



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO TEÓRICO Y EXPERIMENTAL DEL SISTEMA  
 ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  Y SISTEMAS SIMILARES

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

DOCTOR EN CIENCIAS (FÍSICA)

P R E S E N T A:

JUAN CARLOS MORALES RIVERA

BAJO LA DIRECCIÓN DE:

DRA. TATYANA BELYAEVA LEONIDOVNA

DR. ENRIQUE MARTINEZ QUIROZ



El Cerrillo Piedras Blancas, Toluca, México; enero de 2019



PROGRAMA DE DOCTORADO EN CIENCIAS

**DRA. PETRA SÁNCHEZ NAVA**  
**COORDINADORA DE INVESTIGACIÓN**  
**Y ESTUDIOS AVANZADOS**

**P R E S E N T E**

Nos permitimos informarle que hemos revisado la tesis tradicional titulada: **“Estudio teórico y experimental del sistema  $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$  y sistemas similares”**, que presenta el **M. en C. Juan Carlos Morales Rivera**. Dicho trabajo cuenta con nuestro **Voto Aprobatorio**.

**ATENTAMENTE**

**DRA. TATYANA BELYAEVA LEONIDOVNA**

**DR. ENRIQUE MARTÍNEZ QUIROZ**

**DR. ELÍ FRANCISCO AGUILERA REYES**

ELFR.

**DRA. PAULINA AMADOR VALENZUELA**

**DR. FEDERICO G. GARCÍA SANTIBÁÑEZ**

**DR. PEDRO GUILLERMO REYES ROMERO**

**DR. RAÚL VENANCIO DÍAZ GODOY**

**A Mi ESPOSA**

Mi inspiración

# Agradecimientos

A mi esposa, Marissa Maldonado, por su comprensión, paciencia y apoyo incondicional para lograr mis metas personales y profesionales.

A mis padres, hermanas y sobrinos por la confianza y el apoyo que me han brindado.

Mi más sincero agradecimiento a la Dra. Tatyana y Dr. Enrique directores de esta tesis, por la confianza depositada en mi persona y por brindarme la oportunidad de trabajar bajo su tutela. Por su apoyo y consejos para mi formación académica.

Gracias a la comisión revisora, Dr. Eli, Dr. Pedro, Dr. Federico y Dr. Raúl, por sus comentarios para el mejoramiento de este trabajo.

Expreso mi agradecimiento a la Dra. Paulina y Dr. Vijay, colegas y amigos, por su ayuda y consejos cuando más lo necesitaba.

A Rosa Maria Bravo, por lograr que mis jornadas en el ININ fueran divertidas y por ofrecerme café en las frías mañanas, muchas gracias.

Mi agradecimiento a Elizabeth Gómez Picazo, por su amistad y por recibirme en la Facultad siempre con un fuerte abrazo.

Al CONACYT, por la beca otorgada para realizar mis estudios de Doctorado.

Mi agradecimiento al Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares por todas las facilidades otorgadas para el desarrollo de este trabajo de tesis.

A la Universidad Autónoma del Estado de México, por permitirme ser parte de su comunidad universitaria durante mis estudios de Doctorado.

A todos Ustedes que no se encuentran en estas líneas, pero que han estado presentes en esta etapa de mi vida, mil gracias.

# Índice general

<b>Índice general</b>	<b>I</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>IV</b>
<b>Índice de tablas</b>	<b>VII</b>
<b>Motivación</b>	<b>VIII</b>
<b>Resumen</b>	<b>IX</b>
<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. Conceptos Generales</b>	<b>3</b>
1.1. Reacciones Nucleares . . . . .	3
1.1.1. Reacciones Directas . . . . .	4
1.1.2. Reacciones de Núcleo Compuesto . . . . .	4
1.2. Modelo Óptico . . . . .	5
1.2.1. Potencial tipo Woods-Saxon . . . . .	7
1.2.2. Potencial de São Paulo . . . . .	7
1.2.3. Modelo de doble <i>Folding</i> . . . . .	8
1.2.4. Interacción Dependiente de la Densidad . . . . .	8
1.2.5. Potencial de Polarización Dinámica . . . . .	10
1.2.6. Modelo Óptico Semimicroscópico . . . . .	11
1.3. Códigos de fusión-evaporación . . . . .	11
1.3.1. PACE2 . . . . .	12

---

1.3.2.	LILITA . . . . .	12
1.3.3.	CASCADE . . . . .	13
1.4.	Canales Acoplados de Reacción (CRC) . . . . .	13
1.5.	Canales Acoplados con el Continuo Discretizado (CDCC) . . . . .	15
1.6.	Coefficientes de Normalización Asintótica (ANC) . . . . .	17
1.7.	Código FRESCO . . . . .	19
<b>2.</b>	<b>Desarrollo Experimental</b>	<b>20</b>
2.1.	Descripción General del Laboratorio del Acelerador Tandem EN del ININ . . . . .	20
2.2.	Preparación y Características del Blanco . . . . .	22
2.3.	Producción del Haz de Litio . . . . .	23
2.4.	Producción del Haz de Berilio . . . . .	24
2.5.	Detectores . . . . .	25
2.6.	Sistema de Detección . . . . .	26
2.7.	Configuración Experimental . . . . .	27
2.8.	Técnica de Rayos $\gamma$ . . . . .	28
2.9.	Curva de Eficiencia Absoluta . . . . .	29
<b>3.</b>	<b>Medición y Análisis de la Fusión-Evaporación</b>	<b>31</b>
3.1.	Sistema ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ . . . . .	31
3.1.1.	Adquisición y Reducción de Datos . . . . .	31
3.1.2.	Resultados y Discusión . . . . .	34
3.2.	Sistema ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ . . . . .	40
3.2.1.	Adquisición y Reducción de Datos . . . . .	40
3.2.2.	Resultados y Discusión . . . . .	42
<b>4.</b>	<b>Análisis de Dispersión Elástica, Rompimiento y Transferencia</b>	<b>47</b>
4.1.	Sistema ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ . . . . .	47
4.1.1.	Sensibilidad a los Parámetros del Potencial . . . . .	48
4.1.2.	Resultados y Discusión . . . . .	52
	<b>Conclusiones</b>	<b>64</b>

---

---

<b>Bibliografia</b>	<b>66</b>
<b>Anexo 1</b>	<b>70</b>
<b>Anexo 2</b>	<b>73</b>
<b>Anexo 3</b>	<b>75</b>
<b>Anexo 4</b>	<b>77</b>
<b>Anexo 5</b>	<b>79</b>
<b>Anexo 6</b>	<b>93</b>
<b>Anexo 7</b>	<b>112</b>
<b>Anexo 8</b>	<b>114</b>

# Índice de figuras

1.1.	Reflexión y refracción de la luz al incidir en un cristal. . . . .	5
2.1.	Esquema del Laboratorio del Acelerador Tandem EN Van de Graaff del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares. . . . .	21
2.2.	a) Cortadora IsoMet empleada para seccionar la barra de Vanadio. b) Disco de diamante usado para realizar el corte requerido. c) Fotografía de la barra de Vanadio. . . . .	23
2.3.	Regleta usada para soportar el blanco de Vanadio en los experimentos realizados. . . . .	23
2.4.	Corrientes reportadas por el fabricante de los iones generados al ionizar el cátodo de LiH. . . . .	24
2.5.	Corrientes reportadas por el fabricante de los iones generados al ionizar el cátodo de BeO. . . . .	25
2.6.	Esquema del canal electrónico de uno de los detectores usados durante el experimento. . . . .	26
2.7.	De izquierda a derecha, preamplificadores, amplificadores, y multipuerto utilizados durante el experimento para medir la fusión. . . . .	27
2.8.	Esquema del arreglo experimental usado para medir la fusión. . . . .	27
2.9.	Formación de un núcleo compuesto. . . . .	28
2.10.	Representación gráfica de los decaimientos gamma de un núcleo excitado. . . . .	29
2.11.	Curva de eficiencia absoluta medida con el detector de Germanio Hiperpuro. . . . .	30
3.1.	Espectros de partículas cargadas medidos en el experimento de fusión del sistema ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ . . . . .	33
3.2.	Espectros de rayos $\gamma$ medidos a las energías de $E_{\text{lab}} = 10.0, 11.75$ y $13.5$ MeV. También se muestra un espectro de fondo natural para fines comparativos. . . . .	34
3.3.	(a-b) Secciones eficaces de fusión por núcleo residual en función de las energías del haz incidente ${}^7\text{Li}$ . Los simbolos circulares en color negro es la sección total de fusión del sistema. . . . .	35

---

<b>3.4.</b> (a-b) Comparación de las secciones eficaces de fusión obtenidas con PACE2 (líneas) y los datos experimentales medidos en este trabajo (símbolos). . . . .	36
<b>3.5.</b> Comparación de las funciones de excitación de fusión de $^{56}\text{Fe}$ , $^{56}\text{Mn}$ y $^{52}\text{Cr}$ calculadas con los códigos de fusión-evaporación PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea de puntos). . . . .	37
<b>3.6.</b> Comparación de las funciones de excitación de fusión de $^{55}\text{Fe}$ , $^{53}\text{Cr}$ y $^{55}\text{Mn}$ calculadas con los códigos de fusión-evaporación PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea de puntos). . . . .	37
<b>3.7.</b> Multiplicidades calculadas de la evaporación de neutrones, protones y partículas $\alpha$ del núcleo compuesto $^{58}\text{Fe}$ usando los códigos PACE2, LILITA y CASCADE en la fusión del sistema $^7\text{Li} + ^{51}\text{V}$ . . . . .	38
<b>3.8.</b> Comparación de las secciones eficaces de fusión medidas en este trabajo, en unidades reducidas, del sistema $^7\text{Li} + ^{51}\text{V}$ con los sistemas similares $^7\text{Li} + ^{59}\text{Co}$ [46] y $^7\text{Li} + ^{64}\text{Zn}$ [47]. . . . .	39
<b>3.9.</b> Espectros de partícula cargada medidos en la fusión del sistema $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ a las energías indicadas. . . . .	41
<b>3.10.</b> Espectro de rayos $\gamma$ medidos en la fusión del sistema $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ . . . . .	42
<b>3.11.</b> Funciones de excitación de fusión medidas para el sistema $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ , por cada transición directa de un rayo $\gamma$ . . . . .	43
<b>3.12.</b> Funciones de excitación, por núcleo residual, de fusión del sistema $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ . Los símbolos circulares representan la sección total de fusión. . . . .	44
<b>3.13.</b> Comparación de las secciones eficaces experimentales de fusión del sistema $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ con cálculos de fusión-evaporación usando el código PACE2. . . . .	45
<b>3.14.</b> Comparación de las secciones eficaces de fusión del sistema $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ usando los códigos de fusión-evaporación PACE2, LILITA y CASCADE. . . . .	46
<b>3.15.</b> Multiplicidades calculadas de la evaporación de neutrones, protones y partículas $\alpha$ del núcleo compuesto $^{60}\text{Co}$ usando los códigos PACE2, LILITA y CASCADE en la fusión del sistema $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ . . . . .	46
<b>4.1.</b> Distribuciones de densidad nuclear del proyectil (línea continua) y del blanco (línea de guiones) usando la sistemática de Sorensen-Winter [26] y la distribución de 3pF [59], respectivamente. . . . .	49

---

---

4.2.	Comparación de las diferentes versiones del potencial de interacción nucleón- nucleón de Paris y Reid. . . . .	50
4.3.	Sensibilidad de las distribuciones angulares de dispersión elástica, de $^8\text{B}$ en $^{58}\text{Ni}$ , a los parámetros del potencial nuclear de la interacción $^7\text{Be} + ^{58}\text{Ni}$ . . . . .	51
4.4.	Comparación y contribución de los potenciales de la interacción $^7\text{Be} + ^{58}\text{Ni}$ empleados en este trabajo y los usados en [5–7] (líneas color magenta). . . . .	52
4.5.	Comparación de las distribuciones angulares de dispersión elástica usando FRESCO y los datos experimentales de $^8\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ tomados de la referencia [49]. También se hace la comparación de nuestros resultados con el análisis realizado en [7]. . . . .	53
4.6.	Parámetros $\alpha$ y $\beta$ del potencial de polarización dinámica en función de la energía obtenidos en el análisis. . . . .	55
4.7.	Comparación de la sección eficaz diferencial de rompimiento del $^8\text{B}$ con $^{58}\text{Ni}$ calculada con CDCC y los datos experimentales reportados en [60]. . . . .	56
4.8.	Secciones eficaces diferenciales de $^7\text{Be}$ calculadas para la reacción de rompimiento $^8\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ para todas las energías consideradas en este trabajo. . . . .	57
4.9.	Comparación de la sección eficaz de rompimiento del proyectil $^8\text{B}$ con la contribución de la sección de transferencia del protón. Los datos experimentales de rompimiento son las reportadas en [60]. . . . .	60
4.10.	Comparación de las secciones eficaces de fusión, rompimiento y reacción del sistema $^8\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ calculadas en este trabajo con los datos experimentales reportados en [49, 50, 60]. . . . .	62
4.11.	Archivo de entrada del código FRESCO . . . . .	70
4.12.	Archivo de entrada del código FRESCO . . . . .	71
4.13.	Archivo fort.39 de FRESCO . . . . .	72
4.14.	Archivo de salida del código PACE2 . . . . .	73
4.15.	Archivo de salida del código PACE2 . . . . .	74
4.16.	Archivo de entrada del código LILITA . . . . .	75
4.17.	Parte del archivo de salida del código LILITA . . . . .	76
4.18.	Archivo de entrada del código CASCADE . . . . .	77
4.19.	Parte del archivo de salida del código CASCADE . . . . .	78

---

# Índice de tablas

1.1.	Parámetros de las diferentes dependencias de densidades $F(\rho)$ de la interacción M3Y-Paris [10, 12, 13, 23]. . . . .	10
2.1.	Características generales de los detectores usados . . . . .	28
3.1.	Tiempos de bombardeo y corrientes alcanzadas en el blanco para cada energía estudiada en la fusión del sistema ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ . El estado de carga empleado fue 3+. . . . .	32
3.2.	Tiempos de bombardeo y corrientes alcanzadas en el blanco para cada energía estudiada en la fusión del sistema ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ . Los estados de carga empleados fueron 3+ y 4+. . . . .	40
4.1.	Parámetros del potencial nuclear del Modelo Óptico para la interacción ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ . Los parámetros corresponden tanto para el potencial de absorción como del potencial de polarización dinámica, ver ecuación 1.22. . . . .	54
4.2.	Número de estados excitados en el continuo discretizado y momentos angulares relativos empleados para calcular el rompimiento del sistema $p + {}^7\text{Be}$ . . . . .	55
4.3.	Parámetros del potencial nuclear de la interacción $p + {}^{58}\text{Ni}$ empleados en el análisis del sistema ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ . . . . .	58
4.4.	Numero de nodos $N_2$ , momentos angulares orbitales $l_2$ y totales $j_2$ de las funciones de onda del estado ligado ${}^{59}\text{Cu} \rightarrow p + {}^{58}\text{Ni}$ y factores $S_{\text{expt}}$ del protón en los estados excitados del ${}^{59}\text{Cu}$ . . . . .	59
4.5.	Secciones eficaces de fusión, rompimiento, transferencia y reacción de ${}^8\text{B}$ con ${}^{58}\text{Ni}$ . Los datos experimentales se obtuvieron de las referencias [49, 50, 60]. . . . .	61

# Motivación

Las predicciones y descubrimientos de núcleos con una estructura anormal comparada con la de núcleos estables es de gran importancia, ya que permite conocer los procesos de formación y decaimiento de los núcleos inestables. El progreso en el conocimiento que se tiene acerca de la estructura de la materia a nivel nuclear, ha sugerido que el estudio de reacciones que involucren haces radioactivos es de gran importancia. Sin embargo, las técnicas experimentales y la instrumentación, propios de estudios con haces estables, resultan insuficientes, dada la vida media finita de los proyectiles inestables. El estudio de halos de nucleones en núcleos radioactivos, da la oportunidad de adentrarse en una rama muy interesante de la estructura nuclear, que más allá de los núcleos estables, da la posibilidad de caracterizar a los núcleos fuera del límite de estabilidad.

Actualmente, los experimentos con haces estables ofrecen una manera alternativa de conocer las propiedades estructurales de los núcleos radioactivos que no pueden medirse directamente, debido a su corto tiempo de vida media. Las ideas principales en este tipo de estudios están basadas en comparar las secciones totales de reacción y las secciones eficaces de los canales de reacción más relevantes, en un esquema de unidades reducidas, para sistemas similares al de interés.

# Resumen

En este trabajo de tesis se presenta el estudio sistemático de los sistemas  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ ,  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  y  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ . Para los sistemas  $({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}) + {}^{51}\text{V}$  se midieron las secciones eficaces de fusión a energías cercanas a la barrera Coulombiana ( $E_{\text{B,lab}}=11.75$  y  $16.16$  MeV, respectivamente) empleando la técnica de rayos  $\gamma$ . El experimento para medir la fusión se llevó a cabo en el Laboratorio del Acelerador Tandem, del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), siendo éstas las primeras mediciones realizadas para estos proyectiles a las energías consideradas. De forma simultánea, se hizo el análisis de los posibles núcleos residuales usando los códigos computacionales de fusión-evaporación PACE2, LILITA y CASCADE. Los resultados obtenidos fueron comparados con los datos experimentales medidos. De forma preliminar, para el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ , se hicieron cálculos usando la teoría de canales acoplados de reacción para estimar la contribución de la sección eficaz de transferencia de un protón a la producción del núcleo residual  ${}^{52}\text{Cr}$ .

Para el sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ , se hizo un análisis teórico de canales acoplados con el continuo discretizado y canales acoplados de reacción para estudiar los procesos de rompimiento y de transferencia de un protón,  ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{B}, {}^7\text{Be}){}^{59}\text{Cu}$ , a energías alrededor de la barrera Coulombiana ( $E_{\text{B,lab}}=22.95$  MeV). Para calcular las secciones eficaces correspondientes se usó un potencial de Modelo Óptico semimicroscópico, el cual combina un potencial real de doble convolución, un potencial de polarización y un potencial imaginario tipo Woods-Saxon. A partir de la comparación de nuestros cálculos con datos experimentales se determinaron los factores espectroscópicos  $S_{\text{expt}}$  y astrofísicos  $S_{17}(0)$  del protón en la interacción  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}+p$ .

# Introducción

A partir del descubrimiento del núcleo atómico por Rutherford y sus colaboradores, el estudio teórico y experimental de reacciones nucleares para una gran variedad de sistemas han sido realizados por varios grupos de investigación. En particular, desde hace tiempo, el grupo de Iones Pesados del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), ha enfocado su línea de investigación al estudio de reacciones nucleares con haces radioactivos sobre diferentes blancos, un ejemplo de esto es el estudio de la fusión del sistema  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$  [1]. El objetivo principal de este tipo de estudios es entender la estructura interna y el comportamiento de los núcleos atómicos, especialmente aquellos que son considerados como núcleos exóticos. Sin embargo, durante el análisis de los datos experimentales empleando haces radioactivos, es fundamental contar con información acerca de los núcleos estables relacionados con el proyectil radioactivo en estudio. Casos muy específicos de lo anterior son los sistemas  ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$  [2] y  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  [3, 4], para los cuales recientemente se reportaron las medidas de dispersión elástica. Con la finalidad de comprender más acerca de la estructura del proyectil radioactivo  ${}^7\text{Be}$ , se llevaron a cabo un par de experimentos en el ININ para medir la fusión de los sistemas  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$  y  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ , empleando la técnica de rayos  $\gamma$ . Lo interesante de estos experimentos es que el  ${}^7\text{Li}$  es el núcleo espejo de  ${}^7\text{Be}$ , y el  ${}^9\text{Be}$  es el único isótopo estable de Be. Los resultados obtenidos serán de gran utilidad para una mejor comprensión de las características del núcleo radioactivo  ${}^7\text{Be}$ , y que a su vez se podrán extender al estudio del núcleo radioactivo  ${}^8\text{B}$ , el cual juega un papel muy importante en el proceso de la nucleosíntesis estelar. Para este último también se hizo un re-análisis de los cálculos de los canales de rompimiento y transferencia en la reacción  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  reportados en [5–7].

La estructura de esta tesis consta de cuatro capítulos, en el Capítulo 1 se hace referencia a los conceptos generales de las reacciones nucleares. También se da una breve explicación del Modelo Óptico para las formulaciones del potencial tipo Woods-Saxon, el potencial de São Paulo, el potencial de

interacción nucleón-nucleón y el de polarización. Se presenta una descripción de los códigos de fusión-evaporación empleados para el análisis de los sistemas donde se midió la fusión; así como del código FRESCO y de los modelos teóricos en los que éste está basado.

En el Capítulo 2 se da una explicación detallada del arreglo experimental para el estudio de los sistemas, así como el desarrollo experimental llevado a cabo. En el Capítulo 3 se describe la obtención, el análisis y la discusión de los datos recolectados durante los experimentos. Asimismo, se presentan los cálculos obtenidos con los códigos de fusión-evaporación y su correspondiente comparación con las mediciones.

En el Capítulo 4 se presenta el análisis del sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  para los canales de rompimiento y transferencia empleando los formalismos de CDCC y CRC. Los resultados fueron comparados con datos experimentales disponibles en la literatura. La energía de excitación para los cálculos de transferencia fue  $\sim 3.5$  MeV. Finalmente, se presentan las conclusiones obtenidas del trabajo, las publicaciones de artículos, las publicaciones de capítulos en libros y las contribuciones a congresos nacionales e internacionales, todas éstas como productos de esta investigación.

---

## CONCEPTOS GENERALES

Antes de comenzar a describir el análisis de los procesos nucleares estudiados en este trabajo de tesis, es necesario abordar algunos conceptos básicos en el campo de la Física Nuclear. Particularmente se mencionarán los tipos de reacciones nucleares y los modelos teóricos asociados a estos procesos. Se dará una breve explicación de los códigos computacionales usados para desarrollar este trabajo.

### 1.1. Reacciones Nucleares

Una reacción nuclear es un proceso que describe la interacción entre dos núcleos y es representada generalmente como:



siendo  $a$ ,  $A$ ,  $b$ ,  $B$  el proyectil, núcleo blanco, residuo y núcleo residual, respectivamente. Para que una reacción pueda existir se deben cumplir las leyes de conservación de masa, energía y momento. Los productos finales de una reacción nuclear dependen de las condiciones bajo las cuales ocurre la reacción, y no necesariamente son los mismo que los iniciales.

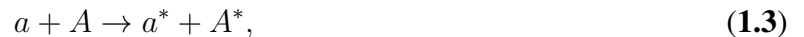
Dependiendo del tiempo de interacción de los núcleos reactantes, las reacciones nucleares se pueden dividir en dos grupos: las *reacciones directas*, aquellas reacciones que se producen rápidamente ( $\sim 10^{-22}$  s), y las *reacciones de núcleo compuesto*, que son aquellas que ocurren más lentamente ( $\sim 10^{-15}$  s). Las reacciones directas sólo involucran la interacción de algunos de los nucleones que se encuentran en la superficie del núcleo, mientras que en las de núcleo compuesto todos los nucleones del sistema  $A + a$  interactúan entre sí [8, 9].

### 1.1.1. Reacciones Directas

Si dos núcleos interactúan entre sí, independientemente si son reacciones directas o de núcleo compuesto, se produce una reacción en particular. A estas reacciones posibles se les llama *canales de reacción*. Consideremos que se hace incidir un proyectil  $a$  sobre el blanco  $A$ , si después de la reacción estos núcleos permanecen como en su estado inicial, ocurre una *dispersión elástica* y la reacción se escribe de la siguiente forma:



donde la dirección de movimiento de los dos núcleos ha cambiado por un ángulo de dispersión  $\theta$ . En el caso contrario, si uno o ambos núcleos cambian a un estado excitado durante la reacción, entonces se dice que ocurre una *dispersión inelástica* y la reacción se representa como:



en la cual  $a^*$  y  $A^*$  significa que los núcleos  $a$  y  $A$  pasaron a un estado excitado, respectivamente. Cuando uno o varios nucleones se mueven de un núcleo a otro durante la reacción se le denomina *reacción de transferencia*. Si se considera que  $a = b + n$  y  $B = A + n$ , entonces la reacción de transferencia sería representada por la siguiente relación:



donde los estados finales pueden o no estar en un estado excitado y su energía cinética puede aumentar. Cuando al núcleo blanco  $A$  se le hace incidir un proyectil  $a$ , éste se puede fragmentar y/o fragmentar al blanco en  $b$  y  $B$ , lo que se conoce como reacción de *rompimiento* y es representada por la siguiente ecuación:



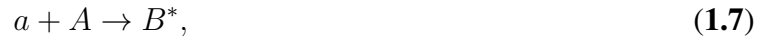
### 1.1.2. Reacciones de Núcleo Compuesto

La *captura radioactiva* ocurre cuando la energía cinética incidente del proyectil es muy baja y puede ser absorbido por el núcleo blanco, formando un estado excitado que decae a su estado base

emitiendo radiación gamma,



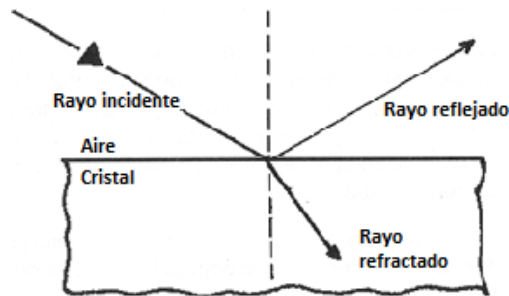
La *fusión* de núcleos con masa similar, es el proceso que permite la formación de núcleos más pesados y la reacción se representa como:



y el núcleo compuesto  $B$  puede o no estar en su estado fundamental. Si  $B$  está en un estado excitado, éste buscará su estado base emitiendo partículas o rayos  $\gamma$  para liberarse de su energía en exceso.

## 1.2. Modelo Óptico

El Modelo Óptico es un método de descripción teórica de los datos experimentales de dispersión elástica, llamado así por analogía con el caso de un haz de luz incidiendo sobre un cristal, donde parte del haz es dispersado o reflejado y otra parte es absorbida o refractada por el cristal, ver figura 1.1.



**Figura 1.1:** Reflexión y refracción de la luz al incidir en un cristal.

En la Física Nuclear, el Modelo Óptico describe la acción del potencial de interacción efectiva  $U_E(r)$  entre dos núcleos cuyos centros de masa están separados una distancia  $r$ . En general,  $U_E(r)$  es representado como la suma de una parte real que está relacionada con los procesos de dispersión elástica, una parte imaginaria que describe la pérdida de flujo en canales no elásticos y un potencial debido a la repulsión Coulombiana entre los núcleos [8], de tal forma que se puede representar como:

$$U_E(r) = V_E(r) + iW_E(r) + V_C(r). \quad (1.8)$$

Los primeros dos términos de la ecuación anterior están en función de los factores de forma de las diferentes formulaciones del Modelo Óptico, y comunmente es conocido como *potencial nuclear*. El término Coulombiano puede ser calculado como el potencial electrostático generado por una esfera cargada uniformemente, el cual está dado por la ecuación [9, 10]:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{zZe^2}{2r_C} \left( 3 - \frac{r^2}{r_C^2} \right) & \text{si } r \leq r_C \\ \frac{zZe^2}{r} & \text{si } r > r_C \end{cases} \quad (1.9)$$

siendo  $e^2 = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ ,  $r_C$  el radio de Coulomb,  $z$  y  $Z$  los números atómicos del proyectil y del blanco, respectivamente. El radio de la esfera es estimado en términos del radio cuadrático medio de carga de los núcleos involucrados en la interacción [11–13], de tal manera que:

$$r_C = \left[ \frac{5}{3} \langle r_a^2 \rangle \right]^{1/2} + \left[ \frac{5}{3} \langle r_A^2 \rangle \right]^{1/2}, \quad (1.10)$$

mientras que el radio cuadrático medio  $\langle r^2 \rangle$  se puede calcular mediante la siguiente expresión [14]:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int \rho(r) r^4 dr}{\int \rho(r) r^2 dr}, \quad (1.11)$$

donde  $\rho$  es la distribución de densidad de carga y materia del núcleo, la cual puede calcularse mediante la siguiente ecuación:

$$\int \rho(r) d^3r = A_i, \quad (1.12)$$

siendo  $A_i$  el número másico de los núcleos en interacción. El potencial Coulombiano, ver ecuación (1.9), está relacionado, a distancias bien específicas, con el proceso de dispersión elástica del proyectil al interaccionar con el núcleo blanco.

### 1.2.1. Potencial tipo Woods-Saxon

El potencial tipo Woods-Saxon ha sido utilizado ampliamente dentro del Modelo Óptico debido a su certidumbre en la reproducción de datos experimentales. Es por esto que es empleado como referencia para estudios más detallados sobre reacciones nucleares de interés. La expresión matemática de este potencial nuclear es la siguiente:

$$V_{nuc}(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a_0}\right)} - i\frac{W_i}{1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)}, \quad (1.13)$$

$V_0$ ,  $W_i$ ,  $R_{0,i}$  y  $a_{0,i}$  son los parámetros de profundidad, radio y difusividad reales e imaginarios del potencial.  $R_{0,i}$  representa la anchura o radio del potencial cuando éste alcanza su valor medio, y  $a_{0,i}$  está relacionada con la distancia en la que el potencial cambia de 0.9 a 0.1 veces su valor. El término que multiplica a las profundidades  $V_0$  y  $W_i$  es el llamado factor de forma de Woods-Saxon. La parametrización usual del radio del potencial tiene la forma  $R_{0,i} = r_0 A_x^{1/3}$ , con  $r_0 = 1.25 \text{ fm}$ , y  $A_x$  el número másico del proyectil y blanco.

### 1.2.2. Potencial de São Paulo

Este modelo generalmente es utilizado para describir los canales de dispersión elástica y canales de reacción periféricos de sistemas de iones pesados ( $A > 4$ ) en una región amplia en energía [15, 16]. La parte real de la interacción nuclear, ver ecuación (1.8), está basada en un potencial tipo *folding*  $V_F$ , el cual será explicado más adelante, de la siguiente forma:

$$V_{nuc}(r, E) = V_F(r)e^{-4v^2(r,E)/c^2}, \quad (1.14)$$

donde  $c$  representa la velocidad de la luz y  $v(r, E)$  la velocidad relativa entre los centros de los núcleos. En el análisis realizado fue utilizada la distribución de masa de Fermi modificada de dos parámetros (2pF) [17].

Para la parte imaginaria de la ecuación (1.8) se sugieren dos variantes; en la primera se utiliza la forma volumétrica de un potencial tipo Woods-Saxon, mientras que en la segunda se sugiere un valor proporcional de la parte real, es decir, se multiplica a la parte real del potencial por un factor  $N_I$  como sigue:

$$W(r, E) = N_I V_{nuc}(r, E). \quad (1.15)$$

Con base en estudios sistemáticos, los autores proponen como valor de referencia  $N_I = 0.78$  [15, 16].

### 1.2.3. Modelo de doble *Folding*

En esta formulación, la parte nuclear real del Potencial del Modelo Óptico está dada en función del promedio de una interacción efectiva nucleón-nucleón sobre las densidades de materia de los núcleos en colisión, de manera análoga a la forma en que se calcula el potencial electrostático entre dos distribuciones de carga eléctrica. En otras palabras, este modelo nos permite conocer el potencial nuclear entre pares de nucleones de los núcleos en interacción, conocida como interacción directa. Este modelo también considera el proceso de intercambio de nucleones entre el blanco y el proyectil, llamado *knock-on exchange* (interacción de intercambio), el cual se da cuando un nucleón del núcleo dispersado se intercambia con uno del núcleo blanco. El nucleón del blanco es eyectado y reemplazado por el nucleón del proyectil. La representación matemática es la siguiente:

$$V_F = v^D + v^E, \quad (1.16)$$

donde  $v^D$  y  $v^E$  son las contribuciones directa y de intercambio del potencial efectivo nucleón-nucleón. Durante la aplicación de este modelo a estudios de datos experimentales de dispersión elástica se determinó que debía introducirse una ligera dependencia en función de la energía por efectos de la parte de intercambio  $v^E$  del potencial [14, 18–22].

### 1.2.4. Interacción Dependiente de la Densidad

Actualmente en la literatura se puede encontrar una variedad de interacciones efectivas nucleón-nucleón, todas ellas referidas al modelo *Folding*. Entre éstas hay una interacción muy conocida, la cual es probablemente la más usada, a saber, el modelo M3Y, llamado así por estar determinado como la suma de tres potenciales tipo Yukawa y propuesto por científicos de la Universidad de Michigan. Este tipo de interacción, en cualquiera de sus versiones (Reid y Paris), es usada para calcular el potencial

efectivo nucleón-nucleón [14, 19]. Este modelo es trabajado con dos variantes: una en la que no se considera la distribución de materia de los núcleos de la reacción, y la otra, donde sí es considerada esta dependencia en las densidades.

En particular, en este trabajo se considera la versión CDM3Y6 de Paris, que considera la dependencia de la densidad de los nucleones en los núcleos. Las dependencias radiales explícitas de las partes directa y de intercambio de la versión de Paris del modelo de interacción efectiva nucleón-nucleón, han sido determinadas con base en un estudio extenso, por muchos grupos de investigación en todo el mundo, y se escriben como [14, 19, 20, 23, 24]

$$\begin{aligned} v^D(r) &= 11061.625 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2537.5 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r}, \\ v^E(r) &= -1524.25 \frac{e^{-4r}}{4r} - 518.75 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} \\ &\quad - 7.8474 \frac{e^{-0.7072r}}{0.7072r}. \end{aligned} \tag{1.17}$$

Tomando en consideración la dependencia de la densidad del potencial de interacción efectivo nucleón-nucleón se puede renombrar a las componentes directa y de intercambio como sigue:

$$v^{D,E}(\rho, E, r) = g(E) f(\rho) v^{D,E}(r), \tag{1.18}$$

donde se muestra la dependencia total de  $v^D$  y  $v^E$ , las cuales están en función de un factor dependiente de la energía, de la densidad y la distancia relativa entre los núcleos.

En la relación (1.19) se define el factor dependiente de la energía de la ecuación (1.18) como una función lineal de la energía de bombardeo  $E$ , siendo  $A$  la suma de los números másicos de los núcleos que están interaccionando [23].

$$g(E) = 1 - 0.0003E/A. \tag{1.19}$$

La densidad  $f(\rho)$  es considerada como en la ecuación (1.20), donde los parámetros  $C$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  están determinados para la versión CDM3Y6, [12, 14, 17, 19]. La densidad  $\rho$  es la suma de las densidades de los núcleos blanco y proyectil.

$$f(\rho) = C [1 + \alpha e^{-\beta\rho} - \gamma\rho], \quad (1.20)$$

$$\rho = \rho_a + \rho_A. \quad (1.21)$$

En la tabla 1.1 se muestran las diferentes dependencias de densidad para la interacción efectiva M3Y-Paris. De izquierda a derecha, se especifica la versión de la interacción y los parámetros  $C$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  correspondientes [10, 12, 13, 23].

**Tabla 1.1:** Parámetros de las diferentes dependencias de densidades  $F(\rho)$  de la interacción M3Y-Paris [10, 12, 13, 23].

Interacción	$C$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
DDM3Y1	0.2963	3.7231	3.7384	0.0
CDM3Y1	0.3429	3.0232	3.5512	0.5
CDM3Y2	0.3346	3.0357	3.0685	1.0
CDM3Y3	0.2985	3.4528	2.6388	1.5
CDM3Y4	0.3052	3.2998	2.3180	2.0
CDM3Y5	0.2728	3.7367	1.8294	3.0
CDM3Y6	0.2658	3.8033	1.4099	4.0
BDM3Y1	1.2521	0.0	0.0	1.7452

### 1.2.5. Potencial de Polarización Dinámica

El proceso físico asociado a este potencial es que la interacción excita a uno o ambos núcleos a un cierto estado permitiendo que el sistema pueda hacer una transición a canales inelásticos e induzca, de nuevo, una transición al canal elástico. La relación matemática que representa este potencial de polarización es [10, 12, 13, 23–26]:

$$V_P(r, E) = \alpha(E)W(E)f(x_W) + \beta(E) \cdot 4W_D(E) \frac{df(x_D)}{dx_D}. \quad (1.22)$$

Las propiedades del potencial de polarización pueden resumirse como sigue: las contribuciones de este potencial están asociadas con las excitaciones virtuales que corresponden a reajustes que realizan los dos núcleos al iniciar la interacción, pero que son revertidos y regresan a sus estados base. Para

cada energía, el modelo del potencial involucra ocho parámetros libres que determinan el potencial de polarización dinámica. El factor de forma utilizado en este análisis corresponde al de Woods-Saxon.

### 1.2.6. Modelo Óptico Semimicroscópico

Un potencial semimicroscópico es un potencial que está constituido por un potencial microscópico, como lo es el potencial de interacción nucleón-nucleón, y un potencial construido fenomenológicamente, como el potencial de polarización dinámica. El término potencial fenomenológico se refiere a un potencial cuyos parámetros que lo definen pueden ser modificados para ajustar a un conjunto de datos experimentales.

Para los análisis de dispersión elástica, fusión y rompimiento que se abordarán en la sección 4.1 se utilizó un Potencial semimicroscópico de la forma:

$$U(r, E) = V_F + V_P + iW + V_C, \quad (1.23)$$

donde  $V_F$  es el potencial de interacción efectiva nucleón-nucleón,  $V_P$  es el potencial de polarización dinámica,  $iW$  es la parte del potencial asociado a todos los procesos nucleares diferentes a la dispersión elástica y  $V_C$  es el potencial Coulombiano.

## 1.3. Códigos de fusión-evaporación

El concepto fusión-evaporación está relacionado con la fusión de dos núcleos, como se representó en la ecuación (1.7). El núcleo resultante (núcleo compuesto)  $B$ , si está en un estado excitado, busca su estado fundamental emitiendo partículas para liberarse de su energía de exceso, principalmente partículas ligeras como protones, neutrones y partículas  $\alpha$ . La emisión de estas partículas se conoce como evaporación, por su analogía con el modelo de la gota líquida, y el proceso completo se llama fusión-evaporación. En la sección 2.8 se volverá a abordar este concepto. Para analizar este proceso se han propuesto diferentes formulaciones teóricas y en este trabajo de tesis se consideraron los códigos computacionales PACE2, LILITA y CASCADE. A continuación se dará una breve descripción de éstos.

### 1.3.1. PACE2

El código computacional PACE2 (por sus siglas en inglés *Projection Angular-Momentum Coupled Evaporation*) es un programa basado en el método de Monte Carlo y fue desarrollado por A. Gavron [27]. Este programa calcula la probabilidad de que una partícula sea evaporada a partir de cierta información del sistema en estudio, como lo son las características del proyectil y del blanco, así como la energía de excitación del núcleo compuesto, la cual está en función de la energía del proyectil. A la probabilidad de evaporación de un cierto tipo de partículas se conoce como coeficiente de transmisión  $T_l$ . Este coeficiente es calculado por PACE2 para el núcleo compuesto y posteriormente se realiza una extrapolación para los decaimientos subsecuentes. Cada que se emite una partícula el programa determina si la energía de excitación del núcleo residual es suficiente para seguir evaporando partículas, repitiendo este proceso evento por evento desde el núcleo compuesto hasta la formación del núcleo residual final.

Para cada momento angular,  $l$ , el programa calcula la sección eficaz parcial de fusión por medio de la ecuación siguiente:

$$\sigma_l = \pi\lambda^2(2l + 1)T_l, \quad (1.24)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda y  $T_l$  es el coeficiente de transmisión. La sección total de fusión se obtiene sumando todas las secciones parciales  $\sigma_l$ , es decir,

$$\sigma_{fus} = \sum_{l=0} \sigma_l. \quad (1.25)$$

### 1.3.2. LILITA

Al igual que PACE2, LILITA calcula la probabilidad de emisión de partículas por un núcleo compuesto. Está basado en la ecuación de Hauser-Feshbach y el método de Monte Carlo. Fue desarrollado por Jorge Gomez del Campo [28] y tiene como propósito determinar la sección eficaz para núcleos inestables derivados de reacciones de núcleo compuesto y reacciones directas. La principal diferencia entre estos códigos radica en el cálculo de los coeficientes de transmisión  $T_l$ , mientras que PACE2 los calcula internamente, con LILITA es necesario calcularlos de forma explícita e introducirlos por medio

de tablas. La distribución de probabilidad de emisión de cualquiera de las partículas principales  $(p, n, \alpha)$  es:

$$P_{i,l_i}^J = \sum_{S_i I_i} \int \rho(\epsilon, I_i) T_{l_i}(\epsilon) d\epsilon, \quad (1.26)$$

donde  $i$  representa los canales de evaporación,  $J$  es el momento angular total del núcleo residual,  $S_i$  es el espín en el canal de entrada,  $I_i$  es el momento angular intrínseco del núcleo residual,  $\epsilon$  es la energía de la partícula evaporada, la cantidad  $\rho(\epsilon, I_i)$  es la densidad de niveles del núcleo residual y  $T_{l_i}$  son los coeficientes de transmisión.

### 1.3.3. CASCADE

El programa CASCADE fue escrito por F. Puhlhofer para realizar cálculos de evaporación basados en la teoría estadística de reacciones de núcleo compuesto [29]. La versión original fue modificada en repetidas ocasiones para poder realizar cálculos para aquellos estados que tienen el espín y paridad correcto. Se incluyó el isoespín, paridad y transiciones cuadrupolares eléctricas adecuados en el decaimiento estadístico. Para ejecutar CASCADE, se debe generar una tabla de energías de enlace (EBTABLE.DAT) de todos los núcleos y una tabla apropiada de coeficientes de transmisión (TLCALC.DAT), como en el código LILITA.

## 1.4. Canales Acoplados de Reacción (CRC)

El modelo CRC conduce a un conjunto de ecuaciones acopladas que involucran transiciones entre dos o más particiones diferentes y toman en consideración la no ortogonalidad de los estados base. Las condiciones usuales de enlazamiento son que sólo los términos que representan el canal de entrada tienen ondas asintóticas entrantes y salientes, mientras que todos los otros términos sólo tienen ondas salientes [30].

La función de onda total  $\Psi$  del sistema puede ser representada por un conjunto finito de estados internos  $\psi_\alpha$  para el canal  $\alpha = A + a$  mediante:

$$\Psi = \sum_\alpha \zeta_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) \psi_\alpha(x_\alpha), \quad (1.27)$$

donde  $\mathbf{r}_\alpha$  es la coordenada del canal de la partición  $\alpha$ ,  $x_\alpha$  representa las coordenadas internas correspondientes y  $\zeta_\alpha$  es la función para el canal de entrada [30].

Consideremos el modelo con dos términos, el mínimo requerido para describir el reordenamiento  $\alpha \rightarrow \beta$ :

$$\Psi = u_\alpha(\mathbf{r}_\alpha)\psi_\alpha(x_\alpha) + u_\beta(\mathbf{r}_\beta)\psi_\beta(x_\beta). \quad (1.28)$$

Con un hamiltoniano  $H$  tal que  $(E - H)\Psi = 0$ . La proyección de esta ecuación en los dos canales es:

$$\langle \psi_\alpha | (E - H) | \Psi \rangle = 0, \quad \langle \psi_\beta | (E - H) | \Psi \rangle = 0. \quad (1.29)$$

Con las dos formas equivalentes de  $H$ ,

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha = H_\beta + K_\beta + V_\beta, \quad (1.30)$$

obtenemos un par de ecuaciones acopladas para  $u_\alpha$  y  $u_\beta$ :

$$[(E - \epsilon_\alpha) - K_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] u_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \langle \psi_\alpha | H - E | u_\beta \psi_\beta \rangle, \quad (1.31)$$

$$[(E - \epsilon_\beta) - K_\beta - \langle \beta | V_\beta | \beta \rangle] u_\beta(\mathbf{r}_\beta) = \langle \psi_\beta | H - E | u_\alpha \psi_\alpha \rangle.$$

Las ecuaciones del modelo de canales acoplados de reacción se muestran en (1.31), y pueden ser escritas en forma integral como:

$$[(E - \epsilon_\alpha) - K_\alpha - \langle \alpha | V_\alpha | \alpha \rangle] u_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \int d\mathbf{r}_\beta K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) u_\beta(\mathbf{r}_\beta), \quad (1.32)$$

$$[(E - \epsilon_\beta) - K_\beta - \langle \beta | V_\beta | \beta \rangle] u_\beta(\mathbf{r}_\beta) = \int d\mathbf{r}_\alpha K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) u_\alpha(\mathbf{r}_\alpha),$$

$\epsilon_{\alpha,\beta}$  son las eigenenergías de los hamiltonianos internos de las particiones  $\alpha$  y  $\beta$ , y los kernels son:

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}_\beta) = J_{\alpha\beta} \int d\zeta_\alpha \psi_\alpha^*(x_\alpha) (H - E) \psi_\beta(x_\beta), \quad (1.33)$$

$$K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) = J_{\beta\alpha} \int d\zeta_\beta \psi_\beta^*(x_\beta) (H - E) \psi_\alpha(x_\alpha).$$

Las coordenadas internas han sido transformadas del conjunto  $x_\alpha$  al conjunto  $(\zeta_\alpha, \mathbf{r}_\beta)$ , donde  $\zeta_\alpha$  es independiente de  $\mathbf{r}_\beta$ , con  $J_{\alpha\beta}$  el jacobiano de transformación y  $J_{\beta\alpha}$ , el jacobiano de la transformación análoga de  $x_\beta$  a  $(\zeta_\beta, \mathbf{r}_\alpha)$  [30].

Las funciones radiales (funciones de onda del bin) son una superposición de eigenestados de dispersión, tal que:

$$u_\alpha(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N_\alpha}} \int_{k_{\alpha-1}}^{k_\alpha} w_\alpha(k) u_k(r) dk, \quad (1.34)$$

para alguna función de peso  $w_\alpha$ , siendo  $u_k$  las funciones de onda en el continuo (parte radial). La constante de normalización es elegida como  $N_k = \int_{k_{\alpha-1}}^{k_\alpha} |w_\alpha(K)|^2 dk$  para hacer a  $u_\alpha(r)$  un conjunto ortonormal [31–33].

## 1.5. Canales Acoplados con el Continuo Discretizado (CDCC)

El formalismo CDCC construye una base de estados de movimiento relativo separando los constituyentes del proyectil para representarlos junto con el núcleo blanco mediante una función de onda de tres cuerpos. Usando estas bases, el método CDCC aproxima la interacción de tres cuerpos mediante un conjunto de ecuaciones de canales acoplados de dos cuerpos [31, 34].

La función de onda del sistema es representada mediante la multiplicación de los estados del proyectil y el núcleo blanco  $\phi_f = \phi_p \phi_t$  con una función de onda  $\psi_f(\mathbf{R}_f)$  que describe su movimiento relativo:

$$\Psi = \sum_f^N \phi_f \psi_f(\mathbf{R}_f), \quad (1.35)$$

$N$  es el número de bin. Los estados base  $\phi_p$  y  $\phi_t$  pueden ser estados ligados de su núcleo respectivo, o pueden ser representaciones de niveles discretos en el continuo. En el primer caso, se tiene una aproximación del estado ligado, y en el segundo caso la aproximación de canales acoplados discretizados en el continuo [32]. El hamiltoniano de tres cuerpos es separado en el hamiltoniano interno del proyectil y el movimiento relativo entre el proyectil y el núcleo blanco, de tal manera que:

$$H_{3b} = T_R + H_{int} + U_{vt} + U_{ct}, \quad (1.36)$$

siendo:

- $T_R$ : Energía cinética del movimiento relativo del sistema blanco-proyectil.
- $H_{int}$ : Hamiltoniano interno del proyectil.
- $U_{vt}$  y  $U_{ct}$ : Potencial de interacción entre blanco-nucleón de valencia y carozo-blanco, respectivamente.

Mediante la ecuación de Schrödinger se obtienen las ecuaciones de canales acoplados:

$$\sum_f \langle \phi_f(\mathbf{r}) | H - E | \phi_f(\mathbf{r}) \rangle \psi_f(\mathbf{R}) = 0, \quad (1.37)$$

que se pueden reescribir como:

$$[T_R + V_{ff}(R) - E_f] \psi_f(\mathbf{R}) + \sum_{f' \neq f} V_{ff'}(R) \psi_{f'}(\mathbf{R}) = 0, \quad (1.38)$$

donde  $E_f = E - \epsilon_f$  y  $V_{ff'} = \langle \phi_f(r) | U_{vt} + U_{ct} | \phi_{f'}(r) \rangle$ . Estas ecuaciones acoplan el estado base del proyectil a sus estados en el continuo mediante  $V_{f0}(\mathbf{R})$  [32, 33].

La función de onda final de tres cuerpos conlleva el momento angular y proyección  $J$  y  $M$  resultado del acoplamiento  $L \otimes I_f$ ,  $L$  es el momento angular orbital. Considerando un conjunto de números cuánticos  $\alpha = \{f, L\} = \{l_s j I_c I_f, K_f, L\}$  de modo que los canales de onda parciales de CDCC para cada  $J$  son:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu_{(vc)t}} \left( \frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right) + V_{\alpha\alpha}^J(R) + \epsilon_i - E \right] f_{\alpha J}(R) + \sum_{\alpha' \neq \alpha} i^{L'-L} V_{\alpha\alpha'}^J(R) f_{\alpha' J} = 0 \quad (1.39)$$

Los potenciales  $V_{\alpha\alpha'}^J(R)$  describen el acoplamiento entre los diferentes estados del movimiento relativo del proyectil:

$$V_{\alpha\alpha'}^J(R) = \int d(\mathbf{r}) \phi_{\alpha}^*(\mathbf{r}) \left[ \mathbf{V}_{ct} \left( \mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}}{2} \right) + \mathbf{V}_{vt} \left( \mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2} \right) \right] \phi_{\alpha'}(\mathbf{r}) \quad (1.40)$$

donde  $V_{ct}$  y  $V_{vt}$  son los potenciales efectivos de interacción entre  $c, t$  y  $v, t$  respectivamente.  $\phi_{\alpha}(\mathbf{r})$  es la función de onda del proyectil en el estado base o en el continuo [32, 33].

## 1.6. Coeficientes de Normalización Asintótica (ANC)

Los coeficientes de normalización asintótica surgen naturalmente de las expresiones de la sección eficaz de las reacciones nucleares entre partículas cargadas a energías bajas, especialmente en reacciones nucleares astrofísicas. Son usados para la predicción de características de otros procesos tales como los de transferencia. Los coeficientes de normalización asintótica determinan el comportamiento asintótico de las funciones de onda del núcleo  $B$  en el canal binario  $(A + n)$  y dan la probabilidad de que la configuración  $(A + n)$  se encuentre a distancias mucho más grandes que el radio de interacción nuclear [35].

Como ya se mencionó antes, las reacciones nucleares de transferencia son mejor descritas considerando una estructura de clúster de un estado ligado ( $B = A + n$ ) como un carozo  $A$  y una partícula de valencia  $n$ . Supongamos que  $\psi_B$  es la función de onda del estado ligado, entonces la información sobre la estructura nuclear se encuentra en la función de superposición de los clúster  $\psi_{An}(\mathbf{r}) = \langle \psi_A \psi_n | \psi_B \rangle$ . La normalización de las funciones de onda del movimiento relativo define al factor espectroscópico  $S_{\text{expt}}$  para la representación ( $B = A + n$ ), de manera que [36, 37]:

$$S_{\text{expt},An} = \int \psi_{An}^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1.41)$$

El factor espectroscópico  $S_{\text{expt}}$  es una medida de la superposición de las funciones de onda del clúster y da la probabilidad de que la función de onda  $\psi_B$  del núcleo  $B$  esté compuesto de las funciones de onda de los clústers  $A$  y  $n$  con momento angular orbital relativo  $l$  y momento angular total  $j$  [5].

El comportamiento asintótico para  $r > R_N$  de la parte radial de la función de movimiento relativo  $\psi_{An}(\mathbf{r})$  está determinado por la energía de enlace  $\epsilon_{An}$  para el canal  $B \rightarrow A + n$ :

$$\psi_{Anl_{Bj_B}}(r) \xrightarrow{r > R_N} C_{Anl_{Bj_B}} \frac{W_{\eta_B, l_{B+1/2}}(2\kappa_B r)}{r} \quad (1.42)$$

donde  $R_N$  es el radio de interacción nuclear,  $C_{Anl_{Bj_B}}$  es el ANC que define la amplitud de la “cola” de la función de movimiento relativo,  $W_{\eta_B, l_{B+1/2}}(2\kappa_B r)$  es la función de Whittaker,  $\eta_B$  y  $\kappa_B$  son el parámetro de Coulomb o Sommerfield y número de onda del estado ligado, respectivamente. Para el caso del neutrón  $\eta_B = 0$  y la función de Whittaker se transforma a la función de Hankel [5, 36, 38–40]. La forma de la función de Whittaker es:

$$W_{\eta_B, l_{B+1/2}}(2\kappa_B r) = \exp(-\kappa_B r + \eta_B \ln 2\kappa_B r). \quad (1.43)$$

En el método de CDCC, la función de movimiento relativo  $\psi_{An}$  puede ser aproximada por la función de movimiento relativo dentro del formalismo de la partícula simple:

$$\psi_{An} \approx \psi_{An}^{(sp)}(r) = \sqrt{S_{An}^{(sp)}} \varphi_{An}^{(sp)}(r), \quad (1.44)$$

$\varphi_{An}^{(sp)}(r)$  es la función de movimiento relativo de la partícula simple normalizada y  $S_{An}^{(sp)}$  es el factor de normalización correspondiente, es decir, el factor espectroscópico. El comportamiento asintótico de  $\varphi_{An}^{(sp)}(r)$  es:

$$\varphi_{Anl_{Bj_B}}^{(sp)}(r) \xrightarrow{r > R_N} b_{Anl_{Bj_B}} \frac{W_{\eta_B, l_{B+1/2}}(2\kappa_B r)}{r}, \quad (1.45)$$

donde  $b_{Anl_{Bj_B}}$  es el ANC de la partícula simple. De las ecuaciones (1.42), (1.44) y (1.45) se encuentra la relación entre  $C_{Anl_{Bj_B}}$  y  $b_{Anl_{Bj_B}}$ :

$$C_{Anl_{Bj_B}} = \sqrt{S_{An}^{(sp)}} b_{Anl_{Bj_B}}. \quad (1.46)$$

La función de onda dentro del modelo de la partícula simple puede ser obtenida resolviendo la ecuación de Schrödinger del estado ligado y ajustando el potencial de interacción para reproducir la energía de enlace [35, 36]. Los coeficientes  $C_{Anl_{Bj_B}}$  sólo toman importancia en las reacciones periféricas ya que describen el comportamiento asintótico de las funciones de onda del canal de salida.

## 1.7. Código FRESCO

Fresco es un programa desarrollado por Ian Thompson en 1983 para describir reacciones nucleares directas. El código está basado en el modelo de CRC y el formalismo CDCC para la interacción de tres cuerpos [32]. Mediante un archivo de entrada se proporciona la información necesaria de la reacción en estudio. Los parámetros del archivo de entrada se clasifican en numéricos y físicos, dentro de los más importantes se encuentran [33]:

- Numéricos
  - Paso de integración (hcm).
  - Radio máximo de integración ( $R_{match}$ ).
  - Momento angular máximo ( $J_{tmax}$ ).
- Físicos
  - Propiedades del blanco y proyectil (masa, espín, carga, etc.).
  - Energía del proyectil.
  - Parametrización del potencial efectivo.

El modelo CRC nos conduce a un conjunto de ecuaciones acopladas que son resueltas por iteraciones mediante el código Fresco. En cada iteración, Fresco almacena los Kernels  $K_{fi}(R_f, R_i)$  que son usados para integrar las funciones de onda y obtener los elementos  $S(R_f)$  de la matriz de dispersión o matriz-S. Los elementos de la matriz-S son cantidades que contienen toda la información de los efectos que produce el núcleo blanco en la dispersión de las funciones de onda y los observables. Para generar los elementos de matriz-S, Fresco resuelve la siguiente integral [32, 33]:

$$S(R_f) = \int_0^{R_{match}} K_{fi}(R_f, R_i) u(R_i) dR_i \quad (1.47)$$

donde  $R_{match}$  representa el radio máximo de integración en intervalos de hcm (paso de integración) y  $u(R_i)$  la función de onda del bin.

---

## DESARROLLO EXPERIMENTAL

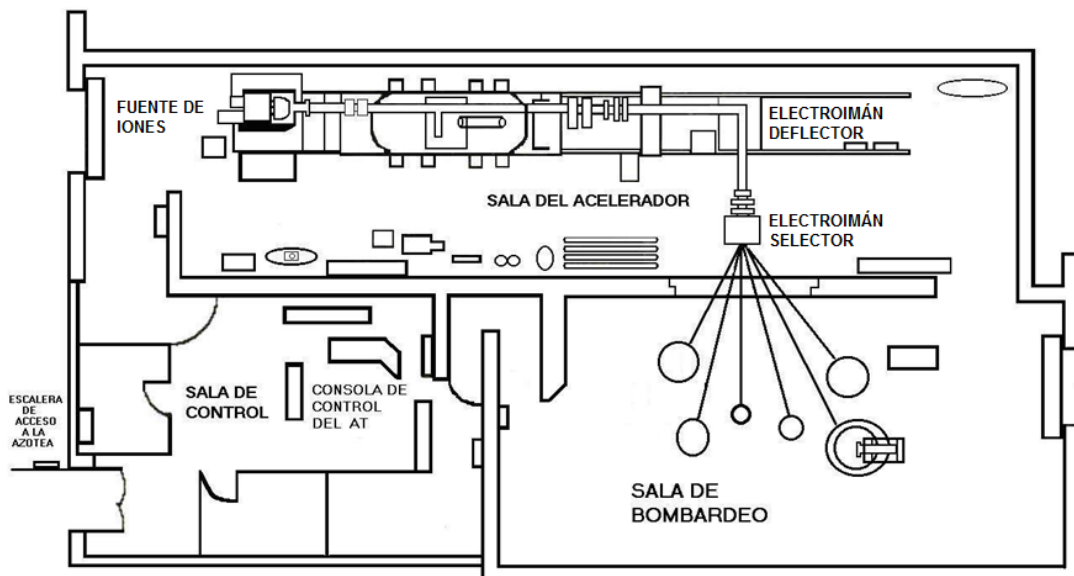
En este capítulo se darán a conocer los detalles experimentales en la medición de la fusión de los sistemas  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$  y  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ . Es importante enfatizar que las energías consideradas para los iones de  ${}^7\text{Li}$  y  ${}^9\text{Be}$  posicionan a este experimento como el primero en su tipo realizado en el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, y en México, ya que con el Acelerador Tandem EN de 6 MV del ININ se pueden acelerar partículas a energías que no se pueden alcanzar con otros aceleradores que actualmente están en operación en el país.

### 2.1. Descripción General del Laboratorio del Acelerador Tandem EN del ININ

Un acelerador de partículas es un dispositivo que permite modificar la velocidad de partículas cargadas y tiene como finalidad la producción de un haz de iones, el cual puede entenderse como un conjunto continuo de partículas cargadas de masa y energía requeridos. El proceso que conlleva la producción o aceleración de estas partículas es complejo, pero en este trabajo se describirá de una manera general de tal forma que sea fácil de entender.

Para poder acelerar una partícula, además del acelerador, son necesarios equipos e instalaciones adicionales que permitan la producción de los haces de interés. Los componentes principales del Laboratorio del Acelerador Tandem EN Van de Graaff del ININ son los siguientes:

- Fuente de iones
- Tanque del acelerador
- Electroimán deflector
- Electroimán selector
- Cuadrupolos
- Cámara de bombardeo



**Figura 2.1:** Esquema del Laboratorio del Acelerador Tandem EN Van de Graaff del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares.

En la fuente de iones, como su nombre lo indica, se producen los iones negativos del elemento a acelerar. Dentro del tanque del acelerador el haz es sometido a dos etapas de aceleración, la primera, donde los iones negativos son acelerados al centro del tanque mediante un gradiente de potencial. Al llegar a este punto, a los iones se les quitan sus electrones de valencia al atravesar unas láminas delgadas de carbón conocidas como *strippers*. La segunda etapa se da cuando los iones, ahora positivos, son acelerados mediante un segundo gradiente de potencial. El haz resultante está compuesto por iones con

diferentes estados de carga, pero ya que los iones obedecen la fuerza de Lorentz  $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , el electroimán deflector desvía la trayectoria de los iones con el estado de carga apropiado en  $90^\circ$ , garantizando que las partículas que llegan al blanco son las de la energía de interés. El papel que tienen los cuadrupolos es el de enfocar el haz como lo hace una lupa convergente, que permite mover el haz en un plano bidimensional perpendicular a la dirección de éste. Finalmente, el haz pasa por el electroimán selector el cual re-dirige el haz a la cámara de bombardeo de interés. En la figura 2.1 se muestra un esquema de la instalación del Laboratorio del Acelerador del ININ y la posición de los elementos descritos previamente.

Es importante mencionar que la línea del haz (tubos de acero inoxidable conectados por donde viaja el haz) se debe mantener al vacío, para evitar pérdida de energía y dispersión de haz; en estos experimentos el vacío fue del orden de  $\sim 10^{-6}$  torr. El tanque del acelerador, el cual tiene 2.5 m de diámetro, 10 m de largo y 23 ton de peso, se mantiene presurizado con una mezcla gaseosa de 80 % de N y 20 % de  $\text{CO}_2$  a  $\sim 1.54 \times 10^6$  Pa, con el fin de aumentar el medio dieléctrico y alcanzar mayores gradientes de potencial.

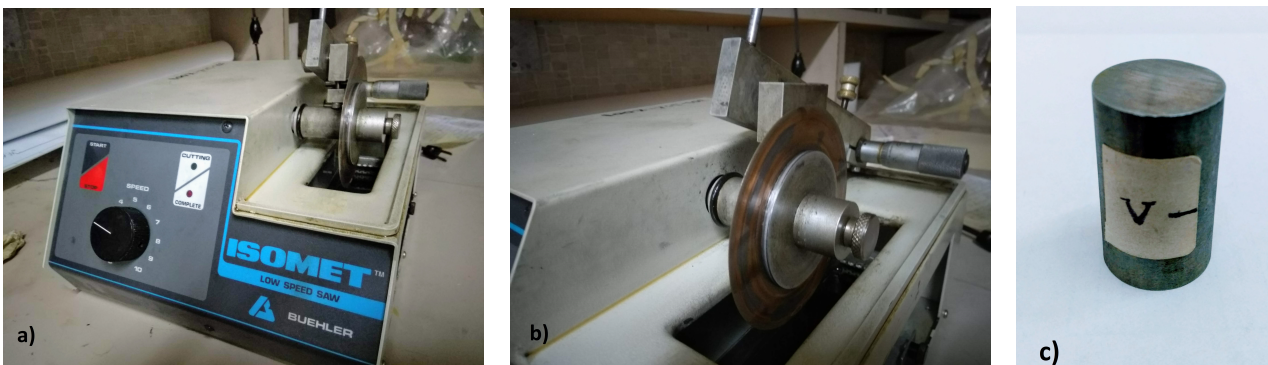
Las energías de los iones en la salida del acelerador están en función de los estados de carga producidos ( $q$ ), el voltaje terminal ( $V$ ) y si el haz es un haz puro o un haz molecular. Para calcular las energías de salida de las partículas aceleradas se hace uso de las siguientes ecuaciones:

$$E_{\text{haz}} = \begin{cases} (1 + q)V & \text{haz puro} \\ \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} + q\right)V & \text{haz molecular,} \end{cases} \quad (2.1)$$

donde  $m_1$  y  $m_2$  son las masas de los isótopos que constituyen la molécula.

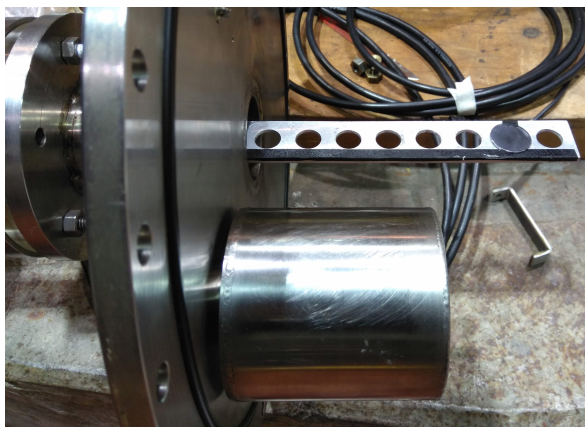
## 2.2. Preparación y Características del Blanco

Para realizar los experimentos aquí contemplados se usó un blanco grueso de Vanadio de composición natural, el cual fue obtenido seccionando una barra de 3/4" usando una cortadora IsoMet con disco de diamante marca Buehler, modelo 11-1280-160, logrando una muestra con un grosor de  $\sim 1.0$  mm. Una vez hecho el corte, la superficie de la muestra fue pulida usando diferentes granos de lijas con la finalidad de remover cualquier marca generada durante su producción. Finalmente el blanco fue



**Figura 2.2:** a) Cortadora IsoMet empleada para seccionar la barra de Vanadio. b) Disco de diamante usado para realizar el corte requerido. c) Fotografía de la barra de Vanadio.

lavado con alcohol isopropílico para limpiarlo de residuos contaminantes. En la figura 2.2 se muestran las fotografías de la cortadora y de la barra que se utilizaron para obtener el blanco de Vanadio. Realizado el procedimiento anterior, el blanco de Vanadio fue colocado en una regleta, la cual está sujeta a la tapa de la cámara, para su posterior introducción dentro de la cámara de bombardeo, ver figura 2.3.



**Figura 2.3:** Regleta usada para soportar el blanco de Vanadio en los experimentos realizados.

### 2.3. Producción del Haz de Litio

El cátodo empleado para producir el haz de Li fue uno de Hidruro de Litio (LiH). Al ionizar el cátodo, se generan iones moleculares como también iones puros, siendo los de mayor intensidad de

corriente los iones  ${}^7\text{Li}^-$  y  ${}^7\text{LiH}_2^-$ , ver figura 2.4. Dada la corriente colectada de  ${}^7\text{Li}^-$  en la entrada del tanque del acelerador, resulta relativamente fácil acelerar los iones a las energías requeridas. Para este experimento sólo se consideraron los estados de carga  $3^+$ .

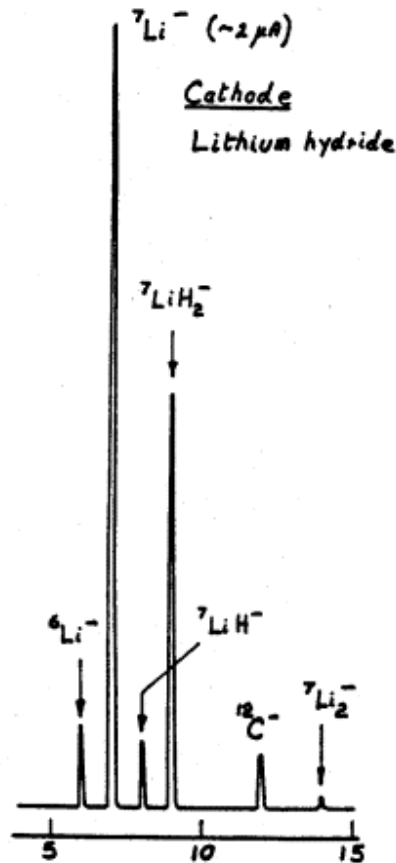


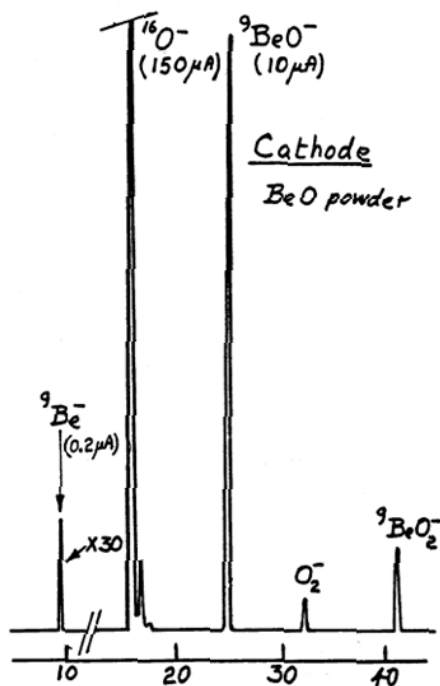
Figura 2.4: Corrientes reportadas por el fabricante de los iones generados al ionizar el cátodo de LiH.

## 2.4. Producción del Haz de Berilio

El cátodo utilizado para producir el haz de Berilio fue de Óxido de Berilio ( $\text{BeO}$ ). Al momento de ionizar el cátodo, se generan iones tanto de  $\text{O}^-$  como de  $\text{Be}^-$ , así como iones moleculares de  $\text{BeO}^-$ , por mencionar los más importantes. Las probabilidades de producción de éstos favorecen en mayor cantidad a los haces moleculares y aquellos de  $\text{O}^-$ , siendo esta razón un desafío para la obtención del

haz de interés. La producción de éste resultó exitosa después de varios intentos por parte del personal de operación del acelerador, y considerando la baja probabilidad de población de  $^9\text{Be}$ , sólo fue posible acelerar los estados de carga  $3^+$  y  $4^+$ .

Para esquematizar lo descrito anteriormente, en la figura 2.5 se muestran las probabilidades de producción y las corrientes respectivas para los iones resultantes al ionizar el cátodo de  $\text{BeO}$ . Para el caso de  $\text{Be}^-$  se puede observar que la corriente generada es muy pequeña, aproximadamente el 0.13 % del ión más abundante, la cual incluye todos los estados de carga posibles.



**Figura 2.5:** Corrientes reportadas por el fabricante de los iones generados al ionizar el cátodo de  $\text{BeO}$ .

## 2.5. Detectores

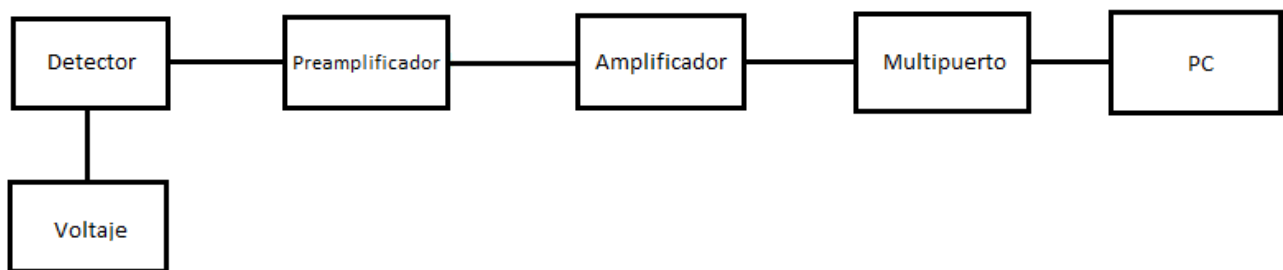
Los detectores son usados para medir las partículas o radiación electromagnética, que atraviesan una área específica, mediante la producción de pulsos eléctricos. La intensidad de estos pulsos está en función de la energía depositada en el detector. El funcionamiento de cada uno de éstos está basado en

el tipo de radiación medida y su interacción con el material con el cual está construido el mismo.

En este trabajo de tesis se consideraron dos detectores: uno de Silicio de barrera superficial (SSB) y uno de Germanio Hiperpuro (GeHp). El detector de Silicio fue empleado para medir las partículas cargadas y retrodispersadas por el blanco, mientras que el de Germanio fue usado para medir los rayos  $\gamma$  provenientes de decaimientos de los núcleos residuales que se liberan de su energía en exceso.

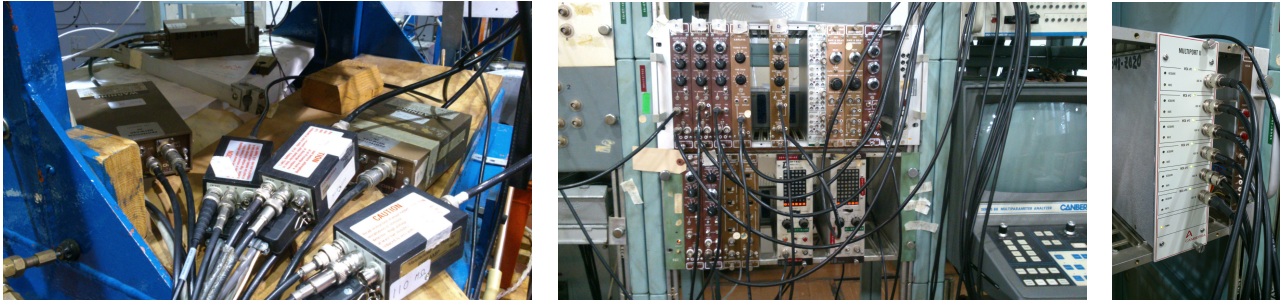
## 2.6. Sistema de Detección

En la figura 2.6 se muestra el esquema del canal electrónico usado para medir la radiación. El pulso eléctrico, generado por la interacción de la radiación con el detector, viaja a través de un preamplificador, un amplificador y finalmente los pulsos son guiados a un analizador multicanal, el cual permite visualizar las señales en una computadora en forma de espectros de energía.



**Figura 2.6:** Esquema del canal electrónico de uno de los detectores usados durante el experimento.

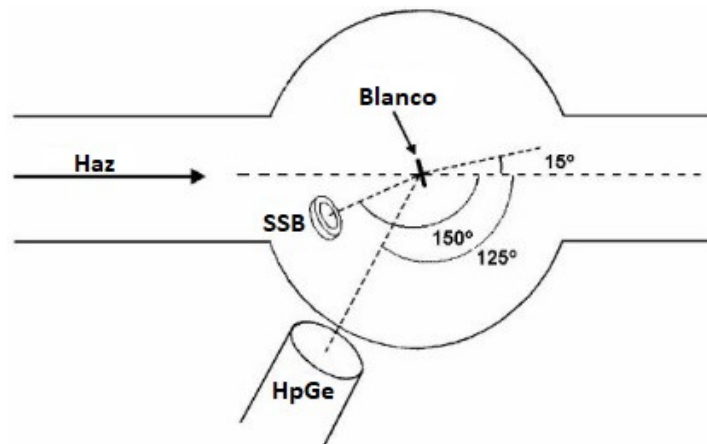
La función del preamplificador es amplificar en una primera etapa la señal que sale del detector, del orden de mV, con el fin de evitar que la señal se pierda con el ruido electrónico antes de llegar al amplificador. Este último es el dispositivo principal que amplifica o incrementa la señal, proveniente del preamplificador, por un factor de 1000 o más [41] para después ser leídos por el analizador multicanal, el cual registra y almacena los pulsos eléctricos de acuerdo a su altura en unidades llamadas canales. En la figura 2.7 se muestran las fotografías de los preamplificadores, amplificadores y analizador multicanal usados en el experimento.



**Figura 2.7:** De izquierda a derecha, preamplificadores, amplificadores, y multipuerto utilizados durante el experimento para medir la fusión.

## 2.7. Configuración Experimental

El arreglo experimental consistió de una cámara de bombardeo, de 24.8 cm de diámetro interno, en su interior se colocó un blanco grueso de  $^{51}\text{V}$  y un detector SSB, colocados a  $15^\circ$  y  $150^\circ$  con respecto a la dirección del haz, respectivamente. El detector SSB se usó para monitorear el haz con el fin de determinar el número de proyectiles que llegaron al blanco. Para medir los rayos  $\gamma$  emitidos por los núcleos residuales, en el exterior se colocó un detector HpGe a  $125^\circ$  como se muestra en la figura 2.8.



**Figura 2.8:** Esquema del arreglo experimental usado para medir la fusión.

Antes de cerrar la cámara se midió la geometría entre los detectores y el blanco. Una vez cerrada la cámara se le hizo vacío con un sistema de bombeo mecánico y posteriormente con una bomba

turbomolecular, con la finalidad de tener las condiciones de alto vacío en la línea de bombardeo, alcanzando una presión del orden de  $10^{-5}$  torr  $\sim 10^{-8}$  atm. En la tabla 2.1 se resumen los datos necesarios para la operación de los detectores y propiedades de los mismos. En la tercera columna se muestra el valor y polaridad del voltaje que debe suministrarse a los detectores para su correcto funcionamiento. El parámetro  $d$  es la distancia que existe entre el blanco y el detector.

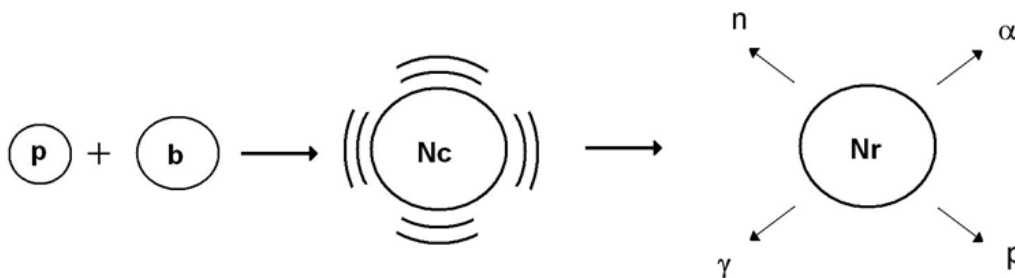
**Tabla 2.1:** Características generales de los detectores usados

Detector	$\theta$ ( $^\circ$ )	Voltaje (V)	Área ( $\text{mm}^2$ )	Grosor ( $\mu\text{m}$ )	$d$ (mm)	$\Omega$ (msr)
GeHp	125	-1900	2000*		124	
SSB	150	+40	50	500	58	3.73

\*Parte frontal del cristal de GeHp.

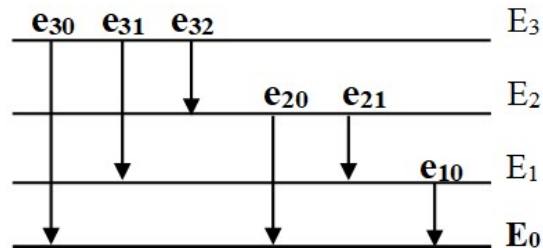
## 2.8. Técnica de Rayos $\gamma$

Antes de describir esta técnica es necesario ilustrar el proceso de formación de un núcleo compuesto. Para explicar este concepto nos apoyaremos de la figura 2.9, en la cual la partícula incidente o proyectil está representada por  $p$ , mientras que el núcleo blanco con la letra  $b$ . Cuando el proyectil tiene la suficiente energía para romper la barrera de Coulomb, los dos núcleos, proyectil y blanco, colisionan y se fusionan formando un nuevo núcleo, llamado núcleo compuesto  $NC$ , el cual generalmente está en un estado excitado. Para liberarse de su energía en exceso, el  $NC$  comienza a emitir partículas ligeras, principalmente protones, neutrones y partículas  $\alpha$ , así como rayos  $\gamma$ , como se describió en la sección 1.3. Cuando la energía de excitación ya no es suficiente para evaporar partículas se forma el *núcleo residual*, el cual busca su estado fundamental emitiendo solamente rayos  $\gamma$  provenientes de las



**Figura 2.9:** Formación de un núcleo compuesto.

transiciones entre los diferentes estados de energía internos del núcleo, ver figura 2.10. En esta figura se pueden apreciar dos tipos de transiciones, las transiciones directas que van de estados energéticos más altos al estado fundamental  $e_{n0}$ , y las transiciones intermedias entre estados energéticos diferentes al estado base  $e_{ni}$ .



**Figura 2.10:** Representación gráfica de los decaimientos gamma de un núcleo excitado.

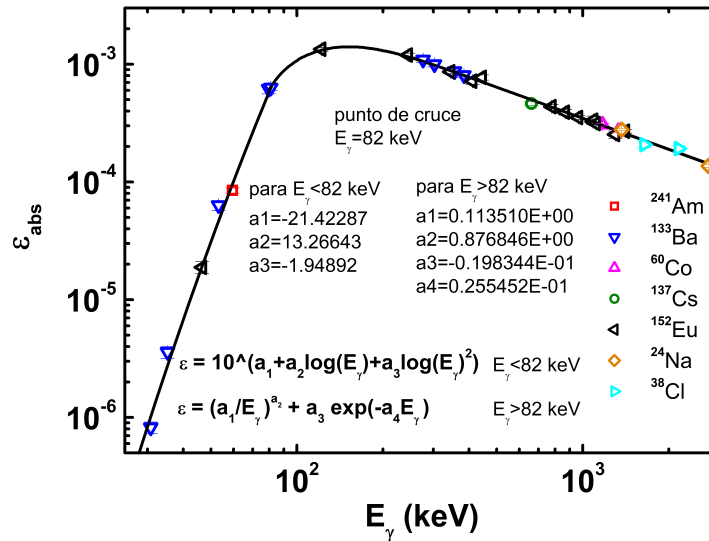
La técnica de rayos  $\gamma$  consiste en medir los rayos  $\gamma$  provenientes de las transiciones directas,  $e_{n0}$ , de los núcleos residuales formados a partir del proceso de fusión- evaporación. La energía del rayo  $\gamma$  es característico del núcleo residual que lo emite, lo cual permite identificar los núcleos residuales producidos en la fusión entre el proyectil y el blanco. La emisión de este tipo de radiación electromagnética se produce por cada evento de fusión registrado.

## 2.9. Curva de Eficiencia Absoluta

Se sabe que la eficiencia intrínseca de un detector está relacionada con el número de eventos que llegan y el número de eventos registrados por éste. En el caso de la eficiencia absoluta, se toma en consideración, además de la eficiencia intrínseca, la geometría del arreglo experimental y los materiales absorbedores que se encuentran entre el blanco y el detector, y es también conocida como la eficiencia del sistema de detección. La eficiencia absoluta se mide con fuentes radioactivas calibradas y posteriormente, por medio de un ajuste, se genera una función que nos permite calcular dicha eficiencia para cualquier energía.

Para medir la curva de eficiencia absoluta se usaron fuentes calibradas de  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{38}\text{Cl}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  y  $^{241}\text{Am}$ , las cuales emiten rayos  $\gamma$ . La energía de estas gammas comprende un intervalo de entre 30 y 2800 keV. Para calcular la eficiencia absoluta se consideraron las actividades

de cada fuente, su intensidad y las eventos registrados por el detector. En la figura 2.11 se muestra la curva de eficiencia medida antes de comenzar con los experimentos de fusión de los sistemas ( ${}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$ ) +  ${}^{51}\text{V}$ . Los símbolos representan el número de fotones que llegan al detector por cada fotón emitido, en función de la energía del rayo  $\gamma$  emitido por las fuentes de calibración, y la línea continua es el ajuste correspondiente a estos puntos experimentales. El ajuste se hizo en dos regiones determinadas de forma empírica: una que incluye el intervalo  $0 \text{ keV} < E_\gamma < 82 \text{ keV}$  y otra que va de  $E_\gamma = 82 \text{ keV}$  a energías más grandes. La razón de hacer el ajuste de esta forma es porque la ecuación propuesta por McNelles-Campbell [42] no reproduce los datos experimentales a energías menores de  $\sim 60 \text{ keV}$ . Para los datos medidos fue suficiente considerar un polinomio de segundo grado para  $E_\gamma \leq 60 \text{ keV}$ . En el cuerpo de la figura se muestran las ecuaciones que ajustan a la curva de eficiencia, la cual se dibuja en escala *log-log*. La curva de eficiencia brinda un factor de corrección al número de rayos  $\gamma$  detectados, para una cierta energía, emitidos por un núcleo residual.



**Figura 2.11:** Curva de eficiencia absoluta medida con el detector de Germanio Hiperpuro.

## MEDICIÓN Y ANÁLISIS DE LA FUSIÓN-EVAPORACIÓN

Este capítulo se divide en dos secciones, en las cuales se muestran los resultados obtenidos en el análisis de los sistemas  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$  y  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ , respectivamente. Para medir la fusión del sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ , el experimento fue enfocado a energías alrededor de la barrera Coulombiana,  $B = 10.33$  MeV ( $B_{\text{lab}} = 11.75$  MeV), en el intervalo de energía comprendido entre  $E_{\text{lab}} = 9.5$  y  $13.5$  MeV, mientras que para el sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  el intervalo considerado fue entre  $E_{\text{lab}} = 10.92$  y  $15.26$  MeV, energías por debajo de la barrera  $B = 13.74$  MeV ( $B_{\text{lab}} = 16.16$  MeV). Para determinar la sección eficaz de fusión sólo los rayos  $\gamma$  producidos por decaimientos al estado base fueron considerados. Las secciones de fusión,  $\sigma_{\text{fus}}$ , fueron obtenidas usando la ecuación:

$$N_{\gamma} = \epsilon_{\text{abs}}(E) N_p \int_0^{E_0} \frac{\sigma_{\text{fus}} dE}{S(E)}, \quad (3.1)$$

donde  $N_{\gamma}$  es el número de rayos  $\gamma$  detectados (de una energía específica),  $\epsilon_{\text{abs}}$  es la eficiencia absoluta del sistema de detección,  $N_p$  es el número de proyectiles incidentes y  $S(E)$  es el poder de frenado en el blanco. La eficiencia  $\epsilon_{\text{abs}}$  es una cantidad que depende de la energía del rayo  $\gamma$  que es depositada en el detector de Germanio como se explicó en la sección 2.9.

### 3.1. Sistema ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$

#### 3.1.1. Adquisición y Reducción de Datos

Para medir la fusión del sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ , el experimento fue enfocado a energías alrededor de la barrera Coulombiana,  $B = 10.33$  MeV ( $B_{\text{lab}} = 11.75$  MeV), a las energías  $E_{\text{lab}} = 9.5, 10.0, 10.5, 11.0,$

11.5, 11.75, 12.0, 12.5, 13.0 y 13.5 MeV. Los tiempos de bombardeo y las corrientes alcanzadas en el blanco usando iones de  ${}^7\text{Li}^{3+}$  se resumen en la tabla **3.1**.

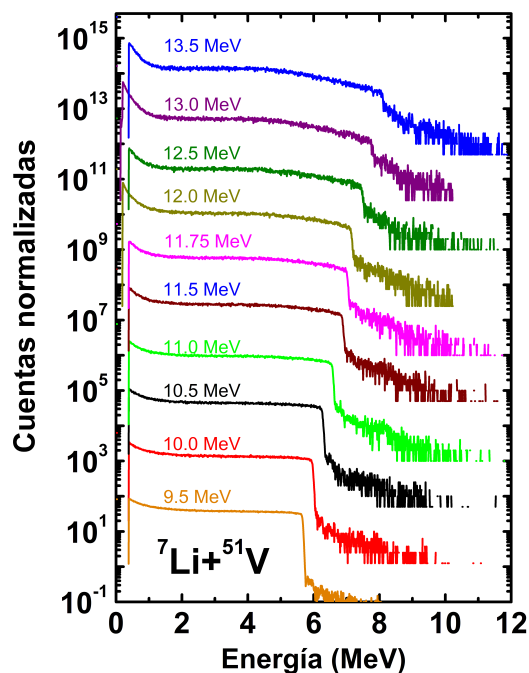
**Tabla 3.1:** Tiempos de bombardeo y corrientes alcanzadas en el blanco para cada energía estudiada en la fusión del sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ . El estado de carga empleado fue 3+.

$E_{\text{lab}}$ (MeV)	Tiempo de bombardeo (s)	Corriente $I_b$ (nA)
9.50	8202	30.0
10.00	6230	15.0
10.50	2530	15.0
11.00	6230	26.0
11.50	6230	9.5
11.75	1950	11.0
12.00	6230	7.0
12.50	6230	10.0
13.00	1880	5.0
13.50	8900	5.0

Una vez medidos y guardados los espectros, tanto de partícula cargada como de rayos  $\gamma$ , se realizaron las calibraciones usando una fuente triple de partículas  $\alpha$  ( ${}^{241}\text{Am}$ ) y un espectro de fondo natural medido por  $\sim 5400$  s, respectivamente. Los espectros de partícula cargada se trabajaron con el programa SIMNRA [43], el cual nos permitió ajustar la forma del espectro y conocer el número de proyectiles (iones de  ${}^7\text{Li}$ ) que llegaron al blanco. En el caso de los espectros de rayos  $\gamma$  se identificaron los fotopicos producidos durante la reacción, teniendo en consideración la probabilidad del cambio de espín entre las transiciones internas de los núcleos residuales y el *branching ratio*, el cual consiste en revisar que las intensidades de los decaimientos para una  $E_\gamma$  específica sean proporcionales a las áreas de los fotopicos medidos. Después de hacer la identificación de los fotopicos se hizo el ajuste de los mismos usando el módulo DAMM de UPAK y el programa grf2d [44] para conocer el área envolvente por la forma del pico.

En la figura **3.1** se muestran los espectros de partícula cargada para las energías consideradas en este análisis, en cada espectro, en la región de alta energía, se dibuja una caída la cual representa la energía máxima de retrodispersión del haz en la superficie del blanco. Conforme crece la energía del

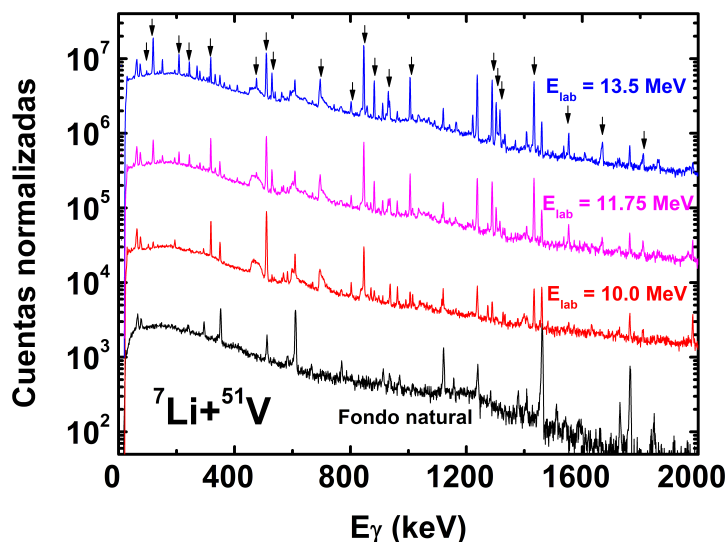
haz, la caída correspondiente a la energía de retrodispersión comienza a ser menos definida y se forma una especie de contaminación a altas energías, además que para energías arriba de la barrera Coulombiana es más evidente la formación de una especie de "joroba" en la región de energías de dispersión menores, alrededor de 4.0 MeV. Estas contaminaciones las asociamos a partículas cargadas posible-mente provenientes de los productos de evaporación y partículas  $\alpha$  del rompimiento del proyectil, es decir,  ${}^7\text{Li} \rightarrow \text{t} + \alpha$ .



**Figura 3.1:** Espectros de partículas cargadas medidos en el experimento de fusión del sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ .

Por otra parte, en la figura 3.2 se muestran algunos espectros representativos de rayos  $\gamma$  medidos durante el experimento a las energías de  $E_{\text{lab}} = 10.0, 11.75$  y  $13.5$  MeV, además de un espectro de fondo natural con la finalidad de hacer más fácil la identificación de los rayos  $\gamma$  producidos en la fusión del sistema. En la misma figura, señalando con flechas verticales, se muestra el espectro con una vasta producción de fotopicos, los cuales corresponden a todos los rayos  $\gamma$  provenientes de las transiciones entre los niveles internos de los núcleos residuales. En general, mientras la energía del haz es pequeña, comparada con la energía de la barrera Coulombiana, la altura o formación del fotopico resulta ser

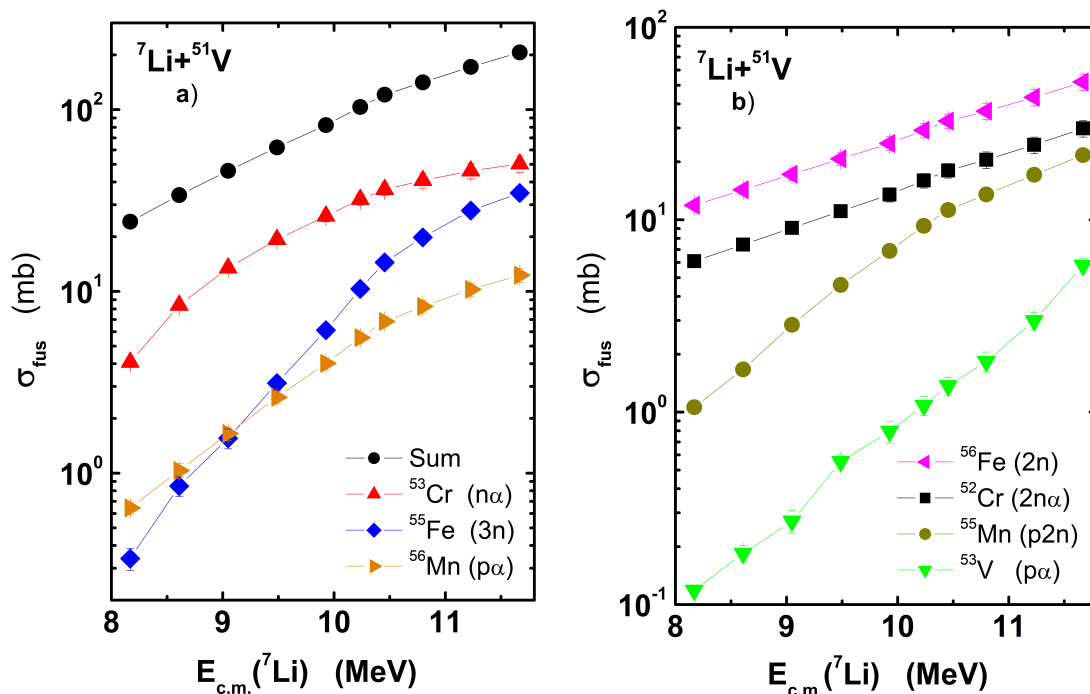
menos intensa que para energías mayores. Se ha encontrado el comportamiento inverso en donde el área del fotopico disminuye conforme aumenta la energía de bombardeo.



**Figura 3.2:** Espectros de rayos  $\gamma$  medidos a las energías de  $E_{lab}= 10.0, 11.75$  y  $13.5$  MeV. También se muestra un espectro de fondo natural para fines comparativos.

### 3.1.2. Resultados y Discusión

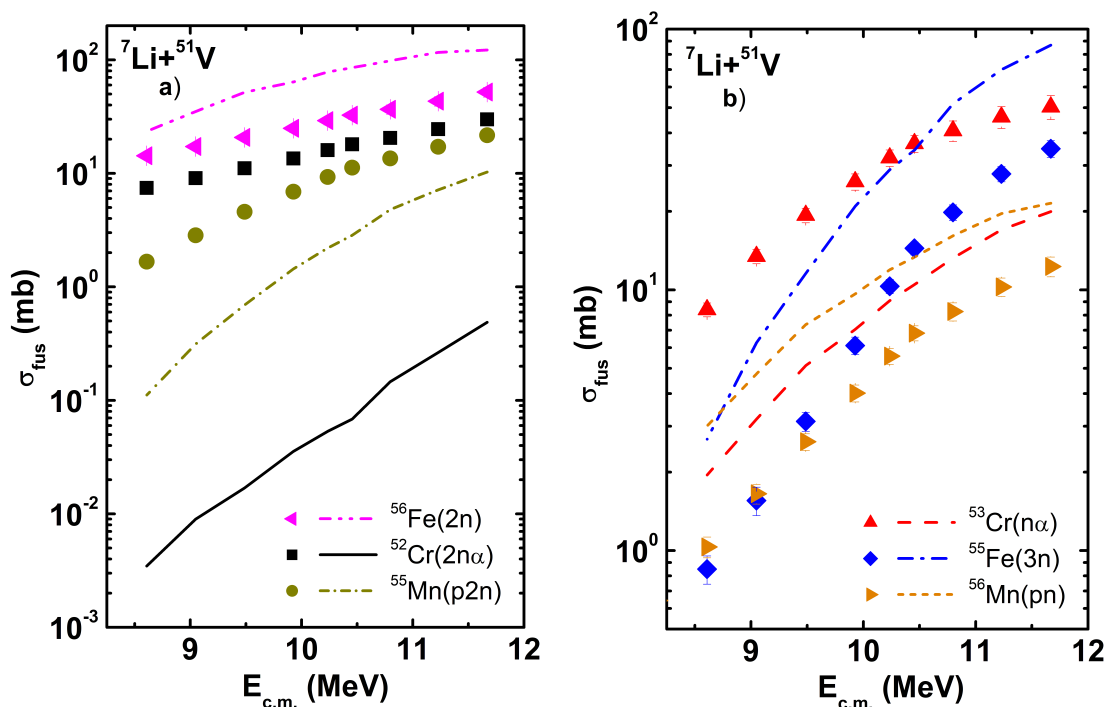
Una vez realizada la reducción de los datos experimentales se obtuvieron las secciones eficaces de fusión por núcleo residual, se encontró que los núcleos residuales más intensos fueron  $^{55,56}\text{Fe}$ ,  $^{55,56}\text{Mn}$ ,  $^{52,53}\text{Cr}$  y  $^{53}\text{V}$ , siendo  $xn$  y  $xn\alpha$  los canales más relevantes de evaporación. En las figuras 3.3a y 3.3b se muestran las funciones de excitación de fusión en el intervalo de energías considerado en este trabajo, en donde los símbolos circulares en color negro representan la suma de todas las secciones parciales medidas. Los errores experimentales mostrados en las figuras corresponden al error estadístico del número de eventos registrados por cada energía del rayo  $\gamma$  que fueron contados por el detector, por tal motivo las barras de error no son tan visibles en los puntos experimentales. Es importante mencionar que cada función de excitación, en la mayoría de los casos, es la suma de las funciones de excitación individuales de los rayos  $\gamma$  de un núcleo residual en particular.



**Figura 3.3:** (a-b) Secciones eficaces de fusión por núcleo residual en función de las energías del haz incidente  $^7\text{Li}$ . Los símbolos circulares en color negro es la sección total de fusión del sistema.

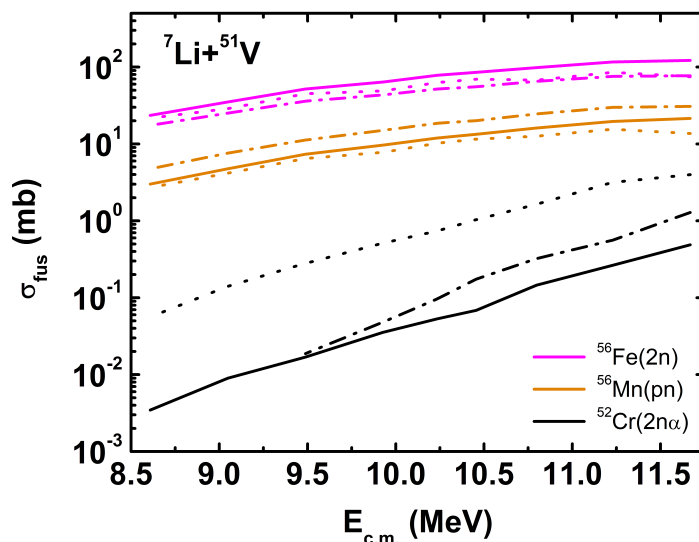
En la figura 3.4 se hizo la comparación de nuestros datos experimentales con los cálculos de fusión-evaporación usando el código PACE2, representados por líneas. Estas diferencias entre los datos experimentales y los cálculos teóricos, asumimos que se deben a otros procesos de reacciones nucleares diferentes a la fusión tales como la transferencia, rompimiento y/o fusión incompleta, por mencionar los más importantes. Esta hipótesis se ve reforzada por el hecho de que la sección eficaz determinada para los núcleos residuales  $^{55,56}\text{Fe}(3n, 2n)$  y  $^{56}\text{Mn}(pn)$  está subestimada, mientras que para  $^{52,53}\text{Cr}(2n\alpha, n\alpha)$  y  $^{55}\text{Mn}(p\alpha)$  las secciones resultan ser mucho mayores que las calculadas con el código de fusión-evaporación. Por otra parte, lo que describimos como contaminación en la figura 3.1, da mayor certidumbre a nuestra hipótesis.

En el caso del núcleo residual  $^{52}\text{Cr}(2n\alpha)$ , si consideramos que en la reacción de  $^7\text{Li} + ^{51}\text{V}$  un protón del proyectil es transferido al blanco, se tendrá la reacción  $^7\text{Li} + ^{51}\text{V} \rightarrow ^6\text{He} + ^{52}\text{Cr}$ , en donde el  $^{52}\text{Cr}$  no necesariamente se encuentra en su estado base y puede estar emitiendo rayos  $\gamma$  para liberarse

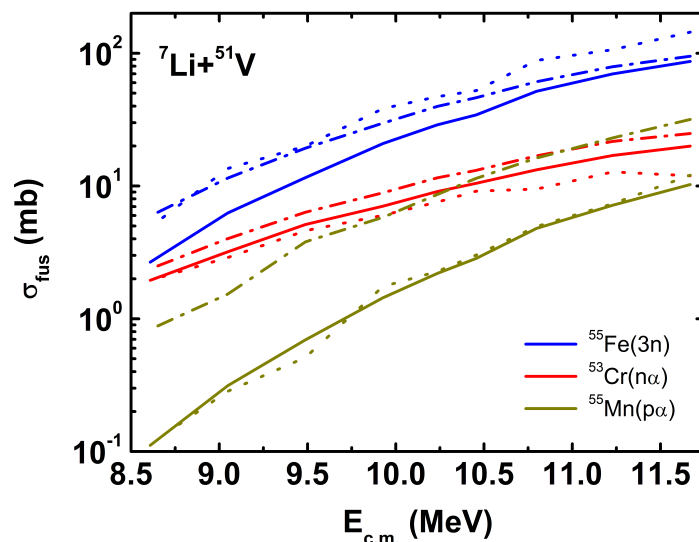


**Figura 3.4:** (a-b) Comparación de las secciones eficaces de fusión obtenidas con PACE2 (líneas) y los datos experimentales medidos en este trabajo (símbolos).

de su energía en exceso. Esto explicaría la “sobreproducción” de este núcleo residual. Otra alternativa es considerar que el proyectil se rompe en dos fragmentos antes de llegar al blanco, induciendo así el proceso de fusión incompleta. Si se considera que el proyectil es un sistema de dos cuerpos, tal que  ${}^7\text{Li} \rightarrow t + \alpha$ , entonces el tritio y/o la partícula  $\alpha$  pueden fusionarse con el blanco para formar los núcleos compuestos  ${}^{54}\text{Cr}$  y  ${}^{55}\text{Mn}$ , los cuales a su vez evaporan partículas y forman como núcleos residuales  ${}^{52}\text{Cr}$  y  ${}^{53}\text{Cr}$ , que también explicaría parcialmente la diferencia encontrada en la comparación de nuestros resultados teóricos y experimentales. Se hizo de forma preliminar una estimación de la reacción de transferencia de un protón y se encontró que para la energía más grande aquí considerada la contribución de la sección eficaz de transferencia a la sección de fusión es de  $\sim 16\%$ . Es necesario, como se hará en el siguiente capítulo, un análisis más extenso y detallado de cálculos de CDCC y CRC, así como de fusión incompleta, para encontrar las contribuciones de las secciones eficaces respectivas a la sección de fusión. Estos análisis quedan fuera del objetivo de este trabajo de tesis y bien pudieran ser tema de un proyecto de tesis de licenciatura y/o posgrado.



**Figura 3.5:** Comparación de las funciones de excitación de fusión de  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Mn}$  y  $^{52}\text{Cr}$  calculadas con los códigos de fusión-evaporación PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea de puntos).

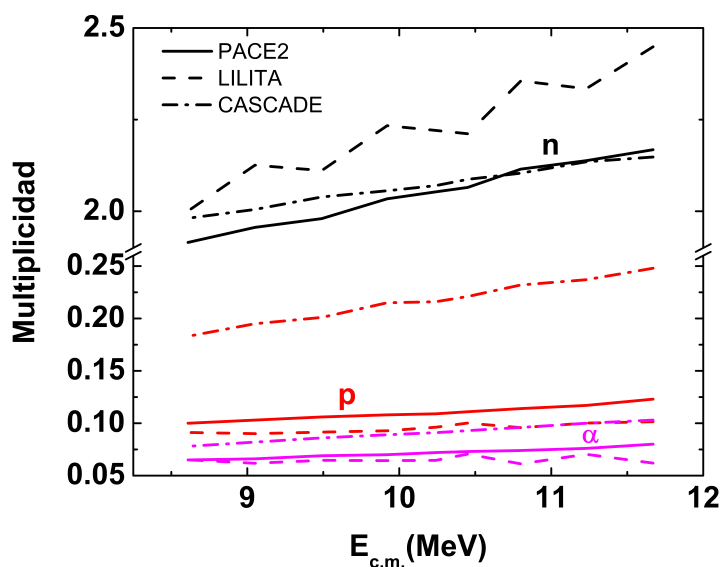


**Figura 3.6:** Comparación de las funciones de excitación de fusión de  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{53}\text{Cr}$  y  $^{55}\text{Mn}$  calculadas con los códigos de fusión-evaporación PACE2 (línea continua), LILITA (línea de guiones) y CASCADE (línea de puntos).

Además de PACE2, se hicieron calculos de fusión-evaporación usando los códigos LILITA y

CASCADE. Las secciones eficaces de fusión calculadas se muestran en las figuras 3.5 y 3.6, en donde las líneas continuas representan los cálculos de PACE2, las líneas de guiones las de LILITA y la línea de puntos las de CASCADE. Como era de esperarse, hay diferencias entre las curvas de excitación para cada núcleo residual, en algunos casos éstas son mínimas mientras que en otros, como  $^{55}\text{Mn}$  y  $^{52}\text{Cr}$ , son muy relevantes. Esto es consecuencia de la naturaleza misma de cómo funciona cada código, así como de los parámetros físicos y numéricos que son proporcionados al programa para el sistema de interés.

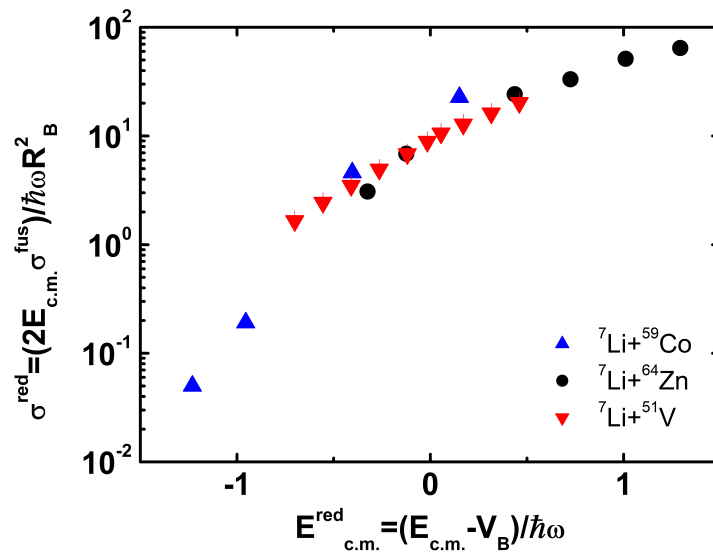
De los cálculos de fusión-evaporación también es posible conocer la multiplicidad de las partículas evaporadas, las cuales se muestran en la figura 3.7. De acuerdo a los tres códigos que hemos trabajado, la evaporación de neutrones es el proceso más importante a través del cual el núcleo compuesto libera su exceso de energía. Se encontró que los canales de evaporación más relevantes fueron  $xn$  y  $xn\alpha$ , siendo  $^{55,56}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Mn}$  y  $^{53}\text{Cr}$  los núcleos residuales más intensos, los cuales representan aproximadamente el 92 % de la sección total de fusión medida.



**Figura 3.7:** Multiplicidades calculadas de la evaporación de neutrones, protones y partículas  $\alpha$  del núcleo compuesto  $^{58}\text{Fe}$  usando los códigos PACE2, LILITA y CASCADE en la fusión del sistema  $^7\text{Li} + ^{51}\text{V}$ .

De esta figura se puede concluir que medir los neutrones como partículas evaporadas de la fusión de nuestro sistema es la mejor técnica para determinar la sección eficaz de fusión. El inconveniente principal que surge es que medir este tipo de partículas resulta ser muy complejo ya que carecen de carga eléctrica, y por consiguiente su detección implica el uso de detectores más especializados.

En la figura 3.8 se muestra la comparación de las secciones eficaces, en unidades reducidas como en [45], de la fusión de los sistemas  ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$  [46] y  ${}^7\text{Li} + {}^{64}\text{Zn}$  [47] con las secciones medidas del sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ . Esta reducción de datos se hizo con la intención de hacer una comparación directa entre sistemas que tuvieran el mismo núcleo como proyectil. Las secciones obtenidas en este análisis caen en una región que pareciera completar y conectar la función de excitación entre los dos sistemas reportados en la literatura. Este comportamiento es el esperado ya que nos da una certeza de los datos experimentales aquí reportados.



**Figura 3.8:** Comparación de las secciones eficaces de fusión medidas en este trabajo, en unidades reducidas, del sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$  con los sistemas similares  ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$  [46] y  ${}^7\text{Li} + {}^{64}\text{Zn}$  [47].

## 3.2. Sistema ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$

### 3.2.1. Adquisición y Reducción de Datos

En la tabla 3.2 se resumen los tiempos de bombardeo, la corriente del haz al llegar al blanco y el estado de carga empleado en la medida de la fusión del sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ . En la columna correspondiente a la energía del proyectil, en algunos casos, se repite la energía, indicando que para ese caso en particular se hizo más de una medida de la fusión del sistema.

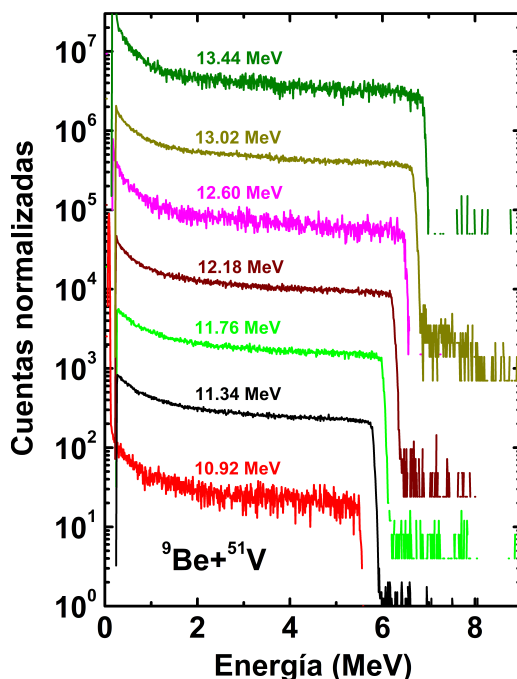
**Tabla 3.2:** Tiempos de bombardeo y corrientes alcanzadas en el blanco para cada energía estudiada en la fusión del sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ . Los estados de carga empleados fueron 3+ y 4+.

$E_{\text{lab}}$ (MeV)	Tiempo de bombardeo (s)	Corriente $I_b$ (nA)	Estado de carga
10.92	2530	1.2	3+
11.34	7486	6.0	3+
11.76	1950	3.0	3+
11.76(2)*	4801	6.0	3+
12.18	4290	7.0	3+
12.18(2)*	1502	2.5	3+
12.60	6230	1.5	3+
13.02	3149	15.0	3+
13.02(2)*	6838	15.0	3+
13.44	1880	0.6	3+
13.44(2)*	8900	2.5	3+
15.26	4180	0.1	4+

\*Se realizó una segunda medida para esta energía.

A comparación de las corrientes reportadas para el haz de  ${}^7\text{Li}$ , para el proyectil  ${}^9\text{Be}$  resultan ser muy pequeñas, debido a que la fuente utilizada produce un haz molecular y desfavorece la producción del haz puro de Berilio, como se explicó en la sección 2.4. Para un voltaje en la terminal dado  $V$ , se acelera un conjunto de iones de Berilio con diferentes estados de carga  $q$ , ver ecuación 2.1. La energía del haz producido está en función de este estado de carga, mientras éste sea más grande, la energía del

haz también lo será, y viceversa; para Be los posibles estados de carga son 1+, 2+, 3+ y 4+, siendo el estado  $q=3+$  el que mayor probabilidad de población presenta. El voltaje terminal máximo en el acelerador que se alcanzó en este experimento fue de 4 MV, produciendo un haz de  ${}^9\text{Be}^{3+}=13.44$  MeV. La última energía mostrada en la tabla 3.2, con  $q=4+$  y  $V=3.5$  MV, fue la única que pudo ser generada con este estado de carga, la cual tiene la menor corriente medida en el blanco.

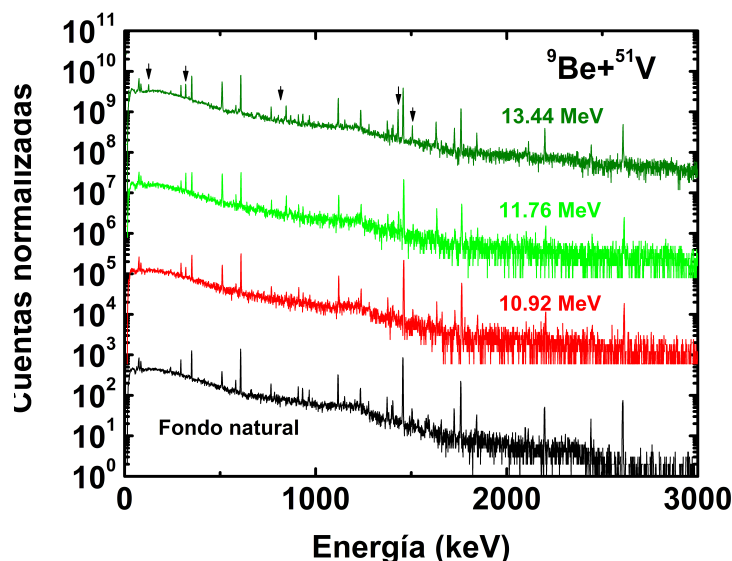


**Figura 3.9:** Espectros de partícula cargada medidos en la fusión del sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  a las energías indicadas.

El efecto de las corrientes muy pequeñas medidas durante el experimento se ven reflejadas en los espectros con muy baja estadística, tanto en espectros de rayos  $\gamma$  como de partícula cargada, siendo estos últimos los más representativos de este problema. En la figura 3.9 se muestran los espectros de partícula cargada, uno para cada energía de las consideradas en la fusión del sistema. Al igual que para el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ , los espectros tienen una región que presenta una caída abrupta en el número de cuentas, lo que se puede interpretar como la energía máxima de dispersión del  ${}^9\text{Be}$  en la superficie del blanco. Para las mediciones con haces de mayor corriente, en la región de alta energía, se comienzan a formar grupos de partículas cargadas diferentes al  ${}^9\text{Be}$ , los cuales suponemos que son partículas  $\alpha$  provenientes de la evaporación del  $NC$  y de otros procesos nucleares diferentes a la fusión. Los espectros

de partícula cargada se analizaron con el programa SIMNRA, el cual nos permitió ajustar la forma del espectro y conocer el número de proyectiles (iones de  $^9\text{Be}$ ) que llegaron al blanco.

En la figura 3.10 se muestran los espectros de rayos  $\gamma$  medidos en el experimento de fusión del sistema  $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$  para tres energías representativas,  $E_{\text{lab}} = 10.92, 11.76$  y  $13.44$  MeV. Los fotopicos que se forman, provenientes de los núcleos residuales, son en menor número que para el sistema analizado previamente. Los fotopicos están marcados con flechas verticales y representan la energía de los rayos  $\gamma$  emitidos tanto por transiciones directas como intermedias. La altura o área relacionada con la distribución gaussiana del fotopico está en función del número de gammas medidas por el detector y, en consecuencia, de la corriente que llegó al blanco. Es normal que la formación de fotopicos disminuya rápidamente para las energías más bajas de bombardeo ya que la diferencia entre la barrera Coulombiana y la energía más pequeña usada es de  $\sim 5$  MeV.

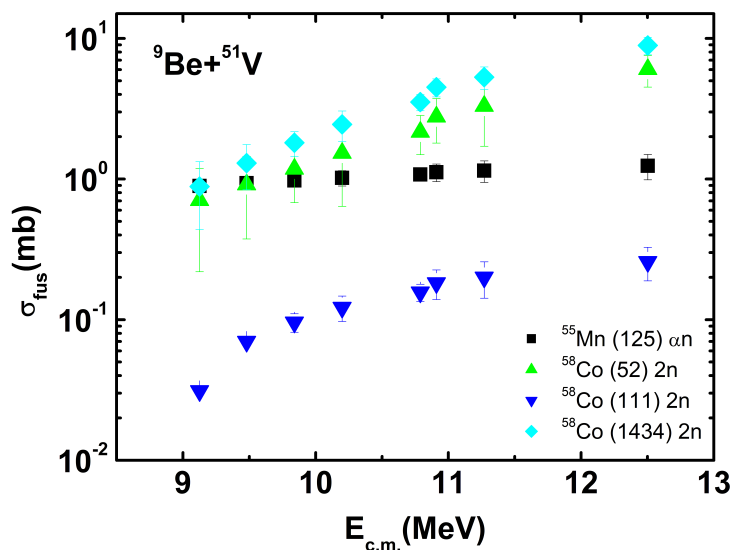


**Figura 3.10:** Espectro de rayos  $\gamma$  medidos en la fusión del sistema  $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ .

### 3.2.2. Resultados y Discusión

Experimentalmente se encontró que  $^{58}\text{Co}$  y  $^{55}\text{Mn}$  fueron los núcleos residuales producidos por el proceso de fusión-evaporación del sistema. Los rayos  $\gamma$  medidos fueron tanto de transiciones directas como de transiciones intermedias. En el caso del núcleo residual  $^{58}\text{Co}$ , el número de rayos  $\gamma$  que llega-

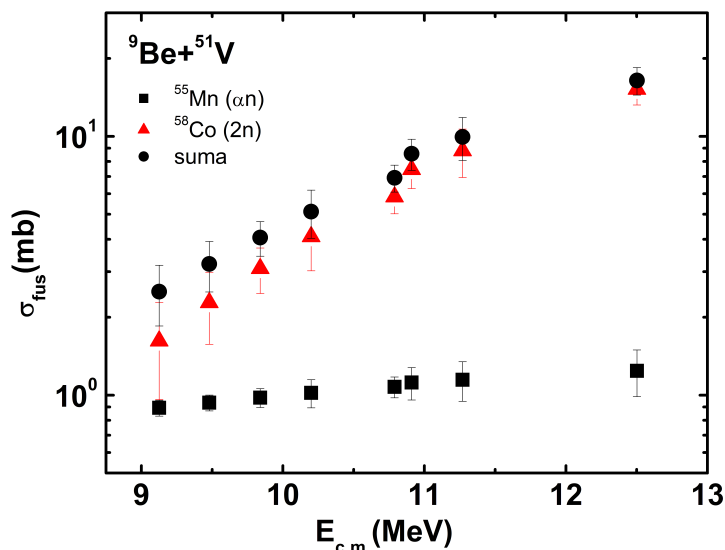
ron al estado base fueron tres, con energías de 52, 111, 1434 keV, respectivamente; mientras que para  $^{55}\text{Mn}$  sólo fue identificado un rayo  $\gamma$  con la energía asociada de 125 keV. En la figura 3.11 se resume lo antes mencionado en forma de curvas de excitación por cada rayo  $\gamma$  que llegó al estado fundamental de los núcleos residuales  $^{58}\text{Co}$  y  $^{55}\text{Mn}$ . El error estadístico asociado al área del fotopico de la gamma de menor energía de Co resulta ser muy grande, y principalmente se debe a que en la región de baja energía (<60 keV) de los espectros de rayos  $\gamma$  la relación pico-fondo es muy desfavorable para el fotopico, además de que ahí hay una baja eficiencia absoluta, ver sección 2.9, lo cual resulta ser complicado para ajustar los fotopicos.



**Figura 3.11:** Funciones de excitación de fusión medidas para el sistema  $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ , por cada transición directa de un rayo  $\gamma$ .

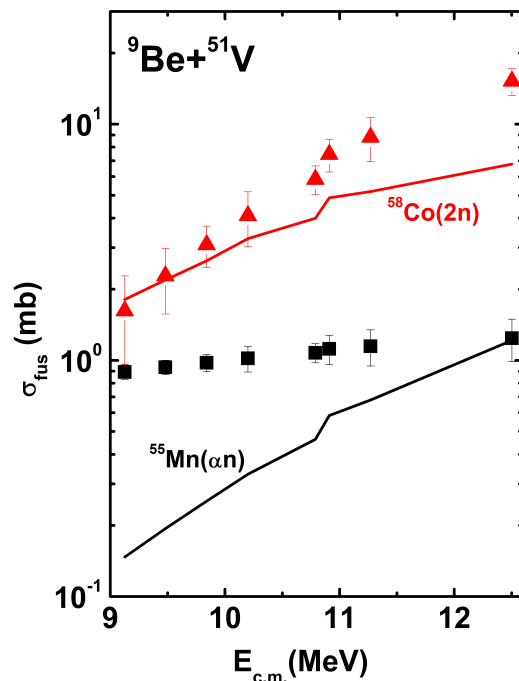
En la figura 3.12 se muestran las funciones de excitación parciales (por núcleo residual) de la fusión del sistema  $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ . Los círculos negros representan la sección total de fusión para cada energía considerada en este análisis, es decir, la suma de las secciones eficaces de fusión de cada núcleo residual. Los errores asociados a las secciones parciales para  $^{55}\text{Mn}$  parecen tener un comportamiento sistemático conforme a la energía efectiva de fusión: mientras la energía crece, los errores estadísticos también lo hacen. Para poder explicar este comportamiento se tiene que hacer referencia a la tabla 3.2, en donde se puede observar que las corrientes reportadas para las energías más grandes de bombardeo y estados de carga 4+ son muy pequeñas, por consecuencia, la estadística recolectada también lo fue. En el caso de la curva de la sección total de fusión del sistema, los errores se obtuvieron como la suma

cuadrática de los errores individuales de cada núcleo residual.



**Figura 3.12:** Funciones de excitación, por núcleo residual, de fusión del sistema  $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$ . Los símbolos circulares representan la sección total de fusión.

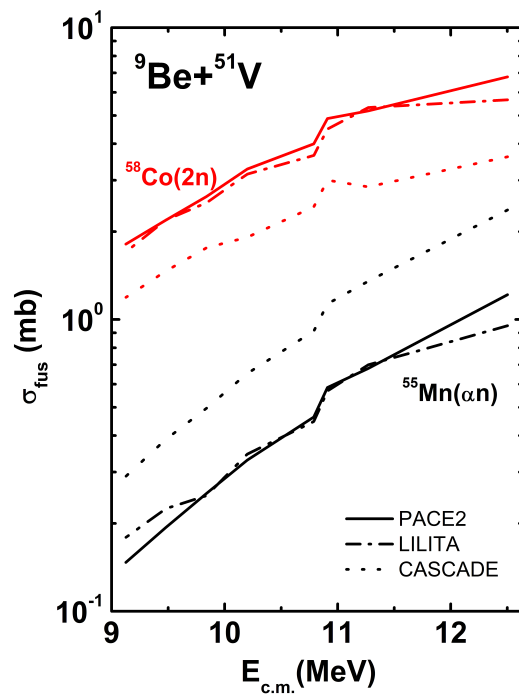
La comparación de las medidas experimentales, por núcleo residual, y los cálculos de fusión-evaporación usando el código PACE2 se muestra en la figura 3.13. Los resultados obtenidos con este código (líneas continuas) sugieren la formación de otros núcleos residuales tales como  $^{57}\text{Co}(3n)$  y  $^{57,58}\text{Fe}(p2n, pn)$ , pero que experimentalmente no fueron detectados. En el caso de  $^{58}\text{Co}(2n)$  y  $^{55}\text{Mn}(\alpha n)$  las secciones eficaces de fusión resultan ser más grandes que lo calculado con el código PACE2. Estas diferencias pueden explicarse considerando el intervalo de energías a la que fue medida la fusión del sistema y del funcionamiento del mismo código, las cuales se concentraron por debajo de la barrera Coulombiana. Es bien sabido que para que una reacción nuclear tenga lugar es necesario que el proyectil, o núcleo incidente, lleve consigo cierta energía cinética, tal que sea capaz de romper cierta barrera electrostática. Pero también puede darse el caso en el que el proyectil no tenga la suficiente energía y aún así se produzca la reacción nuclear, lo que se conoce como efecto Túnel. Como se explicó en la sección 1.3.1, PACE2 sólo considera el modelo clásico, es decir, funciona bien para energías por arriba de la barrera, para energías menores se deben hacer consideraciones usando el modelo de penetración de barrera (BPM) para tener una aproximación más realista a nuestros datos experimentales, lo cual fue realizado para poder hacer la comparación mostrada en esta figura.



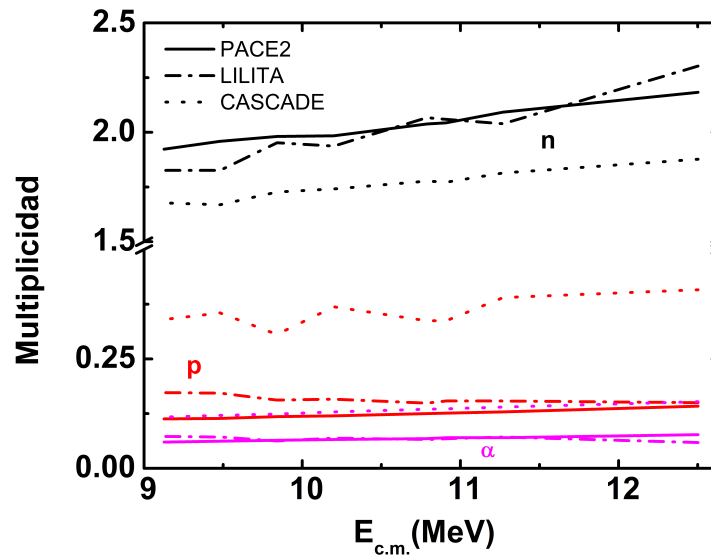
**Figura 3.13:** Comparación de las secciones eficaces experimentales de fusión del sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  con cálculos de fusión-evaporación usando el código PACE2.

De manera complementaria se hicieron cálculos usando los códigos de fusión-evaporación LILITA y CASCADE, y fueron comparados con los obtenidos con el código PACE2, ver figura 3.14. Se encontró que en general PACE2 (líneas continuas) y LILITA (líneas de guiones) predicen de forma muy parecida la producción de los núcleos residuales  ${}^{58}\text{Co}(2n)$  y  ${}^{55}\text{Mn}(\alpha n)$ , pero difieren ligeramente de los cálculos de CASCADE (líneas de puntos) para todas las energías efectivas de fusión. Los tres códigos coinciden en la predicción de la formación de cinco núcleos residuales, siendo  ${}^{58}\text{Co}(3n)$  y  ${}^{55}\text{Mn}(\alpha n)$  los únicos medidos experimentalmente.

En la figura 3.15 se muestran las multiplicidades de las partículas evaporadas en función de la energía obtenidas con los códigos PACE2, LILITA y CASCADE. Se puede observar que los canales de evaporación más importantes por medio de los cuales el núcleo compuesto  ${}^{60}\text{Co}$  se libera de su energía en exceso involucra la emisión de neutrones. De acuerdo a nuestros resultados experimentales,  $xn$  y  $\alpha n$  son los canales más relevantes de evaporación.



**Figura 3.14:** Comparación de las secciones eficaces de fusión del sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  usando los códigos de fusión-evaporación PACE2, LILITA y CASCADE.



**Figura 3.15:** Multiplicidades calculadas de la evaporación de neutrones, protones y partículas  $\alpha$  del núcleo compuesto  ${}^{60}\text{Co}$  usando los códigos PACE2, LILITA y CASCADE en la fusión del sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ .

## ANÁLISIS DE DISPERSIÓN ELÁSTICA, ROMPIMIENTO Y TRANSFERENCIA

En este capítulo se presenta el análisis, usando el formalismo de CDCC y CRC, del sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  empleando el código FRESCO. Se calcularon las secciones eficaces de fusión, rompimiento, transferencia y reacción, así como las distribuciones angulares de dispersión elástica, las cuales se compararon con datos experimentales reportados. De este análisis fue posible obtener información adicional sobre los procesos de transferencia y rompimiento, a saber, los factores espectroscópicos y astrofísicos asociados al  ${}^8\text{B}$ .

Es relevante mencionar que este sistema ha sido ampliamente estudiado, algunos resultados han sido reportados por ejemplo, en [5–7]. La principal contribución de este trabajo, y que lo distingue de análisis previos, es que se está introduciendo un potencial real de interacción efectiva nucleón-nucleón y un potencial de polarización dinámica para estudiar la interacción  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ , ya que en análisis previos solamente fue considerado un potencial volumétrico tipo Woods-Saxon. Para generar el potencial de interacción nucleón-nucleón se usó el código FOLDEG V07, implementado por S. A. Goncharov [48].

### 4.1. Sistema ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$

Es bien conocido que el  ${}^8\text{B}$  es un núcleo exótico, es decir, que puede ser considerado como un núcleo con halo protonico,  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ , siendo el  ${}^7\text{Be}$  el carozo y  $p$  el nucleón de valencia, el cual tiene una energía de amarre de tan sólo 137 keV. El estudio de la interacción de este núcleo exótico con núcleos pesados, como lo es  ${}^{58}\text{Ni}$ , resulta de especial interés y ha sido estudiado ampliamente tanto

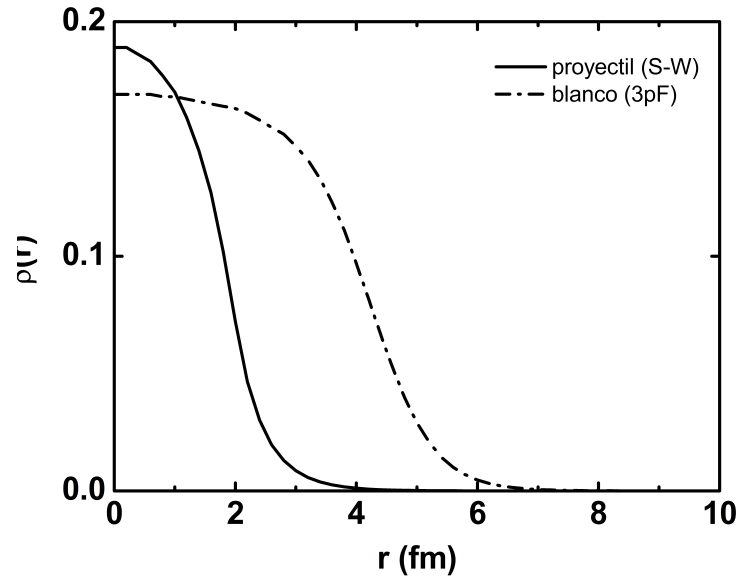
teórica como experimentalmente [5–7, 49–56].

Los cálculos de CCDC y CRC se hicieron en el intervalo de energías  $E_{\text{lab}} = 17.22$  y  $29.3$  MeV. Las energías a las que se analizaron las distribuciones angulares de dispersión elástica fueron  $E_{\text{lab}} = 20.7, 23.4, 25.3, 27.2$  y  $29.3$  MeV. La mayoría de las energías consideradas en este análisis fueron superiores a la barrera Coulombiana  $B = 20.8$  MeV ( $B_{\text{lab}} = 22.95$  MeV). Para estudiar la reacción del sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  fue necesario contemplar las posibles interacciones del proyectil y del blanco, y determinar los parámetros a emplear de los diferentes potenciales. Las interacciones consideradas fueron  $p + {}^7\text{Be}$ ,  $p + {}^{58}\text{Ni}$  y  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ . Los parámetros del potencial de interacción de movimiento relativo  $p + {}^7\text{Be}$  fueron tomados de [57], mientras que para la interacción  $p + {}^{58}\text{Ni}$  se usó la sistemática propuesta por Becchetti-Greenless [58].

En la interacción  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$  se consideró un potencial como el de la ecuación (1.23). En este Potencial Óptico  $V_F$  es un potencial tipo doble *Folding*,  $iW = i(W_V f_{x_V} + W_D f_{x_D})$  representa la absorción o pérdida de flujo,  $V_P$  y  $V_C$  son el potencial de polarización dinámica y el potencial Coulombiano, respectivamente. Los factores de forma  $f_{x_{V,D}}$  empleados fueron los correspondientes a Woods-Saxon. Es importante notar que los parámetros que se usaron para la parte volumétrica y superficial del potencial de absorción fueron los mismos que para el potencial de polarización. La diferencia entre estos dos potenciales es que uno es real y el otro es imaginario. La contribución del potencial de polarización está en función de los parámetros  $\alpha$  y  $\beta$ , los cuales son dependientes de la energía del proyectil. Para calcular  $V_F$ , en el caso del proyectil, se usó un modelo de densidad empírica descrito en [26], mientras que para el blanco se usó una distribución de densidad de la forma 3pF, cuyos valores fueron tomados de [59]. La parte real del potencial nuclear fue calculada usando la interacción nucleón-nucleón tipo CDM3Y6-Paris. Para el análisis se asumió que el estado base del  ${}^8\text{B}$  es  $2^+$ , el cual está compuesto por el acoplamiento de las funciones de onda del protón de valencia ( $p_{3/2}$ ) y del estado base del carozo  ${}^7\text{Be}$  ( $3/2^-$ ).

#### 4.1.1. Sensibilidad a los Parámetros del Potencial

En la figura 4.1 se muestran la distribuciones de la densidad nuclear del proyectil (línea continua) y del blanco (línea de guión-punto) obtenidas con las sistemáticas de Sorensen-Winter [26] y la distribución de tres parámetros de Fermi 3pF [59], respectivamente. Recordemos que como primera

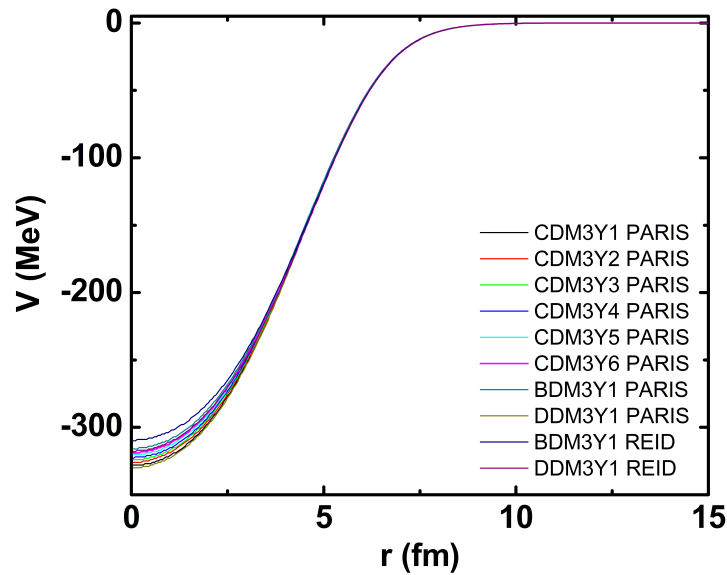


**Figura 4.1:** Distribuciones de densidad nuclear del proyectil (línea continua) y del blanco (línea de guiones) usando la sistemática de Sorensen-Winter [26] y la distribución de 3pF [59], respectivamente.

aproximación, al núcleo se le considera como una esfera con cierta distribución de masa. En su centro se encuentra una densidad mayor y mientras su radio aumenta, la densidad va disminuyendo, se hace más difusa. Este comportamiento se puede apreciar en esta figura, para el blanco, el cual es un sistema más pesado que el proyectil, se puede ver que la densidad en el centro del núcleo es un poco menor comparada con la del proyectil, pero con una distribución radial más grande. Este comportamiento está relacionado con la cantidad de nucleones que conforman el núcleo; para un núcleo ligero, la fuerza nuclear fuerte mantiene unidos a los nucleones y entonces la densidad nuclear será grande, en el caso del núcleo blanco, éste tiene muchos protones y neutrones y la fuerza nuclear comenzará a ser opacada por la repulsión Coulombiana entre los protones, conforme los nucleones aumenten, y es lo que genera que la densidad sea menor.

Para calcular el potencial de interacción efectiva nucleón-nucleón, FOLDEG permite incorporar diferentes sistemáticas para la densidad nuclear de los núcleos que componen el sistema de estudio, así como las dependencias radiales de las interacciones de Paris y de Reid [14, 19, 20, 23, 24]. En la figura 4.2, a modo de ejemplo, se muestran los cálculos del potencial nuclear real del sistema  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$  para la energía del  ${}^8\text{B}$   $E_{\text{lab}} = 25.75$  MeV. Se puede observar que para  $r$  mayores a  $\sim 4.5$  fm todos los

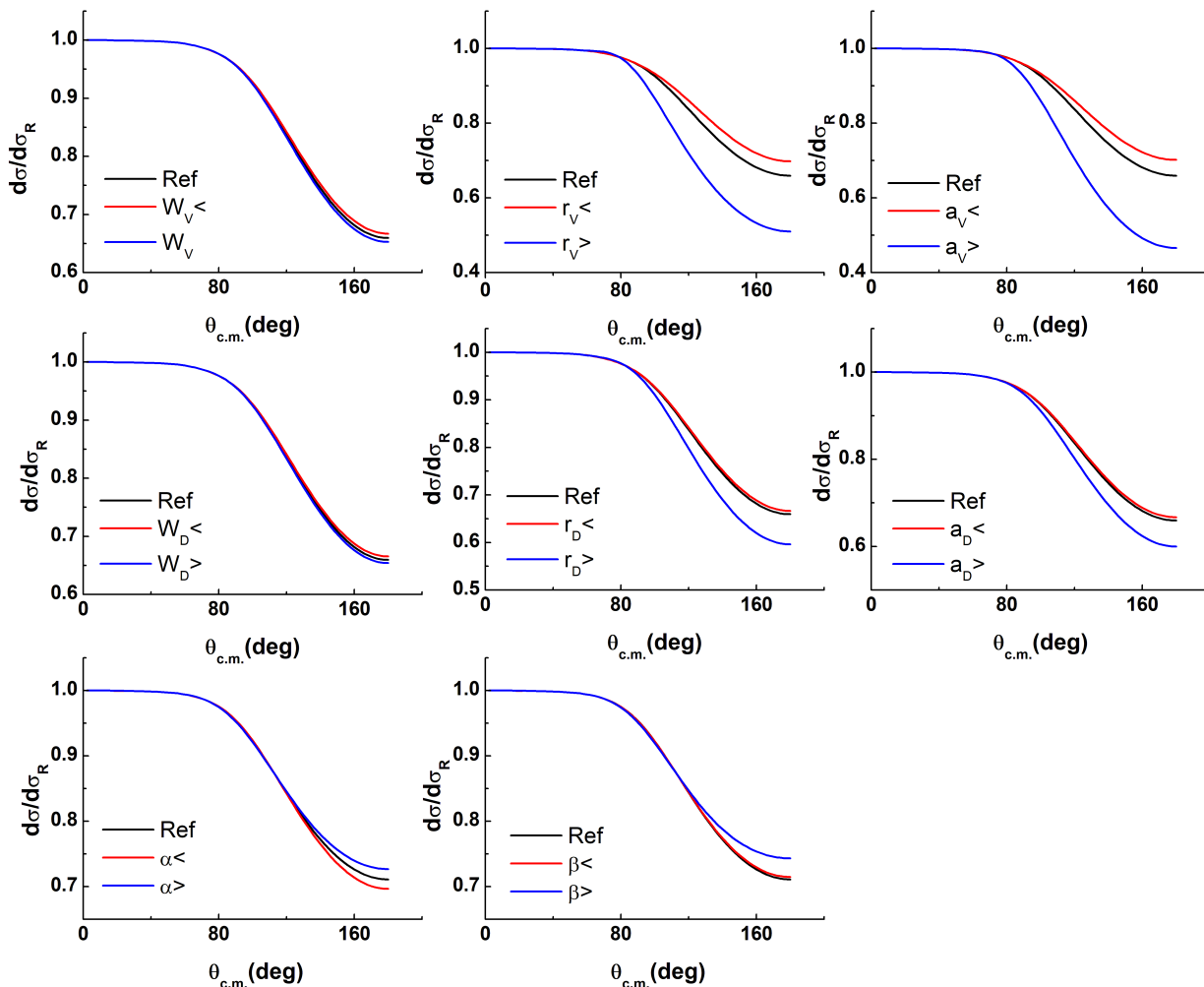
potenciales parecen estar superpuestos y no mostrar variaciones apreciables. Para  $r$  menores se logra apreciar un “abanico” de líneas que representan las diferentes variantes del potencial de interacción nucleón-nucleón pero, por la profundidad tan grande, estas diferencias resultan ser poco importantes en los cálculos de CDCC. Ya que la versión CDM3Y6 de Paris es la propuesta más aceptable por diferentes grupos de investigación, ésta se adoptó como la interacción efectiva para los cálculos aquí mostrados. Se encontró que este potencial fue invariante para todas la energías consideradas en este análisis.



**Figura 4.2:** Comparación de las diferentes versiones del potencial de interacción nucleón- nucleón de Paris y Reid.

Como ya se mencionó en la sección anterior, además de la interacción  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ , fue necesario considerar los potenciales de las interacciones  $p + {}^7\text{Be}$  y  $p + {}^{58}\text{Ni}$ . Los parámetros de estos dos potenciales se mantuvieron constantes para hacer las comparaciones de la figura 4.3. En ésta se muestran las distribuciones angulares de dispersión elástica modificando los parámetros del potencial de absorción de la interacción  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ . Como primera etapa se calculó la distribución angular, la cual se tomó como referencia en el estudio de la sensibilidad de los parámetros del potencial, posteriormente se fue variando uno a uno los parámetros de los potenciales volumétricos y superficiales, mientras el resto de ellos se mantenían invariantes. Los valores de referencia fueron:  $W_V=90$ ,  $W_D=5$ ,  $r_{V,D}=1.25$ ,  $a_{V,D}=0.64$ ,  $\alpha = \beta = -0.2$ . Se encontró que los parámetros relacionados con las profundidades no provocan algún

cambio importante en las distribuciones angulares ni en las secciones de reacción, pero la variación de los parámetros como lo son el radio y la difusividad sí presentan cambios significativos a la forma de la distribución y, por lo tanto, a las secciones de reacción.

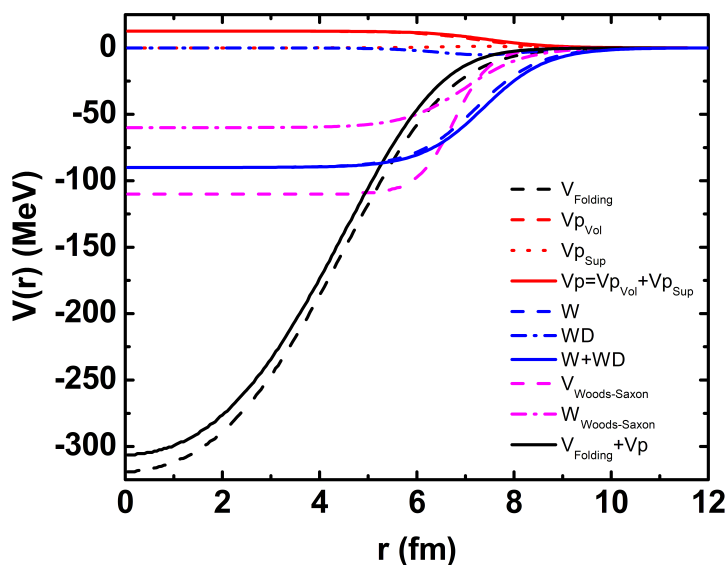


**Figura 4.3:** Sensibilidad de las distribuciones angulares de dispersión elástica, de  $^8\text{B}$  en  $^{58}\text{Ni}$ , a los parámetros del potencial nuclear de la interacción  $^7\text{Be} + ^{58}\text{Ni}$ .

Al aumentar el radio, la distribución angular se hace más pronunciada y aumenta la sección de reacción y viceversa. Este efecto se encontró a ser más sensible en la parte volumétrica del potencial imaginario que en la parte superficial, siendo el mismo factor el aplicado en la variación de los parámetros. En el caso de los parámetros  $\alpha$  y  $\beta$  del potencial de polarización, al aumentar sus valores absolutos,

la sección de reacción disminuye y la distribución angular se eleva en la región angular más grande.

En la figura 4.4 se muestra la comparación de los potenciales usados en este análisis y los considerados, por ejemplo en [5–7] (líneas color magenta). Para el potencial de doble *folding*  $V_F$  es fácil ver que es un potencial  $\sim 3$  veces más atractivo que el de Woods-Saxon ( $V_{\text{Woods-Saxon}}$ ), que su difusividad es mayor, y que como consecuencia su radio disminuye. Se puede observar que el potencial de polarización es repulsivo, lo cual puede explicar el comportamiento de las distribuciones angulares de la figura 4.3 cuando éste aumenta. El principal reto de este análisis es trabajar con potenciales totalmente diferentes, y que además se consideran contribuciones al potencial tanto volumétricas como superficiales presentes en una interacción nuclear.

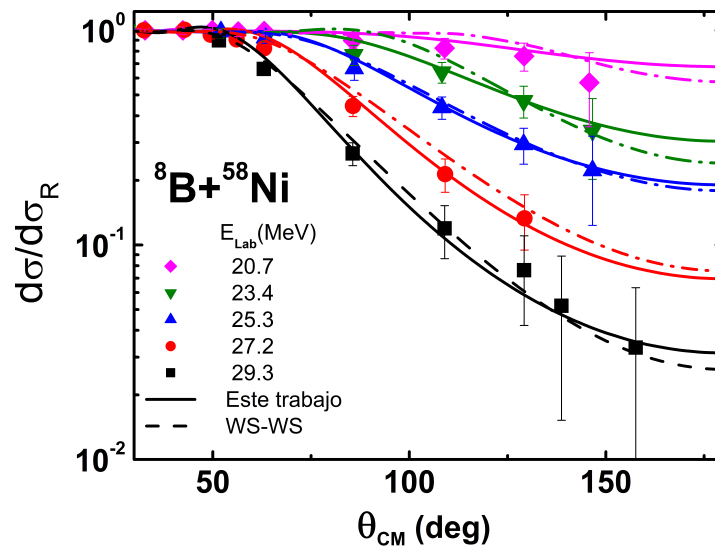


**Figura 4.4:** Comparación y contribución de los potenciales de la interacción  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$  empleados en este trabajo y los usados en [5–7] (líneas color magenta).

#### 4.1.2. Resultados y Discusión

En la figura 4.5 se muestra la comparación de las distribuciones angulares de dispersión elástica del sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  calculadas usando el código FRESCO (líneas continuas) y los datos experimentales publicados en [49]. Nuestros resultados presentan una buena aproximación principalmente a las

energías del proyectil por arriba de la barrera Coulombiana. En el caso de la energía más pequeña, nuestro análisis sugiere que no se están considerando todos los procesos nucleares diferentes a la dispersión elástica, pero la distribución estimada aún se encuentra dentro de las barras de error correspondientes. A partir de  $\theta_{c.m.} \sim 60^\circ$  se puede apreciar una disminución drástica en la sección de dispersión normalizada conforme aumenta la energía de  ${}^8\text{B}$ , este comportamiento se produce porque la energía del proyectil es lo suficientemente grande como para superar la repulsión electrostática y así tener una reacción a nivel nuclear. Para este sistema, la pérdida de flujo en el canal elástico es absorbida principalmente para producir reacciones de fusión y rompimiento. Clásicamente, si la energía del proyectil es menor a la barrera Coulombiana, sólo se mediría la dispersión de Rutherford.



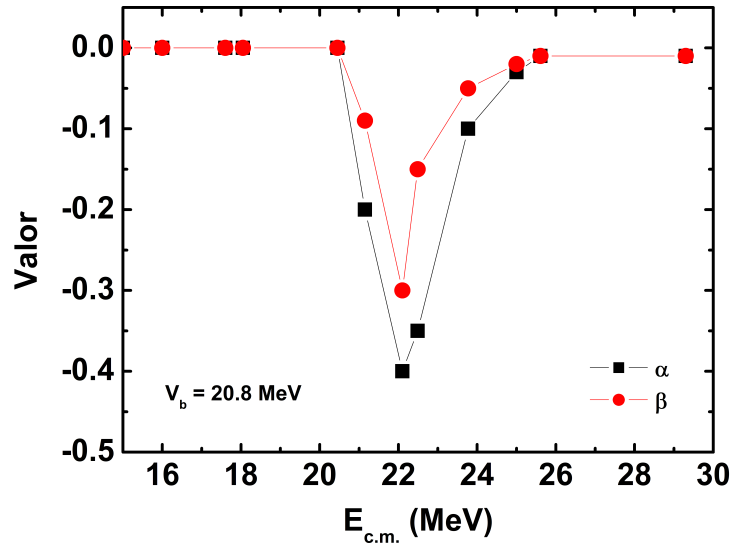
**Figura 4.5:** Comparación de las distribuciones angulares de dispersión elástica usando FRESCO y los datos experimentales de  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  tomados de la referencia [49]. También se hace la comparación de nuestros resultados con el análisis realizado en [7].

En esta misma figura se comparan los resultados obtenidos en este análisis (líneas continuas) y aquellos reportados en [7] (líneas de guiones), en donde sólo se considera un potencial nuclear Woods-Saxon-Woods-Saxon para la interacción  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ . Es claro observar que el modelo que se trabajó en esta investigación reproduce mejor a los datos experimentales, incluso a ángulos intermedios  $\theta_{c.m.} \sim 85^\circ$ , en los que el modelo usado en [7] falla, especialmente a energías menores.

**Tabla 4.1:** Parámetros del potencial nuclear del Modelo Óptico para la interacción  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ . Los parámetros corresponden tanto para el potencial de absorción como del potencial de polarización dinámica, ver ecuación 1.22.

$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$E_{\text{c.m.}}$ (MeV)	$\alpha$	$\beta$	$W_V$ (MeV)	$r_V$ (fm)	$a_V$ (fm)	$W_D$ (MeV)	$r_D$ (fm)	$a_D$ (fm)
17.22	15.0	0	0	90	1.18	0.42	5	1.2	0.45
20.19	17.6	0	0	90	1.18	0.42	5	1.2	0.45
20.70	18.05	0	0	90	1.28	0.42	5	1.3	0.45
23.40	20.45	0	0	90	1.28	0.42	5	1.3	0.45
24.22	21.15	-0.20	-0.09	90	1.28	0.42	5	1.3	0.45
25.30	22.1	-0.40	-0.30	90	1.28	0.42	5	1.3	0.45
25.75	22.49	-0.35	-0.15	90	1.28	0.42	5	1.3	0.45
27.20	23.77	-0.10	-0.05	90	1.28	0.42	5	1.3	0.45
28.60	25.0	-0.03	-0.02	90	1.28	0.42	5	1.3	0.45
29.30	25.61	-0.01	-0.01	90	1.28	0.42	5	1.3	0.45

Los parámetros del potencial nuclear de la interacción  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$  usados para ajustar las distribuciones angulares de dispersión elástica de  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  se resumen en la tabla 4.1. Tanto las profundidades como las difusividades de las componentes volumétricas y superficiales del potencial se mantuvieron constantes para todas las energías. Los parámetros  $r_{V,D}$  resultaron también ser constantes para energías cercanas y por arriba de la barrera. En el caso de las primeras dos energías de la tabla, se encontró que disminuyendo el radio se obtenían mejores aproximaciones a las secciones eficaces experimentales. Los parámetros  $\alpha$  y  $\beta$  que modulan al potencial de polarización dinámica, que están representados en la segunda y tercera columna de la tabla, son graficados en función de la energía en la figura 4.6. En ésta se forma una distribución muy definida, mostrando un máximo de sensibilidad al potencial a la energía, en el sistema del centro de masas,  $E_{\text{c.m.}} = 22.1$  MeV ( $E_{\text{lab}} = 25.30$  MeV). Para el intervalo de energías consideradas, se encontró que el potencial de polarización sólo es relevante cuando la energía del  ${}^8\text{B}$  es similar a la energía de la barrera del sistema. El comportamiento de estos parámetros es debido a la interacción propia del proyectil con el blanco. Consideremos lo siguiente: si el proyectil lleva cierta energía, menor a la barrera, éste será dispersado; si el proyectil tiene una energía similar a la barrera, puede pasarla e interactuar con los nucleones del blanco para excitarlos y generar otros canales de reacción, pero si la energía del haz incidente es muy grande, pasa con facilidad la barrera y por tanto se produce una reacción a nivel nuclear sin dejar lugar a que los nucleones se exciten cuando el proyectil se va acercando al blanco.



**Figura 4.6:** Parámetros  $\alpha$  y  $\beta$  del potencial de polarización dinámica en función de la energía obtenidos en el análisis.

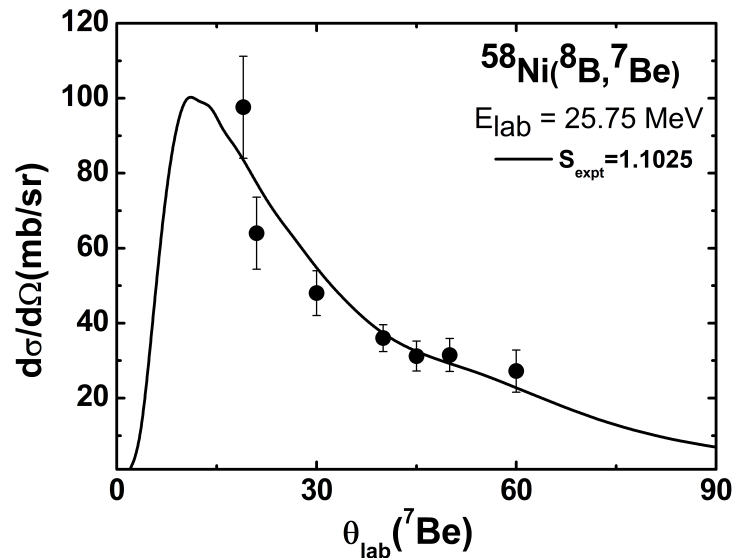
**Tabla 4.2:** Número de estados excitados en el continuo discretizado y momentos angulares relativos empleados para calcular el rompimiento del sistema  $p + {}^7\text{Be}$ .

$E_{c.m.}$ [MeV]	# $ee$	$l$
15.00	24	0
17.60	68	0,1
18.05	99	0,1,2
20.45	151	0,1,2,3,4,5
21.15	151	0,1,2,3,4,5
22.10	151	0,1,2,3,4,5
22.49	151	0,1,2,3,4,5
23.77	151	0,1,2,3,4,5
25.00	151	0,1,2,3,4,5
25.61	151	0,1,2,3,4,5

Para calcular el canal de rompimiento se consideró que el protón de valencia tiene un momento angular  $l$  relativo a  ${}^7\text{Be}$  y un momento angular total  $\mathbf{J} = \mathbf{l} + \mathbf{s} = \mathbf{l} + 1/2$ . Las excitaciones inelásticas

del sistema  $p + {}^7\text{Be}$ , del estado base a los diferentes estados excitados, se calcularon considerando los momentos angulares relativos  $l = 0 - 5$  y energías de excitación de hasta 5.5 MeV, dependiendo de la energía del proyectil. El número máximo de estados excitados ( $ee$ ) en el continuo discretizado fue de 151 estados. En la tabla 4.2 se resume esta información para cada energía del  ${}^8\text{B}$ .

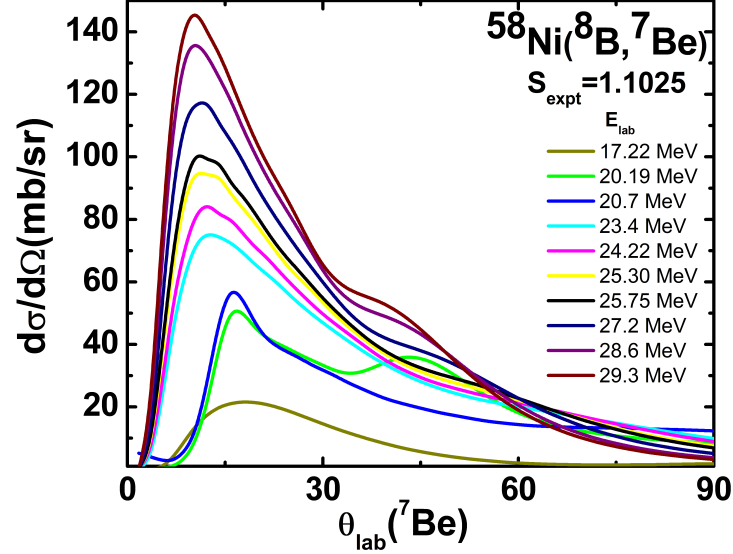
En la figura 4.7 se compara la sección diferencial de  ${}^7\text{Be}$  en el rompimiento del sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  calculada con FRESCO y los datos experimentales reportados en [60] para la energía de  $E_{\text{lab}}({}^8\text{B})=25.75$  MeV, con los factores espectroscópicos  $S_{\text{expt}} = 1.0$  y 1.1025. El factor  $S_{\text{expt}} = 1.1025$  se obtuvo normalizando la sección eficaz calculada a la sección experimental al primer máximo de la distribución angular, debido que para ángulos mayores los datos son más sensibles a los efectos de acoplamientos inelásticos y otros efectos de orden superior [36]. La distribución angular normalizada reproduce en buena medida los datos experimentales, principalmente a ángulos intermedios,  $30^\circ < \theta_{\text{lab}} < 50^\circ$ .



**Figura 4.7:** Comparación de la sección eficaz diferencial de rompimiento del  ${}^8\text{B}$  con  ${}^{58}\text{Ni}$  calculada con CDCC y los datos experimentales reportados en [60].

Las secciones eficaces diferenciales de  ${}^7\text{Be}$  en el rompimiento de  ${}^8\text{B}$  con  ${}^{58}\text{Ni}$  calculadas con el código FRESCO se muestran en la figura 4.8 para todas las energías de  ${}^8\text{B}$ . Las distribuciones angulares fueron normalizadas de tal manera que  $S_{\text{expt}} = 1.1025$ . Las curvas dibujadas muestran un corrimiento de la posición del máximo de la distribución, el cual se cree que fue ocasionado por la reducción

del número de estados excitados para energías del proyectil más pequeñas. Desafortunadamente no hay reportes de datos experimentales que nos permitan compararlos con los cálculos de CDCC aquí reportados.



**Figura 4.8:** Secciones eficaces diferenciales de  ${}^7\text{Be}$  calculadas para la reacción de rompimiento  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  para todas las energías consideradas en este trabajo.

El factor de normalización  $S_{\text{expt}}$  y el coeficiente de normalización asintótica dentro del modelo de la partícula simple  $b$ , definen al coeficiente de normalización asintótica nuclear  $C$ , por medio de la ecuación:

$$C_{cv,lj} = S_{\text{expt}}^{1/2}(c + v)b_{cv,lj}, \quad (4.1)$$

donde los términos  $cv, lj$  corresponden a la interacción carozo-nucleón de valencia y momentos angulares del movimiento relativo  $p + {}^7\text{Be}$  [5]. En los archivos de salida de FRESKO se pueden localizar los valores correspondientes de  $b$ , los cuales están en función del potencial de interacción usado. Se encontró que  $b_{p-\text{Be},p_{3/2}} = 0.7005$  y que de la normalización de las distribuciones angulares  $S_{\text{expt}} = 1.1025$ , entonces es directo conocer el valor del coeficiente de normalización asintótica nuclear, de tal modo que:

$$C_{p-\text{Be},p_{3/2}}^2 = 0.541 \text{ fm}^{-1} \rightarrow C_{p-\text{Be},p_{3/2}} = 0.7355 \text{ fm}^{-1/2}. \quad (4.2)$$

El valor de  $C_{p\text{-Be},p_{3/2}}$  reportado en este análisis es consistente con los reportados en las referencias [5, 61, 62]. Un aspecto importante a notar es que  $S_{\text{expt}}$  y  $b$  fluctúan a medida que se hacen las combinaciones de los parámetros de los potenciales de interacción, pero  $C$  permanece prácticamente constante. La razón de esto es porque  $S_{\text{expt}}$  y  $b$  son dependientes de la forma y parámetros del potencial, mientras que  $C$  es una cantidad independiente del modelo.

En la sección 4.1 se mencionó que se tomaron en cuenta las posibles interacciones de  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ , en el caso específico de la interacción  $p + {}^{58}\text{Ni}$ , los parámetros del potencial se obtuvieron con la sistemática para protones descrita en [58]. De nuestro análisis se encontró que la parte superficial del potencial de absorción debería ser mucho menor que los valores estimados por la sistemática. Los parámetros usados se encuentran en la tabla 4.3, el parámetro ajustado a los datos experimentales fue la profundidad superficial  $W_D$ . Cabe mencionar que al modificar este valor, las distribuciones angulares no cambiaron su forma pero las secciones de rompimiento y fusión sí lo hicieron. Es importante no confundir los parámetros del potencial de la interacción  $p + {}^{58}\text{Ni}$  con los de  ${}^7\text{Be} + {}^{58}\text{Ni}$ .

**Tabla 4.3:** Parámetros del potencial nuclear de la interacción  $p + {}^{58}\text{Ni}$  empleados en el análisis del sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ .

$E_{\text{c.m.}}$ (MeV)	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_D$ (MeV·fm)	$r_D$ (fm)	$a_D$ (fm)
15	56.7	1.17	0.75	0.04	1.32	0.53
17.6	56.78	1.17	0.75	0.04	1.32	0.53
18.05	56.9	1.17	0.75	0.05	1.32	0.53
20.45	56.78	1.17	0.75	4.5	1.32	0.53
21.15	56.78	1.17	0.75	5.5	1.32	0.53
22.1	56.7	1.17	0.75	7	1.32	0.53
22.49	56.7	1.17	0.75	7	1.32	0.53
23.77	56.63	1.17	0.75	7	1.32	0.53
25	56.63	1.17	0.75	7	1.32	0.53
25.61	56.55	1.17	0.75	7	1.32	0.53

Para los cálculos de transferencia se tomó en consideración la transferencia directa de un protón, de tal manera que la reacción analizada se puede escribir como:

$${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{B}, {}^7\text{Be}){}^{59}\text{Cu}, \quad (4.3)$$

donde  ${}^{59}\text{Cu}$  es el núcleo residual, con su estado base  $(3/2^-)$ . Para describir el mecanismo de transferencia del protón se usó el esquema de acoplamiento estandar del momento angular descrito en las referencias [5, 11], donde se considera que,

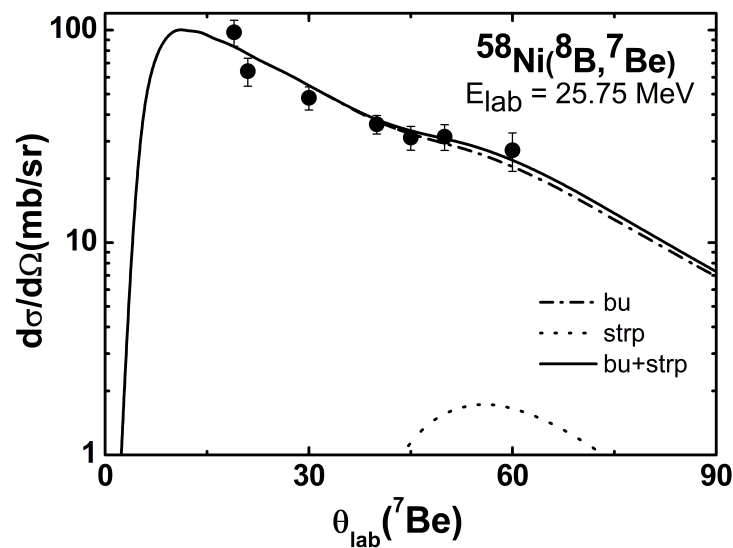
$$\begin{aligned} \mathbf{l}_a &= \mathbf{l}_b + \mathbf{j}_1, & \mathbf{l}_A &= \mathbf{l}_b + \mathbf{j}_2, \\ \mathbf{j}_1 &= \mathbf{s}_p + \mathbf{l}_1, & \mathbf{j}_2 &= \mathbf{s}_p + \mathbf{l}_2, \\ \mathbf{L} &= \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2 & &= \mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2, \end{aligned} \quad (4.4)$$

siendo  $\mathbf{l}_1$  y  $\mathbf{l}_2$  los momentos angulares orbitales del movimiento relativo del protón en los núcleos  ${}^8\text{B}$  y  ${}^{59}\text{Cu}$ , respectivamente.  $\mathbf{L}$  es el momento angular transferido y  $\mathbf{j}_i$  son los momentos angulares transferidos totales. En la tabla 4.4 se resumen los momentos angulares transferidos y orbitales relativos del protón en el  ${}^{59}\text{Cu}$ , el número de nodos  $N_2$  y los factores espectroscópicos  $S_{\text{expt}}$ , éstos en función de la energía de excitación. El número de nodos  $N_2$  representa el número de soluciones permitidas para la función de onda del estado ligado protón-Berilio. Los factores  $S_{\text{expt}}$  fueron obtenidos de los artículos [63, 64] y la energía máxima de excitación  $E_x$  considerada para el análisis fue de 3.58 MeV.

**Tabla 4.4:** Numero de nodos  $N_2$ , momentos angulares orbitales  $l_2$  y totales  $j_2$  de las funciones de onda del estado ligado  ${}^{59}\text{Cu} \rightarrow p + {}^{58}\text{Ni}$  y factores  $S_{\text{expt}}$  del protón en los estados excitados del  ${}^{59}\text{Cu}$ .

$E_x$ (MeV)	$I_{59\text{Cu}}^\pi$	$j_2$	$l_2$	$N_2$	$S_{\text{expt}}$
0.0	$3/2^-$	3/2	1	2	1.85
0.491	$1/2^-$	1/2	1	2	0.84
0.914	$5/2^-$	5/2	3	1	2.5
1.398	$7/2^-$	7/2	3	1	0.4
2.319	$1/2^-$	1/2	1	2	0.1
3.043	$9/2^+$	9/2	4	1	2.4
3.128	$3/2^-$	3/2	1	2	0.22
3.580	$5/2^+$	5/2	2	2	0.60

En la figura 4.9 se hace la comparación de las distribuciones angulares obtenidas tanto de las secciones diferenciales de rompimiento (línea de guiones) como de transferencia de un protón (línea de puntos) en la interacción de  ${}^8\text{B}$  con  ${}^{58}\text{Ni}$ . Los cálculos se hicieron considerando el factor  $S_{\text{expt}}=1.1025$  para la interacción  $p + {}^7\text{Be}$ . La suma de las dos secciones se representa con la línea continua, mientras que los datos experimentales de rompimiento (símbolos) fueron tomados de [60]. Se encontró que la contribución de la sección eficaz de transferencia a la sección eficaz de rompimiento fue  $\sim 2\%$ . De la distribución angular se puede observar que la transferencia es mayormente favorecida en el intervalo angular de entre  $40^\circ$  y  $75^\circ$ , mostrando un máximo en la distribución alrededor de  $\theta_{\text{lab}} \approx 55^\circ$ .



**Figura 4.9:** Comparación de la sección eficaz de rompimiento del proyectil  ${}^8\text{B}$  con la contribución de la sección de transferencia del protón. Los datos experimentales de rompimiento son las reportadas en [60].

Para calcular el factor astrofísico  $S_{17}(E)$  se usó la expresión analítica del modelo independiente para el proceso de captura, por medio de la expresión:

$$\frac{S_{17}(0)}{C_{p-\text{Be}}^2} \approx 38.0(1 - 0.0013a_0) \text{ eV} \cdot \text{b} \cdot \text{fm}. \quad (4.5)$$

En esta ecuación se ha considerado el comportamiento asintótico de la función de onda de dispersión del estado ligado  $p + {}^7\text{Be}$  a una energía cero. El valor del parámetro de longitud de dispersión  $a_0$  fue tomado a ser igual a  $-7 \text{ fm}$ , como en los trabajos [5, 61]. El coeficiente de normalización asintótica

nuclear ya fue calculado previamente en la ecuación (4.2), entonces de la relación anterior se puede conocer  $S_{17}$  de la siguiente forma:

$$S_{17}(0) \approx C_{p\text{-Be}}^2 \cdot 38.0(1 - 0.0013a_0) \text{ eV} \cdot \text{b} \cdot \text{fm}, \quad (4.6)$$

dando como resultado:

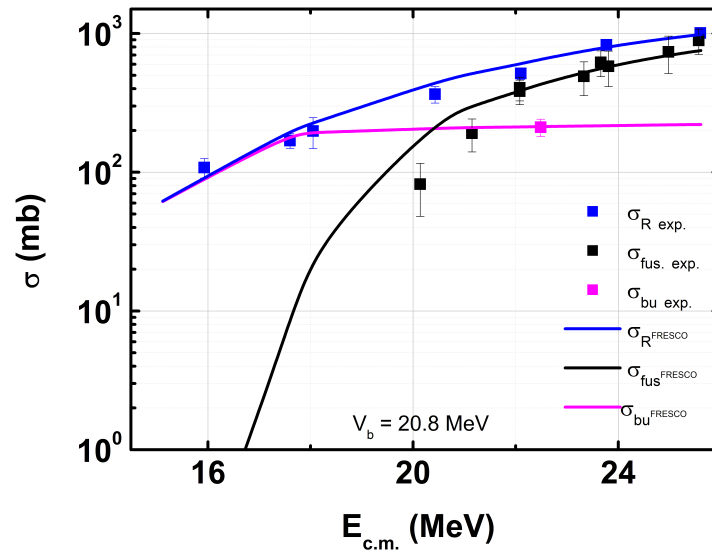
$$S_{17}(0) = 20.745 \text{ eV} \cdot \text{b}. \quad (4.7)$$

Este valor obtenido está en concordancia con los valores reportados por diferentes trabajos, como en [5, 61, 65, 66], por mencionar algunos.

**Tabla 4.5:** Secciones eficaces de fusión, rompimiento, transferencia y reacción de  ${}^8\text{B}$  con  ${}^{58}\text{Ni}$ . Los datos experimentales se obtuvieron de las referencias [49, 50, 60].

$E_{c.m.}$ (MeV)	$\sigma_{\text{fus,th}}$ (mb)	$\sigma_{\text{bu,th}}$ (mb)	$\sigma_{\text{R,th}}$ (mb)	$\sigma_{\text{strp,th}}$ (mb)	$\sigma_{\text{fus-strp,th}}$ (mb)	$\sigma_{\text{fus,exp}}$ (mb)	$\sigma_{\text{bu,exp}}$ (mb)	$\sigma_{\text{R,exp}}$ (mb)
15	0.4178	61.46	61.88	0.3958	0.022	-	-	-
17.6	10.34	190	200.4	2.513	7.827	-	-	-
18.05	32.88	193.2	226	2.928	29.952	-	-	198±50
20.45	241.3	207.1	448.3	5.066	236.234	-	-	363±50
21.15	306	210.2	516.3	5.585	300.415	191±51	-	-
22.1	392.5	211.7	604.2	6.143	386.357	384±77	-	512±50
22.49	439.9	213.2	653	6.336	433.564	-	211±30	-
23.77	586.1	216.4	802.6	6.821	579.279	619±131	-	812±45
25	706.2	219.6	925.8	7.132	699.068	736±222	-	-
25.61	761.4	220.8	982.2	7.243	754.157	891±184	-	1007±40

Las secciones eficaces de rompimiento, transferencia, fusión y reacción de la interacción nuclear  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  obtenidas en este trabajo de tesis se resumen en la tabla 4.5. Aquí mismo se muestran las secciones eficaces experimentalmente tomadas de [49, 50]. Estos datos fueron graficados en la figura 4.10 con el propósito de comparar los resultados obtenidos en este análisis y los datos experimentales. Para graficar la función de excitación de fusión, a las secciones de fusión se les restó la correspondiente sección de transferencia calculada con CRC, ver la columna con el encabezado  $\sigma_{\text{fus-strp,th}}$ . Esto se hizo



**Figura 4.10:** Comparación de las secciones eficaces de fusión, rompimiento y reacción del sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  calculadas en este trabajo con los datos experimentales reportados en [49, 50, 60].

ya que los cálculos de CDCC proporcionan la sección total de reacción y de rompimiento de forma explícita. La diferencia entre estas dos secciones está compuesta por la suma de los demás posibles canales de reacción, por ejemplo la fusión, transferencia y dispersión inelástica, por lo tanto,  $\sigma_{R,\text{th}} - \sigma_{\text{bu},\text{th}} = \sigma_{\text{fus},\text{th}}$ , con  $\sigma_{\text{fus-strp},\text{th}} = \sigma_{\text{fus,tot},\text{th}} = \sigma_{\text{fus},\text{th}} - \sigma_{\text{strp},\text{th}}$ .

Los puntos experimentales de la sección total de reacción de más baja energía corresponden a datos del sistema  ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Bi}$  [60], los cuales fueron extrapolados al sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  mediante el sistema de unidades reducidas, como en [45]. Esta comparación se pudo llevar a cabo ya que, usando este sistema de reducción de datos, es posible definir una región bien delimitada de las funciones de excitación de los diferentes canales de reacción, de sistemas similares. En forma concreta, de los datos reducidos de la sección de reacción del sistema  ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Bi}$  se llegó a los datos absolutos pero considerando que las secciones reducidas eran del sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ . Este procedimiento se llevó a cabo ya que resulta interesante conocer el comportamiento de las funciones de excitación para energías muy abajo de la barrera, que aún no han sido medidas para el sistema  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ . Se encontró que para energías bajas, menores a la barrera de Coulomb, las reacciones de transferencia y fusión del sistema ya no contribuyen de manera significativa a la sección de reacción. Sin embargo, el rompimiento del proyectil es el canal de reacción predominante en este intervalo de energías. Es aquí donde los parámetros del

potencial de absorción de la interacción  $p + {}^{58}\text{Ni}$  de la tabla **4.3** toman sentido; conforme disminuye la energía, la probabilidad de que haya transferencia del protón al blanco para formar  ${}^{59}\text{Cu}$  también lo hace. Debido a la energía tan baja, la fusión de  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  resulta no ser posible y el proyectil se rompe al entrar en el campo de acción del blanco.

Las secciones eficaces de reacción, las cuales son la suma de todas las secciones nucleares posibles, en su totalidad están compuestas sólo por las secciones de rompimiento para  $E_{c.m.}({}^8\text{B}) < 18.0$  MeV. En términos generales, los resultados obtenidos de este análisis presentan una buena aproximación a los datos experimentales reportados en la literatura, especialmente para energías superiores a la barrera Coulombiana. Para energías menores, la curva de excitación de reacción muestra un buen ajuste a los datos experimentales, mientras que para la fusión nuestros cálculos comienzan a alejarse de los datos medidos. Si forzábamos a disminuir la fusión, la sección de reacción se mantenía casi invariable pero la sección de rompimiento aumentaba. Si hubiéramos seguido este camino, el comportamiento de las secciones a energías mayores presentarían el mismo efecto descrito previamente para las energías menores.

Este mismo comportamiento fue encontrado en el análisis realizado por F. Rangel [51], donde se sugirió que los valores sobrestimados de las secciones de fusión para energías abajo de la barrera, en los cálculos de CDCC, son debidos a que el canal predominante de reacción, en este intervalo de energías, es la transferencia del protón. De acuerdo al análisis de transferencia realizado, ver secciones de transferencia de la tabla **4.5**, esta hipótesis no es relevante para explicar las diferencias entre las secciones de fusión.

Es importante mencionar que los datos experimentales para las secciones de rompimiento son muy escasos y sólo fue utilizado un punto para el ajuste de nuestros cálculos.

# Conclusiones

Se midieron las secciones de fusión de los sistemas  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$  y  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  en un intervalo de energías cercano a la barrera Coulombiana. Los experimentos se realizaron en las instalaciones del Laboratorio del Acelerador Tandem EN Van de Graaff, de 6 MV, del ININ. Estas mediciones se posicionan como las primeras en su tipo realizadas a las energías consideradas. Del análisis de los datos obtenidos, se obtuvieron las funciones de excitación de fusión, las cuales fueron comparadas con cálculos de fusión-evaporación usando los códigos PACE2, LILITA y CASCADE.

Para el sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$  se encontró que los canales de evaporación más relevantes, por medio de los cuales el núcleo compuesto  ${}^{58}\text{Fe}$  se libera de su energía en exceso, corresponden a la emisión de neutrones, por medio de los canales  $xn$  y  $xn\alpha$ , siendo  ${}^{55,56}\text{Fe}$ ,  ${}^{56}\text{Mn}$  y  ${}^{52,53}\text{Cr}$  los principales núcleos residuales. La contribución de estos núcleos residuales a la sección eficaz de fusión total fue de  $\sim 92\%$ . Para el núcleo residual  ${}^{52}\text{Cr}$  la diferencia entre los datos teóricos y experimentales resultó ser de más de dos órdenes de magnitud. Para intentar explicar estas diferencias se realizaron estimaciones preliminares de la producción de  ${}^{52}\text{Cr}$  por medio de la reacción de transferencia de un protón  ${}^{51}\text{V}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{52}\text{Cr}$ , la cual resultó ser  $\sim 16\%$  de la sección de fusión asociada al  ${}^{52}\text{Cr}$ . Esta estimación aún no es suficiente para justificar la sobreproducción medida de este núcleo residual. Será necesario contemplar, como continuación de este trabajo, el análisis de fusión incompleta por el rompimiento del proyectil  ${}^{52}\text{Cr} \rightarrow \alpha + t$ , y cálculos más detallados de transferencia y rompimiento.

En el caso del sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$ , las funciones de excitación de fusión, por núcleo residual, presentan un comportamiento similar al del análisis de  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ . Experimentalmente se encontró que los núcleos residuales fueron  ${}^{58}\text{Co}$  y  ${}^{55}\text{Mn}$ , mientras que los cálculos teóricos sugieren además la producción de  ${}^{57,58}\text{Fe}$  y  ${}^{57}\text{Co}$ . En general, las medidas de fusión resultan ser más grandes que las calculadas

con los códigos de fusión-evaporación por un orden de magnitud. El comportamiento de las funciones de excitación puede ser explicado por la formulación misma de los códigos, ya que todo el análisis fue realizado a energías por abajo de la barrera, donde clásicamente no se puede producir una reacción nuclear diferente a la dispersión elástica. Los canales de evaporación mas relevantes fueron  $xn$  y  $xn\alpha$ .

Finalmente, el análisis mediante CDCC y CRC de los canales de rompimiento y transferencia de la reacción  $^{58}\text{Ni}(^8\text{B}, ^7\text{Be})^{59}\text{Cu}$  fue realizado en un intervalo grande de energías alrededor de la barrera Coulombiana, usando el código FRESCO. A diferencia de análisis previos de este sistema, en este trabajo se usó un potencial semimicroscópico del Modelo Óptico para la interacción  $^7\text{Be} + ^{58}\text{Ni}$ . Los resultados de las distribuciones angulares de dispersión elástica y de rompimiento del proyectil, muestran una aproximación muy certera a los datos experimentales disponibles. Las curvas de excitación de fusión, rompimiento y reacción también mostraron un buen ajuste a los datos experimentales, especialmente a energías superiores a la barrera. De este análisis fue posible extraer el factor espectroscópico  $S_{\text{expt}} = 1.1025$  y astrofísico  $S_{17}(0) = 20.745 \text{ eV}\cdot\text{b}\cdot\text{fm}$  del protón en la interacción  $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ . Los valores aquí obtenidos están en concordancia con los valores publicados en la literatura.

# Bibliografía

- [1] E. Martinez-Quiroz *et. al.*, *Phys. Rev. C* **90**, 014616 (2014).
- [2] P. Amador-Valenzuela *et. al.*, *J. Phys.: Conf. Ser* **876**, 012002 (2017).
- [3] Juan Carlos Morales Rivera, *Medición de la dispersión elástica para el sistema  $^9\text{Be}$  en  $^{51}\text{V}$* , Tesis de Maestría, (2015).
- [4] J. C. Morales-Rivera *et. al.*, *EPJ Web of Conferences* **117**, 07027 (2016).
- [5] T. L. Belyaeva *et. al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 054618 (2009).
- [6] T. L. Belyaeva *et. al.*, *EPJ Web of Conferences* **66**, 03008 (2014).
- [7] Paulina Amador Valenzuela, *Fusión del núcleo radioactivo  $^8\text{B}$  con  $^{58}\text{Ni}$* , Tesis de Doctorado, (2013).
- [8] Ian J. Thompson and Filomena M. Nunes, *Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, Calculation and Applications of Low-Energy Reactions*, Cambridge University Press, **2009**.
- [9] C. Bertulani, *Nuclear Physics in a Nutshell*, Princenton University Press, **2007**.
- [10] Zhang Gao-Long, Liu Hao and Le Xiao-Yun, *Chin. Phys. Soc.* **18** 1 (2009).
- [11] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, **1983**.
- [12] S. A. Goncharov and A. Izadpanah, *Phys. At. Nucl.* **70**, 1 (2007), pp. 18-28.
- [13] S. A. Goncharov and A. Izadpanah, *Phys. At. Nucl.* **70**, 9 (2007), pp. 1491-1499.
- [14] M. E. Brandan and G. R. Satchler, *Phys. Rep.* **285** (1997), pp. 143-243.

- 
- [15] E. Crema, L. C. Chamon, and P. R. S. Gomes, *Phys. Rev. C* **72**, 034610 (2005).
- [16] M.A.G. Alvarez *et. al.*, *Nucl. Phys. A* **723**, 93-103 (2003).
- [17] C. W. de Jager, H. de Vries and C. de Vries, *At. Data Nucl. Data Tables* **14**, 479 (1974).
- [18] E. El-Azab Farid and G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A438** (1985), pp. 525-535.
- [19] G. R. Satchler and W. G. Love, *Phys. Rep.* **55**, 3 (1979), pp. 183-254.
- [20] Dao T. Khoa, W. von Oertzen and H. G. Bohlen, *Phys. Rev. C* **49**, 3 (1994).
- [21] Dao T. Khoa, *Phys. Rev. C* **63**, 034007 (2001).
- [22] G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A329** (1979), pp. 233-258.
- [23] Dao T. Khoa, G. R. Satchler and W. von Oertzen, *Phys. Rev. C* **56**, 2 (1997).
- [24] Dao T. Khoa, G. R. Satchler and W. von Oertzen, *Phys. Rev. C* **51**, 4 (1995).
- [25] T. L. Belyaeva *et. al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 054618 (2010).
- [26] J. H. Sorensen and A. Winther, *Nucl. Phys.* **A550** (1992), pp. 329-364.
- [27] A. Gavron, *Phys. Rev. C* **230**, 267 (1980).
- [28] J. Gomez del Campo and R. G. Stokstad, *Description and use of the Monte Carlo code LILITA ORNLTM-7295* (Oak Ridge, Tennessee, USA), (1981).
- [29] F. Puhlhofer, *Nucl. Phys.* **A280**, 267 (1977).
- [30] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, **1983**.
- [31] P. G. Hansen and J. A. Tostevin, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 53:219-61, (2003).
- [32] Ian J. Thompson, *Comp. Phys. Rep.* **7**, (1988).
- [33] A. M. Moro, *ISOLDE Spring School on Nuclear Reactions*, Sevilla España, 21-26 May 2007.
- [34] R. C. Johnson and P. J. R. Soper, *Phys. Rev. C*, **1**, 3, (1970).
-

- 
- [35] R. Yarmukhamedov *et. al.*, *Uzbek Journal of Physics*, **12** No. 4-6, PP. 233-247, (2010)
- [36] X. D. Liu *et. al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 064313 (2004).
- [37] A.M. Mukhamedzhanov, C. A. Gagliardi and R. E. Tribble, *Phys. Rev. C* **63**, 024612 (2001).
- [38] H. Q. Zhang *et. al.*, *Asymptotic Normalization Coefficients and Neutron Halo of the Excited States in  $^{12}\text{B}$  and  $^{13}\text{C}$* . International Nuclear Physics Conference, INPC 2001, p.668.
- [39] A. M. Mukhamedzhanov and F. M. Nunes, ArXiv:nucl-th/0505047v1 (2005).
- [40] L. D. Blokhintsev *et. al.*, *Uzbek Journal of Physics*, Vol. 12 No. 4-6, PP. 217-232, (2010).
- [41] N. Tsoulfanidis, *Measurement and Detection of Radiation*, 2nd ed. Taylor & Francis, **1995**.
- [42] L. A. McNelles and J. L. Campbell, *Nucl. Instrum Meth.* **109**, 241 (1973).
- [43] Matej Mayer (1997-2002). SIMNRA V. 5 {Software}. Max-Plank Institut fur Plasmaphysik.
- [44] J. Fernández-Arnáiz, E. F. Aguilera and E. Martínez-Quiroz. (2014). Grf2d (Grf2d (a)1.94.5) {Software}. ININ.
- [45] P. R. S. Gomes *et. al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **492**, 012004 (2014).
- [46] C. Beck *et. al.*, *Phys. Rev. C* **67**, 054602 (2003).
- [47] Di. Pietro *et. al.*, *Phys. Rev. C* **87**, 064614 (2013).
- [48] S. A. Goncharov. (2007). Foldeg V07 {Software}.
- [49] E. F. Aguilera *et. al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 021601(R) (2009).
- [50] E. F. Aguilera *et. al.*, *Phys. Rev. C* **93**, 034613 (2016).
- [51] J. Rangel *et. al.*, *Eur. Phys. J. A.*, **49**, 57, (2013).
- [52] J. Lubian and F. M. Nunes, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **34**, 513 (2007).
- [53] J. A. Tostevin, F. M. Nunes and I. Thompson, *Phys. Rev. C* **63**, 024617 (2001).
-

- [54] L. F. Canto *et. al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 047601 (2009).
- [55] J. Lubian *et. al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 064615 (2008).
- [56] J. Lubian *et. al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 064605 (2009).
- [57] H. Esbensen and G. Bertsch, *Nucl. Phys.* **A600**, 37 (1996).
- [58] F. D. Becchetti Jr. and G. W. Greenlees, *Phys. Rev.* **182**, 1190 (1969).
- [59] C. W. De Jager, H. De Vries and C. De Vries, *At. Data Nucl. Data Tables* **14**, 479 (1974).
- [60] J. J. Kolata *et. al.*, *Phys. Rev. C* **63**, 024616 (2001).
- [61] K. Ogata *et. al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 024605 (2006).
- [62] S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov, *Phys. At. Nucl.* **71**, 1740 (2008).
- [63] N. A. Smirnova *et. al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 044306 (2004).
- [64] J. Bommer *et. al.*, *Nucl. Phys.* **A199**, 115 (1973).
- [65] A. R. Junghans *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 041101 (2002).
- [66] F. Schumann *et. al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 015806 (2006).

# Anexo 1: Archivos de entrada y salida de FRESCO

```
fresco.IN - Notepad
File Edit Format View Help
1 CDCC 8B + 58Ni Coulex p3/2 to s (esb), at 29.3 MeV B-G/ Density distribution S-W and 3pF
2 0.075 -51.0 0.20 0.20 2.50 -0.0
3 600.0 0.001 1000. 0.
4 0.600.-0.000 F 0 2 24. 5 50. 10 100.
5 0 2.00 180. 2.00 0.0 0.0
6 0.00 0 0 151 0 24
0 0 0 0 2 1 0 0 0 0 0 0 0 0 1
8 8B 8. 5. 151 58Ni 58. 28. 0.1370000
9 1.5 0 -1 0.0 0.0 0.0 1 0.0 0 1 0.0 F F
0.5 0 -1 0.0 0.0 0.0 1 0.0 0 1 0.0 F F
0.5 +1 0.387 1 0.0 0 1 F F
0.5 +1 0.587 1 1 F F
0.5 +1 0.787 1 1 F F
0.5 +1 0.987 1 1 F F
0.5 +1 1.187 1 1 F F
0.5 +1 1.387 1 1 F F
0.5 +1 1.587 1 1 F F
0.5 +1 1.787 1 1 F F
0.5 +1 1.987 1 1 F F
0.5 +1 2.187 1 1 F F
0.5 +1 2.387 1 1 F F
0.5 +1 2.587 1 1 F F
0.5 +1 2.787 1 1 F F
0.5 +1 2.987 1 1 F F
0.5 +1 3.187 1 1 F F
0.5 +1 3.487 1 1 F F
0.5 +1 3.787 1 1 F F
```

Figura 4.11: Archivo de entrada del código FRESCO

En las figuras 4.11 y 4.12 se muestra el archivo de entrada del programa FRESCO que se usó en el cálculo de las distribuciones angulares de rompimiento y de dispersión elástica del sistema  $^8\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ . Los parámetros de entrada se especifican mediante líneas y con espacios destinados para cada uno, lo que se conoce como formato rígido. En la figura, la línea con la etiqueta 1, está destinada para describir la reacción de forma general. De las líneas 2-4 se establece el paso y radio máximo de integración, así como el momento angular máximo. La línea 5 especifica el intervalo y el paso angular en el cual será calculada la distribución angular. En las líneas 8-9 se establece el canal de entrada y se escriben las particiones y estados excitados de la reacción.

```

fresco.IN - Notepad
File Edit Format View Help
4.5 -1 1.287 1 1 F F
4.5 -1 1.587 1 1 F F
4.5 -1 1.887 1 1 F F
5.5 -1 0.387 1 0.0 0 1 F F
5.5 -1 0.687 1 1 F F
5.5 -1 0.987 1 1 F F
5.5 -1 1.287 1 1 F F
5.5 -1 1.587 1 1 F F
5.5 -1 1.887 1 1 F F
10 7Be 7.0000 4.0 -1 59Cu 59.000 29. 0.0
11 0.0 1 0.0 0.0 0.0 2 0.0 1 0.00
0
12 1 0 0 58. 8. 1.25
2 0 0 58. 7. 1.25
2 1 -7 1.0 1.0 1.0
2 1 0 -0.90 1.28 0.42
2 2 0 -0.05 1.30 0.45
2 1 0 90.0 1.28 0.42
2 2 0 5.0 1.30 0.45
3 0 0 58.00 0. 1.25
3 1 0 56.55 1.17 0.75
3 2 0 00.0 0.00 0.00 7.000 1.320 0.53
4 0 0 7.00 1.0 0.82
4 1 0 44.675 0.821 0.52
24 4 3 0 4.898 0.821 0.5

1 1 2 1 0 1 1 0.5 1.5 4 0 0.137 1 0 0

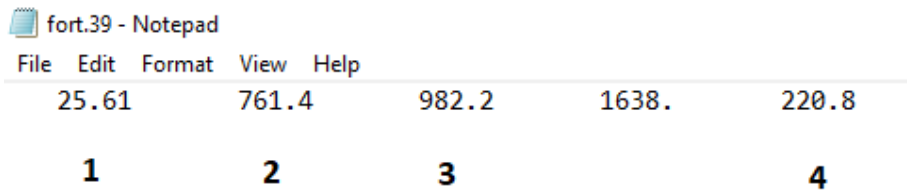
```

Figura 4.12: Archivo de entrada del código FRESCO

---

En estas líneas se proporcionan la masa, carga, espín, paridad, Q de reacción y energía de excitación de los núcleos en cuestión. Después se deja una línea en blanco para indicar que se han escrito todas las particiones.

Las líneas 10-11 representan el canal de salida de la reacción. De las líneas 12-24 se proporcionan los potenciales de enlace y de interacción de todos los canales involucrados en la reacción. Igualmente, se deja una línea en blanco para indicar que ya fueron escritos todos los potenciales. En las líneas siguientes se especifican los acoplamientos de los potenciales y en la última se escribe la energía del proyectil.



File	Edit	Format	View	Help	
25.61		761.4	982.2	1638.	220.8
<b>1</b>		<b>2</b>	<b>3</b>		<b>4</b>

**Figura 4.13:** Archivo fort.39 de FRESCO

Uno de los archivos de salida de FRESCO es el fort.39, ver **4.13**, el cual tiene como información la energía de bombardeo en el sistema de centro de masas y las secciones eficaces de reacción y rompimiento, en las columnas 1, 3 y 4, respectivamente. La columna 2 es la resta de las columnas 3 y 4, la cual representa las secciones de fusión y otros procesos nucleares como transferencia y dispersión inelástica.

# Anexo 2: Archivo de salida de PACE2

```

pace9Be51V_e14.71.out - Notepad
File Edit Format View Help

***** p a c e 2 ***** modified julian

projection angular-momentum coupled evaporation monte-carlo code

vax - v.m.s. / i.b.m.      version.  avigdor,31 dec 1985

angular distributions obtained using m-states of angular momentum

sierk fission barriers

*****

starting conditions

                                z      n      a      spin
projectile                      4      5      9      1.5
target                          23     28     51     3.5
compound nucleus                 27     33     60

bombarding energy (mev)                    14.700
center of mass energy (mev)                12.495

compound nucleus excitation energy (mev)    33.289
compound nucleus recoil energy (mev)        2.205
compound nucleus recoil velocity (cm/nanosec) 0.26649E+00
compound nucleus velocity/c                0.88828E-02
beam velocity (cm/nanosec)                 0.17766E+01
beam velocity/c                            0.59219E-01
experimental fusion cross section (mb)      16.446
fusion l-grazing and l-diffuseness         0.920   0.300
yrast spin at maximum excitation energy    30
compound nucleus formation cross section (mb) 2.365

little-a sub-f / little-a sub-gamma        1.000
zero spin fission barrier                  35.86

```

**Figura 4.14:** Archivo de salida del código PACE2

En la figura 4.14 se muestra el archivo de salida del código de fusión-evaporación PACE2 empleado para analizar la fusión de los sistemas ( ${}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}$ ) +  ${}^{51}\text{V}$ . En esta figura se puede observar que los parámetros de entrada corresponden a las propiedades físicas de los núcleos en interacción, como lo es la masa, carga y energía de bombardeo. También es posible ver cual fue el núcleo compuesto que se formó en la fusión del sistema y algunas propiedades como la energía de excitación y la probabilidad de formación.

```

pace9Be51V_e14.71.out - Notepad
File Edit Format View Help

output results for compound nucleus decay
*****
-----
              yields of residual nuclei
              a      events      percent      x-section(mb)
-----
27      32      59 co      1463      0.146      0.00
26      33      59 fe      402      0.040      0.00
27      31      58 co      410193      41.019      0.97
26      32      58 fe      108021      10.802      0.26
25      33      58 mn      418      0.042      0.00
27      30      57 co      371281      37.128      0.88
26      31      57 fe      31900      3.190      0.08
25      32      57 mn      4      0.000      0.00
25      31      56 mn      512      0.051      0.00
25      30      55 mn      73530      7.353      0.17
24      31      55 cr      845      0.085      0.00
25      29      54 mn      1106      0.111      0.00
24      30      54 cr      9      0.001      0.00
23      29      52 v      315      0.032      0.00
-----
              total      999999      100.000      2.37
-----

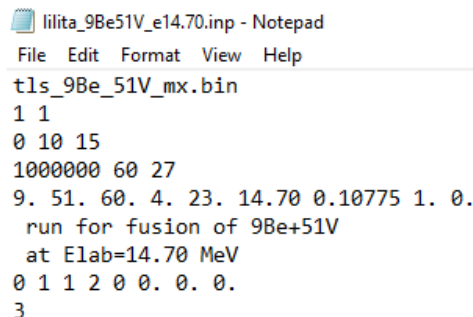
```

**Figura 4.15:** Archivo de salida del código PACE2

La tabla sobre los núcleos residuales, contenidos en el archivo de salida, se muestra en la figura 4.15. Para todos los eventos posibles de fusión se muestra la probabilidad de formación del núcleo residual por número y masa atómica, y la sección eficaz correspondiente.

## Anexo 3: Archivos de entrada y salida del código LILITA

En la figura 4.16 se muestra el archivo de entrada del código LILITA, en el cual se introducen los parámetros numéricos, así como los parámetros físicos que describen a la reacción, como el número de masa y carga de los núcleos en el canal de entrada y del núcleo compuesto, y la energía de bombardeo.



```
lilita_9Be51V_e14.70.inp - Notepad
File Edit Format View Help
tls_9Be_51V_mx.bin
1 1
0 10 15
1000000 60 27
9. 51. 60. 4. 23. 14.70 0.10775 1. 0.
run for fusion of 9Be+51V
at Elab=14.70 MeV
0 1 1 2 0 0. 0. 0.
3
```

**Figura 4.16:** Archivo de entrada del código LILITA

De forma análoga como en PACE2, LILITA genera una tabla con los posibles núcleos residuales productos de la fusión del sistema en estudio. Esta tabla se muestra en la figura 4.17, la cual contiene las secciones absolutas y relativas de cada núcleo residual formado en el proceso de fusión-evaporación. También es posible observar en la parte inferior de la figura las multiplicidades de las partículas  $\alpha$ ,  $\beta$  y los rayos  $\gamma$  evaporados en la desexcitación del núcleo compuesto.

lilita\_9Be51V\_14.70final.out - Notepad

File Edit Format View Help

FOR EACH Z THERE ARE TWO LINES OF THE FUSION SECTION, THE FIRST IS THE ABSOLUTE VALUE WHILE  
LATTER IS THE PERCENTAGE VALUE

Z 27	A	60	0.000	0.017	9.416	12.196	0.000	0.000	0.000	0.000	21.6292
			0.000	0.062	34.419	44.581	0.000	0.000	0.000	0.000	79.0615
Z 26	A	59	0.006	2.252	1.842	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	4.1005
			0.024	8.231	6.734	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	14.9886
Z 25	A	58	0.003	0.000	0.009	1.583	0.019	0.000	0.000	0.000	1.6133
			0.010	0.000	0.032	5.786	0.069	0.000	0.000	0.000	5.8971
Z 24	A	54	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0008
			0.003	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0028
Z 23	A	53	0.000	0.014	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0137
			0.000	0.050	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0500
Z 22	A	50	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
			0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
Z 21	A	49	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
			0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
Z 20	A	48	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
			0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
Z 19	A	49	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
			0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
Z 18	A	40	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000
			0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0000

TOTAL EMISSION OF NEUTRONS, PROTONS, ALPHAS, PLUS M, Z CHANNELS  
1 0 1 1 4 2  
2302914 150124 59897

Figura 4.17: Parte del archivo de salida del código LILITA

## Anexo 4: Archivos de entrada y salida del código CASCADE

Un ejemplo del archivo de entrada del código CASCADE se muestra en la figura 4.18. Este archivo contiene la información necesaria para analizar la reacción, como el número de masa y carga de los núcleos en el canal de entrada y del núcleo compuesto, y la energía de bombardeo, entre otros parámetros numéricos.

```

cascade_9Be51V.inp - Notepad
File Edit Format View Help
9Be51V_14.0MeV_1.1          Prefix ----- inin
0,                          IPLOT ----- inin
9Be+51V fusion Elab= 14.00 MeV !Elab=14.00 MeV w/o levels
4, 9, 23, 51, 14.00        IZP, IAP, IZT, IAT, ELAB
3, 7, 0, -1, 0, 0, 0, 0., 0. JP,JT,IP12,JCN, ITZT, INDPAR, INDIS, AMIX, BMIX
6, 0, 0, 0, 0, 0          KOPTK, IPS1, IPSMAX, NNX, NPX, NAX
0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0    IZE4, IAE4, JE4, IPE4, EXC4, IZFF, DAF, FFB
0., 0.3, 0.02             CL0, DIFF, SIGMCN
0.85, 2                   FTHETA, KOPTLD  CARD7
9.28, 0, 0, 0, 0, 0, 1    DALDM, UTR, ULDM, UJTR, UJLDM, KOPTLQ, KOPTEB
0, 0, 0,                   R0LDM, DEF, DEFS
.0001, .03, 5., 0, 0, 0, 1E-6, XYE1, XYM1, XYE2, CJG1, CJG2, XYENH, GMIN
.00002, .000002, 0, 0, 0, 0, WGR, CGR, CVCBE, CVCB, VK, CVK
0., 0., 0., 0, 1.1        EXRO, EXH, CJC, LCO, ESTEP
1, 10, 5, 1,              KOUTW, KOUTL, KEVAP, KGAMMA
0, 0, 0., 0., 0., 0., 0.
0, 0, 0., 0.

```

**Figura 4.18:** Archivo de entrada del código CASCADE

Este código también genera una tabla con toda la información sobre los núcleos residuales, siendo una de ésta la sección eficaz de fusión. También se puede observar la multiplicidad de los pro-

ductos de evaporación del núcleo compuesto. Estos datos son usados para hacer las comparaciones correspondientes en el análisis de los sistemas.

```

Sum      2.805      0.545      0.221 mb
1.863      0.362      0.146 Multiplicity
Sum      4.448 mb
2.955 Multiplicity
0.000 mb fission
0.000 Multiplicity
1
Nuclei of the decay cascade
9Be+51V fusion Elab= 14.00 MeV !Elab=14.00 MeV w/o

```

IPS Gmult	I2	IA	Ex-range (Min,L,S,Max)				J-range		Daughter nuclei				Binding E(N,Z,A,4)				Trans	Fissn	Resid
1	27	60	13.8	13.8	32.7	32.7	0.0	8.0	2	3	22	0	7.5	8.3	7.2	0.0	1.51	0.00	0.00
1.00																			
2	27	59	6.2	6.2	6.5	25.1	0.5	8.5	4	5	23	0	10.5	7.4	6.9	0.0	1.08	0.00	0.00
1.00																			
3	26	59	4.2	4.2	4.5	23.1	0.5	8.5	5	6	24	0	6.6	12.1	8.0	0.0	0.30	0.00	0.00
1.00																			
4	27	58	0.0	0.0	0.3	14.1	0.0	8.0	7	8	25	0	8.6	7.0	6.7	0.0	0.80	0.00	0.40
2.65																			
5	26	58	0.1	0.1	0.4	16.3	0.0	8.0	8	9	26	0	10.0	12.0	7.6	0.0	0.48	0.00	0.32
4.28																			
6	25	58	-0.0	-0.0	-0.3	9.3	0.0	8.0	9	10	27	0	6.4	10.6	8.4	0.0	0.00	0.00	0.00
1.00																			
7	27	57	0.0	0.0	0.3	4.8	0.5	8.5	11	12	28	0	11.4	6.0	7.1	0.0	0.34	0.00	0.34
2.37																			
8	26	57	0.1	0.1	0.4	5.5	0.5	8.5	12	13	29	0	7.6	10.6	7.3	0.0	0.22	0.00	0.22

Figura 4.19: Parte del archivo de salida del código CASCADE

## **Anexo 5: Artículos publicados como producto de este trabajo de tesis**

# Fusion measurements for the ${}^7\text{Li}+{}^{51}\text{V}$ system at energies around the Coulomb barrier

J C Morales-Rivera<sup>1,2</sup>, E Martinez-Quiroz<sup>1</sup>, P Amador-Valenzuela<sup>1</sup>,  
E F Aguilera<sup>1</sup>, T L Belyaeva<sup>2</sup> and D Lizcano<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Aceleradores, Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, Apartado Postal 18-1027, C.P. 11801, México

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma del Estado de México, Instituto Literario No. 100, C.P. 50000, México

E-mail: [enrique.martinez@inin.gob.mx](mailto:enrique.martinez@inin.gob.mx)

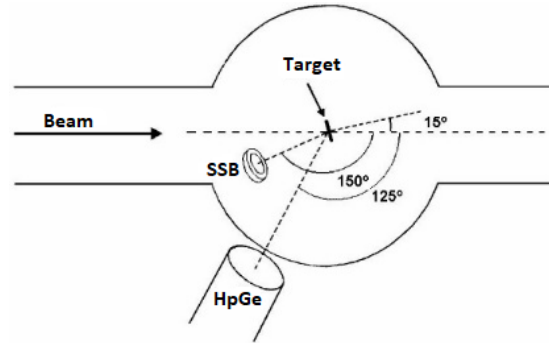
**Abstract.** We present the experimental fusion cross sections for the  ${}^7\text{Li}+{}^{51}\text{V}$  system measured using the EN Tandem Van de Graaff Accelerator facility at National Institute of Nuclear Research (ININ), in Mexico. The study was focused on energies around the Coulomb barrier,  $B = 10.33$  MeV ( $B_{\text{lab}} = 11.75$  MeV), in the interval from 10.0 MeV to 13.5 MeV in steps of 0.5 MeV, in the laboratory frame. In order to complement this study, the experimental results were compared with a fusion-evaporation analysis using the PACE2, LILITA and CASCADE codes, in the same interval of energies. We found that the  $xn$  and  $xn\alpha$  are the most relevant evaporation channels, leading to  ${}^{55}\text{Fe}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^{52}\text{Cr}$  and  ${}^{53}\text{Cr}$  as residual nuclei.

## 1. Introduction

In recent years, the Heavy Ion Group of the National Institute of Nuclear Research (ININ), has incorporated into its research interest the study of nuclear reactions using stable beams on different targets using the EN Tandem Van de Graaff Accelerator facility at ININ, in Mexico. The main goal of these studies is to compare and complement the information on the behavior and nuclear structure of radioactive beams, such as  ${}^7\text{Be}$  and  ${}^8\text{B}$ . For this, the elastic scattering angular distributions of the  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  and  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  systems have already been measured around the respective Coulomb barrier energies [1, 2]. Recently, several theoretical and experimental analyzes have been carried out to study the fusion mechanisms of  ${}^7\text{Li}$  on different targets by various research groups around the world [3, 4, 5, 6, 7, 8]. Following this reasoning we aimed to measure, by using the  $\gamma$ -ray technique [4, 9, 10], the fusion cross sections for the  ${}^7\text{Li}+{}^{51}\text{V}$  system at energies between  $E_{\text{lab}} = 10.0$  and 13.5 MeV.

In order to compare our experimental data, we performed an evaporation-fusion analysis by using the PACE2 [11], LILITA [12] and CASCADE [13, 14] codes. Calculations made with these codes usually involve the selection of multiple sets of input parameters which may have a wide range of reasonable variation, sometimes leading to important sensitivity in the final results. Examples of the latter are the level density and optical parameters. For this reason, it is necessary to choose an appropriate set of input parameters to assess the compatibility of the corresponding physical calculations that permits a reliable comparison of the fusion cross section deduced for the different codes.

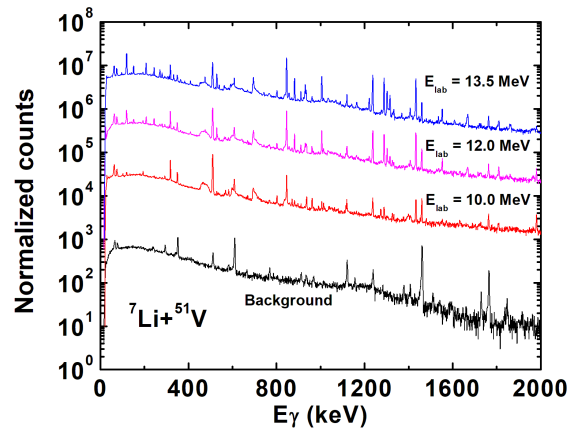




**Figure 1.** Experimental arrangement used in the present experiment.

## 2. Experimental setup

The experiment was carried out at the Accelerator facility at ININ, in Mexico. The  ${}^7\text{Li}$  beam was produced with the 6MV EN Tandem Van de Graaff Accelerator. The experimental arrangement consisted of a natural composition Vanadium thick target, a Surface Silicon-Barrier detector (SSB) and a Hiperpure Germanium detector (HpGe). The SSB detector was used to measure the back-scattered charged particles, while the HpGe detector was used to measure the  $\gamma$ -rays produced by the residual nuclei formed during the reaction. These detectors were placed at 150 and 125 degrees with respect to the beam axis, as shown in figure 1. The energies considered in this study were  $E_{\text{lab}} = 10.0, 10.5, 11.0, 11.5, 11.75, 12.0, 12.5, 13.0$  and 13.5 MeV.



**Figure 2.** Representative  $\gamma$ -ray spectra, measured at indicated energies. The background spectrum is included for qualitative comparison.

## 3. Results and discussion

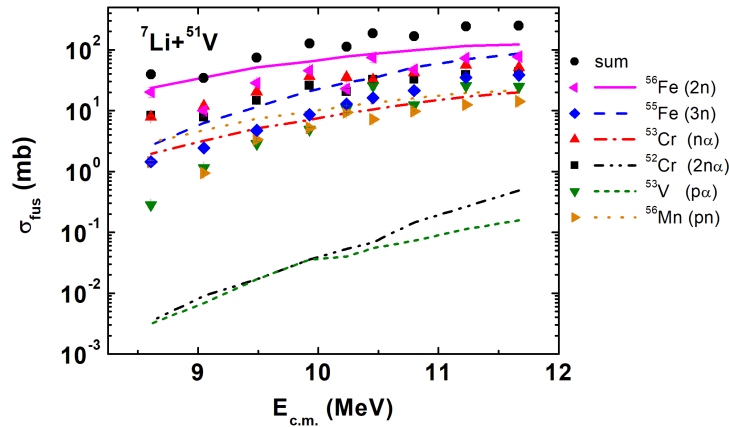
The selected  $\gamma$ -ray spectra measured are shown in figure 2 for indicated energies. Also, background spectrum is shown for comparison. To determine the fusion cross section, only the  $\gamma$ -rays produced by decays to ground state, were considered.

The experimental fusion cross sections,  $\sigma_{fus}$ , were determined by the relationship:

$$N_\gamma = \epsilon N_p \int_0^{E_0} \frac{\sigma_{fus} dE}{S(E)}, \quad (1)$$

where  $N_\gamma$  is the number of  $\gamma$ -ray detected (for a specific energy),  $\epsilon$  is the absolute efficiency of the detection system,  $N_p$  is the number of incident projectiles and  $S(E)$  is the stopping power in the target.

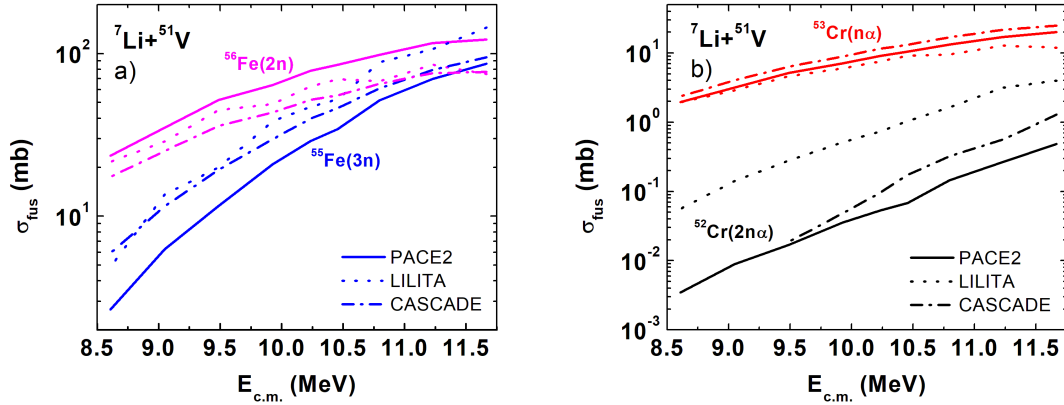
The comparison of the data (symbols) with our calculation using the PACE2 code is shown in figure 3, for most important residual nuclei. In most cases, the calculations show some significant differences while in others there are not. In particular, the  $^{52}\text{Cr}(2n\alpha)$  and  $^{53}\text{V}(p\alpha)$  isotopes productions turned out to be larger than those predicted by the code. We suppose that there might be some other processes present, such as transfer, breakup and/or incomplete fusion, that are not considered by the code. It is necessary to make a wide analysis by using the CDCC and CRC methods. The same figure shows the experimental total fusion excitation function measured in this study (black circles). It turned out that the  $xn$  and  $xn\alpha$  are the most relevant evaporation channels leading to residual nuclei  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  and  $^{53}\text{Cr}$ , which represent approximately 85% of the total fusion cross section. The points shown here only include the statistical errors, therefore, the error bars are not visible in the experimental data.



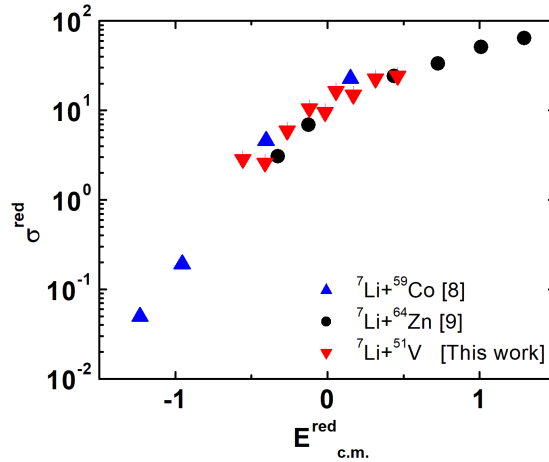
**Figure 3.** (color online) Comparison of the fusion cross sections measured for every residual nuclei with the PACE2 code for the  $^7\text{Li}+^{51}\text{V}$  system. The black circles represent the sum of the partial cross sections.

On the other hand, in figures 4(a,b), the fusion cross sections predicted by the PACE2 (solid lines), LILITA (dotted lines) and CASCADE (dash-dot lines) codes are shown for the most significant residual nuclei ( $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  and  $^{53}\text{Cr}$ ). One reason of the differences is the way each code does the calculation. According to the three codes, the evaporation of neutrons is the most important process through which the composite nucleus ( $^{58}\text{Fe}$ ) releases its exceeding energy. Therefore, the most expected residual nuclei to be produced are  $^{56}\text{Fe}(2n)$  and  $^{55}\text{Fe}(3n)$ .

We use a well-known data reduction procedure in order to make direct comparisons with similar systems to our study, as proposed in Ref. [15]. For this, we used the data previously reported for  $^7\text{Li}+^{59}\text{Co}$  [5] and  $^7\text{Li}+^{64}\text{Zn}$  [8] systems, which have the same projectile. This comparison is shown in figure 5, where our experimental data seem to be located between the two regions formed by the data of these systems.



**Figure 4.** (color online)(a)-(b) Comparison of the fusion cross sections of the residual nuclei predicted by PACE2 (solid line), LILITA (dotted line) and CASCADE (dash-dot line) codes.



**Figure 5.** (color online) Comparison of the fusion cross sections for the  ${}^7\text{Li}+{}^{51}\text{V}$ ,  ${}^7\text{Li}+{}^{59}\text{Co}$  [5] and  ${}^7\text{Li}+{}^{64}\text{Zn}$  [8] systems, in reduced units. A data reduction procedure, proposed in Ref. [15], was used to make a direct comparison between different systems.

#### 4. Summary

We performed an experiment to measure the fusion at several energies around the Coulomb barrier for the  ${}^7\text{Li}+{}^{51}\text{V}$  system. A theoretical analysis to compare the predictions for the residual nuclei produced in the fusion of the system, by using the PACE2, LILITA and CASCADE codes, was made. The obtained results show a larger production of the  ${}^{52}\text{Cr}(2n\alpha)$  and  ${}^{53}\text{V}(p\alpha)$  residual nuclei than those predicted by the fusion-evaporation codes. We suppose that these differences may result from transfer, breakup and/or incomplete fusion processes. It is necessary to perform the corresponding calculations to confirm or refute such hypothesis. It turned out that the  $xn$  and  $xn\alpha$  are the most relevant evaporation channels leading to residual nuclei  ${}^{55}\text{Fe}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^{52}\text{Cr}$  and  ${}^{53}\text{Cr}$ .

## Acknowledgments

This work was partially supported by CONACYT, Mexico.

## References

- [1] Morales-Rivera J C, Martinez-Quiroz E, Belyaeva T L, Aguilera E F, Lizcano D and Amador-Valenzuela P 2016 *Eur. Phys. J. Web Conf.* **117** 07027
- [2] Amador-Valenzuela P, Aguilera E F, Martinez-Quiroz E, Lizcano D and Morales-Rivera J C 2017 *J. Phys.: Conf. Ser.* **876** 012002
- [3] Diaz-Torres A, Thompson I J and Beck C 2003 *Phys. Rev. C* **68** 044607
- [4] Canto L F, Gomes P R S, Donangelo R and Hussein M S 2006 *Physics Reports* **424** 1
- [5] Beck C *et. al.* 2003 *Phys. Rev. C* **67** 054602
- [6] Beck C 2007 *Nucl. Phys. A* **787** 251
- [7] Pakou A *et. al.* 2009 *Eur. Phys. J. A* **39** 187
- [8] Di Pietro *et. al.* 2013 *Phys. Rev. C* **87** 064614
- [9] Gomes P R S, Penna T J P, Liguori Neto R, Acquadro J C, Tenreiro C, Freitas P A B, Crema E, Carlin Filho N and Coimbra M M 1989 *Nucl. Instr. Method Phys. Res. A* **280** 395
- [10] Aguilera E F *et. al.* 2006 *Phys. Rev. C* **73** 064601
- [11] Gavron A 1980 *Phys. Rev. C* **21**
- [12] Gomez del Campo J and Stokstad R G 1981 *Description and use of the Monte Carlo code LILITA* ORNL-TM-7295 (Oak Ridge, Tennessee, USA)
- [13] Pühlhofer F 1977 *Nucl. Phys. A* **280** 267
- [14] Harakeh M N, Dowell D H, Feldman G, Garman E F, Loveman R, Osborne J L and Snover K A 1986 *Phys. Lett. B* **176** 297
- [15] Aguilera E F, Amador-Valenzuela P, Martinez-Quiroz E, Fernandez-Arnaiz J, Kolata J J and Guimarães V 2016 *Phys. Rev. C* **93** 034613

## Breakup of ${}^8\text{B}$ on ${}^{58}\text{Ni}$ at energies around the Coulomb barrier and the astrophysical $S_{17}(0)$ factor revisited

J.C. Morales-Rivera<sup>1,2</sup>, T.L. Belyaeva<sup>1</sup>, P. Amador-Valenzuela<sup>2</sup>, E.F. Aguilera<sup>2</sup>, E. Martinez-Quiroz<sup>2</sup>, and J.J. Kolata<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Universidad Autónoma del Estado de México, C. P. 50000, Toluca, México

<sup>2</sup>Depto. de Aceleradores, Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, A. P. 18-1027, C. P. 11801 México, D. F., México

<sup>3</sup>Physics Department, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana, 46556, USA

**Abstract.** Calculations of breakup and direct proton transfer for the  ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$  system at energies around the Coulomb barrier ( $E_{\text{B,lab}}=22.95$  MeV) were performed by the continuum-discretized coupled channels (CDCC) method and the coupled-reaction-channels (CRC) method, respectively. For the  ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$  interaction, we used a semimicroscopic optical model potential (OMP) that combines microscopic calculations of the mean-field double folding potential and a phenomenological construction of the dynamical polarization potential (DPP). The  ${}^7\text{Be}$  angular distribution at  $E_{\text{lab}}=25.75$  MeV from the  ${}^8\text{B}$  breakup on  ${}^{58}\text{Ni}$  was calculated and the spectroscopic factor for  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}+p$  vertex,  $S_{\text{expt}} = 1.10 \pm 0.05$ , was deduced. The astrophysical  $S_{17}(0)$  factor was calculated equal to  $20.7 \pm 1.1$  eV·b, being in good agreement with the previously reported values.

### 1 Introduction

The study of nuclear reactions with the proton-halo exotic  ${}^8\text{B}$  nuclei is of great interest for nuclear astrophysics in view of the problem of stellar nucleosynthesis and the production of high-energy neutrinos in the Sun. In particular, the breakup of  ${}^8\text{B}$  in the field of heavy targets can provide information about an inverse process, the proton radiative capture by  ${}^7\text{Be}$ , which occurs in the Sun at energies about 20 keV. The  ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$  system has been extensively studied both experimentally and theoretically by different research groups around the world. We studied the breakup of  ${}^8\text{B}$  in the field of  ${}^{58}\text{Ni}$  with the realistic  ${}^7\text{Be}$  core-target potential calculated in the semi-microscopic OMP. The analysis of the breakup, transfer and elastic-scattering cross sections allowed us to obtain the experimental spectroscopic factor  $S_{\text{expt}}$  and extract the astrophysical  $S_{17}(0)$  factor by using the ANC method. A comparison was made with calculations performed by using the Woods-Saxon potentials previously reported [1].

### 2 Elastic scattering calculations

For the  ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$  interaction an optical potential of the form  $U = V_F + V_P + iW + V_C$  was used, where  $V_F$  is a double folded potential,  $iW = i(W_V f(x_V) + W_D f(x_D))$ ,  $V_C$  represent the absorption and Coulomb potential, respectively and  $V_P$  is the DPP, implemented by S. A. Goncharov [2]:

$$V_P = \alpha(E)W_V(E)f(x_V) + \beta(E) \cdot 4W_D(E)\frac{df(x_D)}{dx_D}, \quad (1)$$

where the Woods-Saxon form factor  $f(x_{V,D})$  was used. To calculate  $V_F$ , we used for the projectile an empirical density model that was constructed on the basis of the global parametrization, described in [3]; for the target, we considered an appropriately normalized empirical charge density in a three-parameter modified Fermi form with values taken from [4]. The radial part of the potential were calculated by using the CDM3Y6-Paris nucleon-nucleon effective interaction [5]. To find the OMP parameters for the  $p+^7\text{Be}$  and  $p+^{58}\text{Ni}$  interactions, the systematics proposed in [6] was used.

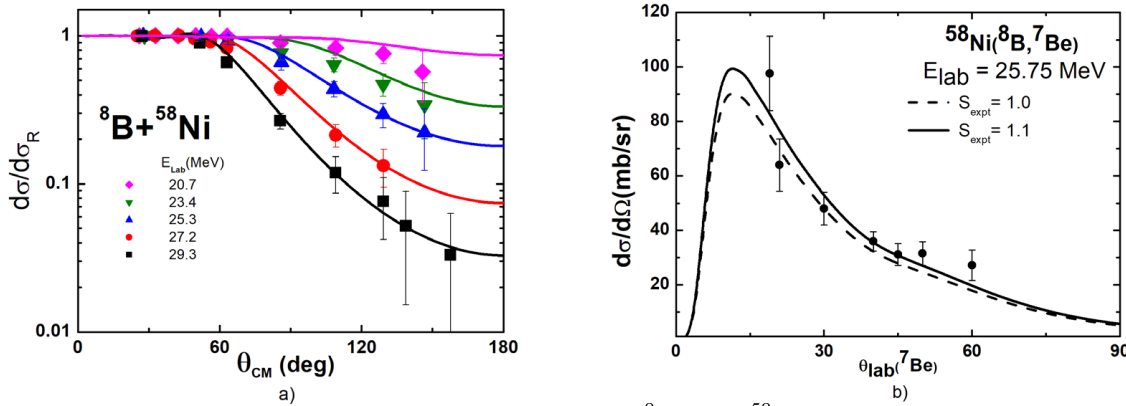


Figure 1: a) Elastic scattering angular distributions of  $^8\text{B}$  from  $^{58}\text{Ni}$  at energies around the Coulomb barrier calculated by the CDCC in comparison with the experimental data [8]. b) The differential breakup cross section of the  $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$  reaction at  $E_{\text{lab}} = 25.75$  MeV. CDCC calculations performed with two values of the spectroscopic factors are shown in comparison with the experimental data of [9].

The elastic scattering angular distributions were calculated for the  $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$  system at laboratory energies  $E_{\text{lab}} = 20.7, 23.4, 25.3, 27.2$  and  $29.3$  MeV using the FRESKO code [7]. Figure 1 (a) shows the calculations in comparison with the data reported in [8]. Our results agree well with the data, particularly at energies above the Coulomb barrier. At energies below the barrier, the calculations slightly differ from the experimental data. Table 1 shows the DPP parameters used to fit the  $^7\text{Be}+^{58}\text{Ni}$  system data of [8]. For the energies 20.7 and 23.4 MeV, values of  $r_{V,D} = 1.2$  and  $a_{V,D} = 0.4$  fm were used, while for the rest of the energies, the values  $r_{V,D} = 1.28$  and  $a_{V,D} = 0.45$  fm showed the best fit to the data. The values  $W_V = 90$  and  $W_D = 5$  MeV were kept constant for all energies.

Table 1: DPP parameters used for the  $^7\text{Be}+^{58}\text{Ni}$  system.

$E_{\text{lab}}$ [MeV]	$\alpha$	$\beta$	$E_{\text{lab}}$ [MeV]	$\alpha$	$\beta$	$E_{\text{lab}}$ [MeV]	$\alpha$	$\beta$
20.7	-1.25	15.0	25.3	-0.28	0	27.2	-0.08	0
23.4	0	0	25.75	-0.23	0	29.3	0	0

### 3 Breakup and transfer analysis

We assume a cluster structure of  $^8\text{B} = p \oplus ^7\text{Be}$ . The valence proton has an orbital angular momentum  $l$ , thus having total angular momentum relative to the core  $\mathbf{J} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ . In the case of breakup above

Table 2: Breakup and reaction cross sections for the  ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$  system.

$E_{\text{lab}}$ (MeV)	$\sigma_{\text{bu th}}$ (mb)	$\sigma_{\text{R th}}$ (mb)	$\sigma_{\text{R exp}}^a$ (mb)
23.4	194.56	382.26	365±50
25.3	198.92	606.92	515±50
27.2	204.80	797.80	827±45
29.3	209.24	978.24	1007±40

<sup>a</sup> Experimental data taken from ref. [8]

the Coulomb barrier, the excited states of proton in the continuum were represented by 167 bins with orbital angular momenta  $l=0-4$  up to energies of 6 MeV. Figure 1 (b) shows the CDCC calculations of the  ${}^8\text{B}$  breakup differential cross section for the  ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$  reaction with spectroscopic factors  $S_{\text{expt}} = 1.0$  and  $S_{\text{expt}} = 1.1$ , respectively, corresponding to the  ${}^8\text{B}\rightarrow{}^7\text{Be}+p$  vertex. The results are compared with the data of [9].

We calculated the direct proton transfer in the  ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{B},{}^7\text{Be}){}^{59}\text{Cu}$  reaction, which can contribute to the  ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{B},{}^7\text{Be})$  reaction cross section. Excited states of  ${}^{59}\text{Cu}$  up to  $E_x = 3.580$  MeV were taken into consideration. The calculation showed that proton stripping provides less than 3% of the total  ${}^7\text{Be}$  emission cross sections.

Table 2 shows the breakup and reaction cross sections calculated for the  ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$  system at energies around the Coulomb barrier in comparison with the data taken from Ref. [8]. The reaction cross sections were obtained by fitting the elastic scattering angular distributions using CDCC calculations. An accepted value of the spectroscopic factor for the  ${}^8\text{B}\rightarrow{}^7\text{Be}+p$  vertex,  $S_{\text{expt}}=1.10\pm 0.05$ , allowed us to estimate the ANC,  $C^2 = 0.54 \pm 0.03 \text{ fm}^{-1}$ , and the astrophysical  $S_{17}(0)$  factor to be equal to  $20.7 \pm 1.1 \text{ eV}\cdot\text{b}$ , which are in good accordance with the previously published results [1].

## 4 Conclusions

We have performed CDCC calculations of the elastic scattering, breakup, direct proton transfer, and reaction cross sections for the  ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$  system at energies around the Coulomb barrier. All cross sections were calculated by using the  ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$  semi-microscopical optical model potential containing the folding and DPP parts. The direct proton transfer contribution to the reaction cross section is about 3%. The astrophysical  $S_{17}(0)$  factor equal to  $20.7 \pm 1.1 \text{ eV}\cdot\text{b}$  was calculated using the ANC method, being in good agreement with previously reported values.

## References

- [1] T.L. Belyaeva *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 064617 (2009).
- [2] S.A. Goncharov and A. Izadpanah, Phys. At. Nucl. **70**, 18 (2007).
- [3] J.H. Sorensen and A. Winther, Nucl. Phys. A **550**, 329 (1992).
- [4] C. W. De Jager, H.De Vries and C. De Vries, At. Data Nucl. Data Tables **14**, 479 (1974).
- [5] G. R. Satchler and W. G. Love, Phys. Rep. **55**, 183 (1973).
- [6] F. D. Becchetti Jr. and G. W. Greenlees, Phys. Rev. **182**, 1190 (1969).
- [7] I. J. Thompson, FRESCO user's manual and code (available from author).
- [8] E. F. Aguilera *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 021601(R) (2009).
- [9] J. J. Kolata *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 024616 (2001).

# Elastic scattering of ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$ near the Coulomb barrier

J. C. MORALES-RIVERA<sup>1,2</sup>, E. MARTINEZ-QUIROZ<sup>1\*</sup>, T. L. BELYAEVA<sup>2</sup>,  
E. F. AGUILERA<sup>1</sup>, D. LIZCANO<sup>1</sup> and P. AMADOR-VALENZUELA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Departamento de Aceleradores, Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, A. P. 18-1027, C. P. 11801, México, D. F. México.

<sup>2</sup>Universidad Autónoma del Estado de México, C. P. 50000, Toluca, México.

## Abstract

Elastic scattering angular distributions for the  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  system were measured at three near Coulomb barrier energies,  $E_{lab} = 16.35$ ,  $17.44$  and  $18.53$  MeV. The data were analyzed by using a Semimicroscopic Optical Model. This combines a microscopic calculation of the mean-field double folding potential and a phenomenological construction of the dynamical polarization potential. The calculations reproduced the data very well and the total reaction cross sections were also calculated.

## 1 Introduction

Nuclear reactions induced by weakly bound projectiles have attracted much attention in the last few decades. The  ${}^9\text{Be}$  nucleus, with a separation energy of  $1.57$  MeV, is an interesting case study. In the present work, angular distributions for the  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  system are measured and analyzed. A Semimicroscopic Optical Model, which combines microscopic calculations of the mean-field double folding potential (DFP) and a phenomenological construction of the dynamical polarization potential [1, 2], is used in the

---

\*E-mail: enrique.martinez@inin.gob.mx (corresponding author)

analysis. A comparison with recent data for  ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$  [3, 4] and other  ${}^9\text{Be}$  systems is made [5–7].

## 2 Description of the experiment and analysis

The beam was produced by the 6 MV Tandem Van de Graaff Accelerator at ININ. The experimental setup consisted of six surface barrier detectors placed on a turntable that allowed measurement of particles scattered in a large angular range (35-165 degrees). The measurements were performed in two stages, measuring first the scattering in an initial configuration and then rotating the turntable by 30 degrees to complement the angular range.

Fig. 1 shows the elastic scattering angular distributions measured for the  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  system at energies  $E_{lab} = 16.35, 17.44$  and  $18.53$  MeV with OM-model fits discussed below.

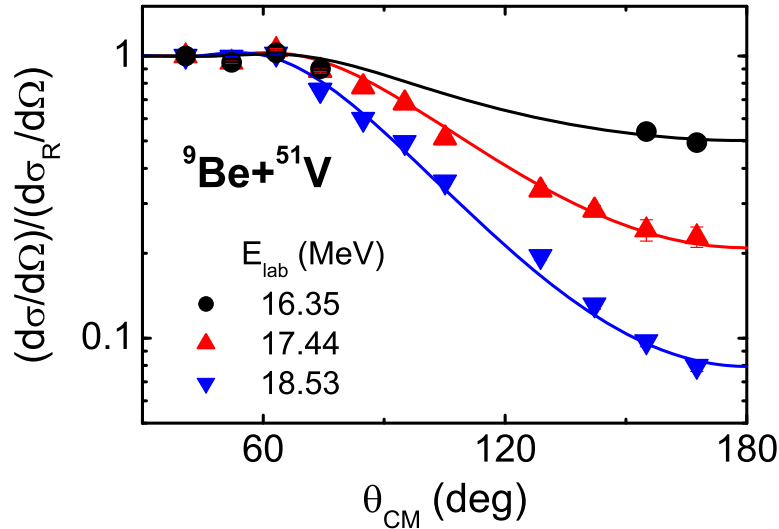


Figure 1: Elastic scattering angular distributions for  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  system at energies  $E_{lab} = 16.35, 17.44$  and  $18.53$  MeV.

The data were analyzed with an optical model potential of the form  $U = V_F + V_P + iW + V_C$ , Ref. [1, 2], where  $V_F$  is the double folding potential,  $V_C$  is the Coulomb potential, and  $V_P, W$  are given by

$$V_P(r, E) = \alpha(E)W(E)f(x_W) + \beta(E) \cdot 4W_D(E) \frac{df(x_D)}{dx_D}, \quad (1)$$

$$iW = -iW(E)f(x_W) + i \cdot 4W_D(E) \frac{df(x_D)}{dx_D}. \quad (2)$$

A fit to the data was made by using the computational codes Foldeg v2007 and Fresco, see Table 1. The results are shown with the curves in Fig. 1. Table 1 also shows the total reaction cross sections and the volume integrals obtained in the analysis.

Table 1: Parameters of the Optical Model Potential for the  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  system. The energy and depths of the potential are measured in MeV,  $r_{W,D}$  y  $a_{W,D}$  in fm. Total reaction cross sections (mb) and volume integrals ( $\text{MeV}\cdot\text{fm}^3$ ) also are included.

$E_{lab}$	$\alpha$	$\beta$	$W$	$r_W$	$a_W$	$W_D$	$r_D$	$a_D$	$\sigma_R$	$J_F$
16.35	-0.62	-0.001	8.60	1.55	0.40	1.33	1.45	0.40	242	403.30
17.44	-0.53	-0.84	10.28	1.31	0.61	2.10	1.30	0.53	350	403.00
18.53	-0.83	-0.41	12.0	1.22	0.70	4.16	1.15	0.71	542	402.80

## 2.1 Comparison with other systems

In Fig. 2, our data are compared to total reaction cross sections reported previously for the  ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$  system [3], such comparison is made in reduced units as suggested in ref [8, 9] and the solid line corresponds to a Wong function fit [10].

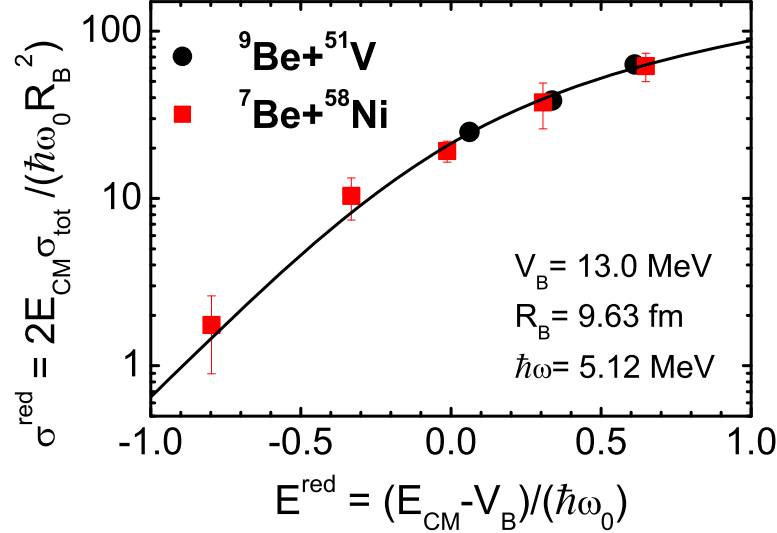


Figure 2: Comparison of the reaction cross sections for  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  and  ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$  [3] at different energies.

Fig. 3 shows a comparison with several systems having the same projectile,  ${}^9\text{Be}$ . Previously reported data were taken from the literature [5–7]. All

experimental points seem to be clustered in a specific region, regardless of the mass number of the target.

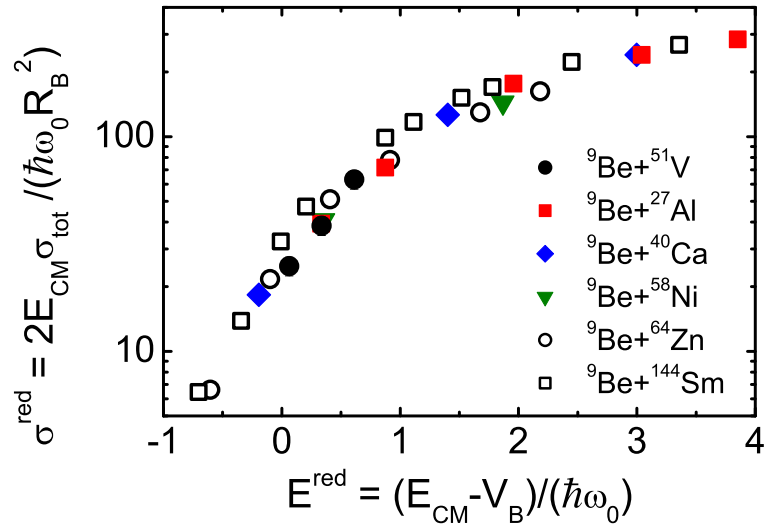


Figure 3: Comparison of the reduced reaction cross sections for  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  with data for different systems reported in the literature [5–7].

### 3 Summary

Elastic scattering angular distributions for  ${}^9\text{Be}+{}^{51}\text{V}$  system were measured at bombarding energies  $E_{lab} = 16.35, 17.44$  and  $18.53$  MeV. By doing a proper optical model analysis, the corresponding total reaction cross sections were obtained and compared with experimental results previously reported for other systems. The reduced total reaction cross sections obtained for different systems having the same projectile show perfect consistency. On the other hand, our results are consistent with the reduced total reaction cross sections obtained for the other system, which has the  ${}^7\text{Be}$  isotope as a projectile.

### Acknowledgments

This work was partially supported by CONACYT, Mexico

## References

- [1] Goncharov S. A. and Izadpanah A., *Phys. At. Nucl.* **70**, 1 (2007) 18.
- [2] Goncharov S. A. and Izadpanah A., *Phys. At. Nucl.* **70**, 9 (2007) 1491.
- [3] Aguilera E. F. *et al.*, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 021601(R).
- [4] Martinez-Quiroz E. *et al.*, *Phys. Rev. C* **90** (2014) 014616.
- [5] Satchler G. R. and Love W. G., *Phys. Rep.* **55**, 3 (1973) 183.
- [6] Gomes P. R. S. *et al.*, *Nucl. Phys. A* **828** (2009) 3.
- [7] Gomes P. R. S. *et al.*, *Nucl. Phys. A* **828** (2009) 233.
- [8] Canto L. F. *et al.*, *J. Phys. G* **36** (2009) 015109.
- [9] Canto L. F. *et al.*, *Nucl. Phys. A* **821** (2009) 51.
- [10] Wong C. Y., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 766.

## **Anexo 6: Artículos aceptados y publicados como producto de colaboraciones**

## Fission like events in $^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$ system

Vijay R. Sharma<sup>1</sup>, R. Kumar<sup>3,\*</sup>, S. Mukherjee<sup>2</sup>, E. F. Aguilera<sup>1</sup>, Mohd. Shuaib<sup>4</sup>, Pushpendra P. Singh<sup>5</sup>,  
A. Yadav<sup>3</sup>, R. Dubey<sup>6</sup>, S. Appannababu<sup>7</sup>, J. C. Morales-Rivera<sup>1</sup>, S. Kumar<sup>3</sup>, and B. P. Singh<sup>4,†</sup>

<sup>1</sup>*Departamento de Aceleradores, Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares,  
Apartado Postal 18-1027, C. P. 11801, México, D. F., México*

<sup>2</sup>*Physics Department, Maharaja Sayajirao University of Baroda, Vadodara 390 002, India*

<sup>3</sup>*NP-Group, Inter-University Accelerator Centre, New Delhi-110 067, India*

<sup>4</sup>*Accelerator Laboratory, Department of Physics, Aligarh Muslim University, Aligarh 202 002, India*

<sup>5</sup>*Department of Physics, Indian Institute of Technology Ropar, Punjab-140 001, India*

<sup>6</sup>*iThemba LABS, National Research Foundation,*

*PO Box 722, 7129 Somerset West, South Africa and*

<sup>7</sup>*Departamento de Física Nuclear, Instituto de Física,*

*Universidade de Sao Paulo, CEP 05508 090, Brazil*

(Dated: October 2, 2018)

Absolute cross-sections for 22 fission like fragments concerning their decay mode via independent and cumulative have been measured at four projectile energies i.e.,  $82.2 \pm 0.8$ ,  $79.18 \pm 0.82$ ,  $76.8 \pm 1.2$ , and  $72.9 \pm 0.91$  MeV. The recoil-catcher activation technique followed by off-line  $\gamma$ -ray spectrometry was employed. The isotopic yield distribution and the variance for indium isotopes have been obtained from the experimental data and were found to be in agreement with the literature values. The fission like fragments mass distribution is found to be single peaked Gaussian distribution and confirms their population via de-excitation of compound nucleus. The mass distribution variance is found to be narrower and exponentially increases as compared to relatively heavier systems at above 20% of Coulomb barrier. A self consistent approach for determining the isobaric charge dispersion parameters has been adopted. The present work suggests that fission is one of the competing modes at low energies other than complete fusion and incomplete fusion processes.

PACS numbers: 25.60.Dz, 25.70.-z, 25.70.Gh, 25.70.Jj, 25.70.Mn

### I. INTRODUCTION

In the recent years, much interest has been aroused, due to unexpected products observed, in the heavy ion induced reactions at energies below 10 MeV/A. These products were not from the complete fusion (CF) and incomplete fusion (ICF) of heavy ions (HIs), but had signatures similar to those of fission fragments [1–5]. In general, at low energies for heavy ion interactions involving medium to mid-heavy mass targets the composite system decays via particle evaporation, which always has an important part of cross-section. On the other hand, it has been observed that nuclear reactions characterizing transfer of a large number of nucleons are known as incomplete fusion which may exist at the interface between direct and compound nucleus reactions [6–8]. Depending upon the excitation energy, and angular momentum imparted to the system, the compound nucleus (populated via fusion and/or breakup fusion) may tend towards the fission [9, 10]. Ordinarily, the fission process offers a great possibility to understand how two nuclei in contact show up their excitation energy and angular momentum. Recently, Schmidt and Jurado [11], presented fission dynamics based on the energy sorting within frame of statistical arguments, i.e. why the number of emitted neutrons de-

pends on the excitation energy during fission process. In terms of the angular momentum, evidences for the fission like processes in the final stage of the incomplete fusion was first presented by the Sikkeland and Trautmann [12]. They observed fission like events among the heavy ions such as  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ , and  $^{20}\text{Ne}$  on medium mass targets. Viola and co-workers [13] made an attempt to explore the dynamics of fission events based on linear momentum transfer from projectile to the target nucleus using the results of fission fragments angular correlation measurements. They estimated that the critical angular momenta derived do not show any major disagreement with the rotating liquid drop predictions and hence fission like processes increase with the increase in the projectile energy at above 10 MeV/A. It may be mentioned that in case of ICF reactions, the angular momentum associated is higher than the critical angular momentum of the system and indicates a possible way that may lead composite system to fission like processes [14]. Nishio et al., [15] suggested the fission of an incompletely fused (i.e. ICF) composite nucleus as the dominant processes other than fission of the composite system formed by CF at intermediate energies. Further, several authors [16–21] reported the existence of such reactions even at energies below 10 MeV/A, however, a survey on the literature displayed a considerable lack of experimental data to comment on the systematics of fission like processes.

It is notwithstanding to mention that the fission cross-sectional data in a variety of projectile and target combinations are important for understanding the formation

\*rakuiuac@gmail.com

†bpsinghamu@gmail.com

of the super heavy elements in laboratory [22], nuclear astrophysics [23], and of course nuclear energy [24]. One of the most important observations, in the low energy fission of the actinides [25], was the discovery of asymmetric mass distribution and may be explained in terms of shell effects. A review [26] on this topic suggests that the gradual washing out of the shell effects at sufficiently higher excitation energies may lead to the disappearance of the asymmetric fission and such fission mass distribution may follow liquid drop model. It may be pointed out that the charge and mass distributions are two indispensable post-fission observables that are extensively studied at intermediate energies to understand the fading of shell effects with excitation energy and in fact in the development of the fission dynamics. In spite of extensive work carried out for a wide range of fissility, excitation energy, and other entrance channel parameters [16, 27–29], a complete understanding of the mechanism of various types of reactions populated at low energies and their dependence on a suitable set of physical parameters is still missing. Measurement of evaporation residues and the fission residues in a nuclear reaction may provide a comprehensive picture of the processes subsequent to the collision between the projectile and the target nuclei.

In view of the above, a program to study the dynamics of processes involved in the  $^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$  system has been undertaken. The independent and cumulative cross-sections of several fission like products at  $E_{Lab} = 82.2 \pm 0.8$ ,  $79.18 \pm 0.82$ ,  $76.8 \pm 1.2$ , and  $72.9 \pm 0.91$  MeV were measured and are reported in this paper. Further, analysis has been done to obtain the isotopic yield and mass distributions of residues populated via fission. The variances of the mass distribution has been determined in the present study and are compared with the literature values to investigate the entrance channel effects on the onset of fission. The formation cross-section of  $^{191}\text{Hg}$ ,  $^{190}\text{Hg}$ ,  $^{190}\text{Au}$ ,  $^{189}\text{Pt}$ ,  $^{188}\text{Pt}$ ,  $^{187}\text{Pt}$ , and  $^{187}\text{Ir}$  evaporation residues (ERs) are analysed within the framework of the PACE code [30]. It has been observed that experimental cross-section for the exit channels involving  $\alpha$  particles are higher than PACE predictions which may be attributed due to the incomplete fusion reaction processes. An actual mass distribution of the total reaction residues reveals a wide mass distribution for the fission events, whereas narrow mass distribution for the evaporation residues.

The present paper is organized as follows. The experimental details and methodology are given in Sec. II. Data reduction procedure, analysis and results interpretation are given in Sec III while Sec. IV deals with the conclusions and summary of the present work.

## II. EXPERIMENTAL DETAILS AND METHODOLOGY

The experiments were performed using  $^{14}\text{N}^{7+}$  beam obtained from 15UD pelletron accelerator at the Inter-

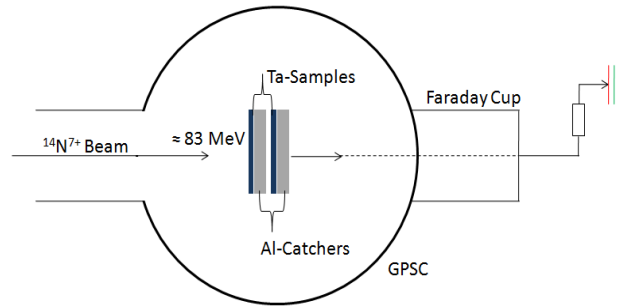


FIG. 1: (Color Online) Sketch of a typical experimental set-up used for the irradiation.

University Accelerator Centre (IUAC), New Delhi, India at projectile energies  $E_{Lab} \approx 83$  and  $80$  MeV. To cover four energy points in an irradiation, an energy degradation technique was used. It may be mentioned that incident beam energy on each target foil in a stack was estimated using code SRIM [31]. For example, at the highest incident energy the uncertainty in the energy due to finite sample thickness is estimated to be  $0.80$  MeV. The four studied energies are  $82.2 \pm 0.8$ ,  $79.18 \pm 0.82$ ,  $76.8 \pm 1.2$ , and  $72.9 \pm 0.91$  MeV's, respectively. The thin target foils of isotopically pure ( $\approx 99.9\%$ ) Tantalum of thickness  $1.3$  to  $1.9$   $\text{mg}/\text{cm}^2$  were used for the irradiations. Aluminium catcher foils of sufficient thickness were used to collect the fission products and the evaporation residues recoiling out of the samples. The thickness of the Al-catchers was chosen keeping in view the fact that even the most energetic residues produced as a result of complete momentum transfer may be trapped in the catcher thickness. It may be pointed out that recoil energy of the composite system ( $^{195}\text{Hg}$ ) formed in  $^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$  as a result of complete momentum transfer from projectile to target at  $82.20 \pm 0.8$  MeV is  $5.90$  MeV. The range of these  $5.90$  MeV heavy residues in Al is  $303$   $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . As such, they are completely stopped in the catcher thickness used in the present work. The  $^{181}\text{Ta}$  foil samples and Al-catchers were cut into  $1.2 \times 1.2$   $\text{cm}^2$  size and pasted on Al-holders having concentric holes of  $1.0$  cm diameter. Each target was followed by Al-catcher. The Al-holders were used for the rapid dissipation of heat produced during the irradiation. The irradiation were carried out in the General Purpose Scattering Chamber of  $1.5$  m diameter having in-vacuum transfer facility. The beam current on the target was measured by a Faraday cup and was in the range  $20$  to  $25$  pA in both irradiations. A sketch of typical experimental set up is shown in Fig 1. Keeping in view the half-lives of interest, irradiations have been carried out for  $10$  to  $12$  hours. The beam flux was monitored using ORTEC current integrator by taking into account the charge collected in the Faraday cup, placed behind the stack of target-catcher assembly. After irradiation, the target and catcher foil were monitored together for events gamma ray activity using efficient HPGe detector coupled to a CAMAC. The absolute  $\gamma$  ray detection efficiency of the detector was determined with an accuracy



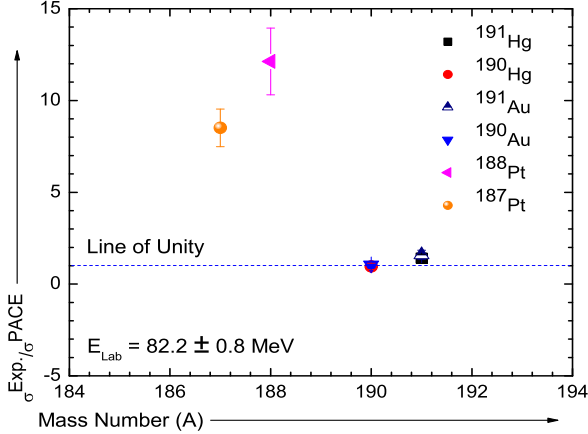


FIG. 4: (Color Online) Ratio of measured and PACE calculated cross sections of evaporation residues in the  $^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$  reaction at  $E_{\text{Lab}} = 82.20 \pm 0.80$  MeV. Dashed lines are drawn at unity.

[30] prescriptions as presented in the next subsection.

#### A. Behavior of the Evaporation residues in the framework of PACE code

The experimental cross-sections of residues  $^{191}\text{Hg}$  (4n),  $^{190}\text{Hg}$  (5n),  $^{191}\text{Au}$  (p3n), and  $^{190}\text{Au}$  (p4n) which are populated via 4n, 5n, p3n, and p4n emissions, respectively, from the excited  $^{195}\text{Hg}^*$  CN have been measured at four different projectile energies viz.,  $E_{\text{Lab}} = 82.20 \pm 0.80$ ,  $79.18 \pm 0.82$ ,  $76.80 \pm 1.20$ , and  $72.94 \pm 1.20$  MeV and are compared with those estimated by statistical model code PACE4 [30]. It may be mentioned that the theoretical calculations were performed for a value of level density parameter ( $a =$ )  $A/9$  MeV $^{-1}$ . The ERs  $^{191}\text{Au}$ , and  $^{190}\text{Au}$  are observed to have substantial feeding from their higher charge precursors isobars through electron capture (EC) and/or  $\beta^+$  decay process. Hence, the independent production experimental cross-sections ( $\sigma_{pxn}^{\text{ind}}$ ) has been extracted from the cumulative experimental cross-section ( $\sigma_{pxn}^{\text{cum}}$ ) using the formalism prescribed by Cavinato et al [36], based on standard Batemann equations [37]. From the present ERs analysis, a good agreement between 4n, 5n, p3n, and p4n channel cross-sections and PACE4 predictions are observed. For the sake of completeness, the ratio of experimentally measured and theoretically calculated cross sections of different evaporation residues identified at  $E_{\text{Lab}} = 82.20 \pm 0.80$  MeV is shown in Fig. 4. As can be seen in this figure the ratio of experimentally measured and theoretically calculated production cross sections of  $^{191}\text{Hg}$ ,  $^{190}\text{Hg}$ ,  $^{191}\text{Au}$ , and  $^{190}\text{Au}$  follow the unity line. This clearly indicates the production of these residues via complete fusion mode. However,

the observed enhancement in the measured cross-sections over the PACE4 values for the  $^{189}\text{Pt}$  ( $\alpha 2n$ ),  $^{188}\text{Pt}$  ( $\alpha 3n$ ),  $^{187}\text{Pt}$  ( $\alpha 4n$ ) and  $^{187}\text{Ir}$  ( $\alpha p 3n$ ) indicates their population via projectile break-up process, and may be attributed due to the ICF process. In figure 4, data for  $^{188}\text{Pt}$  ( $\alpha 3n$ ), and  $^{187}\text{Pt}$  ( $\alpha 4n$ ) are shown, because for the ERs  $^{189}\text{Pt}$  ( $\alpha 2n$ ) and  $^{187}\text{Ir}$  ( $\alpha p 3n$ ) PACE4 predicts negligible cross-sections and the ratio of experimentally measured and theoretically calculated cross-section were not deduced. It may be mentioned that enhanced cross-section in case for  $\alpha$ -emitting channels may be a hint of the onset of (ICF) at this energy. Opting the same approach as that of xn, pxn, and  $\alpha xn$  channels for measuring the experimental cross-sections, the fission like events have been identified and their cross-sections are deduced and are discussed in the next section.

#### B. Assignment of Fission-like residues and their distributions

The unambiguous detection of 22 fission-like fragments has been obtained first by their characteristics  $\gamma$ -rays and then critically examined by their decay curve analysis. These residues are expected to be formed via (a) the direct fission of the CF and/or ICF residues (i.e. first chance fission) and/or (b) by the fission of CF and/or ICF residues after emission of few nucleons (second, third, etc., chance fission). On the other hand, the fission arises due to the decay of the excited composite system formed via complete momentum transfer from projectile to the target nucleus [called complete fusion-fission (CFF)] and/or via incomplete momentum transfer from the projectile to the target nucleus [called incomplete fusion-fission (IFF)]. In the present work, the yields of 17 fission-like events are expected to be independent (I), as they are having no contribution from any precursor or shielded by stable or long-lived isotopes from their  $\beta^-$  decay chains. However, the isomeric yields of  $^{69}\text{Zn}^m$ ,  $^{71}\text{Zn}^m$ ,  $^{106}\text{Rh}^m$ , and  $^{133}\text{Ce}^m$  represent lower limit of formation cross-sections of  $^{69}\text{Zn}$ ,  $^{71}\text{Zn}$ ,  $^{106}\text{Rh}$ , and  $^{133}\text{Ce}$ . On the other hand, the yields of  $^{72}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Kr}$ ,  $^{95}\text{Ru}$ ,  $^{132}\text{Ce}$ , and  $^{135}\text{I}$  have been found to be cumulative (C), as they are have been fed by its precursors or populated from the  $\beta$ -decay of lower Z members of fission product chains [38]. The measured cross-sections for the identified fission-like residues are tabulated in Table II at the studied projectile energies. In the present work, fission isotopes were observed rather than the fission isobars, it is because of the fact that the emission of neutrons is more probable as compared to proton emission. Hence, a wide isotopic distribution of Indium ( $^{106,108,109,110}\text{In}$ ) is presented in the next subsection.

TABLE I: Relevant nuclear data of the fission fragments and evaporation residues identified in the present work.

S. No.	Nuclide	$E_\gamma$ (KeV)	$\gamma$ -ray abundance $I_\gamma$ %	Half Life	Decay mode
1	$^{65}\text{Ga}$	115.09	54.0	15.2 m	I
2	$^{66}\text{Ge}$	381.85, 272.97	28, 10.4	2.26 h	I
3	$^{67}\text{Ge}$	167.01	84.0	18.9 m	I
4	$^{69}\text{Zn}^m$	438.63	94.77	13.76 h	I
5	$^{70}\text{As}$	668.3, 905.9	21.8, 12.5	52.6 m	I
6	$^{71}\text{Zn}^m$	487.38, 620.18	62, 57	3.96 h	I
7	$^{72}\text{Ga}$	834.01	96	14.10 h	C
8	$^{72}\text{Zn}$	145.04	83	46.5 h	I
9	$^{76}\text{Kr}$	270.2	21.1	14.8 h	C
10	$^{79}\text{kr}$	606.04	8.12	35.04 h	I
11	$^{83}\text{Se}$	224.80	32.7	22.3 m	I
12	$^{95}\text{Ru}$	626.77	17.8	1.64 h	C
13	$^{105}\text{Rh}$	319.14	19.0	35.36 h	I
14	$^{106}\text{In}$	632.66	100	10.2 m	I
15	$^{106}\text{Rh}^m$	450.97, 616.17	24.2, 20.2	131 m	I
16	$^{108}\text{In}$	1056.79	29.0	58.0 m	I
17	$^{109}\text{In}$	203.5	74	4.2h	I
18	$^{110}\text{In}$	657.76	98.3	4.9 h	I
19	$^{130}\text{Sb}$	182.36	65	39.5 m	I
20	$^{132}\text{Ce}$	155.37	10.5	3.51 h	C
21	$^{133}\text{Ce}^m$	130.80	17.9	4.9 h	I
22	$^{135}\text{I}$	1038.76	8.01	6.57 h	C
23	$^{191}\text{Hg}$	252.5, 240.9	$55^a, 24^a$	50.8 m	M1+E2, E2
24	$^{190}\text{Hg}$	142.6, 171.5	68, 4.8	20.0 m	E1
25	$^{191}\text{Au}$	399.84, 478.03	4.7, 3.9	3.18 h	E2, M1+E2, E2
26	$^{190}\text{Au}$	295.78, 301.82, 597.67	71.0, 23.4, 9.4	42.8 m	E2
27	$^{188}\text{Pt}$	187.59, 195.05	19.4, 18.6	10.2 d	M1+E2, M1
28	$^{187}\text{Pt}$	201.52, 709.17	6.4, 5.2	2.35 h	E1, M1

<sup>a</sup> these intensities are relative.

### C. Isotopic yield distribution of Indium

Analysis of isotopic distribution provides an access to one of the major characteristics of low energy-fission [39] and is a key observable for the modeling of the fission process. For the heavy composite systems at moderate excitation energies, the nucleon emission competes directly with fission. For such reaction processes, the emission of charged particles is severely hindered because of the large Coulomb barrier and nucleon emission from the fission fragments and/or the fission leading to successive elements of fission chains may give rise to the isotopic and isobaric distributions of the fission residues. Further, it has been well known that the independent isotopic yields are well represented by a Gaussian distribution [43], therefore, the experimentally measured independent cross-section of Indium isotopes ( $^{106,108,109,110}\text{In}$ ) are fitted with the Gaussian distribution

$$Y(A) = \frac{Y_Z}{\sqrt{2\pi\sigma_A^2}} e^{-(A-A_p)^2/2\sigma_A^2} \quad (1)$$

where,  $Y(A)$  is the independent yield of Indium isotopes and  $Y_Z$  is the chain yield of Indium isotopes. In

eq. 1, the parameters viz.,  $A_P$  and  $\sigma_A^2$  are the most probable mass, and the variance obtained after the Gaussian fit (see fig. 5) and the values are tabulated in Table III. It may be mentioned that the value of chi square ( $\chi^2$ ) was minimized using a non-linear least square fit routine using ORIGIN software. For the identified Indium isotopes, the most probable mass  $A_P$  and  $\sigma_A^2$  compare well with the corresponding values 108.42, and  $4.16 \pm 0.01$  for  $^{16}\text{O}+^{181}\text{Ta}$  [40] at 100 MeV and 107.88 and 4.24 reported for the  $^{16}\text{O}+^{169}\text{Tm}$  system at 95 MeV [2].

Further, the  $\sigma_A^2$  values determined in the present work are compared with the available literature values and are tabulated in Table IV. It can be seen from the table, the  $\sigma_A^2$  values are close to the literature values, and gives confidence to the present observations. It may be pointed out that a Gaussian distribution for Indium isotopic distribution has been observed at excitation energies 61.72, 58.92 and 56.66 MeV's, however, at the lower incident energy (i.e.  $72.94 \pm 1.2$  MeV) only few isotopes were identified as expected and therefore, their distribution could not be studied. Further, using Gubbi's [44] prescriptions, the isobaric charge dispersion parameters were obtained from the measured isotopic mass distribution. The fractional isotopic independent yields  $FY^I$  ( $Z$ ) were obtained

TABLE II: Measured cross-sections of the fission products formed in  $^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$  reaction at the studied projectile energies.

Nuclide	$E_{Lab} = 82.2 \pm 0.8$ MeV	$E_{Lab} = 79.18 \pm 0.82$ MeV	$E_{Lab} = 76.8 \pm 1.2$ MeV	$E_{Lab} = 72.9 \pm 0.91$ MeV
	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)
$^{65}\text{Ga}$	15.98±2.39	9.89±1.48	2.57±0.38	-
$^{66}\text{Ge}$	10.56±1.58	5.23±0.78	-	-
$^{67}\text{Ge}$	38.25±5.73	28.94±4.34	-	-
$^{69}\text{Zn}^m$	11.25±1.68	8.21±1.32	3.25±0.48	-
$^{70}\text{As}$	32.56±4.88	26.56±3.98	19.65±2.94	-
$^{71}\text{Zn}^m$	2.56±0.38	5.36±0.804	3.68±0.47	1.24±0.19
$^{72}\text{Ga}$	35.26±5.28	25.89±3.588	12.68±1.90	2.36±0.35
$^{72}\text{Zn}$	32.4±3.09	19.85±2.97	10.25±1.53	-
$^{76}\text{Kr}$	17.25±3.25	16.21±3.54	-	-
$^{79}\text{Kr}$	28.21±4.23	19.58±2.93	15.24±2.28	-
$^{83}\text{Se}$	60.89±9.13	46.89±7.03	26.30±3.90	14.58±2.19
$^{95}\text{Ru}$	61.37±9.20	56.21±8.43	40.58±6.08	20.12±3.02
$^{105}\text{Rh}$	50.25±7.54	50.58±6.08	28.79±4.31	28.69±4.30
$^{106}\text{In}$	65.68±9.85	51.24±7.68	40.81±6.13	14.21±2.14
$^{106}\text{Rh}^m$	7.48±1.16	10.25±1.54	-	-
$^{108}\text{In}$	92.20±13.83	75.36±11.30	61.21±9.18	21.32±3.19
$^{109}\text{In}$	74.89±7.43	62.40±9.30	30.21±4.53	-
$^{110}\text{In}$	37.82±5.67	30.23±4.54	9.18±1.38	-
$^{130}\text{Sb}$	42.50±6.38	34.25±5.14	17.89±2.68	6.25±0.93
$^{132}\text{Ce}$	28.50±4.28	4.02±0.60	-	-
$^{133}\text{Ce}^m$	11.10±2.10	7.21±1.20	2.12±0.52	1.50±0.22
$^{135}\text{I}$	21.36±3.25	17.25±2.58	5.21±0.78	1.24±0.19

TABLE III: Width ( $\sigma_A$ ) of isotopic yield distribution for observed fission residues (Indium) in  $^{14}\text{N} + ^{181}\text{Ta}$  system.

Excitation Energy $E^*$ (MeV)	Most Probable mass $A_P$	Isotopic Width $2\sigma_A$
61.72	107.6 ± 0.05	3.70 ± 0.27
58.92	107.6 ± 0.06	3.44 ± 0.33
56.70	107.3 ± 0.05	2.86 ± 0.18

<sup>a</sup> these intensities are relative.

by dividing the independent yields by their corresponding charge yield. For deducing the total yield of mass A it is required to have knowledge of the isobaric charge dispersion parameter  $\sigma_Z$  and the most probable charge  $Z_p$ . The  $Z_p$  for the Indium isotopes is calculated using

$$Z_p(A) = \frac{Z}{A_p} A \quad (2)$$

where Z and A are the atomic number and the atomic mass number of Indium fragments, respectively. The distribution of fractional chain yield vs the charge corrected isotopic fragments ( $Z-Z_p$ ) so determined is shown in Fig. 6. The solid curve of Fig. 6 is the Gaussian fit.

The estimated isobaric charge dispersion parameter  $\sigma_Z$  from the Gaussian fitting procedure has been found to be  $0.77 \pm 0.10$ ,  $0.72 \pm 0.06$  and  $0.59 \pm 0.07$  charge units

at excitation energies  $\approx 61.72$ ,  $58.92$ , and  $56.66$  MeV's, respectively. The values of  $\sigma_Z$  have also been calculated by converting the width parameter of isotopic yield  $\sigma_A$  into  $\sigma_Z$  using;

$$\sigma_Z = \frac{\sigma_A \cdot Z}{A_p} \quad (3)$$

The calculated average value of width parameter  $\sigma_Z$  alongwith the value obtained for the corrected charge distribution (See Fig. 6), are found in good agreement and the values are tabulated in Table V. The above method indicates self-consistency of the present analysis.

#### D. Mass distribution of fission like events

Fragments mass distribution is an important observable in fission which directly provide information related to the collective dynamics of fission process [46, 47]. In the present work, activities measured in the forward catcher foils were used for the mass distribution studies. The plots of experimentally determined production cross sections (given in Table II) of various fission fragments at the studied energies (i.e  $E_{Lab} \approx 82.2 \pm 0.8$ ,  $79.18 \pm 0.82$ ,  $76.8 \pm 1.2$ , and  $72.9 \pm 0.91$  MeV's) are shown in Fig. 7. The upward arrows indicate that only the metastable states have been measured and the total production cross sections of these fission fragments are

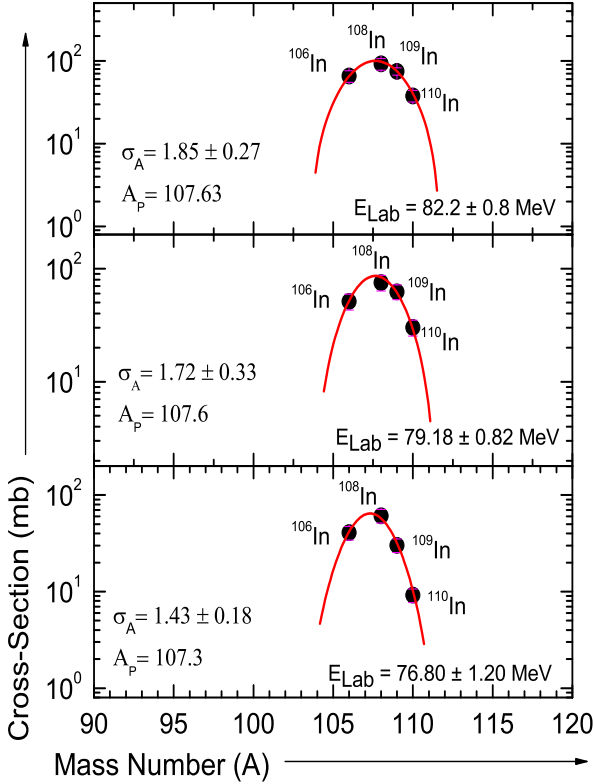


FIG. 5: (Color Online) Isotopic yield distribution for  $(^{106,108,109,110}\text{In})$  indium isotopes in  $^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$  reaction.

expected to get enhanced. As can be seen in Fig. 7, the mass distributions are found to be symmetric and can be fitted with one Gaussian function, indicating the formation of identified fission-like fragments from the decay of compound nucleus. It may be because of the fact that the mass flow from the projectile to target in the initial dinucleus, i.e. a system with the mass asymmetry ( $\alpha = M_T - M_P / M_T + M_P$ , where  $M_T$  is the mass of the target nuclei, and  $M_P$  is the mass of the projectile nuclei) greater than the critical mass asymmetry ( $\alpha_{BG}$ ), the system establish a mono-nuclear compact shape which facilitate equilibrium in all degrees of freedom and thus fission proceeds via compound nuclear processes. In the present work, the mass asymmetry ( $\alpha$ ) for the presently studied system is 0.856 and is found to be greater than the critical mass asymmetry ( $\alpha_{BG} = 0.827$ ) of the system which suggests that for fission like events the mass distribution is expected to be broad and symmetric. In order to track the change in mass variance ( $\sigma_M^2$ ) with excitation energy, the value of  $\sigma_M$  obtained from the Gaussian fitting procedure of mass distributions of fission-like fragments is plotted as a function of excitation energy in Fig. 8. As can be seen in Fig. 8, the value of  $\sigma_M^2$  increases with excitation energy, indicating larger spread in fission-fragment

TABLE IV: Comparison of isotopic yield distributions ( $\sigma_A^2$ ) for different fissioning systems.

System	$E^*$ (MeV)	Element	$\sigma_A^2$	References
$^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$	61.72	In	$3.42 \pm 0.54$	a
$^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$	58.92	In	$2.96 \pm 0.66$	a
$^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$	56.66	In	$2.05 \pm 0.36$	a
$^{16}\text{O}+^{159}\text{Tb}$	57.1	Sr	3.31	[2]
$^{16}\text{O}+^{159}\text{Tb}$	57.1	Y	4.41	[2]
$^{16}\text{O}+^{169}\text{Tm}$	61.06	In	4.24	[2]
$^{16}\text{O}+^{169}\text{Tm}$	61.06	Tc	4.62	[2]
$^{16}\text{O}+^{181}\text{Ta}$	67.041	Y	$3.05 \pm 0.10$	[40]
$^{16}\text{O}+^{181}\text{Ta}$	67.041	In	$4.16 \pm 0.01$	[40]
$^7\text{Li}+^{232}\text{Th}$	41.7	Sb	4.08	[41]
$^7\text{Li}+^{232}\text{Th}$	41.7	I	3.96	[41]
$^{11}\text{B}+^{232}\text{Th}$	55.7	Sb	4.0	[44]
$^{11}\text{B}+^{232}\text{Th}$	55.7	I	5.43	[44]
$^{11}\text{B}+^{232}\text{Th}$	55.7	Cs	3.72	[44]
$^{11}\text{B}+^{238}\text{U}$	67.4	Rb	$3.84 \pm 0.16$	[42]
$^{11}\text{B}+^{238}\text{U}$	67.4	Cs	$3.95 \pm 0.14$	[42]
$^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$	64.5	Rb	$4.23 \pm 0.40$	[42]
$^{22}\text{Ne}+^{238}\text{U}$	64.5	Cs	$4.26 \pm 0.90$	[42]
$^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$	46.4	Sb	$3.43 \pm 1.02$	[45]
$^{20}\text{Ne}+^{208}\text{Pb}$	46.4	I	$3.95 \pm 0.87$	[45]

<sup>a</sup> Present Work

masses for higher excitation energies. The observed variation in the value of  $\sigma_M^2$  with excitation energy for the present system follows the same trend as that reported by Ghosh et al. [48] in the above-barrier region for three different projectiles ( $^{19}\text{F}$ ,  $^{16}\text{O}$ , and  $^{12}\text{C}$ ) on a deformed target ( $^{232}\text{Th}$ ). It may be mentioned that the present system was studied at only four energies above the barrier, hence the variation of the value of  $\sigma_M^2$  with excitation energy at and below the barrier energies needs to be further investigated to better understand this aspect.

Further, the Stability (stiffness) of the fissioning nucleus to mass-asymmetric deformation can be understood through observed mass distribution. To understand this aspect, Itkis et al. [49] and Rusanov et al. [50] analyzed a large collection of data over a wide range of fissility of the compound nucleus at medium excitation energies. In the present work, the calculated centroid, width, and variance of the mass distribution obtained were compared with the values reported in the literature for similar systems. As such, the fission of  $^{195}\text{Hg}$  mass distributions reported in Ref. [53] for the  $^{13}\text{C}+^{182}\text{W}$  reaction indicates the symmetric mass division. The calculations by M. G. Itkis [54] et al, indicates the symmetric mass distribution for the  $^{198}\text{Hg}$  isotope. On the other hand, for lower mass isotopes of Hg (i.e.  $^{180,184}\text{Hg}$ ) the experimental mass distributions are found to be asymmetric [55]. Similar asymmetric distributions were observed for the Hg isotopes ranging  $^{180-188}\text{Hg}$  [56]. Hence, it may be concluded from the mass distribution of Hg isotopes, in particular the heavier ones (i.e.  $x \geq ^{195}\text{Hg}$ ), that the strong shell effects plays an important role for the symmetric

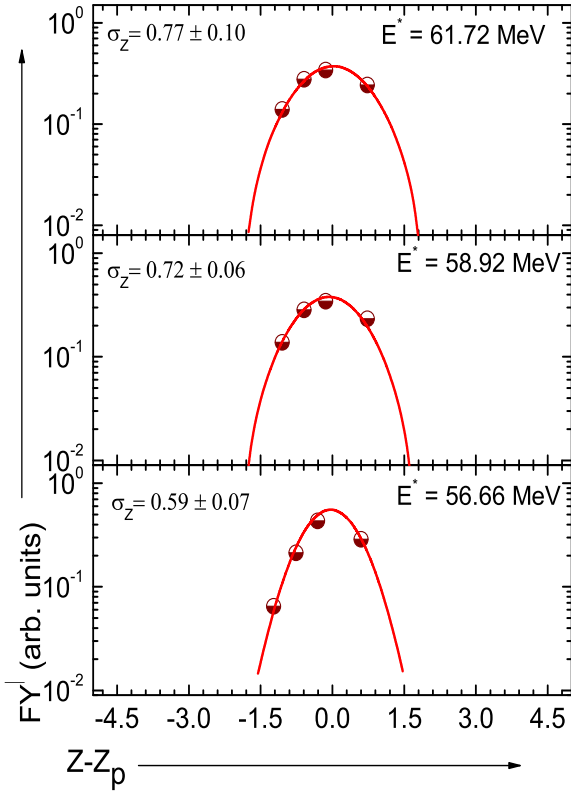


FIG. 6: (Color Online) Fractional isotopic yield corresponding to corrected charge distribution.

TABLE V: The isobaric charge dispersion obtained from the Gaussian Fit (See Fig. 6) and using eq. 3

Excitation Energy $E^*$ (MeV)	$\sigma_Z$ From Fig. 6	$\sigma_Z$ Using Eq. 3
61.72	$0.77 \pm 0.10$	0.84
58.92	$0.72 \pm 0.06$	0.78
56.70	$0.59 \pm 0.07$	0.65

mass distribution and the shape of the mass distribution may be defined by the liquid-drop part of the energy.

In order to understand the role of entrance channel parameter on the behavior of mass distribution of fission like fragments, the available mass variance of the fission fragments for different projectile-target combinations were compared with the presently calculated mass variance as a function of mass asymmetry ( $\alpha$ ). Figure 9 shows the distribution of the variance w.r.t  $\alpha$  for four projectile-target combinations at constant projectile energy normalized with the Coulomb barrier ( $V_B$ ). From the figure, it is noticed that the mass variance almost follow an exponential growth with the mass asymmetry ( $\alpha$ ) of the interacting ions. This suggests broader dis-

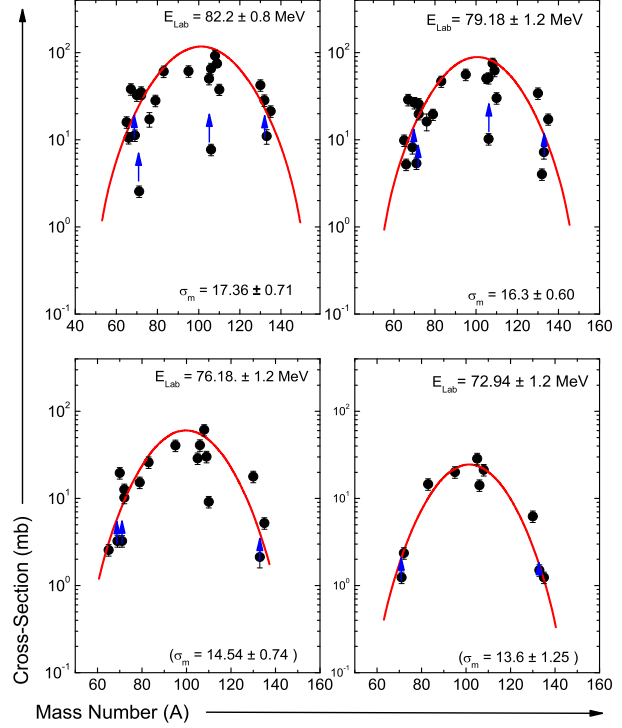


FIG. 7: (Color Online) Mass distribution of fission products in  $^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$  reaction at the studied energies. Upward arrows indicate values expected to go up. The lines are drawn through the data points for Gaussian fit.

tribution of fission fragments for more mass asymmetric system. One of the reasons for narrower mass distribution for the presently studied system is probably because of the fissility ( $Z^2/A$ ) being around 34 [57]. However, more projectile and target combinations are required to understand the actual picture on variance distribution w.r.t.  $\alpha$ . Further, an attempt has been made to visualize the actual picture of the total mass distribution of the residues (fission like events + evaporation) and is plotted in Fig.10 at  $E_{Lab} = 82.2 \pm 0.80$ . As can be seen in the figure, the peak at higher mass number may be attributed to the residues formed by light particle evaporation following CF and/or ICF processes, while the broad peak in the intermediate mass region may be assigned to fission like events. In general, the cross section vs mass distributions for heavy-ion interactions may have three components due to (i) CF and/or ICF evaporation residues, (ii) fission-like residues, and (iii) few nucleon transfer residues or projectile-like fragments (PLFs). In the present work, none of the PLFs has been observed because of their relatively higher energy and generally very short life times, and hence the third peak is missing at the lower A values.

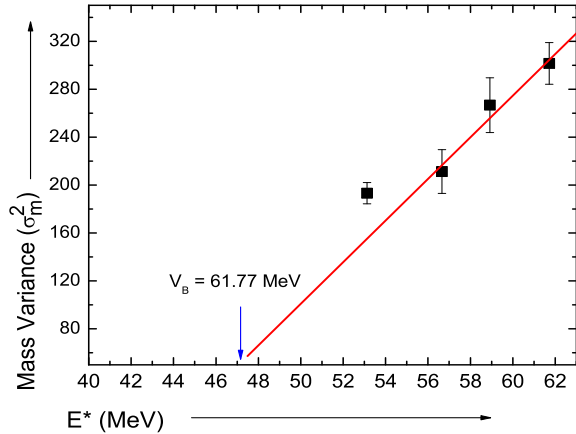


FIG. 8: (Color Online) Mass variance as a function of excitation energy for  $^{195}\text{Hg}$ . The solid lines show the increase in  $\sigma^2$  with  $E^*$ . The vertical arrow indicates the excitation energy corresponding to the Coulomb barrier.

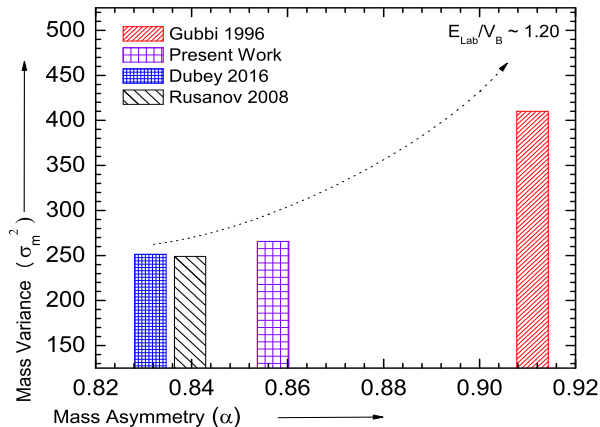


FIG. 9: (Color Online) Mass asymmetry vs variances for the three projectile-target combinations (Gubbi 1996 [44], Dubey 2016 [51], Rusanov 2008 [52]).

#### IV. SUMMARY AND CONCLUSIONS

In the present work, several fission fragments populated via CFF and/or IFF processes in  $^{14}\text{N}+^{181}\text{Ta}$  system at  $E_{\text{Lab}} = 82.2 \pm 0.8$ ,  $79.18 \pm 0.82$ ,  $76.8 \pm 1.2$ , and  $72.9 \pm 0.91$  MeV's have been identified and their production cross-sections have been obtained. The data have been analyzed to deduce parameters of isotopic yield distribution. The isotopic yield distributions are satisfactorily reproduced by single Gaussian distribution. The distribution parameters obtained from the present measure-

ments agree reasonably well with the literature values.

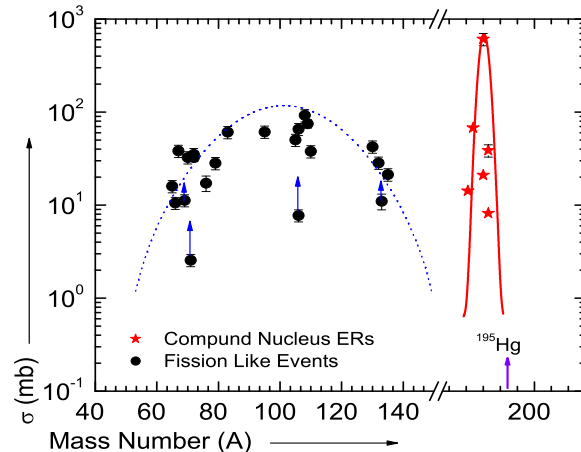


FIG. 10: (Color Online) Schematic picture of fission fragments and compound nucleus evaporation residues at  $E_{\text{Lab}} = 82.20 \pm 0.80$  MeV. The solid lines are drawn through the data points to guide the eyes.

The mass distribution of fission fragments at different excitation energies was studied to probe behavior of fission fragments. The mass distribution of fission like events were found to be symmetric at all the studied energies, and can be fitted with one Gaussian function, indicating the population of fission fragments via deexcitation of the compound nucleus. The behavior of the measured mass variance is studied in terms of excitation energies. Further, the mass variance is studied in respect of mass asymmetry at constant normalized projectile energies. It has been observed that mass variance exponentially increases with mass asymmetry of the system. However, more experiments are required for the different projectile and target combinations to explore the actual picture of the mass asymmetry systematics. It may be mentioned that for the present system the mass variance was observed narrower which may be because of the fissility ( $Z^2/A$ ). An online experiment employing the fission detectors, by measuring the neutron multiplicity using the neutron array setup is proposed to get a detailed insight of fission dynamics for the system.

#### V. ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank the Director of the Inter University Accelerator Center (IUAC), New Delhi, India for extending experimental facilities. V.R.S. and E.F.A. thanks CONACYT for providing financial support under Project No. CB-01-254619. M.S., B.P.S. and R.P. thanks the DST-SERB Project No. EMR/2016/002254 for financial assistance.

- 
- [1] L. G. Moretto, D. Heuneman et al., International Atomic Energy Agency Symposium on Fission, Rochester, New York, 1973, Paper No. SM174/75
- [2] P. P. Singh, B. P. Singh, B. Sharma, Unnati, M. K. Sharma, R. Prasad, R. Kumar, and H. D. Bhardwaj, *Int. J. Mod. Phys. E* 17, 549 (2008)
- [3] W Udo Schroder *Pramana Journal of Physics*, Vol. 85, No.2, August 2015, 227-238
- [4] D J Hinde et al, *J. Phys.: Conf. Ser.* 420, 012115 (2013)
- [5] W Gawlikowicz et al, *Phys. Rev.C* 81, 014604 (2010)
- [6] M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. D. Butt, R. M. Anjos, A. C. Berriman, N. Carlin, P.R. S.Gomes, C. R. Morton, J. O. Newton, A. Szanto de Toledo, and K. Hagino, *Phys. Rev. Lett.* 82, 1395 (1999)
- [7] E. F. Aguilera, et al., *Phys. Rev. Letters* 107, 092701, (2011)
- [8] H. C. Britt and A. R. Quinton, *Phys. Rev.* 124, 877 (1961)
- [9] F. Hanappe, M. Lefort, C. Ngo, et al., *Phys. Rev. Letters*, Vol. 32, 738, (1974)
- [10] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker, *Phys. Rev. C* 31, 1550 (1985)
- [11] K.-H. Schmidt and B. Jurado, *Phys. Rev. Lett.* 104, 212501 (2010)
- [12] T. Sikkeland et al., *Phys. Rev. C* 125, 1350 (1962)
- [13] V. E. Viola, Jr., B. B. Back, K. L. Wolf, T. C. Awes, C. K. Gelbke, and H. Breuer, *Phys. Rev. C* 26,178 (1982)
- [14] A. Pal et al., *Phys. Rev. C*, 98, 0.31601(R), (2018)
- [15] K. Nishio, H. Ikezoe, Y. Nagame, M. Asai, K. Tsukada, S. Mitsuoka, K. Tsuruta, K. Satou, C. J. Lin, and T. Ohsawa, *Phys. Rev. Lett.* 93, 162701 (2004)
- [16] J. V. Kratz, J. O. Liljenzin, A. E. Norris, and G. T. Seaborg, *Phys. Rev. C* 13, 2347 (1976)
- [17] D. J. Hinde, J. R. Leigh, J. J. M. Bokhorst, and J. O. Newton, *Nucl. Phys. A* 472, 318 (1987)
- [18] J. P. Lestone, J. R. Leigh, J. O. Newton, and J. X. Wei, *Nucl. Phys. A* 509, 178 (1990)
- [19] M. C. Duh, H. Baba, N. Takashi, A. Yokoyama, and T. Saito, *Nucl. Phys. A* 550, 281 (1992)
- [20] A. Pagano, S. Aiello, E. De Filippo, G. Lanzano, S. Lo Nigro, C. Milone, G. Blancato, G. Di Marco, and M. C. Mermaz, *Phys. Rev. C* 47, 1170 (1993)
- [21] G. K. Gubbi, A. Goswami, B. S. Tomar, B. John, A. Ramaswami, A. V. R. Reddy, P. P. Burte, and S. B. Manohar, *Phys. Rev. C* 53, 796 (1996)
- [22] H.C.Manjunath and K.N.Sridhar, *Nuclear Physics A*, Volume 962, 2017, Pages 7-23.
- [23] B. B. Back, J. A. Clark, R. C. Pardo, K. E. Rehm, and G. Savard *AIP Advances* 4, 041005 (2014).
- [24] Lou Sai Leong, Fission fragment angular distribution and fission cross section validation. Other [cond- mat.other]. University Paris Sud - Paris XI, 2013. English. NNT: 2013PA112186. tel-00924483, (2014)
- [25] R. Tripathi and A. Goswami, *Eur. Phys. J. A* 26, 271 (2005)
- [26] A N Andreyev, K Nishio and K-H Schmidt *Rep. Prog. Phys.* 81, 016301 (2018)
- [27] Ch. Ngo, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 16, 139 (1985)
- [28] J. R. D. Todd, A. R. Wolf, J. J. Hogan, and D. J. Parker, *J. Phys. G* 19, 187 (1993)
- [29] V. S. Ramamurthy, S. S. Kapoor, R. K. Choudhury, A. Saxena, D. M. Nadkarni, A. K. Mohanty, B. K. Nayak, S. V. Sastry, S. Kailas, A. Chatterjee, P. Singh, and A. Navin, *Phys. Rev. Lett.* 65, 25 (1990)
- [30] O. B. Tarasov and D. Bazin, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* 204, 174 (2003)
- [31] SRIM06; <http://www.srim.org/>
- [32] CANDLE - Collection and Analysis of Nuclear Data using Linux nEtnwork, B. P. Ajith Kumar, E. T. Subramaniam, R. K. Bhowmik. DAE SNP, Kolkata (2001)
- [33] Vijay R. Sharma, M. Phil. (Physics), A. M. University, Published (2011) <http://ir.amu.ac.in/7693/>
- [34] S.Y.F. Chu, L.P. Ekstrm and R.B. Firestone, WWW Table of Radioactive Isotopes, database version 1999-02-28 from URL <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp>
- [35] J. K. Tuli, Nuclear Wallet Card, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, 2000
- [36] M. Cavinato, E. Fabrici, E. Gadioli, E. Gadioli Erba, P. Vergani, M. Crippa, G. Colombo, I. Redaelli, and M. Ripamonti, *Phys. Rev. C* 52, 2577 (1995)
- [37] R D Evans, *The Atomic Nucleus* (New York: McGraw-Hill) (1995)
- [38] Jr. James Anthony McHugh, Thesis, University of California, C No. W-7405-eng-48, February 12, (1963)
- [39] C. Donzaud et al., *Eur. Phys. J. A* 1, 407-426 (1998)
- [40] Vijay R. Sharma et al., *Phys. Rev. C* 84, 014612 (2011)
- [41] R. Tripathi, K. Sudarshan, S. Sodaye, B. S. Tomar, G. K. Gubbi, A. Goswami, A. V. R. Reddy, and S. B. Manohar, *Radiochem. Acta* 90, 185 (2002).
- [42] M. de et al., *Phys. Rev. C* 14, 2185 (1976)
- [43] J. H. Hamilton et al., *Prog. Nucl. Part. Phys.* 35, 635 (1995), *Phys. Reports* 264, 215 (1996)
- [44] G. K. Gubbi, A. Goswami, B. S. Tomar, A. Ramaswami, A. V. R. Reddy, P. P. Burte, S. B. Manohar, and B. John, *Phys. Rev. C* 59, 3224 (1999)
- [45] R. Tripathi, K. Sudarshan, A. Goswami, P. K. Pujari, B. S. Tomar, and S. B. Manohar, *Phys. Rev. C* 69, 024613 (2004).
- [46] A. C. Berriman, D. J. Hinde, M. Dasgupta, C. R. Morton, R. D. Butt, and J. O. Newton, *Nature (London)* 413, 144 (2001).
- [47] D. J. Hinde, A. C. Berriman, R. D. Butt, M. Dasgupta, I. I. Gontcher, C. R. Morton, A. Mukherjee, and J. O. Newton, *J. Nucl. Radiochem. Sci.* 3, 31 (2002).
- [48] T. K. Ghosh et al., *Phys. Lett. B* 627, 26 (2005)
- [49] M. G. Itkis, Yu. A. Muzychka, Yu. Ts. Oganessian, V. N. Okolovich, V. V. Pashkevich, A. Ya. Rusanov, V. S. Salamatin, G. N. Smirenkin, and G. G. Chubarian, *Phys. At. Nucl.* 58, 2026 (1995)
- [50] A. Ya. Rusanov, M. G. Itkis, and V. N. Okolovich, *Phys. At. Nucl.* 60, 683 (1997)
- [51] R. Dubey et al., *Phys. Lett. B* 752, 338-343 (2016)
- [52] A. Ya. Rusanov et al., *Phys. At. Nucl.* 71(6), 956 (2008).
- [53] E. Prasad, D. J. Hinde, E. Williams et al., *EPJ Web of Conferences* 123, 03006 (2016)
- [54] M. G. Itkis, V. N. Okolovich and G. N. Smirenkin, *Nucl. Phys. A* 502, 243c (1989)
- [55] A. V. Andreev et al., *Phys. Rev. C* 86, 044315 (2012)
- [56] P. Moller, J. Randrup, and A. J. Sierk, *Phys. Rev. C* 85, 024306 (2012)

- [57] P. N. Nadtochy, A. V. Karpov, and G. D. Adev, *Physics of Atomic Nuclei*, Vol. 65 (5), 799-813 (2002).

# Measurements of angular distributions for ${}^7\text{Li}$ elastically scattered from ${}^{58}\text{Ni}$ at energies around the Coulomb barrier

P Amador-Valenzuela<sup>1</sup>, E F Aguilera<sup>1</sup>, E Martinez-Quiroz<sup>1</sup>, D Lizcano<sup>1</sup> and J C Morales-Rivera<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Aceleradores, Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, Apartado Postal 18-1027, C.P. 11801, Ciudad de México, México

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma del Estado de México, C.P. 50000, Toluca, Estado de México

E-mail: paulina.amador@inin.gob.mx, eli.aguilera@inin.gob.mx

**Abstract.** Recently, experimental measurements of elastic scattering angular distributions for the system  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  at ten different energies around the Coulomb barrier were made by the Heavy-Ion Group. The measurements were made at the Tandem Van de Graaff Particle Accelerator Laboratory in the National Institute for Nuclear Research (ININ) in Mexico. In this work, preliminary elastic scattering angular distributions for five energies ( $E_{lab} = 12.0, 12.5, 13.0, 13.5$  and  $14.22$  MeV) are presented. The preliminary experimental data were analyzed using the São Paulo Optical Model Potential (SPP) which is based on a double-folding potential, reproducing very well these data. A comparison is made with old data reported back in 1973 and in 2012. Further analysis is in progress in order to fully understand this particular system, specially because  ${}^7\text{Li}$  is known to be a weakly bound nucleus.

## 1. Introduction

In nuclear physics, elastic scattering experiments are of great importance since valuable information on the properties of the nucleus can be obtained through them. A clear and specific example of the relevance of elastic scattering experiments is the discovery of the atomic nucleus in 1911, made by Ernest Rutherford. Lately, many experiments and theoretical analyses have been performed using radioactive beams as projectiles to produce a nuclear reaction [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16]. It is well known that in general experiments with halo nuclei are difficult to carry out, mainly because of the low intensities of the respective beams. It is also known that halo nuclei (cluster-type nuclei) have a relative small separation energy which means that the probability of breakup is important in the presence of the force field produced by the target. With this in mind, information on the effect of coupling to the breakup channel becomes essential when dealing with radioactive beams of this kind. This effect can first be investigated using stable weakly bound beams which have much higher intensities than radioactive beams. The suitable stable nuclei for this kind of study are  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  with separation energies of 1.57, 1.47 and 2.47 MeV, respectively.

Recently, many experiments of elastic scattering between heavy ions, using strongly bound nuclei, at energies near the Coulomb barrier have been performed. The analysis of these



experiments present a systematic behaviour of the energy dependence of the interacting optical potential known as the Threshold Anomaly (TA) [17]. Basically, the threshold anomaly implies a rapid variation of the optical potential (real and imaginary part) extracted from the analysis of the experimental data when the energy decreases towards the Coulomb barrier. For the real part of the potential there is a localized peak (bump) at the barrier energy, whereas there is a sharp decrease of the imaginary part of this potential. The decrease of the imaginary potential can be understood as the closure of the non-elastic channels at energies below the Coulomb barrier [18, 19]. For weakly bound nuclei the breakup channel is expected to be a relevant reaction channel even at energies below the Coulomb barrier. Since the coupling to the breakup channel produces a repulsive polarization potential then there is a big probability that the threshold anomaly may disappear. It has been suggested that a new type of anomaly is present in the scattering of weakly bound nuclei, named as breakup threshold anomaly [20]. In this anomaly the strength of the imaginary potential increases as the incident energy decreases, at energies below the Coulomb barrier.

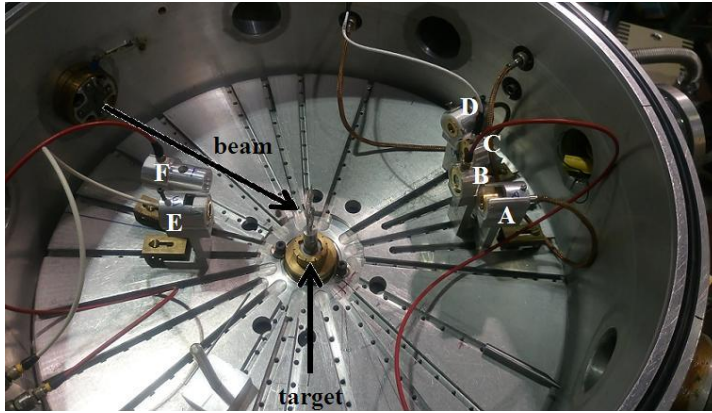
For  ${}^6\text{Li}$  projectiles, it has been shown that the threshold anomaly does not appear irrespective of whether it is incident on a heavy or light target [19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28]. As for  ${}^7\text{Li}$  the conclusions seem to be different since it has been shown that the behaviour does depend on the mass of the target. This point has been discussed with detail elsewhere [19, 21]. As already mentioned, elastic scattering measurements of weakly bound nuclei at energies around the Coulomb barrier are of great importance. For doing theoretical analyse, such as an analysis of the threshold anomaly or breakup threshold anomaly, a good set of data points, that is, complete elastic scattering angular distributions at several energies are always helpful. In this context, it came to our attention that the information existent on elastic scattering angular distributions covering a wide angular range for  ${}^7\text{Li}$  on medium targets at energies below the Coulomb barrier is very scarce. Most of the measurements reported correspond to energies near but above the Coulomb barrier;  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  [29],  ${}^7\text{Li}+{}^{59}\text{Co}$  [26],  ${}^7\text{Li}+{}^{64}\text{Ni}$  [21]. In addition, the measurements reported for energies near but below the Coulomb barrier for  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  are not full angular distributions as reported by Zerva K *et al.* [30], where the elastic backscattering technique is used. With this in mind, recently the Heavy-Ion Group made full experimental elastic scattering measurements for the system  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  at ten different energies around and below the Coulomb barrier ( $V_b = 14.0$  MeV in the laboratory frame of reference). The measurements were made at the Tandem Particle Accelerator Laboratory in the National Institute for Nuclear Research (ININ) in Mexico. In this work, we present preliminary angular distributions of  ${}^7\text{Li}$  elastically scattered from  ${}^{58}\text{Ni}$  for five out of the ten energies measured. Preliminary calculations using the optical model potential (OMP) are also reported as well as a comparison with data reported by Pfeiffer K O *et al.* [29] and by Zerva K *et al.* [30].

## 2. Experimental setup

The experiment took place at the particle accelerator laboratory in the National Institute for Nuclear Research in Mexico. This particular accelerator, used during the experiment, is a Tandem Van de Graaff with a nominal maximum operational voltage of 6 MV and is the only one in Mexico that produces stable beams of heavy ions (from hydrogen to carbon) at energies around the barrier, of great interest depending on the system. The  ${}^7\text{Li}$  beam current, produced by the particle accelerator, had intensities from 10 to 20 pA depending on the energy. Two different targets were used, one of them was a gold foil ( ${}^{197}\text{Au}$ ) with an approximate thickness of  $1.11\text{ mg/cm}^2$  and the other one was an enriched (99.9%)  ${}^{58}\text{Ni}$  foil with a nominal thickness of  $0.259\text{ mg/cm}^2$ . The gold target was used for solid angle determination. The measurements were made in a 70 cm diameter scattering chamber (experimental line of  $30^\circ$ ), at ten different energies being 9.0 and 14.22 MeV (laboratory frame of reference) the lowest and highest energy, respectively, with steps of 0.5 MeV between 10 and 13.5 MeV. Inside the chamber ( $2\pi$  geometry),

a circular table and a target holder are located, and both of them can be rotated to any desired angle. The detectors can be placed on the circular table at different angular positions. The size of the beam was defined by a set of vertical and horizontal slits placed on the wall of the chamber with an aperture of  $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ .

The scattered particles were detected with six silicon surface-barrier (SSB) detectors. Four of them were placed at forward angles and two at backward angles with respect to the beam axis as shown in figure 1. In a first experimental setup (configuration) the position of the normal to the target was set at  $10^\circ$  with respect to the  ${}^7\text{Li}$  beam axis, and the positions of each of the six detectors were  $35^\circ$  (det. A),  $45^\circ$  (det. B),  $55^\circ$  (det. C),  $65^\circ$  (det. D),  $155^\circ$  (det. E) and  $165^\circ$  (det. F), respectively. After the measurements were made with this first configuration, the circular table and target holder were rotated to a second configuration, leaving the target at  $40^\circ$  and the detectors at  $65^\circ$  (det. A),  $75^\circ$  (det. B),  $85^\circ$  (det. C),  $95^\circ$  (det. D),  $120^\circ$  (det. E) and  $135^\circ$  (det. F) with respect to the beam axis, respectively. This procedure was repeated for all the energies measured. The solid angles subtended by the detectors at the target center were 2.25, 5.69, 2.03, 1.90, 7.26 and 3.3 msr for detectors A, B, C, D, E and F, respectively.

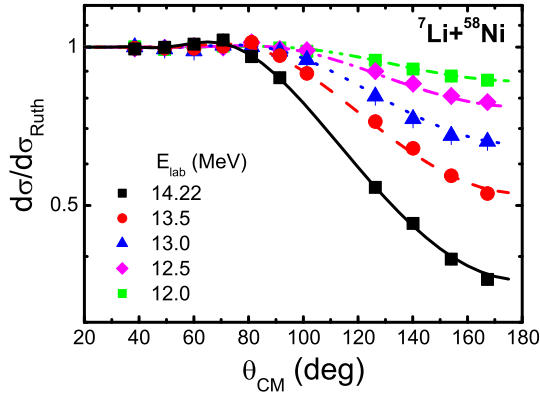


**Figure 1.** Scattering chamber showing the experimental setup.

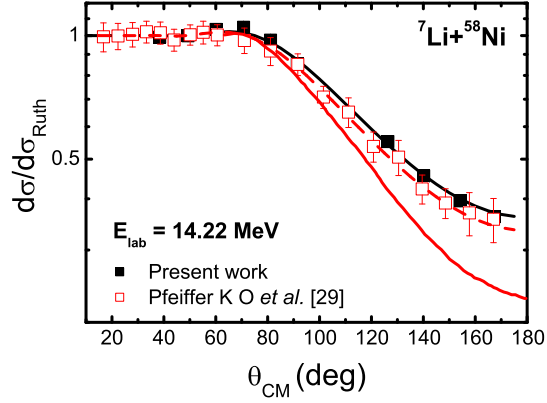
### 3. Results and discussion

The preliminary elastic scattering angular distributions measured at the energies of 12.0, 12.5, 13.0, 13.5 and 14.22 MeV in the laboratory frame of reference are shown in figure 2. The total error reported considers the statistical and systematic errors which in some cases are smaller than the symbols as shown in the figure. These preliminary angular distributions were normalized to Rutherford scattering at the lowest angle measured to allow the determination of deviations from pure Coulomb scattering.

The experimental data were analyzed using the double-folding São Paulo Potential (SPP) [31, 32] for the real part of the nuclear interaction, and a standard Woods-Saxon (WS) shape for the imaginary part. The values of the potential parameters obtained for the imaginary part are indicated in table 1, where  $W$  is the depth,  $R_i$  is the radius and  $a_i$  the diffuseness of the potential. The respective calculations are represented by the curves shown in figure 2. For all five energies it was possible to fit the data using the same value for the parameters of the imaginary part of the potential, as shown in table 1. It can be seen from figure 2 that the calculations obtained in this work describe very well the preliminary experimental data for the  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  system. All  $\chi^2/N$  values reported here refer to  $\chi^2$  per point. The total reaction cross sections ( $\sigma_R$ ) for each energy are also given in table 1.



**Figure 2.** Preliminary elastic scattering angular distributions for  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  at the five energies indicated. The curves correspond to optical model calculations using the São Paulo Potential (SPP) for the real part and a Woods-Saxon shape for the imaginary part (the parameters are shown in table 1).



**Figure 3.** Comparison of the elastic scattering angular distribution for  $E_{lab} = 14.22$  MeV between data reported in the present work and those by Pfeiffer K O *et al.* [29]. The curves (black solid line and red dashed line) correspond to optical model calculations using the SPP for the real part and a Woods-Saxon shape for the imaginary part for each set of experimental points (the parameters are shown in table 1). The red solid line corresponds to optical model calculations reported in Ref. [29], see text for further information.

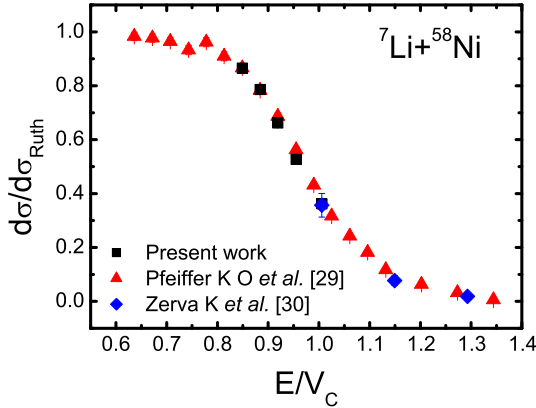
**Table 1.** Optical-model potential obtained for  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  from the present data and the calculated total reaction cross sections for each energy. The SPP is used for the real part and a Woods-Saxon shape for the imaginary part.

$E_{lab}$ (MeV)	$W$ (MeV)	$R_i$ (fm)	$a_i$ (fm)	$\chi^2/N$	$\sigma_R$ (mb)
12.0	60	1.2	0.56	0.18	$32 \pm 13$
12.5	60	1.2	0.56	0.46	$58 \pm 12$
13.0	60	1.2	0.56	0.75	$96 \pm 12$
13.5	60	1.2	0.56	1.06	$148 \pm 12$
14.22	60	1.2	0.56	0.56	$239 \pm 13$
14.22*	60	1.2	0.60	0.08	$281 \pm 84$

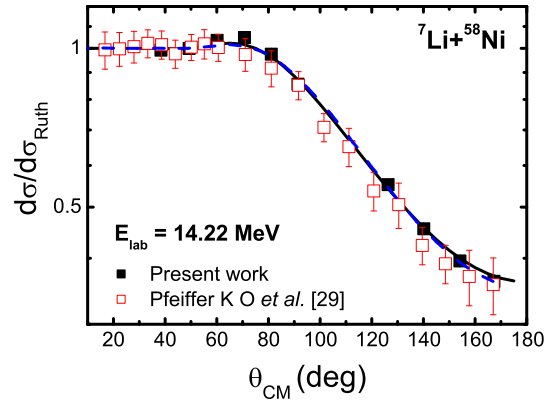
\* experimental data reported by Pfeiffer K O *et al.* [29]

As part of the analysis presented in this work, a comparison of the elastic scattering angular distribution for  $E_{lab} = 14.22$  MeV between data reported by Pfeiffer K O *et al.* [29] and the present work was made, as shown in figure 3. From this figure, it is possible to see that the preliminary experimental data reported in this work, for this energy, are in good agreement

with respect to the data reported back in 1973 by Pfeiffer K O *et al.* [29]. The latter data were also analyzed using the SPP for the real part and a WS shape for the imaginary part of the potential (red dashed line), the respective parameters are also shown in table 1. It can be seen from the table that the only parameter that had to be modified in order to get the best fit for these experimental data was the diffuseness (from 0.56 to 0.6 fm). The total reaction cross section obtained with the SPP for the real part and the WS for the imaginary part of the potential gives a value of 281 mb while Pfeiffer K O *et al.* [29] reports a value of 420 mb. In figure 3, it is possible to observe that the elastic scattering angular distribution fit (red solid line) reported in Ref. [29] fails to reproduce the experimental data at angles above  $80^\circ$  (center of mass reference frame), which explains the large difference in the above reaction cross section values. The red solid curve of figure 3 was directly extracted from figure 4b of Ref. [29]. In Pfeiffer's work, a normal volume Woods-Saxon shape for the real and imaginary parts of the optical potential was used to analyze the experimental elastic scattering angular distributions (see table 3 of Ref. [29]). The WS parameters reported by Pfeiffer for the energy of 14.22 MeV were  $V = 152$  MeV,  $r_r = 1.32$  fm and  $a_r = 0.79$  fm for the real part, and  $W = 3.65$  MeV,  $r_i = 2.48$  fm and  $a_i = 0.49$  fm for the imaginary part. Throughout Pfeiffer's analysis the value of the radius was calculated as  $R = r_0 A_t^{1/3}$ , where  $A_t$  is the target mass and the value of the reduced radius used was  $r_0 = 1.25$  fm. Using these parameter values, we were able to reproduce the red solid line of figure 3.



**Figure 4.** Comparison of the excitation functions of average cross sections between  $160^\circ$  and  $170^\circ$  for the  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  system. The experimental data points reported in the present work and those reported by Ref. [29] are measurements taken from full angular distributions.



**Figure 5.** Elastic scattering angular distribution for  $E_{lab} = 14.22$  MeV reported in this work and by Pfeiffer K O *et al.* [29]. Calculations using the São Paulo Potential (SPP) for the real part and a Woods-Saxon shape for the imaginary part of the nuclear potential (black solid line) and data extracted from Ref. [30] (blue dashed line), see text for further information.

On the other hand, Zerva K *et al.* [30] performed precision elastic backscattering measurements for the  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  system at energies from 9.0 MeV to 19.0 MeV in the laboratory frame of reference. In that work, the excitation function of average cross-sections between  $160^\circ$  and  $170^\circ$  for the  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  system was reported. Since in Pfeiffer K O *et al.* [29] as well as in the present work, the full elastic scattering angular distributions for  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  are reported, it was

possible to extract the excitation function and compare with Zerva's experimental data. This comparison is shown in figure 4. For this comparison, a value of  $V_C = 14.14$  MeV (laboratory frame of reference) for the Coulomb barrier of the  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$  system was used, as indicated in Ref. [30]. When comparing the excitation function from the present work with those from Pfeiffer K O *et al.* [29] and Zerva K *et al.* [30] it is possible to see that the data points are in good agreement in the small angular range considered ( $160^\circ - 170^\circ$ ).

In addition, Zerva K *et al.* compared the elastic scattering angular distributions reported in 1973 by Pfeiffer K O *et al.* with optical model predictions using the potentials obtained via the backscattering barrier distribution technique (see Ref. [30] for details). The mentioned predictions (blue dashed line) for  $E_{lab} = 14.22$  MeV reported by Zerva as well as the experimental data reported by Pfeiffer and the preliminary experimental data reported in this work are shown in figure 5. The prediction found by Zerva fails to reproduce Pfeiffer's experimental data as shown in figure 5. This in fact is indicated in Zerva's work, since it is stated that despite several trial attempts it was impossible to find a potential which described the experimental data reported by Pfeiffer *et al.* and that this was a possible indication that new angular distribution measurements may be necessary. Following Zerva's statement and as part of the motivation for this experiment, it can be seen from the same figure that the preliminary experimental data for  $E_{lab} = 14.22$  MeV reported in this work are well reproduced by the prediction reported in Zerva's work. At the same time, the optical model predictions obtained in the present work are also in agreement with Zerva's prediction. This can be seen as an indication that the new experimental data, for the system  ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ , is a reliable set of data points which may be used for analysis of the threshold anomaly or breakup threshold anomaly.

#### 4. Conclusions

Recently, measurements of  ${}^7\text{Li}$  elastically scattered from  ${}^{58}\text{Ni}$  at energies near and below the Coulomb barrier were made. In the present work, preliminary elastic scattering angular distributions for five out of ten energies were reported. By using the double-folding São Paulo potential for the real part of the nuclear interaction and a Woods-Saxon shape for the imaginary part, the five preliminary angular distributions were well described. The comparison between full and partial ( $160^\circ - 170^\circ$ ) experimental angular distributions for  $E_{lab} = 14.22$  MeV reported back in 1973 [29] and in 2012 [30], respectively, are in good agreement with the full preliminary data reported in the present work. Further analysis is in progress in order to further understand this particular system.

#### Acknowledgments

The authors would like to acknowledge the staff of the Tandem Van de Graaff particle accelerator at ININ for all their support and time dedication during this experiment. This work was partially supported by CONACYT.

#### References

- [1] Canto L F, Gomes P R S, Donangelo R and Hussein M S 2006 *Phys. Rep.* **424** 1
- [2] Keeley N, Raabe R, Alamanos N and Sida J L 2007 *Part. Nucl. Phys.* **59** 579
- [3] Keeley N, Alamanos N, Kemper K and Rusek K 2009 *Part. Nucl. Phys.* **63** 396
- [4] Aguilera E F *et al.* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5058
- [5] Aguilera E F *et al.* 2001 *Phys. Rev. C* **63** 061603(R)
- [6] Kolata J J *et al.* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4580
- [7] De Young P A *et al.* 2005 *Phys. Rev. C* **71** 051601(R)
- [8] Guimarães V *et al.* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1862
- [9] Aguilera E F *et al.* 2009 *Phys. Rev. C* **79** 021601(R)
- [10] Aguilera E F *et al.* 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 092701
- [11] Pakou A *et al.* 2013 *Phys. Rev. C* **87** 014619

- [12] Fernández-García J P , Rodríguez-Gallardo M, Alvarez M A G and Moro A M 2010 *Nucl. Phys. A* **840** 19–38
- [13] Sánchez-Benítez A M *et al.* 2008 *Nucl. Phys. A* **803** 30–45
- [14] Milin M *et al.* 2004 *Nucl. Phys. A* **730** 285–298
- [15] Kakuee O R *et al.* 2003 *Nucl. Phys. A* **728** 339–349
- [16] Benjamim E A *et al.* 2007 *Phys. Lett. B* **647** 30–35
- [17] Satchler G R 1991 *Phys. Rep.* **199** 147
- [18] Gomes P R S and Lubian J 2014 *J. Phys.: Conf. Series* **533** 012029
- [19] Di Pietro A 2010 *J. Phys.: Conf. Series* **205** 012042
- [20] Hussein M S *et al.* 2006 *Phys. Rev. C* **73** 044610
- [21] Shaikh Md. Moin, Das Mili, Roy Subinit, Sinha M, Pradhan M K, Basu P, Datta U, Ramachandran K, Shrivastava A 2016 *Nucl. Phys. A* **953** 80–94
- [22] Keeley N, Bennett S J, Clarke N M, Fulton B R, Tungate G, Drumm P V, Nagarajan M A and Lilley J S, 1994 *Nucl. Phys. A* **571** 326
- [23] Maciel A M M *et al.* 1999 *Phys. Rev. C* **59** 2103
- [24] Pakou A *et al.* 2004 *Phys. Rev. C* **69** 054602
- [25] Figueira J M *et al.* 2007 *Phys. Rev. C* **75** 017602
- [26] Souza F A, Leal L A S, Carlin N, Munhoz M G, Liguori Neto R, de Moura M M, Suaide A A P, Szanto E M, Szanto de Toledo A and Takahashi J 2007 *Phys. Rev. C* **75** 044601; 2007 *Phys. Rev. C* **76** 029901(E)
- [27] Biswas M, Roy Subinit, Sinha M, Pradhan M K, Mukherjee A, Basu P, Majumdar H, Ramachandran K and Shrivastava A 2008 *Nucl. Phys. A* **802** 67–81
- [28] Deshmukh N N *et al.* 2011 *Phys. Rev. C* **83** 024607
- [29] Pfeiffer K O, Speth E and Bethge K 1973 *Nucl. Phys. A* **206** 545–557
- [30] Zerva K *et al.* 2012 *Eur. Phys. J. A* **48** 102
- [31] Chamon L C, Pereira D, Hussein M S, Cândido Ribeiro M A and Galetti D (1997) *Phys. Rev. Lett.* **79** 5218
- [32] Chamon L C, Carlson B V, Gasques L R, Pereira D, De Conti C, Alvarez M A G, Hussein M S, Cândido Ribeiro M A, Rossi Jr. E S and Silva C P 2002 *Phys. Rev. C* **66** 014610
- [33] Thompson I J 1988 *Comput. Phys. Rep.* **7** 167–212

## Anexo 7: Publicación de Capítulos en Libros

- **Noviembre 2018** Congreso Técnico Científico ININ SUTIN 2017: 50 años del Acelerador Tandem Van de Graff, *Medición de la fusión del sistema  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$  a energías alrededor de la barrera Coulombiana usando el acelerador Tandem del ININ*. J. C. Morales-Rivera, E. Martínez-Quiroz, P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, T. L. Belyaeva, D. Lizcano. Eds. Ángeles del Consuelo Díaz Sánchez, Juan Andrés Aspiazu Fabián, Juan José Ortiz Servin, Luis Escobar Alarcón, Miguel Balcázar García, Regina Guadalupe Rodríguez Reyes, Samuel Tejeda Vega, p. 153, ININ, México, 2018, **ISBN: 978-607-410-564-3**
- **Abril 2018** A 60 años del nacimiento de las Instituciones Nucleares en México, *Mediciones de dispersión elástica del ion  ${}^7\text{Li}$  en  ${}^{58}\text{Ni}$  con el Acelerador Tandem Van de Graaff del ININ*. P. Amador Valenzuela, E. F. Aguilera-Reyes, E. Martínez-Quiroz, D. Lizcano-Cabrera, J. C. Morales-Rivera. Eds. Miguel Balcázar García, Gloria Emelí Cortina Ramírez, Ángeles del Consuelo Díaz Sánchez, Eduardo de la Cruz Sánchez, Luis Escobar Alarcón, Juan José Ortiz Servin, Regina Guadalupe Rodríguez Reyes, Samuel Tejeda Vega, p. 207, ININ, México, 2018, **ISBN: 978-607-8120-04-8**
- **Diciembre 2015** Trabajo Técnico Científico ININ-SUTIN 2014, *Medición en el ININ de las distribuciones angulares de dispersión elástica para la reacción  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$* . J. C. Morales-Rivera, E. Martínez-Quiroz, T. L. Belyaeva, E. F. Aguilera, D. Lizcano, R. Policroniades, P. Villaseñor. Eds. Gustavo Alonso Vargas, Juan Aspiazu Fabián, Ángeles del Consuelo Díaz Sánchez, Luis Escobar Alarcón, Emilio Pimentel, Peñaloza, Samuel Tejeda Vega, p. 13, ININ, México, 2015, **ISBN: 978-607-8120-03-1**
- **Diciembre 2015** Trabajo Técnico Científico ININ-SUTIN 2014, *Secciones de fusión del sistema*

${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$  con la técnica de rayos  $\gamma$ . E. Martínez-Quiroz, V. O. Ramírez Beltrán, E. F. Aguilera, D. Lizcano, R. Policroniades, P. Amador Valenzuela, J. C. Morales-Rivera. Eds. Gustavo Alonso Vargas, Juan Aspiazu Fabián, Ángeles del Consuelo Díaz Sánchez, Luis Escobar Alarcón, Emilio Pimentel, Peñaloza, Samuel Tejeda Vega, p. 21, ININ, México, 2015, ISBN: 978-607-8120-03-1

# Anexo 8: Participación en Congresos

## ■ Congresos Internacionales

- **Enero 2018** 41st Symposium on Nuclear Physics *Fusion measurements for the  ${}^7\text{Li} + {}^{51}\text{V}$  system at energies around the Coulomb barrier* J. C. Morales-Rivera, E. Martinez-Quiroz, P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, T. L. Belyaeva, D. Lizcano, Cocoyoc, Morelos, México
- **Junio 2017** 8th Nuclear Physics in Astrophysics International conference *Breakup of  ${}^8\text{B}$  on  ${}^{58}\text{Ni}$  at energies below the Coulomb barrier and the astrophysical  $S_{17}(0)$  factor revisited* J. C. Morales-Rivera<sup>1</sup>, T. L. Belyaeva, P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz and J. J. Kolata, Catania, Italia
- **Enero 2017** 40th Symposium on Nuclear Physics *Fusion-evaporation channels in the  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$  system*. J. C. Morales-Rivera, E. Martinez-Quiroz, E. F. Aguilera, T. L. Belyaeva, P. Amador-Valenzuela, Cocoyoc, Morelos, México
- **Enero 2017** 40th Symposium on Nuclear Physics *Fusion and break up theoretical study for the  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  system*. J. C. Morales-Rivera, T. L. Belyaeva, E. Martinez-Quiroz, E. F. Aguilera, Cocoyoc, Morelos, México
- **Noviembre 2015** International Symposium on Interaction of Radiation with Matter *Experiments at ININ with a  ${}^9\text{Be}$  beam*. J. C. Morales-Rivera, T. L. Belyaeva, P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, Toluca, México

---

## ■ Congresos Nacionales

- **Diciembre 2018** Simposio Nacional Retos de Física Nuclear y Procesos no Lineales *Análisis teórico de rompimiento y transferencia para proyectiles estables y radioactivos*. J. C. Morales-Rivera, T. L. Belyaeva, E. Martinez-Quiroz, P. Amador-Valenzuela, Vijay R. Sharma, E. F. Aguilera, Toluca, México
- **Noviembre 2018** XXVIII Congreso Técnico Científico ININ-SUTIN *Fusion-Fission process in  $^{14}\text{N} + ^{181}\text{Ta}$  system*. Vijay Ray Sharma, R. Kumar, Mohd Shuaib, S. Mukherjee, P. P. Singh, E. F. Aguilera, J. C. Morales-Rivera, P. Amador-Valenzuela, E. Martinez-Quiroz, S. Appannababu, Abhishek Yadav, B. P. Singh and R. Prasad, Ocoyoacac, México
- **Octubre 2018** LXI Congreso Nacional de Física *Estudio de la fusión de  $^9\text{Be} + ^{51}\text{V}$  a energías cercanas a la barrera Coulombiana*. J. C. Morales-Rivera, E. Martinez-Quiroz, P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, D. Lizcano, Vijay R. Sharma, T. L. Belyaeva, M. A. Sánchez, Puebla, México
- **Octubre 2018** LXI Congreso Nacional de Física *Transferencia de un protón en la reacción  $^7\text{Li} + ^{51}\text{V}$  a energías alrededor de la barrera Coulombiana*. E. Martinez-Quiroz, J. C. Morales-Rivera, P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, Vijay R. Sharma, T. L. Belyaeva, Puebla, México
- **Diciembre 2017** XXVII Congreso Técnico Científico ININ-SUTIN *Medición de la Fusión del Sistema  $^7\text{Li} + ^{51}\text{V}$  a Energías alrededor de la Barrera Coulombiana usando el Acelerador Tandem del ININ*. J. C. Morales-Rivera, E. Martinez-Quiroz, P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, R. Policroniades, T. L. Belyaeva, D. Lizcano, Ocoyoacac, México
- **Diciembre 2017** XXVII Congreso Técnico Científico ININ-SUTIN *Estudio del Sistema  $^7\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ : Dispersión Cuasi-Elastica*. P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, J. C. Morales-Rivera, D. Lizcano, Ocoyoacac, México
- **Octubre 2017** LX Congreso Nacional de Física *Análisis de la dispersión elástica de  $^7\text{Li}$  en  $^{58}\text{Ni}$* . P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, D. Lizcano, J. C. Morales-Rivera, Nuevo León, México

- 
- **Octubre 2015** LVIII Congreso Nacional de Física *Análisis de la interacción nucleón-nucleón en la dispersión elástica del sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{51}\text{V}$* . J. C. Morales-Rivera, E. Martínez-Quiroz, T. L. Belyaeva, E. F. Aguilera, D. Lizcano, P. Amador-Valenzuela, Mérida, Yucatán, México