

78  
29

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ANALISIS DE LA DISPERSION ELASTICA  
 $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$  A 20 MeV/nucleón.

**TESIS**

Que para obtener el título de FISICO.

Presenta:

**SAMUEL ELIAS SOBERANO MIRANDA**

**FALLA DE ORIGEN**

MEXICO D.F.,

Noviembre 1990



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **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.

# TESIS CON FALLA DE ORIGEN

## INDICE

<b>INDICE</b>	<b>1</b>
<b>CAPITULO I INTRODUCCION</b>	<b>3</b>
I.1 Introducción.	3
I.2 Descripción de la tesis	6
<b>CAPITULO II CONCEPTOS Y DEFINICIONES</b>	<b>7</b>
II.1 Dispersión elástica	7
II.2 Sección eficaz	8
II.3 Modelo óptico	13
II.4 Características generales de la dispersión elástica en iones pesados	14
<b>CAPITULO III DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO</b>	<b>17</b>
III.1 Experimento	18
<b>CAPITULO IV REDUCCION DE LOS DATOS</b>	<b>23</b>
IV.1 Calibración y correcciones	23
IV.1.1 Calibración en energía para las señales E y $\Delta E$	23
IV.1.2 Parámetro de posición P	24
IV.2 Correcciones	24
IV.2.1 Dependencia de E con la po sición.	24
IV.2.2 Variación de $\Delta E$ con la po sición	25
IV.2.3 Dependencia de la posición con el tiempo	29
IV.2.4 Angulo sólido	30
IV.3 Monitor	33

IV.4	Angulo cero	33
IV.5	Energia total de los Nitrógenos dis persados	35
IV.5.1	Corrimiento cinemático y cambio en el espectro de energia	35
IV.5.2	Integración de las cuentas del canal elástico.	40
<b>CAPITULO V</b>	<b>SECCION EFICAZ DIFERENCIAL</b>	<b>42</b>
V.1	Distribución angular	42
V.2	Sección eficaz diferencial	42
V.3	Análisis de los datos en términos del modelo óptico.	44
<b>CAPITULO VI</b>	<b>CONCLUSIONES</b>	<b>51</b>
<b>REFERENCIAS</b>		<b>52</b>

## CAPITULO I

### INTRODUCCION

#### I.1 INTRODUCCION

Esta tesis se refiere al análisis de un experimento de dispersión elástica entre los núcleos  $^{14}\text{N}$  y  $^{12}\text{C}$  a una energía de 20 MeV/nucleón. Estas medidas fueron motivadas por los siguientes antecedentes.

Los primeros experimentos de dispersión elástica con sistemas de iones pesados, que se realizaron hace 20 años, revelaron que estos sistemas se caracterizan por una fuerte absorción, es decir, que aquellas trayectorias que implican un gran traslape entre las dos distribuciones de materia nuclear, conducen al sistema a algún canal de reacción y no al correspondiente de dispersión elástica. En términos del potencial complejo usado para describir la interacción, esto quiere decir que en el interior del sistema la parte imaginaria es dominante y, probablemente, los datos elásticos proporcionen poca información con respecto al potencial más al interior que la zona superficial. Al tratar de describir una dispersión elástica mediante el modelo óptico, se encontró [1] que existía una gran ambigüedad en la determinación del potencial correspondiente. Esto, propició que decreciera el interés por este tipo de medidas en sistemas de iones pesados.

En 1982 se hizo un análisis [2] de tres conjuntos de datos de dispersión elástica en el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  por encima de los 13 MeV/nucleón y éste señalaba la presencia de fenómenos refractivos en las distribuciones angulares, cualitativamente similares a los conocidos para partículas alfa. El estudio de la dispersión elástica de partículas alfa [3], mediante diferentes blancos, había mostrado la existencia de comportamiento refractivo en la sección eficaz diferencial elástica de los sistemas analizados.

Este comportamiento refractivo se manifiesta en una caída aproximadamente exponencial para ángulos grandes, característica de la dispersión nuclear de arcoiris. Es precisamente este comportamiento que permite eliminar gran parte de las ambigüedades al determinar el potencial óptico.

Se pensó entonces [2] que, debido a la similitud entre las distribuciones angulares para los sistemas en que participan partículas alfa y el sistema  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , se podría también, en principio, eliminar las ambigüedades del potencial óptico en este último sistema.

En el año de 1988 se realizó un estudio global [4] de una docena de distribuciones angulares analizadas dentro del formalismo del modelo óptico para la dispersión elástica en los sistemas  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  y  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  entre 10 y 94 MeV/nucleón, y se encontraron efectos refractivos en sus distribuciones angulares. Primero, el estudio utilizó potenciales fenomenológicos tanto para la parte real como para la parte imaginaria. En una segunda etapa, se calcularon los potenciales reales por doble convolución a partir de una interacción efectiva nucleón-nucleón conocida, más un potencial imaginario fenomenológico.

El resultado más notable del análisis con potenciales fenomenológicos [4] fue la necesidad de potenciales imaginarios poco profundos para describir todos los datos de manera consistente. Este resultado no es ambiguo e indica la sensibilidad de los datos a las zonas interiores del potencial. Debido a que una absorción reducida implica una probabilidad apreciable de que las trayectorias logren atravesar el sistema y salir en el canal elástico, estas medidas deberían permitir obtener información sobre la parte real del potencial en el interior. Tal y como ocurre. Para todos los casos analizados el potencial debe ser fuertemente atractivo y dependiente de la energía; estas características del potencial óptico, una parte real profunda junto a una parte imaginaria poco absorbente, son

los requisitos necesarios para la observación de fenómenos refractivos como el de arcoiris nuclear en la distribución angular.

Como consecuencia de estos resultados para los sistemas  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  y  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , surge la inevitable pregunta de si otros sistemas de iones pesados "ligeros" también exhibirán efectos refractivos en su distribución angular. Uno de estos sistemas es el que en esta tesis se analiza, es decir  $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$  a 20 MeV/nucleón. Las características importantes de este sistema se deben a que, por un lado el  $^{14}\text{N}$  tiene una masa intermedia entre el  $^{16}\text{O}$  y el  $^{12}\text{C}$ , y por otro lado no presenta estructura de partícula alfa.

Debido a estas diferencias respecto al  $^{12}\text{C}$  y al  $^{16}\text{O}$ , a priori, no se puede asegurar la existencia o no existencia de efectos refractivos en la distribución angular.

Es importante señalar que el sistema  $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$  ha sido ya estudiado [5] a una energía de 155 MeV, sin embargo, el análisis de estas medidas es poco confiable debido a que los datos constan de muy pocos puntos en la distribución angular correspondiente. El análisis en términos del potencial óptico predice  $V=100$  MeV y  $38.2$  MeV para  $W$  ( $V$  y  $W$  son los valores en  $r=0$  para la parte real e imaginaria del potencial nuclear óptico, respectivamente).

Para el sistema  $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$  a 10 y 12 MeV/nucleón se encontró [6], según análisis en término del potencial óptico,  $V=40$ , y  $W=35$ . Es obvio que el blanco en este caso es mucho más pesado que en el del caso anterior, sin embargo, los valores para la parte imaginaria ( $W$ ) del potencial son muy parecidos. Un valor "pequeño" para  $W$  significa que el potencial es poco absorbente.

El experimento que se hizo para obtener los datos analizados en esta tesis se llevó a cabo en el Cyclotron Institute de la Texas Agriculture and Minery University (TA&MU), participando el grupo de física nuclear del IFUNAM y el correspondiente al citado instituto. Los datos obtenidos se grabaron en cintas magnéticas, y fueron



analizadas en el IFUNAM. Como se dijo, el propósito de esta tesis fue hacer el análisis de tales datos para obtener la sección eficaz diferencial.

## 1.2 DESCRIPCION DE LA TESIS

A continuación se hace una breve reseña del contenido total de esta tesis. En el capítulo I, como se vió, se ha hecho una introducción de los motivos principales que originaron la realización del experimento que nos ocupa. En el capítulo II se presentan definiciones y se proporciona el formalismo teórico de algunos conceptos importantes, tales como la dispersión elástica entre iones pesados, sección eficaz diferencial, obtención de ésta a partir de las medidas experimentales, etc.

La descripción del experimento, es decir, las condiciones bajo las cuales se realizó éste, se hace en el capítulo III. El capítulo IV describe cómo se redujeron los datos, o sea, describe el proceso completo de obtención de la sección eficaz diferencial. Este trabajo se efectuó en la VAX 11/780 del Instituto de Física de la UNAM.

Esta sección eficaz obtenida, así como el análisis dentro del formalismo del modelo óptico es presentado en el capítulo V, y finalmente, las conclusiones son presentados en el capítulo VI.

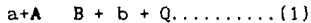
## CAPITULO II

### CONCEPTOS Y DEFINICIONES

#### II.1 DISPERSION ELASTICA.

Ya que este trabajo trata de el análisis de la dispersión elástica del sistema  $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ , se define primeramente lo que se entiende por una dispersión elástica [7].

Una reacción nuclear típica puede ser escrita como:



donde **A** es el símbolo para el núcleo que sirve de blanco, **a** es el núcleo proyectil, mientras que **B** es el núcleo residual y **b** es la partícula observada. Esta reacción también puede ser escrita de una manera más abreviada, o sea



El símbolo **Q** que aparece en la relación (1) se refiere a la energía liberada durante la reacción, y es la energía disponible de la diferencia en masa entre el proyectil más el blanco y la partícula producto más el núcleo en retroceso. Este valor es llamado el valor **Q** de la reacción, y puede ser positivo o negativo.

**Dispersión elástica:** Se da cuando el estado interno de los componentes en una reacción no cambia, así que  $Q=0$  y la energía cinética en el centro de masa del sistema (CM) es la misma, antes y después de la colisión. De tal manera que la relación (1) se convierte en



Ya que una de las partes importantes de este análisis es la obtención de la sección eficaz diferencial elástica para la reacción que nos ocupa, es conveniente hacer una breve discusión de lo que es una sección eficaz y la manera de obtenerla experimentalmente.

## II.2 SECCION EFICAZ

Cuando se trata con reacciones nucleares se necesita una medida cuantitativa de la probabilidad de que éstas se lleven a cabo. Para esto se introduce el concepto de sección eficaz, la cual se define de la siguiente manera. Considérese una reacción típica  $A(a,b)B$ . Si hay un flujo de partículas  $I_0$  por unidad de área, de la clase  $a$  incidiendo en un blanco que contiene  $N$  núcleos del tipo  $A$ , entonces el número de partículas  $b$  emitidas por unidad de tiempo será proporcional a  $I_0$  y a  $N$ . La constante de proporcionalidad es la sección eficaz,  $\sigma$ , la cual tiene dimensiones de área. Por lo tanto la sección eficaz para esta reacción en particular será

$$\sigma = \frac{\text{número de partículas } b \text{ emitidas}}{(\text{número de partículas } a \text{ incidentes/área})(\text{número de núcleos blanco cubiertos por el haz})} \dots\dots\dots(4)$$

La unidad de área que se utiliza para la sección eficaz es el barn ( $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$ ).

Si ahora nos preguntamos por el número de partículas  $b$  emitidas por unidad de tiempo dentro de un elemento de ángulo sólido  $d\Omega$  en la dirección con ángulos polares  $(\theta, \phi)$  con respecto al haz incidente, como antes, éste será proporcional a  $I_0$  y a  $N$  así como también a  $d\Omega$  (ver figura II.1). La constante de proporcionalidad en este caso será la sección eficaz diferencial,  $d\sigma/d\Omega$ , que tiene también unidades de área.

En general, la probabilidad de emisión de partículas  $b$ , y

por lo tanto la sección eficaz diferencial, tendrá una dependencia con los ángulos  $\theta$  y  $\phi$ , sólo en casos especiales la distribución angular será isotrópica. Para enfatizar esto, la sección eficaz diferencial es escrita algunas veces como  $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$ . sin embargo (a menos que los espines de una o más partículas estén polarizados), el proceso de dispersión es axialmente simétrico con respecto a la dirección del haz incidente, lo que significa que la sección eficaz diferencial no depende del ángulo azimutal  $\phi$ . En este caso, podemos escribirla simplemente como  $d\sigma(\theta)/d\Omega$ .

La sección eficaz y la sección eficaz diferencial están relacionadas por

$$\sigma = \int_0^{4\pi} (d\sigma/d\Omega) d\Omega \dots\dots (5)$$

o, debido a que el ángulo sólido  $d\Omega = \text{sen}\theta d\theta d\phi$

$$\sigma = \int_0^{\pi} \text{sen}\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma/d\Omega)$$

Como se dijo anteriormente, si no hay polarización de espines,  $d\sigma/d\Omega$  es independiente de  $\phi$ , de tal manera que lo anterior se convierte en

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} (d\sigma/d\Omega) \text{sen}\theta d\theta \dots\dots (6)$$

Como se estableció al inicio, las secciones eficaces son medidas de probabilidades.

A una energía de bombardeo dada, podemos definir una sección eficaz para cada conjunto de estados disponibles de cada conjunto posible de núcleos residuales; esto es, para cada canal abierto. Ya que canales diferentes corresponden a núcleos en diferentes estados de energía, no hay interferencia cuántica entre las correspondientes amplitudes de probabilidades. Podemos simplemente sumar las

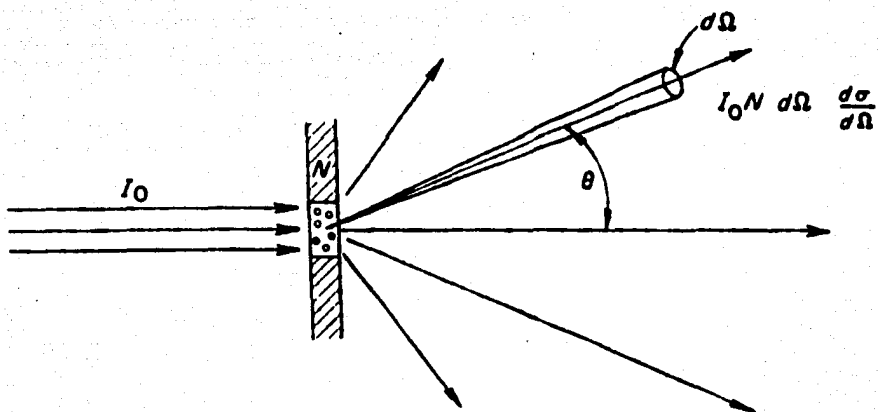


Figura II.1  
 Parámetros de la sección eficaz diferencial de una  
 reacción nuclear.

secciones eficaces para diferentes canales de reacción. La suma de todas estas secciones eficaces para procesos no elásticos es entonces llamada sección eficaz de reacción o de absorción. Cuando también la sección eficaz elástica es sumada, tenemos la sección eficaz total.

La manera de obtener una distribución angular, es decir una sección eficaz diferencial en unidades relativas, a partir de datos experimentales, es la siguiente. Primero se obtiene un espectro de energía total del canal de interés. En éste aparecerán los "picos" correspondientes a eventos con valor Q diferentes para la reacción seleccionada (en el apartado IV.1.8 se explica cómo se selecciona esta reacción). Si la resolución es adecuada, de tal manera que exista una clara definición entre los picos, se obtiene el número de cuentas que tiene el pico de interés para cada ángulo de dispersión. La normalización relativa de las diferentes medidas se obtiene a partir de número de cuentas contadas por un detector (monitor) colocado expresamente para este fin.

Una vez obtenida la normalización se grafica la posición en el laboratorio vs. número de cuentas normalizadas, obteniéndose así una distribución angular en unidades relativas. Mediante cálculos cinemáticos se obtiene la sección eficaz diferencial relativa en el sistema de referencia del centro de masa [8]. La sección eficaz diferencial absoluta se obtiene al multiplicar a esta última por un factor apropiado.

A continuación se explica por qué se usa este método de contar las cuentas y normalizarlas por las del monitor, para el caso particular de una dispersión elástica. Sea  $N_0$  el número total de núcleos del proyectil dirigidos contra un blanco de espesor  $t$  (mm) y  $N_e$  el número de núcleos que experimenta la dispersión elástica. La fracción  $f$  de núcleos que son dispersados elásticamente es:

$$f = \frac{N_e}{N_0} = \sigma n t \quad (7)$$

en donde  $n$  es el número de núcleos del blanco por unidad de volumen y, por lo tanto,  $nt$  es el número de núcleos por unidad de área que tiene el blanco. El número de partículas por ángulo sólido unitario se obtiene al diferenciar (7) por  $d\Omega$ , obteniéndose

$$dN(\theta) = N_0 n t d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \dots\dots(8)$$

En que  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$  es la sección eficaz diferencial para la dispersión elástica en un ángulo  $\theta$ .  $dN$  es el número de partículas que se cuenta en el pico elástico en el ángulo  $\theta$ .

Si existe un segundo detector, llamado monitor, ubicado en el ángulo fijo  $\theta_{mon}$ , el número de partículas dispersadas elásticamente que se cuenta en el monitor, será

$$dN_1(\theta_{mon}) = N_0 n t d\Omega_1 \frac{d\sigma_1}{d\Omega_1}(\theta_{mon}) \dots(9)$$

en donde  $d\Omega_1$  es el ángulo sólido subtendido por el monitor y  $\frac{d\sigma_1}{d\Omega_1}(\theta_{mon})$  es la sección eficaz diferencial para la dispersión elástica a un ángulo  $\theta_{mon}$ .

No en (9) es igual a  $N_0$  en (8) pues las cuentas en el detector y el monitor se acumulan simultáneamente durante una misma corrida. Así mismo  $(nt)$  en (9) es igual a  $(nt)$  en (8) ya que el blanco es el mismo para ambas medidas. Por esto, al hacer el cociente entre (8) y (9) se obtiene

$$\frac{dN}{dN_1} = \frac{1}{d\Omega_1} (d\Omega) \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)}{\frac{d\sigma_1}{d\Omega_1}(\theta_{mon})} \dots\dots\dots(10)$$

De esta expresión podemos obtener la sección eficaz diferencial elástica, o sea

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = (d\Omega_1) \frac{1}{d\Omega} \frac{d\sigma_1(\theta_{mon})}{d\Omega_1} \frac{dN(\theta)}{dN_1} \dots\dots\dots(11)$$

De aquí se puede ver que  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$  es proporcional a  $\frac{dN(\theta)}{dN_1}$ , o sea, al cociente entre el número de cuentas en ambos detectores. El factor de proporcionalidad es

$$C_0 = \frac{dN_1}{d\Omega} \frac{d\sigma_1(\theta_{\text{mon}})}{d\Omega} \dots \dots \dots (12)$$

de tal manera que si esta cantidad se puede calcular numéricamente, podemos obtener la sección eficaz diferencial absoluta a partir del cociente entre cuentas.

### II.3 MODELO OPTICO

El modelo óptico intenta reemplazar el problema de la interacción de dos núcleos complejos (i.e núcleos que tienen más de 4 nucleones), que en general es un problema que involucra muchos cuerpos, por uno más sencillo. Supone dos cuerpos sin estructura, los cuales interactúan entre sí por medio de un potencial  $U$ , el cual, en general se supone que sólo depende de la distancia relativa  $r$  que existe entre los centros de masa de los núcleos, es decir  $U=U(r)$ . Para la interacción entre dos núcleos, a energías superiores a la barrera Coulombiana, este potencial queda expresado como

$$U(r) = V_c(r) + V(r) + iW(r) \dots (13)$$

donde  $V_c(r)$  es el potencial Coulombiano entre las distribuciones de carga de los núcleos, los cuales se consideran que son dos esferas uniformemente cargadas, mientras que  $V(r)$  y  $W(r)$  son la parte real e imaginaria del potencial nuclear, respectivamente. La parte imaginaria se introduce para tomar en cuenta los procesos no elásticos que ocurran en el sistema. El potencial Coulombiano se



caracteriza por ser de largo alcance, mientras que el nuclear se caracteriza por ser de corto alcance.

El estudio de los datos de dispersión elástica nos ayuda a conocer las características fundamentales de este potencial nuclear, es decir, las que tienen que ver tanto con su magnitud como con su geometría.

#### II.4 CARACTERISTICAS GENERALES DE LA DISPERSION ELASTICA EN IONES PESADOS.

Como se dijo antes, la dispersión elástica entre iones pesados se caracteriza por ser fuertemente absorbente. Es posible comparar esta situación con aquella de dispersión por un obstáculo ópaco en óptica, en que se observan los conocidos fenómenos *difractivos*.

En efecto, las primeras medidas de la distribución angular de dispersión elástica entre iones pesados mostraban patrones de difracción de tipo Fresnel o Fraunhofer [9,10].

La información que se puede obtener de una distribución angular difractiva se reduce esencialmente al tamaño del obstáculo ( como ocurre en óptica), en este caso, el tamaño de los núcleos participantes. Debido a esto el interés por medir la dispersión elástica de iones complejos disminuyó notablemente después de conocerse los primeros resultados experimentales.

Sin embargo si el sistema no fuera opaco sino traslúcido, es decir, si las trayectorias internas tuvieran una probabilidad no nula de continuar en el canal elástico después de la interacción, la distribución angular debería mostrar signos de fenómenos refractivos. Tal y como lo predijeron, en 1976, Knoll y Schaeffer [11] en sistemas de iones pesados "ligeros" como  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  para energías superiores a unos 10 MeV/nucleón. Debido a la estructura alfa de estos núcleos, se puede suponer una probabilidad relativamente baja de absorción, en particular para

trayectorias internas no muy alejadas de la superficie.

El fenómeno refractivo más interesante esperado a energías intermedias (entre 10 y 100 MeV/nucleón) para un sistema nuclear débilmente absorbente es el llamado arcoiris nuclear. Este se da de la siguiente manera, las trayectorias internas se desvían por la fuerza nuclear hacia ángulos negativos, hasta un ángulo máximo de dispersión  $\theta_R$ , llamado ángulo de arcoiris [11]. Clásicamente, la distribución angular es nula para ángulos mayores que  $\theta_R$ . Cuánticamente, se espera un decaimiento exponencial a medida que se penetra en la zona prohibida clásicamente. La observación de tal decaimiento exponencial en la sección eficaz diferencial permite, en principio, conocer los valores del potencial nuclear en una región interna del sistema, ya que la fuerza nuclear (parte real) determina la ubicación de  $\theta_R$  y la absorción (parte imaginaria) determina la magnitud de la sección eficaz en la región cercana a  $\theta_R$ .

La figura II.2 muestra esquemáticamente los fenómenos de difracción (rayos D producidos en los bordes del obstáculo) y refracción (trayectorias internas 1-4) generados por un potencial atractivo y poco absorbente.

Desde el punto de vista óptico, la distribución angular resultante es la suma coherente de contribuciones de origen difractivo y refractivo, es decir, oscilaciones de difracción en ángulos hacia adelante, seguidas, como se dijo, por un decaimiento sin estructura en ángulos posteriores (ver figura II.3). Esto es precisamente lo que se ha medido para la dispersión de partículas  $\alpha$  desde 1972 [3], y tal como se esperaba, ha sido posible deducir de modo no ambiguo los valores del potencial nuclear en el interior de estos sistemas.

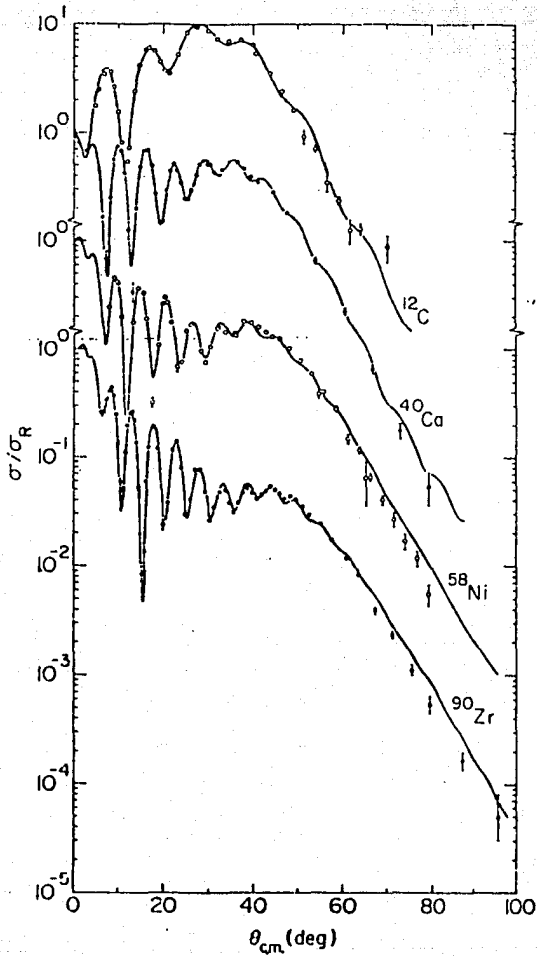


Figura II.3

Comparación entre la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica de partículas alfa ( $E_\alpha=140$  MeV) para diferentes núcleos.

## CAPITULO III

### DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO

#### III.1 EXPERIMENTO

En la figura III.1, aparece la descripción esquemática de la cámara de dispersión en la que se realizó el experimento. Este consistió en hacer incidir un haz de  $^{14}\text{N}$  de 280 MeV de energía sobre un blanco autosustentado de  $\text{C}^{12}$ . Este haz fue el primero obtenido con el ciclotrón superconductor K-500 del Cyclotron Institute. La resolución en energía del haz era del orden de 1 MeV. Debido a que éste era el primer experimento desde la instalación del ciclotrón, hubo que aceptar una serie de situaciones no encontradas normalmente. En primer lugar, no se conocía con precisión la dirección del haz dentro de la cámara, lo que es de importancia para definir  $\theta$ .

Además, la fuente de iones usada era del tipo PIC, cuyo filamento sólo duraba entre 3 o 4 horas para un haz de nitrógeno. Esto implicó tener que suspender el experimento para el cambio de filamento después de cada par de horas de obtención de datos. Cabía la posibilidad, tal como se confirmó durante el análisis, de que la alineación del haz cambiara de un filamento al siguiente debido a que el operador optimizaba algunos parámetros del acelerador para aumentar la corriente. Finalmente, la intensidad de corriente del haz fue típicamente de 1-2 nA, cuando en circunstancias normales se cuenta con varias decenas de nA. Esto influyó notablemente en la baja estadística lograda para las medidas a ángulos grandes.

El blanco usado fue una tira vertical de 4 mm de ancho cortada a partir de una película de carbón depositada en un vidrio. El objetivo de esta elección fue limitar las posibles excursiones del haz a tan sólo  $\pm 2$  mm a cada lado

del centro geométrico de la cámara de dispersión. El grosor del blanco fue de  $1.2 \text{ mg/cm}^2$  (cuatro tiras de  $0.3 \text{ mg/cm}^2$  superpuestas).

Al fondo de la cámara de dispersión funcionó una jaula de Faraday que colectaba la carga del haz. Este dispositivo sirve para normalizar la sección eficaz, siempre que la carga colectada sea la misma que incidió sobre el blanco.

Sin embargo, ya que en este experimento el blanco era angosto y el haz se movía debido a los cambios en la fuente, es posible que la jaula de Faraday colectará iones que no incidieron en el blanco, si no que le pasaron por un lado. Por esto, el análisis no utilizó los datos de la jaula de Faraday.

Los detectores utilizados para la detección de los  $^{14}\text{N}$  dispersados fueron dos detectores de estado sólido en configuración de telescopio (figura III.2). Al frente, un detector de transmisión  $\Delta E$ , de  $300 \mu\text{m}$  de grueso, entregaba una señal proporcional a la pérdida lineal de energía de la partícula incidente. Detrás, un detector grueso ( $3 \text{ mm}$ ) alcanzaba a detener a los  $^{14}\text{N}$  y entregaba una señal correspondiente a la energía residual  $E$ . Estos detectores eran anchos ( $5 \text{ cm}$ ) para optimizar la eficiencia en la obtención de datos, pues cubrían un intervalo angular considerable. El detector  $E$  era sensible a la posición horizontal de cada evento (es decir, a el ángulo de dispersión), de manera que se obtenía de él una segunda señal,  $P \cdot E$ , en que  $P$  es proporcional a la posición a partir de uno de los bordes.

Este telescopio estaba montado sobre un plato móvil que se podía hacer girar respecto del centro de la cámara sin necesidad de abrir la cámara de dispersión al aire.

Al frente del detector  $\Delta E$  se fijó un colimador que definió el área sensible del sistema detector.

El colimador tenía dos alambres de  $1.0 \text{ mm}$  de diámetro fijos en posición vertical. Estos ayudaron a calibrar la señal de posición.

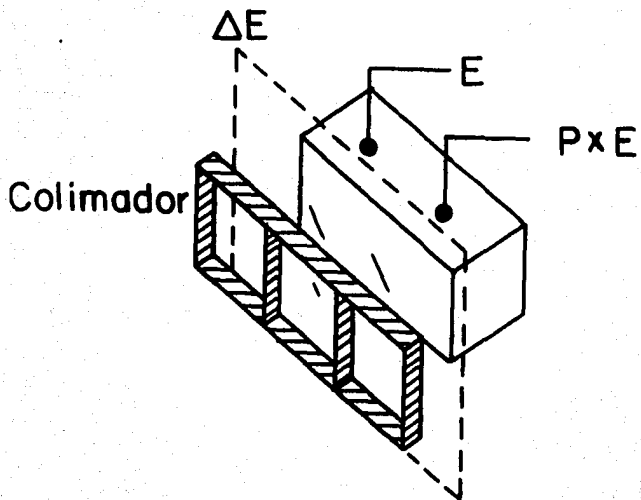


Figura III.2

*Descripción esquemática del sistema telescopio E- $\Delta$ E.*

El ángulo sólido está definido por el área sensible del detector y su distancia al centro del blanco. Esta se cambió en tres ocasiones durante el experimento.

Para fines de normalización se usó un detector monitor, fijo en la cámara, al otro lado del haz respecto del telescopio E- $\Delta E$ , a un ángulo  $\theta_{\text{mon}} = 10^\circ$ .

El intervalo angular cubierto en el experimento fue de  $2^\circ$  a  $26^\circ$  en el sistema del laboratorio, que corresponde a  $4^\circ$ - $57^\circ$  en el sistema centro de masa [8].

Todas las posiciones del telescopio traslapaban zonas angulares medidas en corridas diferentes, para asegurar una buena calibración relativa del experimento.

Las señales se procesaron con electrónica convencional y fueron manejadas por una VAX con interfase CAMAC. Se guardaron como parámetros de cada evento las señales  $\Delta E$ , E,  $P^*E$ ,  $E_{\text{mon}}$  (la energía en el monitor), y P, calculada a partir de  $P^*E$  y E via hardware por un módulo electrónico.

Se realizaron 57 corridas con el haz de  $^{14}\text{N}$  sobre  $^{12}\text{C}$  y 23 con  $^{14}\text{N}$  sobre un blanco de  $^{197}\text{Au}$  (para diversos controles y calibraciones). Además se usó una fuente radiactiva de  $^{241}\text{Am}$  ubicada al centro de la cámara de dispersión (sin haz) para calibrar las señales de energía del telescopio.

Cada corrida duraba típicamente un par de horas. El experimento duró 15 días con sus noches.

## CAPITULO IV

### REDUCCION DE LOS DATOS

#### IV.1

#### CALIBRACIONES Y CORRECCIONES

##### IV.1.1 CALIBRACION EN ENERGIA PARA LAS SEÑALES E Y $\Delta E$

Debido a que todos los datos obtenidos para la dispersión elástica de este sistema fueron escritos en cintas magnéticas, los parámetros de la dispersión fueron almacenados en forma binaria para optimizar el espacio en la cinta. Mediante un programa en FORTRAN estos parámetros fueron transformados en números enteros sin dimensiones, es decir, los parámetros energía residual (E), cambio en la energía ( $\Delta E$ ), posición por energía ( $P^*E$ ) y energía del monitor ( $E_{mon}$ ), eran representados por números que iban de 1 a 2048, este último número es la cantidad de canales que tenía el multicanal utilizado. Por lo tanto, debido a esta adimensionalidad de los datos, es necesario calibrar los parámetros de tal manera que se tengan las unidades físicas correspondientes para cada uno de ellos. En particular, para los parámetros E y  $\Delta E$  la calibración se hizo durante el experimento mediante el uso de una fuente de partículas alfas de  $^{241}\text{Am}$ , de energía conocida (5.5 MeV) y un generador electrónico científico de pulsos, el cual proporciona pulsos de voltajes con una gran linealidad. Esta calibración tiene como finalidad encontrar una función que permita conocer a E y  $\Delta E$  en MeV (14 y 15 respectivamente) a partir del número del canal que represente a estos parámetros.

$$\text{Canal}(E) = 16.112 + 8.376 E - 4.820 \times 10^{-4} E^2 \quad \dots (14)$$

y la obtenida para  $\Delta E$  fue:

$$\text{Canal}(\Delta E) = 36.74 + 11.672 \Delta E - 7.635 \times 10^{-4} \Delta E^2 \quad \dots (15)$$



Estas expresiones indican que el sistema era aproximadamente lineal ( un 1% de no linealidad a 200 MeV).

#### IV.1.2

#### PARAMETRO DE POSICION P

El parámetro posición P se obtuvo al dividir (software) el parámetro P\*E por el parámetro E. Este parámetro así obtenido se comparó con el obtenido durante el experimento por un módulo de electrónica, encontrándose que ambos espectros tenían el mismo comportamiento. La expresión utilizada en el programa de análisis fue:

$$P = \frac{P \cdot E}{E} - (2000) \quad \dots\dots\dots (16)$$

La constante (2000) de la expresión (16) se utilizó para darle a la variable P valores entre 1 y 1024. Aquí P y E eran números enteros, los cuales representaban a los canales.

#### IV.2

#### CORRECCIONES

Es necesario conocer en detalle el comportamiento de los detectores y el de la electrónica en cuanto a linealidad, reproducibilidad y estabilidad se refiere, ya que, por medio de estos se obtienen los datos del experimento. De esta manera se pueden aplicar las correcciones necesarias a las desviaciones que pudieran ocurrir a lo largo del experimento. Los parámetros que se utilizaron fueron la posición P y, las energías E,  $\Delta E$  y  $E_{mon}$ . Las correcciones aplicadas se describen a continuación :

#### IV.2.1

#### DEPENDENCIA DE E CON LA POSICION P

Se obtuvo un espectro de E Vs P correspondiente a la irradiación del detector grueso (habiendo retirado previamente el detector correspondiente a  $\Delta E$ ) con

partículas alfas de 5.5 MeV. El espectro de posición obtenido se muestra en la figura IV.1.

Como se puede observar, la respuesta del detector depende de  $P$ . Si las condiciones del detector o la electrónica, hubieran sido óptimas, este espectro presentaría un aspecto constante, ya que la fuente de alfas proporcionaba partículas monoenergéticas. La dependencia observada es aproximadamente parabólica, de hecho, al hacerse un ajuste polinomial de este espectro, se encontró que, en efecto, el comportamiento era de este tipo. La manera de corregir este efecto experimental sobre el parámetro  $E$  fue multiplicar cada valor de  $E$  por una función de corrección que depende de  $P$ . Se supuso que en el centro del detector la detección era correcta, de tal manera que al aplicar esta función de corrección al espectro  $E$  Vs  $P$ , este adquiría un comportamiento uniforme. El espectro corregido se muestra en la figura IV.2.

#### IV.2.2

#### VARIACION DE $\Delta E$ CON LA POSICION

De una manera similar, se obtuvo el espectro de  $\Delta E$  Vs  $P$ . Irradiando con la fuente de alfas usada anteriormente, esta vez al detector  $\Delta E$ , estas partículas alfas eran detenidas por este detector ya que este estaba hecho de Si con un espesor de 300  $\mu\text{m}$ . El alcance de alfas (de 5.5 MeV) en este elemento es de 35  $\mu\text{m}$ . La gráfica se muestra en la figura IV.3.

Este comportamiento anormal, que se descubrió hacia el final del experimento, fue causado por una aplicación (involuntaria) de voltaje inferior a las especificaciones para el detector. Debido al comportamiento irregular de este espectro, no se consideró apropiado intentar un ajuste polinomial. La manera en que se corrigió este aspecto fue la siguiente: se seleccionó una de las

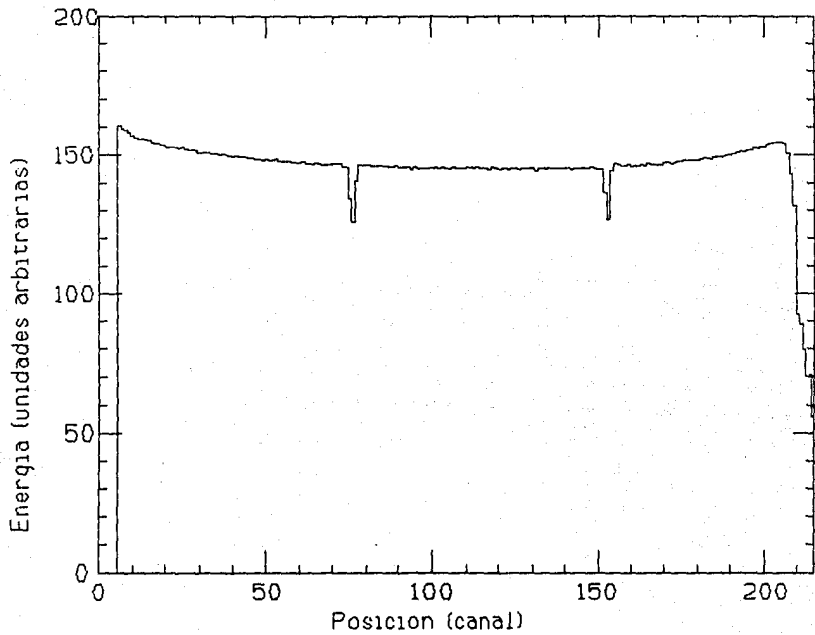


Figura IV.1  
irradiación del detector grueso con partículas alfa  
monoenergéticas de 5.5 MeV

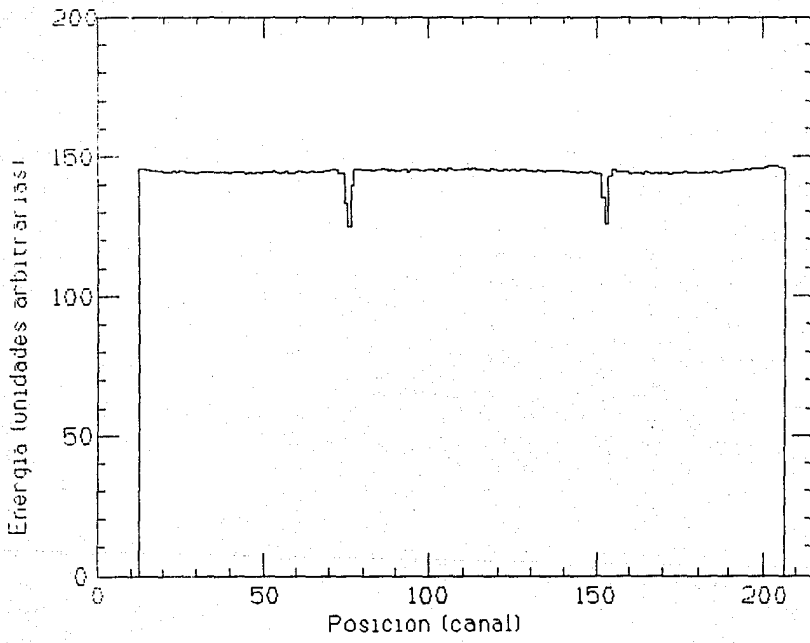


Figura IV.2

Igual a Fig. IV.1, después de aplicar la corrección

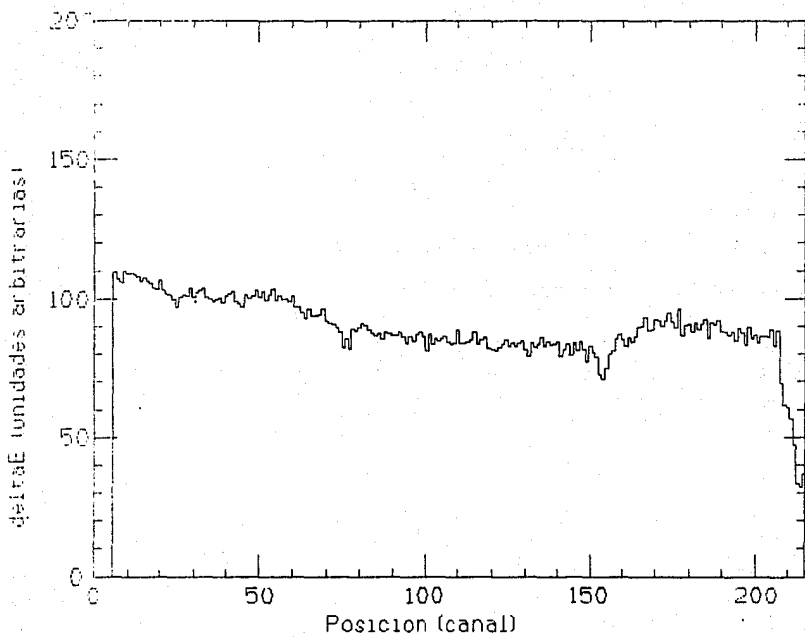


Figura IV.3  
*Irradiación del detector  $\Delta E$  con partículas alfas  
monoenergéticas de 5.5 MeV.*

últimas corridas del experimento (en que el problema ya había sido detectado y corregido) comparándose su espectro  $\Delta E$  Vs P con uno equivalente (detectores en el mismo ángulo, mismo blanco) que requiriera corrección. El cociente del espectro "correcto" respecto del anormal se consideró como una función de corrección. Esta función no se expresó analíticamente, sino que se le aplicó numéricamente a la señal  $\Delta E$ , dependiendo del valor de P correspondiente. El espectro obtenido al aplicar esta función de corrección a un espectro que presentaba un comportamiento como el mostrado en la figura IV.3, es la que se muestra en la figura IV.4.

Finalmente al obtener los espectros de energía total (sección IV.5) se observó que se obtenía mejor resolución en el pico elástico si no se aplicaba la corrección sobre  $\Delta E$ , por lo que ésta no fue usada.

#### IV.2.3 DEPENDENCIA DE LA POSICION CON EL TIEMPO

Otro tipo de problema que se presentó fue el de la dependencia del espectro de posición con el tiempo durante el experimento. Este problema se detectó debido a que la señal de posición de los alambres que se usaron de referencia cambiaba de una corrida a otra, aún tratándose de medidas que se realizaron en forma consecutiva. Se presume que esto se debía a las altas tasas de conteo y no a problemas de paralaje (entre los detectores E y  $\Delta E$  existía una separación de 0.5 cm), de hecho al hacerse un análisis de paralaje se encontró que la posición a la que se proyectaría la sombra de los alambres es del orden de .087 mm ( o sea 2 canales) con respecto a la posición real de estos , en el peor de los casos (suponiendo que el haz tuviera una desviación igual al ancho del blanco (4mm)). En la figura IV.5 se muestra este efecto para corridas diferentes consecutivas de  $^{14}\text{N}$  sobre  $^{12}\text{C}$ , y en condiciones idénticas. La manera de corregirlo fue como sigue: Se

determinó la posición del primer y segundo alambre para una corrida supuestamente confiable (esta corrida era de calibración con partículas alfas sobre el detector para E). La corrección consistió en hacer una transformación lineal a la posición de acuerdo a la expresión siguiente:

$$P = P * W \quad \dots\dots\dots(17)$$

en donde

$$W = \frac{w_1 + w_2}{2}$$

y  $w_1$  ( $w_2$ ) es el cociente entre la posición del primer (segundo) alambre de la corrida tomada de referencia y la posición del primer (segundo) alambre de la corrida que se deseaba analizar. Tanto P como W están dadas en canales.

#### IV.2.4

#### ANGULO SOLIDO

El ángulo sólido está determinado por la apertura del colimador del detector y su distancia al blanco. Las corridas de calibración con partículas alfas permitieron medir el perfil del colimador como función de la posición. Durante las primeras 3/4 partes del experimento, el perfil del colimador (mostrado en la figura III.2) tuvo ligeras desviaciones con respecto a la forma cuadrangular, teniéndose, por lo tanto, un ángulo sólido débilmente variable a lo largo del detector. Fue entonces necesario "corregir" los datos elásticos correspondientes a las corridas de esta parte del experimento, debido a que  $d\Omega$  en la ecuación (11) dependía ligeramente de P.

Para las últimas corridas, en que el detector se acercó a una distancia mínima del blanco, se colocaron dos placas metálicas frente al colimador, de modo de reducir el ángulo sólido correspondiente a los ángulos delanteros. Esto se hizo para reducir la tasa de conteo. La medición

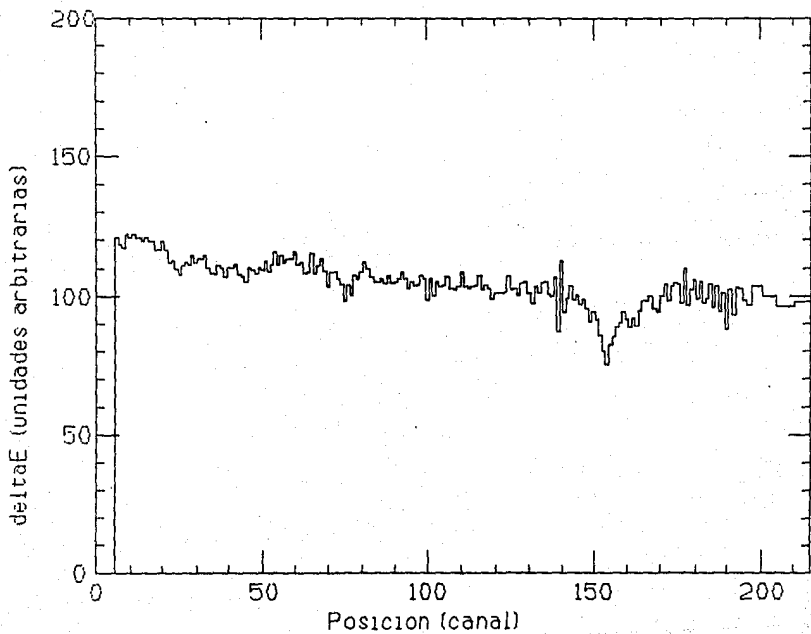


Figura IV.4  
*Espectro de  $\Delta E$  corregido*



del ángulo sólido en estas condiciones se realizó también irradiando con partículas alfas. La figura IV.6 muestra la distribución de cuentas como función del parámetro P para irradiación con una fuente radiactiva (isotrópica).

Esta distribución de cuentas fue usada como medida del ángulo sólido a lo largo de la cara expuesta del detector y los datos elásticos fueron "corregidos" de acuerdo con ella y con la ecuación (11).

#### IV.3

#### MONITOR

El monitor, como se dijo anteriormente, es un detector, como todos, en el cual el número de cuentas es proporcional al número total de partículas incidentes sobre el blanco. En la figura IV.7 se muestra un espectro típico de este monitor. El intervalo de integración para obtener  $dN_i$  en la ec. 11 fue el pico de la dispersión elástica, fácilmente identificable debido a las características de este espectro.

Se encontró que la resolución típica del pico elástico (FWHM) fue del orden de 1 MeV, un 0.44 % de la señal elástica

#### IV.4

#### ANGULO CERO

En este tipo de experimentos es muy importante conocer si el haz que sirve como proyectil es paralelo al eje que se estableció como referencia y si pasa por el centro geométrico de la cámara de dispersión. Una manera de comprobarlo, es hacer medidas colocando el detector primero en un ángulo positivo con respecto a la dirección de incidencia del haz y después bajo las mismas condiciones se hace la medida cambiando el detector a un ángulo simétricamente opuesto al escogido inicialmente. En este caso una de las primeras corridas del experimento se tomó a  $-3^\circ$  y otras a  $+3^\circ$ .

Se encontró una desviación con respecto al cero de  $0.432^\circ$ . Esta medida se hizo sin mediar un cambio de filamento en la fuente de iones y se usó para definir de manera absoluta el ángulo de dispersión. En otras corridas, al comparar las distribuciones angulares en las regiones con traslapes, se descubrió que el haz variaba su dirección con los cambios de filamento. Estas corridas fueron corregidas de acuerdo a lo necesario para ser consistentes con aquéllas iniciales a  $+3^\circ$  y  $-3^\circ$ .

#### IV.5 ENERGIA TOTAL DE LOS NITROGENOS DISPERSADOS

Para obtener los espectros de energía total se elaboró un programa en FORTRAN. Este imponía condiciones sobre los parámetros de  $E$  y  $\Delta E$  para obtener sólo aquellos eventos que correspondieran a núcleos de  $^{14}\text{N}$  dispersados.

En la figura IV.8 aparece una gráfica bidimensional de  $E$  vs  $\Delta E$ . Las condiciones que eran impuestas sobre  $E$  y  $\Delta E$  son dictadas por las expresiones analíticas de las curvas que limitan a los eventos que corresponden a los núcleos de  $^{14}\text{N}$ , como se muestra. Una vez identificado un evento como originado por un nitrógeno se seleccionaba el ángulo de dispersión según el valor del parámetro  $P$ .

Para esto, el programa dividía cada espectro de  $P$  en 29 intervalos iguales, y obtenía para cada una de estas posiciones su correspondiente espectro de energía total  $E_T$ , en donde  $E_T = E + \Delta E$  (en MeV). De esta manera cada corrida contribuía con 29 puntos a la distribución angular.

En la figura IV.9 aparece el espectro de energía total para una corrida cualquiera. La resolución (FWHM/centroide) fue típicamente del 0.77 %. Esto permitía resolver el primer estado excitado del  $^{14}\text{N}$  y del  $^{12}\text{C}$  (a 2.31 y 4.44 MeV respectivamente del pico elástico).

##### IV.5.1 CORRIMIENTO CINEMATICO Y CAMBIO EN EL ESPECTRO DE ENERGIA.

Para poder obtener los picos elásticos de los eventos

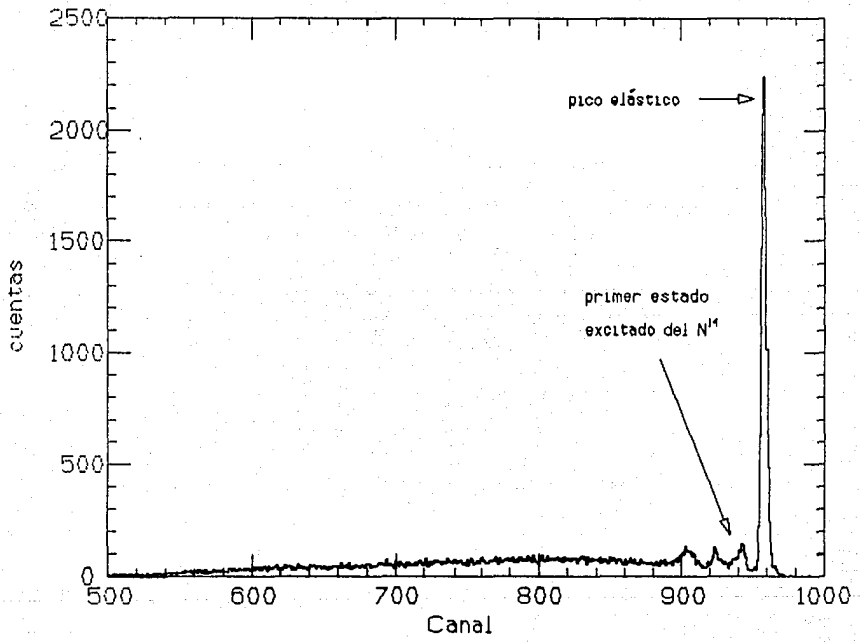


Figura IV.7  
Espectro típico del monitor

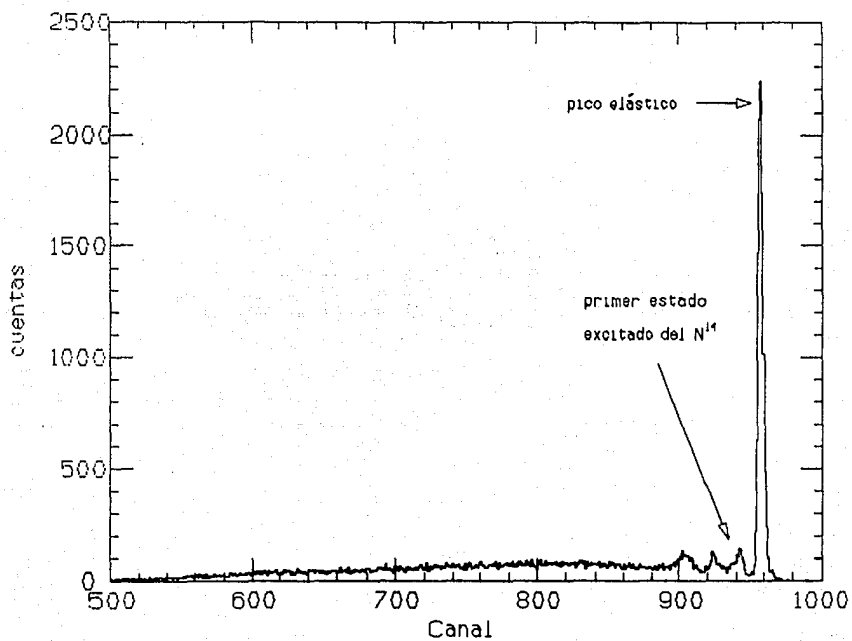


Figura IV.7  
*Espectro típico del monitor*

correspondientes a  $^{14}\text{N}$  sobre  $^{12}\text{C}$  fue necesario dividir cada intervalo angular en 29 partes iguales. Como es de esperarse de las características generales de la sección eficaz elástica, el número de cuentas tiende a disminuir al aumentar el ángulo de detección. Es claro que al disminuir el número de cuentas en el pico elástico su identificación a simple vista será más difícil o incluso imposible. Para poder resolver este problema es necesario contar con una función que pueda predecir la energía del pico elástico en cada espectro con bastante precisión. Esta función se construye tomando en cuenta que, tanto el comportamiento del detector como la cinemática de la reacción influyen en la energía medida del pico elástico.

Se debería esperar que el comportamiento del detector fuera el mismo para todas las corridas realizadas. De tal forma que fuera factible predecir la energía correspondiente al pico elástico simplemente a partir de la cinemática.

Se utilizaron las irradiaciones del blanco de oro para conocer la dependencia de la variable  $E_r$  con la posición a lo largo del detector. La figura IV.10 muestra el valor del centroide del pico elástico para una corrida sobre oro, junto a la predicción puramente cinemática (se normalizó respecto del cálculo cinemático). Se aprecia claramente que la respuesta del detector depende de  $P$ . Conocido este comportamiento, se intentó entonces predecir el centroide del elástico para corridas sobre el blanco de carbón, suponiendo la misma desviación observada en la figura IV.10.

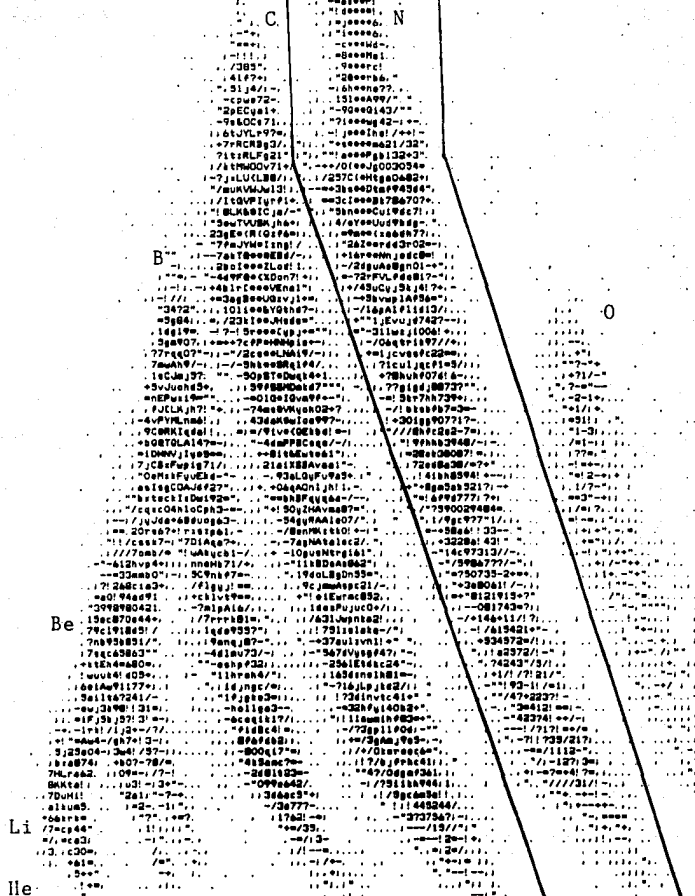
Desafortunadamente, esta predicción no llegaba a coincidir con aquellos picos observados mejor que dentro un 2 o 3 %, lo que era insuficiente para asegurar que no se estaban incluyendo cuentas inelásticas. Debido a este mal funcionamiento del detector (causado probablemente por las diferentes tasas de conteo durante las corridas con oro y

correspondientes a  $^{14}\text{N}$  sobre  $^{12}\text{C}$  fue necesario dividir cada intervalo angular en 29 partes iguales. Como es de esperarse de las características generales de la sección eficaz elástica, el número de cuentas tiende a disminuir al aumentar el ángulo de detección. Es claro que al disminuir el número de cuentas en el pico elástico su identificación a simple vista será más difícil o incluso imposible. Para poder resolver este problema es necesario contar con una función que pueda predecir la energía del pico elástico en cada espectro con bastante precisión. Esta función se construye tomando en cuenta que, tanto el comportamiento del detector como la cinemática de la reacción influyen en la energía medida del pico elástico.

Se debería esperar que el comportamiento del detector fuera el mismo para todas las corridas realizadas. De tal forma que fuera factible predecir la energía correspondiente al pico elástico simplemente a partir de la cinemática.

Se utilizaron las irradiaciones del blanco de oro para conocer la dependencia de la variable  $E_r$  con la posición a lo largo del detector. La figura IV.10 muestra el valor del centroide del pico elástico para una corrida sobre oro, junto a la predicción puramente cinemática (se normalizó respecto del cálculo cinemático). Se aprecia claramente que la respuesta del detector depende de  $P$ . Conocido este comportamiento, se intentó entonces predecir el centroide del elástico para corridas sobre el blanco de carbón, suponiendo la misma desviación observada en la figura IV.10.

Desafortunadamente, esta predicción no llegaba a coincidir con aquellos picos observados mejor que dentro un 2 o 3 %, lo que era insuficiente para asegurar que no se estaban incluyendo cuentas inelásticas. Debido a este mal funcionamiento del detector (causado probablemente por las diferentes tasas de conteo durante las corridas con oro y

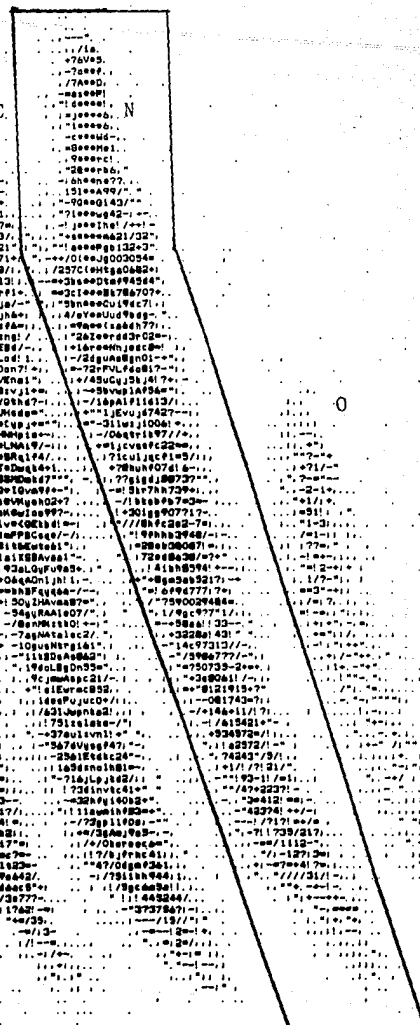


$\Delta E$

Figura IV. 8

Proyección biparamétrica de E vs  $\Delta E$

E  
Be  
Li  
He



AE

Figura IV.8  
Proyección biparamétrica de E vs AE



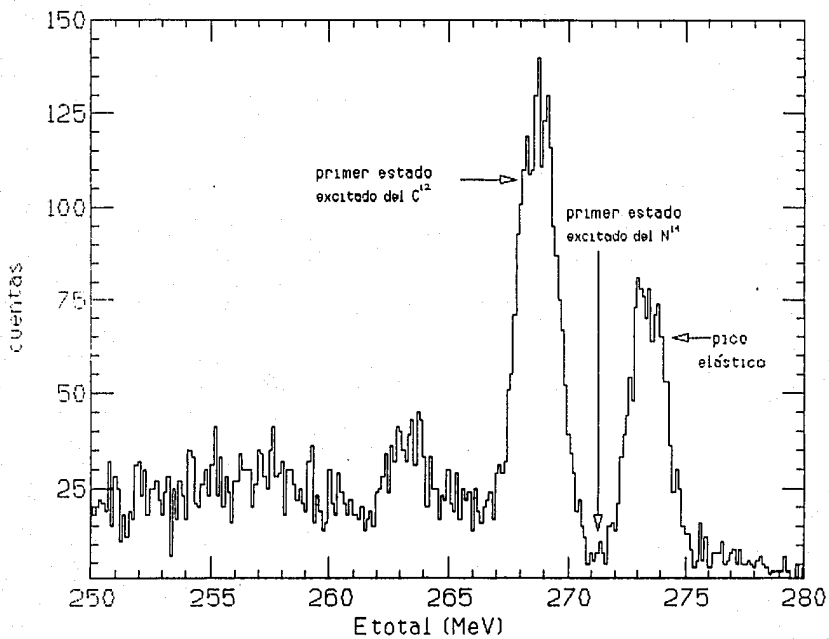


Figura IV.9

*Energía total vs número de cuentas para un ángulo en que la sección eficaz diferencial elástica es menor que la inelástica para el estado a 4.4 MeV.*

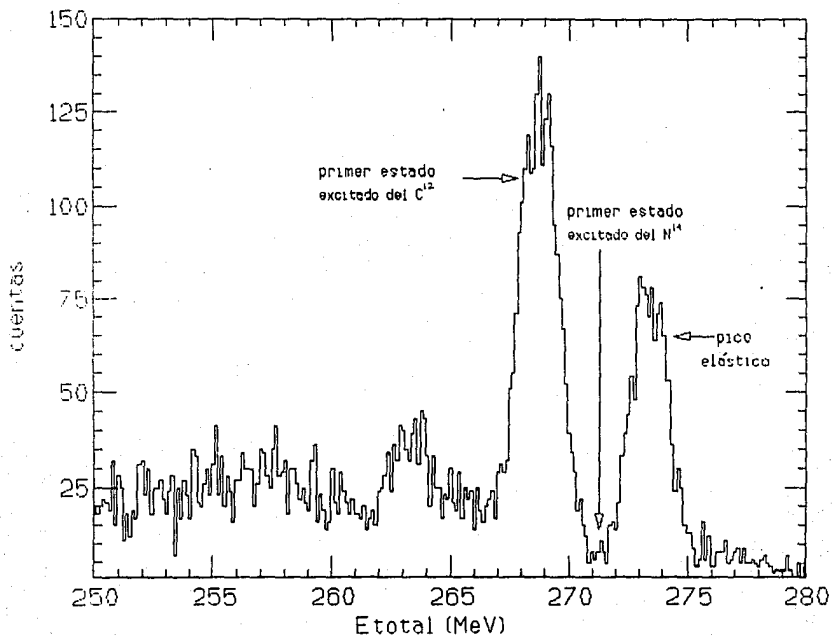


Figura IV.9

*Energía total vs número de cuentas para un ángulo en que la sección eficaz diferencial elástica es menor que la inelástica para el estado a 4.4 MeV.*

con carbón) sólo se pudo integrar el pico elástico en aquellas corridas en que era visible. (la figura IV.10 se parece ligeramente a la figura IV.3. Intentar aplicar algún tipo de corección a la señal  $\Delta E$  no ayudaba - mas bien empeoraba- el problema aqui descrito).

#### IV.5.2 INTEGRACION DE LAS CUENTAS DEL CANAL ELASTICO

El intervalo de integración en cada uno de los 29 espectros era definido por la resolución en el pico elástico. Tal como se dijo en la sección anterior, sólo se integró en aquellos espectros en que el elástico era visible, por lo que, el intervalo angular donde se obtuvieron datos sólo llegó hasta los  $38^\circ$  en el centro de masa ( $17^\circ$  en el laboratorio) no obstante que el detector observó hasta los  $57^\circ$  en el centro de masa ( $26^\circ$  en el laboratorio).

Es importante señalar que, más allá de los  $38^\circ$  c.m la estimación del número de cuentas indica que éstas eran menos que las medidas en el último punto de la distribución angular (figura V.1).

Las incertezas estimadas provienen de tres fuentes. En primer lugar, cuando existían más de dos corridas a un mismo ángulo de detección, se efectuaba un promedio pesado (por el número de cuentas del monitor) sobre el número de cuentas normalizadas, y la desviación estandard de este promedio era tomada como una medida de incerteza asociada a la medida. Cuando solamente se tenía una corrida disponible en un dado intervalo angular la incertidumbre asociada a la medida era el recíproco de la raíz cuadrada del número de cuentas. Por último, también fue tomada en cuenta la certeza en la definición del pico elástico al integrarlo. Estimamos que tomando todos estos factores en cuenta, la incerteza mínima de cada valor de la sección es del 5%.

con carbón) sólo se pudo integrar el pico elástico en aquellas corridas en que era visible. (la figura IV.10 se parece ligeramente a la figura IV.3. Intentar aplicar algún tipo de corección a la señal  $\Delta E$  no ayudaba - mas bien empeoraba- el problema aqui descrito).

#### IV.5.2 INTEGRACION DE LAS CUENTAS DEL CANAL ELASTICO

El intervalo de integración en cada uno de los 29 espectros era definido por la resolución en el pico elástico. Tal como se dijo en la sección anterior, solo se integró en aquellos espectros en que el elástico era visible, por lo que, el intervalo angular donde se obtuvieron datos sólo llegó hasta los  $38^\circ$  en el centro de masa ( $17^\circ$  en el laboratorio) no obstante que el detector observó hasta los  $57^\circ$  en el centro de masa ( $26^\circ$  en el laboratorio).

Es importante señalar que, más allá de los  $38^\circ$  c.m la estimación del número de cuentas indica que éstas eran menos que las medidas en el último punto de la distribución angular (figura V.1).

Las incertezas estimadas provienen de tres fuentes. En primer lugar, cuando existían más de dos corridas a un mismo ángulo de detección, se efectuaba un promedio pesado (por el número de cuentas del monitor) sobre el número decuentas normalizadas, y la desviación estandard de este promedio era tomada como una medida de incerteza asociada a la medida. Cuando solamente se tenía una corrida disponible en un dado intervalo angular la incertidumbre asociada a la medida era el recíproco de la raíz cuadrada del número de cuentas. Por último, también fue tomada en cuenta la certeza en la definición del pico elástico al integrarlo. Estimamos que tomando todos estos factores en cuenta, la incerteza mínima de cada valor de la sección es del 5%.

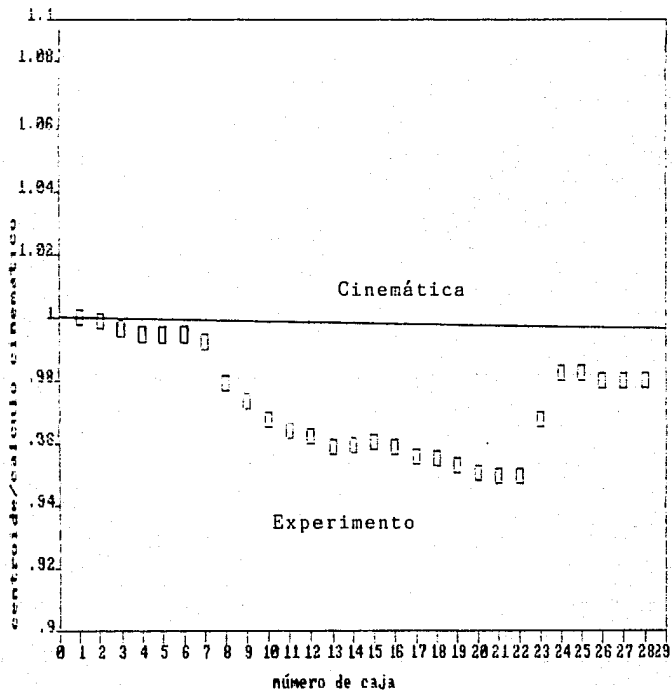


Figura IV.10

*Función de predicción de la energía del pico elástico (cinemática) y respuesta real del detector (experimento) como función de la "caja" en que se cuantizó el parametro de posición.*

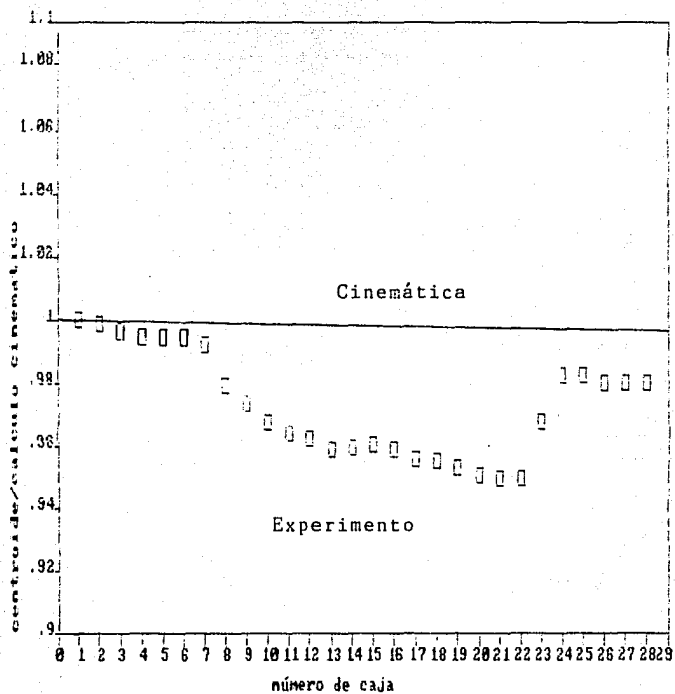


Figura IV.10

*Función de predicción de la energía del pico elástico (cinemática) y respuesta real del detector (experimento) como función de la "caja" en que se cuantizó el parametro de posición.*

CAPITULO V  
SECCION EFICAZ DIFERENCIAL

V.1 DISTRIBUCION ANGULAR

El capítulo anterior describió el método seguido para obtener  $dN$  a partir del telescopio y  $dN_i$ , a partir del monitor. El cociente  $dN/dN_i$  (ec. 11) es una medida de la distribución angular. Los valores obtenidos en corridas en que la distancia blanco-detector fue variada, y por lo tanto  $d\Omega$  cambió, fueron normalizados relativamente de manera de optimizar el acuerdo interno en la zona donde dos o más medidas se traslapaban. La corrección debida al corrimiento del haz fue explicada en IV.4. De esta manera, se obtuvo una distribución angular de la sección eficaz, en el sistema de referencia del laboratorio que se muestra en la figura V.1. Esta está formada por corridas diferentes, las partes mas "oscuras" en la figura muestran un acuerdo razonable entre mediciones independientes y traslapantes.

V.2 SECCION EFICAZ DIFERENCIAL

Los valores en la figura V.1 corresponden al factor

$$\frac{1}{d\Omega} \frac{dN(\theta)}{dN_i}$$

en la ecuación (11). Falta aún determinar

$$d\Omega \frac{d\sigma_i(\theta_{mon})}{d\Omega}$$

para conocer  $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ . La dificultad reside en la sección eficaz para  $\theta_{mon}$ , pues no es conocida a priori. Debido a la alta energía del haz y a la débil interacción electrostática entre estos dos núcleos de Z bajo, la sección eficaz para  $\theta_{mon}=10^\circ$  no corresponde a la dispersión de Rutherford y por lo tanto, es desconocida. No es posible, entonces, normalizar la distribución angular a partir de los datos experimentales.

CAPITULO V  
SECCION EFICAZ DIFERENCIAL

V.1 DISTRIBUCION ANGULAR

El capítulo anterior describió el método seguido para obtener  $dN$  a partir del telescopio y  $dN_1$ , a partir del monitor. El cociente  $dN/dN_1$  (ec. 11) es una medida de la distribución angular. Los valores obtenidos en corridas en que la distancia blanco-detector fue variada, y por lo tanto  $d\Omega$  cambió, fueron normalizados relativamente de manera de optimizar el acuerdo interno en la zona donde dos o más medidas se traslapaban. La corrección debida al corrimiento del haz fue explicada en IV.4. De esta manera, se obtuvo una distribución angular de la sección eficaz, en el sistema de referencia del laboratorio que se muestra en la figura V.1. Esta está formada por corridas diferentes, las partes mas "oscuras" en la figura muestran un acuerdo razonable entre mediciones independientes y traslapantes.

V.2 SECCION EFICAZ DIFERENCIAL

Los valores en la figura V.1 corresponden al factor

$$\frac{1}{d\Omega} \frac{dN(\theta)}{dN_1}$$

en la ecuación (11). Falta aún determinar

$$dN_1 \frac{d\sigma_1(\theta_{mon})}{d\Omega}$$

para conocer  $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ . La dificultad reside en la sección eficaz para  $\theta_{mon}$ , pues no es conocida a priori. Debido a la alta energía del haz y a la débil interacción electrostática entre estos dos núcleos de  $Z$  bajo, la sección eficaz para  $\theta_{mon}=10^\circ$  no corresponde a la dispersión de Rutherford y por lo tanto, es desconocida. No es posible, entonces, normalizar la distribución angular a partir de los datos experimentales.



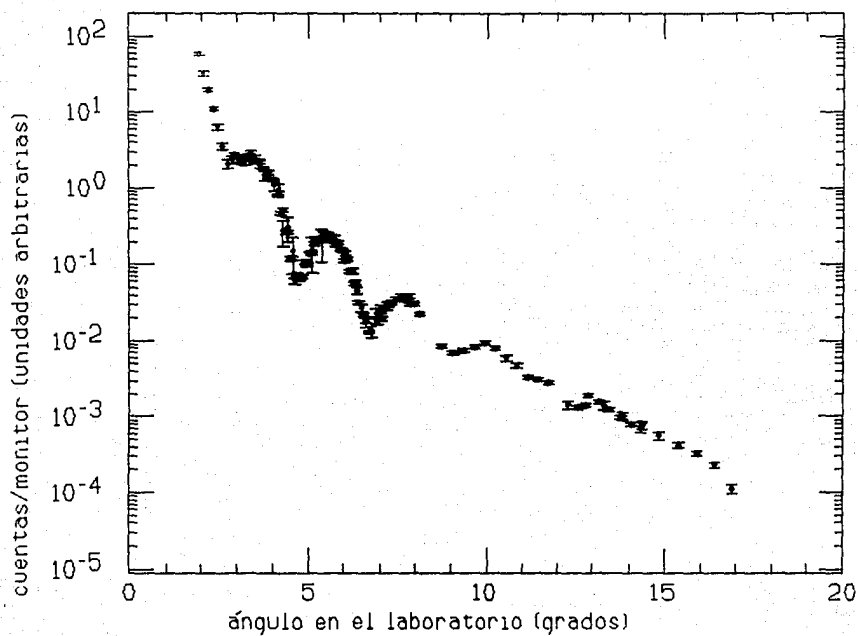


Figura V.1  
*Distribución angular en el laboratorio.*

Sin embargo, las medidas para los ángulos más delanteros se encuentran dentro de un factor de dos de la sección de Rutherford y la sección eficaz en esta región es débilmente dependiente del modelo nuclear usado en su cálculo. Por lo tanto, calculamos  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  para los seis ángulos más delanteros suponiendo un potencial nuclear consistente con estudios en sistemas similares [4]. Luego, optimizamos el acuerdo entre estas medidas y el cálculo, deduciendo así el factor de normalización absoluta. Estimamos una incerteza de  $\pm 10\%$  en este valor.

La figura V.2 muestra los valores de la sección eficaz diferencial en el sistema centro de masa (transformación según [8]) relativos a la dispersión de Rutherford. En la tabla 1 se encuentran listados los valores obtenidos.

### V.3 ANALISIS DE LOS DATOS EN TERMINOS DEL MODELO OPTICO.

Teniendose la sección eficaz diferencial se hizo el análisis de los datos en términos del modelo óptico, suponiendo potenciales fenomenológicos con parametrización tipo Wood-Saxon de 3 parámetros para la parte real y 3 para la parte imaginaria (ver tabla 2). Para más detalles ver referencia [12].

El análisis de estos datos no estuvo libre de ambigüedades. En la figura V.2 se pueden ver tres cálculos diferentes que ajustan con calidad similar los datos experimentales. Se trata de potenciales con propiedades ópticas diferentes.

El potencial A, débilmente absorbente, tiene una parte real demasiado débil, inconsistente con sistemáticas bien establecidas [4,13]. El potencial B es también débilmente absorbente, y predice un máximo que precede un arcoiris nuclear justo a partir del punto en que estos datos terminan. El potencial C es fuertemente absorbente y, según sus propiedades ópticas, la caída más allá de  $30^\circ$  se debe a la absorción. Para los tres potenciales

$W(r)/V(r) \sim 0.5$ , en la zona de la superficie ( $r \sim 5fm$ ). La figura V.3 es una descomposición de los cálculos de modelo óptico para los potenciales A, B y C según las componentes llamadas "nearside" y "farside" [13]. En términos simples se puede decir que "nearside" corresponde a trayectorias que atraviesan el sistema del mismo lado que el detector (por ejemplo, la trayectoria inferior D en la figura II.2, para el caso en que el detector se encuentre en su camino. Análogamente, "farside" se refiere a trayectorias que son dispersadas hacia el lado opuesto del que provienen, por ejemplo, las trayectorias 1-4 y D superior en la figura II.2.

La descomposición que se muestra en la figura V.3 indica que para los tres potenciales, la sección eficaz observada a partir de 12 grados se debe fundamentalmente a contribuciones del farside, es decir son trayectorias refractadas hacia ángulos negativos por el campo nuclear.

Estas conclusiones son independientes de la incerteza asociada con la normalización absoluta de los datos.

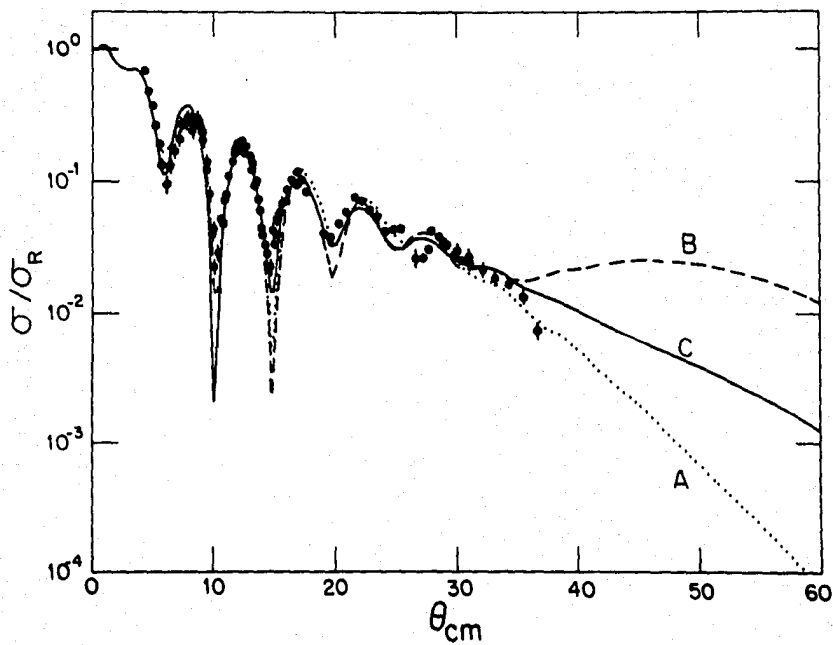


figura V.2

Sección eficaz diferencial en el centro de masa  
normalizada con respecto a la dispersión de rutherford

$\theta_{cm}$ (grados)	$\sigma/\sigma_{Ruth}$	error(%)	$\theta_{cm}$ (grados)	$\sigma/\sigma_{Ruth}$	error(%)
4.1729	0.6766	5.000	9.7184	0.4044E-01	5.820
4.4611	0.4791	7.071	9.8456	0.4363E-01	5.000
4.7493	0.3764	5.000	9.8567	0.5399E-01	50.00
5.0376	0.2670	5.783	10.0067	0.2299E-01	8.190
5.3258	0.1968	7.516	10.1340	0.2908E-01	5.000
5.6138	0.1331	10.37	10.2948	0.2803E-01	7.860
5.9020	0.9566E-01	13.48	10.4221	0.3105E-01	5.000
6.1902	0.1317	12.60	10.5832	0.5155E-01	6.100
6.3400	0.1679	5.000	10.7105	0.4966E-01	5.000
6.6282	0.1681	7.071	10.8716	0.7380E-01	5.500
6.9165	0.2209	5.000	10.9989	0.8091E-01	5.000
6.9741	0.2085	12.80	11.0331	0.8590E-01	50.00
7.2047	0.2726	5.000	11.1600	0.1092	5.000
7.2624	0.2908	11.70	11.4484	0.1418	5.000
7.4930	0.2839	5.000	11.5986	0.1432	5.000
7.5507	0.2941	12.60	11.6097	0.1358	44.72
7.7811	0.3033	5.000	11.7366	0.1666	5.000
7.8387	0.2986	13.48	11.7418	0.1778	7.071
8.0693	0.2848	5.000	11.8871	0.1688	5.000
8.1270	0.2449	16.01	12.0205	0.1958	5.000
8.3576	0.2605	5.000	12.1755	0.1714	5.000
8.4042	0.3040	7.071	12.3990	0.2036	7.071
8.6925	0.2808	5.000	12.4637	0.1663	5.000
8.7036	0.2404	18.90	12.6249	0.1867	5.000
8.9806	0.2099	5.000	12.7522	0.1566	5.000
8.9919	0.2367	20.41	12.9133	0.1612	5.140
9.1417	0.1235	5.000	13.0407	0.1244	5.000
9.2688	0.1429	5.000	13.0443	0.1538	7.071
9.2800	0.7729E-01	37.80	13.2018	0.1342	5.920
9.4300	0.7939E-01	5.000	13.3291	0.9619E-01	5.000
9.5573	0.8224E-01	5.000	13.4903	0.1024	7.140
9.5683	0.9772E-01	35.36	13.6176	0.7368E-01	5.000

tabla 1.

*Sección eficaz diferencial en el centro de masa*

continuación

$\theta_{cm}$ (grados)	$\sigma/\sigma_{Ruth}$	error(%)	$\theta_{cm}$ (grados)	$\sigma/\sigma_{Ruth}$	error(%)
13.61760	0.7368E-01	5.000	22.8770	0.6169E-01	7.937
13.6957	0.7568E-01	7.071	23.5299	0.5476E-01	7.321
13.7786	0.6110E-01	9.710	24.1830	0.4273E-01	5.000
13.9059	0.4517E-01	5.000	24.8362	0.4398E-01	5.000
14.0671	0.4030E-01	12.31	25.4887	0.4483E-01	5.000
14.1945	0.3393E-01	5.000	26.6922	0.2697E-01	11.96
14.3472	0.2967E-01	7.071	27.2673	0.2697E-01	5.000
14.3557	0.2808E-01	15.25	27.7980	0.3122E-01	5.734
14.4830	0.2167E-01	5.000	27.9213	0.4319E-01	5.000
14.6442	0.2311E-01	17.15	28.5753	0.3895E-01	5.000
14.9328	0.4323E-01	12.91	28.9143	0.3579E-01	12.66
14.9987	0.3435E-01	7.071	29.2296	0.3371E-01	5.000
15.2212	0.5259E-01	11.11	29.8840	0.2877E-01	5.299
15.2678	0.4041E-01	6.534	30.0311	0.3064E-01	11.37
15.5564	0.5983E-01	5.000	30.5277	0.2550E-01	5.000
15.6504	0.6922E-01	7.071	31.1485	0.2523E-01	13.75
15.8450	0.7464E-01	5.000	31.1934	0.2736E-01	11.63
16.1334	0.8896E-01	5.000	32.2663	0.2228E-01	11.04
16.4221	0.1056	5.000	33.3848	0.1908E-01	7.857
16.7108	0.1033	5.000	34.5039	0.1721E-01	6.442
16.9539	0.1180	6.508	35.6235	0.1387E-01	8.575
16.9985	0.9698E-01	5.000	36.7438	0.7556E-02	13.61
17.2882	0.1023	5.000			
17.6058	0.8242E-01	5.000			
18.9620	0.4132E-01	5.000			
19.6142	0.3862E-01	5.000			
20.2665	0.4779E-01	5.000			
20.9190	0.5924E-01	5.000			
21.5715	0.7666E-01	5.000			
22.2242	0.7282E-01	5.000			

tabla 1.

Sección eficaz diferencial en el centro de masa

Potential	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a$ (fm)	$W_0$ (MeV)	$r_w$ (fm)	$a_w$ (fm)	$J_v$ (MeVfm <sup>3</sup> )	$J_w$ (MeVfm <sup>3</sup> )	$ S_0 $	$\chi^2/N$
A	65.8	.915	.739	16.3	1.151	.911	168	82	5.20E-1	15
B	142.3	.807	.728	26.9	1.023	.904	262	101	0.95E-2	21
C	200.0	.701	.827	67.9	0.809	.904	289	145	0.96E-4	20
D	0.84			60.0	0.746	1.051	231	122	0.37E-3	17

Información del potencial óptico  
tabla 2.

ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA

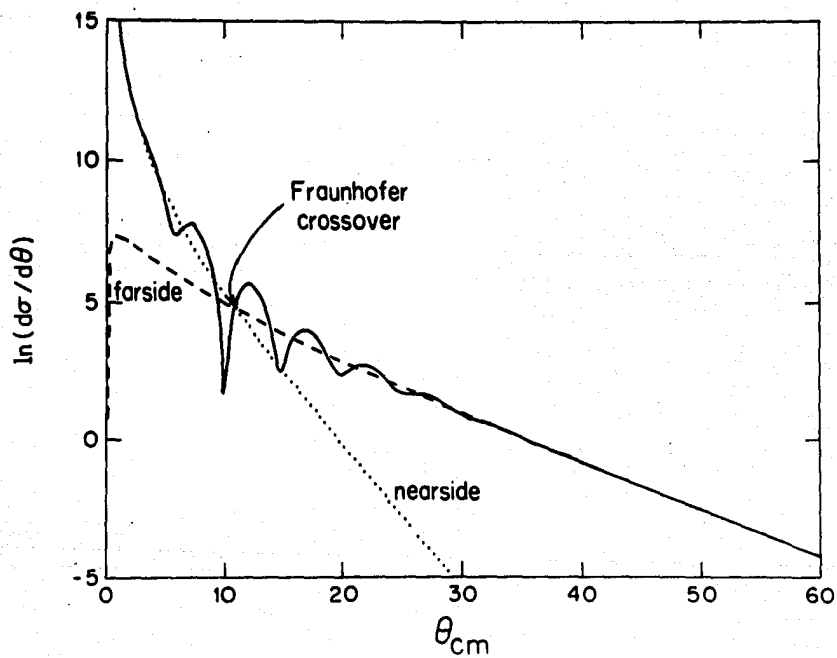


figura V.3  
 Descomposición de los potenciales en sus componentes  
 "farside" y "nearside".



## CAPITULO VI

### CONCLUSIONES

A pesar de múltiples dificultades de orden experimental encontradas durante la obtención de los datos se ha logrado el análisis de estas medidas de dispersión elástica. La distribución angular muestra las características conocidas para sistemas similares: oscilaciones difractivas en los ángulos más pequeños, seguidas por una zona sin estructura que ha sido relacionada con efectos refractivos.

El análisis en términos del modelo óptico no fue capaz de seleccionar un único potencial para describir la interacción. Claramente el contar con más datos experimentales ayudaría a eliminar las ambigüedades encontradas. Sin embargo, el análisis indica el dominio de contribuciones originadas en la refracción nuclear en una amplia zona angular.

Estos datos tienen el valor adicional de aumentar la información experimental para sistemas en que las mediciones son mas bien escasas. Entre los iones pesados, han sido  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  los más estudiados hasta el momento. Estas medidas, en que no todos los participantes tienen estructura de partícula alfa, deberían considerarse un aporte de importancia.

## REFERENCIAS

1. M. Lozano and G. Madurga *Nucl. Phys.* **A334** (1980) 349.
2. M.E. Brandan, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1132
3. D.A Goldberg and S.M. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 500; D.A. Goldberg, S.M. Smith, and G.F. Burdzik *Phys. Rev. C* **10**, 4 (1974) 1362.
4. M.E.Brandan, *Phys.Rev.Lett.***60**, (1988) 784.
5. K. G. Nair, H. Volt, C. W. Towsley, M. Hamm, J. D. Bronson, and K. Nagatani, *Phys. Rev. C* **12**, 5 (1975).
6. R. K. Bhowmik, J. Van Driel, R. H. Siemssen, G. J. Balster, P. B. Goldhoorn, S. Gonggrijp, Y. Iwasaki, R. V.F.Janssens, H.Sakai, K.Siwiek-Wilczynska, W.A.Sterrenburg, and J.Wilczynsky, *Nucl. Phys.* **A390** (1982) 117.
7. G. R. Satchler. *Introduction to Nuclear Reactions*. The Macmillan Press Ltd. New York, 1980
8. H. Goldstein. *Classical Mechanics*. Addison-Wesley. 1977
9. G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press, 1982.
10. W.E. Frahn, in *Treatise on Heavy-Ion Science*, D.A.Bromley (ed.), Vol 1, Plenum Press, New York, 1984.
11. J. Knoll and R. Schaeffer, *Ann. Phys. (N.Y)* **97** (1976) 307.

12. M.E. Brandan, S.E. Soberano, E. Belmont-Moreno,  
A. Menchaca-Rocha, M. Gonin, R. Wada and J.B. Natowitz,  
(*Phys. Rev. C* 42 (1990) *en prensa*).

13. K.W. Mc Voy and M.S Hussein, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 12  
(1984), 103 (1984).