

T.D.

128

A Isabel

UNIVERSITAT DE VALENCIA
FACULTAD DE FISICAS



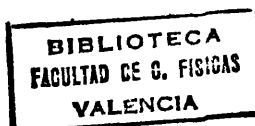
OBRA DE CONSULTA
EXCLOSA DE PRÉSTEC
NO SE PRESTA

"ANALISIS DE LAS COLISIONES ELASTICAS ENTRE NUCLEOS
DE LA CAPA s-d A ENERGIAS PROXIMAS A LA BARRERA DE COULOMB"

b16883500
C 19191388

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA BIBLIOTECA CIÈNCIES
Nº Registre 17835
DATA 25-11-05
SIGNATURA TD-128
Nº LIBIS:

Memoria presentada por
CLODOALDO ROLDAN GARCIA
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas



UMI Number: U603083

All rights reserved

INFORMATION TO ALL USERS

The quality of this reproduction is dependent upon the quality of the copy submitted.

In the unlikely event that the author did not send a complete manuscript and there are missing pages, these will be noted. Also, if material had to be removed, a note will indicate the deletion.



UMI U603083

Published by ProQuest LLC 2014. Copyright in the Dissertation held by the Author.
Microform Edition © ProQuest LLC.

All rights reserved. This work is protected against
unauthorized copying under Title 17, United States Code.



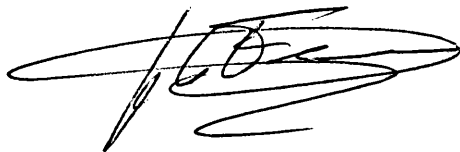
ProQuest LLC
789 East Eisenhower Parkway
P.O. Box 1346
Ann Arbor, MI 48106-1346

JOSE LORENZO FERRERO CALABUIG, Colaborador del Consejo Superior de Investigaciones Científicas, adscrito al Instituto de Física Corpuscular, Centro Mixto Universitat de Valencia-C.S.I.C., y BRIGITTE BILWES Chargée de Recherches del C.R.N. de Estrasburgo,

C E R T I F I C A N :

Que la presente memoria "Análisis de las colisiones elásticas entre núcleos de la capa s-d, a energías próximas a la barrera de Coulomb", ha sido realizada bajo nuestra dirección en el Instituto de Física Corpuscular, por el Licenciado D. Clodoaldo Roldán García, y constituye su Tesis para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firmamos el presente certificado en Valencia a diez de Febrero de mil novecientos ochenta y siete.



Bilwes

Quiero expresar mi agradecimiento a todas las personas que han contribuido a iniciar, desarrollar y concluir la presente memoria.

Al Prof. D. Fernando Senent Pérez, Director del Instituto de Física Corpuscular, por su amable acogida en el mismo y por las facilidades prestadas para desarrollar mi tarea.

Al Dr. D. José L. Ferrero Calabuig, a quien debo mi formación investigadora, y a la Dra. Brigitte Bilwes, directores ambos de la Memoria, que con su experiencia y constante consejo y estímulo, han sabido imprimir el rigor científico y el método preciso en el desarrollo del presente trabajo.

Al Dr. D. José Díaz Medina, por la gran cantidad de tiempo que ha dedicado a discutir, analizar y aclarar los problemas que han surgido a lo largo del desarrollo de esta Memoria.

A todos los compañeros del Grupo de Bajas Energías del Instituto de Física Corpuscular, por su colaboración y ayuda prestadas.

A Isabel, mi mujer, quien durante los últimos meses ha debido preguntarse si me casé con ella o con la Tesis.

A toda mi familia, que me ha alentado a seguir adelante en los momentos más difíciles.

Vuelvo a expresar mi agradecimiento, ya no como Director de la Tesis sino como amigo, a Pepe Ferrero, quien desde el primer día que nos conocimos no ha cesado de animarme y ayudarme en todo lo que le ha sido posible.

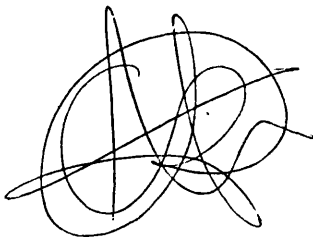
No olvido a mis compañeros de Cátedra de Biofísica y Física Médica, Rosa, Carmina, Rosario, Mateo y Paco, a quienes agradezco el apoyo que me han prestado.

A los centros de cálculo de la Junta de Energía Nuclear de Madrid, del C.R.N. de Estrasburgo y de la Universidad Politécnica de Valencia, por el tiempo de cálculo cedido para la realización de este trabajo.

A la CAICYT, por la subvención económica de los proyectos en los que se enmarca la presente memoria.

Por último quiero expresar mi agradecimiento por la labor de mecanografía a la señorita Rosario Olmeda.

Valencia, Febrero de 1987

A handwritten signature in black ink, consisting of several overlapping loops and lines, positioned below the date.

I N D I C E

INTRODUCCION.....	1
CAPITULO I EL METODO EXPERIMENTAL.....	9
1.1.- Introducción.....	11
1.2.- El método de identificación cinemática.....	12
1.3.- Los detectores sensibles a la posición.....	17
1.4.- Los blancos.....	23
1.5.- La cadena electrónica. Adquisición de datos.....	25
1.6.- El tratamiento de datos.....	27
1.7.- Bibliografía.....	37
CAPITULO II ANALISIS DE LA DISPERSION ELASTICA ENTRE IONES PESADOS.....	39
2.1.- Introducción.....	41
2.2.- Análisis clásico de la dispersión elástica entre iones pesados.....	44
2.2.1.- Generalidades.....	44
2.2.2.- Descripción clásica de las trayectorias. Función de deflexión.....	46
2.2.3.- Estudio clásico de las secciones eficaces de dispersión y reacción.....	50
2.3.- Teoría mecanocuántica de los procesos de dispersión.....	54
2.4.- Bibliografía.....	59
CAPITULO III POTENCIALES ENTRE IONES PESADOS.....	61
3.1.- Introducción.....	63
3.2.- El Potencial Optico.....	65
3.2.1.- Teoría de Feshbach.....	65
3.2.2.- Interpretación de la parte imaginaria del potencial óptico.....	70
3.3.- Varios modelos microscópicos para calcular el potencial entre iones pesados.....	72
3.3.1.- Modelo de la densidad de energía local.....	73
3.3.2.- Modelo del paquete de ondas en movimiento.....	74
3.3.3.- Modelo de la gota líquida.....	74
3.3.4.- Aproximación microscópica a la parte imaginaria del potencial óptico entre iones pesados.....	75
3.4.- El modelo "folding".....	79
3.5.- Bibliografía.....	83

CAPITULO IV POTENCIALES DE CONVOLUCION.....	85
4.1.- Introduucción.....	87
4.2.- La Integral de Convolución. El potencial nuclear real.....	89
4.2.1.- La interacción efectiva.....	92
4.2.1.1.- La interacción M3Y.....	95
4.2.1.2.- Intercambio de nucleones.....	97
4.2.2.- Densidades nucleares.....	100
4.2.2.1.- Densidades de los núcleos ^{28}Si , ^{32}S y ^{34}S . Densidades de carga y materia nuclear.....	102
4.2.2.2.- Densidad del núcleo ^{33}S . Densidades de modelo de capas.....	107
4.3.- Interacciones dependientes de la densidad.....	111
4.3.1.- Dependencia radial de la interacción efectiva dependien- te de la densidad.....	112
4.3.2.- Parametrización del término dependiente de la densidad. Interacción DDM3Y.....	114
4.3.3.- Estudio comparativo de las interacciones M3Y y DDM3Y.....	117
4.4.- Potenciales de convolución para los sistemas analizados.....	119
4.5.- Breve crítica del modelo de potencial de convolución.....	123
4.6.- El potencial nuclear imaginario.....	125
4.7.- Bibliografía.....	127
CAPITULO V ANALISIS DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES.....	131
5.1.- Introduucción.....	133
5.2.- Datos experimentales. Secciones eficaces de colisión elástica.....	135
5.3.- Metodología.....	140
5.4.- Análisis de la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{28}Si , ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S . Estudio de la dependencia con la energía del potencial de convolución.....	145
5.4.1.- Análisis y resultados.....	148
5.4.2.- Conclusiones y discusión.....	176
5.5.- La Relación de Dispersión en el estudio del comportamiento a bajas energías del potencial óptico entre iones pesados.....	179
5.5.1.- El marco teórico.....	180
5.5.2.- Aplicación práctica de la relación de dispersión en los sistemas analizados.....	185
5.5.3.- Conclusiones y discusión.....	192

5.6.- Análisis de la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{32}S mediante el modelo de potencial de convolución con una interacción efectiva dependiente de la densidad.....	196
5.6.1.- Análisis y resultados.....	196
5.6.2.- Conclusiones.....	201
5.7.- Transferencia elástica en la reacciones $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$, $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$	203
5.7.1.- Cuadro teórico del análisis.....	205
5.7.2.- Análisis y resultados.....	211
5.7.3.- Conclusiones.....	221
5.8.- Bibliografía.....	225

CAPITULO VI RESULTADOS Y CONCLUSIONES.....	229
--	-----

I N T R O D U C C I O N .

INTRODUCCION

Durante las dos últimas décadas se han realizado grandes progresos en el estudio de la colisión elástica entre iones pesados mediante el modelo de potencial óptico. De las diversas aproximaciones realizadas para evaluar teóricamente el potencial, una de las más exitosas ha sido la aproximación semimicroscópica de Satchler y Love¹⁾. En este modelo, se supone que la colisión es suficientemente rápida para que la densidad del núcleo permanezca imperturbada, de forma que el potencial es la suma de todas las interacciones nucleón-nucleón que constituyen el sistema.

A partir de una interacción efectiva nucleón-nucleón adecuada es posible determinar el potencial de interacción núcleo-núcleo mediante la doble convolución de las distribuciones de densidad del blanco y proyectil y dicha interacción efectiva. En la presente memoria se ha empleado la interacción efectiva M3Y²⁾ obtenida de la matriz-G derivada del potencial "soft-core" de Reid. El potencial de convolución calculado a partir de esta interacción depende débilmente de la energía, procediendo dicha dependencia de las denominadas contribuciones de intercambio. La interacción efectiva M3Y es real y por tanto genera la parte real del potencial óptico, mientras que la parte imaginaria del potencial se ha determinado empíricamente a partir de factores de forma de tipo Woods-Saxon.

El análisis de la colisión elástica de iones pesados mediante potenciales de convolución se ha aplicado con éxito a un gran número de combinaciones blanco-proyectil (desde partículas ligeras d, t, ³He, etc., hasta iones pesados) para energías incidentes del proyectil comprendidas entre la Barrera de Coulomb y varias decenas de MeV por nucleón incidente¹⁾.

Sin embargo, en el estudio de ciertos sistemas, se ha encontrado que el potencial de convolución presenta un comportamiento anómalo en el sentido de que debe ser multiplicado por un coeficiente de renormalización diferente de la unidad para obtener buenos ajustes de

los datos experimentales.

En particular, en sistemas que intervienen núcleos de capas cerradas ($\alpha + {}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{16}\text{O} + {}^{40}\text{Ca}$ ³⁾; ${}^{32}\text{S} + {}^{40}\text{Ca}$ ⁴⁾; ${}^{16}\text{O} + {}^{60}\text{Ni}$ ⁵⁾ y ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ ⁶⁾) la anomalía se traduce en que el potencial de convolución debe ser renormalizado por coeficientes muy superiores a la unidad para energías próximas a la Barrera de Coulomb, decreciendo para energías superiores e inferiores a la de la Barrera.

Nagarajan et al.⁷⁾ han interpretado que este fenómeno es debido al cierre de los canales de reacción correspondientes a los procesos inelásticos y de transferencia cuando la energía incidente es del orden de la Barrera de Coulomb, produciendo una disminución de la parte imaginaria del potencial óptico que se corresponde con un aumento de la parte real del potencial a causa de la relación de dispersión que liga las partes real e imaginaria del potencial.

Un argumento que se ha utilizado para justificar valores anormalmente altos del coeficiente de renormalización es que la interacción efectiva M3Y no depende explícitamente de las densidades de los núcleos que colisionan. Para paliar estos efectos se construyó una nueva interacción efectiva que, basándose en la M3Y, incluyera la dependencia con las densidades de los núcleos blanco y proyectil, a esta interacción se le denomina DDM3Y⁸⁾ y ha sido utilizada con éxito en el análisis de la colisión elástica de partículas α sobre varios blancos a energías entre 6 y 43 MeV por nucleón⁸⁾. Nuestro propósito es analizar uno de nuestros sistemas con esta interacción DDM3Y y comparar los resultados con el análisis a partir de la interacción M3Y.

En este marco, analizaremos los datos experimentales de colisión elástica de ${}^{32}\text{S} + {}^{28}\text{Si}$ a 77, 90 y 97'09 MeV, ${}^{32}\text{S} + {}^{32}\text{S}$ a 90, 97'09, 120 y 160 MeV, ${}^{32}\text{S} + {}^{33}\text{S}$ a 78'32 y 91'32 MeV, ${}^{32}\text{S} + {}^{34}\text{S}$ a 77, 90 y 97'09 MeV, con el modelo de potencial expuesto y con el fin de contribuir al estudio de los fenómenos descritos en los sistemas en que intervienen núcleos de la capa s-d.

Por otra parte todos estos sistemas presentan oscilaciones para grandes ángulos de la distribución que pueden deberse a diferentes fenómenos: formación de estados moleculares, difracción, reflexión en la superficie nuclear. Sin embargo y dado que la diferencia de masa entre los iones colisionantes es pequeña, la interferencia entre los procesos elásticos y de transferencia de la partícula que constituye la diferencia de masas entre los iones, es probablemente el proceso dominante. Este fenómeno, denominado transferencia elástica, ha sido utilizado para el análisis de los datos experimentales introduciendo una dependencia con el momento angular en la parte real del potencial óptico que no solo incluye los efectos de transferencia de primer orden, sino también procesos no perturbativos⁹⁾.

En el capítulo I describimos brevemente las características del acelerador Tandem Van der Graaf de Estrasburgo, la fabricación de blancos, la fuente de iones y el sistema de detectores sensibles a la posición y montados en coincidencia cinemática, todos ellos componentes del dispositivo experimental. También describimos el proceso de adquisición y tratamiento de datos dirigido a la obtención de las secciones eficaces de colisión elástica para los sistemas estudiados.

En el capítulo II damos un resumen de los aspectos semiclásicos de las reacciones nucleares con iones pesados, así como una breve descripción de la teoría mecanocuántica de los procesos de colisión entre partículas cargadas.

En el capítulo III desarrollamos la teoría de Feshbach del potencial óptico y exponemos diversos modelos de potencial de interacción utilizados para describir las colisiones entre iones pesados.

El capítulo IV está dedicado íntegramente al modelo de potencial de convolución. En él discutimos los ingredientes básicos del potencial: la interacción efectiva M3Y y las densidades nucleares empleadas para los iones ^{28}Si , ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S , con los que se

determinan los potenciales de convolución de cada uno de los sistemas estudiados. También se introduce una interacción efectiva, la DDM3Y, dependiente de las densidades de los iones colisionantes.

En el capítulo V analizamos las distribuciones angulares de colisión elástica correspondientes a los sistemas y energías anteriormente indicados mediante el modelo óptico, determinando la parte real del potencial mediante el modelo de convolución y la parte imaginaria mediante un potencial fenomenológico.

Estudiamos el comportamiento con la energía de la parte real del potencial justificando la necesidad de renormalizar los potenciales de convolución con coeficientes mayores que la unidad; intentaremos, además, relacionar este comportamiento anómalo con el que presenta el potencial imaginario mediante la relación de dispersión que liga ambas partes del potencial nuclear. Para este propósito y con el fin de considerar únicamente los procesos correspondientes a la colisión potencial hemos analizado las distribuciones angulares sin los datos experimentales correspondientes a la estructura oscilatoria que presentan los sistemas a grandes ángulos.

El sistema $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$ se ha analizado también con un potencial de convolución obtenido a partir de la interacción efectiva DDM3Y, dependiente de la densidad.

Para reproducir la estructura oscilatoria hemos supuesto que es debida a la interferencia entre las amplitudes correspondientes a la colisión potencial y la transferencia elástica de un "cluster" entre los iones colisionantes. Así pues se han analizado las distribuciones angulares completas introduciendo una dependencia con el momento angular en la parte real del potencial óptico.

Por último, en el capítulo VI presentamos a modo de resumen los principales resultados y conclusiones que hemos obtenido a lo largo de la presente memoria.

-BIBLIOGRAFIA-

Introducción

1. SATCHLER, G.R. y LOVE, W.G.
Phys. Reports 55(1979)183.
 2. BERTSCH, G. et.al.
Nucl. Phys. A284(1977)399.
 3. MAHAUX, C. et.al.
Nucl. Phys. A449(1986)354
Nucl. Phys. A456(1986)134
 4. BAEZA, A. et.al.
Nucl. Phys. A419(1984)412
 5. FULTON, B.R. et.al.
Phys. Lett. 162B(1985)55
 6. LILLEY, J.S. et.al.
Phys. Lett. 151B(1985)181
 7. NAGARAJAN, M.A. et.al.
Phys. Rev. Lett. 54(1985)1136
 8. KOBOS, A.M. et.al.
Nucl. Phys. A425(1984)205
 9. VON OERTZEN, W. y NÖREMBERG, W.
Nucl. Phys. A207(1973)113
- VON OERTZEN, W. y BOHLEN, H.G.
Phys. Reports C19(1975)1

CAPITULO I

EL METODO EXPERIMENTAL

1.1.- Introducción

1.2.- El método de identificación cinemática.

1.3.- Los detectores sensibles a la posición.

- Principio de funcionamiento.

- Montaje en la cámara ORTEC.

1.4.- Los blancos.

1.5.- La cadena electrónica. Adquisición de datos

1.6.- El tratamiento de datos.

- Almacenamiento de los datos en cinta.

- Calibrado angular y calibrado en energía.

- Separación de los sucesos de diferentes canales.

- Determinación de las secciones eficaces elásticas.

1.7.- Bibliografía.

1.1.- INTRODUCCION.

Las experiencias se han realizado en el acelerador Tandem MP de Strasbourg. Tanto el acelerador como la cámara de reacción ORTEC y las áreas experimentales han sido discutidos con detalle en las Tesis Doctorales de A. Baeza¹⁾ y J. Díaz²⁾.

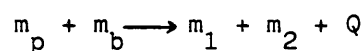
En la presente memoria describiremos unicamente el dispositivo experimental específico de nuestras medidas detallando el principio del método empleado, es decir, la identificación de las masas de los productos de reacción de dos cuerpos mediante su detección en coincidencia. La utilización de detectores sensible a la posición permite obtener con una excelente resolución, tanto en energía como en ángulo, las distribuciones angulares de las reacciones cuasielásticas en intervalos de 1° con un tiempo de haz reducido.

Describiremos el principio de estos detectores y su utilización práctica en la cámara de reacción.. Haremos seguidamente, una descripción de los blancos empleados, de la cadena electrónica y del tratamiento mediante ordenador de los sucesos seleccionados sobre cinta magnética.

1.2.- EL METODO DE IDENTIFICACION CINEMATICA.

El método consiste en identificar los productos de reacción de dos cuerpos mediante la reconstrucción de la cinemática del proceso.

Para una reacción entre dos cuerpos que tiene lugar según el esquema:



las leyes físicas de conservación, en el dominio no relativista, en el sistema de laboratorio son:

$$\begin{aligned} E_p &= E_1 + E_2 + Q & , E_i &= \text{energía} \\ \vec{P}_p &= \vec{P}_1 + \vec{P}_2 & , \vec{P}_i &= \text{cantidad de movimiento } (r, \theta, \phi) \\ A_p + A_b &= A_1 + A_2 & , A_i &= \text{número másico} \\ Z_p + Z_b &= Z_1 + Z_2 & , Z_i &= \text{número atómico} \end{aligned}$$

Estas leyes dan como resultado 6 ecuaciones escalares independientes. Más adelante veremos que el método no permite resolver la ecuación de conservación de la carga más que en determinados casos. Si consideramos el sistema formado por las 5 primeras ecuaciones, el proyectil está caracterizado por las particularidades del haz, E_p , \vec{P}_p , A_p y Z_p que son datos conocidos. La conservación de la cantidad de movimiento impone la coplanaridad de la reacción entre los dos cuerpos. Eligiendo un ángulo ϕ_1 , para la posición del detector, el ángulo ϕ_2 queda determinado. Quedan por lo tanto cuatro ecuaciones con 8 incógnitas: $E_1, E_2, Q, \theta_1, \theta_2, A_b, A_1$ y A_2 , es decir, un sistema con 4 grados de libertad. La medida de 4 parámetros: E_1, E_2, θ_1 y θ_2 por ejemplo, es suficiente para determinar enteramente el sistema. Esto puede efectuarse por dos detectores montados en coincidencia.

Los diagramas de velocidad relacionan los valores de los parámetros en el sistema laboratorio con los correspondientes al sistema centro de masas, en función de la relación de las masas de la partícula blanco y la partícula proyectil, del dominio angular de

coincidencias y del balance energético. Mediante el estudio cinemático de la reacción y las leyes de conservación para el caso de la colisión elástica obtenemos:

$$\begin{aligned}
 |\vec{v}_b| &= |\vec{v}_M| \\
 m_1 &= m_p ; m_2 = m_b ; m_p \vec{v}_1 + m_b \vec{v}_2 = m_p \vec{v}_p + m_b \vec{v}_b = 0 \\
 |\vec{v}_1| &= |\vec{v}_p| \\
 |\vec{v}_2| &= |\vec{v}_b| = |\vec{v}_M|
 \end{aligned}$$

y por lo tanto:

$$\frac{|\vec{v}_M|}{|\vec{v}_p|} = \frac{m_p}{m_b}$$

las velocidades están referidas al sistema centro de masas y \vec{v}_M es la velocidad del centro de masas.

Es esta última relación la que nos permite construir el diagrama de velocidades, en el cual los radios de los círculos son proporcionales a la inversa de las masas. Como indicativos presentamos, en la figura 1.1, los diagramas de velocidades correspondientes a la colisión elástica en los casos que $m_p < m_b$, $m_p > m_b$ y $m_p = m_b$.

Los trazos gruesos corresponden a los valores en centro de masas y los finos a los valores en laboratorio. Las líneas discontinuas representan la evolución de las velocidades en el laboratorio mientras varía el ángulo de la difusión en centro de masas. Las zonas sombreadas dan, por su anchura, una representación esquemática de la variación, con el ángulo del laboratorio, del rendimiento suponiendo una colisión puramente coulombiana (la discontinuidad del trazo en $\theta_1^L = 0^\circ$ y en $\theta_2^L = 90^\circ$ indica que el rendimiento en esta zona es teóricamente infinito).

Si los detectores cubren un amplio dominio angular, para una configuración angular dada de los mismos, existen generalmente dos soluciones: a) que la masa incidente sea emitida hacia el detector 1,

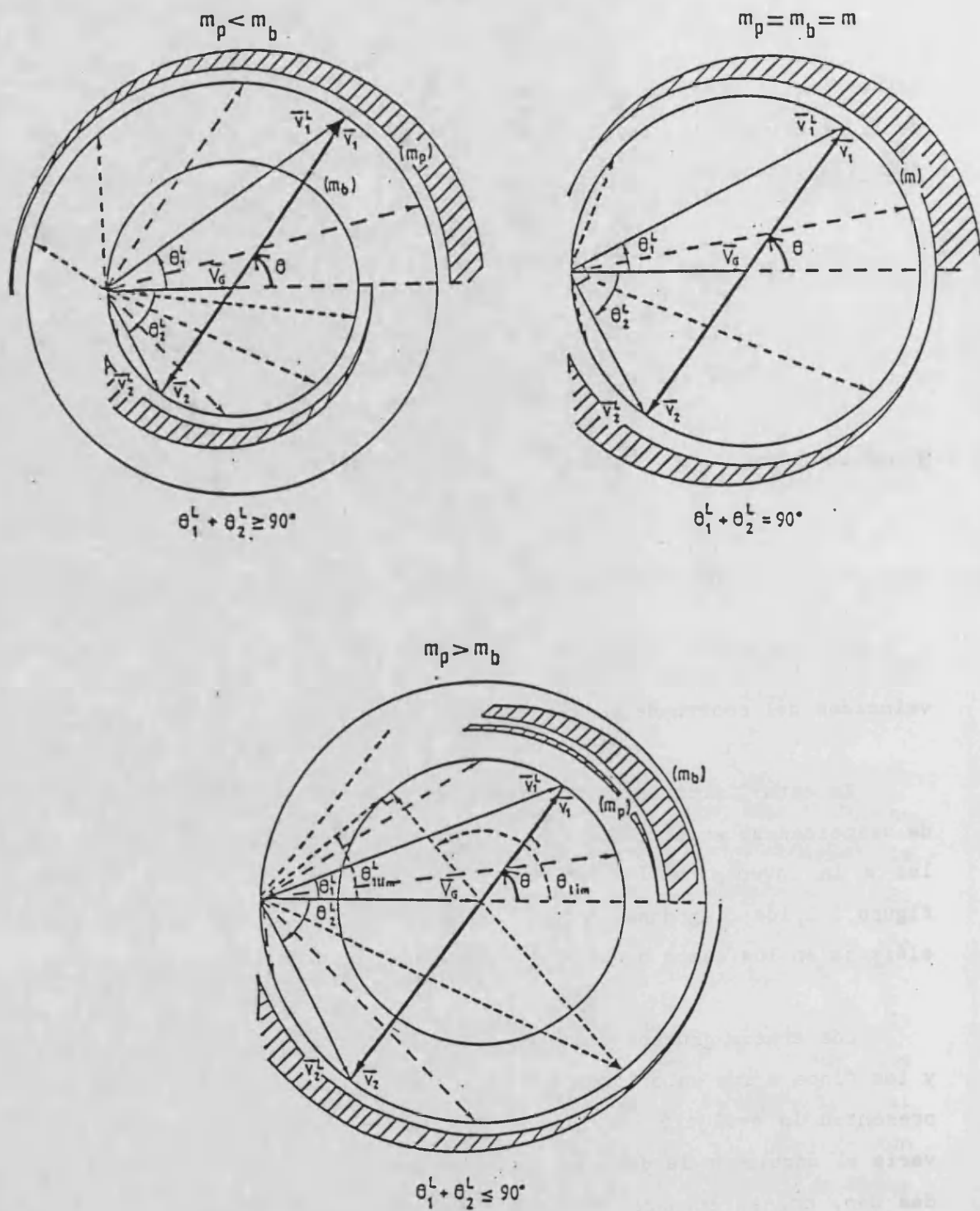


Figura 1.1.- Diagrama de velocidades para la colisión elástica entre dos partículas de masas m_p y m_b .

y la masa de retroceso lo sea hacia el detector 2 y b) que la masa de retroceso sea emitida hacia el detector 1 y la incidente hacia el detector 2.

Estas dos soluciones corresponden a dos dominios diferentes de la distribución angular. La utilización de detectores de gran abertura permiten medir al mismo tiempo un amplio dominio de la distribución angular y minimizar los errores de normalización relativos entre los diferentes puntos. Esto puede realizarse con una excelente resolución angular mediante detectores sensibles a la posición que describiremos más adelante.

Limites del método

a) Decrecimiento de los estados excitados.

Los estados excitados formados en los productos de reacción de las colisiones inelásticas tienen una vida limitada, inferior al recorrido entre el blanco y los detectores. Su desexcitación puede efectuarse de dos formas:

- mediante la emisión de radiación gamma, en cualquier dirección y que provocan un error sobre el ángulo, $\Delta\theta$, y sobre la energía, ΔE .
- rotura en partículas cuando la energía de excitación es superior al umbral de rotura. En este caso, estamos en presencia de reacciones de tres o más cuerpos en la vía de salida, con lo cual el sistema de ecuaciones quedaría indeterminado.

b) Reacciones de varios cuerpos.

En el caso general de las reacciones de más de dos cuerpos en la vía final, el número de posibilidades cinemáticas que pueden perturbar las medidas es enorme. Se puede suponer que los sucesos para n cuerpos

($n > 2$) son responsables del fondo relativamente uniforme obtenido en los espectros después del análisis.

c) Límites experimentales.

Sobre los diagramas de velocidades, las zonas sombreadas que representan el rendimiento de la difusión elástica, muestran que sea cual sea la relación de masas, el rendimiento es considerable a los ángulos en laboratorio vecinos a 0° para la masa incidente, y por consiguiente a los ángulos cercanos a 90° para la masa del blanco. Una fuerte tasa de conteo puede provocar el deterioro de los detectores, por lo que es conveniente no situarlos en las inmediaciones de estos ángulos. Es decir, queda prohibida la medida de las distribuciones angulares del proyectil en un intervalo próximo a los 0° en centro de masas, sean cuales sean las masas m_p y m_b . (Recordemos que fuera de toda consideración cinemática, la medida en torno a 0° esta excluida a priori por la incidencia directa del haz).

Por otra parte los diagramas muestran la existencia de un ángulo límite en el laboratorio, para el proyectil, inferior a 90° , cuando m_p es superior a m_b , por tanto no es necesario situar el detector en las proximidades de 90° . Pero en el caso inverso $m_p < m_b$, la medida de grandes ángulos en centro de masas del proyectil necesita una configuración en el laboratorio donde uno de los detectores está situado en torno a los 90° . Por consiguiente no es posible efectuar medidas a grandes ángulos en centro de masas cuando m_p es inferior a m_b .

1.3.- LOS DETECTORES SENSIBLES A LA POSICION.

Los productos de la dispersión del haz incidente por el blanco son recogidos por dos detectores sensibles a la posición y montados en coincidencia. Los detectores son de silicio de unión P-N, del tipo de barrera superficial³⁾. Sus dimensiones son de 50 x 10 mm., por lo que cubren un gran dominio angular, y su esquema puede observarse en la figura (1.2).

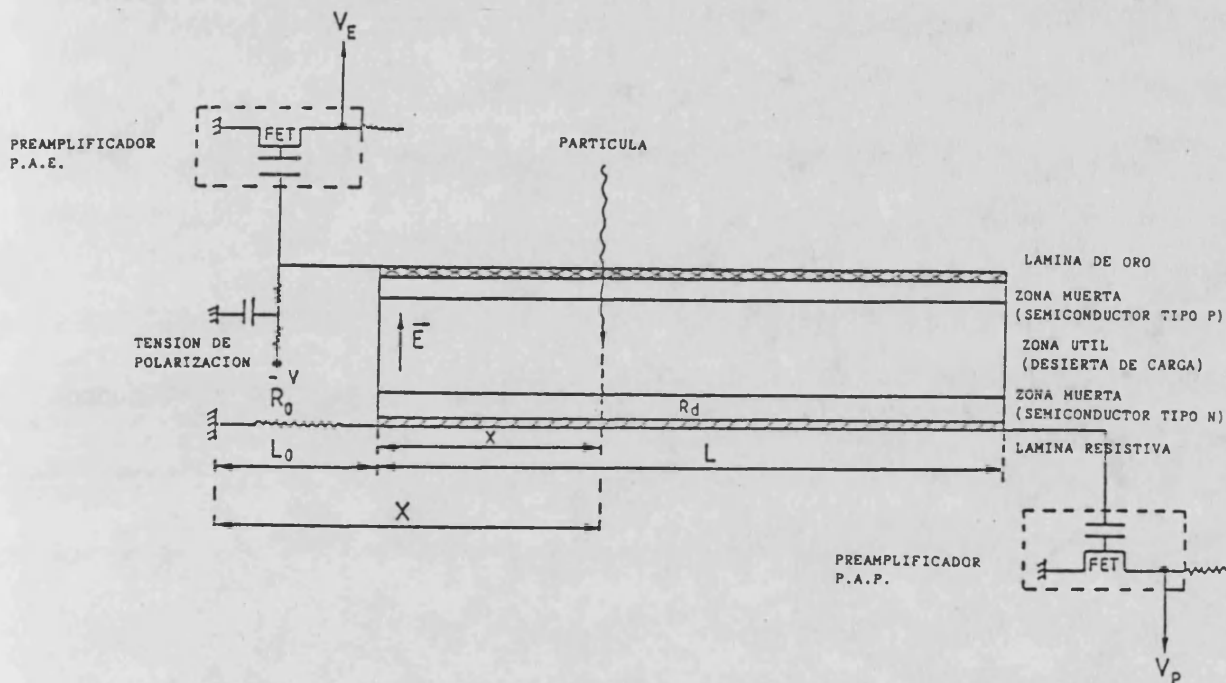


Figura 1.2.- Esquema de un detector sensible a la posición.

En la parte inferior poseen una capa homogénea resistiva, que según el detector varía de 5 a 20 $K\Omega$, que da la posición de incidencia de la partícula. La detección de partículas cargadas se realiza en una zona desprovista de carga situada entre los semiconductores tipo P y N, y que actúa a modo de cámara de ionización.

a) Principio de funcionamiento.

Una partícula cargada que atraviese la lámina de oro y la zona

tipo P quedará frenada en la zona útil, produciendo en ella un número de pares electrón-hueco proporcional a la energía perdida por la partícula. Si el campo eléctrico creado por la tensión V es suficientemente intenso, los huecos emigran hacia la capa de oro, unida al potencial V (negativo), que colecta una carga $+q$, mientras que los electrones se dirigen hacia la capa resistiva, unida a tierra, que colecta una carga $-q$.

La carga recogida por el preamplificador de energía (P.A.E.) es $|q_E| = |q|$, mientras que la recogida en el preamplificador de posición (P.A.P.) es:

$$|q_P| = \frac{R_X}{R_T} \quad (1.1)$$

donde, $R_T = R_O + R_d$ y $R_X = R_O + R_x$, siendo:

R_T = resistencia total

R_x = resistencia de la capa resistiva entre el cero y el punto de impacto.

R_d = resistencia de la capa resistiva.

R_O = resistencia aditiva externa.

Si suponemos que la resistividad lineal, ρ , de la capa resistiva permanece constante en toda la longitud del detector, podemos escribir la ecuación (1.1) en la forma:

$$|q_P| = \frac{R_O + \rho x}{R_O + \rho L} \quad (1.2)$$

siendo x la distancia entre la extremidad del detector y el punto de impacto y L la longitud total del detector. La resistencia aditiva R_O , añade una longitud ficticia, $L_O = R_O/\rho$, a la longitud L del detector que evita que $|q_P|$ se anule cuando x es igual a cero. A partir de la expresión (1.2) podemos determinar el punto de impacto x en función de los valores registrados de $|q_P|$ y $|q_E|$,

$$x = a \frac{|q_p|}{|q_E|} - b$$

$$a = R_0/\rho + L$$

$$b = R_0/\rho \quad (1.3)$$

Dado que los impulsos $|q_p|$ y $|q_E|$, preamplificados, producen impulsos de voltaje que son proporcionales a dichas cargas ($V_p = g_p |q_p|$, $V_E = g_E |q_E|$), y efectuando la transformación $X = x + L_0$, la ecuación (1.3) se escribe así,

$$X = C \frac{V_p}{V_E} \quad (1.4)$$

$$\text{con } C = \frac{g_p}{g_E} \left(\frac{R_0}{\rho} + L \right)$$

Por lo tanto el detector sensible a la posición produce dos informaciones, los impulsos de voltaje V_E y V_p , en donde el primero proporciona la energía de la partícula, y los dos juntos, según las ecuaciones anteriores, el punto de impacto.

Un inconveniente que se presenta es que en realidad la resistividad, ρ , no es constante a lo largo del detector y por lo tanto las relaciones (1.3) y (1.4) no son estrictamente lineales. Dicho inconveniente se ha subsanado reemplazando dichas relaciones por un polinomio de quinto grado entre la posición y el cociente de los impulsos V_p/V_E . Por otro lado, la utilización de este tipo de detectores ofrece numerosas ventajas, tales como: una buena resolución espacial, un tamaño reducido, una respuesta rápida ($\sim 10^{-9}$ s.) y una rápida velocidad de recuento.

b) Montaje en la cámara ORTEC.

La cámara de reacción es de la marca ORTEC, tipo 2000, y consta principalmente de tres partes:

1) Un cilindro vertical de 30 pulgadas de diámetro, en cuyo orificio de salida, y enfrentado al de entrada, está la copa de Faraday que unida a un integrador de corriente nos proporciona una medida de la intensidad de corriente y de la carga total acumulada durante una medida. En su interior, el haz incidente está colimado por un diafragma suplementario de 1mm. de diámetro.

2) Dos tapaderas, una en la parte superior y otra en la parte inferior, que pueden girar respecto al eje vertical de la cámara de manera independiente, ambas poseen una serie de ranuras radiales y concéntricas para encajar los caballetes sobre los que se situarán los detectores o las rejillas, cuya distancia al blanco está determinada por la resolución de masas requerida en la experiencia. A mayor resolución, mayor distancia blanco detector. Los detectores están fijados a la tapadera superior y las rejillas a la inferior.

Estas rejillas o "grid" se sitúan delante de los detectores para realizar un calibrado angular en medidas preliminares. Cada rejilla consta de 10 rendijas verticales de 0'4mm. de anchura y separadas una de otra 4mm., estando tapada la ranura central.

En su centro, la tapadera inferior posee un orificio para introducir en su interior los portablancos, que llevan de 4 a 6 blancos, permitiendo de esta manera cambiarlos y orientarlos convenientemente.

En la figura (1.3), se puede observar la disposición que presentan, en la cámara de reacción, los elementos que hemos descrito.

Los blancos están centrados inmediatamente después del tubo de colimación del haz. Cada blanco presenta al haz la cara del soporte de carbón. La energía del haz a la salida del acelerador se elige para que, calculada la pérdida de energía del haz en el soporte de carbón, el haz incida sobre el blanco con la energía deseada.

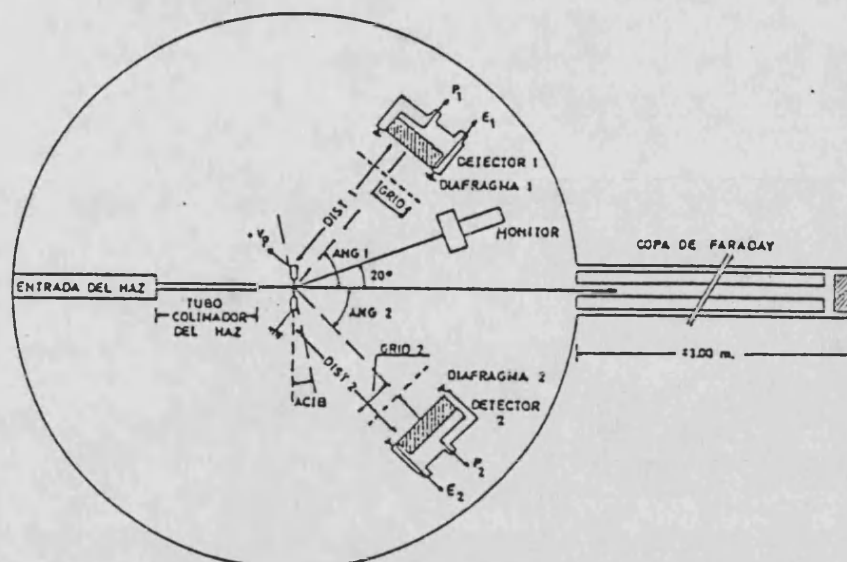


Figura 1.3.- Disposición esquemática del interior de la cámara de reacción.

El monitor es un detector de silicio montado fijo y que forma un ángulo de 20° con el haz incidente. Su misión es controlar el espesor del blanco avisando del momento en que éste es perforado. También se utiliza para medir la carga total irradiada.

Los detectores se sitúan delante del blanco a una distancia de 120 mm. de su centro, en posiciones angulares de manera que los productos de reacción a estudiar se presenten en coincidencia. Consideramos sucesos coincidentes aquellos en los que las partículas llegan a cada detector con una diferencia de tiempo menor que un valor previamente establecido.

Para completar la distribución angular que deseamos estudiar, las posiciones de los detectores se eligen de forma que los intervalos angulares medidos en cada exposición queden parcialmente solapados, para poder normalizar entre sí las distintas partes de la distribución angular.

La configuración angular adoptada se ha elegido de manera que pueda satisfacer simultáneamente dos condiciones:

- a) Cubrir un dominio lo más amplio posible hacia los grandes ángulos.
- b) Reducir al máximo la contribución de los sucesos correspondientes a la difusión hacia delante del ^{32}S , de manera que no aumenten inutilmente la cantidad de sucesos a tratar.

Hemos elegido la distancia entre el blanco y los detectores para conseguir un compromiso entre varias exigencias:

- a) La precisión angular necesaria, de manera que mejora a medida que aumenta dicha distancia.
- b) El dominio angular cubierto durante el proceso de una medida, más grande cuando la distancia entre blanco y detectores disminuye.
- c) La apertura en ángulo de los detectores, mayor cuando la distancia blanco-detector disminuye, lo cual supone un mejoramiento de la estadística.

La resolución en posición de los detectores es del orden de 0'5 mm., la distancia detector-blanco es de 120 mm., lo cual da una resolución angular $\delta\Delta$:

$$\delta\Delta \approx \frac{0'5}{120} \text{ rad} = 0'25^\circ$$

Considerando las dimensiones de los detectores y su distancia al blanco, cada uno cubre un intervalo angular de aproximadamente 23° en coordenadas laboratorio.

1.4.- LOS BLANCOS.

La correcta separación de masas de los productos de reacción (hasta un 3% en la dispersión de ^{32}S sobre ^{33}S) y la buena resolución angular, están íntimamente ligadas con dos propiedades que han de cumplir los blancos: la máxima pureza y el mínimo espesor, por ello se ha elegido la técnica de evaporación en la fabricación de los blancos de silicio y la técnica de implantación de iones en la fabricación de los blancos de azufre ^{4,5)}.

Para mejorar su rigidez mecánica, los blancos poseen un soporte de carbón fabricado según el método de evaporación, empleando un arco eléctrico.

En función de su temperatura de evaporación, para la fabricación de los blancos de silicio ($T_{\text{evap}} = 2.355^\circ\text{C}$), se ha utilizado el método del cañón de electrones ⁴⁾. Los electrones inciden sobre un cátodo de Si_iO_2 enriquecido en un 99'38% con el isótopo ^{28}Si , produciendo así su evaporación y posterior fijación sobre el soporte de carbón. Mediante esta técnica hemos logrado que se deposite una capa de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de Si_iO_2 que corresponde a un espesor de $9 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{28}Si .

Los blancos de ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S se han fabricado mediante la implantación isotópica de azufre en el soporte de carbono ⁵⁾, cuya densidad superficial es de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, hemos fabricado de esta manera blancos de ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S de 3 a $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de densidad. Las razones que nos han inducido a emplear esta técnica han sido la degradación de los blancos de azufre natural con las grandes temperaturas puntuales alcanzadas en la experiencia y escasa abundancia de los isótopos ^{33}S y ^{34}S en el azufre natural (0'74% y 4'2% respectivamente). En los blancos implantados de ^{33}S se ha detectado un 15% de contaminantes ^{32}S y ^{34}S , mientras que para los blancos de ^{34}S el porcentaje de contaminantes ^{32}S y ^{33}S es solo del 4%.

La orientación del blanco respecto al haz incidente juega

también un papel muy importante dentro de las causas que influyen en el deterioro de las medidas. En primer lugar, el haz incidente atraviesa el soporte de carbono, en el cual tienen lugar varios fenómenos: reacciones $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$, pérdida de energía con un aumento de la dispersión en energía (straggling) y dispersión angular del mismo. Cuando la reacción que nos interesa ha tenido lugar, los productos resultantes atraviesan un determinado espesor antes de abandonar el blanco, provocando fenómenos similares a los del soporte de carbono cuyos efectos no son despreciables y tienen una mayor importancia relativa para la partícula de retroceso. En efecto, ésta recorre una distancia mayor que la partícula emitida hacia delante cuando el blanco es perpendicular a la dirección del haz. Para disminuir la importancia de estos efectos, hemos girado el blanco para favorecer al detector situado en el ángulo más alto respecto al haz.

1.5.- LA CADENA ELECTRONICA. ADQUISICION DE DATOS.

Los detectores producen, al impactar sobre ellos una partícula, dos señales, cada una de las cuales entra en la cadena electrónica, figura (1.4), pasando a los preamplificadores, los cuales optimizan el acoplamiento entre los impulsos de corriente del detector y el resto del circuito y minimizan las fuentes de ruido. Cada impulso se transmite después a un amplificador que lo modela y amplifica convenientemente.

Para determinar si las partículas se han producido simultáneamente en una reacción dada, los impulsos de los detectores, previamente preamplificados, se introducen en el circuito de coincidencia temporal, T. En él, y después de atravesar dos amplificadores rápidos (F.A.), un impulso es detenido por una línea de retardo, D, durante unos pocos nanosegundos. La diferencia temporal entre los dos impulsos es transformada en un impulso de voltaje cuya amplitud es proporcional a dicha diferencia (TPHC).

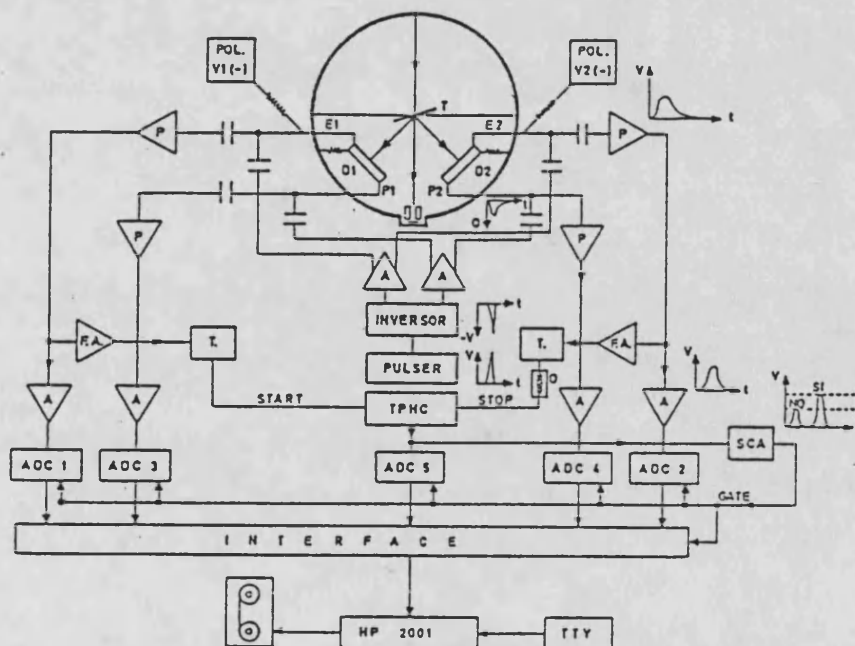


Figura 1.4.- Esquema de la cadena electrónica para adquisición de datos.

El discriminador SCA, analiza si la altura del impulso recibido se encuentra dentro de la ventana de amplitudes, fijada exteriormente y que indicaría la coincidencia temporal de los dos impulsos producidos por los detectores. Si la respuesta es positiva, el discriminador abre la puerta "gate" de los convertidores analógicos-digitales ADCI codificando los impulsos posición, energía y diferencia temporal de los dos productos de reacción detectados. Las amplitudes entonces, son convertidas en señales digitalizadas y almacenadas en cinta. En caso de que la respuesta sea negativa, el discriminador SCA no permite el almacenamiento de sucesos por no ser coincidentes.

Se han utilizado circuitos de definición temporal, T, que emplean la técnica del "constant fraction", consistente en sumar al impulso original, un impulso producido por el circuito y que es igual al original invertido, retrasado y amplificado en un valor dado. El impulso resultante cruzará el valor cero en un instante determinado, cuyo valor es enviado al analizador temporal TPHC para que determine su posible coincidencia temporal.

Existe en la cadena un generador de impulsos de amplitud fija, PULSER, que simula impulsos análogos a los producidos en la señal de salida de los detectores con una frecuencia de 60 Hz y cuya misión es verificar el correcto funcionamiento de toda la cadena electrónica. Los sucesos del PULSER están registrados sobre cinta magnética y sirven para corregir las derivas de las ganancias de las cadenas electrónicas.

El sistema de adquisición de datos que hemos empleado, ha sido desarrollado, por el servicio SATD del C.R.N. ⁶⁾, sobre ordenadores Helwett Packard, tipo 1000 F.

1.6.- EL TRATAMIENTO DE DATOS.

Los datos obtenidos en la experiencia son tratados mediante un conjunto de programas desarrollados sobre el acelerador UNIVAC-1100 y que son una adaptación de los empleados por Kalinsky y colaboradores⁵⁾ en el Weizman Institute de Israel. Nos limitaremos a una breve descripción indicativa del proceso de tratamiento de datos; una descripción más detallada de dicho proceso ha sido ya realizada por A. Baeza¹⁾ y J. Díaz²⁾.

Hemos observado que la resolución en energía de los detectores disminuye a medida que aumenta la masa del ión incidente, por este motivo hemos elaborado un método de análisis que permite minimizar la utilización de los datos de energía y está basado en la gran precisión que podemos obtener en los datos angulares.

Las diferentes etapas que transcurren desde la adquisición de datos por la cadena electrónica, hasta la obtención de las secciones eficaces experimentales son:

- Almacenamiento de los datos en cinta
- Calibrado de datos: angular y en energía
- Separación de los sucesos de diferentes canales
- Determinación de las secciones eficaces elásticas

El almacenamiento de los datos en cinta

Cuando la cadena electrónica identifica un suceso como coincidente se toman los siguiente datos: los impulsos de energía E1 y E2, los impulsos de posición P1 y P2 y la diferencia de tiempo, DT, correspondientes a las partículas que inciden sobre los detectores 1 y 2. Estos datos, en el orden E1, E2, P1, P2 y DT, son grabados en cintas magnéticas en código HP que posteriormente son traducidas al sistema UNIVAC-1100. Cada configuración de los detectores determina un grupo de sucesos que, como vimos, barre un intervalo angular de 23° en

coordenadas Laboratorio.

El calibrado angular

El calibrado angular es previo a las medidas propiamente dichas y se realiza cada vez que se modifican las ganancias de las cadenas electrónicas. Las rejillas de calibrado se sitúan delante de cada uno de los detectores y sus posiciones son iguales que las de los detectores, con la precisión de posicionamiento mecánico de la cámara ORTEC. Una vez situada la rejilla se hace la hipótesis de que el ángulo medio del detector es igual al ángulo medio de la rejilla.

La posición x de una partícula sobre el detector viene dada por

$$X = a \frac{g_E}{g_P} \frac{P - P_0}{E - E_0} \quad ; \quad X = x + L_0$$

Si la experiencia tiene lugar de acuerdo con la geometría de la figura (1.5), la relación entre el ángulo θ y la posición x sobre el detector está dada por

$$\operatorname{tg}(\theta_i - \theta_0) = \frac{x_i - x_0}{d_0} = \frac{X_i - X_0}{d_0}$$

donde la posición x_0 corresponde a la ranura central. Para establecer una relación entre θ y las magnitudes medidas (P y E), basta con una relación de la forma: $\operatorname{tg}(\theta_i - \theta_0) = f(X - X_i)$. Considerando el defecto de linealidad de las resistencias del detector y de las ganancias de las distintas cadenas, hemos definido la función $f(X - X_i)$ bajo la forma de un polinomio de 5º grado,

$$\operatorname{tg}(\theta_i - \theta_0) = C_0 + C_1(X - X_i) + \dots + C_5(X - X_i)^5$$

con $X = K(P - P_0)/(E - E_0)$

A cada rendija le corresponde un ángulo θ_i calculado geométricamente a partir de estos datos. Para determinar los parámetros de la función f , se efectúa un ajuste utilizando todas las parejas de valores (θ_i, X_i) de cada rendija.

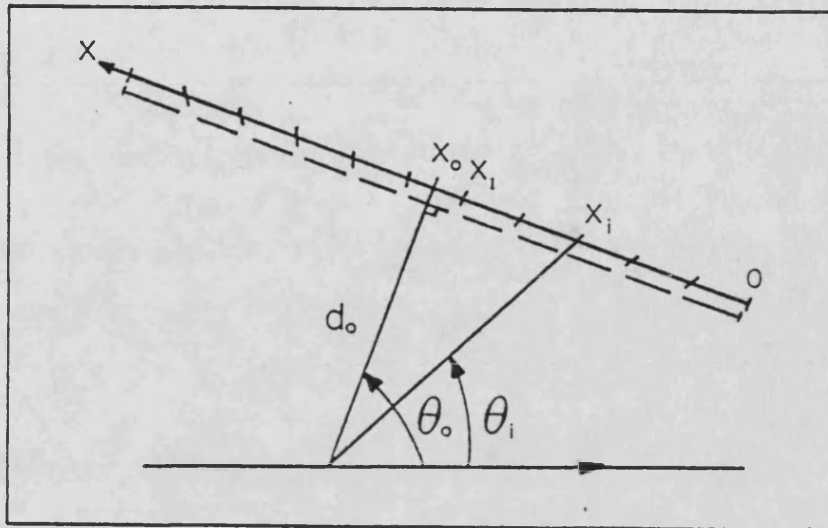


Figura 1.5.-

El calibrado angular que hemos realizado hasta ahora es un calibrado relativo a los ángulos centrales de cada detector sin tener en cuenta el error debido al montaje mecánico en la cámara ORTEC. Por consiguiente es necesario verificar estos valores y efectuar lo que denominamos corrección de los ángulos centrales de los detectores. Esto se realiza mediante una lectura de una parte del número de sucesos brutos registrados durante la medida, suponiendo que los sucesos más probables son los de colisión elástica sobre los diferentes constituyentes del blanco.

El calibrado en energía

El calibrado en energía se realiza de acuerdo con el siguiente procedimiento: selección de los sucesos que corresponden a las colisiones elásticas en función de un valor dado para la masa de los blancos.

A partir del calibrado angular se asocia a la relación de los impulsos posición y energía P_1/E_1 y P_2/E_2 , los ángulos θ_1 y θ_2 . Entonces se consideran las siguiente hipótesis:

- el proyectil es dispersado en el ángulo θ_1 .
- el proyectil es dispersado en el ángulo θ_2 .

calculandose la masa de retroceso para el otro ángulo.

Si $M_{\text{retroceso}}(\theta_2)$ ó $M_{\text{retroceso}}(\theta_1)$ es igual a $M_b \pm \Delta M_b$ (valores escogidos a priori), el suceso se conserva con la configuración angular así determinada.

Para los sucesos seleccionados, conociendo el ángulo de dispersión del proyectil (θ_i), el ángulo de retroceso (θ_j) y las masas, se calculan las energías (ϵ_i, ϵ_j) correspondientes con la ayuda de las relaciones cinemáticas y se registran los pares de valores formados por dichas energías y los correspondientes impulsos energéticos registrados en el detector (E_i, E_j).

Este proceso se repite para un número de sucesos de manera que la estadística sea suficiente, construyendose así dos matrices: (energía calculada, altura del impulso-energía) una para cada detector.

A continuación, sobre una pantalla Tektronix se seleccionan las zonas de estas matrices para proceder al calibrado, mediante la ayuda de marcadores que delimitan los puntos realmente utilizados.

Por último se procede a la minimización de los parámetros del calibrado para cada uno de los detectores.

Para ángulos altos la resolución en energía empeora debido a dos causas:

- a) Las partículas difundidas a ángulos altos deben atravesar un espesor mayor del detector. Este problema se soluciona, en parte, inclinando ligeramente el blanco hacia el detector.

- b) La partícula difundida a grandes ángulos posee poca energía, por lo que el impulso en energía posee un error relativo muy grande.

Separación de los sucesos de diferentes canales

El programa MASS nos permite identificar los canales elásticos, inelásticos y de reacción a que pertenece cada suceso. Conocida la energía y la masa de la partícula incidente y con la energía y ángulo de dispersión de los productos de reacción obtenidos mediante el calibrado angular y en energía, se determinan las masas m_1 y m_2 de las partículas colectadas por los detectores 1 y 2, respectivamente.

Partiendo de las leyes de conservación de la energía y cantidad de movimiento, podemos escribir que el valor de dichas masas viene dado por:

$$m_1 = m_p \frac{E_p}{E_1} \frac{\text{sen}^2(\theta_2)}{\text{sen}^2(\theta_1 + \theta_2)}$$

$$m_2 = m_p \frac{E_p}{E_2} \frac{\text{sen}^2(\theta_1)}{\text{sen}^2(\theta_1 + \theta_2)}$$

(1.5)

donde el subíndice p se refiere a la partícula incidente y los subíndices 1 y 2 a los detectores.

En la figura (1.6), mostramos el espectro de masas obtenido para la difusión $^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$, para una configuración angular dada. En abscisas representamos el valor de m_1 y en ordenadas el de m_2 . Las cifras que aparecen en cada punto del plano (m_1, m_2) corresponden al logaritmo neperiano del número de sucesos registrados con masas m_1 y m_2 ; las curvas de nivel dibujadas sobre el espectro permiten visualizar las diferentes reacciones.

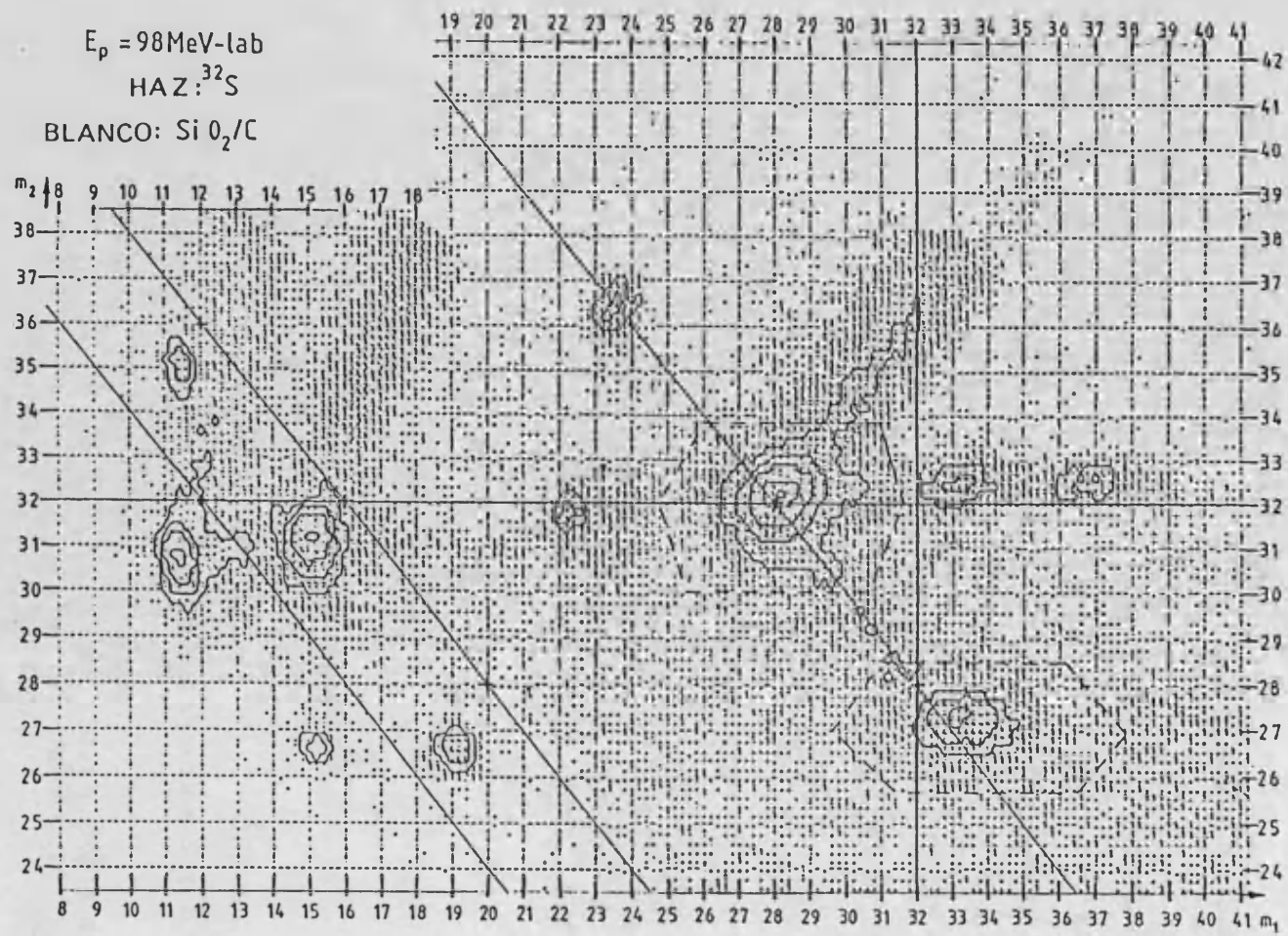


Figura 1.6.- Espectro de masas, para la colisión de un haz de ^{32}S sobre un blanco de SiO_2/C .

La dispersión de los picos es debida a la mala resolución en energía de los detectores. Para obtener una mayor precisión se selecciona un contorno para la reacción que nos interesa; alrededor de cada uno de los puntos (m_1, m_2) y (m_2, m_1) se supone que todos los sucesos dentro del contorno tienen masas m_1 y m_2 enteras bien definidas, se calculan entonces las energías correspondientes a los ángulos θ_1 y θ_2 de cada suceso, así como el calor de reacción $Q = E_p - E(\theta_1) - E(\theta_2)$. Si representamos Q en función del ángulo de colisión θ_p de la partícula incidente y en cada punto del plano (Q, θ_p) se representa el logaritmo neperiano del número de sucesos registrados en ambos contornos, tendremos una representación que es particularmente útil para identificar el tipo de procesos, ya que los sucesos correspondientes a procesos elásticos se alinean a lo largo de la recta $Q = 0$ en el plano (Q, θ_p) , y los procesos inelásticos se alinean a lo largo de la recta definida por la energía de excitación correspondiente. Aquellos sucesos que corresponden a procesos de reacción distintos del considerado, que están mal identificados se alinean oblicuamente respecto al eje θ_p , figura (1.7), y hay que modificar el contorno para reducir sus contribuciones..

El programa MASS permite, además, una representación gráfica del número de sucesos N en función del calor de reacción Q , para una ventana de ángulos elegidos. La figura (1.8) es un ejemplo de esta representación, que es una proyección sobre el eje Q de una parte de la gráfica del tipo (Q, θ) como la figura (1.7). En la figura (1.8) podemos observar la representación gráfica (N, Q) para el sistema $^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$ a 90 MeV, y en ella se aprecia que la resolución en energía obtenida permite separar los niveles excitados 1'78 MeV del ^{28}Si y 2'23 MeV del ^{32}S .

Determinación de las secciones eficaces elásticas

El cálculo de las secciones eficaces experimentales se realiza mediante el programa CROSS. Los sucesos correspondientes a cada reacción, separados en la etapa anterior, son acotados por límites

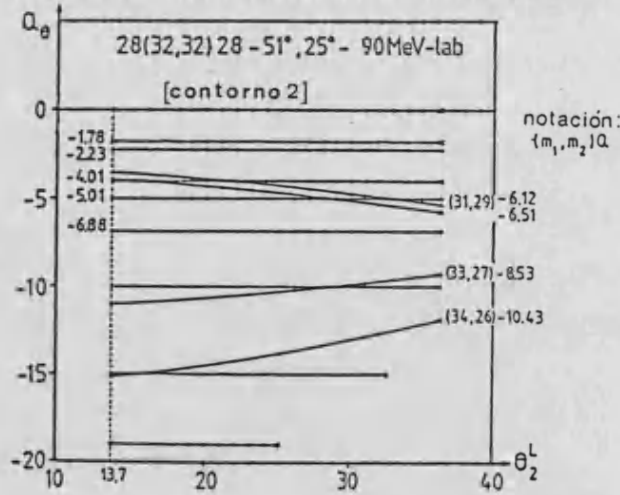
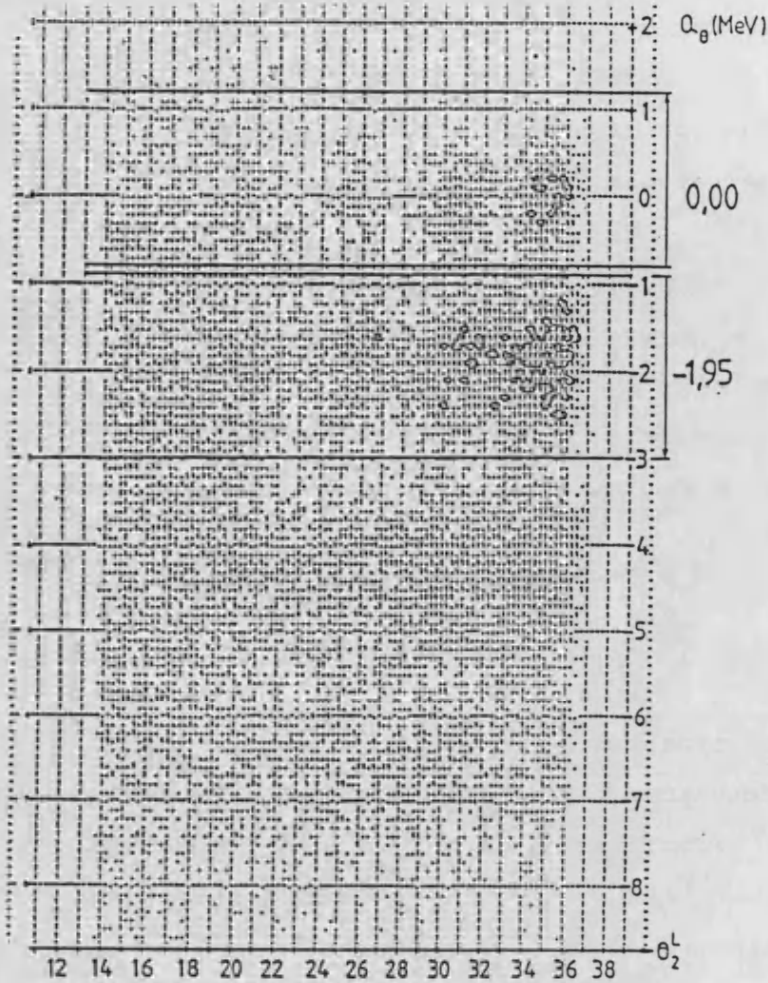


Figura 1.7.- Diagrama $N(Q, \Theta_p)$, para el sistema y configuración angular de los detectores indicado en el recuadro.

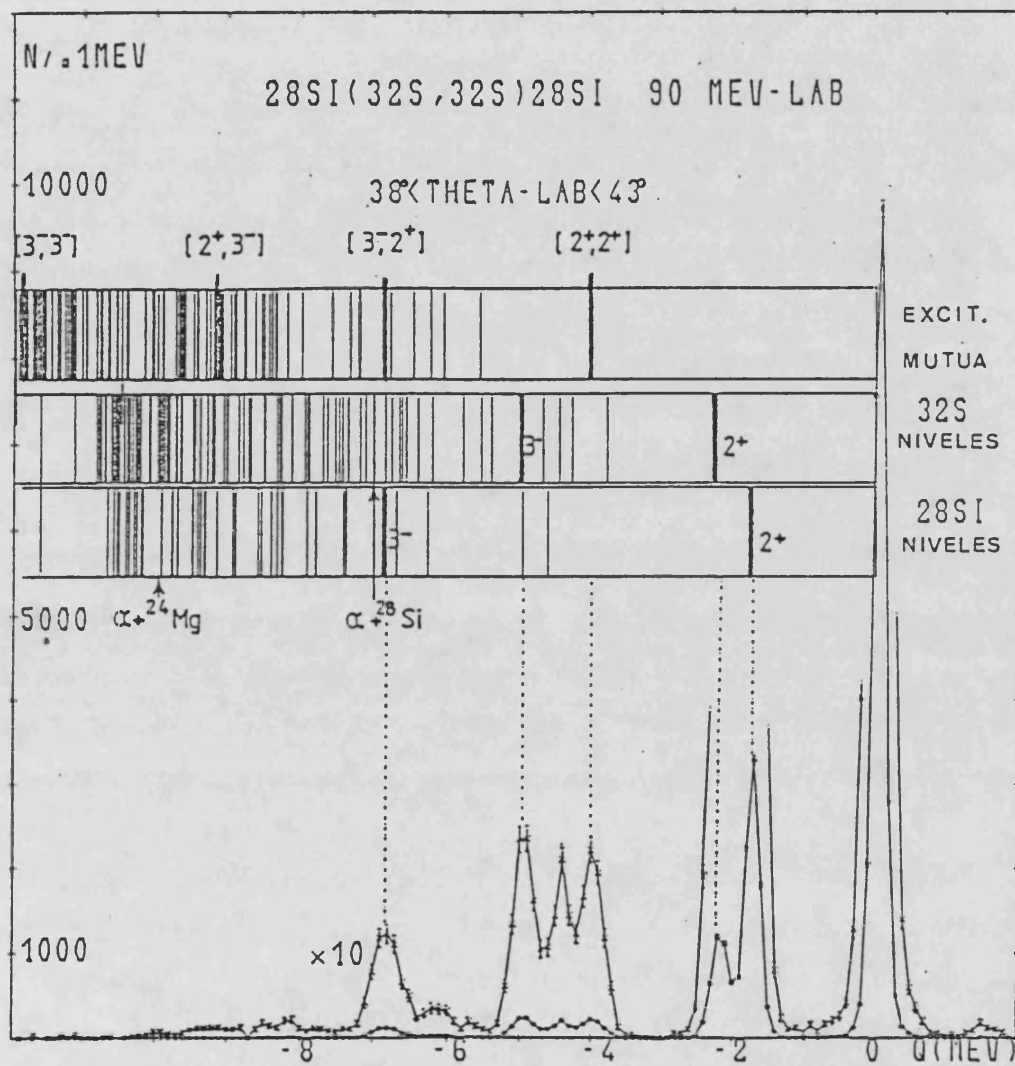


Figura 1.8.- Número de sucesos en función del calor de reacción para la colisión ${}^{32}\text{S} + {}^{28}\text{Si}$ a 90 MeV de energía laboratorio.

superior e inferior de Q y se acumulan en intervalos angulares de 1° en coordenadas centro de masas, calculándose la sección eficaz, tomando en cuenta la variación del ángulo sólido con la posición del detector en unidades arbitrarias, con sus correspondientes barras de error, para cada ángulo de dispersión. Estos errores son puramente estadísticos, es decir, que si tenemos N_i sucesos para un ángulo θ_i , el error tomado es $(N_i)^{1/2}$.

Una vez obtenidos, los valores de las secciones eficaces deben ser normalizados, para lo cual se hace uso del hecho que para ángulos muy bajos (parámetros de impactos altos) el valor de la sección eficaz experimental debe ser el predicho por la fórmula de Rutherford, pues la única interacción que actúa sobre la partícula es la electromagnética. Puesto que los detectores se han dispuesto de manera que, en sus configuraciones, los distintos tramos se solapen entre sí, los tramos correspondientes a ángulos mayores se normalizan de modo que empalmen entre sí adecuadamente.

Se observará que aunque nuestras medidas tienen gran precisión y están realizadas en intervalos angulares de 1° en coordenadas centro de masas, carecemos de medidas angulares inferiores a 20° y superiores a 148° . La limitación de ángulos bajos se debe a la destrucción del detector a causa del flujo de partículas hacia delante que son muy energéticas, mientras que las partículas de retroceso debido a su débil energía no pueden ser detectadas por el otro detector. Para ángulos grandes la dificultad es que la estadística de sucesos es muy pobre.

1.7.- BIBLIOGRAFIA.

1. BAEZA, A.
Tesis Doctoral. Universidad de Valencia. 1982.
2. DIAZ, J.
Tesis Doctoral. Universidad de Valencia 1982.
3. BURCHAM, W.E.
"Física Nuclear". Editorial Reverté 1974.
4. BILWES, B. et.al.
Rapport d'activite. Strasbourg. 1975.
5. BILWES, B. et.al.
Rapport d'activite. Strasbourg. 1977.
6. ZEHACKER, G.
Rapport C.R.N., S.A.T.D. Strasbourg. 1977.

CAPITULO II

ANALISIS DE LA DISPERSION ELASTICA ENTRE IONES PESADOS

2.1.- Introducción.

2.2.- Análisis clásico de la dispersión elástica entre iones pesados.

2.2.1.- Generalidades.

2.2.2.- Descripción clásica de las trayectorias. Función de deflexión.

2.2.3.- Estudio clásico de las secciones eficaces de dispersión y reacción.

2.3.- Teoría mecanocuántica de los procesos de dispersión.

2.4.- Bibliografía.

2.1.- INTRODUCCION.

Los resultados de los procesos de colisión se expresan usualmente en términos de secciones eficaces. En la figura (2.1) representamos el esquema de una experiencia de colisión. En la colisión se hace incidir un haz de proyectiles (P) homogéneo y monoenergético sobre un conjunto de partículas que constituyen el blanco (B). Tras la colisión, se detectan partículas en determinados ángulos respecto a la dirección de incidencia. Para una misma configuración inicial, P+B, los procesos de reacción que tienen lugar, pueden ser diferentes entre sí; cada uno de ellos está caracterizado por el tipo de fragmentos resultantes y por sus estados internos y se denomina canal de reacción. En general, pues, la colisión es multicanal, aunque, sin embargo, la mayoría de los canales de reacción están cerrados por limitaciones energéticas. Si a una energía dada tan solo el canal elástico $P+B \rightarrow P+B$ fuera posible, hablaríamos de colisión monocanal o simple.

En general, no todas las configuraciones resultantes se producirán con la misma frecuencia. Es precisamente la distribución de probabilidades de las mismas la información que proporcionan las experiencias de colisión.

Si $N(i)$ es el número total de colisiones P-B teóricamente registradas (donde i indica el estado cuántico de las partículas), se observa experimentalmente que, bajo ciertas condiciones que más adelante citamos, $N(i)$ es proporcional al número de proyectiles N_p y de blancos N_B , e inversamente proporcional a la sección transversal S que presenta el haz de proyectiles en su dirección de avance, es decir,

$$N(i) \propto \frac{N_B N_p}{S} \quad (2.1)$$

Esta proporcionalidad se postula en función de que cada par P-B actúa independientemente de la presencia de los otros. Para ello es preciso que cumplan:

- a) El blanco ha de ser suficientemente "delgado" y sus partículas deben estar aleatoriamente distribuidas para poder despreciar colisiones múltiples y efectos de sombra de unos blancos sobre otros.
- b) El haz incidente debe ser lo suficientemente "tenue" como para despreciar la interacción mutua entre sus componentes.
- c) La sección transversal S del haz debe ser suficientemente pequeña, pero a su vez, mucho más grande que el alcance de la interacción entre blanco y proyectil.

El coeficiente de proporcionalidad de la ecuación (2.1), en el supuesto de que se cumplan las condiciones antedichas, se denomina "sección eficaz total de dispersión" de las partículas P por las B y viene dado por la expresión,

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{N(i)}{N_B N_P} S \quad (2.2)$$

que tiene la ecuación de dimensiones de una superficie (fig. 2.1).

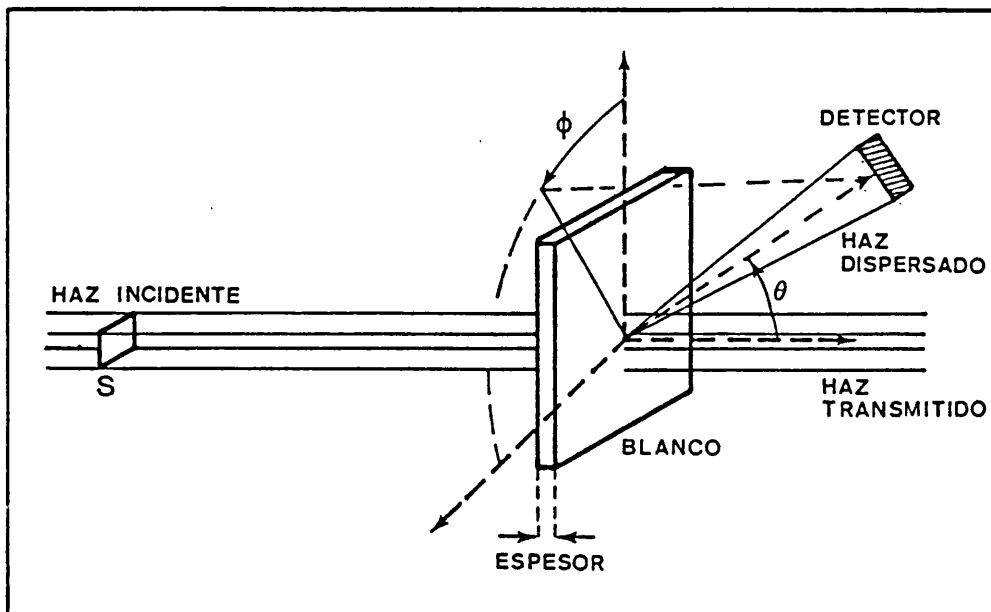


Figura 2.1.- Esquema de una experiencia de colisión.

En este capítulo presentamos un conjunto de aspectos cinemáticos y dinámicos propios de las interacciones entre iones pesados debido a las grandes masas, tamaños y cargas involucrados en los procesos de colisión. Se estudian, además, los parámetros característicos de este tipo de procesos.

Expondremos las herramientas teóricas que utilizamos para analizar nuestros resultados experimentales. Presentamos el cálculo de las secciones eficaces desde el punto de vista clásico, pasando a continuación al cálculo de las mismas mediante la teoría mecanocuántica.

2.2.- ANALISIS CLASICO DE LA DISPERSION ELASTICA DE IONES PESADOS.

2.2.1.- Generalidades.

En física nuclear no existe una línea de separación bien definida entre lo que consideramos iones ligeros o iones pesados. Las interacciones de partículas alfa con núcleos presentan una serie de propiedades características de proyectiles mucho más complejos; por esta razón suele referirse a la partícula alfa como el ión pesado más ligero. Desde el punto de vista histórico y técnico, la mayoría de los físicos nucleares consideran como pesado a todo ión de masa superior al ${}^4\text{He}$.

La primera interacción que se establece entre dos iones que colisionan es la culombiana, asociada a un potencial repulsivo que es proporcional al producto $Z_P \cdot Z_B$ de las cargas de los dos iones. Para superar esta repulsión, y aproximarse los dos iones suficientemente para entrar en el dominio de acción de las fuerzas nucleares, la energía del ión proyectil debe superar un valor mínimo denominado "barrera de Coulomb" (V_{BC}), cuyo valor viene dado aproximadamente por la expresión:

$$V_{BC} = \frac{Z_P \cdot Z_B \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot R_{BC}} \quad (2.3)$$

donde R_{BC} es la distancia de la barrera al origen de potenciales. J. Wilezynski ¹⁾ obtuvo experimentalmente un valor para R_{BC} , que viene dado por la expresión:

$$R_{BC} = 0'5 + 1'36 (A_P^{1/3} + A_B^{1/3}) \quad (2.4)$$

siendo A_P y A_B los números másicos del proyectil y del blanco respectivamente.

Para superar la energía de la barrera culombiana, es necesario que los iones pesados sean acelerados a grandes energías, que en nuestro análisis son del orden de 3 MeV por nucleón, lo que

corresponde a velocidades del orden del 8% de la velocidad de la luz. Esta es la razón de que se desprecien los efectos relativistas como acostumbra a hacerse en física nuclear de bajas energías. La fuerza repulsiva del potencial de Coulomb distorsiona la trayectorias de los iones y puede inducir en ellos excitaciones de tipo culombiano²⁾.

La utilización de conceptos clásicos o semiclásicos para lograr una mejor comprensión de los fenómenos microscópicos que acaecen en las colisiones entre iones pesados, puede ayudarnos a describir, al menos cualitativamente, los procesos observados así como el permitirnos determinadas predicciones teóricas. La validez de la descripción clásica se establece comparando la longitud de onda local de De Broglie, λ , del movimiento relativo de los iones con el alcance característico, R_S , del potencial de interacción. Ambas magnitudes vienen dadas por las expresiones³⁾:

$$\lambda = \frac{h}{k} = \frac{h}{(2m E_{CM})^{1/2}} \quad (2.5)$$

$$R_S \approx r_0 (A_P^{1/3} + A_B^{1/3}) \quad (2.6)$$

donde m es la masa reducida del sistema, E_{CM} la energía incidente en centro de masas, k el número de onda y r_0 un parámetro ajustable.

La descripción clásica será apropiada cuando λ tenga valores pequeños comparados con las dimensiones del sistema ($\lambda \ll R_S$). La longitud de onda λ de los iones ^{32}S dispersados por iones ^{28}Si , ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S a las energías que hemos trabajado es del orden de 0'2 fm, frente a un radio de interacción de 9'0 fm. Estos valores justifican la utilización de conceptos clásicos y el empleo del término trayectoria en la dispersión entre iones pesados. Cada trayectoria viene entonces caracterizada por su correspondiente número de onda K .

2.2.2.- Descripción clásica de las trayectorias. Función de deflexión.

La colisión entre dos iones, puede describirse en el sistema centro de masas como la dispersión de una partícula de masa m (la reducida del sistema) y energía E_{CM} (energía total del movimiento relativo en dicho sistema de referencia) por un potencial real $V(r)$ isótropo. La conservación de la energía y del momento cinético L conducen a la obtención del ángulo de deflexión $\Theta(L)$, figura (2.2) obtenido mediante la expresión⁴⁾:

$$\Theta = \pi - 2 \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{L}{m r^2} \sqrt{\frac{m/2}{E_{CM} - V'(r) - \frac{L^2}{2m r^2}}} \quad (2.7)$$

donde r_{min} es la distancia de aproximación mínima entre los iones interaccionantes determinada a partir de la relación⁴⁾:

$$E_{CM} - V'(r_{min}) - \frac{L^2}{2m r_{min}} = 0 \quad (2.8)$$

y $V'(r)$ es la suma de los potenciales nuclear y coulombiano.

A la expresión (2.7) se le denomina "función de deflexión" y la integral que aparece en ella se siempre positiva, por lo que el ángulo de deflexión toma valores comprendidos entre $-\infty$ y π . El ángulo de dispersión Θ está relacionado con el ángulo de deflexión por la expresión⁴⁾:

$$\Theta = \pm \theta - 2n\pi \quad (2.9)$$

con n entero, y por lo tanto Θ toma valores comprendidos en el intervalo de 0 a π .

En la ecuación (2.7) se puede realizar un estudio de las trayectorias de los iones en función del momento cinético L , o bien en función del parámetro de impacto b , figura (2.2), a partir de la relación semiclásica que existe entre ambos,

$$b^2 = \frac{L^2}{2mE_{CM}} = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mE_{CM}} \quad (2.10)$$

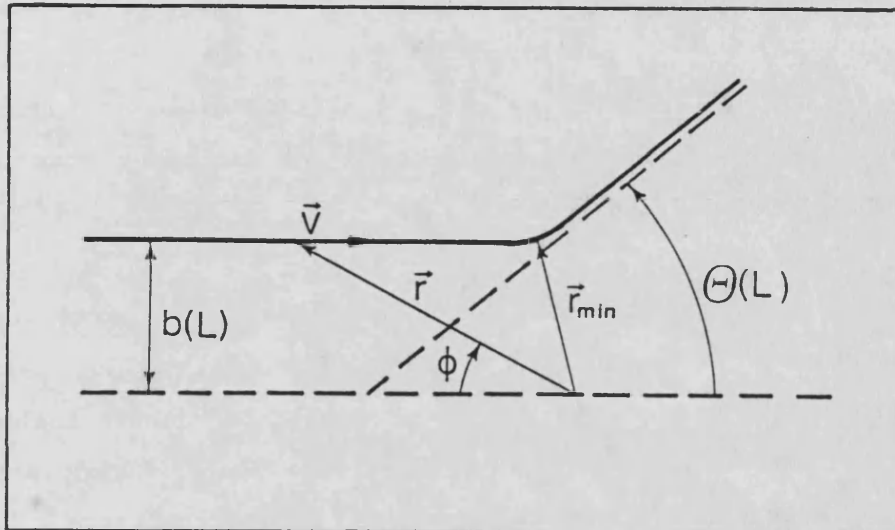


Fig. 2.2.- Descripción clásica de la colisión entre dos iones en sistema centro de masas. Las coordenadas esféricas r y ϕ determinan la trayectoria del centro de masas del sistema.

La función de deflexión establece una relación directa entre el ángulo de dispersión Θ y la región del potencial que atraviesa la partícula, cuyo objeto es distinguir los mecanismos de reacción que ahí tienen lugar. La forma de la función de deflexión depende de la intensidad relativa de los potenciales de la ecuación (2.7). En la figura (2.3), presentamos tres formas típicas de la función de deflexión, en la que podemos distinguir tres regiones:

- I. Para momentos angulares elevados, la partícula interacciona con el campo coulombiano y es dispersada hacia ángulos Θ pequeños. Se observa el mismo efecto cuando la energía de la partícula está por debajo de la barrera de Coulomb. En esta región, denominada "asintótica", se presentan colisiones elásticas y excitaciones coulombianas. Las curvas coinciden con las de la función de deflexión coulombiana (curva 1).

II. Cuando el momento cinético L disminuye de manera que la distancia de máxima aproximación es comparable con el alcance de las fuerzas nucleares, las partículas pueden ser deflectadas hacia ángulos negativos. El ángulo de dispersión, para un mismo potencial nuclear, depende de la energía de la partícula incidente, que debe ser superior a la barrera de Coulomb. En esta región llamada "periférica" se presentan, además de los procesos descritos en la región I, colisiones inelásticas y reacciones de transferencia.

III. Para momentos angulares muy pequeños las partículas son deflectadas hacia ángulos grandes. En esta región, denominada "interior", se producen las reacciones profundamente inelásticas, de transferencia de muchos nucleones, de fusión incompleta en la superficie nuclear y de formación del núcleo compuesto.

Debido a la gran masa de los iones que interaccionan, estos presentan valores muy pequeños del recorrido libre medio al atravesar la materia nuclear; por esta razón es de esperar que la mayoría de las interacciones esten confinadas en la superficie de los mismos.

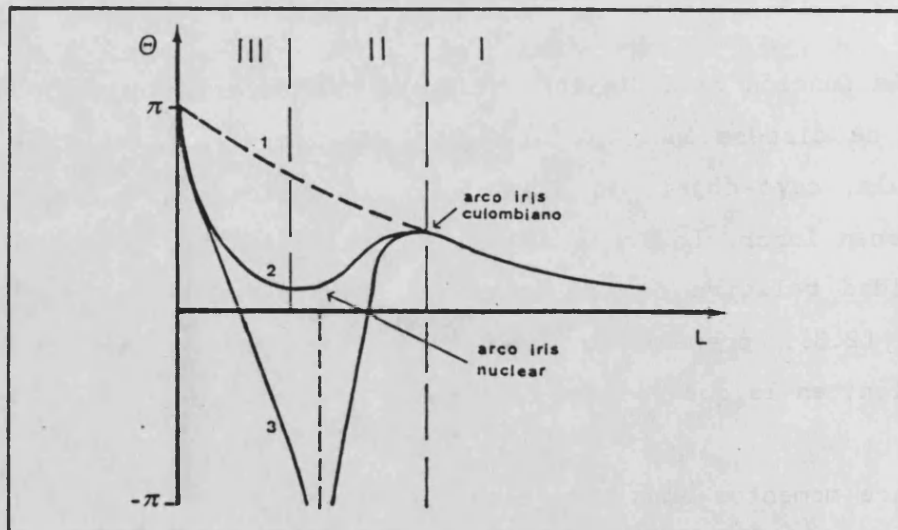


Figura 2.3.- Función de deflexión

- (1) Potencial puramente culombiano
- (2) Potencial efectivo con un potencial nuclear fuerte
- (3) Potencial efectivo con un potencial nuclear muy intenso.

En las interacciones entre iones pesados, el potencial de interacción es una superposición del potencial coulombiano repulsivo, $V_C(r)$, del potencial nuclear atractivo, $V_N(r)$, que actúa en el volumen ocupado por los iones decreciendo exponencialmente fuera, y del potencial centrífugo repulsivo. Por lo tanto el potencial efectivo de la interacción es

$$V(r) = V_C(r) - V_N(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \quad (2.11)$$

Cuando se representa para diversos valores de l , el potencial efectivo presenta un comportamiento general similar al mostrado en la figura (2.4). Para $l=0$, la altura del máximo del potencial efectivo constituye la barrera de Coulomb.

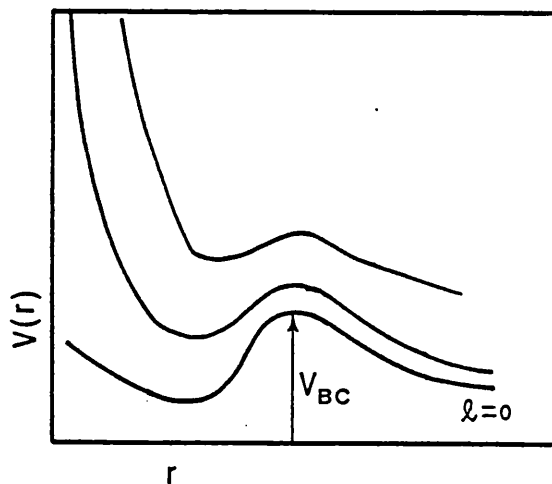


Figura 2.4.- Potencial efectivo correspondiente a la ecuación (2.11)

2.2.3.- Estudio clásico de las secciones eficaces de dispersión y reacción.

En el caso que varias partículas, con distintos parámetros de impacto, sean dispersadas con el mismo ángulo, la sección eficaz de dispersión elástica viene dada por la suma de las contribuciones correspondientes a cada valor de b_i ,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cl} = \sum_i \frac{b_i}{\sin\theta} \left| \frac{db}{d\Theta} \right|_{b=b_i} \quad (2.12)$$

el estudio de las singularidades y características de (2.12) en función de los parámetros b y θ nos permitirá describir cualitativamente los procesos clásicos que tienen lugar, tales como las dispersiones halo, arco-iris y espiral ("orbiting").

Dispersión halo ó aureola

Cada vez que la función de deflexión $\Theta(b)$ toma valores $-n\pi$, con n entero, la sección eficaz tiende a infinito debido a la singularidad $1/\sin\theta$ de la ecuación (2.12). Desde el punto de vista de la mecánica cuántica la dispersión halo es una excitación resonante de ondas de superficie que tiene lugar cuando la longitud de onda local de De Broglie toma valores comparables a las dimensiones del blanco dispersor.

Dispersión arco-iris

La dispersión arco-iris ("rainbow") se produce cuando $d\Theta/db = 0$ en la ecuación (2.12). En estas condiciones, el ángulo de dispersión en el que se observan los efectos de esta singularidad de la función de deflexión, $\Theta = \Theta(b_i)$, se denomina ángulo de arco-iris, θ_a .

En la figura (2.3) se observa que la función de deflexión

correspondiente a la curva (2) tiene dos ángulos de arco-iris, uno de ellos es el arco-iris culombiano, θ_{ac} , que corresponde al paso de la barrera de Coulomb; y el otro θ_{an} es el arco-iris nuclear, porque depende del potencial nuclear a pequeñas distancias.

La dispersión arco-iris puede deberse a dos causas. La primera a que como la función $\mathbb{H}(b)$ es estacionaria alrededor de θ_a , muchas partículas con parámetros de impacto ligeramente diferentes serán enfocadas en ese mismo ángulo de dispersión. La segunda es que en el entorno de θ_a , la función de deflexión separa el espacio en dos regiones angulares, una en la cual puede haber dos trayectorias para cada ángulo y la otra en la cual no hay ninguna. Cerca del arco iris culombiano no puede haber trayectorias para ángulos superiores a θ_{ac} , y en el arco-iris nuclear no puede haber trayectorias para ángulos más pequeños que θ_{an} .

Dispersión espiral (orbiting)

Una partícula que incide con suficiente energía para superar la barrera de Coulomb ($E_{CM} > V_{BC}$), puede penetrar en el campo de acción combinado de las interacciones nuclear y culombiana y girar indefinidamente alrededor del núcleo.

Si para un determinado momento cinético $L_0 = l_0 \hbar$ se cumple que $V(r)|_{l=l_0} = E_{CM}$, ecuación (2.11), la función de deflexión presenta una singularidad logarítmica que ocasiona el citado fenómeno de la dispersión espiral. En su giro alrededor del origen de potenciales existirá una gran probabilidad de que las partículas sean absorbidas por canales inelásticos y de reacción. Si las correspondientes ondas parciales juegan un papel importante en estos procesos, la dispersión espiral dará lugar a una resonancia para los mismos.

Los procesos de reacción distintos del elástico pueden estudiarse, en parte, desde el formalismo clásico suponiendo que hay reacción siempre que la distancia entre los núcleos sea menor que la denominada "distancia de colisión rasante", R_r ; que corresponde a la

condición geométrica de que ambos núcleos se toquen. Este es el modelo de absorción fuerte de Blair⁵⁾ que permite determinar clasicamente la sección eficaz de reacción en la forma⁴⁾,

$$(\sigma_R)_{CL} = \pi R_r^2 \left[1 - \frac{V_{BC}}{E_{CM}} \right] ; E_{CM} > V_{BC} \quad (2.13)$$

donde V_{BC} representa el máximo de la barrera de Coulomb.

Para el momento cinético de colisión rasante, definido por la expresión:

$$L_r = \hbar l_r = R_r \left[2m(E_{CM} - V_{BC}) \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

se define el ángulo de colisión rasante como el ángulo de dispersión clásico para partículas con momento cinético l_r , que despreciando la interacción nuclear viene dado por:

$$\theta_r = 2 \operatorname{arctg} (\eta / l_r) \quad (2.15)$$

donde $\eta = (A_P Z_B e^2 / \hbar^2) \cdot (2 E_{CM} / m)^{-1/2}$ es el parámetro de Coulomb.

En función del número cuántico l_r la ecuación (2.13) es:

$$(\sigma_R)_{CL} = \pi \hbar^2 l_r^2 \quad (2.16)$$

Si representamos graficamente la sección eficaz de reacción en función del momento cinético, esta, clasicamente, decae a cero a partir del momento cinético de colisión rasante (figura (2.5), línea continua). Para $l > l_r$ las trayectorias no están distorsionadas por el blanco y la reacción no tiene lugar.

Correcciones cuánticas, realizadas sobre los supuestos que contempla la ecuación (2.16), predicen un comportamiento para la sección eficaz de reacción que se aparta de la linealidad mostrada en la figura. Cualitativamente, la sección eficaz de reacción puede descomponerse en función de los procesos de reacción que tienen lugar

(línea discontinua en la figura (2.5)), tales como⁴⁾: (σ_{NC}) sección eficaz de reacción de formación del núcleo compuesto, (σ_I) colisiones inelásticas, (σ_D) reacciones directas, y para momentos angulares elevados (σ_{EL}) colisión elástica y (σ_{EC}) excitaciones culombianas.

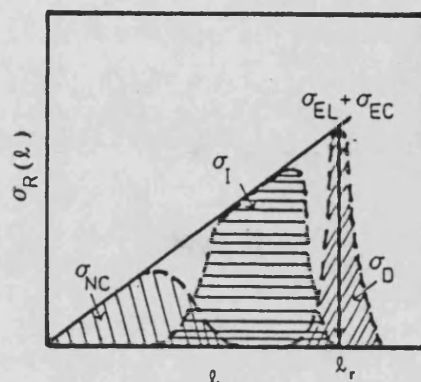


Figura 2.5.- Descomposición de la sección eficaz de reacción (explicación en el texto).

En la tabla 2.1, reflejamos los valores de R_r , l_r , θ_r y $(\sigma_R)_{CL}$ calculados a partir de las ecuaciones (2.4), (2.14), (2.15) y (2.16) para los sistemas que nos proponemos estudiar. El valor de R_r se identifica con la posición de la Barrera de Coulomb¹⁾.

SISTEMA	E_{LAB} (MeV)	E_{CM} (MeV)	V_{BC} (MeV)	η	k (fm ⁻¹)	R_r (fm)	l_r	θ_r (grados)	$(\sigma_R)_{CL}$ (mb)
$^{32}S + ^{28}Si$	77	35'93	36'10	22'74	5'08	8'95	*	*	*
	90	42'00		21'03	5'48	"	18'5	98	360
	97'09	45'31		20'25	5'69	"	23'1	83	530
$^{32}S + ^{32}S$	90	45'00	40'36	24'03	5'87	9'13	17'3	109	270
	97'09	48'55		23'14	6'10	"	22'9	91	443
	120	60'00		20'82	6'78	"	35'4	61	857
	160	80'00		18'03	7'83	"	50'3	39	1298
$^{32}S + ^{33}S$	78'32	39'76	40'04	27'7	5'56	9'18	*	*	*
	91'32	46'36		23'9	6'00	"	20'4	99	363
$^{32}S + ^{34}S$	77	39'67	39'95	25'99	5'59	9'22	*	*	*
	90	46'36		24'04	6'05	"	20'9	98	370
	97'09	50'02		23'14	6'28	"	26'0	83	538

TABLA 2.1.- Algunos parámetros de significado semiclassical en la colisión elástica de los sistemas que estudiamos.

El * indica que el resultado obtenido carece de significado físico.

2.3.- TEORIA MECANOCUANTICA DE LOS PROCESOS DE DISPERSION.

El movimiento angular en un campo central puede tratarse tanto clásicamente como cuanticamente, ya que el momento angular es una constante del movimiento. En lo que sigue trataremos el momento angular bajo el punto de vista de la mecánica cuántica, reservando una descripción clásica para el movimiento radial. Se trata de una formulación semicuántica en la que la localización angular clásica se ha perdido completamente y el movimiento radial se resuelve para las partículas con parámetros de impacto que corresponden a valores enteros del número cuántico "l" (momento angular orbital).

Vamos a considerar la dispersión de partículas cargadas y de spin cero que interaccionan mediante un potencial cuya parte nuclear es compleja.

La descripción mecanocuántica no relativista viene dada por la solución de la ecuación de Schrödinger,

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) - E_{CM} \right] \Psi(\vec{r}) = 0 \quad (2.17)$$

donde "m" es la masa reducida y E_{CM} la energía relativa del sistema en coordenadas centro de masa. El potencial de interacción $V(\vec{r})$ tiene simetría esférica y consta de los siguientes términos

$$V(r) = V_c(r) - \left[V_R(r) + i W(r) \right] + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \quad (2.18)$$

siendo V_c el potencial de Coulomb, considerado como el que existe entre una partícula puntual cargada que incide sobre una distribución esférica de carga

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_P \cdot Z_B \cdot e^2}{8\pi \epsilon_0 R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) ; r \leq R_c \\ \frac{Z_P \cdot Z_B \cdot e^2}{4\pi \epsilon_0 r} ; r > R_c \end{cases} \quad (2.19)$$

donde $R_c = r_c (A_P^{1/3} + A_B^{1/3})$, con A_P y A_B los números másicos de los iones

interaccionantes y r_c un parámetro ajustable que varía entre 1'1 y 1'3 fm.

El potencial nuclear consta de una parte real V_R y una parte imaginaria W que es la responsable de la absorción de partículas a canales diferentes del elástico.

El comportamiento asintótico de la solución de (2.17), $\Psi(r)$, es la superposición de una onda plana incidente y una onda esférica difundida

$$\Psi(r) \longrightarrow e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(E, \Omega) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.20)$$

donde $k = 1/\lambda$ es el vector de onda asociado a la partícula incidente, y $f(E, \Omega)$ es la amplitud de colisión que contiene la información de la interacción que ha tenido lugar y que determina el flujo de partículas dispersadas en la dirección del ángulo sólido Ω . La sección eficaz diferencial se determina, en términos de $f(E, \Omega)$ a partir de la expresión:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(E, \Omega)|^2 \quad (2.21)$$

Para calcular la sección eficaz es conveniente resolver la ecuación (2.17) en su forma radial, a partir de los desarrollos en polinómios de Legendre de Ψ y f :

$$\Psi(r, \theta) = \sum_{\ell} \frac{U_{\ell}(r)}{r} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (2.22)$$

$$f(E, \Omega) = \sum_{\ell} f_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta)$$

siendo $U_{\ell}(r)$ la solución de la ecuación de Schrödinger en forma radial,

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V_c(r) - [V_R(r) + iW(r)] + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2m} \right] U_{\ell}(r) = 0 \quad (2.23)$$

La amplitud de colisión está gobernada por la diferencia de fase

δ_1 entre las ondas entrantes y salientes para un momento angular dado l ; por tanto, para determinar $f(E, \Omega)$ es necesario evaluar δ_1 a partir del comportamiento asintótico de $U_l(r)$ que viene dado por³⁾:

$$U_l(r) \sim \sin \left(kr - \eta \ln(2kr) - \frac{l\pi}{2} + \delta_l \right) \quad (2.24)$$

siendo η el parámetro de Coulomb.

La ecuación (2.23) únicamente tiene solución analítica para el caso de un potencial de interacción coulombiano puro; para el caso general la solución se obtiene mediante integración numérica.

Una vez determinado δ_1 la amplitud de colisión se escribe como⁶⁾:

$$f(E, \Omega) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2i} \left[e^{2i\delta_l} - 1 \right] P_l(\cos \theta) \quad (2.25)$$

que es conveniente descomponer en la forma

$$f(E, \Omega) = f_c(E, \Omega) + f_N(E, \Omega) \quad (2.26)$$

como suma de la amplitud de colisión de Coulomb⁶⁾:

$$f_c(E, \Omega) = - \frac{\eta}{2k \sin(\theta/2)} \cdot \exp(2i\delta_0^c) \cdot \exp(-i\eta \ln(\sin^2(\theta/2))) \quad (2.27)$$

y la amplitud de colisión nuclear:

$$f_N(E, \Omega) = \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) \exp(2i\delta_l^c) \cdot \left[\exp(2i\delta_l^N) - 1 \right] P_l(\cos \theta) \quad (2.28)$$

en la que se ha introducido el desfase nuclear a partir de la expresión,

$$\delta_l = \delta_l^c + \delta_l^N \quad (2.29)$$

Los términos

$$S_l = \exp \left(2i (\delta_l^c + \delta_l^N) \right) \quad (2.30)$$

constituyen los elementos diagonales de la matriz de colisión. Si $|S_1|=1$, ($\text{Im } \delta_\ell^N=0$), la amplitud de la onda saliente es igual a la entrante. No obstante si hay absorción por parte del núcleo, la intensidad de la onda saliente difundida elásticamente debe ser menor que la de la onda entrante y por tanto $|S_1|<1$, lo que implica que los desfases del potencial nuclear son complejos, y por tanto los elementos de matriz de colisión serán⁷⁾:

$$S_\ell = \exp(-2 \text{Im } \delta_\ell^N) \cdot \exp(2i(\delta_\ell^c + \text{Re } \delta_\ell^N)) \quad (2.31)$$

En el caso de que exista absorción, la sección eficaz de interacción será la suma de la sección eficaz de colisión elástica σ_E más la de reacción σ_R : $\sigma_T = \sigma_E + \sigma_R$.

La sección eficaz de reacción se determina a partir de la componente imaginaria del desfase δ_ℓ^N , que describe el flujo de partículas fuera del canal elástico, y que viene dada por la expresión:⁷⁾

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell} (2\ell + 1) [1 - \exp(-2 \text{Im } \delta_\ell^N)] \quad (2.32)$$

en la que al factor: $\exp(-2 \text{Im } \delta_\ell^N)$, se denomina coeficiente de transmisión.

Si las partículas que interaccionan son idénticas, éstas son indistinguibles después de la colisión elástica, y por tanto la sección eficaz será simétrica respecto a 90° en coordenadas centro de masas.

Si tenemos en cuenta que al detector situado en la dirección θ , le es imposible distinguir cual de las dos partículas (blanco o proyectil) ha detectado, y que para cada partícula detectada en la dirección θ la otra lo es en la dirección $\pi-\theta$, la ecuación (2.21) es:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{SIM}} = \left| f(E, \Omega_\theta) + f(E, \Omega_{\pi-\theta}) \right|^2 \quad (2.33)$$

A partir de las propiedades de simetría de los polinómios de Legendre $P_1(\cos(\pi-\theta)) = (-1)^1 P_1(\cos\theta)$, en el desarrollo en serie de la amplitud de colisión nuclear únicamente contribuirán los valores pares de l , con lo cual la ecuación (2.33) se escribiría como:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]^{\text{SIM}} = 4 \left| f_c(E, \Omega) + \frac{1}{2ik} \sum_{l_{\text{par}}} (2l+1) \exp(2i\delta_l^c) \cdot [\exp(2i\delta_l^N) - 1] P_l(\cos\theta) \right|^2$$

(2.34)

2.4.- BIBLIOGRAFIA.

1. WILCZYNSKI, J.
Nucl. Phys. A216(1973)386.
2. BASS, R.
"Nuclear Reactions with Heavy Ions"
Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg 1980.
3. BROGLIA, R.A. y WINTHER, A.
"Heavy Ions Reaction", Benjamin Reading, Massachusetts. 1981.
4. NÖREMBERG, W y WEIDEN MULLER, H.A.
"Introduction to the Theory of Heavy Ion Collisions"
Springer Verlag 1976.
5. BLAIR, J.S.
Phys. Rev. 95(1954)1218
6. MESSIAH, A.
"Mecánica Cuántica"
Ed. Tecnos. Madrid 1973.
7. JOACHAIN, CH.J.
"Quantum Collision Theory"
North-Holland Publising Co. 1975

CAPITULO III

POTENCIALES ENTRE IONES PESADOS.

3.1.- Introducción.

3.2.- El Potencial Optico.

3.2.1.- Teoría de Feshbach.

3.2.2.- Interpretación de la parte imaginaria del potencial óptico.

3.3.- Varios modelos microscópicos para calcular el potencial entre iones pesados.

3.3.1.- Modelo de la densidad de energía local.

3.3.2.- Modelo del paquete de ondas en movimiento.

3.3.3.- Modelo de la gota líquida.

3.3.4.- Aproximación microscópica a la parte imaginaria del potencial óptico entre iones pesados.

3.4.- El modelo "folding".

3.5.- Bibliografía.

3.1.- INTRODUCCION.

La vía más simple para describir la interacción entre dos iones es por medio de un potencial complejo: "el potencial óptico", con una parte real que describe la refracción y una parte imaginaria que describe los procesos de absorción de partículas a canales de reacción distintos del elástico. Resolviendo la ecuación de Schrödinger, relativa a la interacción entre los iones, con este potencial obtenemos las predicciones teóricas a las secciones eficaces de los procesos de reacción.

Básicamente se siguen dos vías para la determinación del potencial óptico. La aproximación fundamental y la fenomenológica. En la primera de ellas, el potencial se calcula a partir de las interacciones nucleón-nucleón, y la segunda elige para el potencial una forma apropiada mediante una serie de parámetros que son determinados sistemáticamente para optimizar el ajuste teórico de las secciones eficaces experimentales. Ambas aproximaciones presentan inconvenientes, que en la fundamental son relativos a la forma adecuada de la interacción nucleón-nucleón, y al tratamiento matemático del problema de varios cuerpos; mientras que en la fenomenológica se refieren a que los parámetros del potencial, que ajustan los datos experimentales, no están determinados de manera única.

En los modelos fenomenológicos hay ciertas, y no siempre bien definidas, restricciones que deben imponerse. La forma funcional del potencial óptico y los valores de los parámetros deben elegirse de manera que reproduzcan las características generales que conocemos sobre el potencial nuclear, tales como que dicho potencial decrece en forma exponencial a grandes distancias debido a que la interacción nucleón-nucleón se satura rápidamente, interaccionando cada nucleón únicamente con los más inmediatos. Además la forma radial del potencial será similar a la de la densidad nuclear, constante en el interior del núcleo con una superficie difusa.

Una forma de satisfacer estas propiedades, basándose en una teoría más fundamental, es mediante el uso de modelos de potencial de convolución ("modelo folding"). Cuando se calcula la convolución de las densidades nucleares de los iones colisionantes con una interacción nucleón-nucleón de corto alcance, el resultado es un potencial con unas propiedades semejantes a las descritas anteriormente.

En los siguientes apartados de este capítulo presentamos la Teoría de Feshbach¹⁾ del potencial óptico así como varias aproximaciones al potencial de interacción entre iones pesados. Por último centraremos nuestro estudio en las características generales del potencial de convolución.

3.2.- EL POTENCIAL OPTICO.

3.2.1.- Teoría de Feshbach.

La cuestión de resolver un problema de física nuclear, en el dominio de energías no relativistas, no es otra que la de hallar la solución a la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo,

$$H\Psi = E\Psi \quad (3.1)$$

junto con las condiciones de contorno. De esta manera se determina un conjunto completo de estados estacionarios del sistema.

En un proceso de colisión de dos núcleos, A_1 y A_2 (con $A_i = n^2$ másico), la función de onda del estado final Ψ , dependerá de las variables internas de ambos núcleos \vec{X}_1, \vec{X}_2 y de la variable del movimiento relativo entre ambos, \vec{r} .

Si denotamos por $V(\vec{r}, \vec{X}_1, \vec{X}_2)$ al potencial de interacción entre ambos núcleos, el Hamiltoniano del sistema vendrá dado por:

$$H = H_1 + H_2 + T + V(\vec{r}, \vec{X}_1, \vec{X}_2) \quad (3.2)$$

donde $H_{i=1,2}$ representa los Hamiltonianos internos correspondientes a cada núcleo y T es la energía cinética correspondiente al movimiento relativo del sistema.

El conjunto de funciones de onda de los Hamiltonianos internos del sistema ψ_i y ϕ_j , forman un conjunto completo, de manera que si E_{1i} y E_{2j} son las energías de cada estado interno $\psi_i(\vec{X}_1)$ y $\phi_j(\vec{X}_2)$ podemos escribir

$$\begin{aligned} (H_1 - E_{1i}) \psi_i(\vec{X}_1) &= 0 \\ (H_2 - E_{2j}) \phi_j(\vec{X}_2) &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

y por lo tanto podemos desarrollar la función de onda del sistema en serie de las funciones de onda internas

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_{ij} \chi_{ij}(\vec{r}) \varphi_i \phi_j \quad (3.4)$$

donde χ_{ij} son los coeficientes del desarrollo que vienen dados por la expresión

$$\chi_{ij}(\vec{r}) = \langle \varphi_i(\vec{X}_i) \phi_j(\vec{X}_j) | \Psi(\vec{r}) \rangle \quad (3.5)$$

Incluyendo estos desarrollos en la ecuación de Schrödinger (3.1), obtenemos:

$$\begin{aligned} \sum_{ij} \left[T + E_{1i} + E_{2j} + V(\vec{r}, \vec{X}_i, \vec{X}_j) \right] \chi_{ij}(\vec{r}) \varphi_i(\vec{X}_i) \phi_j(\vec{X}_j) = \\ = E \sum_{ij} \chi_{ij}(\vec{r}) \varphi_i(\vec{X}_i) \phi_j(\vec{X}_j) \end{aligned} \quad (3.6)$$

en la cual E representa la energía del movimiento relativo.

A partir de la ecuación (3.6) se puede obtener un sistema infinito de ecuaciones acopladas

$$\left(T + \left[\varphi_i(\vec{X}_i) \phi_j(\vec{X}_j) | V | \varphi_i(\vec{X}_i) \phi_j(\vec{X}_j) \right] \right) \chi_{ij}(\vec{r}) = E_{ij} \chi_{ij}(\vec{r}) \quad (3.7)$$

en la cual los paréntesis cuadrados, $[]$, indican integración sobre las coordenadas internas y

$$E_{ij} = E - E_{1i} - E_{2j} \quad (ij=0,1,2,\dots, \infty) \quad (3.8)$$

Si únicamente estamos interesados en un cierto subconjunto N de canales de reacción, toda la información requerida se encuentra en las correspondientes N funciones de onda $\chi_{ij}(\vec{r})$. Para una elección dada de

los N canales, es posible, mediante la teoría desarrollada por Feshbach¹⁾, definir un operador V_{opt} llamado "potencial óptico", de modo que las N funciones $\chi_{ij}(\vec{r})$ satisfacen exactamente N ecuaciones acopladas, con una matriz potencial dada por el operador V_{opt} .

El caso más simple y que ha sido ampliamente estudiado en la bibliografía es el de $N=1$ ²⁾, es decir, aquel en el que se considera únicamente la función de onda $\chi_{00}(\vec{r})$ que describe la colisión elástica entre los dos núcleos, para la que es posible definir el operador V_{opt} de un solo estado tal que $\chi_{00}(\vec{r})$ satisface la ecuación unidimensional

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} + V_{\text{opt}} \right) \chi_{00}(\vec{r}) = E \chi_{00}(\vec{r}) \quad (3.9)$$

El precio que hay que pagar por la limitación de canales es que el potencial V_{opt} es un operador complicado: no local, dependiente de la energía y para energías superiores al primer umbral inelástico no es hermítico. Los efectos debidos a todos los acoplamientos explícitos de canales distintos al de interés deben ser incorporados al potencial V_{opt} .

La expresión formal para el potencial óptico, V_{opt} , se halla mediante la teoría de Feshbach, y que aquí desarrollamos muy brevemente pues aclara varios aspectos importantes referentes al potencial óptico desarrollado en este trabajo. Vamos pues a determinar una expresión para V_{opt} en la ecuación (3.9).

Sean P y Q los operadores que proyectan la función de onda sobre y fuera, respectivamente, de los canales abiertos, es decir,

$$P\Psi(\vec{r}) = \sum_{\substack{ij \\ \text{abiertos}}} \chi_{ij}(\vec{r}) \varphi_i(\vec{X}_i) \phi_j(\vec{X}_j) \quad (3.10)$$

y puesto que P y Q son proyectores ($P+Q=I$, $P^2=P$):

$$Q\Psi(\vec{r}) = (I-P)\Psi(\vec{r}) \quad (3.11)$$

Podemos, pues, expresar la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo como:

$$(E - H) (P + Q) |\Psi\rangle = 0 \quad (3.12)$$

en la cual, operando convenientemente con P y Q por la izquierda se obtiene²⁾:

$$Q |\Psi\rangle = \frac{1}{E - QHQ + i\epsilon} QHP (P |\Psi\rangle) \quad (3.13)$$

como $Q|\Psi\rangle$ corresponde a canales no elásticos, se ha introducido el término $i\epsilon$ para asegurar que $Q|\Psi\rangle$ tiene solamente ondas emergentes.

Sustituyendo (3.13) en (3.12) se obtiene:

$$\left(E - PHP - PHQ \frac{1}{E - QHQ} QHP \right) P |\Psi\rangle = 0 \quad (3.14)$$

Así pues, $P|\Psi\rangle$, que es la función de onda de los canales de interés, satisface exactamente la ecuación de Schrödinger con Hamiltoniano dado por:

$$H = PHP + PHQ \frac{1}{E - QHQ + i\epsilon} QHP \quad (3.15)$$

en la que $PHP = T + PVP$, y V es el potencial efectivo correspondiente a la interacción entre ambos núcleos. Por consiguiente la expresión formal para el potencial óptico es²⁾:

$$V_{opt} = PVP + PHQ \frac{1}{E - QHQ + i\epsilon} QHP \quad (3.16)$$

sustituyendo en esta ecuación los operadores PVP y PHQ por sus

expresiones en función de los estados del sistema²⁾, se obtiene

$$\begin{aligned}
 V_{\text{opt}} &= \langle \psi_0 \phi_0 | V | \psi_0 \phi_0 \rangle + \langle \psi_0 \phi_0 | V Q \frac{1}{E - QHQ + i\epsilon} QV | \psi_0 \phi_0 \rangle = \\
 &= V_f + \Delta V \qquad (3.17)
 \end{aligned}$$

Si consideramos la interpretación física de la ecuación (3.17), el primer término representa las transiciones directas del canal de entrada al canal de salida, mientras que el segundo término tiene en cuenta las excitaciones nucleares virtuales y las desexcitaciones hasta el canal elástico. Queda asimismo patente que V_{opt} presenta singularidades para energías correspondientes a los valores propios de QHQ , y por lo tanto no varía uniformemente con la energía.

El primer término de la ecuación (3.17) es real y se denomina potencial de convolución y, V representa la interacción efectiva entre nucleones pertenecientes a cada uno de los núcleos que interaccionan. Al término ΔV se le denomina "potencial de polarización" y es debido a los acoplamientos entre el canal elástico y el resto de los canales de reacción abiertos. Este término genera la parte imaginaria del potencial y al mismo tiempo contribuye también a la parte real. En general el potencial de polarización es complejo, no local y dependiente de la energía y momento angular. La aproximación al potencial nuclear seguida en esta memoria es considerar que la única contribución a la parte real del mismo es debida al potencial de convolución, al menos en aquellas regiones que son particularmente importantes en la difusión entre iones pesados¹⁷⁾.

A pesar del corto alcance y a la gran intensidad de la fuerza nucleón-nucleón, el potencial de convolución no es una interacción desnuda ("bare interaction"). Como es usual en los estudios sobre interacciones nucleares, la interacción desnuda ha sido transformada en primer lugar en una interacción efectiva (matriz-G), que incorpora varios efectos de polarización, entre los cuales cabe citar las

correlaciones de corto alcance entre pares de nucleones, y en principio permite usar funciones de onda nucleares más simples tales como las del modelo de capas. En esta memoria se emplea una interacción efectiva basada en la matriz-G derivada del potencial nucleón-nucleón de Reid, que detallaremos en el capítulo 4. Así pues construiremos un potencial nuclear cuya parte real sea el potencial folding y cuya parte imaginaria represente los efectos absorptivos del potencial de polarización.

$$V_{\text{Nuclear}} = V_R(r) + iW(r) \quad (3.18)$$

3.2.2.- Interpretación de la parte imaginaria del potencial óptico.

Vamos a analizar el papel que juega la parte imaginaria del potencial óptico dado en la ecuación (3.18). Para dicho potencial, la ecuación Schrödinger para un solo canal toma la forma

$$(\nabla^2 + K^2)\chi(\vec{r}) = \frac{2m}{\hbar^2} (V_R(\vec{r}) + iW(\vec{r})) \chi(\vec{r}) \quad (3.19)$$

mediante esta ecuación y su compleja conjugada, se obtiene para la corriente de probabilidad, la expresión²⁾:

$$\nabla_{\vec{j}} = \frac{\hbar^2}{2mi} \nabla (\chi^* \nabla \chi - \chi \nabla \chi^*) = \frac{2}{\hbar} W \chi^* \chi \quad (3.20)$$

Es decir, que la parte imaginaria del potencial actúa como una fuente o sumidero de partículas, dependiendo del signo de $W(r)$, si $W(r) < 0$, las partículas son absorbidas del haz incidente a una velocidad proporcional a la densidad local de probabilidad.

Es interesante evaluar $\nabla_{\vec{j}}$, ecuación (3.20), en el caso particular de un haz de partículas que se mueven a lo largo del eje z de una región donde existe un potencial uniforme²⁾ $-(V_0 + iW_0)$. El número de

onda está dado por:

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E + V_0 + iW_0) = \frac{2m}{\hbar^2} (E + V_0) \left(1 - \frac{iW_0}{E + V_0}\right) \quad (3.21)$$

de modo que si $W_0 \ll E + V_0$ y $K^2 = 2m(E + V_0) / \hbar^2$ se puede escribir:

$$k \simeq K \left(1 + \frac{iW_0}{2(E + V_0)}\right) \quad (3.22)$$

y la función de ondas toma la forma:

$$\chi(z) \simeq \exp(ikz) = \exp(ikz) \cdot \exp(-z/2\lambda) \quad (3.23)$$

donde $\lambda = (E + V_0) / KV_0$

De aquí se obtiene para la densidad de probabilidad

$$\rho(z) = \chi^* \chi = \exp(-z/\lambda) \quad (3.24)$$

La función de onda se atenúa exponencialmente y por lo tanto λ representa el recorrido libre medio de los núcleos incidentes. La divergencia de corriente es

$$\nabla \cdot \vec{j} = -\frac{\hbar K}{m\lambda} \chi^* \chi = -\frac{v}{\lambda} \chi^* \chi \quad (3.25)$$

donde $v = \hbar K/m$, es la velocidad en el medio. Comparando con la ecuación (3.20) resulta:

$$W = -\frac{1}{2} \frac{\hbar v}{\lambda} \quad (3.26)$$

Aunque hemos introducido el recorrido libre medio al estudiar la propagación en un medio nuclear homogéneo ficticio, el concepto es cualitativamente útil en la colisión nuclear cuando V y W son funciones de la posición. Si suponemos la solución de la ecuación de Schrödinger en función de una aproximación semiclásica o rayo óptico, se puede considerar como el recorrido libre medio local para la absorción a lo largo del rayo.

3.3.- VARIOS MODELOS MICROSCOPICOS PARA CALCULAR EL POTENCIAL ENTRE IONES PESADOS.

La determinación del potencial de interacción entre iones pesados es difícil debido a las características especiales que presentan este tipo de colisiones. En la interacción entre dos iones pesados, cuando ambos se solapan, no existen centros de fuerza bien definidos y la energía en centro de masas del movimiento relativo se convierte complementamente en energía de excitación produciendo distorsiones dinámicas. El campo de fuerzas en el que se sumergen los nucleones depende de la distribución espacial de los mismos y de la probabilidad de que los estados de partícula estén ocupados. Esto implica que la evolución temporal del canal de reacción elástico está determinado esencialmente por los términos de acoplamiento con otros canales de reacción. La indistinguibilidad de los nucleones plantea el problema de que en la región de solapamiento no es posible asignar un nucleón a un núcleo dado, y conceptos tales como distancia y momento relativos pierden su significado.

A pesar de los inconvenientes, se han propuesto varios modelos para determinar el potencial de interacción entre dos iones. En el presente apartado realizamos una breve exposición de los modelos de potencial que frecuentemente se usan. Todos ellos intentan describir, en mayor o menor grado, los reajustes internos que se producen durante la colisión, desarrollando una teoría microscópica que permita incorporar al potencial las características estructurales de los iones y de las interacciones nucleón-nucleón que tienen lugar. En el siguiente apartado y en los capítulos sucesivos, describiremos más detalladamente el modelo de potencial de convolución ("folding"), que está enmarcado en los ya citados modelos microscópicos.

3.3.1.- Modelo de la densidad de energía local.

En este modelo el potencial se determina a partir del cálculo de la energía total del sistema como función de un parámetro radial que representa la distancia entre los núcleos que colisionan. Las aproximaciones de "densidad de energía" y del "modelo de capas de dos centros" son ejemplos típicos de este modelo³⁾.

En la primera aproximación, la densidad espacial de energía del sistema completo se corresponde con la suma de las densidades de energía de los dos núcleos que colisionan. La densidad total de energía se debe determinar mediante funciones de onda de varios cuerpos con las restricciones impuestas por el principio de exclusión de Pauli, ya que cuando la energía de colisión por nucleón es cercana o menor que la energía cinética de Fermi, la densidad total ya no es la suma de las densidades de los núcleos colisionantes, debido al cambio de sus funciones de onda internas que infiere el principio de exclusión. Durante la colisión se considera que cada núcleo conserva su estructura y las densidades de materia nuclear se solapan en un proceso reversible.

El "modelo de capas de dos centros" es un cálculo microcópico del potencial ión-ión que hace uso de las distribuciones del modelo de capas de los dos núcleos que interaccionan. Para grandes separaciones la energía total del sistema es la suma de las energías de los nucleones en cada uno de los núcleos. Cuando están suficientemente cerca para interaccionar, los nucleones se mueven sometidos a dos centros de potencial, y cuando se solapan completamente los niveles de energía del espectro, la energía total es la del sistema combinado. Para una separación dada, la diferencia entre la energía total y la correspondiente a una separación infinita determina el potencial ión-ión⁴⁾.

3.3.2.- Modelo del paquete de onda en movimiento.

Mediante la aproximación adiabática, se determina el Hamiltoniano colectivo en función de la coordenada espacial relativa entre ambos núcleos, \vec{r} , y de la cantidad de movimiento relativa del sistema, \vec{K} . Los teoremas de conservación de la cantidad de movimiento y de la energía determinan la relación entre \vec{K} y \vec{r} , a partir de la cual se construye el potencial de interacción⁵⁾. Este modelo es semejante al descrito anteriormente pero incluye los efectos de antisimetrización.

3.3.3.- Modelo de la gota líquida.

El modelo convencional de la gota líquida con una densidad de nucleones uniforme y una superficie nuclear bien definida, no puede aplicarse a las reacciones entre iones pesados. Es necesario considerar una superficie nuclear difusa que permita obtener correctamente la cola del potencial interiónico.

Myers y Swiatecki⁶⁾, dividieron el núcleo en una región interna de densidad $\rho = \rho_N + \rho_Z$, ($\rho_{N,Z}$ = distribución de neutrones, protones) y una región superficial cuya difusividad se determinó extrapolando las densidades del interior a esta zona de superficie. La energía total consta de términos de volumen, superficie y culombianos, además de otro tipo de correcciones debidos a la curvatura finita de la superficie, a excitaciones culombianas y a efectos de intercambio.

El potencial entre dos núcleos se determina en base a que la difusividad es mucho menor que el radio de los núcleos y se calcula en términos de la energía de interacción por unidad de área entre dos núcleos con superficies planas paralelas.

3.3.4.- Aproximación microscópica a la parte imaginaria del potencial óptico entre iones pesados.

Hasta ahora nos hemos referido a los modelos empleados para determinar la parte real del potencial de interacción núcleo-núcleo. El cálculo microscópico de la parte imaginaria es mucho más árduo, pero en los últimos años se han realizado grandes progresos para su determinación. En esta línea se encuentra el método basado en el teorema de proximidad⁷⁾, según el cual, la fuerza que aparece entre dos cuerpos deformables, en función de la mínima distancia de aproximación, es proporcional al potencial de interacción. También se puede derivar la parte imaginaria mediante el modelo de la densidad de energía empleando fuerzas de Skyrme⁸⁾.

Sartor y Stancu⁸⁾ proponen una densidad de energía compleja para calcular el potencial entre iones pesados. La parte imaginaria de la densidad de energía se introduce mediante un factor de escala que es función de la densidad local de materia nuclear ρ y de la densidad de energía cinética \mathcal{E} . La interacción efectiva nucleón-nucleón es compleja y es proporcional a una interacción de Skyrme⁹⁾.

Existe una gran concordancia entre la parte real del potencial óptico obtenida mediante la interacción tipo Skyrme y la obtenida a partir de los elementos de matriz complejos del potencial "soft-core" de Reid¹⁰⁾. Los análisis de ambas interacciones permiten definir el parámetro ξ que representa la relación entre las partes imaginaria y real de la interacción. ξ es una constante respecto de la distancia de la interacción pero depende de la densidad local ρ y de la densidad intrínseca de energía cinética \mathcal{E}^i definida por,⁸⁾

$$\mathcal{E}^i = \mathcal{E} - \frac{j^2}{\rho} \quad (3.27)$$

donde j es la densidad de corriente de probabilidad.

La interacción efectiva compleja empleada es ⁸⁾:

$$v^c(r) = (1 + i \xi(\rho, \tau^i)) v_{SK}(r) \quad (3.28)$$

donde $v_{SK}(r)$ es la interacción de Skyrme. La interacción $v^c(r)$ proporciona una densidad de energía compleja a partir de la cual se determinan las partes real e imaginaria del potencial óptico. Este potencial tiene la forma:

$$V_{pot} = (1 + i \xi(\rho, \tau^i)) H_{pot} \quad (3.29)$$

en la que H_{pot} es la densidad de energía de Skyrme que incluye términos cinéticos, coulombianos y de spin-órbita.

Fink y Toepffer ¹¹⁾, en su modelo de absorción dinámica, aplican el modelo semiclásico de Goldberger ¹²⁾ que describe la absorción de nucleones libres en el núcleo y que puede ampliarse para describir la absorción en la colisión de dos núcleos complejos.

El potencial imaginario se determina en función del coeficiente de absorción α mediante la expresión

$$W = h^2 \alpha / 2m \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} + 2m(E_{CM} - V)/h^2} \quad (3.30)$$

donde m es la masa reducida del sistema, E_{CM} la energía en centro de masas y V es el potencial real.

Para determinar α consideramos los núcleos colisionantes en el espacio de las fases donde ocupan regiones exa-dimensionales separados por el vector distancia relativa \vec{R} y el momento relativo por nucleón \vec{K} . La distribución de momentos se idealiza por esferas de Fermi cuyos radios son (figura 3.1),

$$k_F^2(\vec{K}, \vec{R}) = \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho \right)^{2/3} + \frac{5}{108} \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right)^2 \quad (3.31)$$

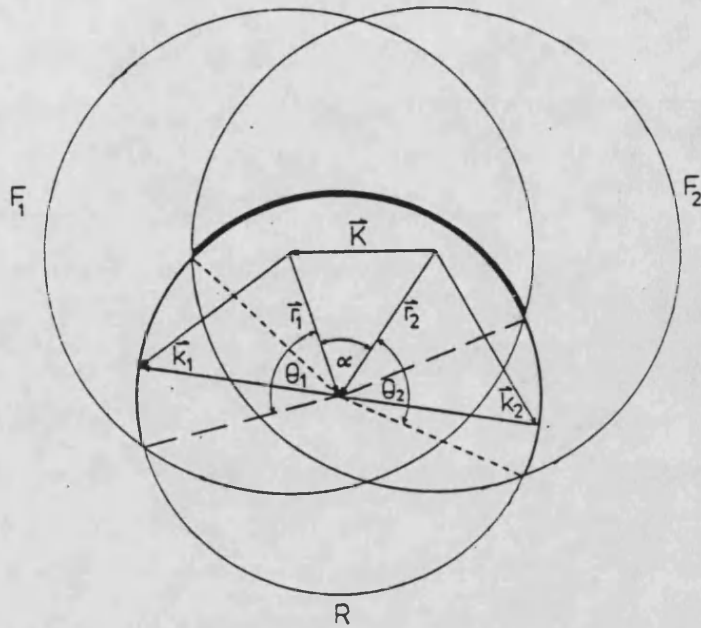


Figura 3.1.- Esferas de Fermi F_1 y F_2 separadas por el momento K por nucleón e intersectadas por la esfera auxiliar R . θ_1 y θ_2 son los ángulos de los conos esféricos que cortan a F_1 y F_2 . La región prohibida de Pauli está marcada en trazo grueso sobre la circunferencia R .

Cuando los núcleos colisionantes se solapan las colisiones entre nucleones conducen a la creación de estados en el espacio de momentos. Estos estados describen excitaciones inelásticas así como procesos de transferencia. La absorción se determina por la sección eficaz de formación de estos estados, $\bar{\sigma}$. Si convolucionamos la sección eficaz de formación, $\bar{\sigma}(\vec{r}, \vec{R}, \vec{K})$, con las densidades de los iones que interactúan, sobre todos los posibles valores de \vec{r} en el volumen solapado, se obtiene el coeficiente de absorción en función de \vec{R} y \vec{K} ,

$$\alpha(\vec{R}, \vec{K}) = \int \rho_1(\vec{r}) \rho_2(\vec{R}-\vec{r}) \bar{\sigma}(\vec{r}, \vec{R}, \vec{K}) d\vec{r} \quad (3.32)$$

De esta manera se ha derivado un potencial imaginario dependiente de la energía que goza de transparencia superficial y es fuertemente absorptivo en la región interior. Este modelo ha sido

válido para explicar las principales características de las funciones de excitación del sistema $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ hasta una energía de 80 MeV¹¹⁾.

Broglia et al.¹³⁾ proponen que las principales contribuciones al potencial imaginario son: a) una parte de volumen debida al recorrido libre medio de los nucleones y b) una parte de superficie debida a las contribuciones de los canales inelásticos y de transferencia. La parte de volumen puede calcularse resolviendo la ecuación de Bethe-Goldstone para dos sistemas nucleares en movimiento relativo¹⁴⁾. Las contribuciones inelásticas y de transferencia se obtienen por vía semiclásica¹⁵⁾.

3.4.- EL MODELO "FOLDING".

En 1968, G.W. Greenless et al.¹⁶⁾ desarrollaron un modelo de potencial óptico fenomenológico para analizar las colisiones elásticas de protones sobre iones pesados a varias energías. En dicho modelo la parte real del potencial fué obtenida a partir de las distribuciones de materia nuclear y de las fuerzas nucleón-nucleón. El modelo desarrollado por Greenless et al. fue la base de los modelos folding también denominados modelos de potencial de convolución.

El folding es un modelo microscópico que calcula el potencial de interacción entre dos iones $A_1 + A_2$ en función de las fuerzas internucleónicas que median entre ambos. La parte real del potencial está representada por el término V_f de la ecuación (3.17), que ha sido identificado como potencial folding y cuyo desarrollo conduce a la integral¹⁷⁾

$$V_f(\vec{r}) = \int \psi_0^*(\vec{r}_1) \phi_0(\vec{r}_2) \sum_{ij} v_{ij} \psi_0(\vec{r}_1) \phi_0(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (3.33)$$

en la cual los subíndices i y j corresponden a los núcleos 1 y 2 respectivamente y \vec{r}_k con $k=1,2$ son las coordenadas internas de cada núcleo.

Si la interacción efectiva considerada, v_{ij} , es local, esto es $v_{ij} = v(\vec{r}_{12})$, (siendo \vec{r}_{12} la coordenada relativa entre dos nucleones correspondientes a cada núcleo) el potencial (3.33) puede expresarse en la forma:

$$V_f(\vec{r}) = \int \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (3.34)$$

donde $\rho_i(\vec{r}_i)$ representa la densidad del núcleo A_i . Las coordenadas espaciales de esta ecuación están representadas

esquemáticamente en la figura (3.2).

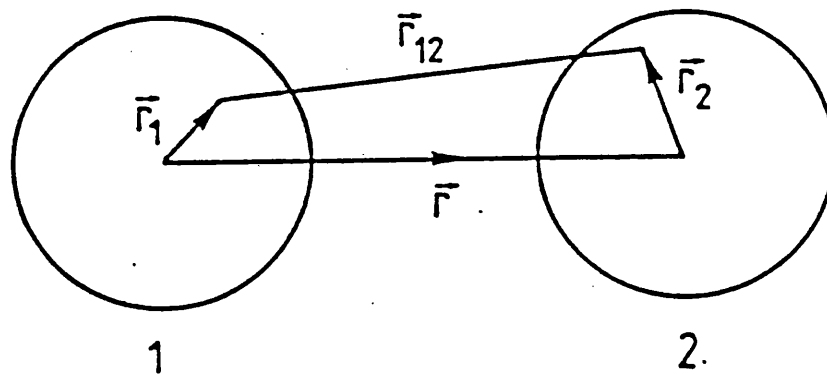


Figura 3.2.- Coordenadas relativas a la ecuación (3.34)

Entre las características del potencial determinado por la ecuación (3.34) podemos destacar las siguientes: a) relaciona la geometría del potencial de interacción con las geometrías espaciales de los núcleos blanco y proyectil; b) por su construcción, el potencial carece de ambigüedades geométricas; c) la formulación matemática del potencial permite reducir apreciablemente el tiempo de cálculo, mediante el desarrollo de las ecuaciones en el espacio de momentos utilizando las transformadas de Fourier de las variables de la ecuación (3.34).

En un sentido general, los potenciales entre iones pesados están asociados con una fuerte absorción, y por lo tanto un gran solapamiento entre ellos conduce a sucesos no elásticos y absorción de partículas del canal elástico. Por esta razón, la interacción está dominada por las condiciones de la superficie, entendiéndose por superficie la región radial a partir de la cual las fuerzas nucleares actúan intensamente.

La aplicabilidad del modelo folding en colisiones de baja energía queda, de este modo, restringida a los procesos periféricos, los cuales son sensibles a la región superficial y a la cola del

potencial $V_f(r)$.

En la región interior, cuando las distancias entre los centros de los núcleos son muy pequeñas, el potencial de convolución es muy profundo, aunque este hecho es algo irrelevante en el estudio de las colisiones elásticas, pues estos procesos son insensibles a la forma del potencial real en esta región¹⁸⁾. Cuando se estudian los procesos sensibles a la forma del potencial nuclear en la región interior, los ajustes a los datos experimentales se pueden mejorar considerablemente utilizando un potencial fenomenológico Woods-Saxon en el interior junto a un potencial de convolución suave en la región superficial.

Al potencial de convolución definido por la ecuación (3.34) se le denomina "double-folding potential" y se ha utilizado para analizar las colisiones elásticas entre iones pesados^{17,19)} aproximando la parte imaginaria mediante potenciales fenomenológicos de Woods-Saxon. En estos análisis el potencial folding debe de ser renormalizado por un factor $N_R \neq 1$.

El modelo folding también se ha empleado para analizar las colisiones nucleón-núcleo¹⁶⁾ a partir de la densidad del núcleo y de la interacción nucleón-nucleón:

$$V_f(\vec{r}) = \int \rho(\vec{r}_1) v(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_1 \quad (3.35)$$

a este potencial se le ha llamado "single-folded potential". Este, ha sido aplicado también en el análisis de las colisiones entre partículas α e iones pesados¹⁷⁾, así como en el de las interacciones entre iones pesados a partir de las interacciones nucleón-núcleo.

Podemos introducir correcciones de orden superior en el modelo folding que nos permitan describir los procesos de una forma más real. Estas correcciones están basadas en: a) dependencia con la densidad y energía de la interacción efectiva; b) el principio de exclusión de Paulí, según el cual cuando una partícula incidente colisiona con un

núcleo únicamente puede ocupar estados vacantes; c) el problema de varios cuerpos en las interacciones nucleón-nucleón, y el efecto de intercambio de varios nucleones.

La diferencia entre los distintos potenciales de convolución que se utilizan para analizar las colisiones entre iones pesados estriba fundamentalmente en el empleo de diversas interacciones efectivas que representan las colisiones elementales nucleón-nucleón. En el siguiente capítulo describiremos la interacción efectiva $M3Y^{17)}$ que hemos utilizado.

El modelo del potencial de convolución también se ha empleado para aproximar la parte imaginaria del potencial óptico. Los métodos más comunmente usados emplean una parte imaginaria proporcional al potencial real con la misma geometría o bien determinan esta parte mediante una interacción efectiva compleja.

3.5.- BIBLIOGRAFIA.

1. FESHBACH, H.
Ann. Phys. (NY) 5(1958)357
Ann. Phys. (NY) 19(1962)287
2. JOACHAIN, CH.J.
"Quantum Collision Theory". North-Holland, 1975.
3. RICHTER, A. y TOEPFFER, C.
"Heavy-Ion Collisions". Editor R.Bock. North-Holland, 1979.
4. BRINK, D.M. y STANCU, F.
Nucl. Phys. A243(1975)175
5. FLIESSBACH, T.
Z. Phys. 247(1971)117
6. MYERS, W.D. y SWIATECKI, W.J.
Ann. of Phys. 55(1969)385
Ann. of Phys. 84(1974)186
7. SANTRA, A.B. y SINHA, B.
Phys. Lett. 110B(1982)359
8. SARTOR, R. y STANCU, F.
Phys. Rev. C24(1981)2347
Nucl. Phys. A404(1983)392
9. SKYRME, H.R.
Philos. Mag 1(1956)1043
10. FAESSLER, A.
Nucl. Phys. A359(1981)509

11. FINK, B. y TOEPFFER, C.
Phys. Lett. B45(1973)411
12. GOLDBERGER, M.L.
Phys. Rev. 74(1948)1269
13. BROGLIA, R.A. et al.
Nucl. Phys. A361(1981)307
14. IZUMOTO, T. et.al.
Nucl. Phys. A341(1980)319
15. POLLAROLO, G. et.al.
Nucl. Phys. A406(1983)369
16. GREENLEES, G.W. et.al.
Phys. Rev. 171(1968)1115
Phys. Rev. C1(1970)1145
17. SATCHLER, G.R. y LOVE, W.G.
Phys. Reports 55C(1979)183
18. SATCHLER, G.R.
"Invited talk at International Conference on Reactions Between
Complex Nuclei". Nashville, Tennessee. Junio 1974.
19. SATCHLER, G.R.
Phys. Lett. 59B(1975)121

CAPITULO IV

POTENCIALES DE CONVOLUCION

4.1.- Introducción.

4.2.- La Integral de Convolución. El potencial nuclear real.

4.2.1.- La interacción efectiva.

4.2.1.1.- La interacción M3Y.

4.2.1.2.- Intercambio de nucleones.

4.2.2.- Densidades nucleares.

4.2.2.1.- Densidades de los núcleos ^{28}Si , ^{32}S y ^{34}S .

Densidades de carga y materia nuclear.

4.2.2.2.- Densidad del núcleo ^{33}S . Densidades de modelo de capas.

4.3.- Interacciones dependientes de la densidad.

4.3.1.- Dependencia radial de la interacción efectiva dependiente de la densidad.

4.3.2.- Parametrización del término dependiente de la densidad. Interacción DDM3Y.

4.3.3.- Estudio comparativo de las interacciones M3Y y DDM3Y.

4.4.- Potenciales de convolución para los sistemas analizados.

4.5.- Breve crítica del modelo de potencial de convolución.

4.6.- El potencial nuclear imaginario.

4.7.- Bibliografía.

4.1:- INTRODUCCION.

Como ya hemos discutido, el modelo óptico permite describir la difusión elástica entre iones pesados a partir de un potencial complejo en el que la parte real describe la refracción y la parte imaginaria la absorción a canales distintos del elástico. Este es, pues, un método alternativo a los modelos semiclásicos que intenta reemplazar la interacción entre muchos cuerpos por un Hamiltoniano que sea el potencial efectivo de interacción entre los mismos.

A la hora de determinar la parte imaginaria del potencial no se siguen los mismos argumentos que para determinar la parte real, pues los procesos físicos que describen son distintos. La forma más general del potencial óptico está constituida por un término nuclear complejo y un término coulombiano. Los términos real e imaginario del potencial nuclear pueden constar, a su vez, de términos de pendientes de spin e isospin¹⁾.

De una manera muy esquemática, podríamos considerar que la forma más generalizada para representar al potencial óptico viene dada por:

$$V_{\text{opt}}(r) = - \left[V_R(r) + i W(r) \right] - \left[V_R^{\text{SO}}(r) + i W^{\text{SO}}(r) \right] - i W^{\text{D}} + V_C(r) \quad (4.1)$$

donde los dos primeros términos representan las partes centrales del potencial independientes de spin e isospin. Los dos términos siguientes son debidos al acoplamiento spin-órbita. El quinto término es el potencial de superficie, que tiene en cuenta los efectos del Principio de Exclusión de Paulí, el cual prohíbe que a bajas energías se produzcan colisiones nucleón-nucleón dentro del núcleo entre las partículas absorbidas por canales no elásticos (como consecuencia de ello se produce un pico en el potencial imaginario en la zona de la superficie nuclear). Estos efectos decrecen a medida que aumenta la energía de la experiencia. El último término de la ecuación (4.1) es

el potencial de Coulomb, que se toma como el de una partícula puntual incidiendo sobre una esfera uniformemente cargada de radio R_c , (ecuación (2.19)).

Por lo tanto, teniendo en cuenta que las experiencias se han realizado con partículas de spin nulo (salvo en el caso del ^{33}S , aunque como veremos más adelante la contribución del acoplamiento spin-órbita el potencial óptico es poco importante) y que la contribución del término de superficie es despreciable en las interacciones entre iones pesados, el potencial óptico empleado en esta memoria para describir los procesos de colisión elástica tiene la forma:

$$V_{\text{opt}}(r) = V_C(r) - \left[V_R(r) + i W(r) \right] \quad (4.2)$$

En este capítulo vamos a discutir la determinación de V_R mediante el modelo de potencial de convolución, así como la de sus dos ingredientes fundamentales: la interacción efectiva nucleón-nucleón y las densidades de los iones que interaccionan. También analizaremos la determinación fenomenológica del potencial imaginario W mediante una parametrización de tipo Woods-Saxon. En un último apartado estudiamos la influencia en el potencial de convolución al introducir una dependencia con la densidad en la interacción efectiva.

4.2.- LA INTEGRAL DE CONVOLUCION. EL POTENCIAL NUCLEAR REAL.

Como ya hemos expresado en el capítulo anterior, si $v = \sum_{ij} v_{ij}$ es un operador local entre dos cuerpos, donde v_{ij} es la interacción local nucleón-nucleón entre dos nucleones ij correspondientes a los núcleos blanco y proyectil respectivamente, el potencial folding se determina a partir de la integral de convolución,

$$V_f(\vec{r}) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v(\vec{r}_{12} = \vec{r} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1) \quad (4.3)$$

donde $\rho_{1,2}$ son las distribuciones en centro de masas de los nucleones en el estado fundamental de los dos núcleos que interaccionan, (ver figura (3.2)).

La expresión (4.3) incluye una integración en seis dimensiones cuyo cálculo se simplifica si se realiza en el espacio de momentos a partir de las transformadas de Fourier de las densidades e interacción efectiva. En este caso la transformada de V_f se reduce al producto de tres transformadas de Fourier. Brevemente expresado el proceso de cálculo sería como sigue:

- la transformada de Fourier de una función $f(\vec{r})$ es

$$\tilde{f}(\vec{q}) = \int d\vec{r} \exp(i\vec{q}\vec{r}) f(\vec{r}) \quad (4.4)$$

mediante la transformada inversa de Fourier podemos determinar $f(\vec{r})$ a partir de $\tilde{f}(\vec{q})$

$$f(\vec{r}) = (2\pi)^{-3} \int d\vec{q} \exp(-i\vec{q}\vec{r}) \tilde{f}(\vec{q}) \quad (4.5)$$

- el valor del potencial folding en función de las transformadas inversas viene dado por:

$$V_f(\vec{r}) = (2\pi)^{-3} \int d\vec{q} \exp(-i\vec{q}\vec{r}) \tilde{v}(\vec{q}) \tilde{\rho}_1(\vec{q}) \tilde{\rho}_2(-\vec{q}) \quad (4.6)$$

que expresado en el espacio de momentos es

$$\tilde{V}_f(\vec{q}) = \int d\vec{r} \exp(i\vec{q}\vec{r}) V_f(\vec{r}) = \tilde{v}(\vec{q}) \tilde{\rho}_1(\vec{q}) \tilde{\rho}_2(-\vec{q}) \quad (4.7)$$

La ecuación (4.7) es una aplicación directa del teorema de convolución, para un desarrollo más extenso del método de cálculo pueden consultarse las referencias ²⁾ y ³⁾. Este método es el que emplean los programas de cálculo para determinar el potencial de convolución (en nuestro caso hemos utilizado el código DOLFIN⁴⁾³⁴⁾). La mayor parte de las funciones que intervienen en la integral de convolución tienen formas analíticas que permiten determinar fácilmente sus correspondientes transformadas.

Las distribuciones de densidad de la expresión (4.3) se han normalizado al número de nucleones del blanco y proyectil, A_B y A_P respectivamente. Esto es,

$$\int \rho_1(\vec{r}) d\vec{r} = A_P \quad ; \quad \int \rho_2(\vec{r}) d\vec{r} = A_B \quad (4.8)$$

Las distribuciones consideradas tienen simetría esférica. En ausencia de acoplamiento de spin la interacción efectiva $v(\vec{r}_{12})$ es escalar en \vec{r}_{12} . Con densidades e interacciones que posean estas características el potencial folding $V_f(\vec{r})$ es de simetría esférica. Si alguna de las densidades no es esférica el potencial de convolución tampoco tendrá la simetría esférica. Los desarrollos y expresiones matemáticas que presentamos en el resto del capítulo se han obtenido a partir de densidades esféricas.

El potencial folding tiene una superficie más difusa, que la que se obtendría mediante la convolución de las dos densidades, debido al corto alcance de la interacción efectiva. El potencial de convolución decae, a la mitad de su valor en el interior nuclear, para distancia radial aproximadamente igual a la que lo hace la densidad total del

sistema, pero con una superficie más difusa, figura (4.1).

Un hecho de particular importancia es que el potencial de convolución no tiene la misma forma que el obtenido a partir de la parametrización de Woods-Saxon que comunmente se utiliza. Realmente, las formas son semejantes cuando se emplean potenciales tipo Woods-Saxon elevados a potencias mayores o iguales a 2. Aún así hay varios casos en los que la colisión es sensible a estas diferencias de forma en la región superficial, y se ha encontrado que en la mayoría de ellos el potencial de convolución o formas similares son los que dan mejores ajustes de los datos experimentales^{5),6)}.

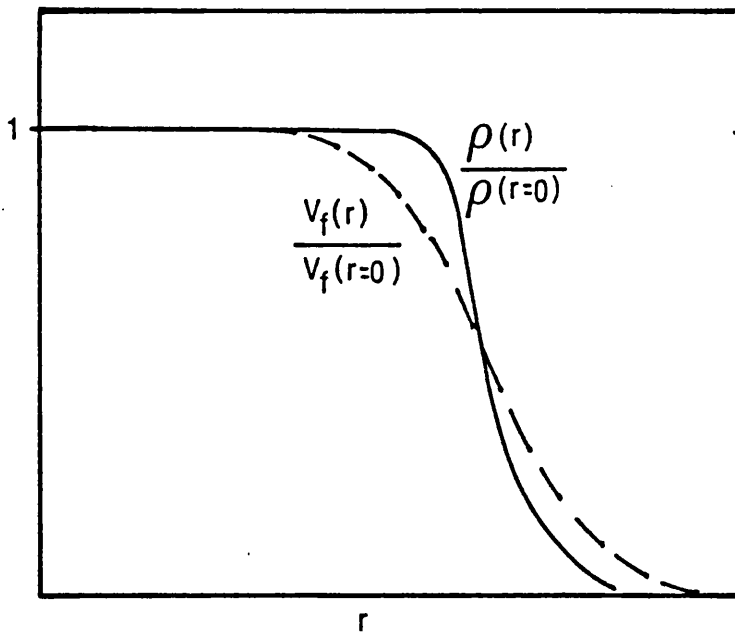


Figura 4.1.- Comparación entre la forma de una distribución de densidad $\rho(r)$ y el potencial folding $V_f(r)$ obtenido por su convolución con una interacción efectiva de corto alcance.

Cuando hay absorción fuerte y la colisión es sensible solamente a la cola del potencial de convolución en las proximidades del radio de absorción fuerte; el alcance finito de la interacción v , en las integrales de convolución, permite que mediante los procesos de colisión se sondeen las densidades en la región superficial²⁾. Por lo tanto, la evaluación exacta del potencial de convolución, al menos en el radio de absorción fuerte, requiere conocer bien la región superficial de la distribución de densidad.

4.2.1.- La interacción efectiva.

El potencial de convolución dado por la expresión (4.3) puede presentar dependencia con spin e isospin a través de las respectivas componentes de la interacción efectiva. La parte central de la interacción nucleón-nucleón puede escribirse, en su forma más general, como:

$$v = v_{00}(\vec{r}_{12}) + v_{01}(\vec{r}_{12}) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 + v_{10}(\vec{r}_{12}) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 + v_{11}(\vec{r}_{12}) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 \quad (4.9)$$

además la interacción efectiva, consta también de términos tensoriales y de acoplamiento spin-órbita⁸⁾.

Una interacción como la representada por (4.9) contribuye a poner de manifiesto al dependencia del potencial de convolución respecto de spin ($\vec{\sigma}_i$) e isospin ($\vec{\tau}_i$). Vamos a ver que, generalmente, la contribución de estos términos es despreciable.

Consideremos dos núcleos esféricos, cada uno con los spines de los nucleones desapareados. Podemos entonces expresar de nuevo la ecuación (4.3) en la forma:

$$V_f = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \left[\rho_{1p} \rho_{2p} v_{pp} + \rho_{1p} \rho_{2n} v_{pn} + \rho_{1n} \rho_{2p} v_{pn} + \rho_{1n} \rho_{2n} v_{nn} \right] \quad (4.10)$$

donde ρ_{ip} es la densidad de protones (en función r_i) del núcleo A_i y v_{pp} , v_{nn} , son las partes de las interacciones protón-protón, neutrón-neutrón respectivamente, independiente del spin. En los términos de la ecuación (4.9) podemos escribir,

$$\begin{aligned} v_{pp} &= v_{nn} = v_{oo} + v_{o1} \\ v_{pn} &= v_{oo} - v_{o1} \end{aligned} \quad (4.11)$$

y también,

$$\rho_i = \rho_{ip} + \rho_{in} \quad (4.12)$$

aplicando estas relaciones a la integral de convolución obtenemos,

$$V_f = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \left[v_{oo} \rho_1 \rho_2 + v_{o1} (\rho_{1n} - \rho_{1p}) (\rho_{2n} - \rho_{2p}) \right] \quad (4.13)$$

Si asumimos que $\rho_{in} = (N_i/A_i) \rho_i$ y $\rho_{ip} = (Z_i/A_i) \rho_i$, el potencial es:

$$V_f = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1 \rho_2 \left[v_{oo} + v_{o1} \frac{(N_1 - Z_1)(N_2 - Z_2)}{A_1 A_2} \right] \quad (4.14)$$

A pesar del inconveniente que supone considerar una relación del tipo $\rho_n = (N/Z) \rho_p$, ésta nos proporciona una estimación adecuada de la dependencia del potencial con los términos de isospin. Para los sistemas que estudiamos en esta memoria, el coeficiente que acompaña al término v_{o1} en la ecuación (4.14) es nulo. Otras estimaciones más rigurosas han demostrado²⁾ que el término dependiente de isospin es del orden del 1% del término v_{oo} . El término v_{o1} es debido a la posibilidad de que se produzcan reacciones de intercambio de carga; naturalmente, el término v_{oo} no contribuye a estos procesos. Podemos, por lo tanto, afirmar que las contribuciones de los términos de isospin, en la determinación de las secciones eficaces de los procesos que estudiamos, son despreciables.

Para la colisión elástica, los términos dependientes de spin ($\propto \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$) de la interacción efectiva central (4.9), contribuirán al potencial folding únicamente para aquellos sistemas en los que los núcleos que interaccionan tienen momentos angulares no nulos. Cuando los núcleos que colisionan son pares con spin cero, el promedio de la interacción spin-spin se anula. En los núcleos impares, existe al menos un nucleón de spin desapareado, y por lo tanto estas interacciones pueden describirse mediante un potencial con un término dependiente de spin; el potencial no será esférico, y la citada dependencia contribuirá relativamente poco a la determinación de las secciones eficaces⁷⁾.

Únicamente los nucleones desapareados de cada núcleo contribuyen al término S=1 del potencial. La parte de la interacción efectiva (4.9) con S=1 y T=1, denominada OPEP ("one pion exchange potential"), no tiene una contribución decisiva en el cálculo de las secciones eficaces de colisión elástica²⁾. Estas contribuciones se deberán tomar en cuenta cuando se describan procesos de transferencia de spin y de carga.

En base a los argumentos expuestos en este apartado, analizaremos las colisiones elásticas entre iones pesados con un potencial de convolución determinado a partir de densidades esféricas y con la parte v_{00} de la interacción efectiva nucleón-nucleón (4.9)²⁾.

Las interacciones efectivas utilizadas en física nuclear son funciones locales de la distancia relativa de los núcleos que colisionan. Aunque para su determinación se han realizado aproximaciones fenomenológicas, se vienen prodigando los intentos más realistas de basar el modelo de interacción efectiva en las propiedades de las colisiones nucleón-nucleón que conocemos, mediante la técnica de la matriz-G⁹⁾, y lograr así una descripción unificada de la colisión nucleón-nucleón, nucleón-núcleo y núcleo-núcleo.

En las colisiones entre iones pesados a baja energía, a las cuales pertenecen la mayor parte de los datos experimentales disponibles, es necesario que, al considerar la interacción nucleón-nucleón,

se realicen correcciones debido a que ambos nucleones están inmersos en un medio nuclear (Principio de Exclusión de Pauli, ocupación de capas y movimiento de nucleones en una distribución de Fermi, ...). Así pues, en principio y salvo aproximaciones posteriores, la interacción efectiva dependerá de la energía de la colisión y de la densidad de materia nuclear de los iones colisionantes.

4.2.1.1.- La interacción M3Y.

La interacción nucleón-nucleón M3Y está basada en la aproximación, apropiada para bajas energías, de Bertch et al.⁹⁾ según la cual los elementos de la matriz-G correspondientes a la colisión entre dos nucleones ligados son, con gran aproximación, los correspondientes a la colisión de un nucleón libre por un nucleón ligado.

De los tres potenciales Yukawa que conforman la interacción M3Y (de ahí su nombre) uno de ellos está asociado con el potencial de intercambio de un pión, OPEP. Otro término es atractivo y corresponde al intercambio múltiple de piones, posee un alcance de 0'4 fm. El término restante es repulsivo con un alcance de 0'25 fm y se ha determinado por conveniencia de cálculo. Los niveles de atracción y repulsión de estos dos últimos términos reproducen, para estados pares, los elementos de matriz-G del potencial "soft-core" de Reid¹⁰⁾; y para estados de paridad impar, los asociados con los elementos de matriz de Elliot¹¹⁾. Si promediamos la interacción efectiva sobre spin e isospin únicamente sobreviven los términos isoscalares. La componente de OPEP de la interacción es espurea y se origina si se toman inicialmente los estados pares de la interacción, ignorando los estados de paridad impar. En la combinación de estados pares e impares que componen la parte central v_{oo} de la interacción (4.9), las componentes par e impar de OPEP se cancelan y por tanto este término

no contribuye.

La interacción M3Y queda reducida a la expresión:

$$v_{M3Y} = v_{00} = 7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} \quad (4.15)$$

que es repulsiva para distancias cortas y atractiva a grandes distancias, pasando por cero en las proximidades de $r \approx 0.5$ fm. (figura 4.2).

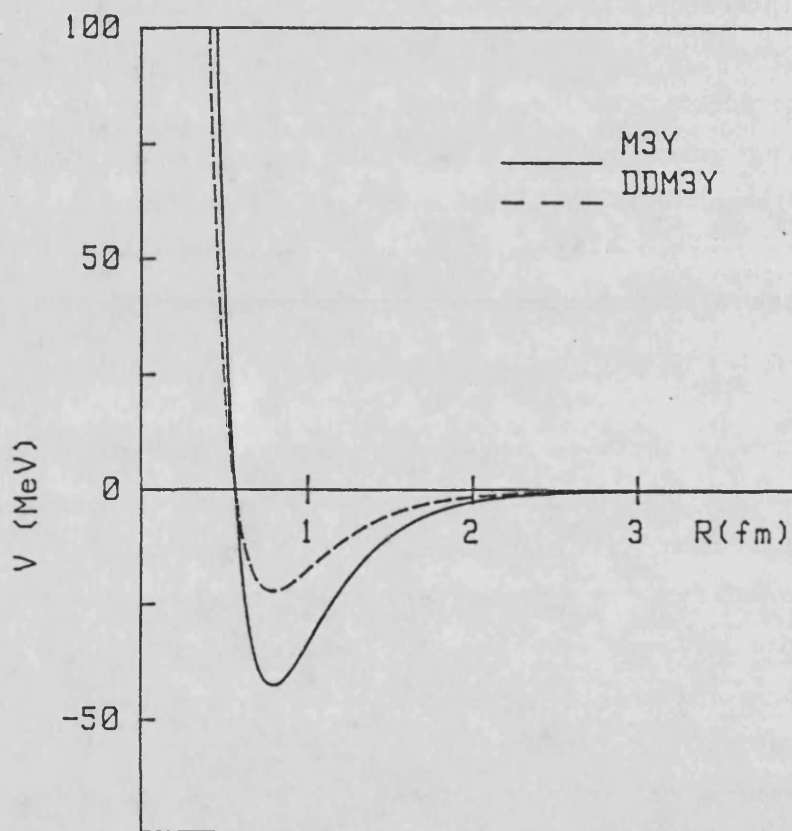


Fig. 4.2.- Dependencia radial de las interacciones efectivas M3Y y DDM3Y

La interacción M3Y de la ecuación (4.21) tiene una integral de volumen $J_0 = -146 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$, mientras que su radio cuadrático medio es $\langle r^2 \rangle_{v_{M3Y}} = 7.26 \text{ fm}^2$.

La interacción efectiva (4.15) es real y debe de ser suplementada por potenciales imaginarios fenomenológicos. Tampoco contiene ninguna dependencia explícita con la energía o las densidades de los núcleos que colisionan; dicha interacción representa un promedio, sobre un rango de densidades y energías, determinado por los elementos de matriz-G para estados de paridad par e impar.

En posteriores apartados introduciremos una dependencia con la densidad en la interacción efectiva, mientras que la dependencia con la energía se introduce mediante el denominado término de intercambio.

4.2.1.2.- Intercambio de nucleones.

La interacción efectiva representada por la ecuación (4.15) no incluye explícitamente la antisimetrización entre nucleones correspondientes a iones diferentes, a pesar de que las funciones de onda nucleares son antisimétricas.

Los términos de intercambio han sido estudiados, en las colisiones elásticas entre núcleos, con el método de grupos resonantes¹²⁾. Se ha encontrado que las contribuciones más importantes son debidas al intercambio de un nucleón (que discutimos aquí) y al intercambio del "core", es decir, al intercambio completo de todos los nucleones del núcleo más pequeño. Este término es importante únicamente cuando los dos iones tienen el mismo número de nucleones ($A_P \simeq A_B$). Los alcances de las contribuciones de intercambio en el potencial, decrecen a medida que aumenta el número de nucleones intercambiados. La presencia de absorción fuerte, representada por el potencial imaginario, puede reducir la influencia de los términos de intercambio de varios nucleones en las colisiones entre iones pesados.

Estos resultados son fácilmente interpretados debido a que la complejidad de las funciones de onda se hace mayor a medida que aumenta el número de nucleones intercambiados. Esto induce a pensar

que el intercambio de un nucleón entre dos iones será la contribución dominante al potencial, especialmente en las colisiones periféricas y en las multicanal²⁾. Esta contribución dominante tendrá lugar cuando los dos nucleones que interactúan son intercambiados por cada ión.

Los efectos de intercambio se introducen en el potencial de convolución mediante la antisimetrización de la interacción efectiva, a partir de sustituir $v(\vec{r}_{12})$, en la ecuación (4.3) por:

$$v(\vec{r}_{12}) \longrightarrow (1-P_{12}) v(\vec{r}_{12}) \quad (4.16)$$

donde P_{12} es un operador que intercambia todas las coordenadas espaciales, de spin e isospin de los nucleones 1 y 2.

La sustitución (4.16) supone obtener un potencial de convolución no-local, en cuya determinación exacta^{13),14)} se ha demostrado que los términos de intercambio son también muy importantes en las colisiones inelásticas, incrementando su influencia a medida que aumenta el momento angular de transferencia. La importancia relativa de los términos directos (de no intercambio) es sensible al alcance de la interacción. Los términos directos y de intercambio serán iguales, aparte los factores estadísticos debidos a spin e isospin, si la interacción tiene alcance cero. En una interacción constante, alcance infinito, la contribución de los términos de intercambio será muy pequeña debido a la ortogonalidad entre estados ligados y estados del continuo; sin embargo, para grandes momentos angulares transferidos los términos directos decrecen rápidamente al aumentar el alcance de la interacción de manera que la relación entre términos intercambio/no intercambio decrecerá.

Tanto Love y Owen¹⁵⁾ como Golin et al.²¹⁾, han estimado la importancia de esta corrección, lo que ha conducido a una serie de aproximaciones de tipo local consistentes en reemplazar en (4.16) el término $-v_{12}(\vec{r}_{12})P_{12}$ por un pseudo-potencial de alcance nulo:

$$v_{12}(\vec{r}_{12})P_{12} \longrightarrow \hat{J}(E) \delta(\vec{r}_{12}) \quad (4.17)$$

cuya profundidad $\hat{J}(E)$ es diferente para distintas componentes de spin e isospin en la interacción efectiva y varía con la energía de los iones incidentes; pero esta variación es muy suave en el rango energético aproximadamente comprendido entre 3 y 20 MeV/nucleón incidente, al cual corresponden las experiencias que hemos realizado. Tal y como proponen Satchler y Love²⁾, hemos adoptado la aproximación (4.17) deduciendo el valor de $\hat{J}(E)$ a partir del calibrado del término de intercambio de un nucleón (SNE) en colisiones de protones mediante el método DWBA.

Si consideramos la parte central de la interacción efectiva independiente de spin e isospin, ecuación (4.15), el pseudopotencial correspondiente al término de intercambio asociado viene dado por²⁾:

$$\hat{J}(E) \approx 276 (1 - 0.005E/A_p) \text{ MeV.fm}^3 \quad (4.18)$$

donde E representa la energía incidente en coordenadas laboratorio y A_p es el número másico del ión proyectil.

Puesto que las energías de los iones incidentes (^{32}S) barren un intervalo entre 77 y 160 MeV., la ecuación (4.18) determina que el pseudopotencial para un intervalo de valores comprendido entre $\hat{J}(77) = 272.7 \text{ MeV.fm}^3$ y $\hat{J}(160) = 269.1 \text{ MeV.fm}^3$. Sin embargo para analizar los datos experimentales, emplearemos en esta memoria el pseudopotencial correspondiente a un valor standard de 10 MeV/nucleón incidente, que ha sido empleado en el análisis de las colisiones elásticas entre iones pesados para un gran número de sistemas, y que corresponde a un valor de $\hat{J} = 262 \text{ MeV.fm}^3$,²⁾⁴⁾.

Así pues la interacción efectiva M3Y que consideramos en esta memoria puede expresarse por:

$$v_{\text{M3Y}}(r) = 7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} - 262 \delta(r) \quad (4.19)$$

La integral de volumen de v_{M3Y} es la suma de la correspondiente a v_{oo} , expresión (4.15), y la del término de intercambio; es decir, $J_o = -146 - 262 = -408 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$, y un radio cuadrático medio de 7.26 fm^2 . En la figura (4.2) hemos representado la dependencia radial de la interacción efectiva (4.19).

4.2.2.- Densidades nucleares.

Un núcleo está constituido por una distribución espacial de protones y neutrones, los cuales están representados por las funciones de densidad $\rho_p(r)$ y $\rho_n(r)$. La saturación de las fuerzas nucleares para distancias cortas permite afirmar que los núcleos tienen una región central de densidad constante y una región superficial donde la densidad cae rápidamente a cero; por lo tanto en una primera aproximación la dependencia radial de estas distribuciones se puede expresar, para núcleos esféricos, mediante una función analítica de la forma

$$\rho(r) \propto \frac{1}{1 + \exp((r-R)/a)} \quad (4.20)$$

donde R y a son el parámetro radial y la difusividad, respectivamente. La mayor parte de los núcleos son aproximadamente esféricos, y las desviaciones de esta forma pueden describirse introduciendo una dependencia respecto de las variables angulares del parámetro radial expresado en función de un desarrollo de armónicos esféricos,

$$R(\theta, \varphi) = R_o \left[1 + \sum_{1m} \beta_{1m} Y_1^m(\theta, \varphi) \right] \quad (4.21)$$

donde β_{1m} es el parámetro de deformación.

Las distribuciones también pueden caracterizarse por sus

momentos multipolares,

$$\langle r^n \rangle = \frac{\int r^n \rho(\vec{r}) d\vec{r}}{\int \rho(\vec{r}) d\vec{r}} \quad (4.22)$$

El momento de orden dos, $\langle r^2 \rangle$, se denomina radio cuadrático medio de la distribución.

La distribución de materia nuclear es la suma de las distribuciones de protones y neutrones,

$$\rho_m(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r) \quad (4.23)$$

y se vienen realizando diversas aproximaciones tendentes a considerar la distribución de protones proporcional a la de neutrones en la forma,

$$\left. \begin{aligned} \rho_p &= \frac{Z}{A} \rho_m \\ \rho_n &= \frac{N}{A} \rho_m \end{aligned} \right\} \rightarrow \rho_p = \frac{Z}{N} \rho_n \quad (4.24)$$

Los avances, tanto teóricos como experimentales, realizados durante los últimos años han contribuido a mejorar nuestro conocimiento sobre las distribuciones de carga y materia nuclear. Las precisas determinaciones de las secciones eficaces experimentales de colisión elástica de electrones por núcleos y las de captura muónica han permitido obtener las distribuciones de carga de un gran número de núcleos. Es mucho más difícil determinar experimentalmente las distribuciones de materia nuclear, ya que la interacción nuclear no es tan bien conocida como la electromagnética. A pesar de ello se han desarrollado varios métodos; entre ellos el de la colisión elástica de protones muy energéticos por núcleos, analizados mediante la teoría de Glauber.¹⁶⁾

Paralelamente a estos trabajos experimentales se han desarrollado métodos teóricos como los basados en la teoría de

Hartree-Fock-Brueckner que determinan las densidades nucleares a partir de potenciales nucleón-nucleón.¹⁷⁾ También pueden determinarse las distribuciones de materia nuclear a partir de las distribuciones de neutrones y protones expresados en términos de las funciones de onda individuales de los nucleones.

En este apartado nos limitaremos a describir brevemente las densidades nucleares obtenidas a partir de las experiencias de dispersión de electrones (densidades de los núcleos ^{28}Si y ^{32}S)¹⁸⁾¹⁹⁾, de dispersión de protones de 1 GeV (densidad del núcleo ^{34}S)²⁰⁾. La densidad del núcleo ^{33}S se calcula en base a un núcleo de ^{32}S más la distribución de un neutrón en las capas s,d externas.

4.2.2.1.- Densidades de los núcleos ^{28}Si , ^{32}S y ^{34}S .

Densidades de carga y materia nuclear.

El ordenamiento espacial de los protones en el núcleo determina su distribución de carga, y ésta puede obtenerse mediante sondas que interaccionen únicamente con el campo electromagnético y no con las fuerzas nucleares.

La distribución de protones se determina a partir de los datos procedentes de una experiencia de colisión, para ello se postula una forma funcional de la distribución de carga con fundamentación física y se compara con los datos experimentales. Para investigar los detalles de la distribución de carga, la longitud de onda de las partículas de sondeo deben ser del mismo orden que el tamaño nuclear (para electrones, esto implica que sean acelerados a energías superiores a los 100 MeV). Si la forma funcional elegida para la distribución es del tipo Woods-Saxon o similar, los parámetros de la misma se varían sistemáticamente para optimizar el ajuste a los datos experimentales de dispersión de electrones.

Entre la gran variedad de funciones empleadas para las distribuciones de carga destacamos la denominada de Fermi de 3 parámetros,

$$\rho = \rho_0 \frac{1 + w (r/R_c)^2}{1 + \exp((r-R_c)/a_c)} \quad (4.25)$$

donde ρ_0 es la densidad de carga en el interior del núcleo para $r=0$ y se ha introducido el factor de deformación $w(r/R_c)^2$ que describe el comportamiento anómalo de algunas distribuciones en el interior nuclear, las cuales muestran una especie de depresión que puede deberse a las repulsiones entre protones de las capas más internas.¹⁶⁾ El espesor nuclear está determinado por el parámetro de difusividad, y más concretamente por el "parámetro de espesor superficial", "t", que determina el intervalo radial en que la densidad cae desde el 90% al 10% de su valor central (figura (4.3)).

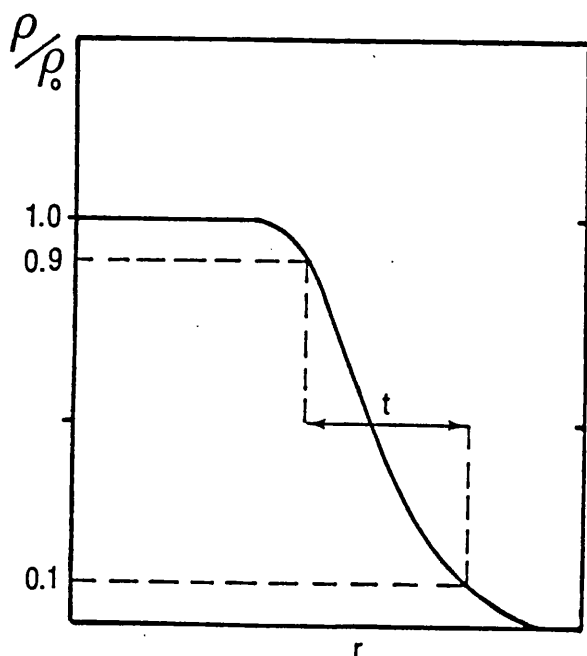


Figura 4.3.- Representación esquemática de la dependencia radial de la distribución de carga nuclear.

El método de obtención de la distribución nuclear de carga consiste en convolucionar la distribución de densidad en centro de masas de protones con la distribución de carga del proton $\rho_{p,c}(r)$ (cuyo radio de carga cuadrático medio es $\langle r^2 \rangle \approx 0.76 \text{ fm}^2$),

$$\int \rho_{p,c}(\vec{r}') \rho_p(\vec{r}-\vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.26)$$

y al mismo tiempo hay que considerar la corrección debida al neutrón, que análogamente a (4.26) es,

$$\int \rho_{n,c}(\vec{r}') \rho_n(\vec{r}-\vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.27)$$

Expresando estas integrales en el espacio de momentos a partir de sus transformadas de Fourier, la contribución a la distribución de carga es:

$$\tilde{\rho}_c(q) = \tilde{\rho}_p(q) \tilde{\rho}_{p,c}(q) + \tilde{\rho}_n(q) \tilde{\rho}_{n,c}(q) \quad (4.28)$$

donde $\tilde{\rho}_p$ y $\tilde{\rho}_n$ son las transformadas de Fourier de las densidades en centro de masa de protones y neutrones. Si consideramos la aproximación $\rho_n = (N/Z) \rho_p$, la densidad nuclear en centro de masas viene expresada por:

$$\tilde{\rho}_c(q) = (1 + N/Z) \tilde{\rho}_p(q) / \tilde{\rho}_{N,c}(q) \quad (4.29)$$

donde:

$$\tilde{\rho}_{N,c} = \tilde{\rho}_{p,c} + (N/Z) \tilde{\rho}_{n,c} \quad (4.30)$$

supone la corrección del tamaño finito del nucleón debido a que en los cálculos se ha considerado que la colisión electrón-nucleón se ha realizado entre dos partículas puntuales, siendo que el protón tiene una estructura determinada. La expresión (4.30) se aproxima por la

ecuación

$$\rho_{N,c}(r) = \frac{\alpha^3 e^{-\alpha r}}{8\pi} \quad \tilde{\rho}_{N,c}(q) = \frac{\alpha^4}{(\alpha^2 + q^2)^2} \quad (4.31)$$

El parámetro α se elige de manera que reproduzca el radio cuadrático medio de la distribución $\rho_{N,c}$, expresión (4.30) que está dado por²⁾,

$$\langle r^2 \rangle_N = \frac{12}{\alpha^2} = 0'76 - 0'11 (N/Z) \text{ fm}^2 \quad (4.32)$$

Para núcleos con $N=Z$, α se introduce como parámetro de entrada en el código DOLFIN y tiene un valor de $\alpha = 4'297 \text{ fm}^{-1}$.

Las densidades de los núcleos ^{28}Si (18) y ^{32}S (19) se han determinado a partir de distribuciones de carga¹⁹⁾ de 3 parámetros de Fermi (ecuación (4.25)) obtenidas en las experiencias de colisión elástica de electrones por núcleos. Los parámetros de las mismas se muestran en la tabla (4.1) y en la figura (4.4) se puede observar su forma radial.

NUCLEO	β_0	w	R_c (fm)	a_c (fm)	$\langle r^2 \rangle$ (fm ²)
^{28}Si	0'1775 (e·fm ⁻³)	-0'149	3'239	0'574	3'126
^{32}S	0'1825 (e·fm ⁻³)	-0'213	3'441	0'624	3'239
^{34}S	0'1878 (fm ⁻³)	-0'213	3'470	0'647	3'289

Tabla 4.1.- Parámetros correspondientes a las distribuciones de densidad de 3 parámetros Fermi para los núcleos ^{28}Si (18), ^{32}S (19) y ^{34}S (20).

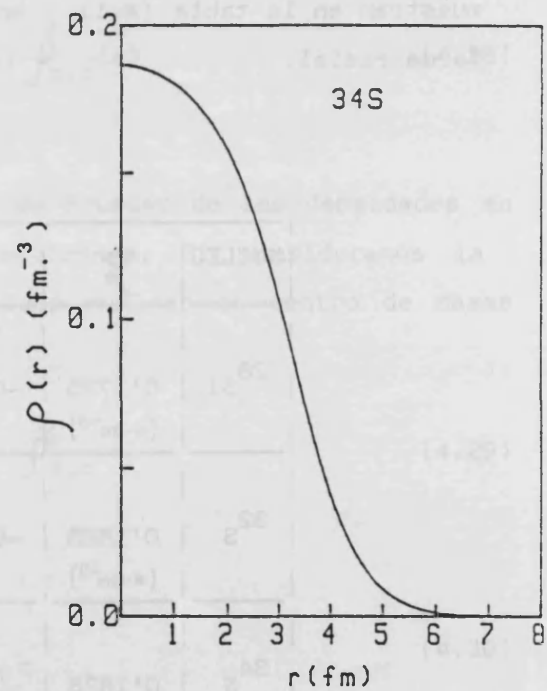
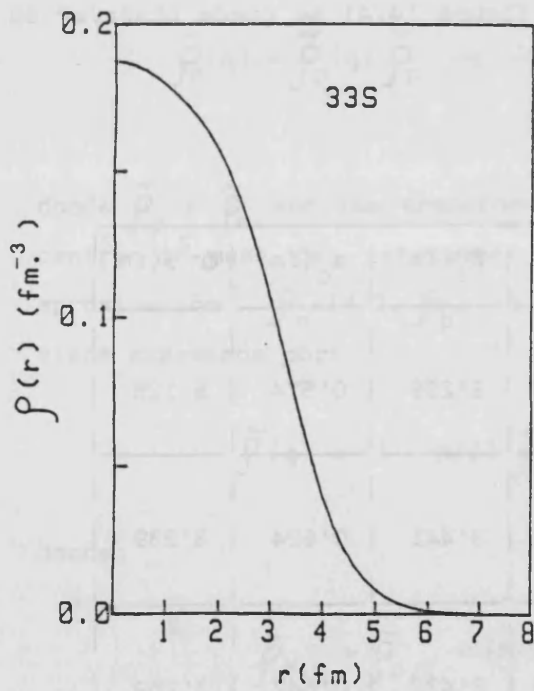
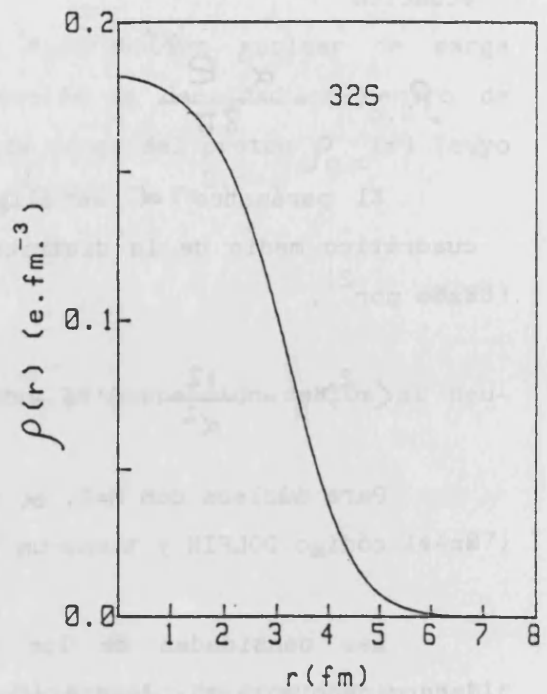
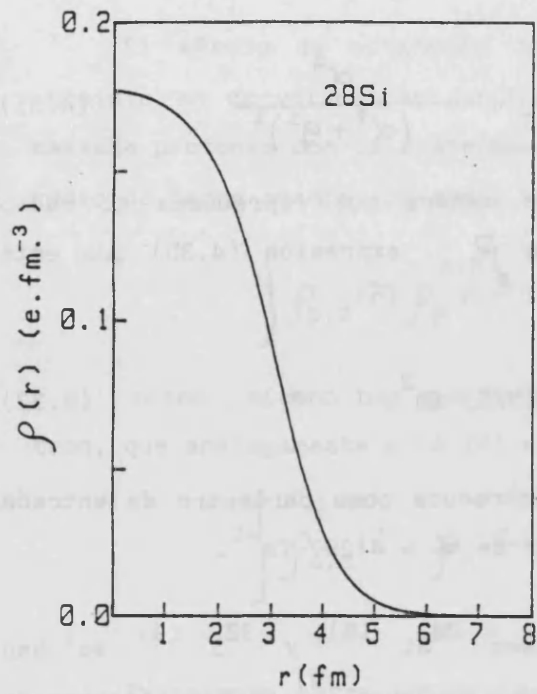


Figura 4.4.- Distribuciones de densidad de los núcleos ^{28}Si , ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S .

Las distribuciones de materia nuclear pueden estudiarse únicamente a partir de experiencias de colisión de partículas en las que la interacción nuclear tenga un papel preponderante. Entre las diversas teorías y experiencias encaminadas a obtener la distribución de materia nuclear citamos aquí la de colisión elástica de protones de alta energía. Si éstos son acelerados a energías del orden de los 1000 MeV, el núcleo blanco puede considerarse como un conjunto de nucleones independientes, ya que la longitud de onda de los protones es comparable a las distancias interatómicas, teniendo lugar, de esta manera, colisiones nucleón-nucleón y, no, colisiones nucleón-núcleo.

La disposición relativa de neutrones y protones en la superficie nuclear es el resultado de un delicado balance entre tendencias opuestas. Los protones se repelen electrostáticamente entre sí, con lo cual los neutrones ocupan las posiciones intermedias. La mayoría de los núcleos poseen más neutrones que protones ocupando los primeros las órbitas más externas, con lo cual se producirá un exceso de neutrones en la superficie nuclear. Así pues tenemos distribuciones de protones y neutrones muy similares y sus radios cuadráticos son idénticos para iones ligeros, mientras que para iones pesados el radio cuadrático medio de la distribución de neutrones es mayor que el de la de protones .

La distribución de densidad del ^{34}S utilizada en esta memoria ha sido determinada por Alkhazov et al.²⁰⁾ a partir de las secciones eficaces de colisión elástica de protones de 1 GeV con núcleos de ^{34}S . La distribución se ha parametrizado según la ecuación (4.25) (tabla 4.1) y su forma radial se observa en la figura (4.4).

4.2.2.2.- Densidad del núcleo ^{33}S . Densidades de modelo de capas.

El modelo de capas es un cálculo fenomenológico de las densidades nucleares que posee una gran flexibilidad ya que puede ser utilizado con núcleos de capas incompletas.

Las distribuciones de densidad se obtienen a partir del sumatorio de los cuadrados de las funciones de onda Ψ_i de los orbitales ocupados por los nucleones con su correspondiente probabilidad de ocupación a_i (también denominada número de ocupación),

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{i \text{ ocupados}} a_i |\Psi_i(\vec{r})|^2 \quad (4.33)$$

La función de onda de partícula única $\Psi_i(\vec{r})$ es real y esta normalizada de manera que

$$\int_0^\infty \Psi_i^2(\vec{r}) r^2 d\vec{r} = 1 \quad (4.34)$$

Esta función de onda es solución de la ecuación radial de Schorödinger con un potencial central $V(r)$,

$$\left[\frac{d}{dr^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (B_i + V(r)) - \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} \right] (r \Psi_i(\vec{r})) = 0 \quad (4.35)$$

donde B_i es la energía de ligadura y m la masa reducida ($m = A_p A_c / (A_p + A_c)$) con A_c el número masico del "core" al que esta ligada la partícula y A_p el número másico de la partícula. El subíndice "i" representa a los números cuánticos principal n_i , orbital l_i , y momento angular total $j_i = l_i \pm 1/2$. El número de nodos (excluyendo el origen) de la función Ψ_i es n_i , con $n_i \geq 1$. El potencial central tiene la forma,

$$V(r) = V_c(r) + U f_1(r) + \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 U_s \frac{1}{r} \frac{df_2(r)}{dr} \cdot \begin{cases} l & \text{si } j = l + 1/2 \\ -l-1 & \text{si } j = l - 1/2 \end{cases} \quad (4.36)$$

con $f_1 = (e^x + 1)^{-1}$ y $x = (r-R)/a$.

El potencial central incluye un término culombiano que corresponde al de una esfera cargada uniformemente de radio $R_c = 1/2(A-1)^{1/3}$ ecuación (2.19), siendo $A=33$ en nuestro caso. El último

término de la expresión (4.36) constituye el acoplamiento spin órbita.

Para el núcleo ^{33}S no se han determinado experimentalmente densidades de carga o de materia nuclear. La densidad puede determinarse a partir de cálculos de modelo de capas, sin embargo éstas no son la mejor elección para estudios de colisiones entre iones pesados porque sus colas decrecen demasiado rápido, siendo esta región la que tiene mayor interés en las colisiones citadas. Por tanto nos hemos decidido a emplear una aproximación mixta, añadiendo a la densidad del ^{32}S , obtenida experimentalmente en el apartado anterior, la distribución de densidad de un neutrón calculada usando números de ocupación fraccionarios y un pozo de potencial con la geometría dada por el segundo término de la ecuación (4.36)¹⁶⁾, y cuya profundidad reproduce las energías de separación experimentales²²⁾, identificadas con el promedio de las energías de separación para los orbitales considerados ponderados por sus números de ocupación. Este procedimiento no tiene en cuenta la polarización del "core", pero este hecho no es importante para el análisis de la colisión elástica.

Los parámetros que determinan la geometría del pozo de potencial para el ^{33}S , U , R_1 y a_1 los hemos determinado por interpolación y extrapolación de los datos referidos a los núcleos ^{40}Ca y ^{208}Pb ¹⁶⁾ mediante las expresiones²³⁾:

$$U = 53'35 \pm 34'75(N-Z) / A + 13'3 (A^{-1/3} - 208^{-1/3}) \text{ MeV.}$$

$$R_1 = r_1 (A-1)^{1/3} = 1'288 \pm 0'059(N-Z) / A + 0'178(A^{-1/3} - 208^{-1/3}) (A-1)^{1/3} \text{ fm.}$$

$$a_1 = 0'758 \pm 0'199 (N-Z) / A \text{ fm.}$$

(4.37)

el signo "+" se refiere a los valores de los parámetros para protones y el signo "-" a neutrones. Para el núcleo ^{33}S los valores de los parámetros (con $A=33$, $N=17$, $Z=16$) son:

$$U = 54'199 \text{ MeV.}$$

$$r_1 = 1'312 \text{ fm.}$$

$$a_1 = 0'752 \text{ fm.}$$

(4.38)

Los parámetros U_s , r_s y a_s del potencial spin-órbita empleados son: ²³⁾

$$U_s = 6'0 \text{ MeV.}$$

$$R_s = r_s (A-1)^{1/3} = 1'1 (33-1)^{1/3} = 3'49 \text{ fm.}$$

$$a_s = 0'65 \text{ fm.}$$

(4.39)

Los números de ocupación fraccionarios se han determinado a partir de los datos de Chung y Wildenthal ²⁴⁾, y son

$$a_{1d_{5/2}} = 0'25$$

$$a_{2s_{1/2}} = 0'14$$

(4.40)

$$a_{1d_{3/2}} = 0'61$$

en los que el subíndice indica el orbital nuclear.

La forma radial de la distribución de densidad del ^{33}S está representada en la figura (4.4). El radio cuadrático medio que presenta la distribución del ^{33}S es de $3'249 \text{ fm}^2$.

4.3.- INTERACCIONES DEPENDIENTES DE LA DENSIDAD.

La parte real de los potenciales nucleón-núcleo y núcleo-núcleo, determinada mediante el modelo de convolución a partir de interacciones realistas, presenta algunas anomalías como: subestimar el radio del potencial y precisar factores de renormalización mayores que la unidad para ajustar correctamente las distribuciones angulares experimentales²⁾. Una posible solución a estas deficiencias puede efectuarse mediante interacciones efectivas con una dependencia explícita de la densidad de los iones interaccionantes. En esta sección intentaremos realizar una descripción analítica de la geometría de estas interacciones efectivas y de los potenciales de convolución que generan (que serán utilizados en el análisis de las distribuciones angulares del sistema $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$).

El potencial convolución determinado a partir de la ecuación (4.3) incluye ahora una interacción efectiva con una dependencia radial y de la densidad $v_{ef}(\vec{r}_{12}, \rho)$. La mayor parte de los cálculos del potencial de convolución se han realizado parametrizando la dependencia con la densidad de una forma simple en un modo semiempírico, en el que se considera que la interacción efectiva puede escribirse²⁵⁾ como:

$$v_{ef}(\vec{r}_{12}, \rho) = v_{ef_0}(\vec{r}_{12}) f^E(\rho) \quad (4.41)$$

donde $v_{ef_0}(\vec{r}_{12})$ es una función de la distancia \vec{r}_{12} , y $f^E(\rho)$ es una función de la densidad para una energía dada; ρ es la densidad local del sistema formado por los iones que interaccionan y se obtiene por antisimetrización de las funciones de onda de todos los nucleones de los dos iones²⁶⁾. Dado el corto alcance de la interacción efectiva es suficientemente riguroso emplear para la densidad ρ la aproximación local dada por²⁷⁾:

$$\rho = \rho_1 \left(\left| \vec{r}_1 + \frac{\vec{r}_{12}}{2} \right| \right) + \rho_2 \left(\left| \vec{r}_2 - \frac{\vec{r}_{12}}{2} \right| \right) \quad (4.42)$$

El término $f^E(\rho)$ ha sido parametrizado por varias formas funcionales, entre las cuales, las más corrientemente empleadas son:

a) Dependencia lineal con ρ .

$$f^E(\rho) = (1 - \beta \rho) \quad (4.43)$$

utilizada por Sinha et al.²⁸⁾ en el estudio del sistema $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$.

b) Dependencia potencial con ρ .

$$f^E(\rho) = C (1 - \beta \rho^{2/3}) \quad (4.44)$$

empleada por Viyogi et al., utilizando los parámetros de Green²⁹⁾.

c) Dependencia exponencial con ρ .

$$f^E(\rho) = C (1 + \alpha e^{-\beta \rho}) \quad (4.45)$$

empleada por Kobos et al.³⁰⁾ en la difusión de partículas alfa por iones pesados y por EL-Azab y Satchler³¹⁾ en la colisión entre iones pesados empleando para ρ la aproximación local dada por la ecuación (4.42).

4.3.1.- Dependencia radial de la interacción efectiva dependiente de la densidad.

Nosotros emplearemos la parametrización (4.45) para $f^E(\rho)$, lo cual nos permite factorizar fácilmente la interacción efectiva de manera que se simplifican los cálculos del potencial folding en el espacio de momentos. Vamos a estudiar la dependencia de la interacción con el parámetro radial \vec{r}_{12} .

Con la aproximación local (4.42) y la parametrización (4.45), la interacción efectiva (4.41) es función de la densidad total en el

punto medio entre los dos nucleones interaccionantes y nos permite separar la dependencia con las densidades ρ_1 y ρ_2 de los iones en la forma:

$$\begin{aligned} v_{ef}(\vec{r}_{12}, \rho) &= v_1(\vec{r}_{12}) + v_2(\vec{r}_{12}) \exp(-\beta \rho) = \\ &= v_1(\vec{r}_{12}) + v_2(\vec{r}_{12}) \exp\left[-\beta \rho_1(|\vec{r}_1 + \vec{r}_{12}/2|)\right] \exp\left[-\beta \rho_2(|\vec{r}_2 - \vec{r}_{12}/2|)\right] \end{aligned} \quad (4.46)$$

donde,

$$\begin{aligned} v_1(\vec{r}_{12}) &= v_{ef_0}(\vec{r}_{12}) C_\rho \\ v_2(\vec{r}_{12}) &= v_{ef_0}(\vec{r}_{12}) C_\rho \alpha \end{aligned} \quad (4.47)$$

Los parámetros C_ρ , β y α son independientes de la densidad y de \vec{r}_{12} , pero dependen de la energía de la experiencia.

Dado que las interacciones realistas son de corto alcance, podemos desarrollar los términos exponenciales en serie de Taylor para $r_{12} \ll r_i$ ($i=1,2$)³²⁾

$$\exp(-\beta \rho_i(\vec{r}_i \pm \vec{r}_{12}/2)) = \exp(-\beta \rho_i(\vec{r}_i)) + O(\vec{r}_{12}) \quad (4.48)$$

y englobando las contribuciones de orden superior, $O(\vec{r}_{12})$, en el término $\Delta V(\vec{r})$, el potencial de convolución vendrá dado por

$$\begin{aligned} v_f(\vec{r}) &= \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v_1(\vec{r}_{12}) + \\ &+ v_2(\vec{r}_{12}) \exp(-\beta \rho_1(\vec{r}_1)) \exp(-\beta \rho_2(\vec{r}_2)) + \Delta V(\vec{r}) \end{aligned} \quad (4.49)$$

En los cálculos que se emplean interacciones dependientes de la densidad, generalmente se ignoran las contribuciones a la interacción efectiva de los términos de orden igual o superior a r_{12} en los desarrollos en serie de las funciones exponenciales^{25,27,30,31)}, con

lo cual el potencial de convolución se reduce al primer término de la ecuación (4.49). Esta aproximación permite simplificar los cálculos, pero puede conducirnos a un "amurallamiento" no realista de las densidades que subestime las contribuciones al potencial en zonas de baja densidad³⁰⁾. Goldfarb y Nagel³²⁾, han estudiado la influencia del término $\Delta V(\vec{r})$ en la determinación del potencial $V_f(\vec{r})$ de la colisión de $^{16}_0\text{O}$ con $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{40}_{20}\text{Ca}$, $^{60}_{28}\text{Ni}$ y $^{208}_{82}\text{Pb}$, y han hallado que la dependencia del potencial con r_{12} es muy pequeña. La mayor contribución del término $\Delta V(\vec{r})$ es en la zona cercana al radio de absorción fuerte, la discrepancia en $V_f(\vec{r})$ al considerar o no el término $\Delta V(\vec{r})$ es entre el 2 y 2.5%, mientras que en el interior nuclear la discrepancia es mucho menor.

La aproximación (4.48) sin los términos de orden superior supone expresar la ecuación (4.42) en la forma

$$\rho = \rho_1(\vec{r}_1) + \rho_2(\vec{r}_2) \quad (4.50)$$

Gracias a (4.50) el potencial de convolución se reduce al cálculo de las integrales:

$$V_f(\vec{r}) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v_1(\vec{r}_{12}) + \\ + \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) e^{-\beta \rho_1(\vec{r}_1)} \cdot \rho_2(\vec{r}_2) e^{\beta \rho_2(\vec{r}_2)} \cdot v_2(\vec{r}_{12}) \quad (4.51)$$

la integral del segundo sumando es evaluada por el programa DOLFIN exactamente igual que la del primer sumando sin más que efectuar el cambio $\rho_i(\vec{r}_i)$ por $\rho_i(r_i) e^{-\beta \rho_i(\vec{r}_i)}$.

4.3.2.- Parametrización del término dependiente de la densidad.

Como ya hemos indicado anteriormente la dependencia con la densidad está incluida en el término $f^E(\rho)$ y está parametrizado por la

ecuación (4.45). La densidad total ρ está aproximada por la ecuación (4.50) y los parámetros C_ρ , α y β (dependientes de la energía) se ajustan^{25,27)} por comparación entre la integral de volumen de $v_{ef}(r_{12}, \rho)$ y la correspondiente a la parte real de la matriz de reacción calculada por Jeukenne et al³³⁾ (JLM) para varias densidades de materia nuclear desde $\rho=0.008$ a $\rho=0.185 \text{ fm}^{-3}$. Los valores de los parámetros en el rango de energías entre $E=3$ y 90 MeV por nucleón del nucleo proyectil, se muestran en la figura (4.5).

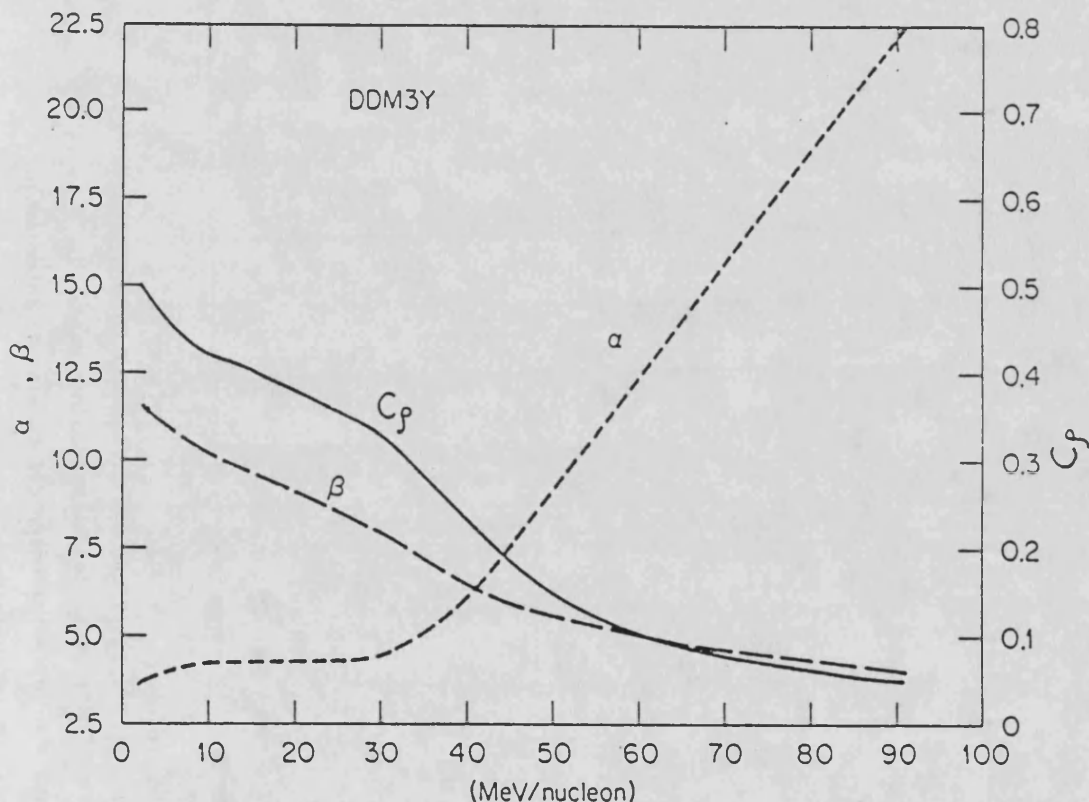


Fig. 4.5.- Valores de los parámetros para el factor dependiente de la densidad de la ecuación (4.45)³⁰⁾. Los parámetros α y C_ρ son adimensionales mientras que β tiene unidades de fm^3 .

Si denominamos por $V_0(\rho, E)/\rho$ a la integral de volumen de la matriz de interacción JLM, los parámetros se determinan a partir de la expresión:³³⁾

$$\begin{aligned} \frac{V_0(\rho, E)}{\rho} &= \int v_{ef}(\vec{r}_{12}, \rho) d\vec{r}_{12} = \int v_{ef_0}(\vec{r}_{12}) r^E(\rho) d\vec{r}_{12} = \\ &= C_\rho(E) (1 + \alpha(E) \exp(-\beta(E)\rho)) \int v_{ef_0}(\vec{r}_{12}) d\vec{r}_{12} \end{aligned} \quad (4.52)$$

	INTERACCION	J_0 (MeV.fm ³)	$J_0(\rho=0)$ (MeV.fm ³)	$J_0(\rho=\rho_0)$ (MeV.fm ³)	$J_0(\rho=\rho_0)$ (MeV.fm ³)
M3Y	b) $7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r}$	-145			
	c) $7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} - 262 \delta(r)$	-407			
DDM3Y ^{a)}	b) $v_I(r) = 3919.5 \frac{e^{-4r}}{4r} - 1045.7 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r}$	-71.4	-71.4	-71.4	-71.4
	b) $v_{II}(r) = 14796 \frac{e^{-4r}}{4r} - 3947.5 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} e^{-11.25\rho}$	-269.6	-269.6	-69.9	-4.7
	c) $v'_I(r) = 3919.5 \frac{e^{-4r}}{4r} - 1045.7 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} - 133.3 \delta(r)$	-202.0	-202.0	-202.0	-202.0
	c) $v'_{II}(r) = 14796 \frac{e^{-4r}}{4r} - 3947.5 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} - 503.1 \delta(r) e^{-11.25\rho}$	-772.7	-772.7	-200.3	-13.3

J_0 = Integral de volumen

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 \rightarrow \rho_0 = \rho_1(0) + \rho_2(0) \approx 0.36 \text{ fm}^{-3} \text{ (tomando densidades del } ^{32}\text{S)}$$

a) La interacción DDM3Y se ha desdoblado en dos partes $V_{\text{DDM3Y}} = v_1 + v_2 e^{-11.25\rho}$ a partir de la ecuación (4.53).

b) Interacciones sin la contribución del término de intercambio.

c) Interacciones con la contribución del término de intercambio.

TABLA 4.2.- Integrales de volumen de las interacciones efectivas M3Y y DDM3Y.

4.3.3.- Estudio comparativo de las interacciones M3Y y la DDM3Y.

Estudiaremos el comportamiento radial, radio cuadrático medio e integral de volumen de la interacción DDM3Y³⁰⁾ que serán comparadas con la interacción M3Y que no tiene dependencia con la densidad. La interacción DDM3Y se ha empleado únicamente para analizar la colisión $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$ en esta memoria, dado que son dos iones idénticos y la interacción efectiva será función de una única densidad.

La forma funcional de la interacción DDM3Y viene dada por la ecuación (4.41), con el término dependiente de la densidad parametrizado según la ecuación (4.45) y cuya componente radial está dado por la interacción efectiva M3Y, ecuación (4.15), con el término de intercambio dependiente de la energía dado por la expresión (4.18). Los parámetros que representan la dependencia con la densidad se han determinado para una energía promedio de 3 MeV/nucleón, que es la que corresponde a los sistemas analizados en esta memoria. Los valores de dichos parámetros son:

$$\begin{aligned} C_p &= 0'49 \\ \beta &= 11'25 \text{ fm}^3 \\ \alpha &= 3'775 \end{aligned}$$

La interacción efectiva DDM3Y está dada por la ecuación:

$$v_{\text{ef}}(r, \rho) = \left[7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2'5r}}{2'5r} - 272 \delta(r) \right] 0'49 (1 + 3'775 e^{-11'25\rho}) \quad (4.53)$$

con $\rho = \rho_1(r_1) + \rho_2(r_2)$.

La forma radial de esta interacción puede observarse en la figura (4.2), mientras que las integrales de volumen y el radio cuadrático medio están reflejados en la tabla (4.2).

En la tabla (4.2) se han desdoblado las interacciones efectivas en la parte que depende de la densidad ($v_2 \cdot \exp(-\beta\rho)$) y la indepen-

diente de la densidad (v_1), para estudiar las contribuciones de cada una de ellas a la integral de volumen total, evaluada para densidades $\rho = \rho_0$, $\rho = \rho_0/3$ y $\rho = 0$, en las que se ha tomado $\rho_0 \approx \rho_1(0) + \rho_2(0) \approx 0.36 \text{ fm}^{-3}$ (densidades del núcleo ^{32}S en la interacción $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$).

El término dependiente de la densidad contribuye en mayor grado a la integral de volumen en las regiones de densidad nula ($\rho \rightarrow 0$), mientras que en la zona $\rho_0 < \rho < \rho_0/3$ la contribución es más moderada, disminuyendo a medida que nos acercamos a $\rho = \rho_0$. Para $\rho = 0$ la interacción DDM3Y es más fuerte que la M3Y, pero a medida que aumenta ρ , se hace menos fuerte, llegando a ser comparable a la M3Y cuando $\rho_0/3 < \rho < \rho_0$.

Del estudio de la figura (4.2) podemos deducir que las interacciones M3Y y DDM3Y se anulan en torno al valor $r \approx 0.5 \text{ fm}$. y presentan un máximo en la región radial cercana a 1 fm . La interacción efectiva DDM3Y es menos profunda en la zona del máximo. En la cola de la interacción, para distancias $r \gtrsim 2 \text{ fm}$., ambas interacciones tienden asintóticamente a cero.

4.4.- POTENCIALES DE CONVOLUCION PARA LOS SISTEMAS ANALIZADOS.

Los potenciales de convolución han sido determinados mediante el código DOLFIN³⁴⁾ a partir de las interacciones efectivas y de las densidades nucleares descritas a lo largo de este capítulo.

En la figura (4.6) presentamos las formas radiales de los potenciales de convolución para los sistemas $^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$, $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$, $^{32}\text{S} + ^{33}\text{S}$ y $^{32}\text{S} + ^{34}\text{S}$, obtenidos a partir de la interacción efectiva M3Y, expresión (4.19), y las densidades correspondientes. Podemos observar que el potencial de convolución es muy intenso en el interior nuclear y decae a cero rápidamente a medida que aumenta r . La profundidad de dichos potenciales a $r=0$ es del orden de -1000 MeV. La cola del potencial (región de gran interés debido a que es la zona sensible del potencial en las colisiones entre iones pesados) presenta diferencias significativas para cada sistema. En la tabla (4.3) se presentan los valores del potencial para una distancia en torno a los 10 fm. para los sistemas estudiados. Como puede deducirse de dichos valores, la intensidad del potencial de convolución aumenta con el número másico del ión blanco, tal y como cabía esperar de la definición del potencial de convolución.

SISTEMA	INTERACCION EFECTIVA	POT. FOLDING R = 10 fm.
$^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$	M3Y	-0'608 MeV
$^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$	M3Y	-0'790 MeV
$^{32}\text{S} + ^{33}\text{S}$	M3Y	-1'091 MeV
$^{32}\text{S} + ^{34}\text{S}$	M3Y	-1'216 MeV
$^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$	DDM3Y	-1'456 MeV

TABLA 4.3.- Comparación entre los potenciales de convolución en $r=10\text{fm}$.

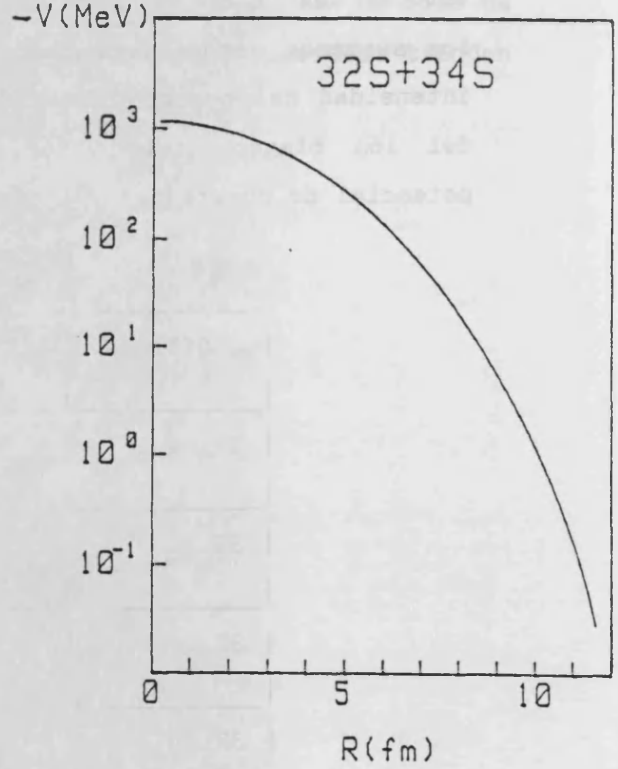
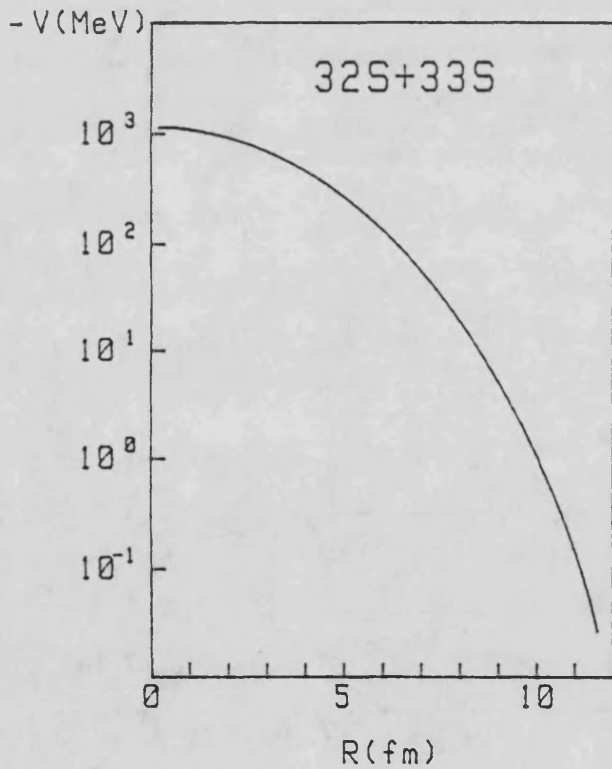
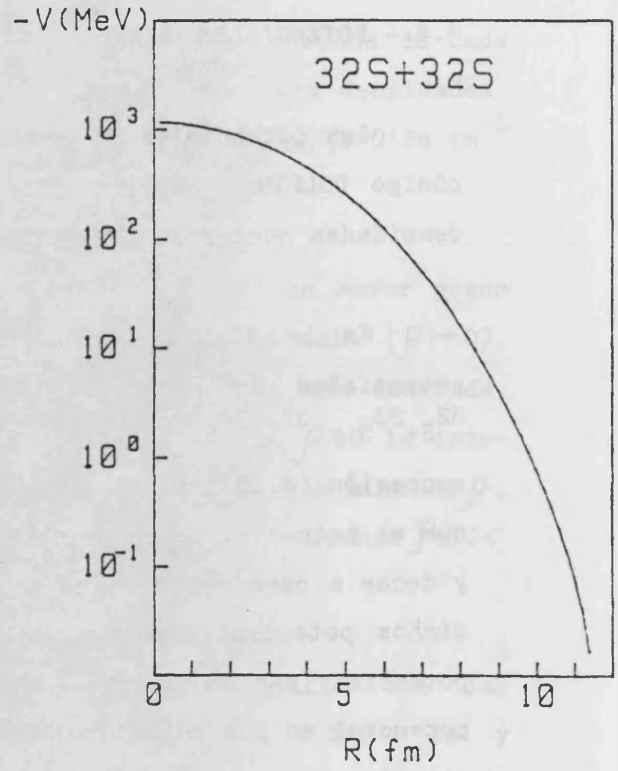
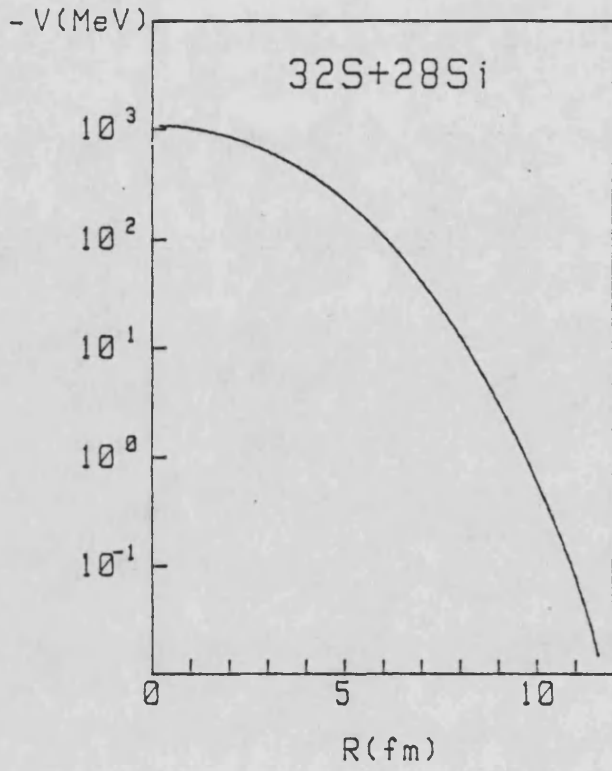


Fig. 4.6.- Potenciales de convolución para los sistemas $^{32}S+^{28}Si$, $^{32}S+^{32}S$, $^{32}S+^{33}S$ y $^{32}S+^{34}S$, obtenidos a partir de la interacción M3Y.

En la figura (4.7) presentamos los potenciales de convolución del sistema $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$ obtenidos con las interacciones efectivas M3Y y DDM3Y, con objeto de estudiar los efectos que produce en el potencial incluir una dependencia con la densidad en la interacción efectiva. Estos efectos se estudian en la figura (4.8) donde se muestra la desviación relativa en % del potencial obtenido con la interacción DDM3Y respecto del obtenido con la M3Y.

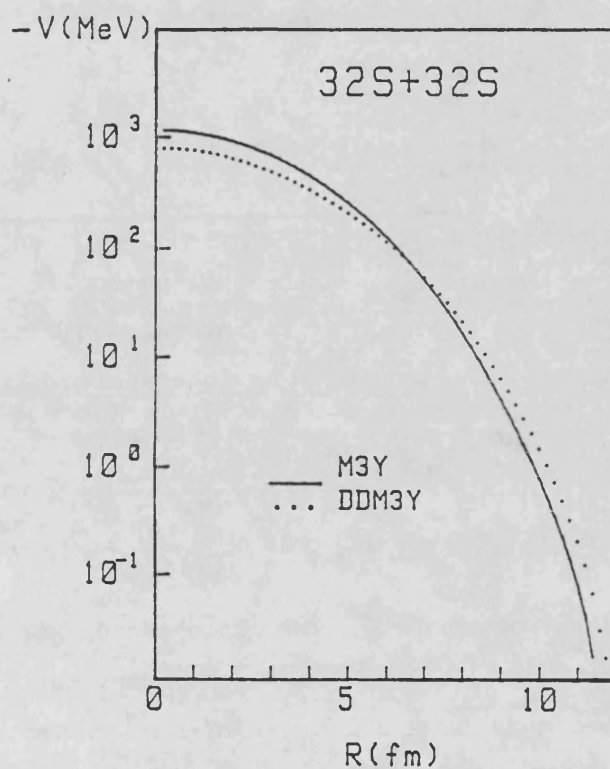


Fig. 4.7.- Potencial de convolución para los sistemas $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$: (—) obtenido mediante la interacción M3Y y (...) obtenido mediante la interacción DDM3Y.

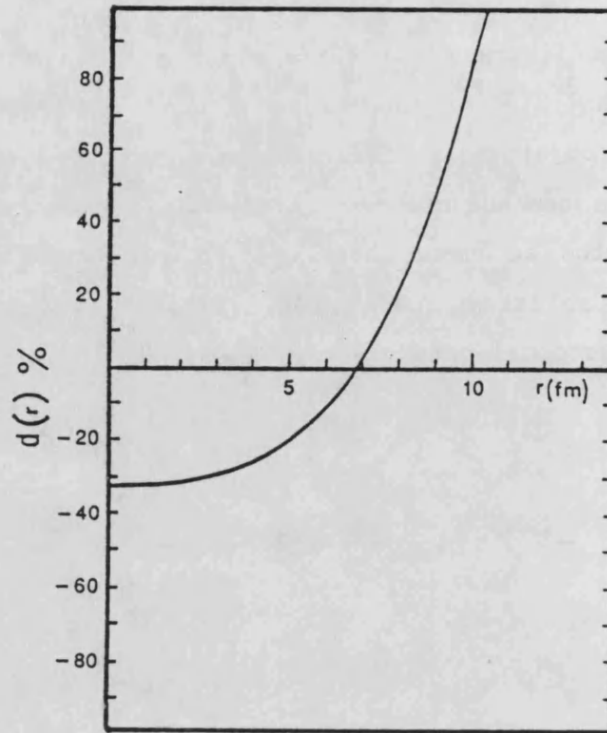


Fig.4.8.- Desviación relativa en % del potencial de convolución obtenido de la interacción DDM3Y, respecto del obtenido de la interacción M3Y

$$d(r) = \frac{V_{DDM3Y}(r) - V_{M3Y}(r)}{V_{M3Y}} \times 100$$

El potencial determinado con la interacción M3Y es más profundo, que el determinado con la DDM3Y, en el interior. En la región superficial el comportamiento es similar, si bien el potencial obtenido por la interacción DDM3Y se hace más profundo para $r > 7$ fm. En la región de cola las diferencias son más notables, correspondiendo desviaciones de más del +60% respecto del potencial obtenido de la interacción M3Y.

El efecto de la dependencia con la densidad es reducir la fuerza de la interacción en comparación con la región en que $\rho=0$. Por esta razón el potencial es menos intenso para distancias pequeñas, (donde tiene lugar un solapamiento entre las densidades), comparado con el potencial de convolución obtenido a partir de la interacción efectiva en el espacio libre ($\rho=0$). Al mismo tiempo se produce un aumento del radio cuadrático medio del potencial de convolución comparado con el obtenido mediante la interacción en el espacio libre.

4.5.- BREVE CRITICA AL MODELO DE POTENCIAL DE CONVOLUCION.

La ventaja de utilizar el modelo del potencial de convolución no reside en que reduce el número de parámetros del potencial óptico necesarios para ajustar los datos experimentales, sino que proporciona un medio de incluir en el potencial información teórica y experimental sobre los procesos físicos y las variables que describen la colisión entre iones pesados.

Las principales objeciones que pueden plantearse a los análisis con el modelo folding son debidas a que las distribuciones de densidad empleadas para los núcleos blanco y proyectil permanecen inalteradas incluso cuando ambas distribuciones se solapan apreciablemente ("frozen density"). Se ha argumentado que el Principio de Exclusión de Pauli se opone fuertemente a tal solapamiento y que ambos núcleos están fuertemente polarizados por su excitación mútua. Sin embargo, en el formalismo de Feshbach (capítulo 3), la función de onda, generada por la ecuación de Schrödinger, describe el movimiento relativo de los dos núcleos en sus estados fundamentales e incluso cuando se solapan espacialmente. Por tanto, existirá una componente de la función de onda total en dicha región que se manifestará por una fuerte absorción y repulsión⁷⁾.

En este contexto podemos hacer dos objeciones:

- 1.- Se ignora la antisimetrización entre los sistemas colisionantes, o bien está incluida de una manera parcial.
- 2.- La parte real del término de polarización dinámico ΔV , ecuación (3.17), que expresa las excitaciones entre los iones que colisionan se considera despreciable frente al potencial de convolución.

La omisión del potencial de polarización real está paliada, en parte, por pequeños reajustes en el potencial de convolución que incorporan los efectos omitidos en una interacción efectiva

determinada mediante el formalismo de la matriz-G derivada del potencial nucleón-nucleón (ver referencias^{2),7),35),36)}).

El tratamiento superficial de la antisimetrización y el empleo de "frozen density" en las colisiones entre iones pesados, son compensados por la presencia de una absorción fuerte característica de este tipo de colisiones. Es esta absorción fuerte la que determina una región espacial que es particularmente significativa (radio de absorción fuerte) y que cumple las condiciones de aplicabilidad del modelo de potencial de convolución.

4.6.- EL POTENCIAL NUCLEAR IMAGINARIO.

El potencial absorptivo está constituido por un término de volumen, ó un término de superficie, ó por la suma de ambos. El término de volumen se define, generalmente, a partir de una parametrización de Woods-Saxon,

$$W(r) = W_w f(x_w)$$

$$f(x) = (\exp(x) + 1)^{-1}$$

$$x_w = \frac{r - R_w}{a_w} \quad (4.54)$$

donde W_w es la profundidad del potencial en MeV, $R_w = r_w (A_P^{1/3} + A_B^{1/3})$ es el radio en fm. y a_w es la difusividad en fm.

El término de absorción superficial se toma proporcional a la derivada del factor de forma $f(x)$

$$W^D(r) = 4 W_D \frac{df(x_D)}{dx_D} = 4 W_D \frac{\exp(x_D)}{(\exp(x_D) + 1)^2} \quad (4.55)$$

La penetración del proyectil a través de la materia nuclear producirá excitaciones y procesos de absorción, por lo tanto el término de volumen estará presente en todos los sistemas. La existencia de estados colectivos de superficie, la posibilidad de transferencia de nucleones entre los iones en colisiones superficiales y la posible dispersión del proyectil en la superficie del blanco, aumenta la absorción superficial. Este hecho se manifiesta en que la absorción de volumen se extiende a una distancia mayor que el potencial real o por un pico en la parte imaginaria del potencial en la región superficial que se encuentra precisamente representado por el término de superficie (4.55). A pesar de que los dos términos

tienen su fundamentación teórica, fenomenológicamente sólo se usa uno de ellos, debido a que la inclusión de ambos redundaría en un mayor número de parámetros para ajustar las distribuciones angulares experimentales. En los estudios de colisiones elásticas entre iones-pesados se ha generalizado el empleo del término de volumen⁷⁾.

En el análisis de los datos experimentales que presentamos en esta memoria hemos considerado potenciales nucleares imaginarios de volumen, parametrizados en la forma dada por la ecuación (4.54). Estos parámetros no están determinados unívocamente, sino que con conjuntos distintos de ellos se obtienen ajustes similares a los datos experimentales. Podemos clasificar estas ambigüedades en dos tipos: discretas y continuas.

Las ambigüedades continuas son debidas a que un pequeño cambio en un parámetro del potencial es compensado por un pequeño cambio en otro parámetro, se dice que este conjunto de parámetros definen una familia de potencial caracterizada por tener una integral de volumen constante o por un valor de producto $W_w(a_w)^m = \text{cte.}$, donde m toma valores de 1 a 3³⁷⁾.

Este tipo de ambigüedades son difíciles de resolver y la única forma de evitarlas es, ó bien fijando algunos de los parámetros del potencial en base a consideraciones de tipo físico, ó bien aumentando la precisión de los datos y del modelo empleado para analizarlos.

Las ambigüedades discretas reciben su nombre del hecho de que solamente una serie de parámetros dan un ajuste aceptable, mientras que valores intermedios de los mismos no.

4.7.- BIBLIOGRAFIA.

1. HODGSON, P.E.
"Nuclear Reactions and Nuclear Structure"
Clarendon Press. Oxford. 1971.
2. SATCHLER, G.R. y LOVE, W.G.
Phys. Reports 55(1979)183
3. PETROVICH, F.
Nucl. Phys. A251(1975)143
4. RICKERSTEIN, L.D.
Código DOLFIN. No publicado.
5. GOLDBERG, D.A.
Phys. Lett. 55B(1975)59
6. WIELAND, R.M. et al.
Phys. Rev. Lett. 37(1976)1458
7. SATCHLER, G.R.
"Direct Nuclear Reactions"
Clarendon Press. Oxford University Press. 1983.
8. GREENLESS, G.W. et.al.
Phys. Rev. 171(1968)1115
9. BERTCH, G. et.al.
Nucl. Phys. A284(1977)99
10. REID, R.
Ann. of Phys. 50(1968)411

11. ELLIOT, J.P. et.al.
Nucl. Phys. A121(1968)241
12. TANG, Y.C. et al.
Phys. Reports 47C(1978)169
13. LOVE, W.G. y SATCHLER, G.R.
Nucl. Phys. A159(1970)1
14. SATCHLER, G.R.
Particles and Nuclei 5(1973)77
15. LOVE, W.G. y OWEN, L.W.
Nucl. Phys. A239(1975)74
16. STREETS, J. et.al.
J. Phys. G: Nucl. Phys. 8(1982)839
17. NEGELE, J.W.
Phys. Rev. C9(1974)1054
18. FROSCH, R.F. et.al.
Phys. Rev. 174(1968)1380
19. LI, G.C. et.al.
Phys. Rev. C9(1974)61
20. ALKHAZOV, G.D. et.al.
Phys. Lett. 57B(1975)47.
21. GOLIN, M.B. et.al.
Phys. Lett. 74B(1976)253
22. ENDT, P.M. y VAN DER LEUN, C
Nucl. Phys. A310(1977)1

23. COOK, J. et.al.
Nucl. Phys. A386(1982)346
24. CHUNG, W. y WILDENTHAL, B.H.
NUKLEONIKA 23(1978)459
25. PETROVICH, F. et.al.
Phys. Lett. 71B(1977)259
26. BRINK, D.M. y STANCU, F.
Nucl. Phys. A243(1975)175
27. LOVE, W.G.
Phys. Lett. 72B(1977)4
28. SINHA, B. et.al.
Phys. Rev. Lett. 33(1974)600
29. VIYOGI, Y.P. et.al.
Phys. Lett. 122B(1984)18
- GREEN, A.M.
Phys. Lett. 24B(1967)384
30. KOBOS, A.M. et.al.
Nucl. Phys. A384(1982)65
Nucl. Phys. A425(1984)205
31. EL-AZAB, M. y SATCHLER, G.R.
Nucl. Phys. A438(1985)525
Nucl. Phys. A441(1985)157
32. GOLDFARB, L.J.B. y NAGEL, P.
Nucl. Phys. A431(1980)494

33. JEUKENNE, J.P. et.al.
Phys. Rev. C16(1977)80
34. COOK, J.
Comp. Phys. Comm. 25(1982)125
35. COULTER, P.W. y SATCHLER, G.R.
Nucl. Phys. A293(1977)269
36. FRANEY, M.A. y ELLIS, P.J.
Phys. Rev. C23(1970)787
37. BASSANI, G. et.al.
Nucl. Phys. A189(1972)353

CAPITULO V

ANALISIS DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

- 5.1.- Introducción.
- 5.2.- Datos experimentales. Secciones eficaces de colisión elástica.
- 5.3.- Metodología.
- 5.4.- Análisis de la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{28}Si , ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S . Estudio de la dependencia con la energía del potencial de convolución.
 - 5.4.1.- Análisis y resultados.
 - 5.4.2.- Conclusiones y discusión.
- 5.5.- La Relación de Dispersión en el estudio del comportamiento a bajas energías del potencial óptico entre iones pesados.
 - 5.5.1.- El marco teórico.
 - 5.5.2.- Aplicación práctica de la relación de dispersión en los sistemas analizados.
 - 5.5.3.- Conclusiones y discusión.
- 5.6.- Análisis de la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{32}S mediante el modelo de potencial de convolución con una interacción efectiva dependiente de la densidad.
 - 5.6.1.- Análisis y resultados.
 - 5.6.2.- Conclusiones.
- 5.7.- Transferencia elástica en la reacciones $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$, $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$.
 - 5.7.1.- Cuadro teórico del análisis.
 - 5.7.2.- Análisis y resultados.
 - 5.7.3.- Conclusiones.
- 5.8.- Bibliografía.

5.1.- INTRODUCCION.

El modelo de potencial de convolución se ha aplicado con éxito al estudio de las colisiones entre partículas ligeras e iones pesados para un amplio intervalo de energías y blancos^{1),10)}. Sin embargo existen varias discrepancias que ponen de manifiesto la necesidad de renormalizar el potencial de convolución con un coeficiente distinto de la unidad^{1-6),9)}. Estas anomalías se pueden clasificar en dos tipos. El primero está caracterizado por coeficientes de renormalización menores que la unidad y que son independientes de la energía, muestran este comportamiento las reacciones que emplean como proyectiles núcleos ligeros como d, t, ^3He , $^{6,7}\text{Li}$ ⁹⁾ y ^9Be ¹⁾. El otro tipo de anomalía se caracteriza por coeficientes de renormalización (N_R) mayores que la unidad y que dependen de la energía para energías incidentes cercanas a la Barrera de Coulomb. Este efecto ha sido observado en sistemas como $\alpha + ^{16}\text{O}$, ^{40}Ca , $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ ⁶⁾, $^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$ ²⁾, $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ ⁴⁾ y $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ ³⁾.

En general parece que ambas anomalías son consecuencia de la existencia de canales de reacción diferentes del elástico. Estos canales de reacción producen potenciales de polarización, los cuales pueden ser atractivos o repulsivos dependiendo de canal, que deben añadirse al potencial desnudo.

La primera anomalía se ha interpretado en base a la ruptura del proyectil, que produce potenciales de polarización repulsivos. Por otra parte la segunda anomalía se atribuye a la existencia de canales elásticos y de transferencia y es una consecuencia de la rápida variación del potencial imaginario a energías umbrales⁵⁾⁶⁾.

En este capítulo vamos a analizar las distribuciones angulares experimentales de colisión elástica que hemos obtenido para los sistemas que estudiamos en la presente memoria. Emplearemos el modelo de convolución para la parte real del potencial nuclear y estudiaremos el comportamiento con la energía del factor de renormalización N_R . Estos resultados serán discutidos desde el punto de vista de la

relación de dispersión⁶⁾, que determina, para cada sistema, la variación (teórica) de N_R con la energía en base a la influencia que tiene sobre el potencial nuclear real, el comportamiento con la energía del potencial nuclear imaginario, calculado a una distancia fija en torno al radio de absorción fuerte. Asimismo, analizaremos el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ a partir de un potencial de convolución obtenido introduciendo una dependencia con la densidad en la interacción efectiva nucleón-nucleón⁷⁾. Por último estudiaremos los efectos de transferencia elástica de un cúmulo de valencia (cluster) entre los iones colisionantes mediante la aproximación de orbitales moleculares (Von Oertzen et al.⁸⁾).

5.2.- DATOS EXPERIMENTALES. SECCIONES EFICACES DE COLISION ELASTICA.

Se han medido, mediante el dispositivo experimental detallado en el capítulo I, las secciones eficaces de colisión elástica correspondientes a los sistemas y energías, en coordenadas laboratorio, que a continuación detallamos.

$^{28}\text{Si}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})^{28}\text{Si}$	E = 77, 90 y 97'09 MeV
$^{32}\text{S}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})^{32}\text{S}$	E = 90, 97'09, 120 y 160 MeV
$^{33}\text{S}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})^{33}\text{S}$	E = 78'32 y 91'32 MeV
$^{34}\text{S}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})^{34}\text{S}$	E = 77, 90 y 97'09 MeV

En las figuras (5.1), (5.3) y (5.4) se muestran las secciones eficaces experimentales, normalizadas a la sección eficaz de Rutherford, en función del ángulo de colisión en centro de masas. Para la colisión ^{32}S sobre ^{32}S , figura (5.2) la sección eficaz no ha sido normalizada por tratarse de un sistema de colisión entre iones idénticos. La resolución angular obtenida ha sido de $0'5^\circ$ y los puntos experimentales están medidos en intervalos de 1° en centro de masas. Los datos experimentales cubren un intervalo angular que podemos limitar aproximadamente en $20^\circ < \theta_{\text{CM}} < 150^\circ$. En la colisión $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$, puesto que se trata de iones idénticos, las distribuciones angulares experimentales han sido simetrizadas respecto de 90° , excepto a la energía de 160 MeV debido al reducido intervalo angular que abarcan los datos experimentales. Cada punto de la distribución angular tiene asociado su correspondiente barra de error, que varía según la región de la distribución, obteniendo una mayor precisión en la determinación de los datos para ángulos bajos. La magnitud de los errores es del orden del 2% para ángulos pequeños y del 30% para los grandes ángulos.

Las distribuciones angulares mostradas en las citadas figuras, presentan una estructura oscilatoria y un aumento del rendimiento a grandes ángulos superpuesto a la caída exponencial típica de fuerte absorción. También se observa la presencia de un arco iris en la parte delantera, más pronunciado a medida que aumenta la energía de la experiencia.

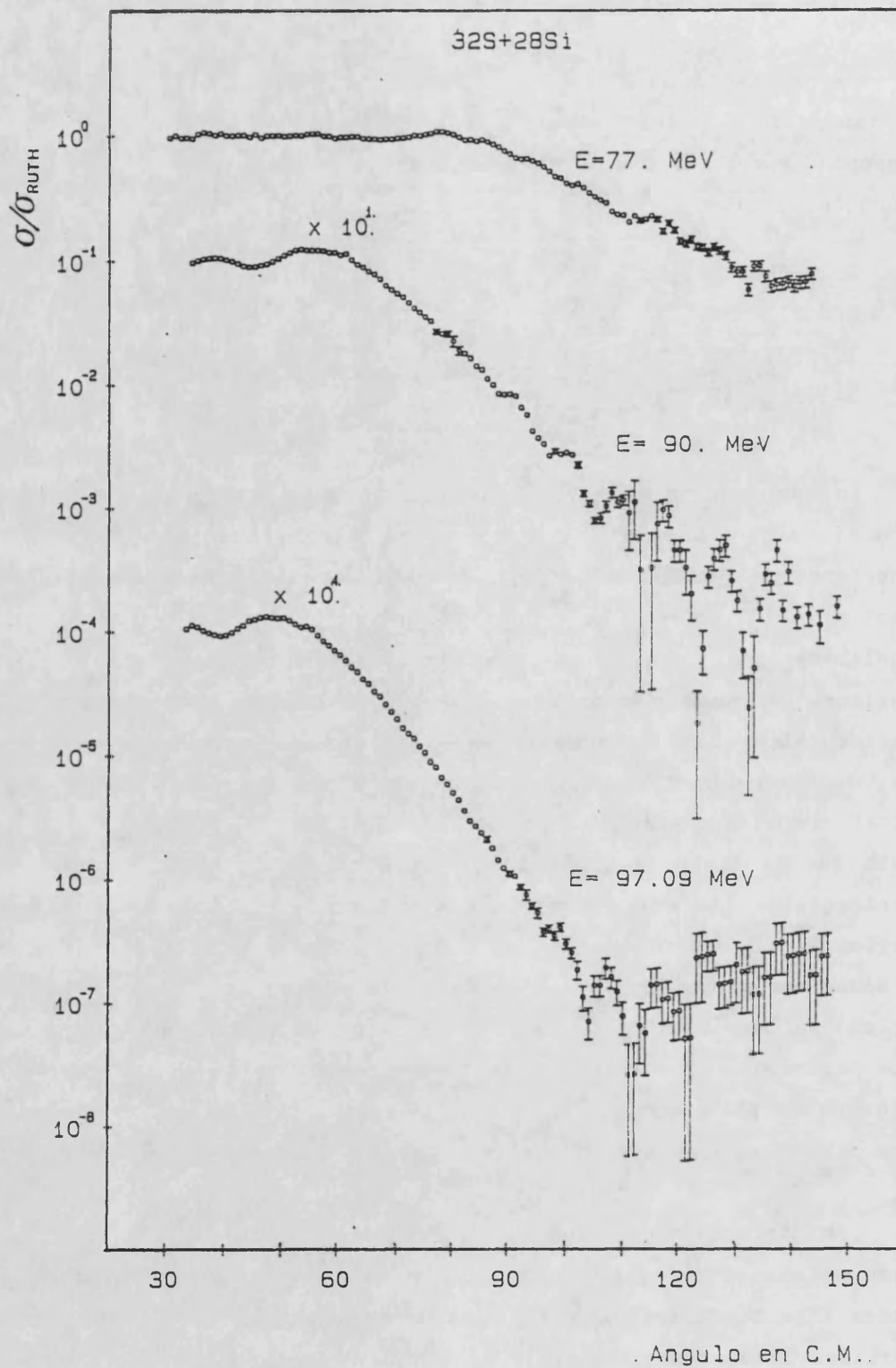


Figura 5.1.- Secciones eficaces experimentales para la colisión elástica $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$.

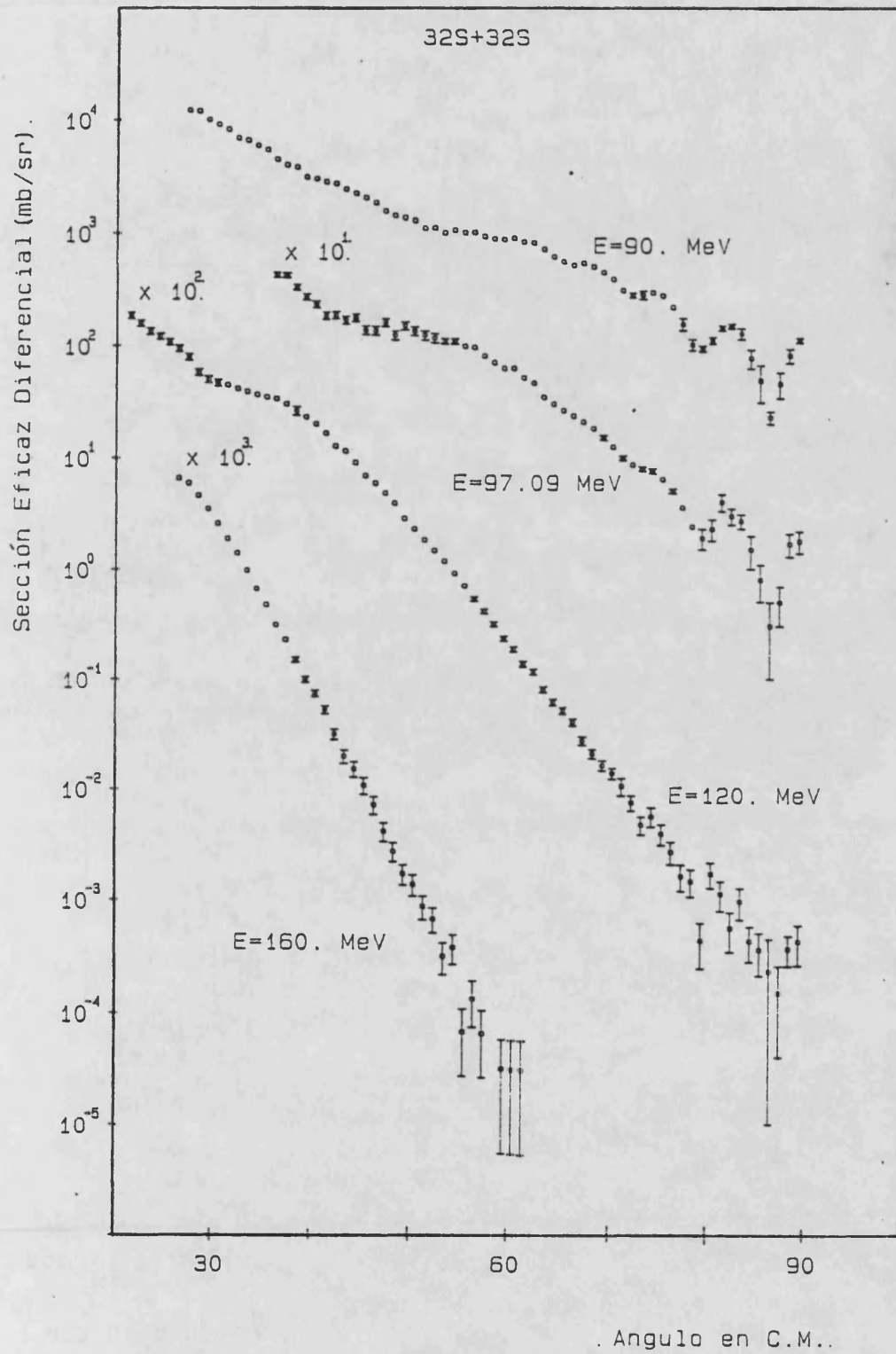


Figura 5.2.- Secciones eficaces experimentales para la colisión elástica $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$.

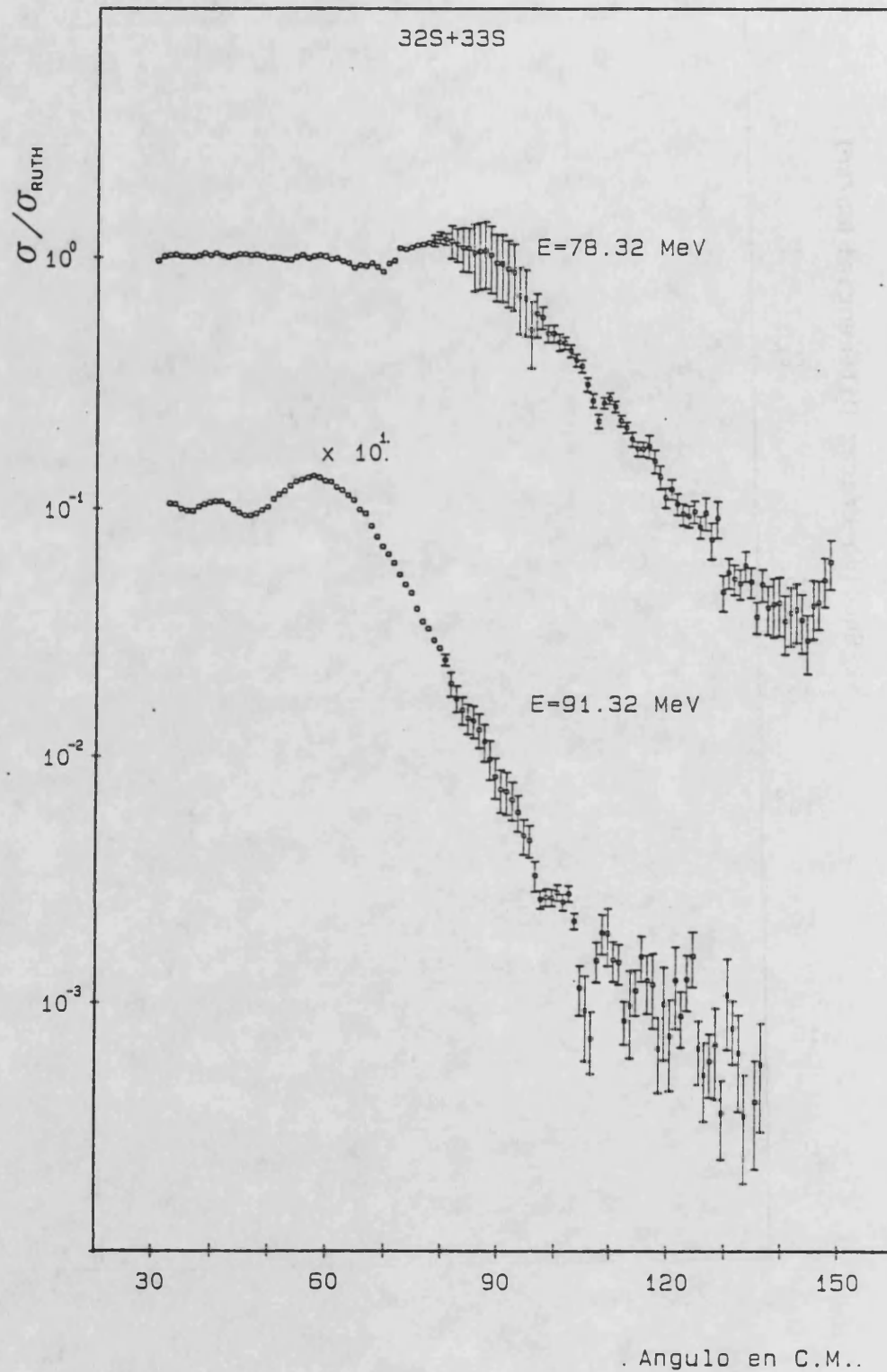


Figura 5.3.- Secciones eficaces experimentales para la colisión elástica $^{32}\text{S} + ^{33}\text{S}$.

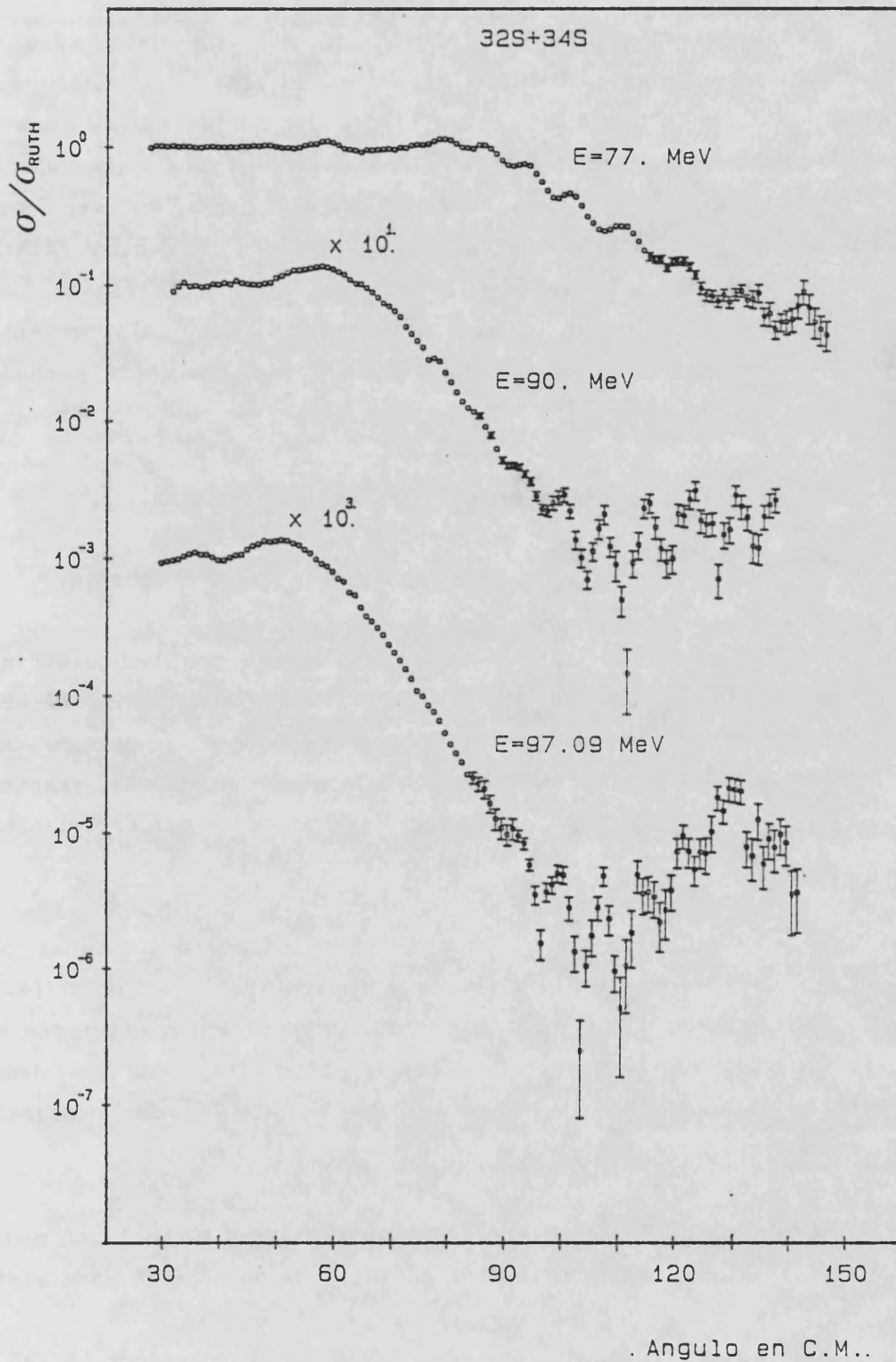


Figura 5.4.- Secciones eficaces experimentales
 ,para la colisión elástica $^{32}\text{S} + ^{34}\text{S}$.

5.3.- METODOLOGIA.

Las secciones eficaces de colisión elástica detalladas en el apartado anterior, han sido analizadas en términos del modelo óptico, en el cual la interacción se representa por un potencial cuya parte real consta de un término culombiano debido a una distribución de carga uniforme, ecuación (2.19), y de una parte nuclear obtenida mediante el modelo de potencial de convolución (ecuación (4.3)). La parte imaginaria del modelo óptico se ha parametrizado por un potencial Woods-Saxon de volumen (ecuación (4.54)). La representación esquemática de este potencial es la de la ecuación (4.2) y obedece a las siguientes peculiaridades:

- a) No hay contribución del potencial spin-órbita.
- b) Los potenciales no incluyen dependencia con isospin.
- c) El potencial de Coulomb es el creado por una distribución esférica de carga de difusividad nula, no existiendo diferencias apreciables entre el ajuste proporcionado por esta aproximación y el potencial calculado exactamente mediante convolución de las densidades de carga, del blanco y proyectil, y la interacción culombiana.

El potencial de convolución se ha calculado mediante el código DOLFIN⁹⁾ a partir de la interacción efectiva M3Y¹⁾ (ecuación (4.19)), y de las densidades de los núcleos que interaccionan descritas en el capítulo IV. La interacción efectiva dependiente de la densidad empleada en el apartado 5.4.3 es la DDM3Y¹⁰⁾ que ha sido expresada en la ecuación(4.53).

Los ajustes de las distribuciones angulares se realizan mediante el código ECIS¹¹⁾ a partir de los potenciales ópticos de cada sistema.

Los cálculos se han realizado mediante el ordenador UNIVAC-1100 del Centro de Cálculo de la Universidad Politécnica de Valencia, y el

ordenador VAX 11/780 del Instituto de Física Corpuscular de Valencia.

En una primera etapa hemos abordado el ajuste de los datos experimentales en todo el intervalo angular que comprenden, intentando reproducir a un mismo tiempo y con el mismo potencial los puntos delanteros y las oscilaciones de la distribución a grandes ángulos. Hemos obtenido, de esta manera, un conjunto de potenciales, caracterizados por una parte nuclear real de convolución renormalizada con factores $N_R = 1$ y por una parte imaginaria de tipo Woods-Saxon con 3 parámetros, que no reproducen satisfactoriamente las distribuciones angulares. En aquellos casos en que se lograba reproducir la región de arco iris y la pendiente, la estructura oscilatoria quedaba completamente desajustada; y viceversa, aquellos potenciales que evidenciaban una reproducción de la estructura oscilatoria desajustaban completamente la región delantera de la distribución.

A la vista de las secciones eficaces experimentales y de estos primeros resultados, surge el interrogante de qué tipo de procesos son los responsables de la estructura oscilatoria a grandes ángulos que se superponen al comportamiento típico elástico. Como veremos en un posterior apartado, la estructura oscilatoria podrá ser reproducida suponiendo que tiene lugar la transferencia elástica de un "cluster" entre los iones colisionantes que ocasiona interferencias entre la amplitud de transferencia y la de la colisión potencial.

A lo largo de este capítulo vamos a analizar las secciones eficaces experimentales desde dos puntos de vista:

- 1) Análisis de la colisión elástica pura sin intentar reproducir la estructura oscilatoria de las distribuciones angulares experimentales, considerando únicamente la parte correspondiente a la colisión potencial. Pretendemos realizar, de esta manera, un estudio de la variación del factor de renormalización N_R con la energía y su relación con el potencial imaginario en el marco teórico ofrecido por la relación de dispersión⁶⁾.

2) Análisis de los efectos de transferencia, con las distribuciones angulares completas, introduciendo un tratamiento no perturbativo⁸⁾ que incluya la transferencia de un "cluster" entre blanco y proyectil en base a la aproximación de orbitales moleculares. Esta teoría ha sido aplicada con éxito en la transferencia de nucleones y de partículas α ^{8),29)}.

En ambos casos el potencial nuclear consta de un conjunto de parámetros que se ajustan para reproducir las distribuciones angulares experimentales. En la colisión elástica, el potencial de convolución se renormaliza mediante el parámetro N_R , mientras que en la aproximación de orbitales moleculares para estudiar la transferencia de un cúmulo de valencia, se introduce un factor de forma $(-1)^l V_{pp}$ que depende del momento angular. A la parte imaginaria, corresponden como parámetros ajustables la profundidad W_w , el radio R_w y la difusividad a_w . En cuanto al potencial de Coulomb, el parámetro r_0 ha sido fijado a $r_0 = 1.2$ fm. debido a la conocida insensibilidad que poseen los ajustes obtenidos²⁰⁾ para distintos valores de r_0 , y que en todo caso los efectos producidos al utilizar distintos valores para r_0 se compensan con mínimas variaciones en el potencial óptico real.

Las secciones eficaces teóricas se obtienen a partir de la ecuación de Schrödinger de un solo cuerpo, ecuación (3.9), utilizando el potencial óptico calculado mediante el código ECIS.

Los parámetros del potencial nuclear que conducen a una aproximación óptima entre las secciones eficaces teóricas y experimentales son variados sistemáticamente por las subrutinas de búsqueda de ECIS, de manera que los valores finales de los mismos son los que minimizan la función chi-cuadrado X^2 , definida por

$$X^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_t(\theta_i) - \sigma_{ex}(\theta_i)}{\Delta \sigma_{ex}(\theta_i)} \right]^2 \quad (5.1)$$

donde N es el número de puntos experimentales de la distribución

angular; σ_t y σ_{ex} son las secciones eficaces teórica y experimental, respectivamente, para el ángulo de colisión θ_i , y $\Delta\sigma_{ex}$ es el error asociado a cada valor $\sigma_{ex}(\theta_i)$.

Se suele caracterizar la calidad de un ajuste mediante el cociente de la función chi-cuadrado y el número de puntos de la distribución (X^2/N). Cuanto más pequeño sea el valor de X^2/N mejor será el ajuste. Cuando obtenemos valores de X^2/N que son muy elevados (por encima de la unidad) es una indicación de la presencia en la distribución de características (tales como fluctuaciones) que no pueden representarse por un potencial óptico simple, o bien son un reflejo de que se ha realizado una estimación de $\Delta\sigma_{ex}(\theta_i)$ que no es realista. En ocasiones, cuando X^2/N es grande, un juicio subjetivo (a ojo) de la bondad del ajuste puede tener más significado físico que el test X^2 .

La magnitud X^2 define una superficie en un espacio multidimensional generado por los parámetros del potencial que se varían en el ajuste. Esta superficie puede tener mínimos locales más o menos profundos y el proceso de búsqueda puede acabar en cualquiera de ellos. Por lo tanto, el resultado final dependerá de los valores de los parámetros de partida y de la estructura de la superficie X^2 dada por los errores $\Delta\sigma_{ex}$ ¹³⁾.

Hemos elegido los parámetros de partida del potencial óptico, en cada ajuste, entre los que se encuentran la bibliografía, y cuando ello no ha sido posible, se han utilizado los que proporcionaban un mejor ajuste visual después de varios ensayos preparatorios.

En la figura (5.5) desarrollamos esquemáticamente el proceso de cálculo en el código ECIS.

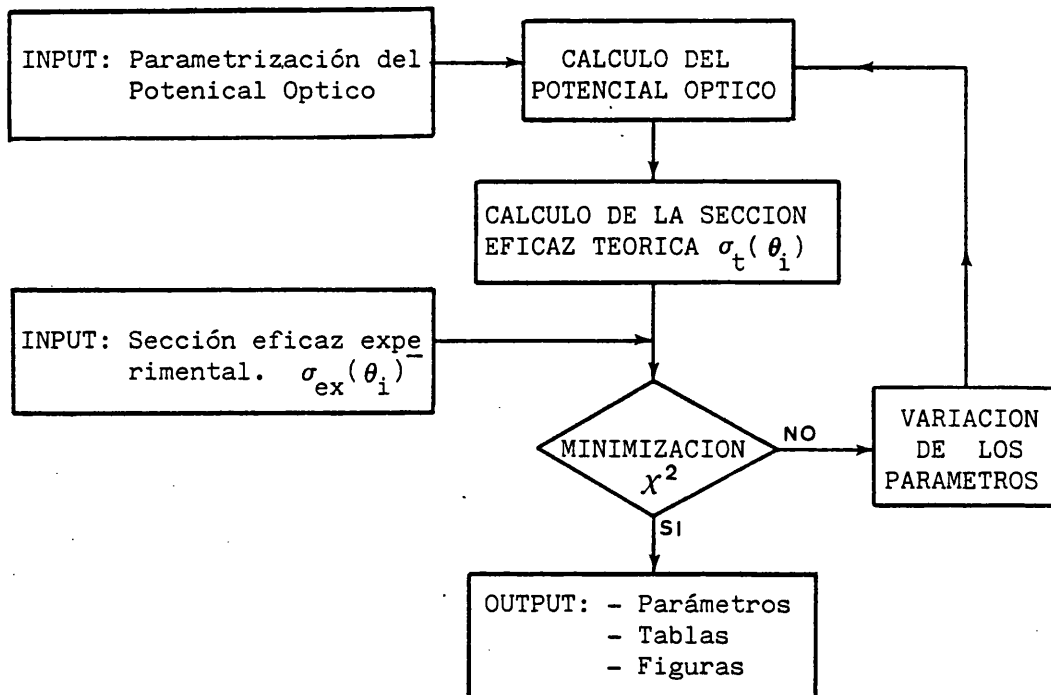


Figura 5.5.- Esquema del proceso de cálculo del código ECIS.

5.4.- ANALISIS DE LA COLISION ELASTICA DE ^{32}S SOBRE ^{28}Si , ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S . ESTUDIO DE LA DEPENDENCIA CON LA ENERGIA DEL POTENCIAL DE CONVOLUCION.

Dentro del marco del modelo del potencial de convolución en que se encuadran los análisis de la presente memoria, estudiaremos en profundidad el comportamiento del factor de renormalización, N_R , que precisa este potencial, no sin ello descuidar el del potencial imaginario y sus características. Dentro del intervalo radial que abarca el potencial de interacción, se eligen, para comparar los potenciales, las magnitudes radiales que lo determinan unívocamente tales como el radio de absorción fuerte y el radio de sensibilidad (punto de cruce de potenciales reales con diferentes geometrias).

Varios trabajos realizados recientemente ²⁾³⁾⁴⁾ sobre las colisiones elásticas entre iones pesados mediante el modelo de convolución basado en la interacción efectiva M3Y, muestran un comportamiento anómalo del potencial nuclear real para energías próximas a la Barrera de Coulomb. Estas anomalías se traducen en factores de renormalización anormalmente elevados que disminuyen a medida que la energía de colisión se aleja de la Barrera.

Baeza et al.²⁾, analizando la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{40}Ca , a 100, 120 y 151'5 MeV de energía laboratorio, han encontrado factores $N_R=1'56$, 1'03 y 0'96 respectivamente. Lilley et al.³⁾ han reanalizado los datos de la colisión elástica de ^{16}O sobre ^{208}Pb a energías comprendidas entre 78 y 312'6 MeV y han obtenido factores de renormalización mayores que la unidad para energías inferiores a 100 MeV, mientras que para energías mayores el factor N_R decrece rápidamente a la unidad. Por último, Fulton et al.⁴⁾, empleando un modelo similar a los anteriores, han analizado el sistema $^{16}\text{O}+^{60}\text{Ni}$ a energías entre 36 y 141'7 MeV, encontrando un factor del orden de $N_R \approx 1'6$ sobre la Barrera de Coulomb que decrece a ambos lados de la misma.

De acuerdo con estos trabajos, e independientemente de que

exista o no dependencia de N_R con la energía, nuestros análisis han puesto de manifiesto que para energías próximas a la Barrera de Coulomb, el potencial de convolución subestima el potencial nuclear real. Este hecho se pone de manifiesto tanto para los sistemas con estructura oscilatoria a grandes ángulos de la distribución (^{16}O sobre ^{60}Ni y ^{208}Pb), como en los que no presentan esta estructura (^{32}S sobre ^{40}Ca). En ambos casos los autores apuntan como causa del comportamiento de N_R el acoplamiento de canales no elásticos que pueden producir cambios en el potencial real por debajo del umbral energético para el que se encuentran cerrados²⁾³⁾⁴⁾.

Las distribuciones angulares correspondientes a las colisiones de ^{32}S sobre ^{28}Si , ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S , presentan una fuerte estructura oscilatoria y un gran rendimiento a grandes ángulos, y como ya hemos indicado el ajuste de esta parte de la distribución es imposible si suponemos que sólo hay colisión potencial. Hemos encontrado que la región de la distribución angular que es particularmente sensible a los valores de N_R es precisamente la correspondiente a la zona de arco iris, para ángulos bajos, en el sentido de que los mejores ajustes eran los que reproducían correctamente este intervalo angular.

Teórica y experimentalmente se ha encontrado¹⁴⁾ que las reacciones de transferencia elástica, en las que se intercambia una subestructura entre los iones colisionantes, son indistinguibles de las colisiones elásticas, aunque es de suponer que la colisión potencial sea la predominante para ángulos delanteros, mientras que para ángulos grandes de la distribución predominen los procesos de transferencia, ocasionándose una estructura oscilatoria como consecuencia de una interferencia entre las amplitudes elásticas y de transferencia.

En vista de todo ello, hemos creído conveniente analizar los procesos de colisión elástica a partir de las distribuciones angulares sin la estructura oscilatoria de la zona trasera, para que de esta manera los ajustes no esten influidos por otros mecanismos de reacción

diferentes del elástico.

En la tabla (5.1) mostramos el intervalo angular analizado para cada distribución.

SISTEMA	ENERGIA (MeV)	INTERVALO ANGULAR (° Centro de Masas)
$^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$	77	30'5 -- 109'5
	90	34'5 -- 107'5
	97'09	33'5 -- 97'5
$^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$	90	27'5 -- 90
	97'09	36'5 -- 90
	120	21'5 -- 90
	160	26'5 -- 61'5
$^{32}\text{S} + ^{33}\text{S}$	78'32	30'5 -- 125'5
	91'32	32'5 -- 97'5
$^{32}\text{S} + ^{34}\text{S}$	77	27'5 -- 127'5
	90	31'5 -- 98'5
	97'09	29'5 -- 93'5

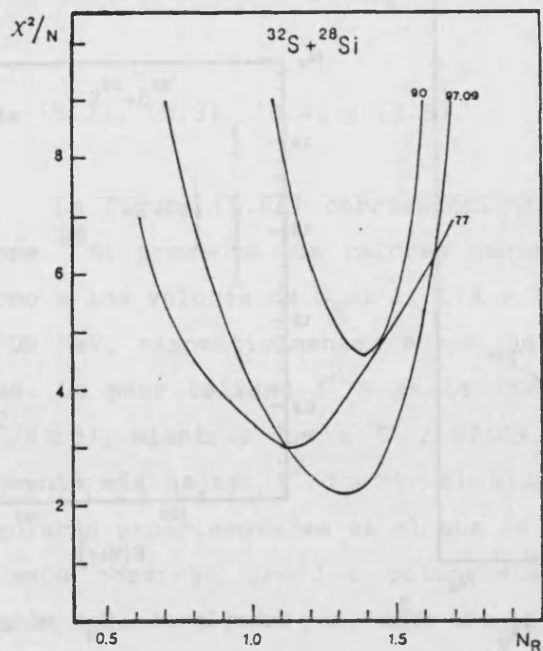
TABLA 5.1.- Intervalo angular, en centro de masas, correspondiente a las distribuciones angulares empleadas en el análisis de las colisiones elásticas.

La amplitud de la última (y más amplia) oscilación que se observa sobre la sección eficaz de Rutherford, previa al inicio de la región sombreada, es particularmente sensible a los valores del potencial nuclear en la zona radial en torno al R_{AF} ¹⁾. El objeto de nuestros cálculos es reproducir este máximo de la distribución angular y la pendiente de la caída de la región de sombra en base a los valores obtenidos para el factor de renormalización N_R del potencial de convolución y para la profundidad W_w y geometría R_w , a_w del potencial imaginario. Si se reduce N_R sin variar los parámetros W_w , R_w y a_w , a pesar de mantener ajustada la pendiente, la región angular del máximo de "arco iris" queda desajustada. El ajuste del "arco iris" puede restaurarse reduciendo el parámetro de profundidad imaginario W_w , pero a cambio la forma del potencial se distorsiona y la pendiente de la distribución no queda ajustada adecuadamente.

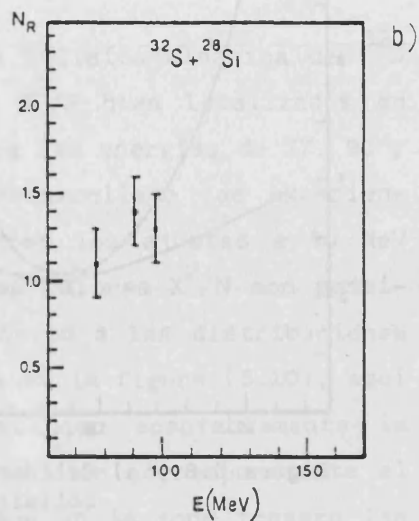
5.4.1.- Análisis y resultados.

Para cada distribución angular hemos fijado el factor de renormalización entre 0'7 y 2'2 en intervalos de $\Delta N_R = 1'0$ y en las figuras (5.6a), (5.7a), (5.8a) y (5.9a) hemos representado la calidad de los ajustes, X^2/N , en función de N_R . El proceso de cálculo se ha realizado manteniendo fijo N_R y variando los parámetros del potencial imaginario. Como puede observarse en las citadas figuras, las curvas presentan un mínimo para un conjunto de valores N_R próximos entre sí, lo cual nos indica que los potenciales asociados a cada N_R ofrecen un ajuste aceptable a las distribuciones angulares en el arco iris y la pendiente¹⁵⁾. Por este motivo hemos acotado el mejor ajuste con aquellos factores N_R que tienen asociado un valor de X^2/N que corresponde al $\pm 30\%$ del X^2/N mínimo. Estas cotas están representadas por barras verticales en las figuras (5.6b), (5.7b), (5.8b) y (5.9b), en las que se muestra la variación de N_R con la energía para cada uno de los sistemas analizados.

El factor N_R correspondiente al mínimo de la curva X^2/N , junto con la incertidumbre en su determinación, está consignado en las ta-



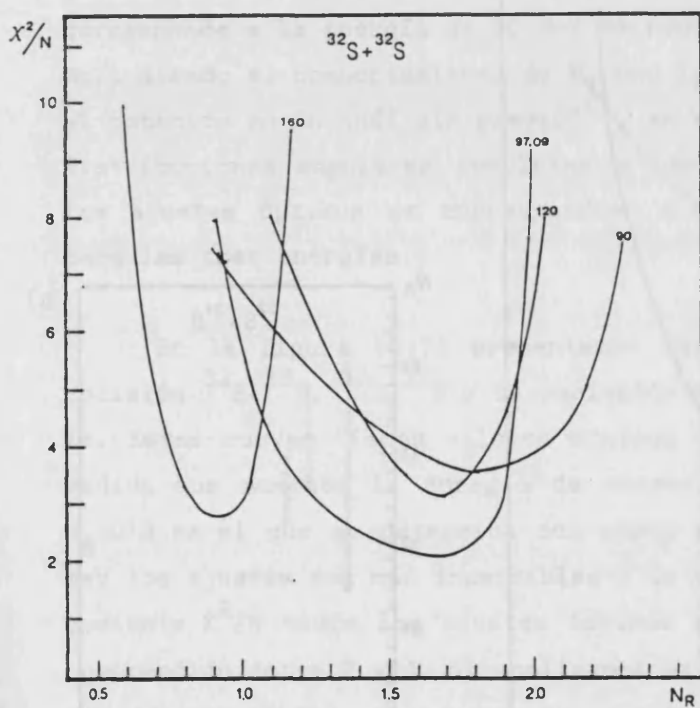
a)



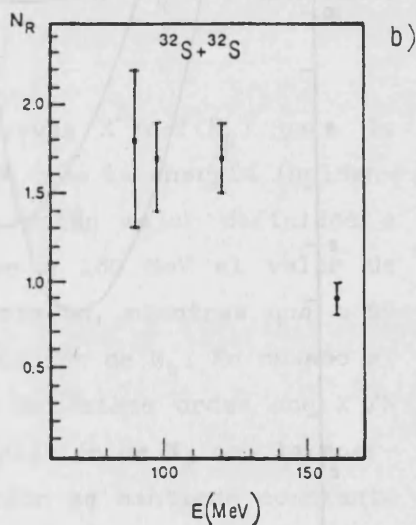
b)

Figura 5.6.- a) Calidad del ajuste X^2/N en función de N_R para la colisión $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$.

b) Variación con la energía del factor N_R correspondiente al mínimo de la figura a).



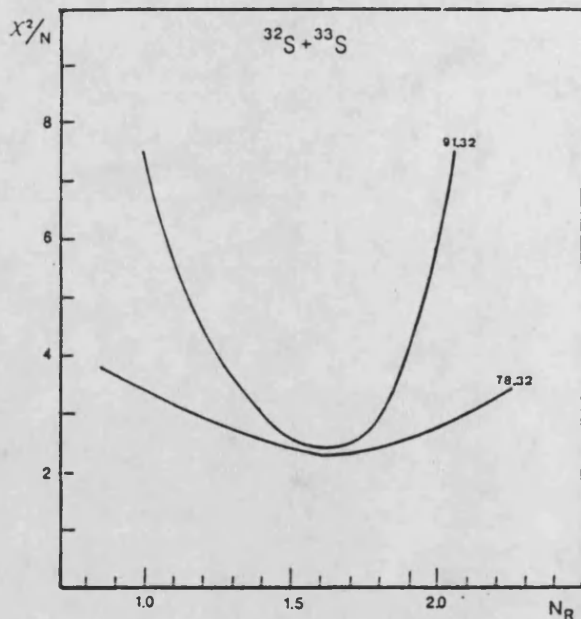
a)



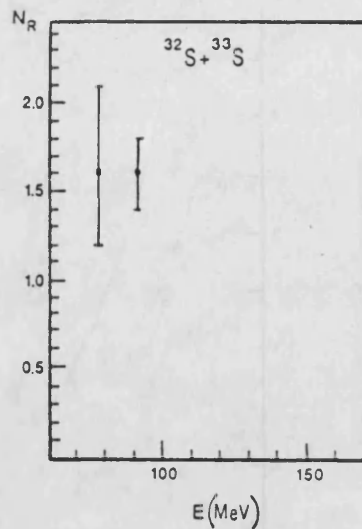
b)

Figura 5.7.- a) Calidad del ajuste X^2/N en función de N_R para el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$.

b) Variación con la energía del factor N_R correspondiente al mínimo de la figura a).



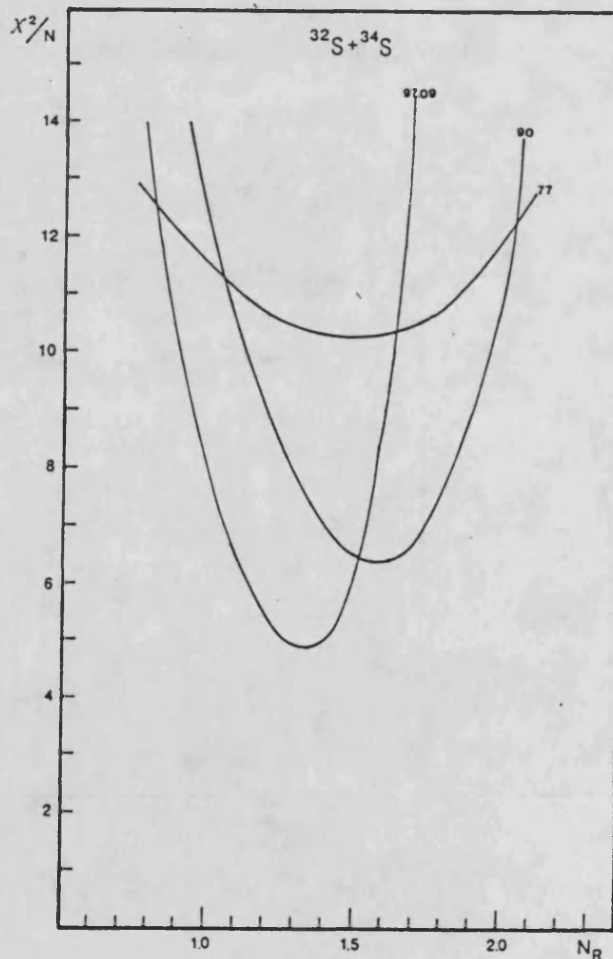
a)



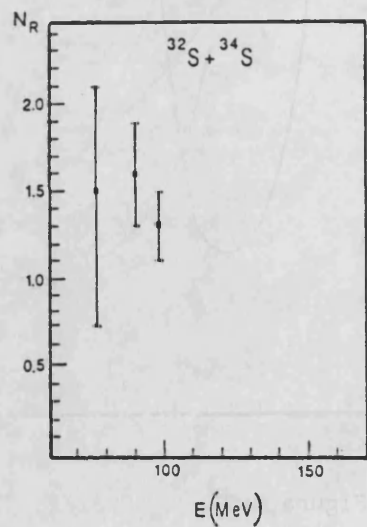
b)

Figura 5.8.- a) Calidad del ajuste X^2/N en función de N_R para la colisión $^{32}\text{S} + ^{33}\text{S}$.

b) Variación con la energía del factor N_R correspondiente al mínimo de la figura a).



a)



b)

Figura 5.9.- a) Calidad del ajuste X^2/N en función de N_R para la colisión $^{32}\text{S} + ^{34}\text{S}$.

b) Variación con la energía del factor N_R correspondiente al mínimo de la fig. a).

blas (5.2), (5.3), (5.4) y (5.5).

La figura (5.6a) correspondiente a la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{28}Si presenta los valores mínimos de X^2/N bien localizados en torno a los valores de $N_R=1'1$, $1'4$ y $1'3$ para las energías de 77, 90 y 97'09 MeV, respectivamente, a que se han desarrollado las experiencias. La peor calidad X^2/N es la ofrecida por los ajustes a 90 MeV ($X^2/N \approx 5$), mientras que a 77 y 97'09 MeV los valores X^2/N son sensiblemente más bajos ($X^2/N \approx 3$). El ajuste teórico a las distribuciones angulares experimentales es el que se ofrece en la figura (5.10), aquí podemos observar que los potenciales reproducen aceptablemente la región delantera y la pendiente de la distribución correspondiente al intervalo angular $30'5^\circ \leq \Theta \leq 105^\circ$, mientras que en la zona trasera las predicciones teóricas carecen de estructura oscilatoria. En la tabla (5.2) se recogen los parámetros N_R , W_w , R_w y a_w de los potenciales que optimizan los ajustes. En cuanto a la variación de N_R con la energía, y remitiendonos a la figura (5.6b), hemos hallado que el máximo valor corresponde a la energía de 90 MeV decreciendo suavemente a 77 y 97'09 MeV, siendo el comportamiento de N_R con la energía levemente diferente al obtenido en un análisis previo¹⁶⁾, en el que habíamos analizado las distribuciones angulares completas a las tres energías hallando que los ajustes óptimos se correspondían con un valor $N_R=1'4$ constante para las tres energías.

En la figura (5.7) presentamos las curvas $X^2/N=f(N_R)$ para la colisión $^{32}\text{S}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})^{32}\text{S}$ y la variación de N_R con la energía incidente. Estas curvas tienen valores mínimos que están mejor definidos a medida que aumenta la energía de manera que a 160 MeV el valor de $N_R=0'9$ es el que se determina con mayor precisión, mientras que a 90 MeV los ajustes son más insensibles a la variación de N_R . En cuanto al cociente X^2/N todos los ajustes óptimos son del mismo orden con X^2/N comprendido entre 2 y 4. Si analizamos la variación de N_R con la energía, figura (5.7b), observamos que dicho factor se mantiene constante para las energías de 90, 97'09 y 120 MeV y con valores muy superiores a la unidad ($N_R=1'8$, $1'7$ y $1'7$ respectivamente), mientras que a 160 MeV, N_R desciende rápidamente a 0'9. Los parámetros del potencial ima-

E_{LAB} (MeV)	N_R	$-W_w$ (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)	l_{AF}	R_{AF} (fm)	R_S (fm)	$-V_{cruce}(R_S)$ (MeV)	$-V_f(R_S)$ (MeV)	$\frac{V_{cruce}}{V_f}(R_S)$	$\frac{N_R V_f}{W}(R_S)$	$\frac{N_R V_f}{W}(R_{AF})$	σ_R (mb)	χ^2/N
77	1'1 0'9	23'1	7'033	0'768	17'8	10'25	9'7 ⁺ 0'1	1'2 ⁺ 0'2	1'0 ⁺ 0'2	1'2 ⁺ 0'4	1'6	1'2	498'1	3'0
90	1'4 1'2	6'3	8'963	0'360	26'0	10'01	9'7 ⁺ 0'1	1'6 ⁺ 0'3	1'0 ⁺ 0'2	1'6 ⁺ 0'6	1'9	2'6	753'0	4'5
97'09	1'3 1'1	38'7	7'758	0'463	29'5	9'91	9'8 ⁺ 0'1	1'1 ⁺ 0'2	0'86 ⁺ 0'15	1'3 ⁺ 0'5	2'4	2'6	902'8	2'2

Tabla 5.2.- Valores de los potenciales y de las magnitudes extraídas del análisis de la colisión elástica $^{28}\text{Si}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})^{28}\text{Si}$

Los subíndices y superíndices de la columna N_R acotan el valor del coeficiente de renormalización que optimiza los ajustes de los datos experimentales.

E_{LAB} = Energía de la experiencia en coordenadas laboratorio.

N_R = Factor de renormalización del potencial de convolución.

W_w, R_w, a_w = Parámetros del potencial imaginario (Woods-Saxon).

l_{AF} = Momento cinético de absorción fuerte.

R_{AF} = Radio de absorción fuerte.

R_S = Radio de cruce de potenciales fenomenológicos (Woods-Saxon) con diferentes geometrias.

$V_{cruce}(R_S)$ = Valor del potencial real fenomenológico (Woods-Saxon) en $r=R_S$

$V_f(R_S)$ = Valor del potencial de convolución, sin renormalizar, en $r=R_S$.

σ_R = Sección eficaz de reacción.

χ^2/N = Valor del test chi-cuadrado por punto experimental de la distribución angular.

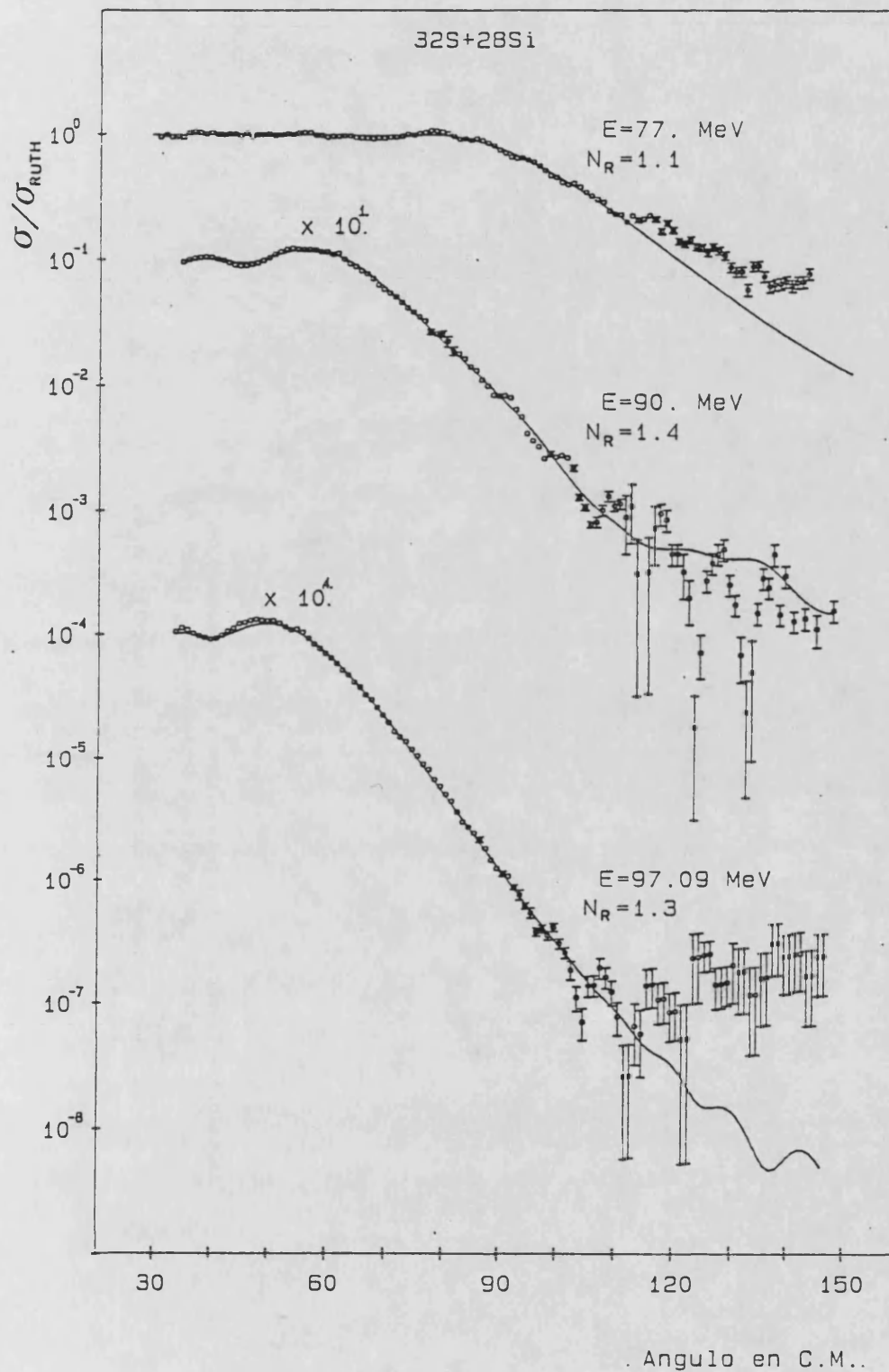


Figura 5.10.- Análisis de la colisión elástica $^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$ con el modelo de potencial de convolución. El intervalo angular que se ha ajustado es el que figura en la tabla (5.1).

E_{LAB} (MeV)	N_R	$-W_w$ (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)	l_{AF}	R_{AF} (fm)	R_S (fm)	$-V_{cruce}(R_s)$ (MeV)	$-V_f(R_s)$ (MeV)	$\frac{V_{cruce}(R_s)}{V_f}$	$\frac{N_R V_f}{W}(R_s)$	$\frac{N_R V_f}{W}(R_{AF})$	σ_R (mb)	χ^2/N
90	1'8 $\begin{smallmatrix} 2'2 \\ 1'3 \end{smallmatrix}$	16'6	8'865	0'273	25'6	10'13	10'0 \pm 0'1	1'3 \pm 0'2	0'79 \pm 0'15	1'6 \pm 0'6	5'6	7'0	622'8	3'6
97'09	1'7 $\begin{smallmatrix} 1'9 \\ 1'4 \end{smallmatrix}$	19'0	8'604	0'359	30'4	10'13	10'1 \pm 0'1	1'2 \pm 0'2	0'65 \pm 0'13	1'8 \pm 0'6	3'8	3'9	822'2	2'0
120	1'7 $\begin{smallmatrix} 1'9 \\ 1'5 \end{smallmatrix}$	48'2	8'095	0'424	42'1	10'07	10'1 \pm 0'1	1'0 \pm 0'2	0'65 \pm 0'13	1'5 \pm 0'6	2'6	2'6	1273'3	3'2
160	0'9 $\begin{smallmatrix} 1'0 \\ 0'8 \end{smallmatrix}$	18'9	7'753	0'438	51'3	9'32	9'5 \pm 0'1	1'9 \pm 0'3	1'9 \pm 0'3	1'0 \pm 0'3	5'0	4'5	1418'6	2'8

Tabla 5.3.- Valores de los potenciales y de las magnitudes
extraídas del análisis de la colisión elástica
 $^{32}S(^{32}S, ^{32}S)^{32}S$.
Las magnitudes representadas se describen en la
tabla (5.2).

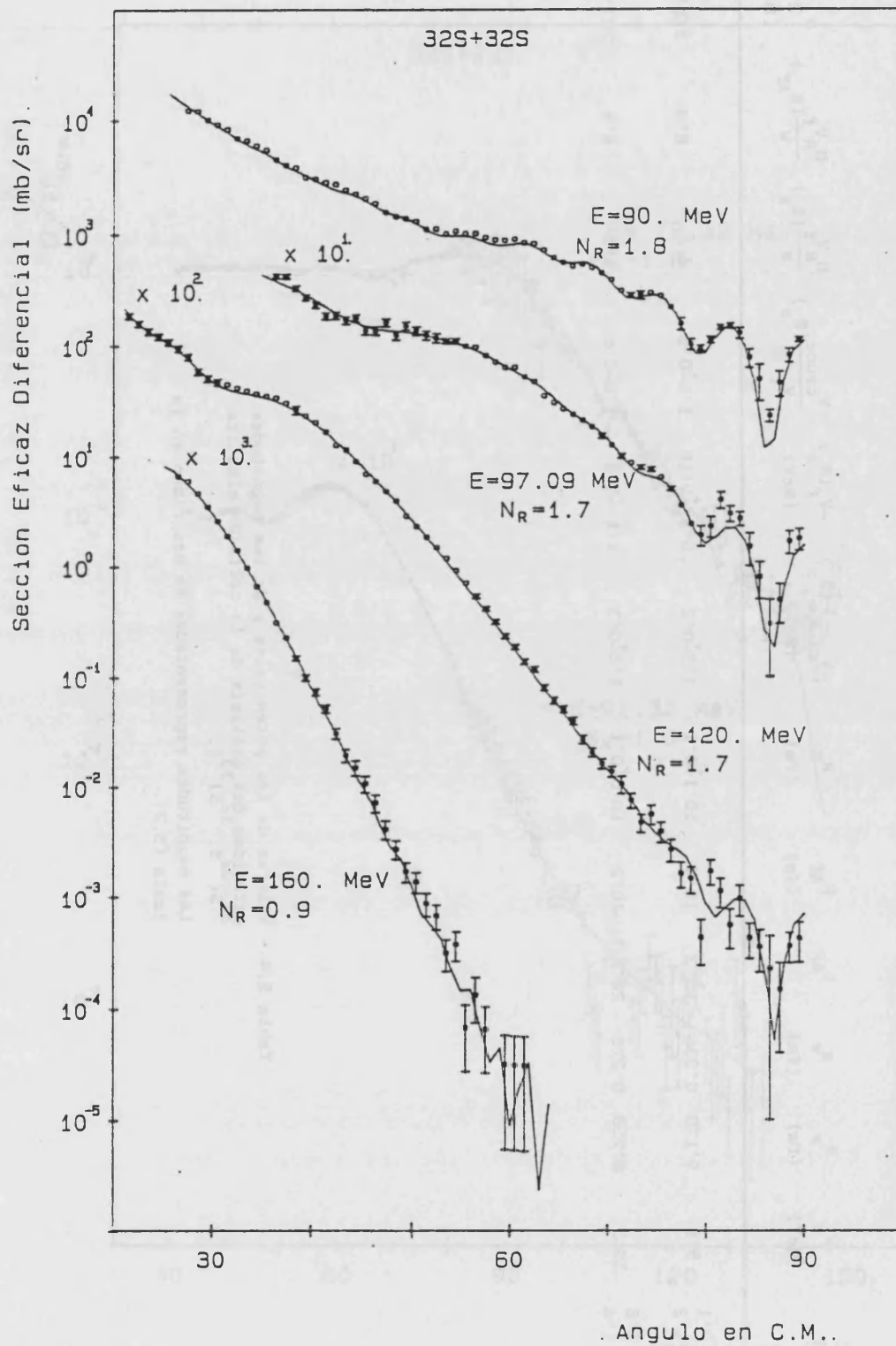


Figura 5.11.- Análisis de la colisión elástica $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ con el modelo de potencial de convolución.

E_{LAB} (MeV)	N_R	$-W_w$ (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)	l_{AF}	R_{AF} (fm)	R_S (fm)	$-V_{cruce}(R_S)$ (MeV)	$-V_f(R_S)$ (MeV)	$\frac{V_{cruce}}{V_f}(R_S)$	$\frac{N_R V_f}{W}(R_S)$	$\frac{N_R V_f}{W}(R_{AF})$	σ_R (mb)	χ^2/N
78'32	1'6 2'1 1'2	5'6	9'170	0'336	18'3	10'4	10'1 ^{+0'1}	1'5 ^{+0'2}	0'92 ^{+0'16}	1'6 ^{+0'5}	4'4	6'0	378'7	2'3
91'32	1'6 1'8 1'4	35'3	8'758	0'276	28'4	10'2	10'0 ^{+0'1}	1'8 ^{+0'3}	1'1 ^{+0'2}	1'6 ^{+0'6}	4'5	6'5	727'8	2'4

Tabla 5.4.- Valores de los potenciales y de las magnitudes extraídas del análisis de la colisión elástica $^{33}_{32}S, ^{32}_{32}S, ^{33}_{33}S$.

Las magnitudes representadas se describen en la tabla (5.2).

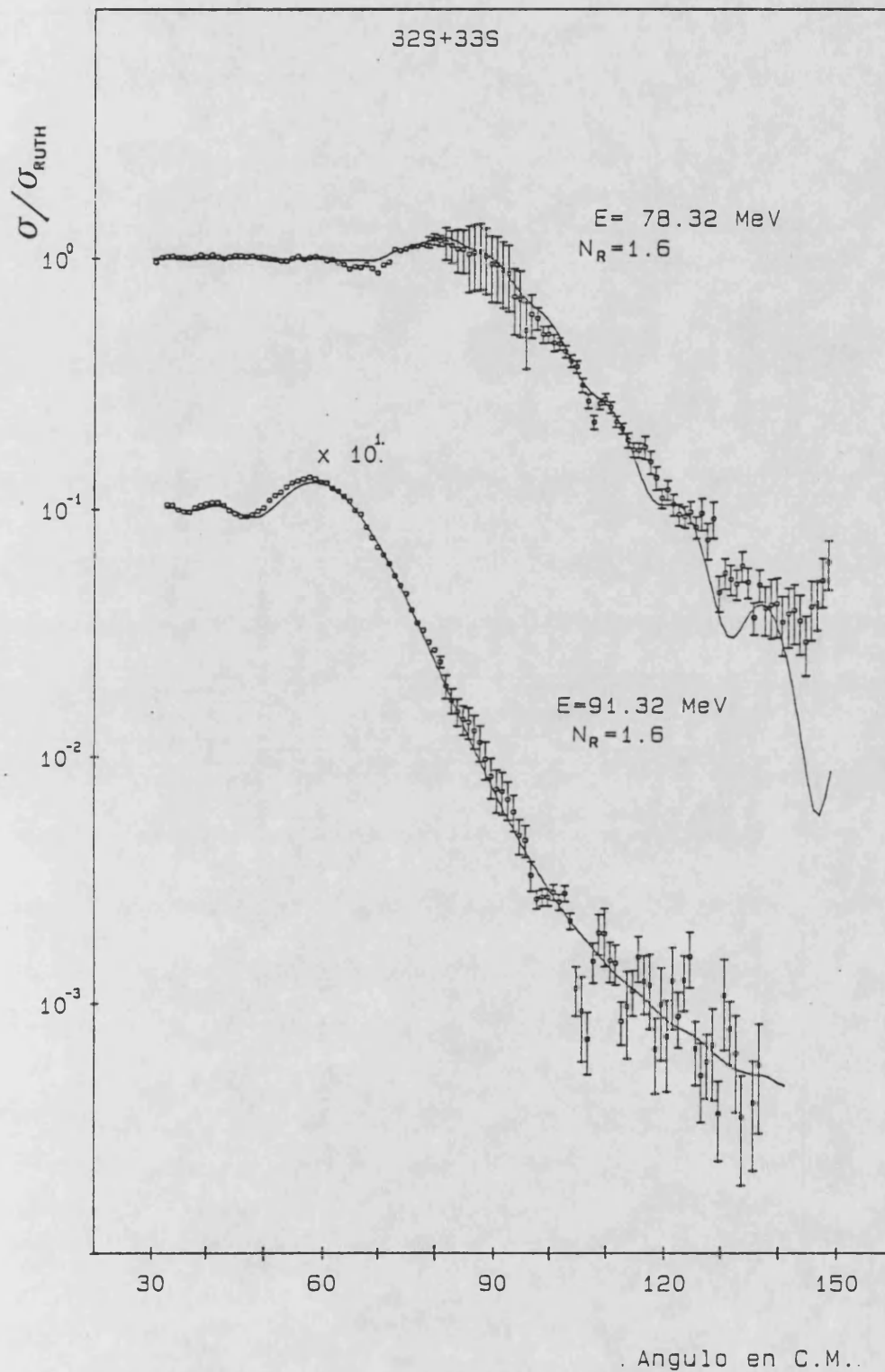


Figura 5.12.- Análisis de la colisión elástica $^{32}\text{S} + ^{33}\text{S}$ con el modelo de potencial de convolución. El intervalo angular que se ha ajustado es el que figura en la tabla (5.1).

E_{LAB} (MeV)	N_R	$-W_w$ (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)	l_{AF}	R_{AF} (fm)	R_S (fm)	$-V_{cruce}(R_S)$ (MeV)	$-V_f(R_S)$ (MeV)	$\frac{V_{cruce}(R_S)}{V_f}$	$\frac{N_R V_f}{W}(R_S)$	$\frac{N_R V_f}{W}(R_{AF})$	σ_R (mb)	χ^2/N
77	1'5 2'1 0'7	25'0	8'943	0'393	20'6	10'6	10'5 \pm 0'1	0'7 \pm 0'2	0'5 \pm 0'1	1'4 \pm 0'7	1'6	1'8	499'1	10'3
90	1'6 1'9 1'3	17'3	9'000	0'290	29'3	10'3	10'0 \pm 0'1	1'9 \pm 0'3	1'2 \pm 0'2	1'6 \pm 0'5	3'6	6'0	753'0	6'4
97'09	1'3 1'5 1'1	27'8	8'587	0'372	33'5	10'23	10'1 \pm 0'1	1'4 \pm 0'2	1'0 \pm 0'2	1'4 \pm 0'5	2'8	3'2	902'8	4'8

Tabla 5.5.- Valores de los potenciales y de las magnitudes extraídas del análisis de la colisión elástica $^{34}_{16}S(^{32}_{16}S, ^{32}_{16}S)^{34}_{16}S$.

Las magnitudes representadas se describen en la tabla (5.2).

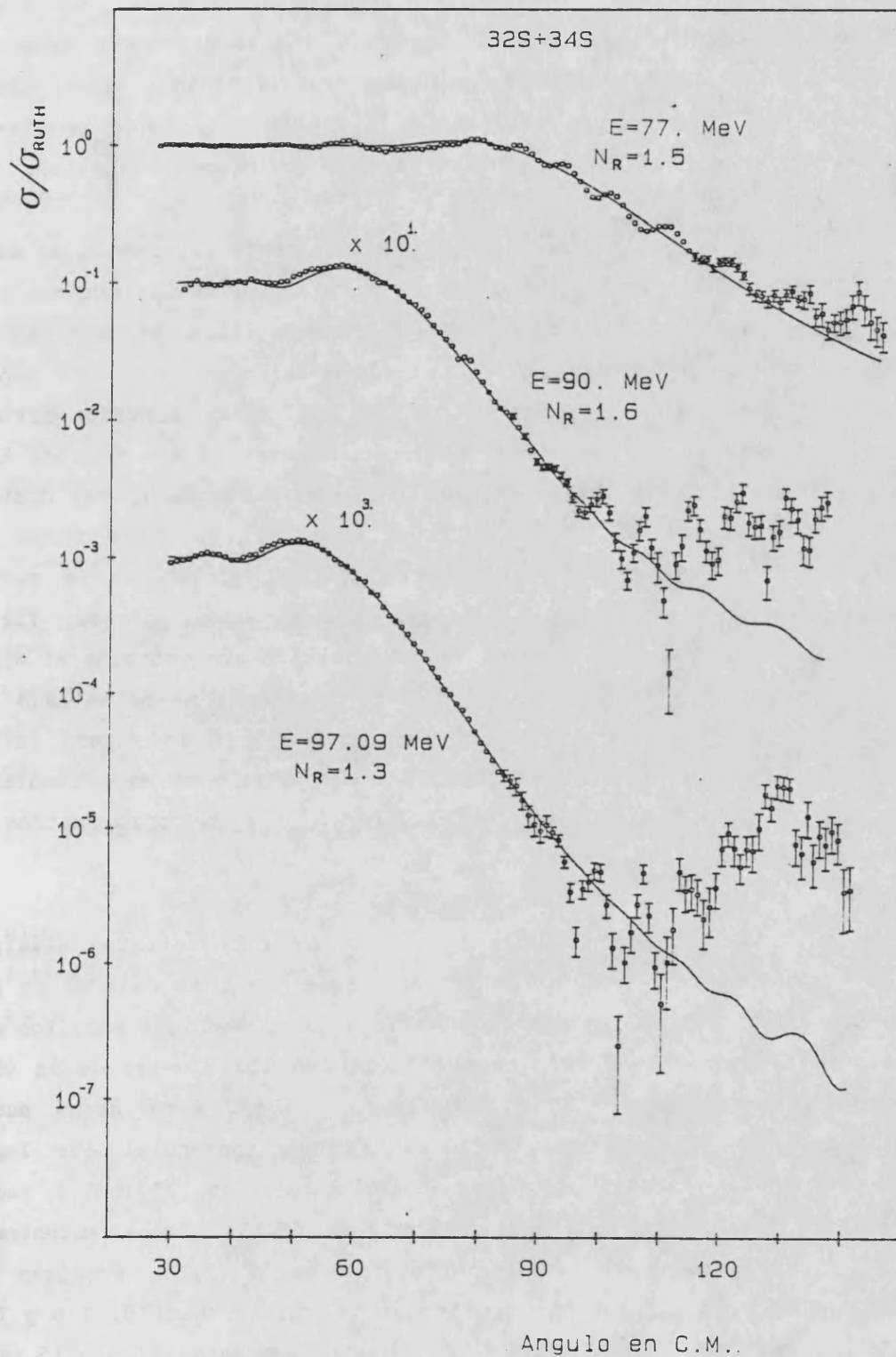


Figura 5.13.- Análisis de la colisión elástica $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ con el modelo de potencial de convolución. El intervalo angular que se ha ajustado es el que figura en la tabla (5.1).

ginario, asociados con cada valor de N_R citado anteriormente, son los de la tabla (5.3) y la representación gráfica de las reproducciones teóricas de las distribuciones angulares experimentales, simetrizadas respecto a 90° , se corresponde con la figura (5.11), donde se observa la excelente calidad de los ajustes en todo el intervalo angular.

Para la colisión $^{33}\text{S}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})^{33}\text{S}$ unicamente disponemos de datos experimentales a las energías de 78'32 y 91'32 MeV de los que analizamos el intervalo angular consignado en la tabla (5.1). La distribución angular a 78'32 MeV presenta, en la región del arco iris, los puntos experimentales con un error relativo del 30%. Estos elevados errores experimentales son la causa de la insensibilidad de los valores X^2/N con la variación de N_R , figura (5.8a), ya que factores N_R muy distintos ofrecen valores X^2/N muy similares entre sí. De entre todos los factores hemos escogido el que corresponde al mínimo de la curva, $N_R=1'6$, que a su vez es el que mejor ajuste visual ofrece, figura (5.12). A 91'32 MeV el factor de renormalización que optimiza el ajuste está definido en torno a $N_R=1'6$, y por tanto no hemos hallado dependencia de N_R con la energía, figura (5.8 b). En la figura (5.12) mostramos los ajustes a las distribuciones angulares experimentales con los potenciales que minimizan el valor X^2/N y cuyos parámetros se presentan en la tabla (5.4).

El último sistema estudiado corresponde a la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{34}S a 77, 90 y 97'09 MeV, para el cual la calidad de los ajustes caracterizada por los valores de X^2/N es peor que para los anteriores sistemas ($X^2/N > 5$), en particular en los ajustes de la distribución de 77 MeV ($X^2/N > 10$), figura (5.9a). Este hecho puede explicarse ya que no hemos encontrado ningún potencial que logre reproducir el rizado de la distribución angular de 77 MeV y todos ellos promedian estas oscilaciones, figura (5.13). Hemos encontrado que los intervalos angulares analizados, tabla (5.1), precisan de factores de renormalización mayores que la unidad, $N_R=1'5$, $1'6$ y $1'3$ para las energías 77, 90 y 97'09 MeV, respectivamente (figura (5.9a y b)). Los parámetros de los potenciales asociados a cada valor de N_R se encuentran en la tabla (5.5), y los ajustes de las distribuciones an-

gulares experimentales por estos potenciales, se muestran en la figura (5.13), en la que observamos que a 90 y 97'09 MeV los potenciales de la tabla (5.5) reproducen correctamente la región delantera y la pendiente de las distribuciones angulares.

Pasamos a continuación a describir una serie de características relacionadas con los potenciales de las tablas (5.2) a (5.5).

Como ya hemos indicado, los datos de las secciones eficaces experimentales para ángulos bajos, y en particular los correspondientes al arco iris, constituyen un indicador de la intensidad del potencial real en una "zona radial sensible" que caracterizaremos por el radio de absorción fuerte, R_{AF} , y el radio de cruce, R_S .¹⁾

El R_{AF} se define como la distancia de máxima aproximación, entre los iones blanco y proyectil, de una trayectoria culombiana pura que corresponde a la onda parcial del 50% de absorción. El momento cinético asociado a esta trayectoria denominado "momento cinético de absorción fuerte", l_{AF} , se obtiene por interpolación entre los valores del momento cinético tales que:

$$T_{l_{AF}} = 1 - |S_{l_{AF}}|^2 = 0'5 \quad (5.2)$$

siendo T_l el coeficiente de transmisión y $|S_l|$ los módulos de los elementos de la matriz de colisión. A partir de l_{AF} la expresión numérica del radio de absorción fuerte es,

$$R_{AF} = \frac{1}{k} \left[\eta + \left(\eta^2 + (l_{AF} + 0'5)^2 \right)^{1/2} \right] \quad (5.3)$$

donde k es el número de ondas, ecuación (2.5), y η el parámetro de Coulomb. De acuerdo con su definición, el R_{AF} dependerá de los potenciales de interacción, tanto de su parte real como de la

imaginaria, obtenidos en el ajuste de una distribución angular concreta.

En las tablas (5.2) a (5.5) se muestran los valores obtenidos para el momento cinético de absorción fuerte y el radio de absorción fuerte correspondientes a los potenciales que allí se consignan para cada sistema y energía que hemos analizado. Tal y como ha señalado Videbaek¹⁷⁾, hemos encontrado que R_{AF} decrece a medida que aumenta la energía incidente, indicando así que la zona sensible es más interna debido a que el solapamiento entre el blanco y el proyectil es mayor. El decrecimiento de R_{AF} con la energía se ha representado en las figuras (5.14) a (5.17). Si nos restringimos al intervalo energético de 77 a 120 MeV en el que están comprendidos la mayoría de las distribuciones angulares analizadas, la variación de R_{AF} presenta una caída aproximadamente lineal con la energía cuya pendiente es aproximadamente la misma para los sistemas $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$, $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$; mientras que para el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ el valor de R_{AF} permanece aproximadamente constante en dicho intervalo energético ($R_{AF} \approx 10.1$ fm.), cayendo rápidamente a 160 MeV hasta el valor $R_{AF} \approx 9.3$ fm. Para la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{32}S el R_{AF} está localizado en una banda de unos 0.8 fm. en el intervalo energético medido y para el resto de los sistemas se localiza en una banda más estrecha de unos 0.4 fm.

Tradicionalmente, debido a su determinación no ambigua, se ha empleado el R_{AF} como distancia radial de referencia para comparar los potenciales nucleares real e imaginario. En las tablas (5.2) a (5.5) se encuentran los cocientes entre potencial real nuclear y potencial imaginario nuclear en $r=R_{AF}$, para los potenciales que optimizan los ajustes de cada sistema y cada energía. Hemos obtenido, para todos ellos, valores del cociente $N_R V_f / W (R_{AF})$ mayores que la unidad, lo cual nos indica que los procesos de colisión están caracterizados por una transparencia superficial, es decir, que el proceso transcurre por una refracción por la parte real y no por una difracción por la parte imaginaria, utilizando el símil de una lente para el potencial. Esta transparencia superficial se deduce también del estudio de la variación de los módulos de los elementos de la matriz de colisión,

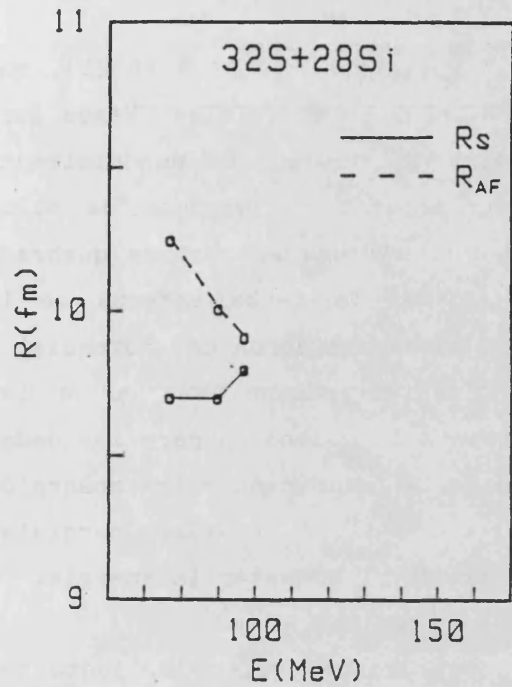


Figura 5.14

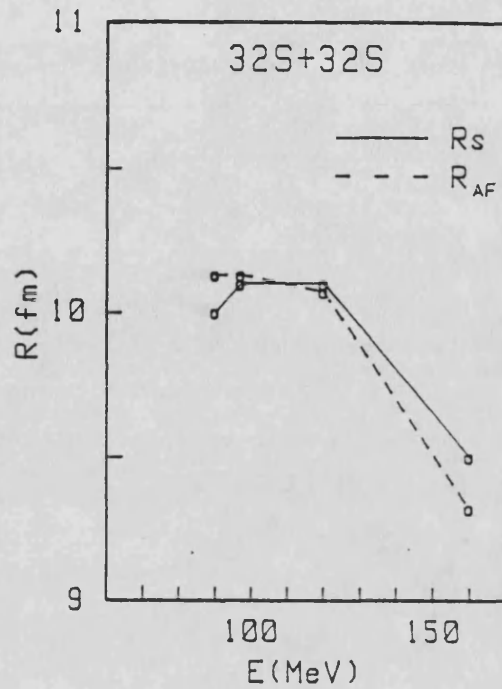


Figura 5.15

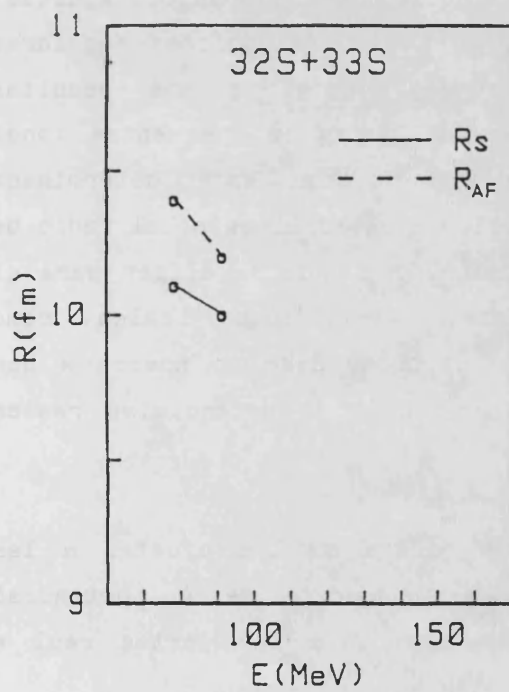


Figura 5.16

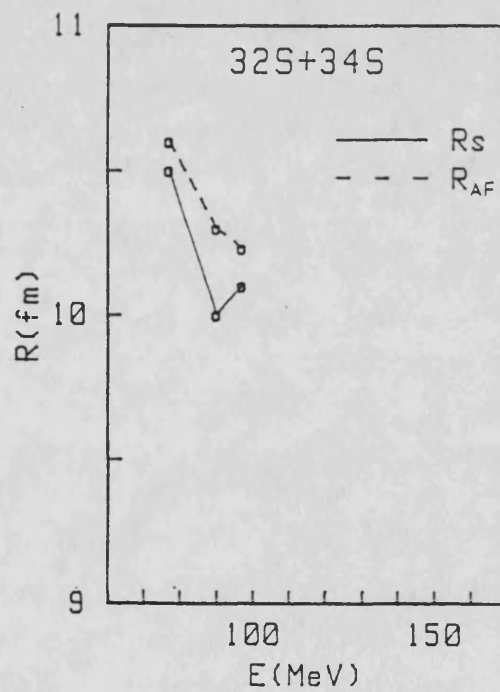


Figura 5.17

Radio de absorción fuerte (R_{AF}) y radio de cruce (R_S) en función de la energía.

$|S_1|$ en función del momento cinético l , figuras (5.18) a (5.21), que presentan una débil absorción para las ondas superficiales. Vemos que, dependiendo del potencial, el comportamiento de $|S_1|$ es esencialmente distinto para pequeños valores de l , presentando algunos de ellos ($^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ a 120 y 160 MeV y $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ a 90 MeV) una estructura quebrada que se produce por las interferencias, en la parte interna de la barrera, entre la onda reflejada en la barrera externa del potencial y la onda reflejada en el interior¹⁸⁾. También podemos observar en las figuras que al aumentar la energía aumenta la absorción para las ondas parciales pequeñas y que al mismo tiempo la transición entre absorción y transparencia total es mas rápida ya que el nº de ondas parciales comprendidas entre $0.1 < |S_1| < 0.9$ disminuye al aumentar la energía.

La otra magnitud radial a que nos habíamos referido, junto con el R_{AF} , para caracterizar la "zona sensible" es el radio de cruce R_S . Satchler¹⁹⁾ señala que la colisión elástica entre iones pesados es sensible al potencial de interacción en la región radial de solapamiento de las superficies de los núcleos colisionantes. Ajustes, mediante potenciales fenomenológicos, de las distribuciones angulares de colisión elástica, conducen, muy a menudo, a una peculiar manifestación de esta propiedad básica de las colisiones entre iones pesados: la parte real del potencial nuclear está determinada unívocamente a una distancia muy localizada espacialmente, el radio de cruce R_S , el cual queda claramente definido cuando se eligen para el potencial nuclear formas funcionales específicas (tales como Woods-Saxon, Gauss, etc²⁰⁾). El radio de cruce debe su nombre a que está determinado por el punto de intersección de potenciales reales con diferentes geometrías.

Nosotros hemos determinado R_S a partir de los ajustes a las distribuciones angulares experimentales a partir de un potencial óptico con formas radiales de Woods-Saxon para las partes real e imaginaria del potencial nuclear,

$$V_N(r) = - \left[V_R \left(1 + \exp\left(\frac{r-R_R}{a_R}\right) \right)^{-1} + i W_W \left(1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right) \right)^{-1} \right] \quad (5.4)$$

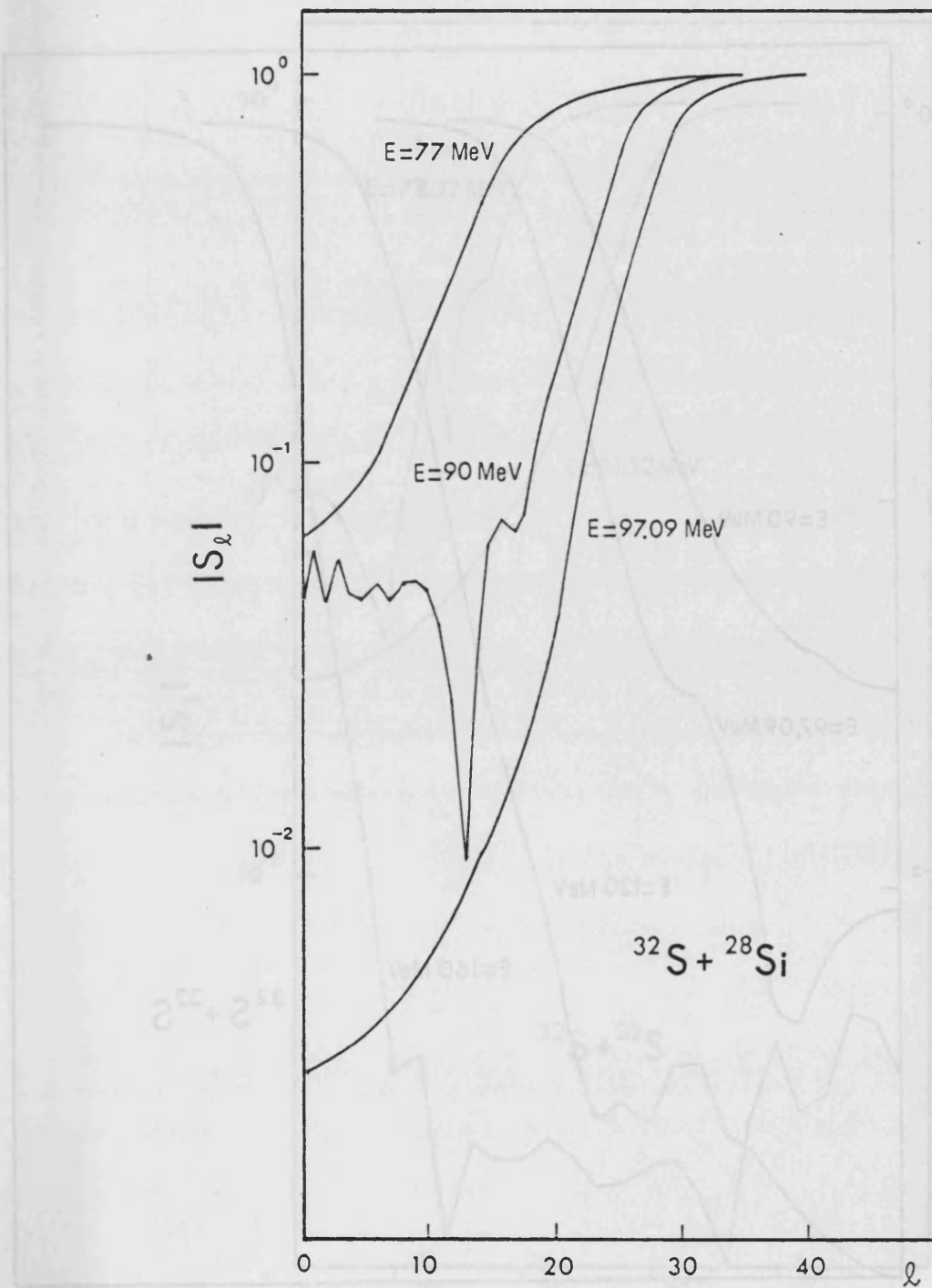


Figura 5.18.- Matrices de colisión elástica para los potenciales de la tabla (5.2).

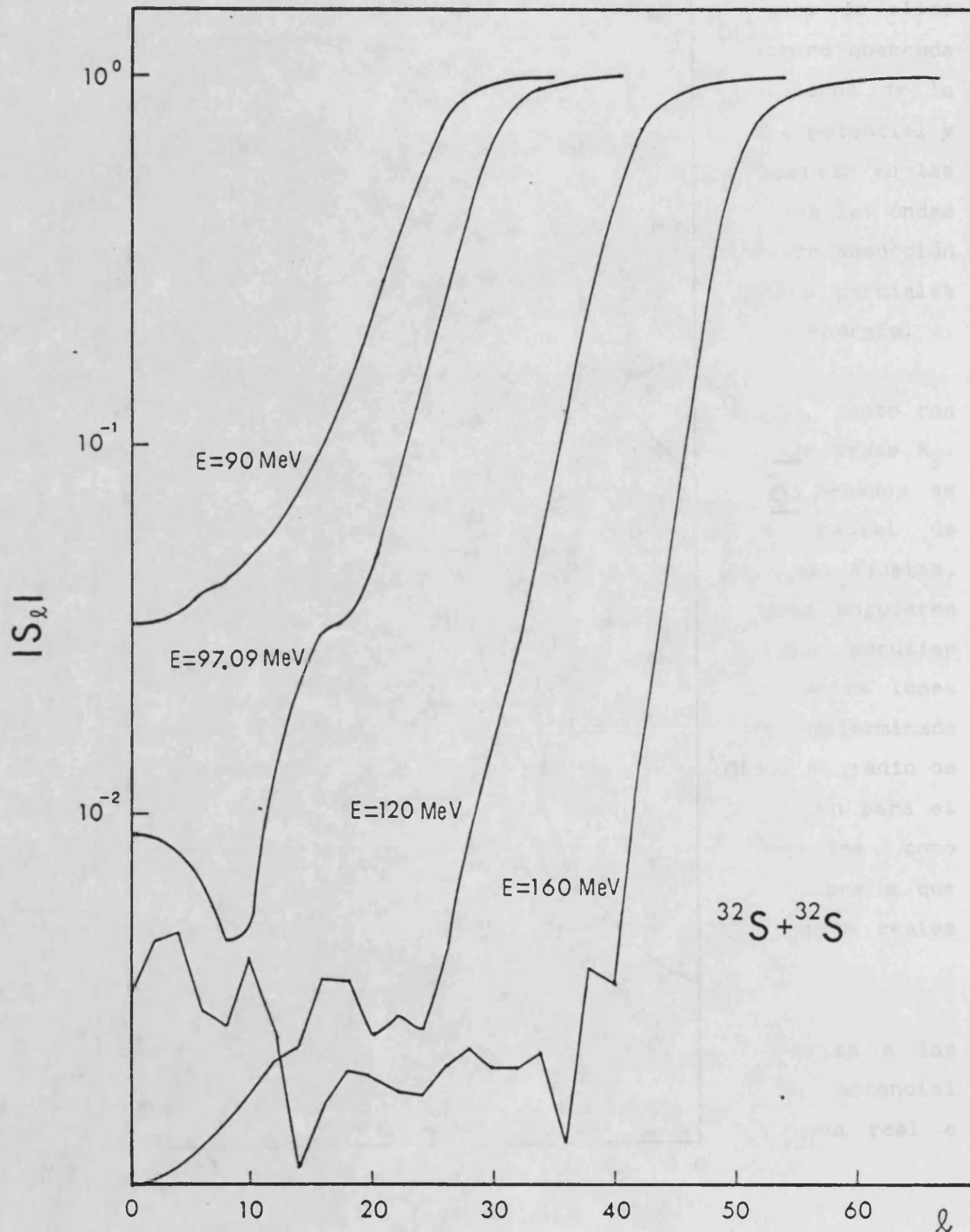


Figura 5.19.- Matrices de colisión elástica para los potenciales de la tabla (5.3).

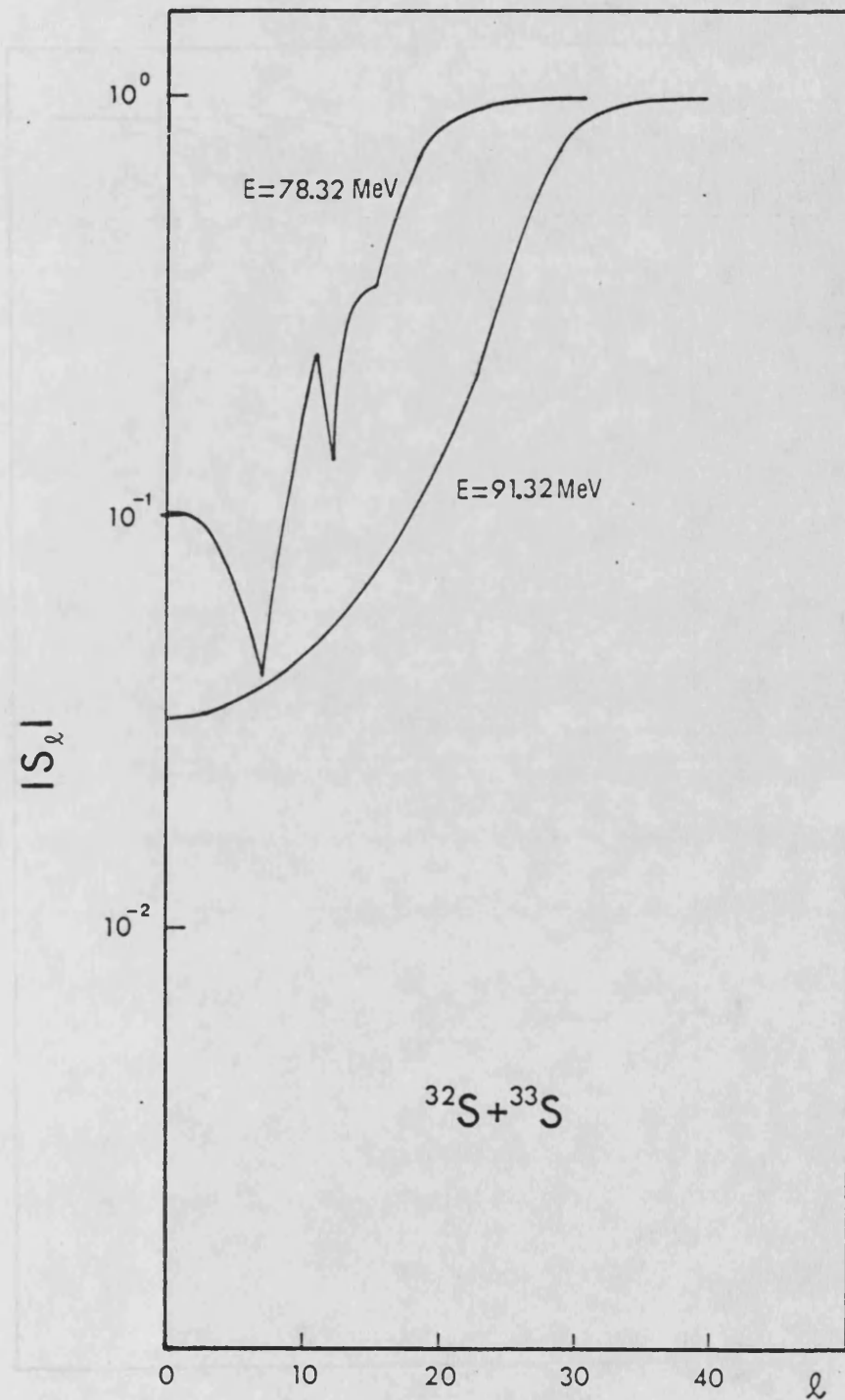


Figura 5.20.- Matrices de colisión elástica para los potenciales de la tabla (5.4).

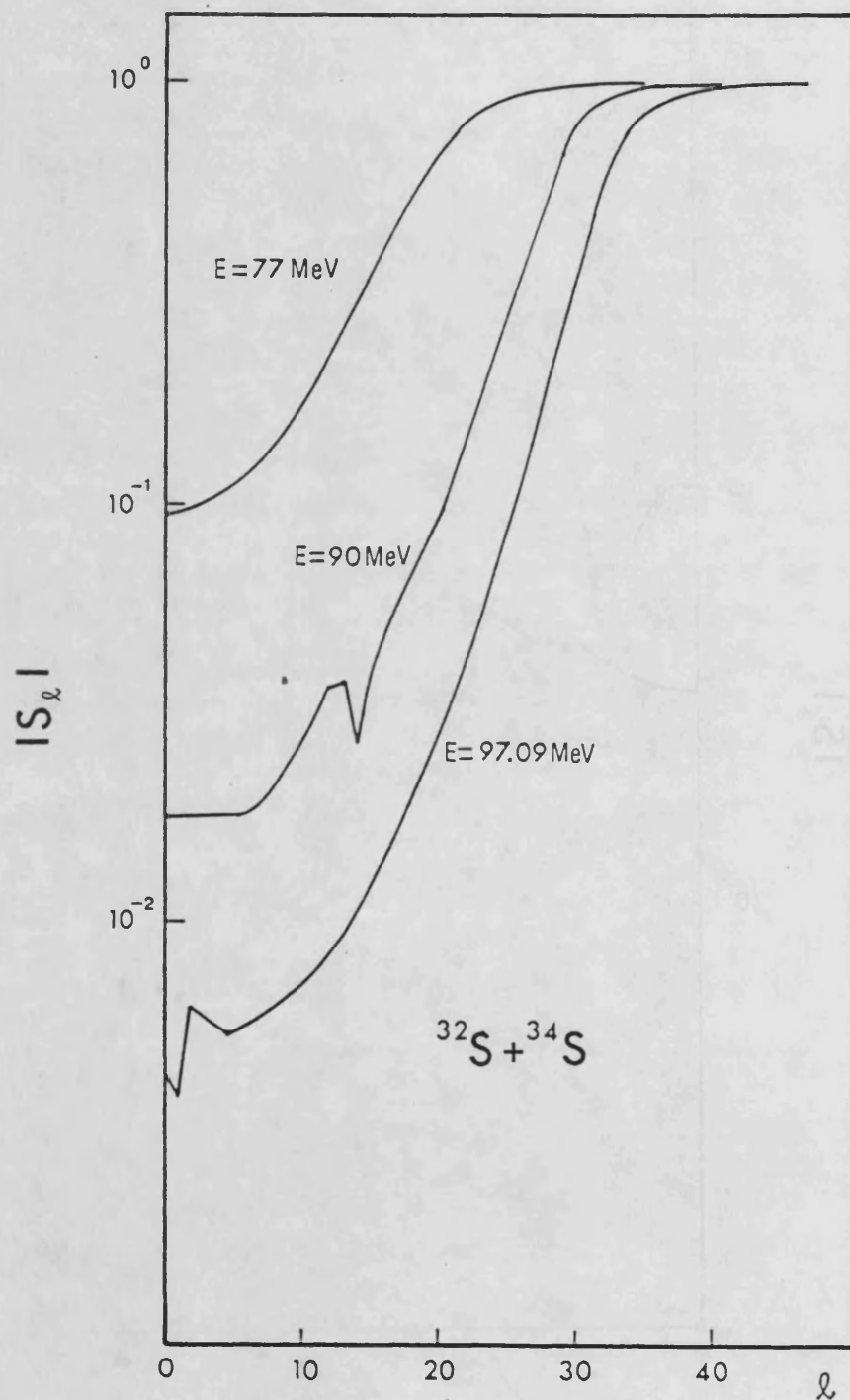


Figura 5.21.- Matrices de colisión elástica para los potenciales de la tabla (5.5).

Hemos fijado el parámetro de difusividad real, a_R , a una serie de valores entre 0'3 y 0'8 fm. a intervalos de 1 fm.; los 5 parámetros restantes del potencial (5.4) se han variado, para cada a_R , hasta conseguir una buena reproducción de los datos experimentales (valores X^2/N del mismo orden). Al fijar el parámetro a_R estamos fijando la pendiente del potencial real en la región de la cola de manera que los distintos potenciales que así se obtienen se cortan en un punto que corresponde al radio de cruce R_S ²⁰⁾.

Los potenciales Woods-Saxon que determinan el radio de cruce se muestran en la tabla (5.6). El valor de R_S junto con el del potencial real en dicho punto se muestran en las figuras (5.22) a (5.25), en las que se ha representado el potencial real frente a la distancia radial. En dichas figuras se observa que los potenciales más que cruzarse en un punto bien definido lo hacen en un intervalo radial, en el cual el valor de R_S se ha calculado como el punto en que la dispersión entre los potenciales reales es mínima, asociando un error de $\pm 0'1$ fm. en la determinación de R_S . Del comportamiento de los potenciales imaginarios de la tabla (5.6) no se deduce ninguna característica digna de destacar, mostrando lo insensibles que son nuestras distribuciones angulares a los valores de dicha parte del potencial.

Tal como han indicado Lilley et al ³⁾, entre otros, la determinación de R_S y del potencial real en dicho punto permiten comprobar la validez de los factores de renormalización N_R obtenidos en los ajustes de los datos experimentales mediante potenciales nucleares reales determinados a partir del modelo de convolución. Si R_S es en realidad un punto en el que el potencial está determinado sin ninguna ambigüedad, el potencial de convolución debidamente renormalizado deberá intersectarse con los potenciales reales Woods-Saxon en $r=R_S$.

Gráficamente podemos observar este hecho en las figuras (5.22) a (5.25) en las que el potencial de convolución se representa por una línea a puntos. Numéricamente hemos calculado el factor de renormalización que necesitaría el potencial de convolución para pasar

TABLA 5.6.- Potenciales fonomenológicos Woods-Saxon empleados en la determinación del radio de cruce R_S .

SISTEMA	E (MeV)	$-V_R$ (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	$-W_W$ (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	χ^2/N	
$^{32}_{S+}^{28}_{Si}$	77	12'6	1'411	0'4	13'6	1'056	0'934	2'0	
		14'5	1'364	0'5	3'0	1'305	0'914	1'9	
		7'1	1'409	0'6	14'6	1'215	0'723	3'6	
		11'7	1'319	0'7	14'6	1'180	0'766	3'7	
	90	35'1	1'364	0'4	13'2	1'334	0'384	2'0	
		15'8	1'385	0'5	19'2	1'394	0'268	1'5	
		72'7	1'192	0'6	5'1	1'470	0'281	1'6	
		21'4	1'276	0'7	37'5	1'316	0'360	1'8	
	97'09	15'7	1'408	0'4	13'5	1'182	0'547	1'2	
		11'5	1'398	0'5	4'6	1'432	0'370	1'6	
		37'6	1'240	0'6	1'6	1'552	0'283	1'6	
		16'4	1'280	0'7	15'0	1'303	0'483	2'4	
	$^{32}_{S+}^{32}_{S}$	90	35'5	1'367	0'4	54'6	1'254	0'154	3'7
			60'3	1'276	0'5	37'7	1'358	0'246	4'0
55'2			1'222	0'6	24'5	1'351	0'284	4'3	
47'2			1'182	0'7	19'4	1'329	0'348	4'0	
97'09		6'3	1'520	0'3	49'2	1'350	0'320	2'1	
		7'2	1'490	0'4	39'0	1'350	0'320	1'5	
		10'2	1'430	0'5	31'2	1'350	0'320	1'5	
		19'9	1'330	0'6	23'1	1'350	0'320	1'5	
120		18'5	1'300	0'7	21'6	1'350	0'320	1'6	
		9'6	1'456	0'4	12'5	1'374	0'406	3'4	
		32'0	1'320	0'5	32'0	1'250	0'450	3'3	
		34'3	1'269	0'6	50'9	1'253	0'420	2'8	
160		11'3	1'338	0'7	7'8	1'389	0'471	3'7	
		12'4	1'380	0'4	11'5	1'300	0'320	3'3	
		10'3	1'380	0'5	14'2	1'300	0'320	4'9	
		27'6	1'240	0'6	8'6	1'300	0'320	5'0	
	59'0	1'110	0'7	7'4	1'300	0'320	7'9		
	33'6	1'130	0'8	8'3	1'300	0'320	16'0		

TABLA 5.6.- Continuación

SISTEMA	E (MeV)	$-V_R$ (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	$-W_W$ (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	χ^2/N	
$^{32}_{S+}^{33}_S$	78'32	33'6	1'387	0'4	21'7	0'900	0'473	1'8	
		20'3	1'378	0'5	10'9	1'306	0'498	1'6	
		14'9	1'365	0'6	33'3	1'261	0'502	2'7	
		12'9	1'361	0'7	17'2	1'237	0'549	2'6	
	91'32	10'9	1'355	0'8	25'6	1'157	0'634	3'2	
		25'7	1'396	0'4	52'0	1'247	0'201	2'3	
		10'5	1'431	0'5	3'8	1'473	0'106	6'6	
		14'6	1'368	0'6	7'5	1'428	0'246	3'2	
		12'3	1'369	0'7	12'6	1'392	0'250	3'1	
	$^{32}_{S+}^{34}_S$	77	34'4	1'460	0'3	19'8	1'400	0'300	10'4
			49'0	1'380	0'4	19'0	1'400	0'350	7'7
			12'1	1'410	0'5	25'4	1'310	0'515	7'8
			12'0	1'376	0'6	34'0	1'300	0'500	8'9
11'1			1'360	0'7	18'0	1'350	0'500	9'5	
90		14'6	1'443	0'4	11'7	1'407	0'329	7'9	
		18'8	1'388	0'5	16'7	1'397	0'312	6'3	
		14'8	1'390	0'6	101'9	1'307	0'299	8'8	
		14'0	1'353	0'7	25'7	1'328	0'288	12'0	
97'09		19'9	1'417	0'4	5'9	1'458	0'158	5'5	
		15'9	1'392	0'5	30'7	1'351	0'315	4'6	
		9'9	1'399	0'6	26'7	1'314	0'388	5'2	
		10'0	1'378	0'7	15'5	1'359	0'339	8'2	
	9'2	1'361	0'8	89'6	1'110	0'499	10'3		

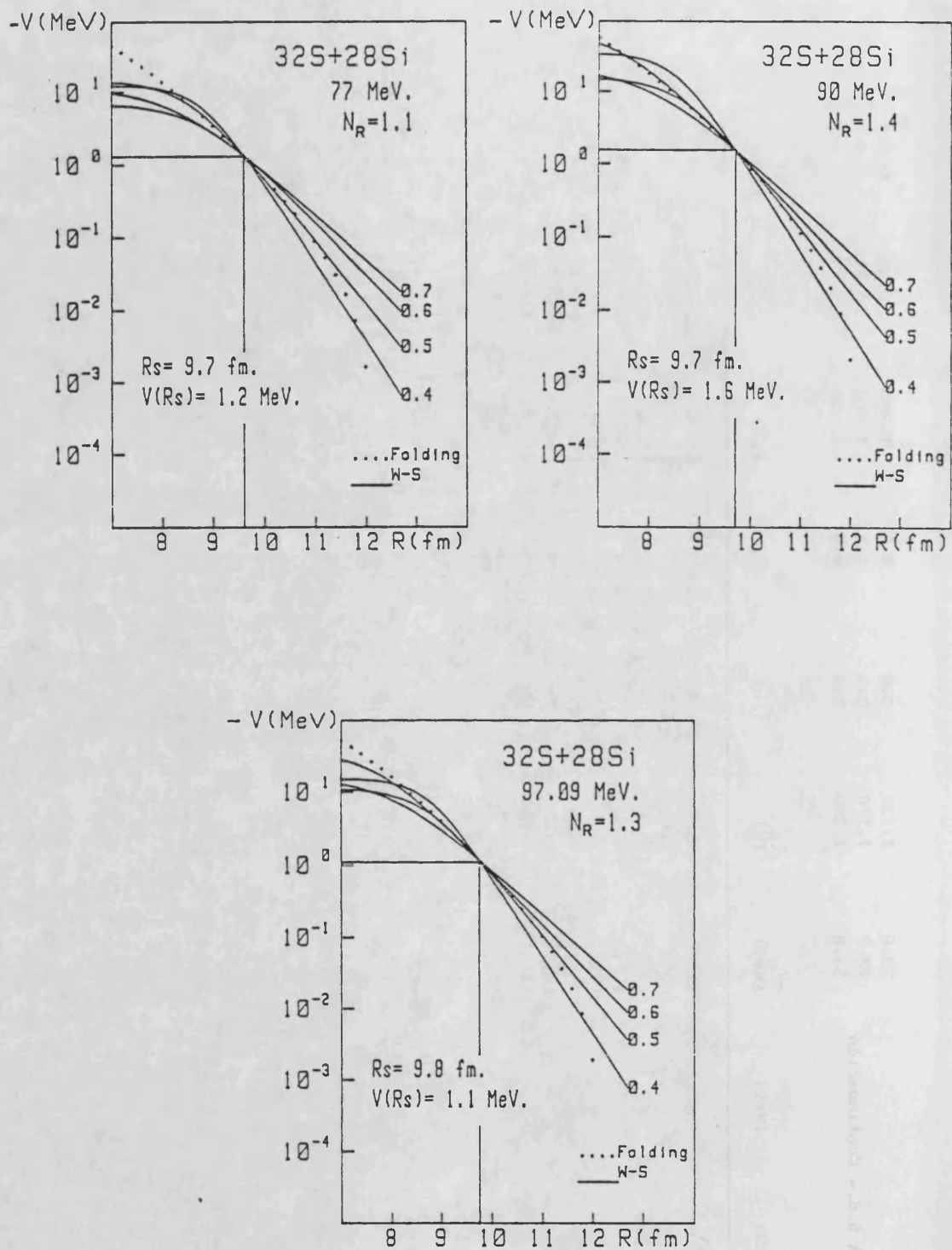


Figura 5.22.- Valores de la parte real del potencial óptico en la región de cola obtenidos a partir de ajustes de los datos de colisión elástica de $^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$ con potenciales Woods-Saxon tabla (5.6). Cada curva lleva asociado el valor fijado para la difusividad del potencial real.

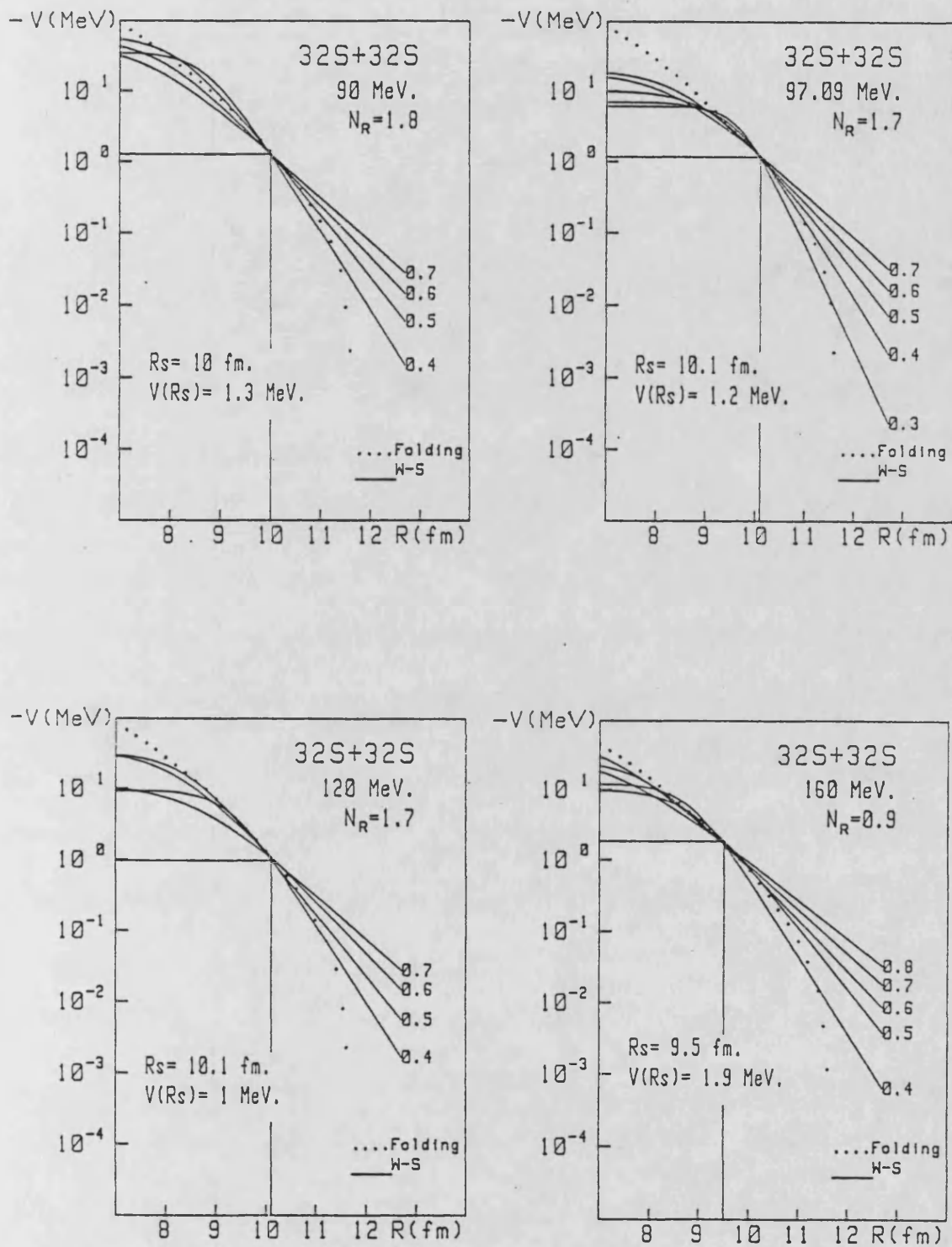


Figura 5.23.- Valores de la parte real del potencial óptico en la región de la superficie nuclear obtenidos a partir de los ajustes de los datos de colisión elástica de $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ con potenciales Woods-Saxon, tabla (5.6). Cada curva lleva asociado el valor fijado para la difusividad del potencial real.

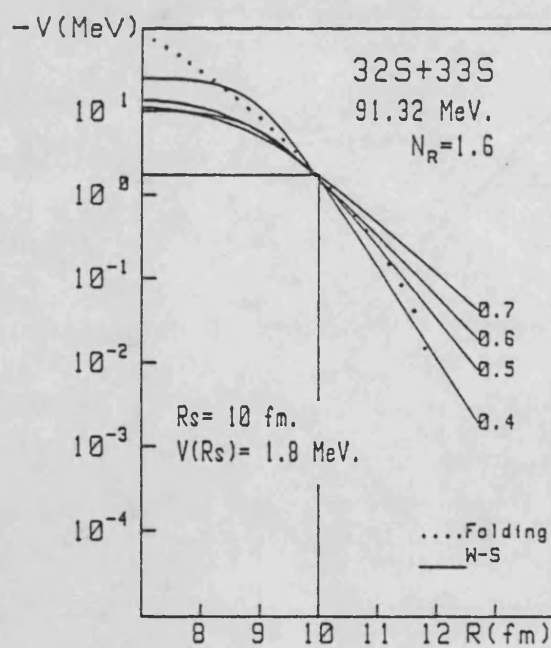
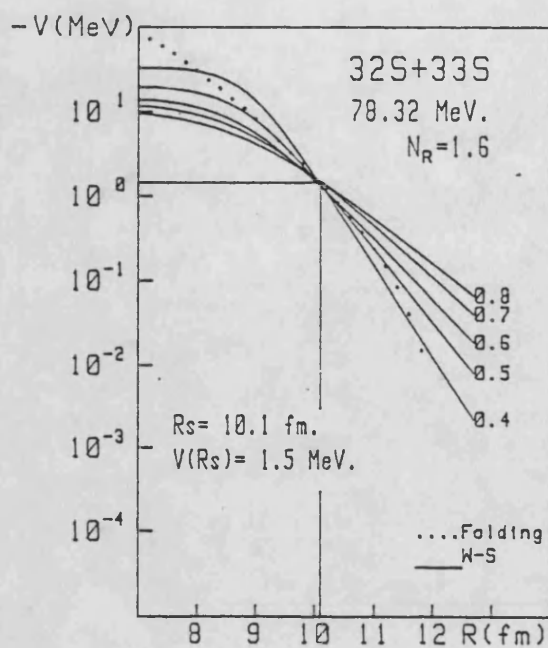


Figura 5.24.- Valores de la parte real del potencial óptico en la región de la superficie nuclear obtenidos a partir de los ajustes de los datos de colisión elástica de $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ con potenciales Woods-Saxon, tabla (5.6). Cada curva lleva asociado el valor fijado para la difusividad del potencial real.

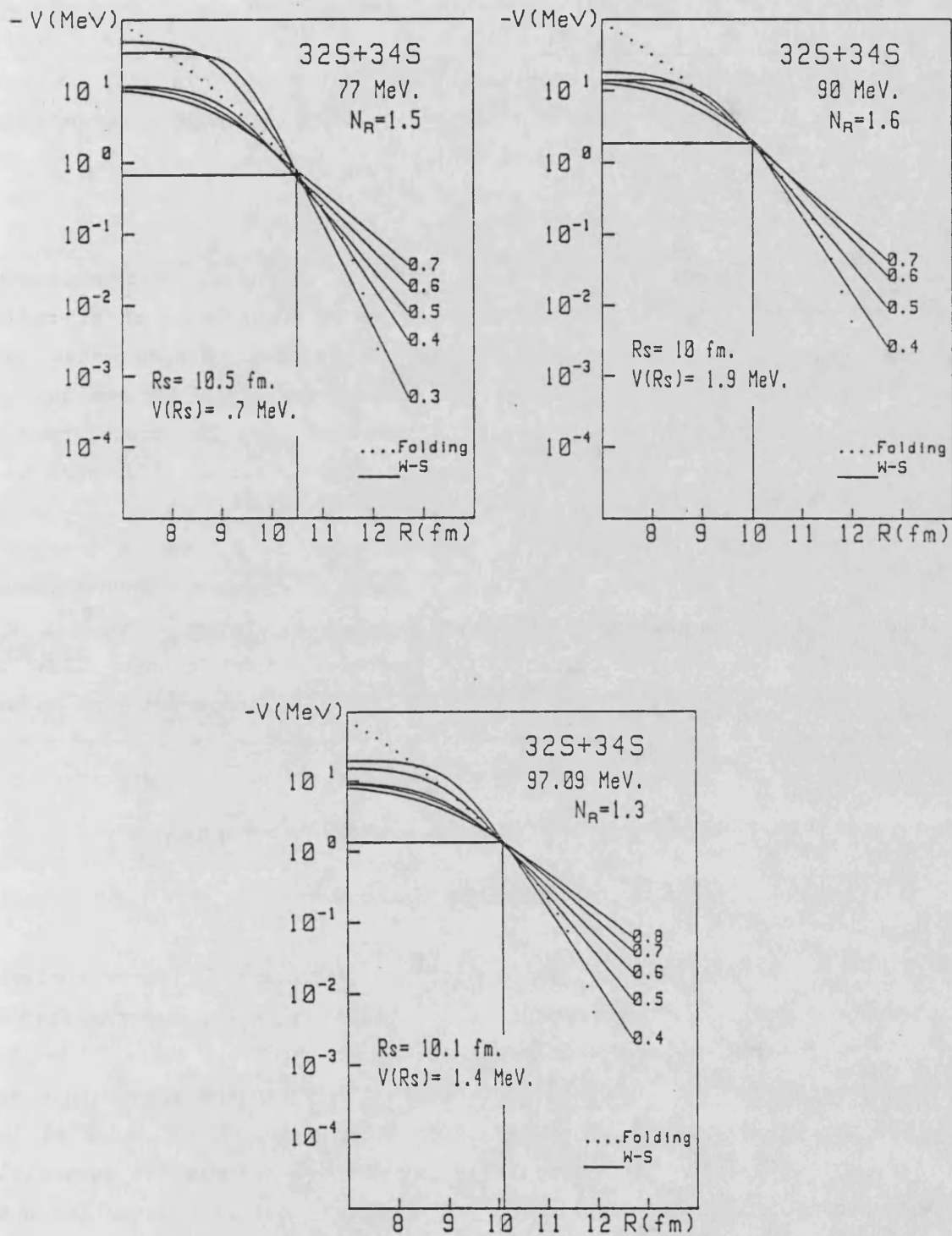


Figura 5.25.- Valores de la parte real del potencial óptico en la región de la superficie nuclear obtenidos a partir de los ajustes de los datos de colisión elástica de $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ con potenciales Woods-Saxon, tabla (5.6). Cada curva lleva asociado el valor fijado para la difusividad del potencial real.

por el punto de intersección, dividiendo el potencial en el punto de cruce $V(R_S)$ por el potencial de convolución sin renormalizar $V_f(R_S)$. Estas estimaciones se muestran en las tablas (5.2) a (5.5) en la columna correspondiente a $V(R_S)/V_f(R_S)$ y como puede observarse caen dentro del intervalo de error determinado para el factor N_R en el análisis precedente.

Hemos calculado el cociente entre el potencial de convolución real renormalizado y el potencial imaginario Woods-Saxon en el radio de absorción fuerte y en el radio de sensibilidad y para todos los sistemas estudiados los valores de dicho cociente son mayores que la unidad, lo cual constituye un indicador de la transparencia superficial del potencial en esta región radial, tablas (5.2) a (5.5).

Por último hemos estudiado la variación de R_S con la energía, figuras (5.14) a (5.17), y no hemos encontrado el mismo comportamiento para todos los sistemas. Mientras que en el sistema $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$, R_S aumenta ligeramente al aumentar la energía, en el sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ disminuye y en los sistemas $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ el comportamiento no es uniforme.

5.4.2.- Conclusiones y discusión.

Los potenciales de convolución que conforman la parte nuclear real del potencial óptico de interacción deben de ser renormalizados por factores N_R mayores que la unidad, en el intervalo entre 77 y 120 MeV, para reproducir adecuadamente la región delantera y pendiente de los datos experimentales en los intervalos angulares indicados en la tabla (5.1). Dentro de las posibles razones del fracaso del potencial de convolución en la región de bajas energías podemos apuntar las que están relacionadas con la interacción efectiva M3Y, o las relacionadas con las densidades nucleares que hemos utilizado³⁾.

En cuanto a la interacción efectiva, en un trabajo anterior¹⁶⁾

hemos estudiado el efecto que producen las variaciones del pseudopotencial de intercambio, expresión (4.28), encontrando que un valor cuatro veces superior al considerado en la ecuación (4.29) es suficiente para ajustar los datos experimentales del sistema $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ a 77, 90 y 97'09 MeV, con un valor $N_R=1$. También puede deberse esta deficiencia del potencial de convolución al ignorar los efectos que tienen en la interacción efectiva las densidades de los iones colisionantes. Este punto será tratado con más detalle en el apartado 5.6.

La otra razón que apuntábamos está relacionada con las densidades de los iones y puede ser debida a que las parametrizaciones de densidad den una descripción incorrecta de las colas de las distribuciones de densidad nuclear. Sin embargo, no creemos que sea ésta la causa de los valores anormalmente altos obtenidos para los factores de renormalización, ya que hemos utilizado densidades determinadas experimentalmente por dispersión de electrones (^{32}S y ^{28}Si) y por dispersión de protones de alta energía (^{34}S). Sin embargo existe la duda de si la densidad elegida para el ^{33}S , apartado (4.2.2.2) en el análisis de la colisión $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ es la adecuada. Puesto que no tenemos evidencia de que se haya determinado la densidad del ^{33}S por otros métodos, hemos realizado un estudio comparativo en el sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$. Para ello hemos considerado dos potenciales de convolución, uno determinado a partir de la densidad del ^{34}S obtenida experimentalmente por difusión de protones y otro determinado a partir de la densidad del ^{34}S obtenida experimentalmente por dispersión de protones y otro determinado a partir de la densidad del ^{34}S calculada a partir de un "core" de ^{32}S más las contribuciones de 2 neutrones en las últimas capas (método similar al empleado para calcular la distribución de densidad del ^{33}S). Hemos encontrado que en la zona de sensibilidad en torno a los 10 fm., el potencial de convolución es un 10% mayor en el primer caso que en el segundo, con lo cual los factores de renormalización son un 10% más pequeños en el primer caso que en el segundo. Este hecho nos inclina a pensar que los factores de renormalización que hemos encontrado en el sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ pueden estar ligeramente sobrevalorados.

Para cada sistema, y dentro de él, para cada energía, existe una zona sensible en la que el potencial de interacción está perfectamente definido. Esta zona está caracterizada por el radio de absorción fuerte R_{AF} , ecuación (5.3), y por el radio de cruce R_S determinado por el punto donde se cortan los potenciales reales Woods-Saxon que ajustan correctamente las distribuciones angulares y cuyas difusividades han sido fijadas entre 0'3 y 0'8 fm. en intervalos de 1 fm. Hemos encontrado que los potenciales de convolución, renormalizados con los factores N_R de las tablas (5.2) a (5.5), intersectan a los Woods-Saxon en un entorno estrecho del radio de cruce R_S , figuras (5.22) a (5.25).

El radio de absorción fuerte presenta un lento decrecimiento lineal con la energía. Por el contrario el radio de cruce aumenta lentamente con la energía en los sistemas $^{32}_{S+}^{28}_{Si}$ y $^{32}_{S+}^{33}_{S}$, mientras que en los sistemas $^{32}_{S+}^{32}_{S}$ y $^{32}_{S+}^{34}_{S}$ el radio de cruce no varía uniformemente con la energía, figuras (5.14) a (5.17). En todos los casos hemos hallado que el radio de sensibilidad es más interno que el radio de absorción fuerte ($R_S < R_{AF}$).

Por último una característica de los potenciales de las tablas (5.2) a (5.5) es que presentan todos ellos una clara transparencia superficial con valores del cociente $N_R \cdot V_f / W$ en R_S y R_{AF} mayores que la unidad.

5.5.- LA RELACION DE DISPERSION EN EL ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO A BAJAS ENERGIAS DEL POTENCIAL OPTICO ENTRE IONES PESADOS.

Recientes publicaciones^{2),3),4),5)} han mostrado que el potencial óptico que describe la colisión elástica entre iones pesados, y entre ellos los sistemas $^{32}\text{S}+^{40}\text{Ca}$, $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ y $^{16}\text{O}+^{60}\text{Ni}$, tiene un comportamiento anómalo cuando la energía bombardeante se aproxima a la Barrera de Coulomb. En estos estudios se han calculado los valores de la parte real (mediante el modelo de convolución y la interacción M3Y) e imaginaria (mediante potencial Woods-Saxon) del potencial nuclear a varias energías y a una distancia radial próxima al radio de absorción fuerte, encontrándose que el potencial real aumenta su intensidad (incremento del factor de renormalización N_R) cuando la energía incidente se aproxima a la Barrera de Coulomb. Paralelamente, y en el mismo intervalo de energías el potencial imaginario disminuye su intensidad, de manera que a energías inferiores a la de la Barrera cae rápidamente a cero.

La observación simultánea de estos dos efectos en las partes real e imaginaria del potencial nuclear ha sido interpretada por diversos autores^{6),21),23)} a partir de los argumentos de la Relación de Dispersión (RD) que expondremos en el apartado 5.5.1.

Como ya hemos visto en el apartado anterior, al analizar la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{28}Si , ^{32}S , ^{33}S y ^{34}S , el potencial de convolución necesita ser renormalizado con factores N_R mayores que la unidad cuando se analizan los datos experimentales a bajas energías. En el presente apartado pretendemos estudiar si este comportamiento está vinculado al del potencial imaginario correspondiente a partir del marco teórico que nos brinda la RD. Somos conscientes que nuestras distribuciones angulares cubren un intervalo energético muy limitado y que para obtener conclusiones generales de cada sistema deberíamos ampliar nuestras experiencias a un mayor número de energías. Sin embargo, y puesto que la RD deriva de numerosas hipótesis, únicamente la comparación de los datos experimentales existentes puede contribuir a establecerla definitivamente o a rechazarla.

5.5.1.- El marco teórico.

El aumento de intensidad del potencial real asociado a un decrecimiento del potencial imaginario se relaciona con efectos de acoplamiento en los canales no elásticos, lo cual puede producir cambios en el potencial real aún por debajo del umbral en el que dichos canales están energéticamente cerrados. Estos acoplamientos están incluidos de un modo general en la RD que relaciona las partes real e imaginaria del potencial óptico generalizado.

Con el nombre genérico de "relaciones de dispersión" (RD), se hace referencia a las relaciones integrales que conectan las partes real e imaginaria de una función compleja. Los primeros en introducir las RD fueron Kramers y Kronig en el año 1926 al estudiar la relación integral entre las partes real e imaginaria de la constante dieléctrica de una sustancia. En el presente apartado vamos a esbozar las propiedades y pasos necesarios para conectar las partes real e imaginaria del potencial óptico mediante la RD, basándonos en los trabajos de Cornwall y Ruderman³⁴⁾ y Lipprheide^{21,22)}.

La ecuación de Schrödinger para una partícula sometida a un potencial de interacción $V_{opt}(\vec{r}, E)$ dependiente de la energía, tiene la forma

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{opt}(\vec{r}, E) \right] \Phi_E(\vec{r}) = E \Phi_E(\vec{r}) \quad (5.5)$$

donde $\Phi_E(\vec{r})$ es la función de onda para estados estacionarios. El potencial de interacción puede descomponerse en la forma $V_{opt}(r; E) = V(r; E) + i W(r; E)$, de manera que el comportamiento de la función de ondas a grandes distancias venga dado por:

$$\Phi_E(\vec{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + \frac{1}{r} e^{ikr} f(E, t) \quad (5.6)$$

siendo k el número de ondas y $f(E, t)$ la amplitud de colisión.

Este potencial óptico generalizado no es hermético y, en general, depende de la energía y también puede ser no-local en el espacio de coordenadas.

Si introducimos la transformada de Fourier de $V_{\text{opt}}(r, E)$,

$$\tilde{V}_{\text{opt}}(r; t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iEt/\hbar) V_{\text{opt}}(r; E) dE \quad (5.7)$$

y hacemos:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \oint_E(\vec{r}) \exp(-iEt/\hbar) \quad (5.8)$$

la ecuación de ondas (5.5) se transforma en:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(\vec{r}, t) + \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{V}_{\text{opt}}(\vec{r}, t-t') \Psi(\vec{r}, t') dt' = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) \quad (5.9)$$

La condición del principio de causalidad requiere que, dado que la interacción es no-local en el tiempo, la función de onda $\Psi(\vec{r}, t)$ en un instante t dependa únicamente de su evolución para $t' < t$ anterior a la interacción, pero no después de que esta ha tenido lugar. Esto significa que:

$$\tilde{V}_{\text{opt}}(\vec{r}, t-t')=0 \quad \text{para } t' > t \quad (5.10)$$

Puesto que V_{opt} es la transformada de Fourier de \tilde{V}_{opt} , de la expresión (5.10) se deduce que $V_{\text{opt}}(r; E)$ es regular en la mitad inferior del plano complejo de la variable E , ($\text{Im } E < 0$)³⁴). Si se considera que $\text{Im } V_{\text{opt}}(r; E)=0$, para E menor que un valor umbral positivo E_0 , del principio de reflexión ($V_{\text{opt}}^*(r; E) = V_{\text{opt}}(r; E^*)$)³⁴) se sigue que $V_{\text{opt}}(r; E)$ es analítica para cualquier valor de E situado en el semiplano superior.

Siendo $V_{\text{opt}}(r; E)$ una función de variable compleja que presenta singularidades en el plano E , podemos aplicar el teorema de Cauchy siempre que $V_{\text{opt}}(r; E) \rightarrow 0$ cuando $|E| \rightarrow \infty$; sin embargo este no es el

comportamiento del potencial óptico, pues a medida que aumenta la energía incidente existe un mayor número de canales de reacción abiertos que contribuyen a que la componente imaginaria del potencial sea distinta de cero y no se puede aplicar directamente el teorema de Cauchy. Sin embargo, si se considera que el potencial permanece constante a grandes energías, es decir,

$$V_0(r) = \lim_{|E| \rightarrow \infty} V_{\text{opt}}(r;E) \quad (5.11)$$

siendo $V_0(r)$ independiente de la energía, ahora la función $V_{\text{opt}}(r;E) - V_{\text{opt}}(r;\infty)$ tiende a cero cuando $|E| \rightarrow \infty$, con lo cual el teorema de Cauchy establece que:

$$V_{\text{opt}}(r;E) = V_0(r) + \sum_i \frac{V_i}{E - E_i} + \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V_{\text{opt}}(r;E') - V_0(r)}{E' - E - i\eta} dE' \quad (5.12)$$

con E real ($E_{\text{real}} = \lim (E + i\eta)$); V_i son los residuos de $V_{\text{opt}}(r;E)$ y V_0 representa la interacción promediada de los dos núcleos en ausencia de excitaciones no elásticas e incluye los términos de intercambio procedentes de la antisimetrización de los dos núcleos.

Si $V_{\text{opt}}(r;E)$ es analítica en el eje real los términos debidos a los polos no contribuirán en la ecuación (5.12), pudiéndose expresar ésta en la forma,

$$V(r;E) = V_0(r) + \frac{P}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W(r;E')}{E' - E} dE' = V_0(r) + \Delta V(r;E) \quad (5.13)$$

en la que se ha hecho uso de $V_{\text{opt}} = V + iW$ y de la propiedad $P \int_{-\infty}^{+\infty} (E' - E)^{-1} dE' = 0$, siendo P el valor principal.

La expresión (5.13) representa la RD para un potencial no local y que depende de la energía; sin embargo, existen argumentos²¹⁾ que conducen a suponer que la RD(5.13) también es válida para un modelo de potencial local equivalente que denominaremos $U_m(r;E)$.

Así pues, consideraremos un modelo empírico de potencial óptico $U_m(r;E)=V_m(r;E)+i W_m(r;E)$, local y con simetría esférica. En lo que sigue omitiremos el subíndice M. Supondremos que V puede escribirse en la forma $V=V_0+\Delta V$, donde la dependencia de V_0 con la energía es de naturaleza "espúrea" (esto refleja un efecto de no localidad pero que, para las colisiones entre iones pesados tiene poca importancia²⁴⁾), mientras que V depende intrínsecamente de la energía y se evalúa a través de la RD:

$$\Delta V(r;E) = \frac{P}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W(r;E')}{E'-E} dE' \quad (5.14)$$

Los efectos sobre el potencial V de los acoplamientos hacia los canales no elásticos están contenidos implícitamente en ΔV . Además, una variación de $W(r;E)$ con la energía, grande y localizada, producirá una variación en $\Delta V(r;E)$ similarmente localizada. En particular, y recordando que W es negativo, se observará que un decrecimiento rápido en $|W(r;E)|$ cuando E se aproxima a la Barrera de Coulomb se traduce en una rápida contribución atractiva al término ΔV en el mismo intervalo energético.

La ecuación (5.14) determina ΔV para una distancia radial fija, y ya que el potencial entre iones pesados está determinado unívocamente en una zona radial limitada, es precisamente un valor correspondiente a dicha zona el más apropiado para emplearlo en los cálculos con RD. Una posibilidad es calcular la RD (5.14) en el radio de absorción fuerte, dado su carácter de magnitud bien determinada. Sin embargo, hemos optado por elegir para este propósito el radio de cruce, R_S , determinado por el procedimiento descrito en el apartado (5.4.1), por presentar una dispersión menor en el intervalo de energías estudiado para cada sistema, tablas (5.2) a (5.5) y figuras (5.14) a (5.17). Siguiendo las directrices de Mahaux et al.⁶⁾ y dado que la pendiente del potencial en la zona sensible es bastante bien conocida, la extrapolación de valores empíricos a un radio fijo no está afectada por grandes errores. Así pues la RD será calculada, para

cada sistema, en los puntos $r=9.7$ fm. para $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$; $r=10.0$ fm. para $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$; $r=10.0$ fm. para $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ y $r=10.2$ fm. para $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$.

Un factor muy importante es el comportamiento del potencial imaginario con la energía a la distancia que hemos fijado, pues esta dependencia va a condicionar, según establece la RD, el comportamiento de la parte real. Entre los modelos existentes emplearemos el propuesto por Lipperheide et al.²²⁾ que parametriza la dependencia de W con la energía mediante una serie de segmentos lineales. Este modelo tiene la ventaja de que la RD (5.14) para $\Delta V(r;E)$ se puede expresar en una forma analítica simple.

Si bien es universalmente aceptado que $|W(r;E)|$ tienda a cero para energías inferiores a la Barrera de Coulomb por estar cerrados, a estas energías, los canales no elásticos, su comportamiento a energías por encima de la Barrera no es bien conocido. Este hecho no supone ningún contratiempo, pues estudios realizados recientemente⁶⁾ han demostrado que independientemente que $|W(r;E)|$ aumente, disminuya o permanezca constante a grandes energías, el efecto observado sobre $|V(r;E)|$ se refleja principalmente en pequeños cambios de magnitud en conjunto de $\Delta V(r;E)$, pero no se modifica la forma en que varía con la energía.

En base a los últimos argumentos, utilizaremos la RD en una forma "sustraida" renormalizando $V(r;E)$ a una energía conveniente E_S y absorbiendo las contribuciones desconocidas en el valor empírico del potencial $V(r;E_S)$ a esa energía. Así pues, la RD (5.13), en su forma

sustraida, queda como:

$$\begin{aligned}
 V(r;E) &= V(r;E_S) + \frac{P}{\pi} (E - E_S) \int_0^{\infty} \frac{W(r;E') dE'}{(E' - E_S)(E' - E)} = \\
 &= V(r;E_S) + \Delta V_{E_S}(r;E)
 \end{aligned}
 \tag{5.15}$$

cuyo término integral se ha obtenido a partir de la forma sustraída de (5.14) para la energía E_S ,

$$\Delta V_{E_S}(r;E) = \Delta V(r;E) - \Delta V(r;E_S) \quad (5.16)$$

El potencial $V(r;E_S)$ representa la interacción promedio entre los núcleos colisionantes en ausencia de procesos reales o virtuales inelásticos. En la práctica añadimos al valor calculado para $\Delta V_{E_S}(r;E)$ el término independiente de la energía, $V(r;E_S)$ determinado de manera que $V(r;E)$ sea igual al valor empírico del potencial para esa energía de referencia.

El denominador del integrando de la expresión (5.15) se comporta como E'^2 para energías grandes, y si suponemos un comportamiento lineal de $W(r;E')$ con E' , la integral tenderá a cero cuando $E' \rightarrow \infty$, y por tanto la contribución para energías elevadas en el cálculo de $V(r;E)$ será de escasa relevancia.

En cuanto a la elección de la energía de referencia existen arbitrariedades que, sin embargo, tienen muy poca influencia en la dependencia cualitativa del potencial real con la energía. Esta influencia se manifiesta en que al elegir valores diferentes de E_S , las curvas de $V(r;E)$ son paralelas estando desplazadas unas de otras un valor constante.

Para minimizar sus efectos, a energías bajas, la energía de referencia se toma suficientemente alejada de la Barrera de Coulomb⁶⁾.

5.5.2.- Aplicación práctica de la relación de dispersión en los sistemas analizados.

En el estudio del comportamiento del potencial entre iones pesados a bajas energías para los sistemas $^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$ (2), 6), $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (3), 5) y $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ (4), la dependencia del potencial imaginario con la energía se ha parametrizado mediante dos tramos lineales, uno que tiende a cero rápidamente para energías próximas a la Barrera de

Coulomb y otro que se mantiene constante incluso para energías elevadas⁶⁾. En la figura (5.26) demostramos la aplicación de la RD a estos sistemas. Los puntos son los valores del potencial de convolución renormalizado y del potencial imaginario calculados para cada energía y para una misma distancia. Las líneas continuas representan el comportamiento supuesto para el potencial imaginario y el comportamiento asociado del potencial real obtenido mediante la RD. Como puede deducirse de esta figura, las predicciones del modelo son buenas.

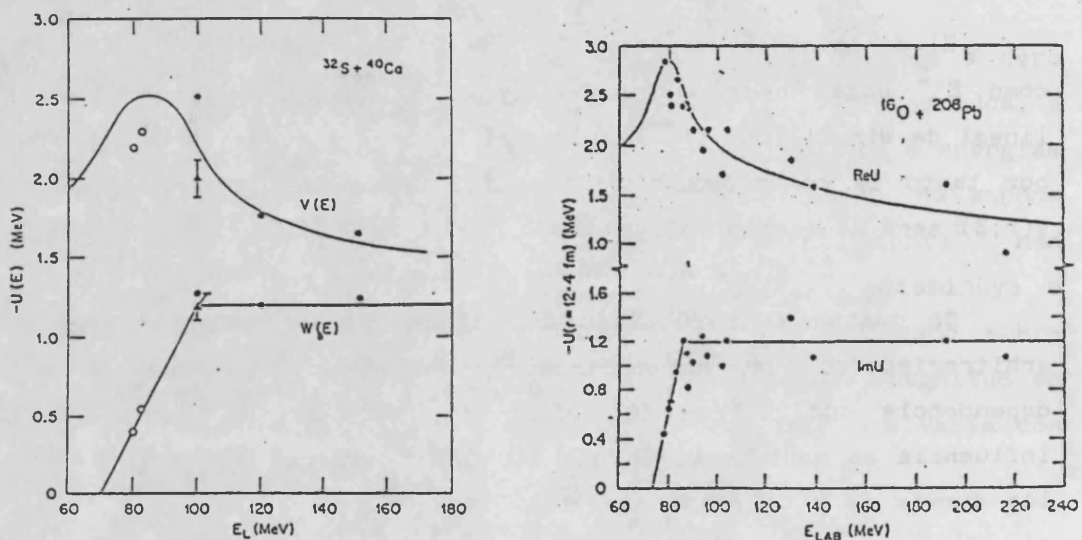


Figura 5.26.- Aplicación de la RD a diferentes sistemas.⁸⁾

Nosotros hemos elegido para la dependencia del potencial imaginario con la energía una línea poligonal formada de segmentos rectilíneos cuyos valores extremos corresponden a los del potencial imaginario en las energías de la experiencia y en la distancia fijada para cada sistema. El primer tramo de $W(r;E)$ tiende linealmente a cero a bajas energías mientras que el último tramo para energías alejadas

de la barrera se ha elegido constante.

Si consideramos que para un sistema de colisión disponemos de datos experimentales a N energías diferentes, el modelo lineal que representa la dependencia de $W(r;E)$ con la energía es el que representamos esquemáticamente en la figura (5.27).

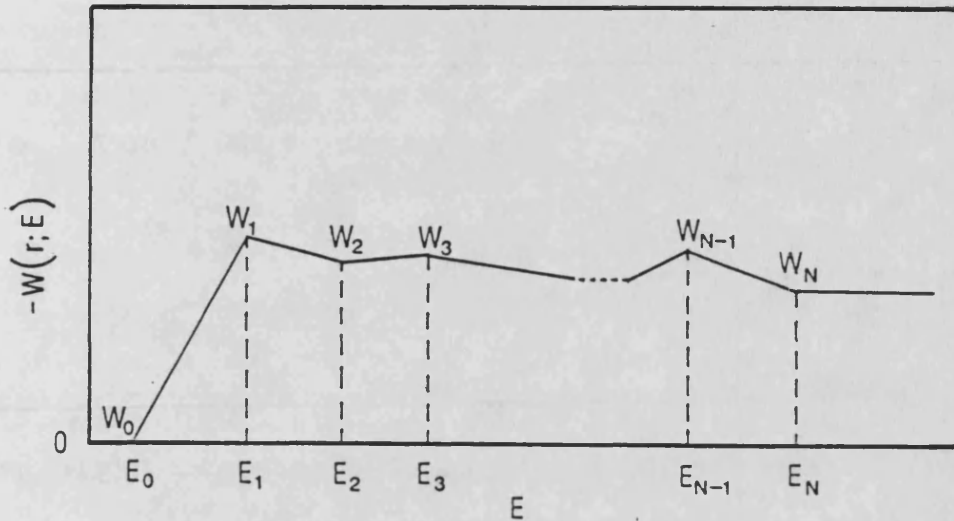


Figura 5.27.- Modelo de variación de $W(r;E)$ en función de la energía de la experiencia.

Este modelo permite expresar la integral de la ecuación (5.15) en una forma analítica sencilla que simplifica considerablemente su cálculo. Así pues, para el modelo de $W(r,E)$ de la figura (5.27) formado por N tramos lineales, la ecuación (5.15) se reduce a:

$$V(r;E) = V(r;E_s) + \frac{1}{\pi} \ln \left\{ \frac{\prod_{i=0}^{N-1} \left[\left| \frac{E_{i+1} - E}{E_i - E} \right|^{W_i(E)} \right] \left| \frac{1}{E_N - E} \right|^{W_N}}{\prod_{i=0}^{N-1} \left[\left| \frac{E_{i+1} - E_s}{E_i - E_s} \right|^{W_i(E_s)} \right] \left| \frac{1}{E_N - E_s} \right|^{W_N}} \right\} \quad (5.17)$$

donde,

$$W_i(E) = \frac{W_{i+1} - W_i}{E_{i+1} - E_i} (E - E_i) + W_i \quad (5.18)$$

SISTEMA	E_i (MeV)	r (fm)	$-W(r;E_i)$ (MeV)	E_s (MeV)	E_{BC} (MeV)	$-V(r;E_s)$ (MeV)
$^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$	65	9'7	0'0	300	77'4	1'03
	77		0'70			
	90		0'72			
	97'09		0'58			
$^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$	75	10'0	0'0	300	80'7	0'79
	90		0'26			
	97'09		0'38			
	120		0'53			
	160		0'11			
$^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$	65	10'0	0'0	300	78'9	1'10
	78'32		0'44			
	91'32		0'27			
$^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$	65	10'2	0'0	300	77'6	0'86
	77		0'98			
	90		0'38			
	97'09		0'47			

TABLA 5.7.- Parámetros del modelo lineal empleado en la RD, ecuación (5.17).

E_i =energía de la experiencia

r =parámetro radial correspondiente a la "zona sensible" del potencial de interacción.

W_i =valor del potencial imaginario, tablas (5.2) a (5.5), a E_i y r .

E_s =energía de referencia.

E_{BC} =energía de la Barrera de Coulomb.

$V(r;E_s)$ =potencial de convolución a la energía de referencia normalizado a la unidad y calculado a la distancia r .

es el tramo lineal que une los puntos de abscisas E_i y E_{i+1} y W_i el valor del potencial imaginario para la energía E_i .

En nuestros cálculos hemos considerado un valor de la energía de referencia $E_S=300$ MeV alejada de la Barrera ya que existen evidencias⁶⁾ de que el potencial de convolución es correcto para describir las colisiones entre iones pesados a elevadas energías; es decir, que no necesita ser renormalizado. Por lo tanto $V(r;E_S=300)$ en la ecuación (5.17) es el potencial de convolución a una distancia r fija y multiplicado por un factor $N_R=1$.

En la tabla (5.7) consignamos los parámetros característicos que intervienen en la ecuación (5.17) para cada uno de los sistemas que hemos analizado. En las figuras (5.28) a (5.31) presentamos la aplicación de la RD a nuestros sistemas; en el eje de abscisas se ha representado la energía en coordenadas de laboratorio a que se desarrolla la experiencia; el eje de ordenadas está dividido en dos tramos, en el tramo inferior se representan los valores W_i del potencial imaginario a cada energía E_i y a una distancia r ; y en el tramo superior se representan los factores de renormalización N_R obtenidos en los ajustes de las distribuciones angulares de colisión elástica a cada energía. Datos estos determinados a partir de los parámetros de las tablas (5.2) a (5.5). Los factores de renormalización se representan por medio de círculos acompañados de sus correspondientes barras de error y se comparan con los valores deducidos de la RD, (línea continua).

En las figuras podemos observar como cualquier cambio de pendiente en el comportamiento del potencial nuclear imaginario se corresponde con un máximo o un mínimo (dependiendo de que el signo de la pendiente sea positivo o negativo) en la curva que representa la variación de N_R con la energía deducida de la RD. Si $|W(r;E)|$ varía bruscamente el máximo (mínimo) de la curva es más estrecho y está mejor definido⁶⁾. Esto ocurre en los sistemas $^{32}_{S+}^{28}_{Si}$ y $^{32}_{S+}^{34}_{S}$, figuras (5.28) y (5.31), en los cuales el comportamiento del potencial

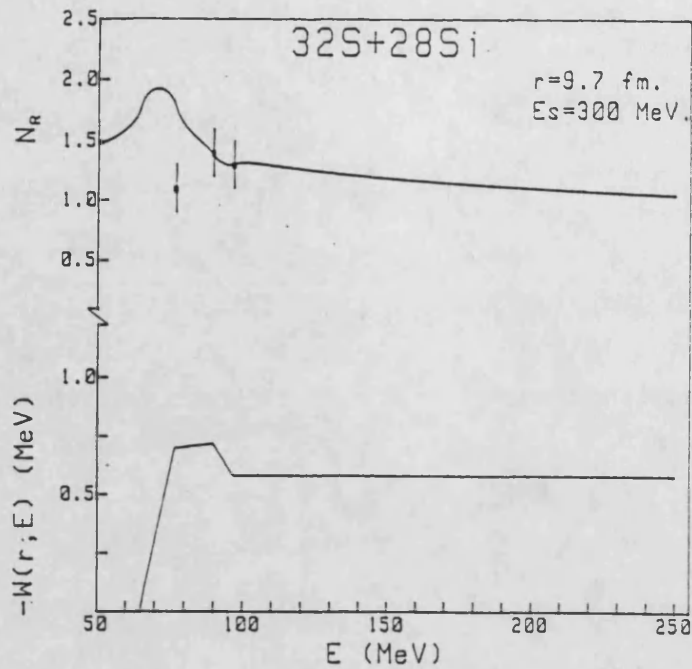


Figura 5.28.- Relación de dispersión.

Ensayo con un ajuste lineal de $W(r;E)$ y el correspondiente valor del factor de renormalización N_R para $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ calculado en $r=9.7$ fm. Los puntos circulares corresponden a los valores N_R de la tabla (5.2).

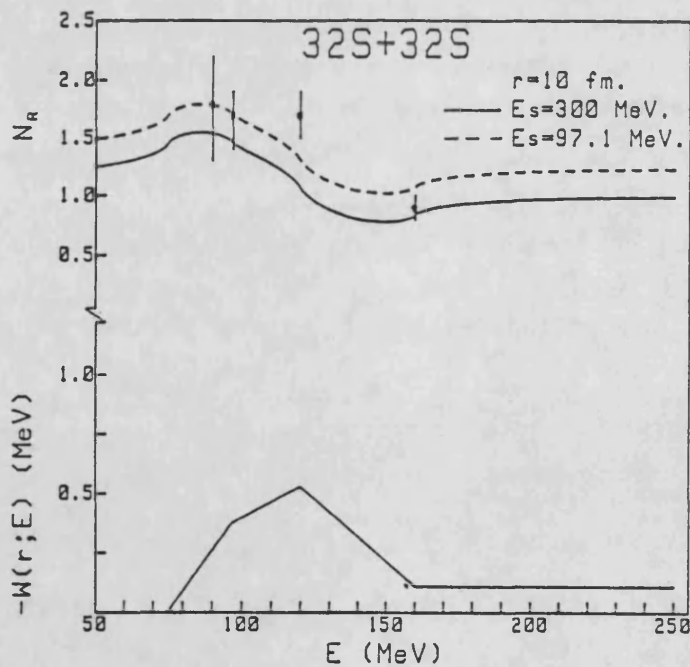


Figura 5.29.- Relación de dispersión.

Ensayo con un ajuste lineal de $W(r;E)$ y el valor correspondiente del factor de renormalización N_R para $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ calculado en $r=10.0$ fm. Los puntos circulares corresponden a los valores N_R de la tabla (5.3). En la figura se observa el efecto de la elección de R_S .

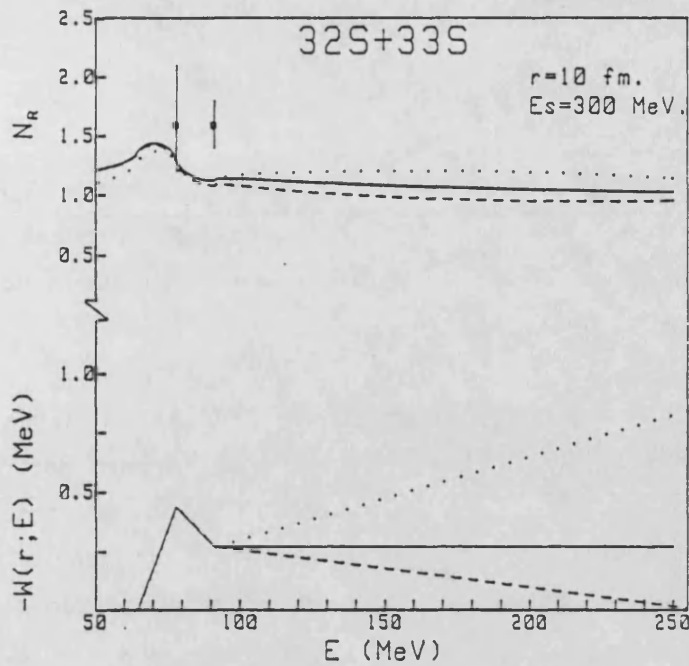


Figura 5.30.- Relación de dispersión.

Ensayo con un ajuste lineal de $W(r;E)$ y el valor correspondiente del factor de renormalización N_R para $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ calculado en $r=10.0$ fm. Los puntos circulares corresponden a los valores N_R de la tabla (5.4). En la figura se observa el efecto sobre N_R del comportamiento de $W(r;E)$ a grandes energías.

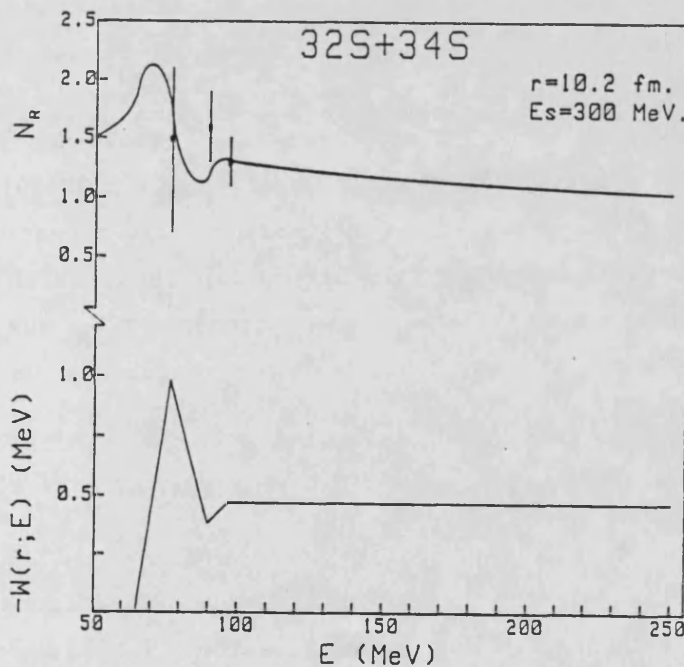


Figura 5.31.- Relación de dispersión.

Ensayo con un ajuste lineal de $W(r;E)$ y el valor correspondiente del factor de renormalización N_R para $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ calculado en $r=10.2$ fm. Los puntos circulares corresponden a los valores N_R de la tabla (5.5).

imaginario presenta una pendiente muy pronunciada entre $E_0=65$ MeV y $E_1=77$ MeV. En los sistemas $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$, figuras (5.29) y (5.30), la variación de $|W(r,E)|$ es más suave y la curva no presenta los máximos con tanta definición.

La influencia del comportamiento de $|W(r;E)|$ a altas energías sobre la curva de N_R , a energías próximas a la Barrera de Coulomb, se muestra en la figura (5.30) para el sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$. El trazo discontinuo corresponde a un decrecimiento de $|W(E;r)|$ de manera que a 300 MeV el potencial imaginario se anula, y el trazo punterado corresponde a un crecimiento de $|W(r;e)|$ de modo que para $91 < E < 300$ MeV el potencial imaginario aumenta linealmente hasta 1'0 MeV, manteniéndose cte. a partir de 300 MeV. En el primer caso, el efecto producido en la curva de N_R sobre la Barrera es poco importante, mientras que en el segundo caso se subestiman los valores de N_R sobre la Barrera; para energías superiores a la Barrera los efectos sobre N_R se invierten.

También hemos estudiado la influencia que tiene sobre la RD, ecuación (5.17), la energía de referencia E_S . Para este propósito hemos elegido el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$, figura (5.29), en el que junto a la línea continua correspondiente a la energía de referencia $E_S=300$ con $N_R=1$, representamos en trazo discontinuo los resultados obtenidos tomando como energía de referencia $E=97'09$ MeV con $V(r;97'09)=1'34$ MeV que corresponde a un factor $N_R=1'7$. Se trata de dos curvas paralelas separadas un espaciado constante, de las cuales la línea discontinua parece ser la que mejor se ajusta a los valores de N_R que habíamos obtenido en el ajuste de las distribuciones angulares de colisión elástica.

5.5.3.- Conclusiones y discusión.

Para la colisión de ^{32}S sobre ^{28}Si la RD, figura (5.28), corresponde a un simple cálculo de la ecuación (5.17) en $r=9'7$ fm. considerando que $|W(r;E)|$ se anula a 65 MeV y permanece constante e igual a 0'58 MeV para energías superiores a 97'09 MeV. El primer tramo

de $|W(r;E)|$ que condiciona el comportamiento de la RD a bajas energías cae a cero a energías inferiores a la Barrera de Coulomb que para este sistema se sitúa en torno a los 77 MeV. El máximo previsto por la RD en la curva de N_R se sitúa en torno a 90 MeV con $N_R \approx 1.9$ mientras que el valor obtenido en los ajustes del apartado (5.4.1) es $N_R=1.1$ para una energía de 77 MeV. Existe pues una grave discrepancia entre el valor encontrado en los ajustes y el predicho por la RD, a pesar de que el factor N_R se vea afectado de una gran indeterminación. En cambio a 90 MeV y a 97.09 MeV la RD predice los mismos valores para N_R que los obtenidos por los mejores ajustes de los datos experimentales, tabla (5.2), disminuyendo suavemente al aumentar la energía.

En la figura (5.29) se representan los resultados obtenidos al aplicar la RD al sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ a $r=10.0$ fm. y con un decrecimiento a cero de $|W(r;E)|$ en el intervalo de 90 a 75 MeV que corresponde a energías próximas a la Barrera ($E_{BC} \approx 80$ MeV) y con $|W(r;E)|$ constante para energías superiores a 160 MeV. Si en función del comportamiento del potencial imaginario de la figura (5.29) determinamos la curva de variación de N_R tomando como energía de referencia $E_S=300$ MeV (línea continua) las predicciones para N_R dadas por la RD no concuerdan satisfactoriamente con los valores de N_R obtenidos en los ajustes. En cambio, si calculamos la RD tomando como energía de referencia $E_S=97.09$ MeV, logramos reproducir el comportamiento de N_R con la energía a 90, 97.09 y 160 MeV, pero el factor $N_R=1.7$ obtenido a 120 MeV queda alejado de la curva (línea discontinua).

La figura (5.30) corresponde a la RD aplicada al sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ en $r=10.0$ fm. y a una energía de referencia $E_S=300$ MeV. El potencial imaginario cae a cero a 65 MeV para energías inferiores a 78.32 MeV, correspondiendo la Barrera de Coulomb a una energía de, aproximadamente, 79 MeV. Para energías superiores a 91.32 MeV se han supuesto tres comportamientos diferentes para el potencial imaginario. En el primer caso (línea continua) se ha supuesto que $|W(r;E)|=0.27$ MeV permanece constante, en el segundo caso (línea ---) $|W(r;E)|$ tiende a cero

linealmente hasta 300 MeV y en el tercer caso (línea . . .) $|W(r;E)|$ aumenta linealmente hasta 1'0 MeV a $E=300$ MeV, el resultado obtenido es una variación de N_R a energías próximas a la Barrera que se acentúa cuando $|W(r;E)|$ decrece y se suaviza cuando $|W(r;E)|$ aumenta, pero que en ningún caso reproduce los resultados obtenidos en los ajustes de las distribuciones angulares experimentales y que proporcionan un valor de $N_R=1'6$ para las dos energías de la experiencia.

Por último, en la figura (5.31) presentamos la aplicación da la RD al sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$. El potencial imaginario cae a cero a 65 MeV a partir de 77 MeV estando la Barrera de Coulomb a una energía $E_{BC}\approx 78$ MeV; para $E > 97'09$ MeV el potencial imaginario se ha elegido constante ($|W(r;E)|=0'47$). La curva de dispersión reproduce los valores de N_R a 77 y 97'09 MeV, en cambio a 90 MeV la discrepancia de los resultados es considerable.

Resumiendo, y a la vista de los resultados expuestos podemos concluir que la RD entre la parte real e imaginaria del potencial óptico predice una dependencia del factor de renormalización N_R con la energía (en virtud del comportamiento del potencial imaginario mostrado en las figuras (5.28) a (5.31)), presentando un máximo en la curva de N_R para energías cercanas a la Barrera de Coulomb y disminuyendo a ambos lados.

Este comportamiento de N_R con la energía predicho por la RD no concuerda con el comportamiento de N_R deducido de los ajustes mediante modelo óptico de los datos experimentales, tablas (5.2) a (5.5) y figuras (5.28) a (5.31). Si bien, mediante la RD hemos llegado a reproducir el comportamiento local de N_R a determinadas energías en los sistemas $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ y $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$.

Entre las posibles causas de esta discrepancia podemos apuntar que tenemos un número reducido de distribuciones angulares en cada sistema, con lo cual únicamente tenemos evidencias (a partir de los ajustes) del comportamiento de N_R y $W(r;E)$ en un reducido intervalo de

energías que no nos permite extrapolar conclusiones. Analizar un mayor número de distribuciones en un intervalo energético más amplio nos permitiría determinar un comportamiento global de N_R con la energía, y asimismo, podríamos disponer de una forma más elaborada para parametrizar el comportamiento de $|W(r;E)|$.

Otra causa posible es que el potencial imaginario presente una evolución con la energía completamente distinta a la que hemos considerado en la figura (5.27), de manera que contemplara procesos como reacciones de transferencia subculombiana o de "break-up" que modificaran el comportamiento supuesto para $|W(r;E)|$ a energías por debajo de la Barrera.

Queremos señalar que no existe un consenso general en cuanto a la elección de la distancia radial sensible "r" y a la elección de la energía de referencia, factores que también pueden influir en los cálculos.

En los sistemas que han reanalizado para estudiar el comportamiento del potencial nuclear real a bajas energías, y su variación con la energía (que podemos encontrar en las referencias^{2),3),4),5),6)}), el grado de dependencia de N_R con E varía de unos a otros. Todos tienen la característica común de tratarse de sistemas muy ligados, mientras que nuestro estudio trata de extender la aplicación de la RD a sistemas menos ligados.

5.6.- ANALISIS DE LA COLISION ELASTICA DE ^{32}S SOBRE ^{32}S MEDIANTE EL MODELO DE POTENCIAL DE CONVOLUCION CON UNA INTERACCION EFECTIVA DEPENDIENTE DE LA DENSIDAD.

5.6.1.- Análisis y resultados.

Como ya hemos apuntado en el apartado anterior el fracaso del potencial de convolución para predecir correctamente la parte real del potencial nuclear entre iones pesados puede estar causado, parcialmente, por no incluir los efectos derivados de una dependencia con la densidad en la interacción efectiva nucleón-nucleón. En el capítulo IV (párrafo 4.3) hemos expuesto el desarrollo y las aproximaciones que conducen a expresar esta dependencia con la densidad en una forma parametrizada y funcional que facilita el proceso de cálculo, expresión (4.45). También en el mismo capítulo se ha calculado el potencial de convolución para el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ utilizando una generalización de la interacción M3Y, dependiente de la densidad y que ha sido calibrada mediante una matriz de reacción realista²⁵⁾. A esta nueva interacción efectiva se le denomina DDM3Y, ecuación (4.53). En el apartado (4.3.3) ya hemos discutido las diferencias entre las formas radiales e intensidades de las dos interacciones y de los potenciales que generan para el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$. Por esta razón, en este apartado nos limitamos a discutir los ajustes que, de las distribuciones angulares experimentales, realizan los potenciales ópticos cuya parte real se ha determinado en base a las interacciones efectivas M3Y y DDM3Y.

Como precedente a este estudio señalamos el realizado recientemente por El-Azab Farid y Satchler²⁶⁾ sobre un conjunto de 10 sistemas representativos de la colisión entre iones pesados a energías entre 3 y 20 MeV por nucleón. Estos sistemas ya habían sido analizados previamente con la interacción M3Y.

Entre los sistemas que presentamos en esta memoria hemos elegido el $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ por tratarse de la colisión entre dos iones idénticos, con

lo cual la interacción efectiva es función de una única densidad.

El método de análisis es similar al empleado en el apartado (5.4.1). En la figura (5.32a) presentamos las curvas de calidad del ajuste χ^2/N en función del coeficiente de renormalización del potencial de convolución, que en este caso denominaremos por N_D . El valor de N_D junto con los parámetros del potencial imaginario que optimizan las distribuciones experimentales están consignados en la tabla (5.8). Como puede observarse la calidad de los ajustes es comparable a la obtenida en el análisis con la interacción M3Y, tabla (5.3). En la figura (5.32b) hemos representado la variación de N_D con la energía, encontrando valores de N_D próximos a la unidad que decrecen cuando aumenta la energía, figura (5.7).

E (MeV)	N_D	$-W_w$ (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N
90	$1'0^{1'2}_{0'8}$	6'5	9'220	0'230	614'8	3'7
97'09	$1'0^{1'1}_{0'8}$	51'0	8'380	0'329	809'4	1'6
120	$0'9^{1'0}_{0'7}$	58'7	7'902	0'450	1268'4	3'5
160	$0'5^{0'7}_{0'3}$	6'7	8'238	0'493	1400'0	2'7

TABLA 5.8.- Factor de renormalización y parámetros del potencial imaginario obtenidos en el análisis de la colisión elástica $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$. El potencial de convolución ha sido determinado a partir de la interacción efectiva DDM3Y, dependiente de la densidad. Los subíndices y superíndices de la columna de N_D constituyen la acotación de dicho factor.

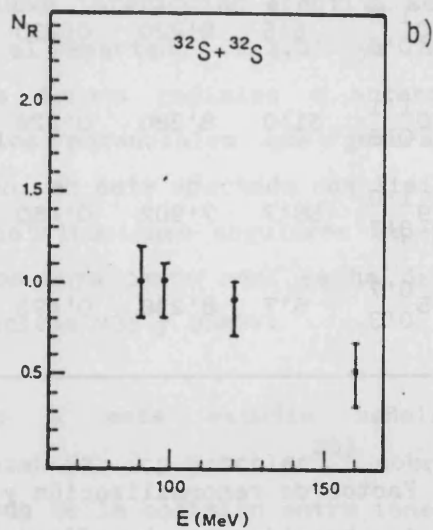
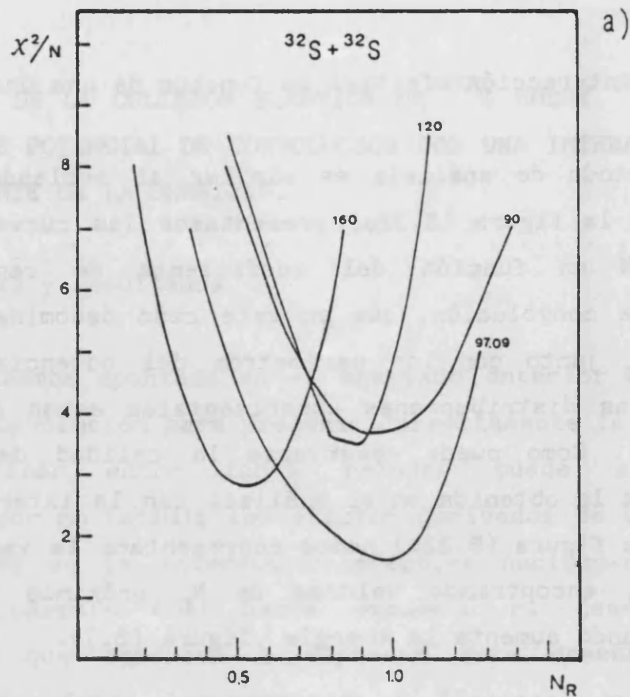


Figura 5.32.- Análisis con potencial de convolución obtenido a partir de la interacción DDM3Y.

- a) Calidad del ajuste X^2/N en función de N_R para el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$.
- b) Variación con la energía del factor N_R correspondiente al mínimo de la figura a).

En la tabla (5.9) comparamos los factores de renormalización del potencial de convolución obtenido a partir de las interacciones efectivas M3Y y DDM3Y. Hemos hallado que al introducir la dependencia con la densidad en la interacción efectiva, los factores de renormalización N_D son considerablemente inferiores a los factores N_R . Un hecho que queremos destacar es que el cociente N_D/N_R permanece constante (~ 0.6) en el intervalo energético que abarcan nuestras distribuciones angulares.

E (MeV)	N_D	N_R	N_D/N_R
90	1.0	1.8	0.56
97.09	1.0	1.7	0.59
120	0.9	1.7	0.53
160	0.5	0.9	0.56

TABLA 5.9.- Comparación entre los factores de renormalización N_D y N_R (explicación en el texto).

Estos resultados concuerdan con los del análisis efectuado por El-Azab y Satchler²⁶⁾. Ellos, para los 10 sistemas analizados han encontrado que $N_D < N_R$ y que el cociente entre N_D y N_R es $N_D/N_R = 0.7 \pm 0.1$ para energías comprendidas entre 3 y 12 MeV/nucleón, intervalo energético que se corresponde con el analizado en el sistema $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$. Otra característica común entre el análisis de El-Azab y el nuestro es que el comportamiento de N_D con la energía es del mismo tipo que se había encontrado para N_R .

En la figura (5.33) hemos representado el ajuste proporcionado por los potenciales de la tabla (5.8) a las distribuciones angulares de $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$ a 90, 97.09, 120 y 160 MeV, hallándose que reproducen correctamente los datos experimentales en todo el intervalo angular.

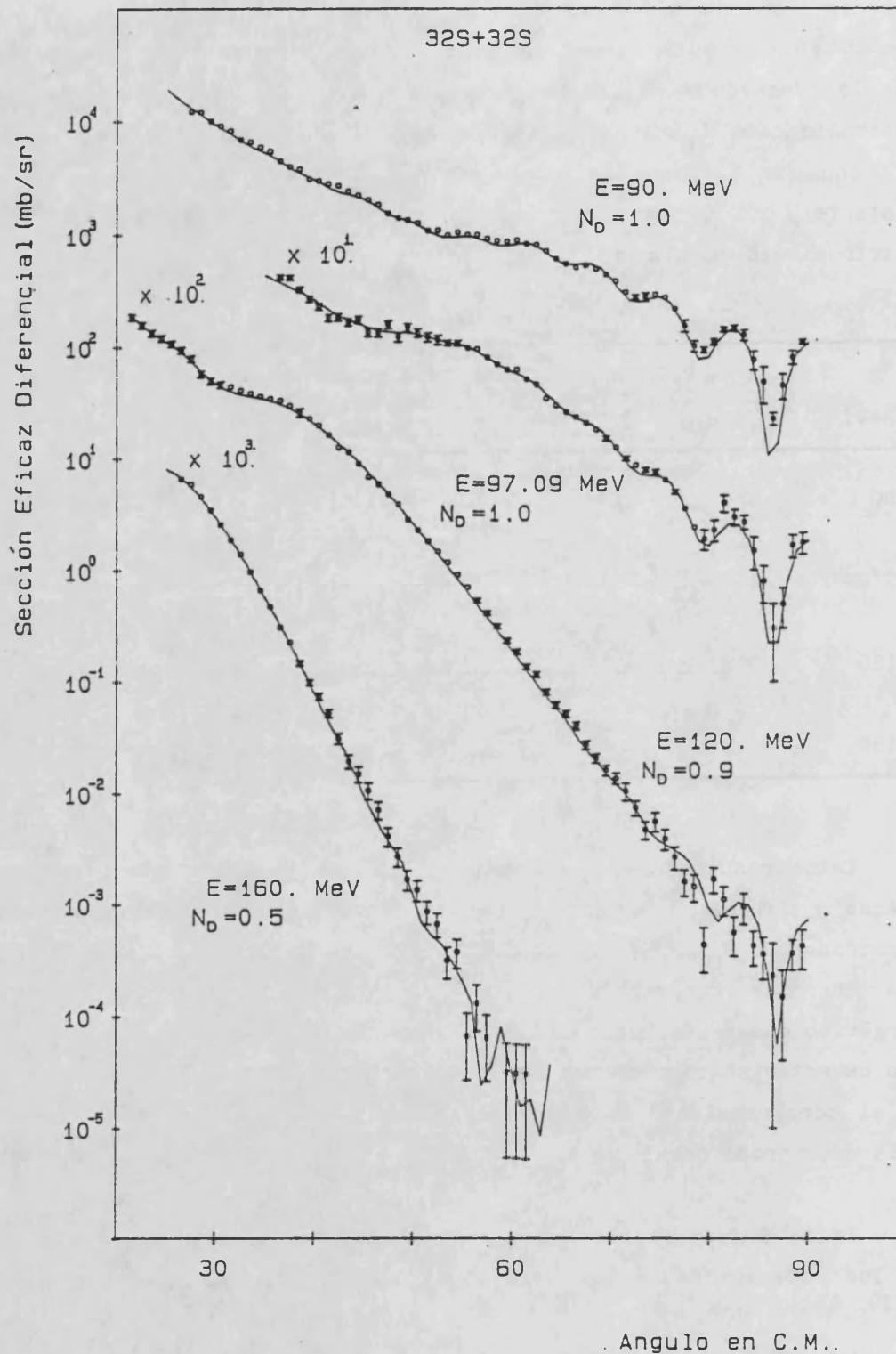


Figura 5.33.- Análisis de la colisión elástica $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ con el modelo de potencial de convolución obtenido a partir de la interacción efectiva DDM3Y.

5.6.2.- Conclusiones.

Hemos determinado el potencial de convolución para el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ a partir de la interacción efectiva M3Y a la que se ha añadido una dependencia funcional con la densidad de los iones que interaccionan y conformando así una nueva interacción efectiva que denominamos DDM3Y, ecuación (4.53).

Con este potencial de convolución para la parte real del potencial nuclear y con un potencial imaginario tipo Woods-Saxon, hemos analizado las distribuciones angulares de colisión elástica a 90, 97'09, 120 y 160 MeV de energía en coordenadas laboratorio, encontrando que el potencial de convolución ha de ser renormalizado por factores N_D muy próximos a la unidad, excepto a 160 MeV que precisa un valor de $N_D=0'5$, tabla (5.8).

El comportamiento del factor de renormalización N_D con la energía es idéntico al que tiene el factor de renormalización N_R del potencial de convolución obtenido a partir de la interacción efectiva M3Y, manteniéndose constante entre 90 y 120 MeV y cayendo bruscamente a 160 MeV, figura (5.32b).

Estos resultados son debidos a que la dependencia con la intensidad en la interacción efectiva altera la forma radial del potencial en la zona radial sensible ($r \approx 10$ fm.) tal y como se ilustra en la figura (4.8), haciendo que el potencial de convolución obtenido a partir de la interacción DDM3Y sea un 60% más intenso en esta región que el obtenido a partir de la interacción M3Y, de manera que si consideramos el valor del potencial en el radio de cruce, tabla (5.3), para cada energía, y lo comparamos con el potencial de convolución en el radio de cruce, tabla (5.10), observamos que para pasar por el punto de intersección el potencial de convolución deberá estar renormalizado por factores muy próximos a la unidad, excepto a 160 MeV en que el potencial de sobreestima aproximadamente en un factor 2 el potencial en el punto de cruce.

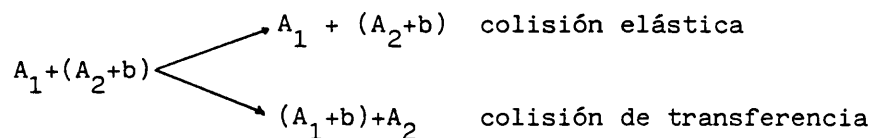
E (MeV)	R_s (fm)	$-V_{\text{cruce}}(R_s)$ (MeV)	$-V_{\text{DDM3Y}}(R_s)$ (MeV)
90	$10'0 \pm 0'1$	$1'3 \pm 0'2$	1'5
97'09	$10'1 \pm 0'1$	$1'2 \pm 0'2$	1'2
120	$10'1 \pm 0'1$	$1'0 \pm 0'2$	1'2
160	$9'5 \pm 0'1$	$1'9 \pm 0'3$	3'2

TABLA 5.10.- Comparación entre el potencial del punto de cruce, $V_{\text{cruce}}(R_s)$ y el potencial de convolución obtenido de la interacción DDM3Y en el punto de cruce (apartado 5.4.1), $V_{\text{DDM3Y}}(R_s)$. Para la colisión $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$.

5.7.- TRANSFERENCIA ELASTICA EN LAS REACCIONES $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$, $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ Y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$.

Se ha mostrado que los potenciales ópticos obtenidos en el análisis de la colisión elástica de estos sistemas son incorrectos para reproducir las distribuciones angulares a grandes ángulos. Por otra parte, en las colisiones de ^{32}S sobre núcleos de la capa (s,d) con subcapas cerradas se ha observado²⁷⁾ la transferencia de una partícula α , así como la de varios nucleones. Estas razones nos inclinan a considerar con más certidumbre la hipótesis de que las oscilaciones observadas a grandes ángulos, en las secciones eficaces de colisión elástica de los sistemas estudiados, se deben a las interferencias entre la colisión difusión potencial y la transferencia elástica de una partícula α en el sistema $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$, ó la de 1 ó 2 neutrones en las colisiones $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$.

La transferencia elástica de una subestructura puede describirse mediante el siguiente esquema:



donde A_1 y A_2 son los "cores" idénticos de los núcleos que interaccionan y b es la subestructura que se transfiere durante la colisión. La reacción de transferencia se puede interpretar como que tiene lugar un cambio de identidad entre los dos fragmentos, que conduce en la vía final a la fragmentación inicial. Por esta razón es imposible de distinguirla experimentalmente de la colisión elástica.

Entre las características más significativas podemos señalar dos:

- La transferencia elástica debe ser más importante cuando la partícula transferida, b , esté más débilmente unida a los "cores" A_1 y A_2 .

- La transferencia se produce, sobre todo, para grandes ángulos, mientras que para ángulos pequeños domina la colisión potencial.

La relación existente entre el ángulo de colisión y el mecanismo de la reacción para los procesos elásticos y los de transferencia, se ilustra en la figura (5.34).

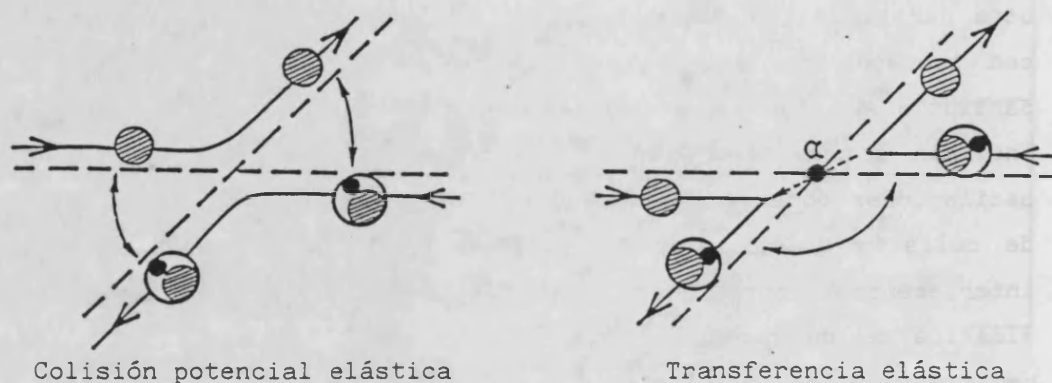


Figura 5.34.- Representación esquemática de una colisión potencial y de un proceso de transferencia elástico.

El método semiclásico de análisis de las reacciones de transferencia establece que la amplitud de colisión $f(\theta)$ es la suma de las de colisión elástica $f_1(\theta)$ y la de transferencia $f_t(\pi-\theta)$

$$f(\theta) = f_1(\theta) + f_t(\pi-\theta) \quad (5.19)$$

y la sección eficaz vendrá dada por la expresión

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_1(\theta) + f_t(\pi-\theta)|^2 = |f_1(\theta)|^2 + |f_t(\pi-\theta)|^2 + 2|f_1(\theta)||f_t(\pi-\theta)| \quad (5.20)$$

cuyo último término corresponde a la interferencia causante de la estructura oscilatoria. Mediante la aproximación semiclásica, Mermaz

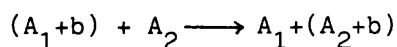
et al.²⁸⁾ han descrito correctamente las distribuciones angulares de $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ bajo el punto de vista de la transferencia de una partícula α y de un par de neutrones respectivamente.

Sin embargo, aquí vamos a considerar un tratamiento no perturbativo, que incluye las transferencias múltiples y secuenciales de partículas entre dos núcleos que colisionan, que ha sido introducido por Von Oertzen et al.⁸⁾ en base a la teoría de combinación lineal de orbitales nucleares (LCNO). Esta teoría ya ha sido aplicada con éxito a la transferencia de una y dos partículas α y de uno y dos nucleones²⁹⁾.

Nuestro propósito en este apartado es exponer el cuadro teórico de este análisis y su aplicación para describir la estructura oscilatoria presente a grandes ángulos en las distribuciones de $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$. También incluimos los resultados del análisis para el sistema $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ realizado por L. Stuttgé³⁰⁾.

5.7.1.- Cuadro teórico del análisis.

Consideramos la reacción



en la que A_1 y A_2 son dos cores idénticos y b una subestructura intercambiada entre ellos. Si consideramos el hecho de que se cumpla que $b \ll A_1, A_2$, de acuerdo con la notación de la figura (5.35), el Hamiltoniano del sistema se puede expresar como:

$$H(\vec{R}, \vec{r}) = \mathcal{H}(\vec{R}) + h(\vec{R}, \vec{r})$$

con:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(\vec{R}) &= \frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}_R^2 + V_{A_1, A_2}(R) \\ h(\vec{R}, \vec{r}) &= \frac{\hbar^2}{2m_b} \vec{\nabla}_r^2 + V_{A_1, b}(r_1) + V_{A_2, b}(r_2) \end{aligned}$$

(5.21)

siendo $m = M_A/2$, la masa reducida del sistema formado por los dos "cores" idénticos; $V_{A_1, A_2}(R)$, el potencial de interacción "core-core" y $V_{A_i, b}$ el potencial de interacción entre la partícula transferida y el "core" A_i .

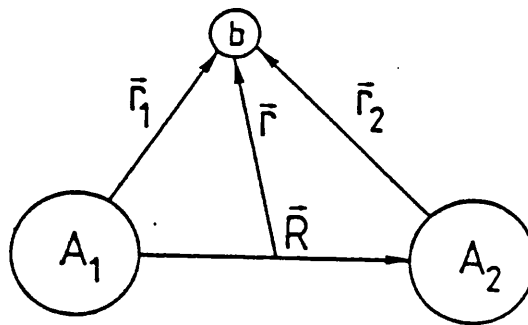


Figura 5.35.- Configuración para el sistema con una subestructura orbitando alrededor de los dos "cores" nucleares.

La partícula b puede pertenecer a cada uno de los dos "cores", y las funciones de onda interna $\phi_{A_1 b}(\vec{r}_1)$ y $\phi_{A_2 b}(\vec{r}_2)$ no son simétricas al intercambiar A_1 por A_2 . Si P_{12} es el operador de intercambio, al actuar sobre cada una de las funciones de onda internas tendremos:

$$\begin{aligned} P_{12} \phi_{A_1 b}(\vec{r}_1) &= \phi_{A_2 b}(\vec{r}_2) \\ P_{12} \phi_{A_2 b}(\vec{r}_2) &= \phi_{A_1 b}(\vec{r}_1) \end{aligned} \quad (5.22)$$

y por consiguiente, será más cómodo elegir como funciones de onda internas las funciones propias del operador P_{12} ,

$$\begin{aligned}\phi_+(\vec{r}, \vec{R}) &= (N_+)^{-1/2} (\phi_{A_1 b}(\vec{r}_1) + \phi_{A_2 b}(\vec{r}_2)) \\ \phi_-(\vec{r}, \vec{R}) &= (N_-)^{-1/2} (\phi_{A_1 b}(\vec{r}_1) - \phi_{A_2 b}(\vec{r}_2))\end{aligned}$$

(5.23)

con : $N_{\pm} = 2(1 \pm \Delta(R))$ y $\Delta(R) = \langle \phi_{A_1 b} | \phi_{A_2 b} \rangle$

La dependencia con la separación entre A_1 y A_2 , \vec{R} , se introduce en la expresión de la normalización N_{\pm} . La integral $\Delta(R)$ tiende a cero cuando R tiende a infinito, y en la práctica para los valores de R que intervienen en nuestros procesos, $\Delta(R)$ es despreciable²⁹⁾.

La función de onda total del sistema, Ψ , es una combinación lineal de las funciones de onda internas, ecuación (5.23), y de las funciones de onda del movimiento relativo de los dos "cores", es decir:

$$\Psi(\vec{R}, \vec{r}) = F_+(\vec{R}) \phi_+(\vec{r}, \vec{R}) + F_-(\vec{R}) \phi_-(\vec{r}, \vec{R}) \quad (5.24)$$

La función de onda total debe ser simétrica al intercambio entre A_1 y A_2 , lo cual implica que la función F_+ debe ser par y F_- impar. Por tanto, si efectuamos el desarrollo en ondas parciales de las funciones F , en el de F_+ únicamente intervendrán valores pares del momento cinético l , mientras que en el de F_- únicamente intervendrán las del l impar, por ser la paridad de las ondas parciales $(-1)^l$.

La ecuación de Schrödinger para el sistema es:

$$H(\vec{R}, \vec{r}) \Psi(\vec{R}, \vec{r}) = E \Psi(\vec{R}, \vec{r}) \quad (5.25)$$

y que proyectada sobre cada una de las funciones internas se obtiene :

$$\begin{aligned}\langle \phi_+ | H - E | \Psi \rangle &= 0 \\ \langle \phi_- | H - E | \Psi \rangle &= 0\end{aligned}\tag{5.26}$$

Si consideramos para el Hamiltoniano la expresión (5.21), al desarrollar las expresiones (5.26) en el marco de la aproximación adiabática ($T_R | \dot{\phi}_\pm \rangle = 0$) con las funciones de onda ortonormales ϕ_\pm , se obtiene un sistema de ecuaciones desacopladas para las funciones de onda relativas

$$\left[H + \langle \phi_+ | h | \phi_+ \rangle - E \right] | \dot{F}_+ \rangle = 0\tag{5.27}$$

$$\left[H + \langle \phi_- | h | \phi_- \rangle - E \right] | \dot{F}_- \rangle = 0\tag{5.28}$$

A partir de ahora emplearemos la siguiente notación simplificada:

$$\begin{aligned}\phi_i &= \phi_{A_i b} \\ V_i &= V_{A_i b}\end{aligned}$$

Vamos a desarrollar con detalle la ecuación (5.27). Se puede escribir $h = h_1 + V_2 = h_2 + V_1$ con $h_1 \phi_1 = \epsilon_1 \phi_1$ y $h_2 \phi_2 = \epsilon_2 \phi_2$; siendo por simetría $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, las energías moleculares. Con ello, el término $\langle \phi_+ | h | \phi_+ \rangle$ se escribe como:

$$\begin{aligned}& \frac{1}{2} \langle (\phi_1 + \phi_2) | \left\{ \begin{array}{l} h_1 + V_2 \\ h_2 + V_1 \end{array} \right\} | (\phi_1 + \phi_2) \rangle = \\ & = \frac{1}{2} \left[\langle \phi_1 | h_1 | \phi_1 \rangle + \langle \phi_2 | h_2 | \phi_2 \rangle + \langle \phi_1 | V_2 | \phi_1 \rangle + \langle \phi_2 | V_1 | \phi_2 \rangle + \right. \\ & \left. + \langle \phi_1 | V_2 | \phi_2 \rangle + \langle \phi_2 | V_1 | \phi_1 \rangle + \langle \phi_1 | h_1 | \phi_2 \rangle + \langle \phi_2 | h_2 | \phi_1 \rangle \right]\end{aligned}\tag{5.29}$$

cuyos dos últimos términos son nulos. Si definimos

$$\begin{aligned}K(R) &= \langle \phi_1 | V_2 | \phi_1 \rangle = \langle \phi_2 | V_1 | \phi_2 \rangle \\ J(R) &= \langle \phi_1 | V_2 | \phi_2 \rangle = \langle \phi_2 | V_1 | \phi_1 \rangle\end{aligned}\tag{5.30}$$

la ecuación (5.27) es:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_R^2 + V_{A_1 A_2}(R) + \epsilon + K(R) + J(R) - E \right] F_+(R) = 0 \quad (5.31)$$

y análogamente la (5.28) es:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_R^2 + V_{A_1 A_2}(R) + \epsilon + K(R) - J(R) - E \right] F_-(R) = 0 \quad (5.32)$$

A la integral $J(R)$, ecuación (5.30) se le denomina integral de intercambio.

Como toda función que posee simetría axial, las funciones F se pueden desarrollar en serie de polinómios de Legendre. Y considerando su paridad, el desarrollo está dado por:

$$F_+(R) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(4l+1) u_{2l}(kR)}{kR} P_{2l}(\cos\theta)$$

$$F_-(R) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(4l+1) u_{2l+1}(kR)}{kR} P_{2l+1}(\cos\theta) \quad (5.33)$$

Las amplitudes pares e impares se pueden determinar a partir de la solución de la ecuación de onda radial

$$\left\{ \frac{d^2}{dR^2} - \frac{l(l+1)}{R^2} - \frac{2m}{\hbar^2} [V_{\text{opt}}(R) + (-1)^l J(R)] + k^2 \right\} u_l(R) = 0 \quad (5.34)$$

donde $V_{\text{opt}}(R)$ engloba a los términos $V_{A_1 A_2}(R) + K(R)$ y en $V_{A_1 A_2}(R)$

intervienen la parte nuclear real y culombiana de la interacción. Si $J(R)=0$, es decir, si no hay transferencia de la subestructura b, la ecuación (5.34) se reduce a una ecuación de Schrödinger de modelo óptico.

Así pues, si consideramos la transferencia de partículas en la colisión elástica, la ecuación (5.34) nos permite calcular las amplitudes de colisión a condición de introducir un potencial cuya parte real incluya una dependencia con la paridad.

El signo del término de intercambio, $J(R)$, es de una gran importancia, pues dependiendo que sea + ó - la contribución principal al potencial será debida a las ondas pares ó a las impares. A partir de su propia definición, ecuación (5.30), podemos aproximar $J(R)$ por la expresión

$$J(R) = \langle \phi_1 | V_1 | \phi_2 \rangle = \bar{V}_1(R) \langle \phi_1 | \phi_2 \rangle = \bar{V}_1 \Delta_S \quad (5.35)$$

donde V_1 es el valor promedio de la interacción $V_{A_1 b}$ en la región de solapamiento entre los "cores" A_1 y A_2 . Asintóticamente, para R suficientemente grande, la mayor contribución del término Δ_S viene dada por las componentes radiales de ϕ_i , $Y_{lm_1}(\hat{r}_i)$, que poseen el valor más pequeño de $|m_1|$, ya que estas son las que poseen una distribución más "prolate". El signo de Δ_S viene determinado por signo relativo de $Y_{lm_1}^*(\hat{r}_1)$ y $Y_{lm_1}(|R-r_1|)$, que es $(-1)^{l-|m_1|}$. Puesto que el valor más pequeño posible de $|m_1|$ para un m_j dado es $|m_1|=|m_j|-s$, siendo s el spin de la subestructura b, el signo de $J(R)$ será ⁸⁾:

$$\text{signo}[J(R)] = \text{signo}\left[\bar{V}_1 (-1)^{l-|m_j|+s}\right] \quad (5.36)$$

donde l , m_1 , j y m_j son los números cuanticos que caracterizan al estado ϕ_i . El signo de \bar{V}_1 será negativo si el responsable del transfer es la interacción nuclear, mientras que si es la interacción culombiana, el signo de \bar{V}_1 será positivo.

Buttle y Goldfarb³¹⁾ han propuesto una aproximación simple del término $J(R)$ para valores grandes de R :

$$J(R) \approx \left[\frac{(\Theta N)^2 E_B}{\beta^3} \right] \frac{\exp(-\beta R)}{\beta R} \quad (5.37)$$

con:

$$\beta = \hbar (2 m_b E_B)^{1/2}$$

E_B = energía de ligadura de la subestructura

m_b = masa de la subestructura

Θ = factor espectroscópico

N = cte. de normalización de la función de onda.

Esta parametrización de $J(R)$ justifica la elección de un término de intercambio que tenga el mismo factor de forma que el potencial real.

5.7.2.- Aplicación y resultados.

Vamos a utilizar en nuestro análisis el potencial de convolución tal y como ha sido definido en el capítulo IV, ya que éste tiene un comportamiento más próximo a la función exponencial para grandes distancias y su base microscópica reduce el número de parámetros.

El potencial óptico utilizado es

$$V_{\text{opt}} = V_f(r) \left[1 + (-1)^l V_{pp} \right] + iW(r) + V_C(r) \quad (5.38)$$

donde V_{pp} es una constante que se ajusta para reproducir las oscilaciones de las distribuciones angulares a grandes ángulos, y que vamos a caracterizar cualitativamente por su signo y por su variación con la energía. $W(r)$ es de tipo Woods-Saxon y $V_C(r)$ es el potencial de Coulomb.

Los sistemas han sido analizados con todos los puntos experimentales de la distribución, poniendo especial atención en la calidad del ajuste de la estructura oscilatoria a grandes ángulos pues son los procesos de transferencia los causantes de este comportamiento. Por esta razón hemos optado por no renormalizar, en los ajustes, el potencial de convolución con el fin de evitar introducir un nuevo parámetro que enmascare el comportamiento de V_{pp} con la energía.

Tanto la colisión de ^{32}S sobre ^{33}S como la de ^{32}S sobre ^{34}S , se han estudiado bajo el punto de vista de que la transferencia se produce en una sola etapa (un neutrón en el primer caso y un di-neutrón en el segundo). Debido a su simetría, en el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ unicamente intervienen las ondas pares y por lo tanto no tiene ningún objeto para este sistema que estudiemos la dependencia de la paridad en el potencial óptico. En el proceso de cálculo, realizado por el código ECIS, hemos realizado búsquedas sobre V_{pp} , W_w , R_w y a_w .

En la figura (5.36) se representan las curvas obtenidas para la colisión de $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ a 78'32 y 91'32 MeV. Los parámetros del potencial imaginario y el término de intercambio V_{pp} están consignados en la tabla (5.11). A 78'32 MeV los ajustes teóricos de los datos experimentales son muy insensibles a los valores de V_{pp} , hecho que queda reflejado en la figura (5.36) puesto que los ajustes realizados con valores de $V_{pp}=0'1, 0'2$ y $0'3$ son indistinguibles entre sí. Esto, en cambio, no ocurre con la distribución de 91'32 MeV, donde hemos encontrado que el potencial que mejor ajusta la estructura oscilatoria corresponde a un valor del término de intercambio $V_{pp}=0'2$. El signo del factor de forma dependiente de la paridad es de crucial importancia y queda definido sin ambigüedad a 91'32 MeV como queda patente en la figura (5.37) en la que se ha representado el ajuste del mismo potencial de la figura (5.36) pero cambiando el signo de V_{pp} (es decir $V_{pp}=-0'2$). El efecto producido al considerar $V_{pp} < 0$ es un desfase de las oscilaciones respecto de las experimentales, reproduciendo incorrectamente esta zona de la distribución. El hecho

de cambiar el signo de V_{pp} no parece tan relevante a 78'32 MeV como se desprende de los ajustes de la figura (5.37).

E (MeV)	V_{pp}	$-W_w$ (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N	Figura
78'32	0'1	8'7	9'034	0'533	495'2	2'9	(5.36)
	0'2	5'1	9'540	0'460	486'7	2'9	(5.36)
	-0'2	5'1	9'540	0'460	486'7	3'7	(5.37)
	0'0	5'1	9'540	0'460	487'0	3'1	(5.37)
	0'3	6'3	9'368	0'488	493'7	3'0	(5.36)
91'32	0'2	7'5	8'691	0'546	794'4	8'8	(5.36)
	-0'2	7'5	8'691	0'546	794'4	12'3	(5.37)
	0'0	7'5	8'691	0'546	795'1	9'9	(5.37)

TABLA 5.11.- Parámetros del potencial imaginario, término de intercambio, sección eficaz de reacción y valor de chi-cuadrado correspondientes a cálculos de LCNO para el sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$.

El signo positivo que hallamos para V_{pp} concuerda con el predicho por Baye et al.³²⁾ y nos indica que el potencial (5.38) es más profundo para las ondas pares que para las impares. Si omitimos la dependencia en l del potencial nuclear real, es decir $V_{pp}=0$, el potencial óptico no es capaz de reproducir la estructura oscilatoria de la distribución.

En el análisis con el modelo de LCNO de la transferencia de 2

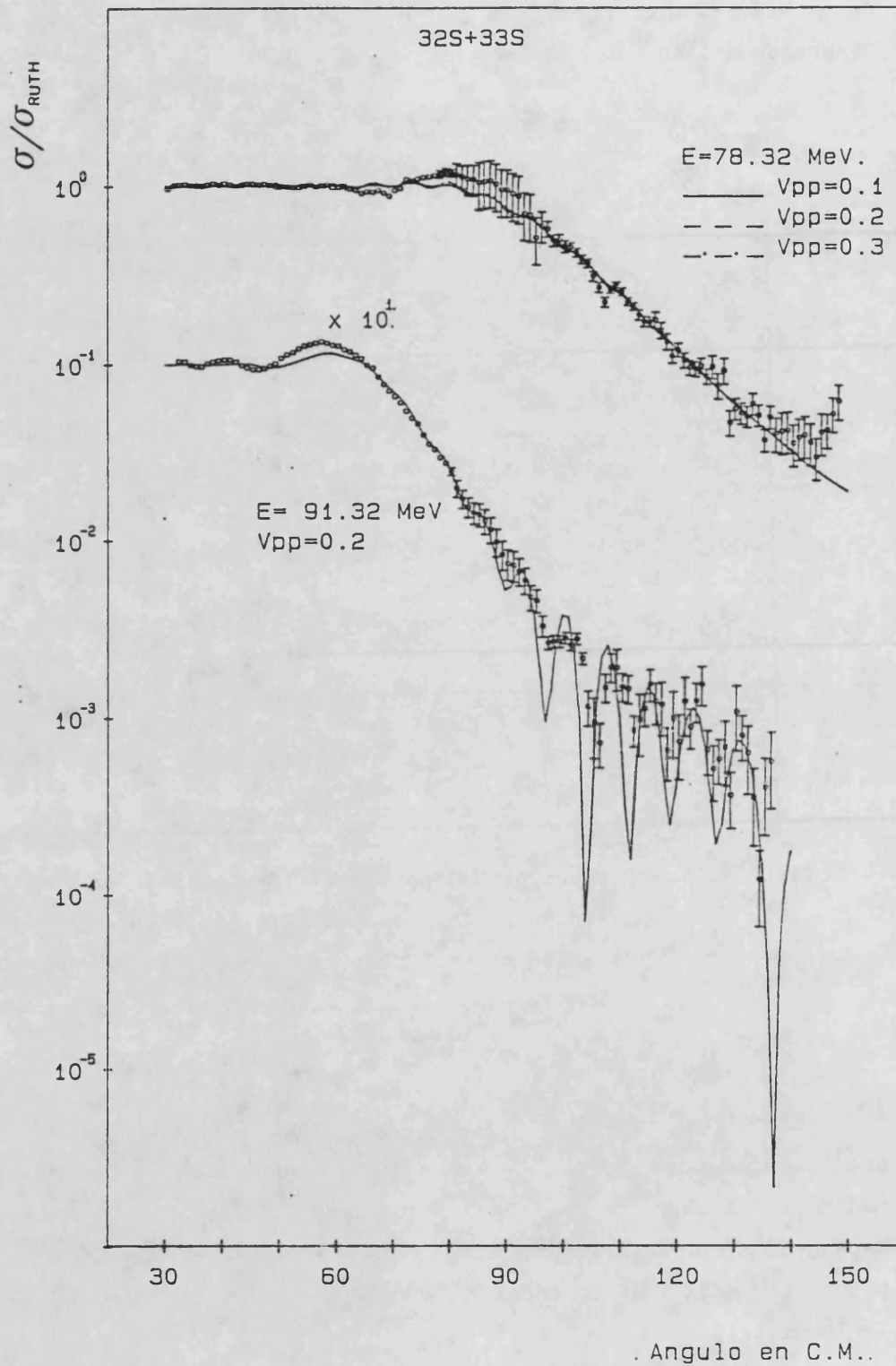


Figura 5.36.- Distribuciones angulares de colisión elástica del sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$. Las curvas de trazo continuo corresponden a los cálculos de transferencia de un neutrón con el modelo LCNO.

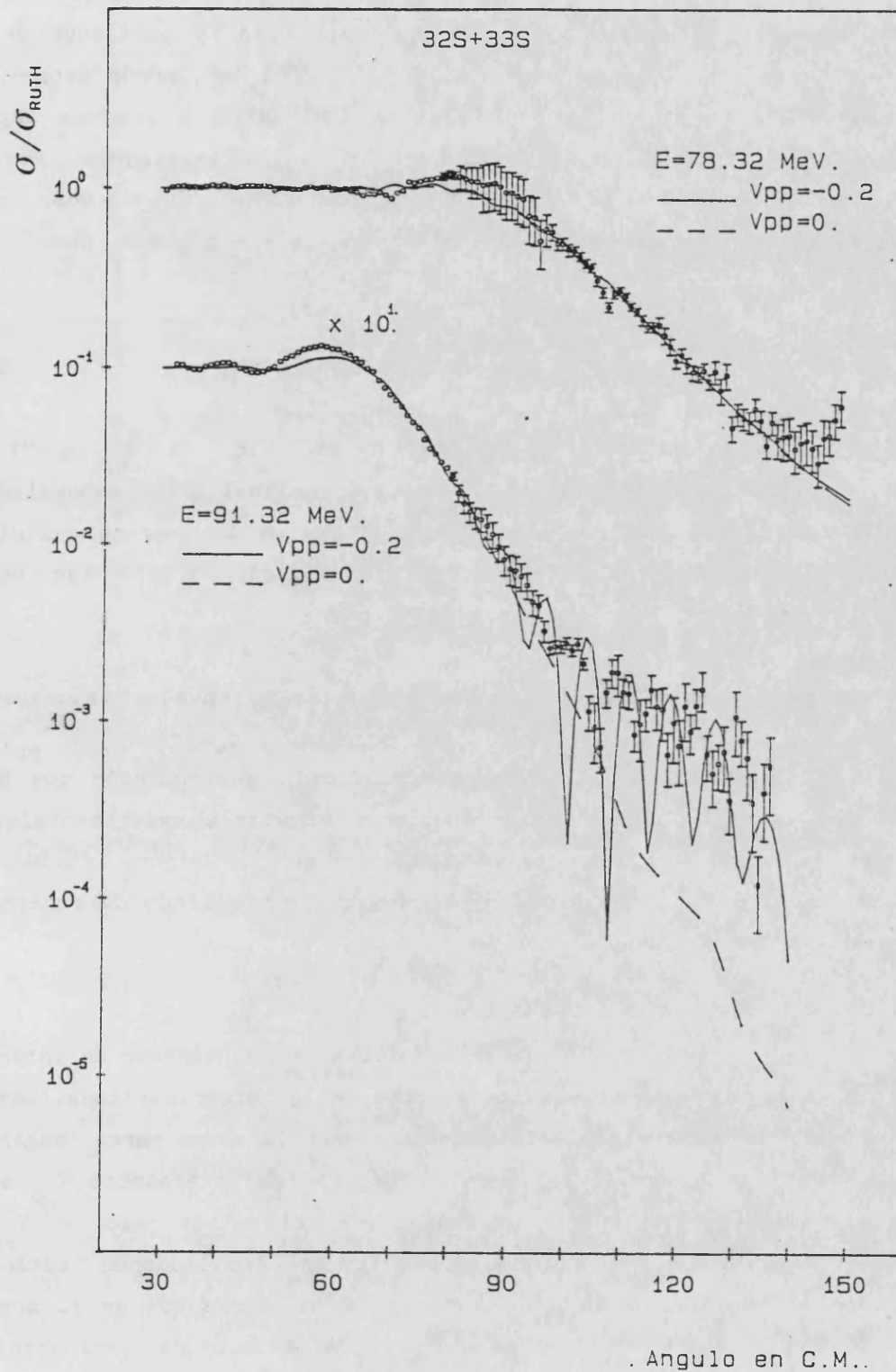


Figura 5.37.- Distribuciones angulares de colisión elástica del sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$. Las curvas corresponden a las transferencias de un neutrón con el modelo LCNO. Los valores del factor V_{pp} ($V_{pp} = 0$, línea continua y $V_{pp} = -0.2$ línea discontinua) son distintos de los que ofrece la experiencia y se estudia su efecto en los ajustes.

neutrones en el sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ hemos estudiado la dependencia de V_{pp} con el valor de la energía incidente. Para ello, y partiendo de las distribuciones angulares completas a 90 y 97'09 MeV, hemos determinado los valores de V_{pp} que mejor ajustan los datos a grandes ángulos manteniendo fijos los parámetros del potencial imaginario. Con los valores obtenidos a 90 ($V_{pp}=0'167$) y 97'09 MeV ($V_{pp}=0'085$) hemos supuesto una dependencia lineal de V_{pp} con la energía dada por:

$$V_{pp} = -0'0116 E + 1'208 \quad (5.39)$$

y a partir de ella hemos extrapolado el valor de V_{pp} a 77 MeV ($V_{pp}=0'315$). Los parámetros del potencial imaginario correspondiente a estos ajustes se muestran en la tabla (5.12); y las curvas calculadas con estos parámetros son los de la figura (5.38), las cuales reproducen bien la fase de las oscilaciones.

Los ajustes obtenidos en la figura (5.38) pueden mejorarse si ajustamos simultáneamente, para cada energía, los parámetros V_{pp} , W_w , R_w y a_w . Los valores de los parámetros y la reproducción que hacen estos potenciales de las distribuciones angulares experimentales se pueden observar en la tabla (5.12) y en la figura (5.39). La dependencia de V_{pp} con la energía se sigue manteniendo de manera que V_{pp} disminuye al aumentar E.

En la figura (5.40) vemos la influencia del término de intercambio y el signo del mismo en los ajustes de las distribuciones. Los potenciales que determinan estas curvas tienen la misma parte imaginaria que los de la figura (5.39) pero el término de intercambio V_{pp} se ha cambiado de signo o bien se ha anulado. En el primer caso, si $V_{pp} < 0$ los potenciales ofrecen un ajuste cuyas oscilaciones están en Oposición de fase con las experimentales; mientras que en el segundo caso, $V_{pp}=0$, las curvas carecen de toda estructura oscilatoria a grandes ángulos. De ello deducimos que el potencial para el sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ es más profundo para las ondas pares que para las impares.

E (MeV)	V_{pp}	$-W_w$ (MeV)	R_w (fm)	a_w (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N	Figura
77	0'315	8'8	9'044	0'492	457'2	18'0	(5.38)
90	0'167	8'8	9'044	0'492	867'6	15'3	(5.38)
97'09	0'085	8'8	9'044	0'492	1042'1	10'6	(5.38)
77	0'345	4'1	9'889	0'387	493'8	9'2	(5.39)
	-0'345	4'1	9'889	0'387	493'9	17'2	(5.40)
	0'0	4'1	9'889	0'387	494'9	11'2	(5.40)
90	0'207	5'6	8'867	0'567	827'3	12'5	(5.39)
	-0'207	5'6	8'867	0'567	826'8	28'3	(5.40)
	0'0	5'6	8'867	0'567	828'2	16'4	(5.40)
97'09	0'103	16'7	8'377	0'523	981'6	6'9	(5.39)
	-0'103	16'7	8'377	0'523	981'6	18'1	(5.40)
	0'0	16'7	8'377	0'523	981'7	9'9	(5.40)

TABLA 5.12.- Parámetros del potencial imaginario, término de intercambio, sección eficaz de reacción y valor chi-cuadrado correspondientes a los cálculos de LCNO para el sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$.

El comportamiento de V_{pp} con la energía en la colisión $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ (30), sigue las mismas pautas que el que hemos encontrado nosotros para el sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$. El análisis de la transferencia de una partícula α entre ^{32}S y ^{28}S , según el modelo LCNO (30), se ha realizado parametrizando el potencial, al igual que en esta memoria, según la ecuación (5.38), y con el mismo potencial de convolución que

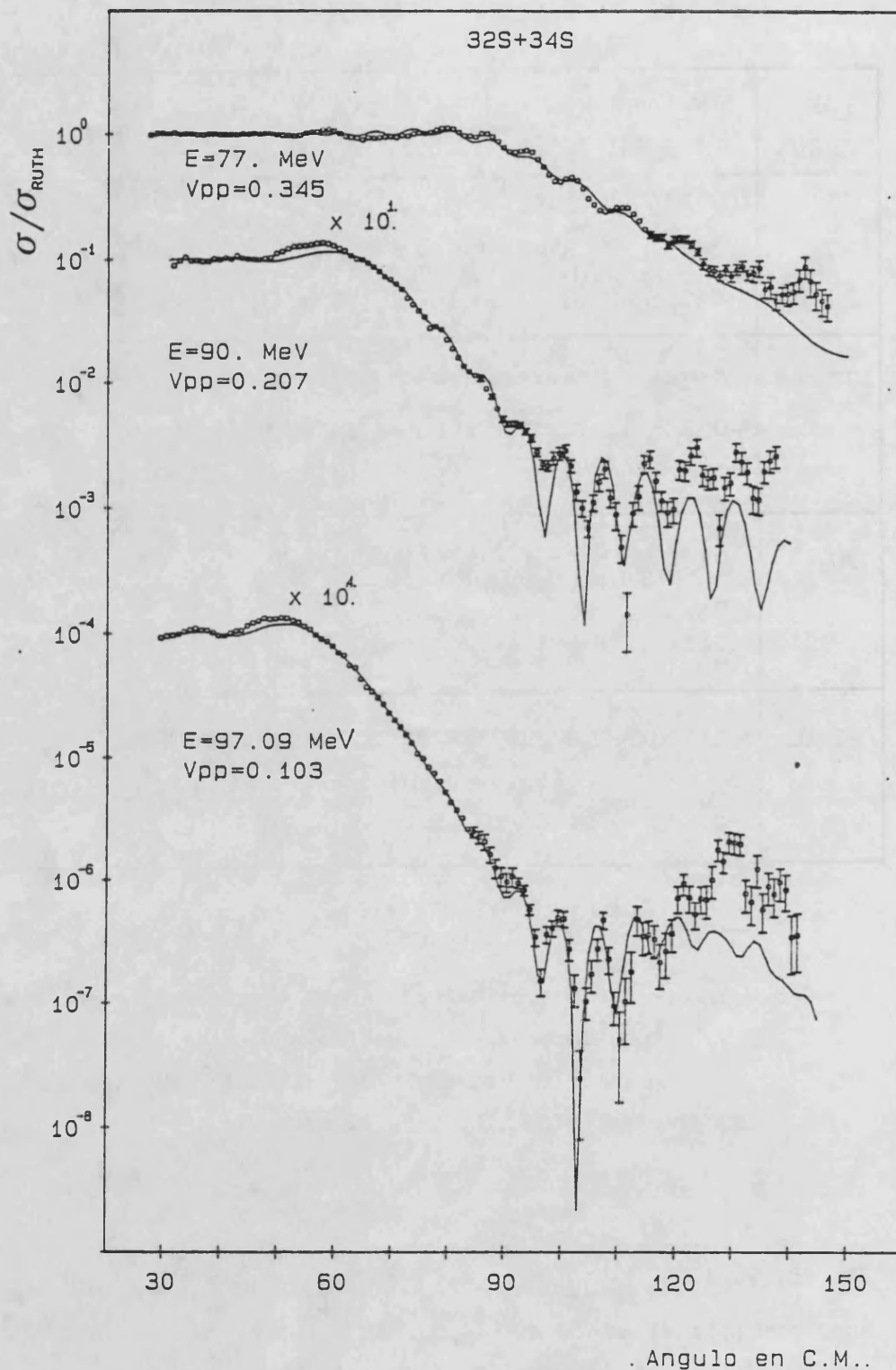


Figura 5.38.- Distribuciones angulares de colisión elástica del sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$. Las curvas de trazo continuo corresponden a la transferencia de dos neutrones con el modelo LCNO. El potencial imaginario se ha tomado independiente de la energía.

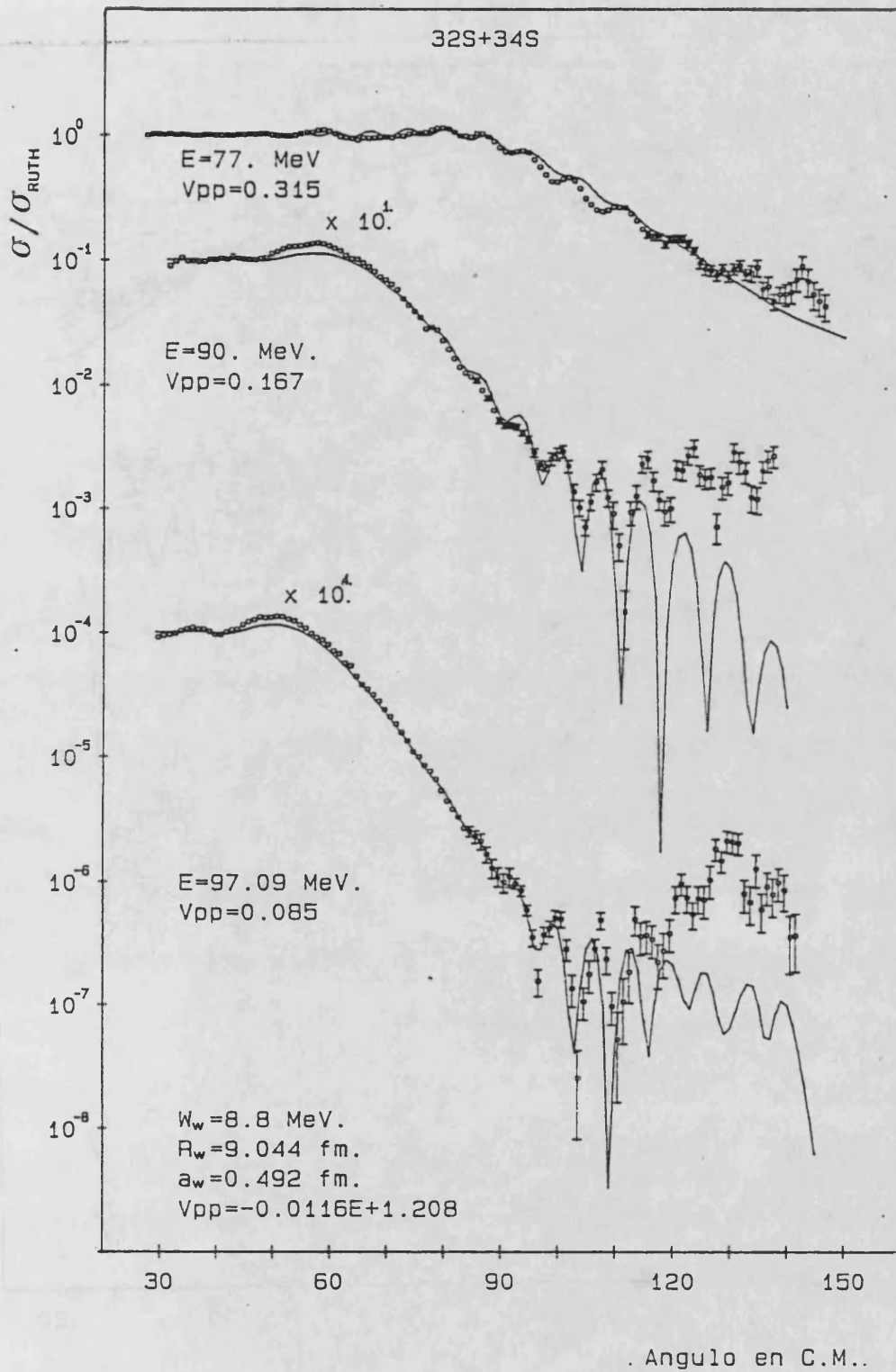


Figura 5.39.- Distribuciones angulares de colisión elástica del sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$. Las curvas de trazo continuo corresponden a la transferencia de dos neutrones con el modelo LCNO.

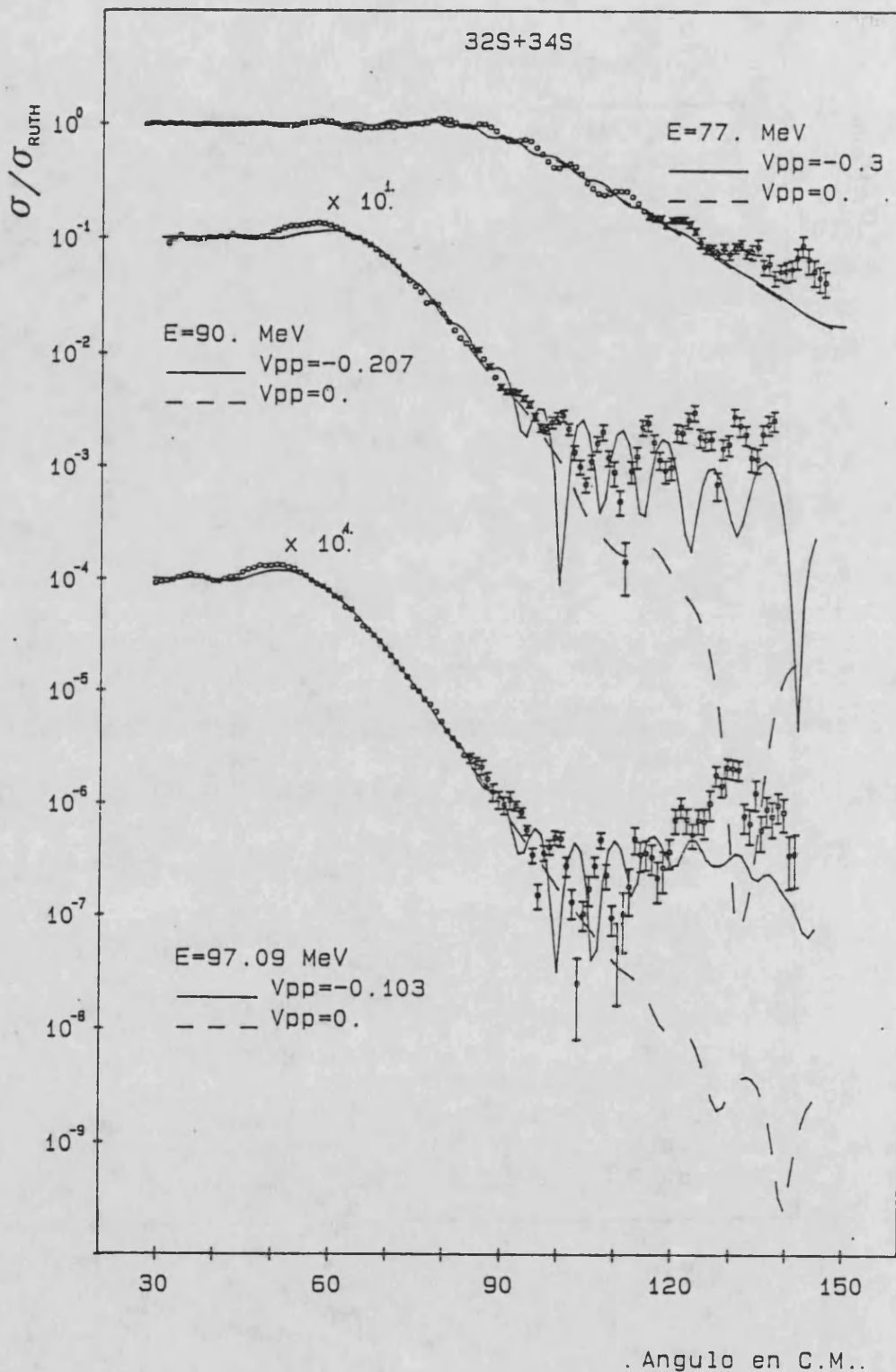


Figura 5.40.- Distribuciones angulares de colisión elástica del sistema $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$. Las curvas corresponden a la transferencia de dos neutrones con el modelo LCNO. Los valores del factor V_{pp} ($V_{pp} < 0$, línea continua y $V_{pp} = 0$, línea discontinua) son distintos de los que ofrece la experiencia y se estudia su efecto en los ajustes.

hemos determinado en el capítulo IV para este sistema. Las distribuciones angulares experimentales de colisión elástica de ^{32}S sobre ^{28}Si son reproducidas correctamente incluso a grandes ángulos con un potencial imaginario ($W_w = -7\text{MeV}$, $R_w = 8.466\text{fm.}$, $a_w = 0.564\text{fm.}$) independiente de la energía y con una dependencia lineal de V_{pp} dada por la ecuación $V_{pp} = 0.36 - 0.003E$. Los resultados obtenidos establecen que $V_{pp} > 0$, concordando con las predicciones de Baye et al.³²⁾.

5.7.3.- Conclusiones.

Hemos observado que, mediante la aproximación de la combinación lineal de órbitas nucleares (LCNO)⁶, podemos tratar el intercambio de una subestructura inerte entre dos cores idénticos introduciendo un término dependiente de la paridad en el potencial que describe la interacción entre los dos núcleos, ecuación (5.38).

El estudio de la vía elástica de las colisiones de ^{32}S sobre ^{28}Si , ^{33}S y ^{34}S , con la ayuda de este formalismo, permite una buena reproducción de los resultados experimentales (entendiendo por tal la reproducción de fase amplitud y periodo de las oscilaciones) si se introduce:

- a) Un potencial más profundo para las ondas pares que para las impares ($V_{pp} > 0$ para los 3 sistemas). Esta característica produce un efecto de escalonamiento entre las ondas pares e impares al representar los módulos de los elementos de la matriz de colisión $|S_1|$ en función del momento cinético. El efecto es perfectamente observable en las figuras (5.41) y (5.42).
- b) Una disminución del término de intercambio V_{pp} al aumentar la energía incidente.

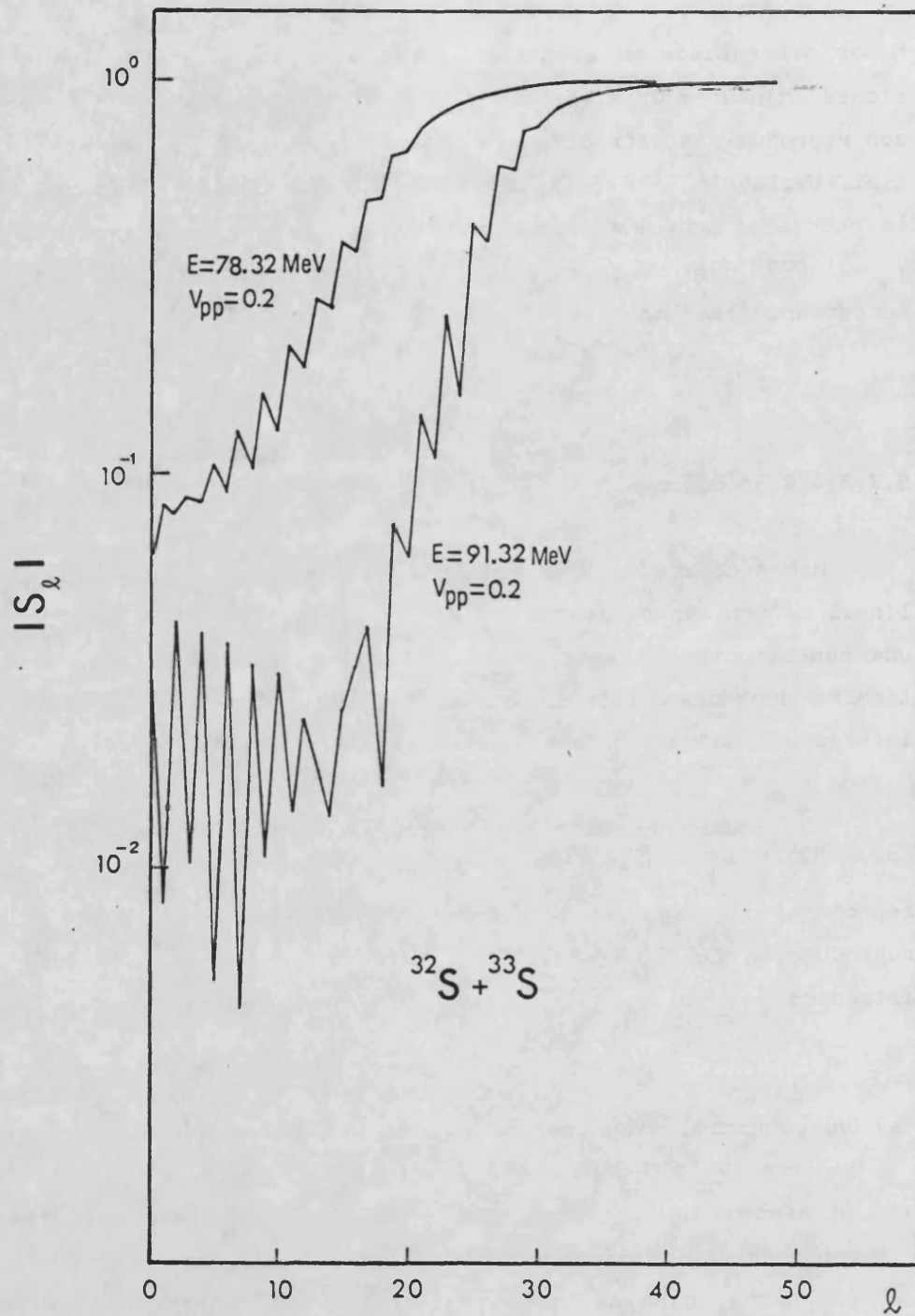


Figura 5.41.- Matriz de colisión para los potenciales de la tabla (5.11).

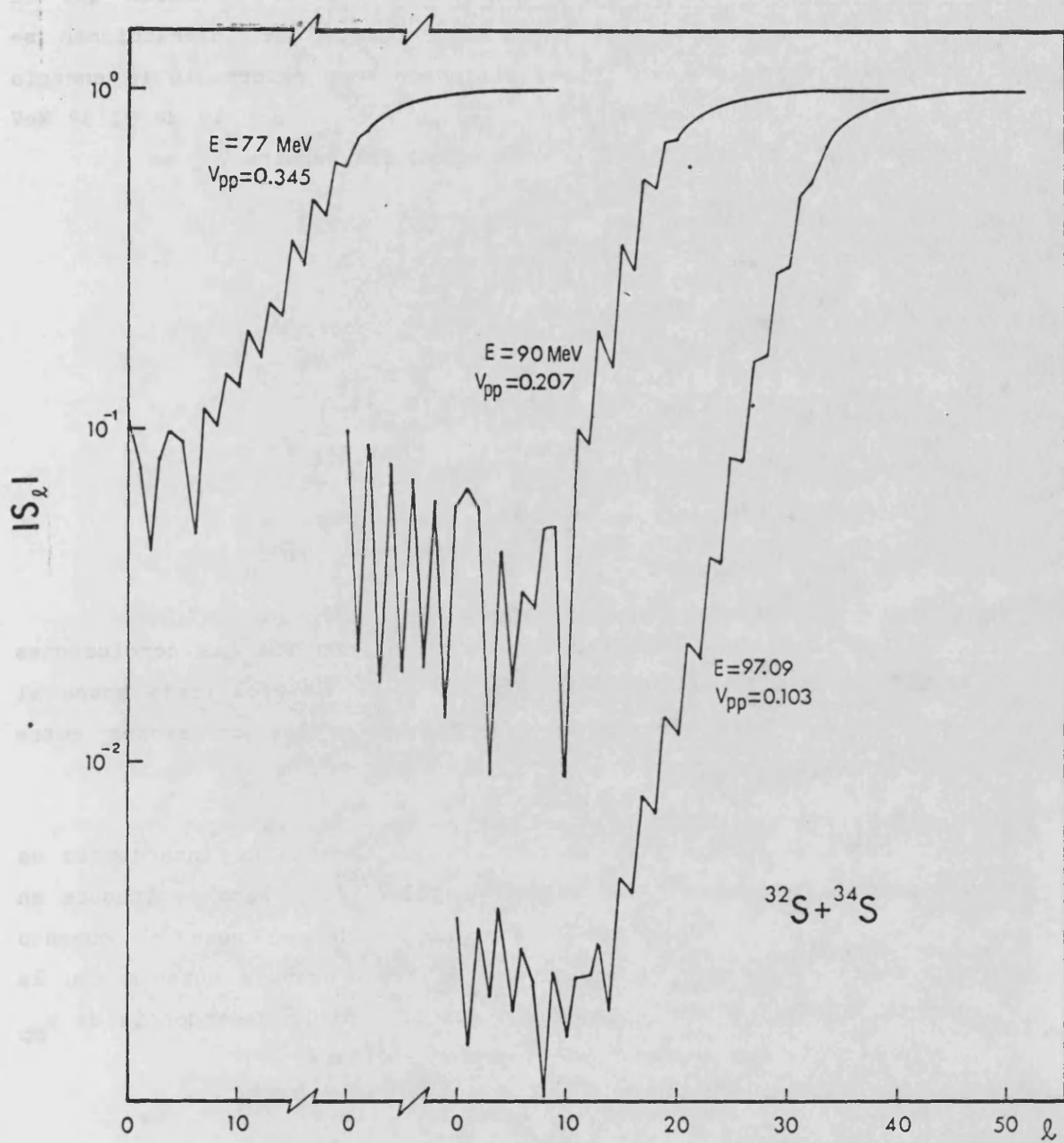


Figura 5.42.- Matriz de colisión para los potenciales de la tabla (5.12).

c) Los efectos de paridad son más importantes a medida que la diferencia de nucleones entre los núcleos que interaccionan se hace más pequeña. Así pues, eligiendo como referencia la energía de 90 MeV para los sistemas $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ y la de 91'32 MeV para el sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ la intensidad del término V_{pp} es

$$\begin{array}{ll} ^{32}\text{S}+^{28}\text{Si} & V_{pp}(90) = 0'09^{30)} \\ ^{32}\text{S}+^{34}\text{S} & V_{pp}(90) = 0'207 \\ ^{32}\text{S}+^{33}\text{S} & V_{pp}(91'32) = 0'2 \end{array}$$

Análogamente a 97'09 MeV se obtiene

$$\begin{array}{ll} ^{32}\text{S}+^{28}\text{Si} & V_{pp}(97'09) = 0'07 \\ ^{32}\text{S}+^{34}\text{S} & V_{pp}(97'09) = 0'103 \end{array}$$

Los resultados están en excelente acuerdo con las conclusiones de Baye et al.³²⁾ en un estudio general que han realizado sobre el comportamiento del término de intercambio en las colisiones entre iones pesados.

Desde el punto de vista teórico, el término de intercambio es una función decreciente del momento angular³³⁾, y esto se traduce en una función decreciente de la energía incidente, pues el momento angular que gobierna los mecanismos de transferencia aumenta con la energía. Por tanto queda plenamente justificada la dependencia de V_{pp} con la energía que se deduce de nuestros análisis.

5.8.- BIBLIOGRAFIA.

1. SATCHLER, G.R. y LOVE, W.G.
Phys. Reports 55(1979)183
2. BAEZA, A. et.al.
Nucl. Phys. A419(1984)412
3. LILLEY, J.S. et.al.
Phys. Lett. 151B(1985)181
4. FULTON, B.R. et.al.
Phys. Lett. 162B(1985)
5. NAGARAJAN, M.A. et.al.
Phys. Rev. Lett. 54(1985)1136
6. MAHAUX, C., NGO, H. y SATCHLER, G.R.
Nucl. Phys. A449(1986)354
Nucl. Phys. A456(1986)134
7. PETROVICH, F. et.al.
Phys. Lett. 71B(1977)259
8. VON OERTZEN, W. y NÖRENBERG, W.
Nucl. Phys. A207(1973)113

VON OERTZEN, W. y BOHLEN, H.G.
Phys. Reports 19C(1975)1
9. COOK, J.
Comp Phys. Comm. 25(1982)125

10. EL-AZAB FARIB, M. y SATCHLER, G.R.

Nucl. Phys. A438(1985)525

Nucl. Phys. A441(1985)157

11. RAYNAL, J.

Comunicación Privada.

12. BIRKELUND, J.R. et.al.

Phys. Rev. C13(1976)133

13. SATCHLER, G.R.

"Direct Nuclear Reactions"

Clarendon Press. New York. 1983.

14. KONDO, Y. et.al.

Nucl. Phys. A410(1983)289

15. SATCHLER, G.R.

Nucl. Phys. A239(1979)233

16. ROLDAN, C.

Tesis de Licenciatura. Departamento de Física Fundamental.

Facultad de Físicas. Valencia 1984.

17. VIDEBAEK, F.

Nucl. Phys. A256(1976)301

18. BRINK, D.M. et.al.

Nucl. Phys. A279(1977)179

19. SATCHLER, G.R.

"Reactions between complex nuclei"

Editores. Robinson, R.L. et.al.

North-Holland. Amsterdam. 1974.

20. MacFARLANE, M.H. y PIEPER, S.C.
Phys. Lett. 103B(1981)169
21. LIPPERHEIDE, R.
Z. Phys. 202(1967)58
22. LIPPERHEIDE, R. y SCHMIDT, A.K.
Nucl. Phys. A112(1968)65
23. FESHBACH, H.
Ann. Phys. (NY) 5(1958)357
Ann. Phys. (NY) 19(1962)287
24. JACKSON, D.F. y JOHNSON, R.C.
Phys. Lett. 49B(1974)249
25. JEUKENNE, J.P. et.al.
Phys. Rev. C16(1977)80
26. EL-AZAB FARID, M. y SATCHLER, G.R.
Nucl. Phys. A438(1985)525
27. BETTS, R.R.
Conferencias: Stony Brook (USA)1983
Hvar(Yugoeslavia)1984
28. MERMAZ, M.C. et.al.
Phys. Rev. C27(1983)2408
29. GAO, G. et.al.
Nucl. Phys. A438(1985)281
30. STUTTGE, L.
Tesis doctoral. Universidad Louis Pasteur. 1985
Estrasburgo. Francia.

31. BUTTLE, P.J. y GOLDFARB, L.T.B.

Nucl. Phys. 78(1966)409

Nucl. Phys. A115(1968)461

32. BAYE, D. et.al.

Nucl. Phys. A289(1977)511

33. BAYE, D.

Comunicación Privada.

34. CORNWALL, J.M. y RUDERMAN, M.A.

Phys. Rev. 128(1962)1474.

CAPITULO VI

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

1887

1887

1887

1887

1. Hemos medido las distribuciones angulares de colisión elástica:
 $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ a 77, 90 y 97'09 MeV; $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ a 90, 97'09, 120 y 160 MeV;
 $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ a 78'32 y 91'32 MeV y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ a 77, 90 y 97'09 MeV de energía en coordenadas laboratorio.

Las experiencias han sido realizadas en colaboración con el Grupo de Bajas Energías del C.N.R. de Estrasburgo utilizando el servicio de aceleradores de dicho Centro.

2. Hemos empleado el método de medida de coincidencias cinemáticas con detectores sensibles a la posición, lo que nos ha permitido optimizar las condiciones experimentales y obtener una buena precisión en los datos experimentales.

a) Gracias al método de detección y al análisis de los datos, las secciones eficaces han sido medidas con un intervalo angular de 1° en coordenadas centro de masas.

b) Las distribuciones angulares obtenidas presentan una estructura oscilatoria y un aumento del rendimiento a grandes ángulos superpuestos a la caída exponencial típica de la fuerte absorción. En la parte delantera se observa la presencia de un arco iris, más pronunciado a medida que aumenta la energía de la experiencia.

3. El potencial de interacción se ha obtenido, mediante la aproximación del Modelo Óptico, con el programa de cálculo ECIS de J. Raynal, utilizando el modelo microscópico del potencial de convolución para la parte nuclear real y un potencial fenomenológico de volumen tipo Woods-Saxon para la parte nuclear imaginaria del potencial óptico.

a) El potencial de convolución se ha determinado mediante el programa de cálculo DOLFIN, a partir de las densidades nucleares de los iones colisionantes y de la interacción efectiva M3Y.

Los potenciales de convolución obtenidos para las colisiones $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$, $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$, $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$, son, para cada sistema, independientes de la energía. Todos estos potenciales son muy intensos en el interior nuclear, y para una distancia radial dada, esta intensidad aumenta con el número másico del ión blanco.

b) Hemos estudiado, para el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$, los efectos que se producen sobre el potencial de convolución al incluir una dependencia con la densidad en la interacción efectiva. Para ello hemos calculado el potencial de convolución a partir de la interacción efectiva DDM3Y, que basada en la M3Y, incluye una dependencia explícita con las densidades de los iones colisionantes.

Para distancias pequeñas el potencial de convolución $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ determinado con la interacción DDM3Y es menos profundo que el determinado con la interacción M3Y, haciéndose el primero de ellos más intenso a partir de 7 fm.

4. Hemos encontrado problemas a la hora de reproducir con un mismo potencial todo el intervalo angular que abarcan los datos experimentales, especialmente al tratar de ajustar las oscilaciones presentes para grandes ángulos. Por esta razón hemos analizado las distribuciones angulares limitando el intervalo angular a la parte delantera y a la pendiente de la distribución que son propias de la colisión potencial, sin tener en cuenta las oscilaciones traseras que son atribuibles a procesos de naturaleza distinta a la colisión elástica.

a) Los potenciales de convolución que conforman la parte nuclear real del potencial óptico, deben ser renormalizados por factores N_R mayores que la unidad para todos los sistemas y energías analizados (excepto para la colisión $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ a 160 MeV, en la que $N_R=0.9$). Los potenciales así obtenidos ajustan correctamente la región delantera y la pendiente de las distribuciones angulares experimentales.

b) Los factores de renormalización que hemos obtenido están afectados de una indeterminación que nos impide establecer una clara dependencia del factor N_R con la energía de la experiencia. A pesar de ello podemos concluir que para los sistemas $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$ la variación de N_R con la energía presenta un máximo en torno a 90 MeV decreciendo para energías superiores e inferiores; mientras que para el sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$, N_R permanece constante y decrece rápidamente a 160 MeV, y para el sistema $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ N_R es constante con la energía.

5. Para un sistema y energía de colisión dados, existe una zona espacial sensible en la que el potencial de interacción está determinado unívocamente. Esta región, denominada "radio de cruce", R_S , se obtiene mediante la intersección de potenciales nucleares reales tipo Woods-Saxon cuyas difusividades han sido fijadas entre 0'3 y 0'8 fm., en intervalos de 1 fm., y que junto a potenciales nucleares imaginarios fenomenológicos, también del tipo Woods-Saxon, determinan potenciales de interacción que reproducen correctamente los datos experimentales sin la estructura oscilatoria a grandes ángulos.

a) Los potenciales de convolución de cada sistema, renormalizados con factores N_R que optimizan los ajustes, intersectan a los potenciales Woods-Saxon en un entorno estrecho del radio de cruce R_S .

b) Para los sistemas $^{32}\text{S}+^{28}\text{Si}$ y $^{32}\text{S}+^{33}\text{S}$ el radio de cruce, R_S , aumenta lentamente con la energía, mientras que para los sistemas $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ y $^{32}\text{S}+^{34}\text{S}$, la variación de R_S con la energía no es uniforme.

c) En todos los sistemas hemos hallado que el radio de cruce, R_S , es más interno que el radio de absorción fuerte, R_{AF} ; presentando este último un lento decrecimiento con la energía para todos los sistemas.

d) La transparencia superficial es una característica de todos los potenciales obtenidos, ya que presentan valores del cociente $N_R \cdot V_f / W$, en R_S y R_{AF} , mayores que la unidad.

6. Hemos analizado, en el contexto de la relación de dispersión RD, la influencia que tiene el comportamiento con la energía del potencial nuclear imaginario, calculado en el radio de cruce R_S , sobre la parte real del potencial nuclear.

a) Considerando una dependencia simple con la energía del potencial nuclear imaginario en R_S , como la presentada en las figuras (5.28) a (5.23), el comportamiento del potencial nuclear real obtenido de la RD difiere del comportamiento obtenido por nuestros análisis de los datos experimentales.

b) Creemos que esta disparidad de resultados radica en el supuesto comportamiento del potencial nuclear imaginario con la energía. Necesitaríamos un mayor número de datos experimentales para elaborar un modelo que reproduzca adecuadamente su comportamiento con la energía.

7. Hemos analizado las distribuciones angulares experimentales de colisión elástica de ^{32}S sobre ^{32}S a 90, 97'09, 120 y 160 MeV, con el potencial de convolución obtenido a partir de la interacción DDM3Y.

a) El potencial de convolución debe ser renormalizado con factores N_D muy próximos a la unidad, excepto a 160 para el que se ha obtenido $N_D=0'5$.

b) El comportamiento del factor N_D con la energía es idéntico al del factor N_R del potencial de convolución obtenido de la interacción M3Y, manteniéndose constante entre 90 y 120 MeV y decreciendo bruscamente a 160 MeV.

8. Mediante la aproximación de la combinación lineal de orbitales nucleares (LCNO), hemos analizado la colisión elástica de ^{32}S sobre ^{33}S y ^{34}S , interpretando que la estructura oscilatoria presente a grandes ángulos es debida a los efectos de intercambio de una subestructura inerte entre dos cores idénticos. Estos efectos se tienen en cuenta introduciendo en el potencial nuclear un término dependiente de la paridad y que es proporcional a la parte real ($\text{Real}(V_N) = V_f [1 + V_{pp} (-1)^l]$).

a) Mediante este formalismo hemos obtenido una buena reproducción (fase, amplitud y periodo de las oscilaciones) de los datos experimentales a grandes ángulos.

b) El potencial es más profundo para las ondas pares que para las impares. ($V_{pp} > 0$).

c) El término V_{pp} decrece al aumentar la energía.

d) Los efectos de paridad, para una energía dada, son más importantes a medida que la diferencia de nucleones entre los iones que interaccionan es más pequeña. La intensidad del término V_{pp} aumenta a medida que disminuye la diferencia de nucleones.