

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS



**ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN DE  $^9\text{Li}$  Y  $^{11}\text{Li}$  SOBRE UN  
BLANCO DE  $^{208}\text{Pb}$  A ENERGÍAS EN TORNO A LA BARRERA  
COULOMBIANA**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR  
PRESENTADA POR**

**Mario Alberto Cubero Campos**

Bajo la dirección de la doctora

María José García Borges

**Madrid, 2013**



# Estudio de dispersión de $^9\text{Li}$ y $^{11}\text{Li}$ sobre un blanco de $^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera coulombiana

Mario Alberto Cubero Campos

MEMORIA PRESENTADA PARA LA OBTENCION  
DEL GRADO DE DOCTOR

*Director:*

Prof. María José García Borge

*Instituto de Estructura de la Materia*

19 de Octubre de 2012

Universidad Complutense de Madrid





*Para mis padres  
Mario y Yamiteth*



# Agradecimientos

Durante mi estancia en el grupo he conocido a una gran lista de colaboradores todos me han dejado un recuerdo y de alguna manera, en mayor o menor grado han contribuido con la realización de esta tesis. Voy empezar agradeciendo a mis colegas del grupo. Primeramente los que han sido mis compañeros de despacho, con los que he pasado la mayor parte del tiempo y con quienes he tenido discusiones fascinantes. A Miguel Madurga que me mostró que google es mi amigo. A Martin Alcorta por su gran hospitalidad en País Vasco. A Mariano Carmona por recordarme el café todas las mañanas. A Vicente Pseudo por poner música al despacho. También agradezco todas las conversaciones que he tenido fuera del despacho, especialmente con José Antonio Briz el que siempre ha estado para discutir sobre cualquier tema. A Ángel Perea por su gran ayuda en el desarrollo de programas. A José Sánchez por llevarme a esos sitios de Madrid que solamente él conoce. A Andrés Illana gracias por todos los azucarillos. A Carlos Cruz por todas las canciones flamencas que canto. A Guillermo Ribeiro por su recomendación de artículos. A Ana Becerril por toda su ayuda con las correcciones de algunos capítulos de esta tesis. A Enrique Nacher por todas las discusiones sobre simulaciones. No puedo olvidar tampoco a los colegas que han pasado por el grupo. A Ricardo Dominguez por sus discusiones sobre física, manga y sus comentarios en japones. A Riccardo Orlandi por enseñarme a apreciar el verdadero sabor de unas lentejas calientes. Gracias también por la conversaciones con Jenniffer Walker, Victor Modamio, Manuela Turrión, Daniel Galaviz y Aranzazu Maira.

También tengo que agradecer a mis colaboradores de Sevilla. A Juan Pablo Fernández por la ayuda con el análisis en paralelo. A José Antonio Lay por sus cálculos CDCC. A Antonio Moro por todas las explicaciones teóricas. A Joaquín Gómez por sus recomendaciones durante el experimento y el análisis.

Al grupo de Huela Ismael Bravo, Ángel Sánchez, Luis Acosta por toda su ayuda durante la realización del experimento.

Gracias al todo personal de TRIUMF, que tras un fallo técnico en julio nos permitieron volver a tomar datos en Octubre 2008. Gracias a todos lo que han colaborado con el experimento y que no aparecen aquí, pero que están en los artículos.

Gracias a la Escuela de Física de la UCR por darme su apoyo para la beca.

Gracias a JM Udias por ponerme en contacto con el grupo de Física Nuclear del IEM.

Muchos agradecimientos, a mi tutora María José García Borge y a Olof Tengblad por darme siempre su apoyo y obligarme a dar lo mejor cada día.

Gracias a Josiane Pawlowski por sus visitas y apoyo para terminar esta tesis.

Finalmente y encima de todo, me gustaría agradecer a mi familia, a mi abuela y a mis hermanos por estar siempre a mi lado, y en especial a mis padres que durante muchos años me han dado todo su apoyo para que realice mis estudios.



# Prefacio

El estudio del núcleo atómico es uno de los campos más interesantes de la Física ya que en su comportamiento intervienen tres de las cuatro fuerzas existentes en la naturaleza: fuerte, débil y electromagnética.

El núcleo atómico fue descubierto hace aproximadamente 100 años cuando Geiger-Marsden en 1909 [GM09] experimentaban irradiando algunos blancos de metales como oro y plata con una fuente de partículas alfa, núcleos de helio, y observaron que algunas de estas partículas se dispersaban hacia ángulos traseros. Esto llevó a Rutherford en 1911 a publicar su interpretación [Rut11] de la estructura interna del átomo como un centro o núcleo de carga positiva rodeado por una distribución de electrones y con el que refutó el modelo atómico del pastel de pasas propuesto por J.J. Thompson en 1904, que era el más aceptado por la comunidad científica de la época.

Los científicos de la época siguieron los pasos de Rutherford y usaron la desintegración radioactiva para estudiar el núcleo hasta que en 1929 Ernest O. Lawrence en la Universidad de California, Berkeley, ideó el primer acelerador de partículas tipo ciclotrón, que finalmente describió en su artículo [LL32] de 1932. A la luz de este descubrimiento el interés de los científicos por estudiar el núcleo ha llevado al diseño de máquinas y experimentos cada vez más complejos y caros para poder descifrar los misterios de las fuerzas nucleares.

Desde la invención del primer ciclotrón los aceleradores de partículas han sido una herramienta fundamental en el estudio de la estructura y dinámica nuclear.

La producción de haces secundarios de diferentes núcleos y la aplicación de los mismos ha sido y es indispensable actualmente para la investigación en astrofísica nuclear, y particularmente importante en temas relacionados con la nucleosíntesis y evolución estelar. Estos estudios han permitido investigar núcleos que están fuera del valle de la estabilidad, y en particular el estudio de los núcleos con exceso de neutrones. Históricamente, el primer núcleo conocido de estructura poco ligada fue el deuterio, formado por un neutrón y un protón con energía de separación,  $S_p = S_n = 2224,57$  keV [AWT03]. En general los núcleos conocidos estaban formados por nucleones íntimamente ligados en el centro del átomo. En 1960, Baz, hizo una predicción teórica sobre la existencia de la estructura nuclear de halo [Rii06]. Luego, en la década entre los años de 1973 y 1983, se observó experimentalmente el comportamiento inusual del núcleo  $^{11}\text{Be}$  [MOWH83].

En 1985, cuando por primera vez se pudieron utilizar los haces radioactivos acelerados en el laboratorio, se estudió en Berkeley los radios de masa de estos núcleos, a partir de la determinación de su sección eficaz de interacción. Fue Tanihata y su grupo [THH<sup>+</sup>85]

quienes midieron los radios para varios isótopos de litio y encontraron que el radio del  $^{11}\text{Li}$  era anormalmente grande e interpretado experimentalmente como la existencia de núcleos con estructura de halo, es decir, núcleos con un radio de masa anormalmente grande y un radio de carga esperado (núcleos con halo). Desde entonces se han propuesto varios modelos matemáticos y aproximaciones para estudiar estos núcleos, considerando dos, tres y hasta cuatro cuerpos [MAA<sup>+</sup>09] para intentar explicar la física de los núcleos con halo. Los sistemas halo han despertado un gran interés y expectación ya que permiten desacoplar un sistema de muchos cuerpos en *core*+1*n* o *core*+2*n*, luego se pasa a la discusión de un sistema de dos o tres cuerpos. Además, la dinámica y estructura de estos sistemas poco ligados ha introducido el continuo en la descripción de los sistemas que junto con la estructura de halo ha sido uno de los grandes descubrimientos de las últimas décadas.

El trabajo de investigación aquí presentado tienen como meta principal el estudio del comportamiento dinámico de los núcleos  $^9\text{Li}$  y  $^{11}\text{Li}$  a energías alrededor de la barrera coulombiana cuando se aplica un campo eléctrico intenso producido por un blanco de  $^{208}\text{Pb}$ , y compararlo con cálculos de modelo óptico y CDCC usando un modelo de dineutron para el  $^{11}\text{Li}$  con  $^9\text{Li} + 2n$ .

Para cumplir ese objetivo realizamos un experimento (E1104) en el laboratorio TRIUMF (Canadá), lugar donde medimos a varias energías entorno a la barrera coulombiana la distribución angular de los canales de reacción elásticos e inelásticos.

El estudio teórico sobre la dispersión de  $^{11}\text{Li}$  en  $^{208}\text{Pb}$  requiere primero estudiar la dispersión de su núcleo *core*  $^9\text{Li}$ . Los mecanismos de reacción, la validez del modelo óptico y las relaciones de dispersión que obtenemos con la modelización del  $^9\text{Li}$  son de ayuda para el estudio posterior del  $^{11}\text{Li}$ .

El análisis del experimento ha requerido la comprensión de muchos factores con dificultades no solo teóricas sino también experimentales. Los resultados de analizar todos estos factores y los procedimientos desarrollados son el fruto de mi trabajo y lo que explico en los capítulos siguientes.

# Índice general

<b>Prefacio</b>	<b>VII</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Descubrimiento del núcleo atómico . . . . .	1
1.2. Constituyentes del núcleo atómico . . . . .	1
1.3. La carta de nucleidos . . . . .	2
1.4. Masa y energía de ligadura . . . . .	3
1.5. Espín, paridad y momento . . . . .	5
1.6. Estados del núcleo . . . . .	6
1.7. Radio y densidad nuclear . . . . .	8
1.8. Reacciones nucleares . . . . .	10
1.9. Barrera coulombiana . . . . .	13
1.10. Núcleos exóticos . . . . .	16
1.11. Núcleos con halo . . . . .	18
1.12. Polarizabilidad dipolar . . . . .	23
1.13. Isótopos de Li . . . . .	25
1.14. Interés en $^{11}\text{Li}$ . . . . .	30
<b>2. Estudios de reacciones nucleares</b>	<b>33</b>
2.1. Sección eficaz . . . . .	33
2.2. Modelo óptico . . . . .	35
2.3. Potenciales complejos . . . . .	36
2.4. Reacciones con canales elásticos y de absorción . . . . .	37
2.5. Reacciones con excitaciones inelásticas . . . . .	40
2.6. Reacciones de núcleos con halo . . . . .	42
2.6.1. Acoplamiento entre el <i>core</i> y el halo . . . . .	42
2.6.2. Disociación coulombiana . . . . .	44
2.6.3. Transición de probabilidad reducida $B(E1)$ . . . . .	45
2.6.4. Método de canales acoplados con continuo discretizado . . . . .	47
<b>3. El experimento</b>	<b>51</b>
3.1. Introducción . . . . .	51
3.2. Producción de núcleos exóticos . . . . .	51

3.2.1.	Método de separación en vuelo, <b>In-Flight Separation</b> (IFS) . . . . .	52
3.2.2.	Método <b>Isotope Separator OnLine</b> (ISOL) . . . . .	52
3.3.	Instalaciones . . . . .	53
3.3.1.	Estudios previos en REX-ISOLDE . . . . .	53
3.3.2.	Acelerador TRIUMF-ISACII . . . . .	58
3.4.	Sistema de detección . . . . .	61
3.4.1.	Experiencia con sistemas de detección . . . . .	62
3.4.2.	Configuración final del sistema experimental . . . . .	68
3.4.3.	Detectores semiconductores . . . . .	71
3.5.	Electrónica y sistema de adquisición de datos . . . . .	75
3.5.1.	Electrónica utilizada . . . . .	75
3.5.2.	Preamplificador . . . . .	75
3.5.3.	Amplificador . . . . .	75
3.5.4.	Convertidor Analógico digital <b>Analog to Digital Converter</b> (ADC) . . . . .	77
3.5.5.	Convertidor tiempo digital <b>Time to Digital Converter</b> (TDC) . . . . .	77
3.5.6.	<b>Fan-in Fan-Out</b> (FiFo) . . . . .	77
3.5.7.	<b>Gate and Delay Generator</b> (GDG) . . . . .	77
3.5.8.	<i>Scaler</i> . . . . .	77
3.5.9.	Respuesta temporal del sistema . . . . .	77
3.5.10.	Corriente de fuga . . . . .	78
3.5.11.	Lógica de adquisición de datos . . . . .	78
3.6.	Condiciones experimentales . . . . .	80
3.6.1.	Energía de haz utilizada . . . . .	80
3.6.2.	Cámara de vacío y mesa experimental . . . . .	80
3.6.3.	Espesor, inclinación y elección del blanco . . . . .	82
3.6.4.	Alineamiento del sistema experimental . . . . .	85
3.6.5.	Cronología del experimento, datos adquiridos y tiempo de haz . . . . .	85
<b>4.</b>	<b>Técnicas y herramientas de análisis</b> . . . . .	<b>87</b>
4.1.	Introducción . . . . .	87
4.2.	Calibración en energía de los detectores . . . . .	89
4.3.	Selección de sucesos . . . . .	90
4.3.1.	Umbral de canales . . . . .	91
4.3.2.	Sucesos próximos . . . . .	91
4.3.3.	Filtro TDC (Time gates) . . . . .	91
4.3.4.	Multiplicidad . . . . .	92
4.3.5.	Identificación de sucesos mediante diferencia de energías $E_{diff}$ . . . . .	93
4.3.6.	Selección de los eventos del telescopio . . . . .	94
4.4.	Identificación de partículas e iones . . . . .	94
4.5.	Ángulo sólido . . . . .	99
4.6.	Cálculo de la sección eficaz en el sistema laboratorio y en el centro de masa . . . . .	107
4.7.	Optimización de la posición de los detectores . . . . .	108
4.8.	Simulaciones Monte Carlo . . . . .	113

4.8.1. Validación de las simulaciones con las fuentes de calibración . . . . .	115
4.8.2. Efectos del ángulo sólido para un telescopio . . . . .	116
4.8.3. Pérdidas de energía en el sistema de detección . . . . .	116
4.8.4. Espectros bidimensionales $\Delta E-E$ . . . . .	120
<b>5. Resultados</b>	<b>121</b>
5.1. Experimento con $^9\text{Li}$ . . . . .	121
5.1.1. Análisis experimental . . . . .	121
5.1.2. Interpretación de los resultados . . . . .	124
5.2. Experimento con $^{11}\text{Li}$ . . . . .	125
5.2.1. Análisis experimental . . . . .	126
5.2.2. Interpretación de los resultados . . . . .	128
<b>6. Resumen y conclusiones</b>	<b>133</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>139</b>



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Descubrimiento del núcleo atómico

El núcleo atómico fue descubierto hace casi cien años por Geiger y Mandsen (1909) [GM09] cuando irradiaban blancos de metal, entre ellos oro y plata, con una fuente radiactiva de Radio (Ra). Ellos observaron y cuantificaron las partículas alfa ( $\alpha$ ), provenientes del Ra, dispersadas por los metales a un ángulo superior de  $90^\circ$ , notaron entonces que a mayor masa del blanco mayor número de sucesos por segundo, efecto que compararon con el de un enorme campo magnético dispersor.

Estas observaciones hicieron que E. Rutherford postulara en 1911 [Rut11] su teoría sobre la constitución del átomo, donde toda la masa se halla concentrada en el denso núcleo, con un volumen extremadamente pequeño.

El desarrollo teórico hecho por E. Rutherford lo llevo a refutar el modelo que J. J. Thompson imaginó en 1904 [Tho04], “el pastel de pasas”, donde el átomo tiene una distribución de carga positiva esférica y uniforme distribuida en el volumen atómico, y los electrones están inmersos en ella.

Desde entonces se entiende que el volumen de un átomo contiene, a una distancia interior desde su centro del orden<sup>1</sup> de  $1 \times 10^{-15}\text{m}$  la superficie nuclear, donde está la masa, y alejándose del su centro a una distancia<sup>2</sup> de  $1 \times 10^{-10}\text{m}$  tiene nube electrónica que asigna su tamaño y carga eléctrica.

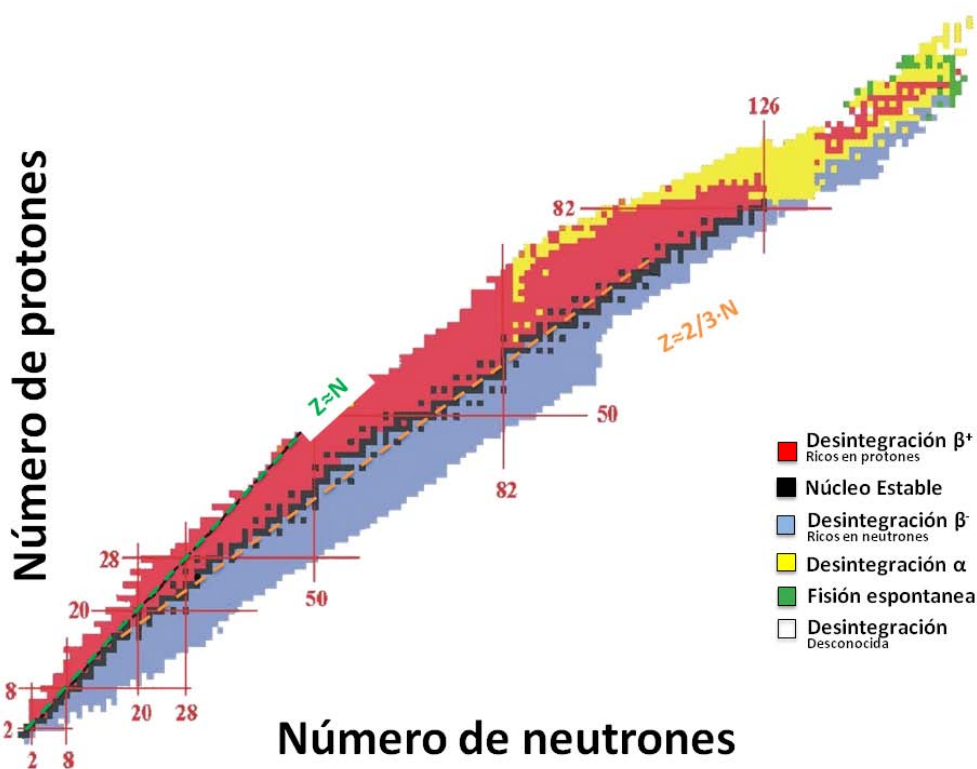
### 1.2. Constituyentes del núcleo atómico

El núcleo está compuesto por un número específico de nucleones ( $A$ ), que consta de dos tipos de partículas: primero, partículas cargadas, protones ( $Z$ ) y segundo, partículas neutras, neutrones ( $N$ ), tal que se cumple  $A = N + Z$ . Entonces, el núcleo se denota como  ${}^A_ZX_N$ , donde el número de protones, caracteriza el elemento químico  $X$ , mientras que el

---

<sup>1</sup>femtómetro= $\text{fm}= 1 \times 10^{-15}\text{m}$ , unidad referida como fermi en honor al famoso físico Enrico Fermi.

<sup>2</sup>Åmstrong = $\text{Å}= 1 \times 10^{-10}\text{m}$



**Figura 1.1:** Carta de nucleidos. Representación bidimensional de los elementos con protones en el eje vertical y neutrones en el eje horizontal. En negro, la región de los núcleos estables, denominado el valle de la estabilidad por corresponder a los isótopos de **mayor** defecto de masa. En rojo y azul, los núcleos exóticos, ricos en protones y neutrones respectivamente. Las líneas punteadas verde y naranja representan el comportamiento del valle de la estabilidad en función del número de neutrones, como  $Z/N \approx 1$  para  $N < 20$  y como  $Z/N \approx 2/3$  para  $N > 20$ .

número de neutrones (isótopo) determina su estabilidad, es decir, la probabilidad de emitir partículas o energía dentro de un determinado tiempo (desintegración radioactiva).

### 1.3. La carta de nucleidos

El comportamiento radioactivo de los átomos se representa generalmente en la carta de nucleidos, figura 1.1, que consiste en una representación bidimensional de los neutrones y protones de los núcleos, donde se asignan colores a los isótopos de acuerdo a sus propiedades físicas<sup>3</sup>.

De las 6000 posibles combinaciones de nucleones al menos 300 son estables o de vida media superior, y cerca de 3000 han sido observados en experimentos. Los núcleos estables

<sup>3</sup>La carta más usada actualmente ha sido diseñada por el instituto alemán *Karlsruhe Institute of Technology*.

se encuentran sobre el “llamado valle de la estabilidad”, cuadros negros en la figura 1.1. Los inestables tienen una desproporción en el balance de protones y neutrones, y el exceso o déficit de neutrones hace a los núcleos tener una vida más corta.

La figura 1.1 representa, en rojo, los núcleos con exceso de protones, es decir, los que se desintegran por emisión  $\beta^+$  convirtiendo un protón en un neutrón, hacia un núcleo más estable. En azul se muestran los núcleos ricos en neutrones que a su vez decaen principalmente por emisión  $\beta^-$  convirtiendo, al contrario, un neutrón en un protón.

Los núcleos fuera del valle de la estabilidad son conocidos como núcleos exóticos. Tienen una duración del orden de magnitud de milisegundo, no existen naturalmente en la tierra, pero son importantes en la vida y muerte de las estrellas.

Al límite de la región de inestabilidad se forman los bordes de la existencia nuclear, las denominadas líneas de goteo de neutrones y de protones. A estos núcleos se les denomina a menudo “exóticos” término que se acuñó en los sesenta indicando el carácter atractivo y poco frecuente de estos núcleos. Donde los nucleones gotean del núcleo inestable como las gotas de agua de un grifo que cierra mal. Así los núcleos más ligeros que están al límite se desintegran con facilidad emitiendo protones y neutrones. Al traspasar la línea de goteo, la vida de los sistemas de nucleones es inferior a nanosegundos, y los núcleos son interpretados como resonancias o estados resonantes del sistema de nucleones. Y se representan con la región en blanco de la figura 1.1, que es la zona donde los núcleos dejan de existir.

En la figura 1.1 se representan diferentes cadenas de núcleos. Los núcleos con el mismo  $Z$  pero diferente  $N$  son llamados isótopos, líneas horizontales. Los núcleos con igual  $N$  pero diferente  $A$  son llamados isótonos, líneas verticales. Y los núcleos con el mismo  $A$  son denominados isóbaros, se presentan como líneas diagonales que reflejan la simetría entre pares de núcleos, que cuando uno tiene el número de neutrones igual al número de protones del otro y viceversa, son llamados núcleos espejo.

La exploración de los núcleos a través de toda la carta de nucleidos ha sido el foco de interés de numerosos trabajos de estructura nuclear, que buscan entender como las fuerzas interactúan con las masas y como los nucleones se mantienen ligados.

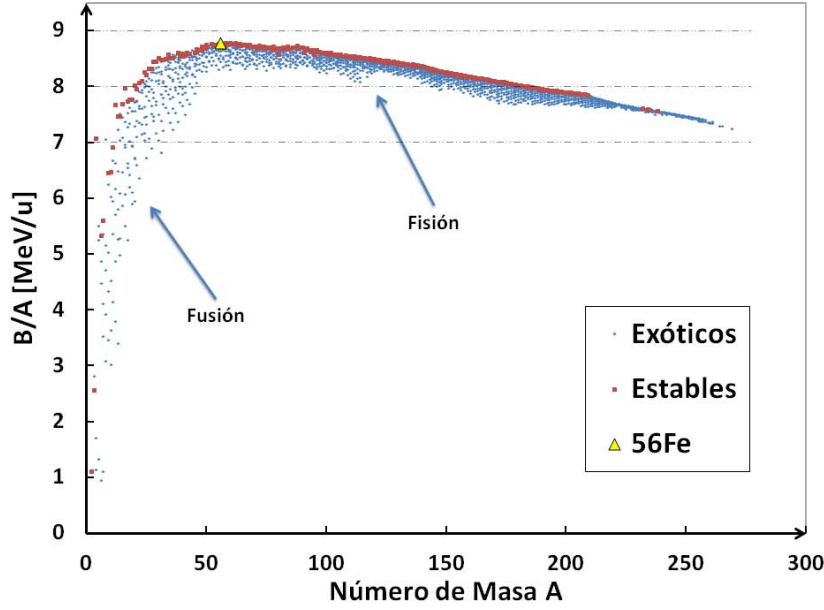
## 1.4. Masa y energía de ligadura

La masa de un núcleo se mide en unidades de **masa** atómica ( $u$ ) y se representan con la letra  $u$ .

Los componentes del núcleo, el neutrón y el protón tienen masas similares, sin embargo tienen una diferencia en la tercera cifra significativa, sus masas han sido medidas y son respectivamente  $m_n = 1,0008665 u$  y  $m_p = 1,007276 u$ .

La masa de un núcleo está relacionada con su número de nucleones, y es siempre menor que la suma de las masas de sus constituyentes. La diferencia de masa se llama exceso de masa,  $m_{exc}$ , y está relacionada con la energía de ligadura<sup>4</sup>,  $B$ , es decir, la energía mínima necesaria para producir la ruptura del núcleo. Esta ruptura consiste en arrancar uno o varios de los nucleones de valencia.

<sup>4</sup>El signo de  $B$  se escoge por convención como positivo.



**Figura 1.2:** Energía de ligadura por nucleón ( $B/A$ ) según la compilación *Atomic Mass Data Center* de 2011 (AMDC11). En rojo los núcleos del valle de la estabilidad. En azul los núcleos que han sido medidos y recopilados en AMDC11. La región a la izquierda del  $^{56}\text{Fe}$  (triángulo amarillo),  $A \lesssim 56$ , es donde se produce naturalmente la fusión. A la derecha, con  $A \gtrsim 56$ , está la región donde se produce naturalmente la fisión.

La relación entre el exceso de masa y la energía de ligadura<sup>5</sup> se expresa como:

$$m_{exc} = B/c^2 \quad (1.1)$$

Entonces la masa del núcleo,  $m_A$ , puede escribirse en términos de sus constituyentes con la pequeña corrección por el exceso de masa como:

$$m_A = Nm_n + Zm_p - B/c^2 \quad (1.2)$$

La energía de ligadura de los nucleones puede ser escrita tal que  $B$  sea función de  $N$  y  $Z$ , entonces de la ecuación 1.2 tenemos:

$$B = B(N, Z) = -(m_A - N \cdot m_n - Z \cdot m_p)c^2 \quad (1.3)$$

Para los núcleos estables,  $Z < 83$ , la energía de ligadura por nucleón,  $B/A$ , se muestra en rojo en la figura 1.2. La energía de ligadura varía de núcleo en núcleo, pero el valor de  $B/A \sim 8 \text{ MeV/u}$  es una buena aproximación para la mayoría de los núcleos. Para los

<sup>5</sup>La masa,  $m$ , de un nucleón puede relacionarse con la energía,  $E$ , a través de la relación  $E = mc^2$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío.

núcleos ligeros,  $A < 20$ , este valor disminuye hasta llegar hasta a un mínimo de  $\gtrsim 1$  MeV en el elemento más ligero. El máximo global está en  $^{56}\text{Fe}$  y marca la diferencia entre la fusión o fisión de los núcleos. Para dos núcleos ligeros, la fusión en otro núcleo con  $A \lesssim 56$ , libera energía, es endotérmica. Al contrario, la fusión para formar un núcleo con  $A \gtrsim 56$ , es endotérmica, es necesario aplicar energía. Esto significa que para  $A \lesssim 56$  lo más probable es que exista fusión y para  $A \gtrsim 56$  los núcleos se dividen naturalmente por el proceso de fisión.

La energía de ligadura que enlaza los nucleones es mayor para determinados pares de números de protones y neutrones. Estos pares son conocidos como números mágicos, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ..., y se representan en la figura 1.1 como líneas rojas verticales y horizontales. Este hecho es estudiado usando el modelos de capas, y cada una de las capas con un número mágico de protones ó de neutrones se llama capa cerrada. Si coincide que un núcleo tiene tanto un número mágico de protones como de neutrones, se le llama doblemente mágico.

Si nos alejamos del valle de la estabilidad agregando protones o neutrones al sistema y recorremos la línea de goteo, la energía de ligadura de los nucleones más distantes, los de valencia,  $S_x$  (para neutrones  $x = n$ , para protones  $x = p$ ), disminuye hasta que el núcleo ya no puede “ligar/unir” más nucleones y no existe, y sus componentes pasan a formar parte del continuo energético de partícula libre.

Si asociamos la energía de ligadura ecuación (1.3) con la carta de nucleidos (figuras 1.1 y 1.2) podemos notar que para núcleos ligeros, la fuerza nuclear proporciona un B mayor cuando,  $N \approx Z$ , y para núcleos pesados donde la fuerza coulombiana, que es repulsiva, es mayor, se ven favorecidos para  $N > Z$ . Es por esto que para los núcleos ligeros hay un valle de estabilidad en  $N \approx Z$  y para los núcleos más pesados  $N \approx 1,5Z$ .

El estudio del comportamiento nuclear en el límite de la estabilidad se hace estudiando las partículas que provienen del núcleo (estudios de estructura) ó estudiando la interacción entre núcleos (estudios de dinámica). La interacción entre núcleos propicia el intercambio de protones o neutrones, que puede estudiarse por medio de reacciones nucleares. Por esto es muy importante entender los estados del núcleo antes y después que este sea afectado por otro núcleo en una colisión.

## 1.5. Espín, paridad y momento

Para entender los estados nucleares es necesario el uso de la teoría cuántica y electromagnética, que usan desarrollos multipolares con los que se pueden calcular los valores esperados para los estados del núcleo. Los valores que se tabulan para todos los núcleos son: el espín, paridad, momento dipolar magnético y momento cuadrupolar eléctrico.

En la teoría cuántica cada nucleón tienen espín  $\frac{1}{2}$ , que se mide en unidades de  $\hbar = h/2\pi = 6,58217 \times 10^{-16}$  eV·s, donde  $h$  es la constante de Planck. Para cada nucleón el acoplamiento del momento orbital  $l$  y el espín  $s$  dan como resultado el momento total  $j = l + s$ . El momento angular total del núcleo es el vector resultado de sumar los espines individuales de sus protones y de sus neutrones, y es llamado espín nuclear ( $\vec{J}$ ). Para núcleos con  $A$  impar el espín es una fracción de  $\hbar$ . Para núcleos con  $A$  par, si el número de protones

y neutrones es par, entonces tendrán espín cero lo que indica la presencia de la fuerza de apareamiento de los nucleones, en caso contrario, tendrán espín entero proporcional a  $\hbar$ . Como ejemplo tenemos al núcleo  $^{16}\text{O}$  ( $J^\pi = 0^+$ ) y  $^7\text{Li}$  ( $J^\pi = 3/2^-$ ).

Para un conjunto de  $k$  nucleones el momento angular está definido como  $J = j_1 + j_2 + \dots + j_k$ . Así, en el caso de nucleones de valencia todas las propiedades del núcleo quedan completamente determinadas por su nucleón o nucleones de valencia,  $J = j_{\text{valencia}}$ .

Cada estado del núcleo está caracterizado por una paridad ( $\pi = \pm$ ), dependiendo si la función de onda tiene un reflexión de las coordenadas respecto al origen,  $\rho \rightarrow -r$ , es decir, invariante frente al cambio  $f(r) = -f(r)$

El momento dipolar magnético  $\mu$  es el valor esperado del operador de momento magnético en el estado de máxima proyección en el eje z. Se midió en unidades del magnetón nuclear  $\mu_N = e\hbar/2m = 3,1525 \times 10^{-8}$  eV/T y es sensible a los último nucleones de valencia. Su valor puede ser calculado con la ecuación:

$$\mu = \mu_N (g_\ell \ell + g_s s_z) \quad (1.4)$$

donde  $g_\ell$  y  $g_s$  son factores asociados a los momentos angulares orbital,  $\ell$ , y de espín,  $s$ .

La modelización teórica del modelo de capas puede ser testeada y comparada con los resultados experimentales calculando el valor esperado para el momento magnético  $\langle \mu \rangle$  calculados por Schmidt en 1937, que para núcleos con número de masa ( $A$ ) impar es:

$$j = \ell + \frac{1}{2}; \quad \langle \mu \rangle = \left[ g_\ell \left( j - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} g_s \right] \mu_N \quad (1.5)$$

$$j = \ell - \frac{1}{2}; \quad \langle \mu \rangle = \left[ g_\ell \frac{j(j + \frac{3}{2})}{j + 1} - \frac{1}{2} \frac{1}{j + 1} g_s \right] \mu_N \quad (1.6)$$

Los momentos multipolares son deformaciones o desviaciones de la forma ideal esférica del núcleo, y lo describen en términos de vibraciones. El momento multipolar se describe por la multipolaridad  $\lambda$ . Los núcleos pueden tener multipolaridades  $\lambda = \{0, 1, 2, 3\}$ , que se llaman respectivamente monopolos, dipolos, cuadrupolos y octupolos. La paridad para los momentos eléctricos es de  $\pi = (-1)^\ell$  y para los momentos magnéticos es  $\pi = (-1)^{\ell+1}$  [KW87] pag 72. El momento cuadrupolar eléctrico,  $Q$ , se mide en  $\text{mb}^2$ , y es proporcional al valor esperado del cuadrado del radio del núcleo. La mayoría de los núcleos tienen  $Q > 0$ , es decir, desviándose de la forma esférica (1.7(a)) con una forma alargada en los polos, una minoría tienen valores negativos,  $Q < 0$ , con un forma aplastada en sus polos, forma de disco y solo algunos pocos tiene mezcla de las dos.

## 1.6. Estados del núcleo

El núcleo es un sistema de muchos cuerpos que forman un estado físico, que es descrito por la cuántica con un hamiltoniano y una función de onda,  $\Phi$ .

---

<sup>6</sup>Otra unidad típica para dar este valor es  $e \cdot fm^2$  equivalente a 10 mb.

El hamiltoniano que describe el núcleo se expresa como una parte de capa cerrada y una parte que contiene la información de partícula libre del sistema,  $\hat{T}$ , la energía cinética, y la contribución del potencial,  $V$ , para la fuerza nuclear y la fuerza electromagnética.

$$\hat{H} = \hat{T} + V \quad (1.7)$$

Cuando un sistema está sujeto a un potencial, y se mantiene localizado en el espacio, tal que, si se aplica una energía sobre él y es posible separar uno o más constituyentes (los nucleones), el estado es llamado ligado. Cualquier estado para mantenerse ligado debe tener una energía de enlace positiva,  $B > 0$ . Al formar parte de un sistema cuántico todos los estados ligados son discretos y cada estado ( $i$ ) puede describirse con el índice de partición de masa  $\alpha_i = A_c + A_v$ , que es la suma de los número de masa del núcleo dividido en un *core* (con masa  $A_c$ ) y un o varios nucleones de valencia desapareados (con masa  $A_v$ ) que le asigna el espín al núcleo. Por simplicidad se omite el subíndice  $i$  y se usa  $\alpha$  como entero iniciando en cero. Se puede describir entonces por números enteros  $\alpha$ . Cada estado ligado tiene ciertas características específicas como espín,  $J_\alpha$ , paridad,  $\pi_\alpha = (-1)^l$ , autovalores de energía  $E_\alpha < 0$ , entonces la ecuación de Schrödinger para el núcleo en ausencia de fuerzas externas es:

$$\hat{H}\Psi_\alpha = [\hat{T} + V]\Psi_\alpha = E_\alpha\Psi_\alpha \quad (1.8)$$

donde  $E_\alpha = -B$  es la energía de ligadura,  $\hat{T}$  es la energía cinética y  $V$  es un potencial que depende de la fuerza fuerte y la coulombiana entre los  $A$  cuerpos que forman el núcleo.

Dentro de los estados ligados del núcleo el de más baja energía es llamado estado fundamental<sup>7</sup>,  $E_0$ . Los estados ligados que sobrepasan esta energía,  $E_0$ , son llamado estados excitados, y su energía de excitación se mide con respecto al estado fundamental  $\epsilon_\alpha = E_\alpha - E_0$ .

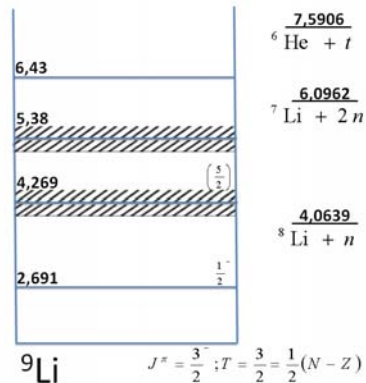
Los núcleos en estado excitado decaen a su estado base en picosegundos, por emisión  $\gamma$  o captura electrónica, con la única excepción de los isómeros, que son núcleos en un estado excitado que tiene una larga vida.

Los núcleos pueden formar estados del continuo no ligados que pueden ser resonantes o no resonantes, no estar ligados y formar las resonancias ó estados de continuo, no resonantes. Las resonancias son cuasiestados del núcleo que se forman antes de que se rompa el núcleo. Los estados del continuo no resonantes son simplemente un sistema de nucleones en el continuo. Las resonancias tienen una anchura,  $\Gamma$ , del orden de MeV que es representada con líneas diagonales en los estados excitados de la figura 1.3.

La figura 1.3 muestra el diagrama de niveles de energía para el  ${}^9\text{Li}$ . El estado fundamental con espín  $J_0 = 3/2^-$  de paridad negativa. Un primer estado excitado con con energía de excitación 2,691 MeV y un espín de  $1/2^-$ . Dos estados resonantes a 4,269 y 5,38 MeV y un último estado excitado a 6,43 MeV.

La comprensión de los estados del núcleo ayuda a entender las excitaciones nucleares producto de la interacción de un núcleo con un intenso campo magnético producido por otro núcleo cuando estos se acercan a una distancia máxima igual a la suma de sus radios,

<sup>7</sup>En ingles generalmente se denota *ground state* (gs)



**Figura 1.3:** Diagrama de niveles de energía para  ${}^9\text{Li}$  que muestra los estados ligados del núcleo. El estado fundamental con espín  $3/2^-$ , un primer estado excitado a  $2,691(5)$  MeV de espín  $J^\pi = 1/2^-$ , dos estados resonantes, con anchuras grandes, representados con líneas diagonales a  $4,296(16)$  MeV ( $\Gamma_{CM} = 100(30)$  keV, el espín sugerido es  $J^\pi = 5/2^-$ ) y  $5,380(60)$  MeV ( $\Gamma_{CM} = 600(100)$  keV) y un último estado excitado a  $6,43$  MeV ( $\Gamma_{CM} = 40(10)$  keV), donde los tres últimos estados son de espín desconocido. También se muestran a la derecha los posibles canales de ruptura del sistema y la energía necesaria para producirlos.

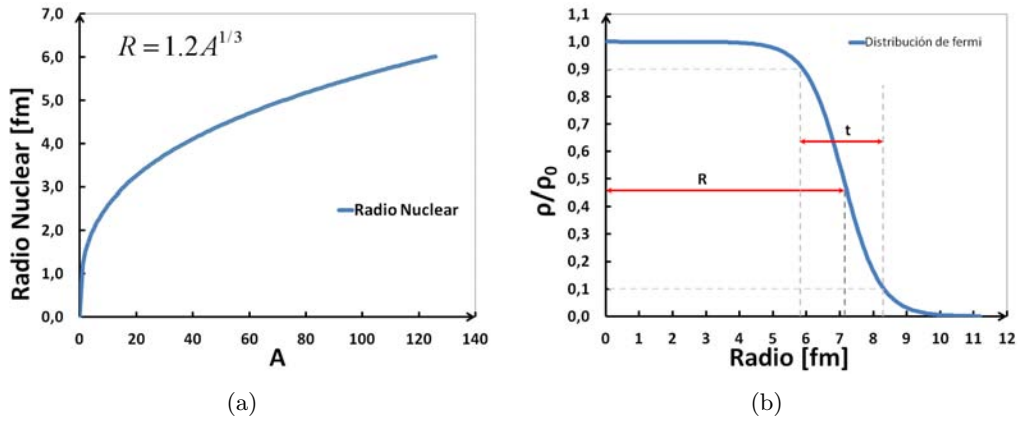
antes de romperse o excitarse.

## 1.7. Radio y densidad nuclear

Una de las propiedades más básicas del núcleo es su tamaño. La primera estimación del radio nuclear la hizo Hans Geiger en 1909 en su experimento de dispersión de partículas alfa sobre metales. Luego, en 1950 R. Hofstadter, tuvo la idea de acelerar electrones a alta energía, y usando su comportamiento ondulatorio e interpretando los patrones de difracción para obtener información sobre el tamaño nuclear. Sin embargo, para estudiar el núcleo con detalle son necesarias longitudes de onda mucho más cortas, que no pueden ser producidas por un microscopio de electrones. Hoy en día con los aceleradores de partículas se ha determinado el tamaño y forma de muchos núcleos con gran exactitud.

El núcleo es la manifestación de un estado cuántico, por lo tanto no tiene bordes definidos, la superficie nuclear es difusa y su densidad es prácticamente constante hasta llegar a los bordes, como se muestra en la figura 1.4(b). Aun así, el radio nuclear es definido como la distancia desde el centro del núcleo hasta un punto donde la densidad es la mitad de la que hay en su centro, como se muestra en la figura 1.4(b). El espesor de la superficie nuclear,  $t$ , se define como la distancia donde la densidad nuclear cae del 90% hasta el 10% de su valor máximo, ver figura 1.4(b).

Las variaciones espaciales entre las fuerzas coulombiana y nuclear reflejan la distribución de los nucleones. A cada fuerza que interviene se le define un radio de interacción, radio de carga ( $r_c$ ) y radio de materia ( $r_m$ ). Sin embargo, el radio de carga y el de materia para los núcleos estables difieren tan solo en  $0,1$  fm [KW87], lo que refleja el equilibrio entre



**Figura 1.4:** Radio y densidad nuclear típica. (a) Variación del radio nuclear con el número de masa,  $A$ . (b) Distribución de Fermi que es la densidad nuclear típica normalizada, con  $\rho_0 = 1$ . Cálculo para el  $^{208}\text{Pb}$  con los valores de radio  $r_0 = 1,1 \sim 1,2$  fm y difusividad  $a = 0,55$  fm. Para  $R = 7,13$  fm (el radio del núcleo) la densidad normalizada  $\rho/\rho_0$  es la mitad del máximo. Se muestra el espesor de la superficie,  $t$ , definida como la distancia donde la densidad nuclear cae del 90 % hasta el 10 % de su valor máximo.

las fuerzas que forman el núcleo, y por lo tanto la homogeneidad de la distribución entre protones y neutrones.

El volumen del núcleo depende del número de nucleones, independientemente de como de difusa sea la superficie. Todos los núcleos tienen aproximadamente la misma densidad, y su masa es proporcional a su volumen, que para una esfera ideal es proporcional al cubo del radio, y por lo tanto la masa es proporcional al cubo del radio. La mayoría de los núcleos tiene el número de nucleones por unidad de volumen constante, de este comportamiento se entiende que están hechos de materia incompresible. Matemáticamente podemos expresar esta incompresibilidad del radio nuclear  $R$  como:

$$R(A) = r_0 \cdot A^{1/3} \quad (1.9)$$

donde  $r_0$  es la constante de proporcionalidad, que se obtiene empíricamente y tiene valores de  $1,1 \sim 1,2$  fm.

El radio del núcleo se extiende hasta la superficie  $t$ , donde la densidad de carga,  $\rho = \rho(r)$ , tiene su máxima variación. La densidad de carga ha sido medida mediante dispersión de electrones y puede ser descrita por la distribución de Fermi en términos del radio del núcleo,  $R$ , la difusividad,  $a$ , y un parámetro de normalización,  $\rho_0$ , como:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (1.10)$$

donde los valores típicos de las constantes son  $R \approx r_0 A^{1/3}$ ,  $a \approx 0,55$  fm,  $\rho_0 \approx 0,07$  fm $^{-3}$  y la densidad de carga en  $r = R$  es la mitad de  $\rho_0$ .

Así, núcleos con diferentes masas tienen la misma densidad y por lo tanto diferentes tamaños, sin embargo, se encuentran algunas excepciones a la regla, como los núcleos con baja energía de ligadura y los núcleos con halo. Una de estas excepciones es el deuterio, que ha sido estudiado desde hace muchos años.

El deuterio es el núcleo más simple, o sea, el sistema con el menor número de nucleones necesarios que pueden formar un núcleo. Se forma al agregar un neutrón al protón del hidrógeno, y sus nucleones ( $n - p$ ) están débilmente ligados<sup>8</sup> con la misma energía de enlace,  $S_p = S_n = 2224,57$  keV [AWT03]. La débil energía de ligadura entre el protón y el neutrón produce una alta probabilidad de encontrar al deuterio con un radio de carga de  $2,130(10)$  fm [Sic08]. Por lo tanto, el deuterio tiene una probabilidad de distribución extensa, que puede ser comparada con núcleos más pesados como el  ${}^3\text{He}$ .

Si enriquecemos el deuterio con un neutrón más formamos el más pesado de los hidrógenos, el tritio. El neutrón extra hace que la energía de ligadura aumente ( $S_n = 6257,23$  y  $S_{2n} = 8481,8$  keV [AWT03]) y los nucleones de tritio estén más cerca que los del deuterio. El radio de carga del tritio es de  $1,755(87)$  fm [Sic08], que es un 20 % menor que el tamaño del deuterio. Si agregamos un segundo protón, formamos un núcleo de helio, una partícula alfa, con energías de ligadura para sus últimos nucleones, muy altas ( $S_n = 20577,619$  y  $S_p = 19813,857$  keV [AWT03]), que hacen al núcleo muy estable. En el  ${}^4\text{He}$ , los dos neutrones y dos protones se mantienen cerca haciendo el núcleo más pesado con radio de carga de  $1,680(5)$  fm [Sic08], más compacto incluso que el tritio. Si continuamos agregando protones y neutrones la densidad nuclear no se ve más afectada, sin embargo, si retiramos un neutrón de la partícula alfa obtenemos un núcleo de  ${}^3\text{He}$  con  $A$  impar, el radio de carga vuelve a aumentar,  $1,959(34)$  fm [Sic08], y la energía de ligadura del último protón disminuye a casi una cuarta parte  $S_p = 5493,48$  MeV, y así sucesivamente.

En los últimos 30 años, con el avance de la tecnología, los estudios de reacciones nucleares lejos del valle de la estabilidad han encontrado núcleos con muy baja energía de ligadura que tienen una gran extensión espacial (núcleos con halo) y que no siguen la regla típica, ecuación (1.9).

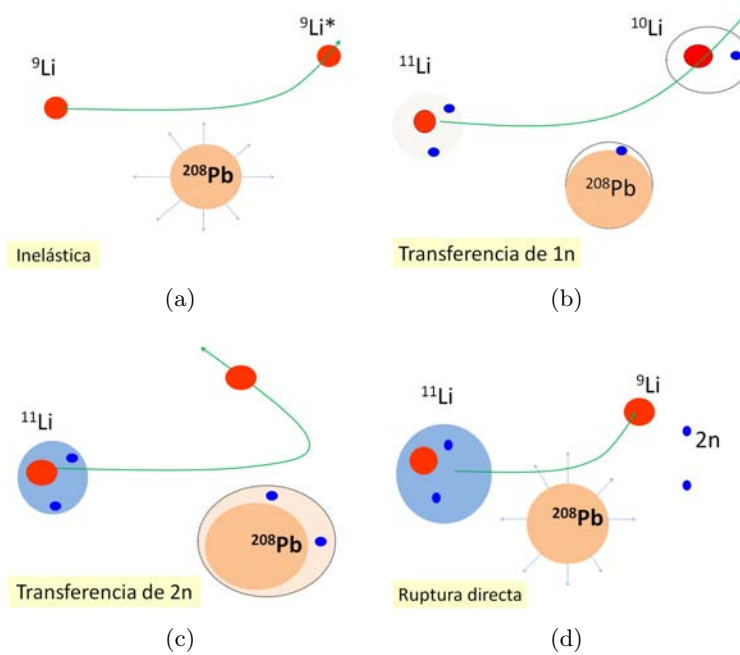
## 1.8. Reacciones nucleares

El estudio de las reacciones nucleares ha sido de gran importancia no sólo para la física nuclear teórica y experimental sino también por sus aplicaciones en astrofísica, física médica y en la industria.

Las reacciones nucleares suceden naturalmente en las estrellas como mecanismo de producción de energía, y en la tierra son comúnmente producidas en los laboratorios para desarrollo de fármacos radiactivos y también para investigación. Las aplicaciones en física nuclear son muchas, se pueden estudiar: producción de radioisótopos, cinemática de los productos, estructura y forma del núcleo, y el desintegración de estados excitados. En estos estudios la observación de la probabilidad de reacción, la distribución angular de partículas dispersadas y la energía de los productos obtenidos por el paso del núcleo en un campo

---

<sup>8</sup>Históricamente el deuterio es el primer núcleo conocido de estructura poco ligada.



**Figura 1.5:** Reacciones nucleares para  ${}^9\text{Li}$  y  ${}^{11}\text{Li}$  pasando cerca del intenso campo coulombiano del  ${}^{208}\text{Pb}$ . (a) Reacción inelástica: el  ${}^9\text{Li}$  queda en uno de sus estados excitados después de la reacción. (b) Transferencia de 1n: el  ${}^{11}\text{Li}$  con dos neutrones débilmente ligados transfiere uno al continuo del plomo y el otro queda formando un estado resonante de  ${}^{10}\text{Li}$ . (c) Transferencia de 2n: el  ${}^{11}\text{Li}$  transfiere sus dos neutrones al continuo del plomo. (d) Ruptura directa: los neutrones débilmente ligados del  ${}^{11}\text{Li}$  salen tras la ruptura del núcleo de  ${}^{11}\text{Li}$  en  ${}^9\text{Li}+2n$ .

eléctrico son una gran fuente de información.

El observable más importante al hacer experimentos con reacciones nucleares es la probabilidad de dispersión ó sección eficaz, ya que con ella se pueden asociar las magnitudes observadas, con los cálculos teóricos y obtener información sobre la función de onda del núcleo y los potenciales nucleares.

Una reacción nuclear es el resultado de la interacción entre al menos dos núcleos ó de un núcleo y una partícula subatómica. En laboratorio dicha interacción es producida al enviar uno de los núcleos (haz) sobre el otro (blanco). El primer experimento con reacciones nucleares conocido lo produjo Rutherford en su laboratorio 1919, desde entonces, con el continuo avance de la ciencia y la tecnología ha sido posible estudiar reacciones de mayor complejidad, que antes solo se podían encontrar en las estrellas. La energía necesaria para producir estas reacciones no se encuentra naturalmente en ninguna fuente radiactiva y hace necesario el uso de un acelerador especializado. Fue por eso que Cockcroft y Walton<sup>9</sup> construyeron el primer acelerador de partículas y en 1932 pudieron observar la reacción  $p+{}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He}+{}^4\text{He}$ .

<sup>9</sup>Los aceleradores de tipo Cockcroft-Walton son los muy usados actualmente.

En un experimento típico, las reacciones nucleares se producen con dos núcleos iniciales denominados, canal de entrada. Uno de los núcleos es llamado proyectil, “ $a$ ”, y el otro, el blanco “ $X$ ”. La interacción de los núcleos del canal de entrada produce a su vez dos eyectiles “ $Y$ ” y “ $b$ ”, denominados canal de salida. En muchos experimentos es posible tener más de uno ó dos canales de salida.

Las reacción nuclear se escribe entonces:



donde  $a$  y  $b$  representan, usualmente, los núcleos más ligeros, proyectil y eyectil, respectivamente, mientras que  $X$  e  $Y$ , los núcleos más pesados, el blanco y el residuo, respectivamente. Una forma alternativa de escribir la reacción 1.11 de forma compacta es:



Tal que los núcleos ligeros queden dentro del paréntesis y los pesados fuera.

Esta notación es práctica porque los núcleos ligeros dentro del paréntesis son útiles para referirse a tipos de reacciones nucleares como  $(d, p)$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(\alpha, n)$ , etc..., donde las partículas más ligeras y las subatómicas son abreviadas como: protón ( $p$ ), neutrón ( $n$ ), deuterio ( $d$ ), tritio ( $t$ ), núcleos de helio ( $\alpha$ ), beta ( $\beta$ ) y electrón ( $e$ ).

La interacción entre núcleos puede producir fusión ó fisión, y así formar, una sorprendente variedad de reacciones nucleares, aun así, se pueden definir algunas categorías basados en característica generales, como la energía del proyectil, los eyectiles producidos y el tiempo de interacción.

Si el criterio usado es la energía del eyectil, se pueden clasificar en tres rangos que dependen de la masa  $A$  como:

- **Energías bajas:**  $[0 - 10]A$  MeV, son energías cercanas a la barrera coulombiana para estudiar los mecanismos de reacción y la estructura de los núcleos.
- **Energías intermedias:**  $[20 - 200]A$  MeV, son energías superiores a la de Fermi<sup>10</sup>, son útiles para estudiar el movimiento colectivo de los nucleones.
- **Energías alta o relativistas:**  $[0,5 - 10]A$  GeV, se estudian propiedades generales que involucran la ruptura del núcleo, como el radio de interacción y las distribuciones de momento.

Otro criterio de clasificación, es agrupar a las reacciones nucleares según los productos:

- **Reacciones Elásticas:** Se refiere al proceso de dispersión de Rutherford donde los productos son iguales a los reactantes, se denotan como  $X(a, a)X$ .
- **Reacciones Inelásticas:** Similar al proceso elástico, pero, uno de los reactantes  $b$  o  $Y$  debe quedar en un estado excitado, que generalmente decae por emisión  $\gamma$ . Se

---

<sup>10</sup>La energía de Fermi representa la máxima energía cinética de un partícula en un gas de Fermi  $\epsilon_F = (\hbar k_F)^2 / (2M)$ .

denotan como  $X(a,a)X^*$  ó  $X(a,a^*)X$ , donde  $*$  indica el estado excitado. Ver figura 1.5(a)

- **Reacciones de Transferencia:** Ocurren cuando uno o dos nucleones son transferidos entre el proyectil y el blanco. Se denotan como:  $(a=c+m+n) + X \rightarrow (b=c+m) + (Y=X+n)$ . Ver figura 1.5(b) y 1.5(c).
- **Reacciones de Núcleo Compuesto:** Se dan cuando el proyectil y el blanco se unen brevemente antes que se libere el nucleón. Se pueden escribir como  $a+X \rightarrow C^* \rightarrow Y + b$ .
- **Reacciones Ruptura:** Son reacciones donde uno de los núcleos eyectiles se parte en dos y se denotan como  $X(a, a=c+d)X$  ó  $a+X \rightarrow X + (a=c+d)$  Ver figura 1.5(d).

También podemos clasificar las reacciones según el tiempo y energía de la colisión, se pueden distinguir tres tipos:

- **Reacciones Directas:** Se producen de forma inmediata ( $10^{-22}$  s). Observables como la sección eficaz varían suavemente con la energía. Ejemplos de estas son las reacciones de transferencia y de ruptura.
- **Reacciones de Núcleo Compuesto:** En estas la formación del núcleo final se da a través de un estado intermedio de vida muy corta ( $10^{-16}$ - $10^{-18}$ ).
- **Reacciones Resonantes:** En estas reacciones la partícula entrante forma un cuasi-estado, el estado resonante, antes de que la partícula saliente sea disparada en un tiempo menor de  $10^{-9}$  s, siendo típicos los valores de  $10^{-19}$  y  $10^{-21}$  s ( $\tau \cdot E \approx \hbar$ ), con anchuras entre 100 keV y 1 MeV.

Otra propiedad importante de las reacciones nucleares es el calor de reacción,  $Q_{value}$ , que es la diferencia de masa del núcleo entre su estado final e inicial. Y sirve para clasificar las reacciones como: exotérmica ( $Q_{value} > 0$ ), endotérmica ( $Q_{value} < 0$ ) o elástica ( $Q_{value} = 0$  y  $b = a$ ). Cuando la magnitud de  $Q_{value}$  es menor que la energía disponible en el Centro de Masa (CM), se dice que el canal esta abierto y la reacción puede ocurrir, en caso contrario, si la energía es menor que  $|Q_{value}|$  el canal esta cerrado. Los canales de reacción exotérmicos siempre están abiertos, sin embargo, para partículas cargadas es necesario superar una energía umbral, para vencer la repulsión electrostática entre los núcleos. Este umbral es llamado barrera de coulomb.

## 1.9. Barrera coulombiana

Una de las magnitudes más importantes al hacer un experimento de reacciones, es conocer el límite entre el dominio de la fuerza nuclear y la fuerza coulombiana, este límite está establecido por la energía de la barrera coulombiana.

La barrera coulombiana es el producto de la interacción electrostática entre dos núcleos, que se describe por la dispersión de Rutherford, y solo se aplica a partículas cargadas.

En una reacción nuclear la dispersión de dos núcleos ideales, esféricos, de masa  $A_1$  y  $A_2$ , con radios  $R_1$  y  $R_2$ , y carga  $z_1 = Z_1e$  y  $z_2 = Z_2e$  respectivamente, se puede calcular con el potencial de interacción coulombiano,  $V_C(r)$ , si los centro de los núcleos están separados por una distancia  $R_{BC}$ , el potencial en la posición  $r$  será:

$$V_C(r) = \begin{cases} \kappa \frac{Z_1 Z_2}{r} & \text{si } r \geq R_{BC} \\ \kappa \frac{Z_1 Z_2}{2R_{BC}} \left( 3 - \frac{r^2}{R_{BC}^2} \right) & \text{si } r \leq R_{BC} \end{cases} \quad (1.13)$$

donde  $\kappa = e^2/4\pi\epsilon_0 = 1,439976 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$  es la constante de estructura hiperfina y  $R_{BC}$  es el radio de coulomb, que corresponde con la distancia de contacto de las superficies nucleares.

La barrera coulombiana se define matemáticamente ([Sta90], pag. 40), como:

$$V_{BC} = \kappa \frac{Z_1 Z_2}{R_{BC}} \quad (1.14)$$

La barrera coulombiana,  $V_{BC}$ , es entonces un valor de energía crítica de  $U(r)$  que es altamente dependiente del radio de coulomb que a su vez depende de los radios  $R_1$  y  $R_2$  de los núcleos. Se pueden hacer tres aproximaciones para calcular  $R_{BC}$ , como ejemplo para la reacción de  ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ , podemos calcular:

- La primera, la más sencilla es suponer que los núcleos pueden interactuar cuando están suficientemente cerca:

$$R_{BC} = R_1 + R_2 = r_0 \left( A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) \quad (1.15)$$

La selección del valor para la constante  $r_0$  es fundamental. Usando un valor típico de  $r_0 = 1,44 \text{ fm}$ , entonces,  $R_{BC} = 11,53 \text{ fm}$  y la energía de la barrera coulombiana es  $V_{BC} = 30,7 \text{ MeV (CM)}$ .

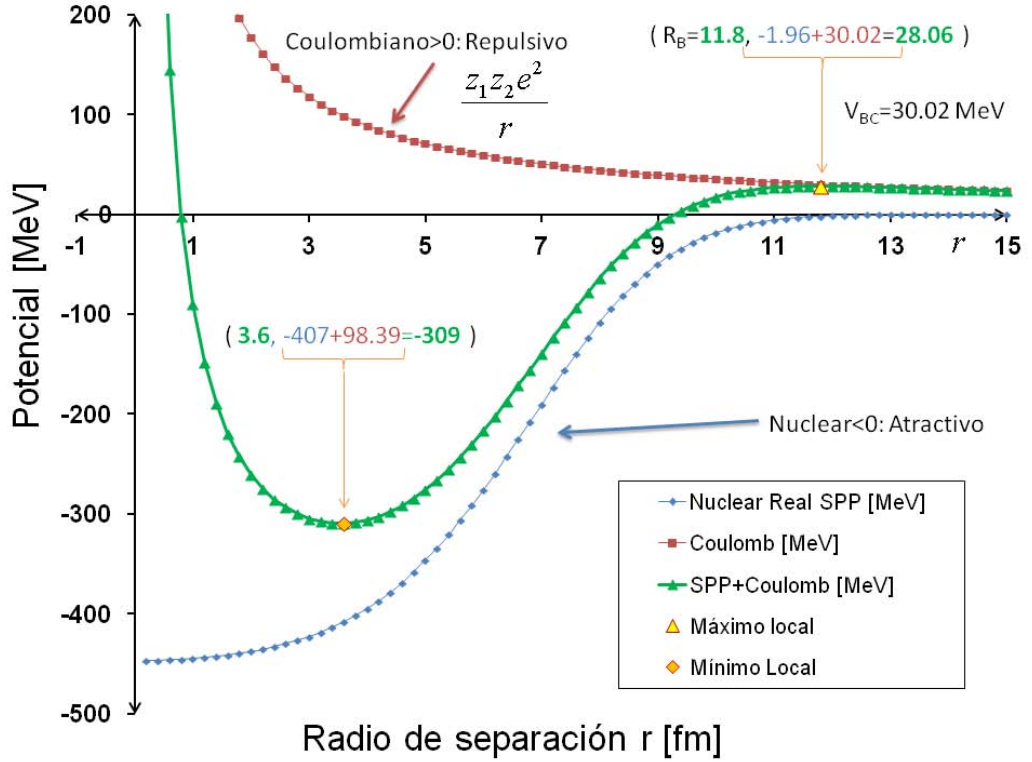
- La segunda es usar el modelo semiempirico de Bass (1980) [Bas80].

$$R_{BC} = R_1 + R_2 + 3,2 \quad (1.16)$$

$$R_i = 1,12A_i^{1/3} - 0,94A_i^{-1/3} \quad (1.17)$$

donde  $i = \{1, 2\}$  y los radios  $R_1({}^9\text{Li}) = 1,82 \text{ fm}$  y  $R_2({}^{208}\text{Pb}) = 6,45 \text{ fm}$  obtenemos el radio de la barrera  $R_{BC} = 11,48 \text{ fm}$  y la energía de la barrera coulombiana  $V_{BC} = 30,85 \text{ MeV (CM)}$ .

- El tercero, partiendo del potencial  $U(r)$  previamente calculado como la suma de las contribución nuclear  $V_N$  y coulombiana  $V_C$ , el radio  $R_{BC}$  corresponde con el máximo local, como se representa con el triangulo amarillo sobre la linea verde en la figura 1.6). En la figura se representa el potencial coulombiano (rojo), nuclear (azul) y la suma (verde). El potencial coulombiano corresponde con la forma típica  $\sim 1/r$ . El



**Figura 1.6:** Potencial nuclear debido a la fuerza coulombiana (rojo), nuclear (azul) y suma (verde) para la reacción  ${}^9\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$ . El potencial de interacción nuclear corresponde al potencial de São Pablo, **São Pablo Potential** (SPP) [CCG<sup>+</sup>02]. El valor de la barrera coulombiana es  $V_{BC} = 30,02$  MeV, resultado de evaluar el potencial coulombiano en el máximo local donde el radio es  $R_{BC} = 11,8$  fm. Los valores (verdes) entre paréntesis son pares ordenados correspondientes a los puntos: mínimo (naranja) y máximo (amarillo) locales del potencial de la interacción.

potencial nuclear ha sido calculado previamente con el potencial de doble plegado, SPP [CCG<sup>+</sup>02]. El máximo del potencial  $U(r)$  está en  $R_{BC} = 11,8$  fm, y la barrera coulombiana es  $V_{BC} = 30,02$  MeV.

Con los distintos métodos se obtienen resultados similares, sin embargo el tercer método puede que sea el más realista ya que incluye potencial nuclear para el cálculo.

Las fuerzas que intervienen en la colisión dependen de la energía de la partícula incidente,  $E_{inc}$ , y por consiguiente de la distancia de máxima aproximación,  $d_0$ , a esa energía. La distancia de máxima aproximación se define como:

$$d_0 = \kappa \frac{z_1 z_2}{E_{inc}} \quad (1.18)$$

Si la distancia de máxima aproximación es mayor que  $R_{BC}$  ( $d_0 > R_{BC}$ ), el proyectil va a experimentar solamente la fuerza coulombiana y la dispersión se puede describir con

la aproximación de Rutherford. Más allá de esta distancia, la probabilidad de dispersión (la sección eficaz)<sup>11</sup> comienza a disminuir rápidamente. La disminución ocurre porque los núcleos se ven afectados no solo por la barrera coulombiana, sino también por las fuerzas nucleares. La interacción provoca una reacción inelástica, el canal elástico disminuye y otros canales se abren, entonces se dice que hay canales de absorción, en analogía con la absorción de luz por un cuerpo negro.

Generalmente, para definir las fuerzas que gobiernan la reacción se usa el parámetro de Sommerfeld  $\eta$ , que se define en función de la carga  $z_1 \cdot z_2$  y la velocidad de la partícula incidente,  $\nu$ , como:

$$\eta = \kappa \frac{Z_1 Z_2}{\hbar \nu} \quad (1.19)$$

Usando el parámetro de Sommerfeld se pueden distinguir tres casos [Mor08]:

- Si  $\eta \gg 1$ , dispersión de Rutherford (elástica), la reacción ocurre a energías por debajo de la barrera coulombiana.
- Si  $\eta \gg 1$ , dispersión de Fresnel, la reacción ocurre en torno a la barrera coulombiana. En la reacción hay una combinación entre la fuerza nuclear y la fuerza coulombiana.
- Si  $\eta \lesssim 1$ , dispersión de Fraunhofer, la reacción ocurre a energías muy por encima de la barrera colombiana.

El estudio de los núcleos por distintas reacciones nucleares se centra actualmente en entender la forma, tamaño, estructura e interacción de los núcleos más exóticos. Es por eso que la siguiente sección se refiere a ellos.

## 1.10. Núcleos exóticos

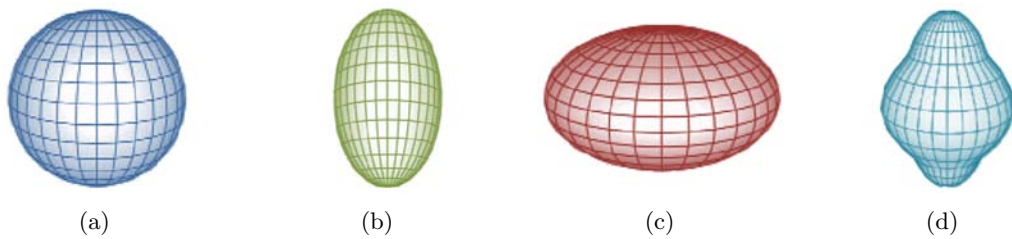
Son núcleos que se producen en reacciones nucleares, en el laboratorio o en el medio estelar, ya que no se pueden encontrar en la naturaleza. Sus cortas vidas medias ( $< s$ ) hacen imposible su almacenamiento en grandes cantidades y es por ello que deben ser estudiados en el laboratorio a través de la producción artificial de un haz secundario, producto de una reacción primaria. El desarrollo de las técnicas y los materiales necesarios para producirlos los hace de gran interés en la carrera de haces radioactivos secundarios. Su producción se hace en las grandes instalaciones de los aceleradores de partículas.

La exploración de los núcleos exóticos se centra en estudiar las siguientes características:

- **Estructura:** Como se distribuyen los nucleones en las distintas capas.
- **Estado del Núcleo:** Generalmente es inestable respecto al desintegración beta.

---

<sup>11</sup>Los dos aspectos más interesantes sobre los cuales se puede obtener información a partir de la dispersión elástica de los núcleos pesados es el tamaño de los núcleos y el potencia que actúa entre ellos.



**Figura 1.7:** Algunos tipos de deformaciones nucleares. (a) Núcleo esférico. (b) Núcleo prolado. (c) Núcleo oblado. (d) Núcleo con deformación hexadecapolar.

- **Tiempo de vida:** Está típicamente entre 1 y 1000 milisegundos, que es largo en comparación con la escala de vida dentro de un núcleo en movimiento ( $\sim 1 \times 10^{-22}$  s [Sta90], pag. 15). Sus tiempos de vida están definidos por la estructura interna de su sistema de nucleones (sistema de varios cuerpos), que se mantiene en un estado ligado (o casi ligado).
- **Tamaños y formas:** Los núcleos existen en variedad de tamaños y formas. Los más pesados pueden ser clasificados por el comportamiento colectivo de sus nucleones desde la esfera ideal hasta los deformados. La mayoría son alargados desde los polos, *prolado* (forma de cigarro, 1.7(b)), y algunos son aplastados en los polos, *oblado* (como un disco, 1.7(c)), también pueden encontrarse combinaciones de los dos, los hexadecapolares, ver figura 1.7(d).
- **Estados excitados:** Los núcleos están gobernados por las leyes de la física cuántica y exhiben estados excitados con energías bien definidas. Sus propiedades se describen bastante bien por la teoría, para el caso de los núcleos estables. El desintegración radioactiva y las colisiones nucleares pueden dejar al núcleo en un estado excitado y el desintegración al estado fundamental se produce por emisión de rayos gamma.

Los núcleos radioactivos se usan para investigación en varias áreas de la ciencia como la física nuclear, astrofísica nuclear, física atómica, física de la materia condensada, radiobiología y física de partículas elementales.

El interés científico en estos núcleos, producidos como haces radioactivos, hace que su producción se vuelva cada vez más eficiente. Se pueden producir los núcleos por dos métodos: el primero mediante una reacción de fragmentación en las que se envía un ion pesado sobre un blanco delgado y los fragmentos de la colisión salen proyectados hacia adelante a una energía similar a la incidente, el método es llamado *In-Flight Separation* (IFS). El segundo, más complejo, con el que se obtiene mejor resolución en energía es llamado *Isotope Separator OnLine* (ISOL) y el proceso se puede resumir básicamente en tres etapas: producción, selección y aceleración, que se explican a continuación:

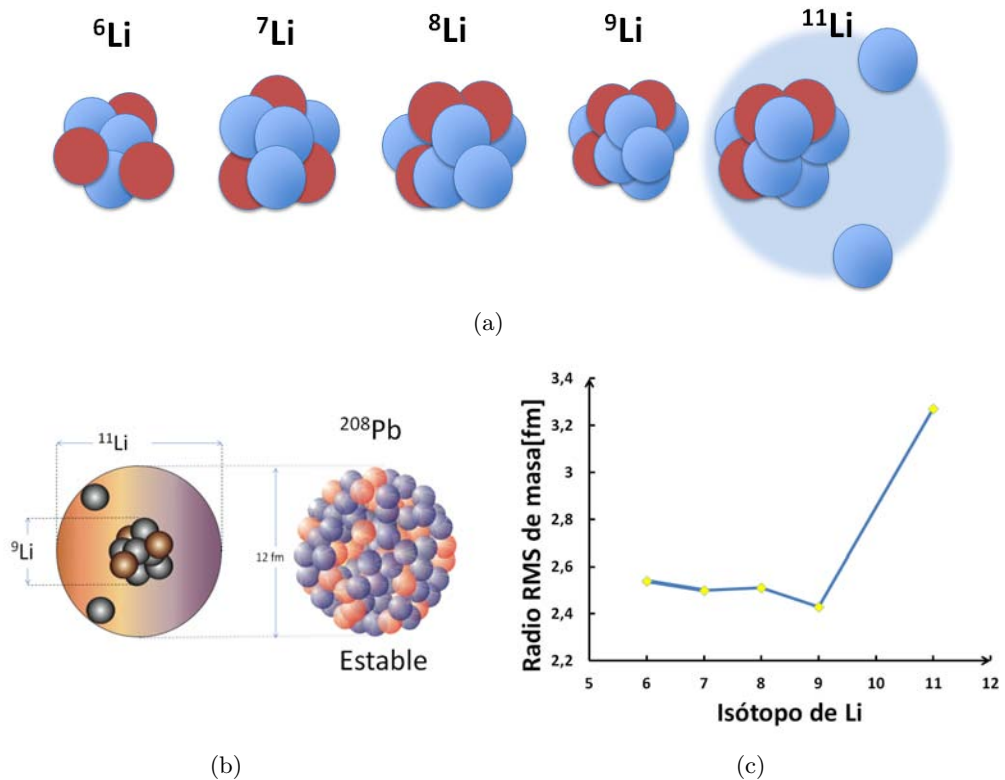
- **Producción:** Los protones de alta energía provenientes del acelerador primario colisionarán en un blanco generalmente de UC<sub>2</sub> (64 %) o Ta (7 %)<sup>12</sup> produciendo diferentes tipos de reacciones y produciendo un amplio rango de elementos. En una colisión primaria se producen principalmente sus estados excitados pero ellos caen a su estado fundamenta antes de la colisión con el blanco secundario.
- **Selección:** La producción de un haz de un núcleo exótico no requiere solamente seleccionar el material adecuado sino también, los métodos de extracción del núcleo como ion (con menos electrones que los átomos) y su separación electromagnética de otras especies producidas.
- **Aceleración:** El núcleo es seleccionado de acuerdo a su masa y finalmente acelerado linealmente en una o varias etapas, en el laboratorio ISOLDE del CERN puede llegar a energías de hasta 3 MeV/u hasta el blanco secundario.

Los primeros experimentos con haces secundarios fueron enfocados a medir la probabilidad de interacción de un proyectil con un blanco. Luego resultó que el núcleo eyectil podía partirse y separarse en fragmentos con masa diferente. Esto dio paso a entender los mecanismos que dominan las reacciones nucleares, tales como la ruptura directa del núcleo, la transferencia al continuo y la dispersión elástica, procesos fundamentales en el estudio de los núcleos con halo a distintas energías.

### 1.11. Núcleos con halo

Lejos del valle de la estabilidad podemos encontrar núcleos con estructuras exóticas con gran extensión espacial (en comparación con sus vecinos) y tiempos de vida muy cortos llamados núcleos con halo, o simplemente núcleos halo. La extensión espacial característica de los núcleos halo está relacionada con la baja energía de ligadura de los últimos nucleones de valencia y produce que la sección eficaz de interacción aumente en comparación a la de sus vecinos. Su estructura no está relacionada con su vida media, sino con el hecho de una pequeña energía de enlace para los últimos nucleones y con la orbita en que estos nucleones se encuentra, es decir, predominantemente onda *s* ó *p*. Los núcleos halo existen con estructuras de neutrones o de protones, siendo más comunes las de neutrones. Esto se entiende porque para los protones es difícil superar la barrera coulombiana, limitando su existencia a  $z \leq 10$ . Los halos de neutrones se encuentran en su estado fundamental con estructura uno ó dos neutrones como el <sup>11</sup>Be y <sup>11</sup>Li, respectivamente, y los más exóticos como <sup>8</sup>He y <sup>19</sup>B tiene una estructura compleja de cuatro neutrones ( $4n$ ) con una distribución de densidad que puede ser apropiado llamar piel de neutrones (*neutron skin*) en vez de halo. Los halo de protones se encuentran con estructuras de uno o dos protones. Existen tres candidatos, dos en su estado fundamental <sup>8</sup>B y <sup>17</sup>Ne con halo de uno y dos protones respectivamente, y uno en su primer estado excitado <sup>17</sup>F con halo de un protón. El núcleo con halo más estudiado es <sup>11</sup>Li, con un halo de dos neutrones de muy baja energía de enlace, es el arquetipo de su familia.

<sup>12</sup>Este dato es acorde al consumo de blancos en el laboratorio de Física Nuclear ISOLDE del CERN

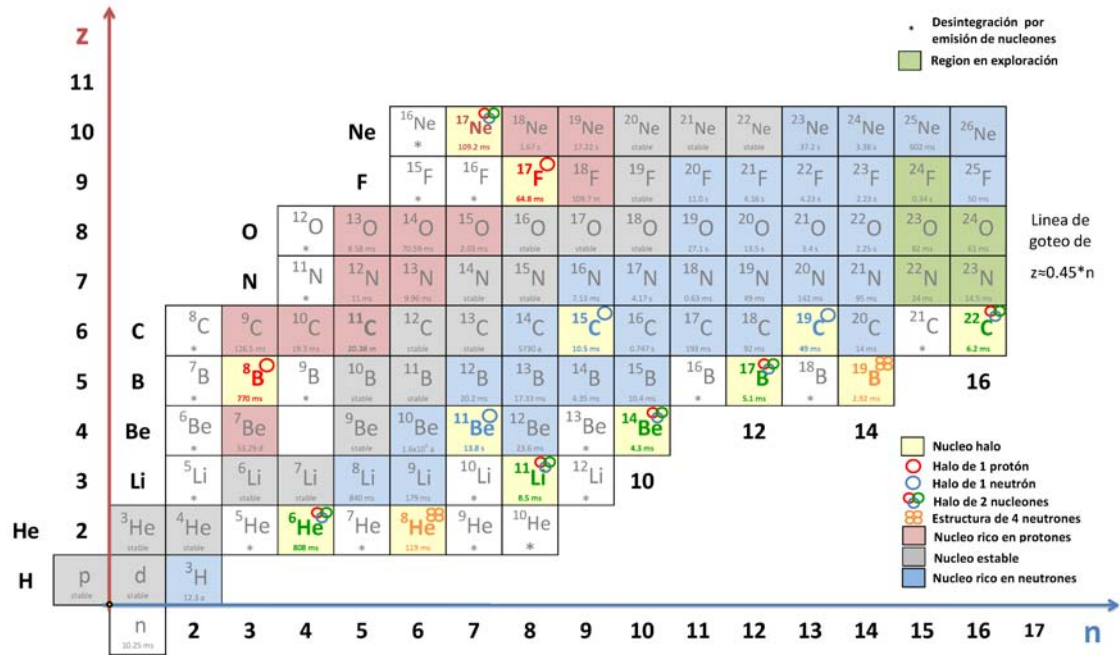


**Figura 1.8:** Estructura y radio de los isótopos de Li. (a) Ilustración de la estructura y radio de los isótopos de Li, desde la masa  $A = 6$  hasta  $A = 11$ . En el caso del  $^{11}\text{Li}$  se muestra la estructura de  $\text{core}+2n$ . (b) Se ilustran comparativamente los núcleos de  $^{11}\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$  y de  $^{208}\text{Pb}$ . La distribución de probabilidad espacial para los nucleones varía mucho de la estructura del  $^{11}\text{Li}$  a la del  $^{208}\text{Pb}$ , aunque ambos tienen un tamaño similar de  $\sim 12$  fm [Ann90, VGHA<sup>+</sup>00]. (c) Radio de materia para los distintos isótopos de Li, medido por Tanihata et al. en 1985 [THH<sup>+</sup>85].

La figura 1.8 muestra la estructura (1.8(a)) y el aumento del radio (1.8(c)) del  $^{11}\text{Li}$  comparando con sus isótopos vecinos. La extensión espacial del  $^{11}\text{Li}$  es tan extrema que es comparable con núcleos diecinueve veces más pesados como el  $^{208}\text{Pb}$ , figura 1.8(b) [VGHA<sup>+</sup>00]. Esto resulta de una estructura prácticamente triangular.

Los núcleos con halo son un fenómeno cuántico donde uno o más nucleones de valencia (generalmente neutrones) están desacoplados espacialmente del sistema central. Se espera que los nucleones pasen más de la mitad del tiempo de vida del núcleo fuera del potencial de ligadura nuclear,  $V(r)$ . Es decir, los últimos nucleones de valencia se desplazan por efecto túnel, “tunelizan”<sup>13</sup> a largas distancias haciendo que el extremo de la función de onda se extienda, prolongando su distribución espacial. La “tunelización” puede ser entendida como

<sup>13</sup>“Tunelizar”, se refiere al “efecto túnel”, que ocurre cuando una partícula accede a estados del continuo (estados de partícula libre) al sobrepasar una barrera de potencial mayor que su energía cinética intrínseca, quebrantando los principios de la mecánica clásica.



**Figura 1.9:** Fragmento de la carta de nucleidos para núcleos ligeros. Los cuadros grises, rojo y azul representan los núcleos estables, ricos en protones y ricos en neutrones respectivamente. Los cuadros amarillos indican los núcleos con halo. Los letras en rojo y azul indican los núcleos con halo de un protón y un neutrón respectivamente. Las letras en verde y naranja son los núcleos con halo de dos y cuatro neutrones. Los halos borromeo se representan con tres círculos entrecruzados.

un efecto umbral de la estructura halo debido a la poca energía de enlace de los nucleones y a la baja barrera centrifuga.

La figura 1.9 muestra la carta de nucleidos para masa ligeras, se representa en amarillo los núcleos halo conocidos y reportados en el último artículo de revisión [Rii12]. En letras rojas los núcleos con halos de uno ( $^8\text{B}$  y  $^{17}\text{F}^*$ ) y dos ( $^{12}\text{Ne}$ ) protones. En letras azul y verde, los halos de neutrones, correspondientes con halos de uno ( $^{11}\text{Be}$ ,  $^{15}\text{C}$  y  $^{19}\text{C}$ ) y dos ( $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$  y  $^{22}\text{C}$ ) de neutrones. En naranja los núcleos ( $^8\text{He}$  y  $^{19}\text{B}$ ) con cuatro neutrones débilmente ligados. Los núcleos halo de dos neutrones son los más comunes y a la vez los más interesantes, son llamados núcleos borromeicos, núcleos para los que cualquier subsistema binario no tiene estados ligados, en la figura 1.9 se representan con tres círculos. El estudio de núcleos con halo de dos neutrones permite aprender, en un sistema cuasi-libre, las correlaciones neutrón-neutrón. Un ejemplo es el  $^6\text{He}$ , que tiene un *core* de  $^4\text{He}$  y un halo de dos neutrones, pero cuyos subsistemas  $n + n$  o  $\alpha + n$  no forman un estado ligado [ZDF<sup>+</sup>93]. Los radios (*core* y de materia), la energía de ligadura, la estructura (*core*+halo) y momento angular para estos núcleo se presentan en la tabla 1.1. Donde el  $^{11}\text{Li}$  tiene el segundo radio de materia ( $r_m = 3,53(10)$  fm) mayor de la tabla, solo superado por radio de materia del  $^{22}\text{C}$  con  $r_m = 5,4(9)$  fm, que tiene una energía de ligadura un poco mayor.

Históricamente, el incremento en el radio de masa extraído de las secciones eficaces de

**Tabla 1.1:** Propiedades de los núcleos halo [Rii12]. Radio del *core* ( $r_{core}^{rms}$ ), radio de materia ( $r_{materia}^{rms}$ ), momento angular ( $\ell$ ) y energía de ligadura, B, para los nucleones del halo.

Núcleo	<i>core</i>	halo	$\ell$	B[MeV]	$r_{core}^{rms}$ [fm]	$r_{materia}^{rms}$ [fm]
${}^6\text{He}$	$\alpha$	$n + n$	1	0,97475(42)	1,58(4)	2,54(4)
${}^{11}\text{Li}$	${}^9\text{Li}$	$n + n$	0,1	0,3691(11)	2,30(2)	3,53(10)
${}^{14}\text{Be}$	${}^{12}\text{Be}$	$n + n$	0,1,2	1,26(13)	2,59(6)	3,10(15)
${}^{17}\text{B}$	${}^{15}\text{B}$	$n + n$	0,2	1,34(17)	2,59(3)	2,90(6)
${}^{19}\text{B}$	${}^{17}\text{B}$	$n + n$	2?	1,1(4)	2,59(3)	2,90(6)
${}^{22}\text{C}$	${}^{20}\text{C}$	$n + n$	0?	0,4(3)	2,98(5)	5,4(9)
${}^{17}\text{Ne}$	${}^{15}\text{O}$	$p + p$	0,2	0,9331(6)	2,44(4)	2,75(7)
${}^{11}\text{Be}$	${}^{10}\text{Be}$	$n$	0	0,50163(25)	2,28(2)	2,90(5)
${}^{11}\text{Be}^*$	${}^{10}\text{Be}$	$n$	1	182	2,28	—
${}^{15}\text{C}$	${}^{14}\text{C}$	$n$	0	1,2181(8)	2,30(7)	2,50(8)
${}^{19}\text{C}$	${}^{18}\text{C}$	$n$	0	0,58(9)	2,82(4)	3,23(8)
${}^{31}\text{Ne}$	${}^{30}\text{Ne}$	$n$	0	0,3(2)	?	?
${}^{35}\text{Mg}$	${}^{34}\text{Mg}$	$n$	0	0,323(13)	3,23(13)	3,40(24)
${}^8\text{B}$	${}^7\text{Be}$	$p$	1	136,4(10)	2,31(5)	2,5(4)
${}^{17}\text{F}^*$	${}^{16}\text{O}$	$p$	0	0,105	2,72	—

interacción de reacciones para los isótopos de litio con blancos ligeros a 790 MeV/u fue observado por primera vez en 1985 por Tanihata *et al.* [THH<sup>+</sup>85], en Bevelac<sup>14</sup>.

En 1987 Hansen y Jonson [HJ87], en analogía con la estructura del deuterio, sugirieron la estructura de núcleo con halo, para poder explicar los radios nucleares anormalmente grandes que presentaban algunos núcleos como el  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  y  ${}^{11}\text{Be}$ .

En 1988, Kobayashi [KYO<sup>+</sup>88] midió en Bevelac la distribución transversal de momento de  ${}^9\text{Li}$  para la ruptura del sistema halo de  ${}^{11}\text{Li}$  a 0,79 GeV/u, con un blanco ligero de C, reveló ser muy estrecha en comparación con los núcleos cercanos. La estrecha distribución de momento, se asoció a una extensa deslocalización espacial, basándose en el principio de incertidumbre de Heisenberg  $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$ .

En 1990, R. Anne [Ann90] estudió la sección eficaz y la distribución angular de  ${}^{11}\text{Li}$  en GANIL a 29 MeV/u para ángulos pequeños con tres blancos de masas ligeras, intermedias y pesadas, con el objetivo de caracterizar los tres mecanismos de reacción fundamentales: disociación coulombiana, absorción y difracción de los neutrones del halo. El primero es dominante para núcleos con Z alto y los restantes dos dominan en blancos ligeros.

En 1992 B. Blank [BGG<sup>+</sup>92] estudio en SATURNE<sup>15</sup> el radio de carga para los isótopos

<sup>14</sup>Bevelac es un laboratorio de Lawrence Berkeley.

<sup>15</sup>SATURNE es un sincrotrón en Saclay, Francia.

de litio  $^8,9,11\text{Li}$  en blancos de C y Pb a  $\sim 80$  MeV/u, descubriendo que el radio de carga se mantiene constante aunque la sección eficaz total aumente con el número másico, demostrando así que la densidad de distribución de protones para los isótopos de Li se mantiene constante.

En 1997, Misu [MNAb97] hizo un estudio teórico detallado para sistemas halo de dos cuerpos (*core* y halo) y predijo que para bajas energía de ligadura cercanas a cero la deformación del *core* y el halo están totalmente determinadas por la estructura espacial de la función de onda del nucleón de valencia, independientemente de la forma del *core*.

En 2001, Jensen [JZ01] dio una definición para los núcleos halos, donde la función de onda debe de tener más del 50% de su distribución de probabilidad fuera del rango del potencial del *core* y con una definida estructura de cluster. Actualmente no hay una definición aceptada, pero la mayoría de los autores están de acuerdo con la definición dada por Jensen.

Los estudios actuales buscan la existencia de nuevos núcleos halo en la región verde de la figura 1.9, y realizan experimentos a energías cercanas a la barrera coulombiana para entender con precisión los mecanismos de reacción y la estructura de estos núcleos.

Desde el descubrimiento de los núcleos con halo, los desarrollos teóricos han tenido un avance importante. El progreso en la descripción teórica según Al-Khalili [AK] puede ser dividido en tres períodos:

- 1985-1992: es la etapa inicial, donde el interés de los teóricos se restringió a los estudios a altas energías, donde los mecanismos de reacción son más simples. En esta etapa se logró reproducir los observables para la secciones eficaces de reacción y disociación coulombiana, así como las distribuciones de momento después de la ruptura del los núcleos.
- 1992-2000, período de cálculos con pocos cuerpos: se modelaron las reacciones simplificando la estructura del proyectil a funciones de uno o dos cuerpos. La aproximación adiabática fue comúnmente utilizada en este periodo. Se inició usando métodos como el *Distorted Wave Born Approximation* (DWBA) pero luego fue necesario incluir las excitaciones del continuo (canales del continuo) para hacer cálculos más complejos, discretizando el continuo con el método *Continuum-Discretised Coupled Channels* (CDCC).
- 2000-2012, período de modelos microscópicos: se han desarrollado modelos microscópicos con muchos cuerpos que incorporan detalles de la estructura del proyectil y reproducen los efectos de la dinámica de pocos cuerpos. Actualmente, para extender el rango de aplicabilidad de los modelos de reacciones a pocos cuerpos se utiliza el método CDCC pero se deben incluir cuidadosamente los mecanismos de reacción, así como acoplos de canales adicionales.

Los desarrollos experimentales y teóricos sobre los núcleos halo han permitido a concluir que tienen las siguientes propiedades:

- La inhomogeneidad entre la distribución de protones y neutrones, hace que el grosor o difusividad de la superficie nuclear dependa de la separación en energía de los últimos

neutrones. Como consecuencia, se forman una materia difusa y extensa llamada halo que rodea al *core*. Los casos más prominentes son los halos de neutrones.

- La sección eficaz de interacción es grande en comparación con los núcleos vecinos, debido al extenso radio de materia que excede la dependencia con  $A$  (ecuación 1.9) cerca del valle de estabilidad.
- Como consecuencia del principio de incertidumbre de Heisenberg la extensión de las funciones de onda espaciales implican una estrecha distribución de momento.
- Los estados halo deben tener una barrera de momento (barrera centrifuga) relativamente baja ( $l = \{0, 1\}$ ) para permitir a los nucleones del halo “tunelizar” fuera del alcance de la fuerza fuerte, dominan las ondas  $s$  o  $p$ . La distribución espacial del halo de protones es menor en comparación con el de neutrones debido a que la barrera de Coulomb adicional impide su formación.
- Una característica especial de los halos de dos neutrones es que son borromeos, es decir, que cualquiera de sus tres subsistemas binarios no dan lugar a un estado ligado.

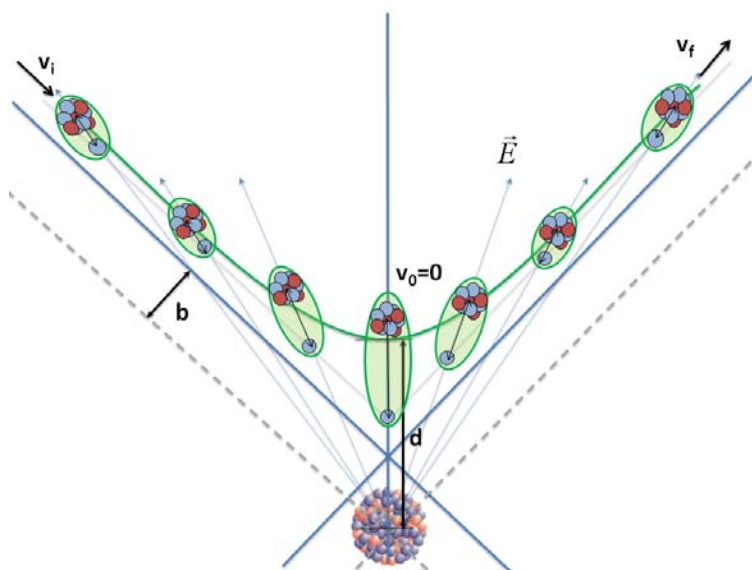
El estudio de la estructura y dinámica de los núcleos halo, como el  $^{11}\text{Li}$ , hace necesario conocer el comportamiento de sus isótopos de Litio con precisión, para poder comprender mejor todas sus particularidades de halo, especialmente cuando se polariza con un campo eléctrico externo.

## 1.12. Polarizabilidad dipolar

La mayoría de los núcleos tiene una estructura compacta, con una distribución uniforme de protones y neutrones, de manera que es razonable suponer que los nucleones están organizados tal que el centro de la distribución de carga corresponde con el centro de masa. Para los núcleos con halo esto no sucede, la distribución de carga y masa no solo tiene distinta extensión sino además los nucleones de valencia desplazan el centro de masa del centro de carga del *core*. En presencia de un campo eléctrico intenso la distorsión de la función de onda, generada por el desplazamiento de carga con respecto al centro de masa induce un momento dipolar polarizando el núcleo en dirección del campo eléctrico externo.

La polarizabilidad es la tendencia de los núcleos a distorsionar (deformar) su distribución de carga. La distorsión puede ser causada por un núcleo pesado con  $Z$  alto como el  $^{208}\text{Pb}$  que proporciona un campo eléctrico externo. En el caso de un núcleo con distribución de carga esférica, el campo eléctrico tendrá dirección radial. Así la polarizabilidad dipolar es un efecto dinámico que se produce durante la interacción de los núcleos. Y consiste en excitar los estados, de paridad negativa ( $\pi = (-1)^\ell$ ), del dipolo eléctrico ( $\ell = 1$ ) en presencia de un campo eléctrico intenso.

En las reacciones nucleares producidas por haces estables la polarizabilidad dipolar (dipolarizabilidad) usualmente es despreciable debido a la gran energía de ligadura de sus nucleones que en promedio es 8 MeV, pero para los núcleos ligeros es 4 ó 5 MeV lo que explica

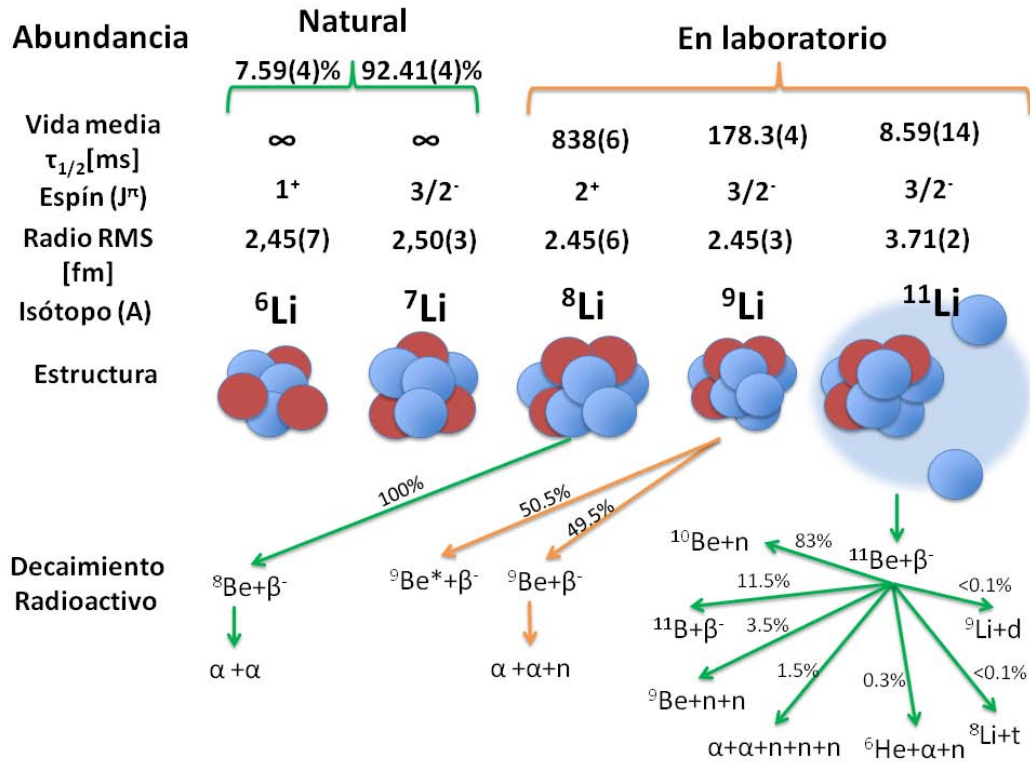


**Figura 1.10:** Ilustración de la polarizabilidad dipolar del núcleo,  $^{11}\text{Be}$ , con halo de un neutrón y con *core* de  $^{10}\text{Be}$ . Se muestra el esquema para una reacción a energía inferior a la barrera coluombiana (30 MeV [AAA<sup>+</sup>09]). Se ilustra la polarización inducida al  $^{11}\text{Be}$  por el intenso campo coluombiano  $\vec{E}$  del núcleo pesado de alto  $Z$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Se ha variado la distancia entre el *core* y el halo para representar el punto de máxima excitación del núcleo, donde es más sensible a la disociación. Esto es, cuando el centro de masas del núcleo alcanza la distancia de máxima aproximación al blanco  $d$ , donde la componente radial para la velocidad del proyectil cambia de sentido después de detenerse ( $v_0 = 0$ ) en su trayecto hiperbólico (curva verde). Se muestran el parámetro de impacto ( $b$ ) definido como la distancia al blanco desde una asíntota (línea azul) a la trayectoria hiperbólica del centro de masa. Además se representa la velocidad y dirección del centro de masas al inicio ( $v_i$ ) y al final de la interacción ( $v_f$ ).

el proceso de fusión. La estructura de los núcleos con halo de neutrones dependen de la baja energía de ligadura de sus últimos neutrones, por eso el sistema es fácilmente polarizable. En el centro de masa, el *core*, que está cargado positivamente, se desplazará en dirección del campo eléctrico alejándose del blanco, mientras que el halo de neutrones mantiene su inercia oponiéndose a este movimiento, como se muestra en la figura 1.10.

El proceso de dispersión elástica en núcleos pesados está fuertemente afectado por la polarizabilidad, especialmente a energías por debajo de la barrera coulombiana donde los efectos nucleares no son tan importantes. Bajo la barrera coulombiana la dipolarizabilidad afecta la dispersión elástica reduciendo la sección eficaz elástica de dos maneras [AGC99]: primero, el proceso de disociación coulombiana<sup>16</sup> abre canales de absorción. Segundo, el desplazamiento de carga del *core* con respecto al centro de masa del núcleo proyectil, hace que éste tienda a separarse del blanco, reduciendo la repulsión coulombiana.

<sup>16</sup>La disociación coulombiana también es conocida como ruptura coulombiana.



**Figura 1.11:** Propiedades de los isótopos de Li con masa con masa A=6-11. Se muestra abundancia, vida media, espín, radio de materia ( $r_{RMS}$ ), estructura y modos de desintegración radioactiva.

### 1.13. Isótopos de Li

La cadena de isótopos de litio se compone de dos isótopos naturales <sup>6,7</sup>Li, con abundancias de 7,59(4) % y 92,41(4) % respectivamente, y tres isótopos radiactivos <sup>8,9,11</sup>Li que solamente existen en laboratorios. También se puede producir isótopos de <sup>3,4,5</sup>Li y <sup>10,12</sup>Li, pero estos desaparecen en tiempos menores a 10 ns por emisión de protones y neutrones, respectivamente y se denominan núcleos resonantes

Las vidas medias y modos de desintegración que se muestran esquemáticamente en la figura 1.11, son importantes en relación con el procedimiento de detección. El espín-paridad  $J^\pi$  y momento magnético dipolar ( $\mu_I$ ), que están en la tabla 1.2, son sensibles a los nucleones que orbitan en estados de valencia no apareados con espín cero. Cuando  $\mu_I$  se acerca al valor de Schmidt del modelo de partícula independiente, indica que el modelo de capas se aproxima adecuadamente a la estructura del núcleo. El momento cuadrupolar eléctrico ( $Q$ ) de la tabla 1.2, da información de la distribución de materia, porque es proporcional al cuadrado del radio de carga  $\langle r_c^2 \rangle$ , que es a su vez sensible a la distribución de carga así como a la deformación. Otros valores interesantes como la masa y el radio de materia también se indican en la tabla 1.2.

**Tabla 1.2:** Propiedades nucleares del estado fundamental de los isótopos de litio. Espin y paridad  $J^\pi$ , vida media  $\tau_{1/2}$ , Masa M, momento dipolar magnético  $\mu_I$ , momento cuadrupolar eléctrico  $Q_0$ , raíz cuadrática media del radio de masa  $r_m$  ( $r_m^2 = \langle r^2 \rangle = \frac{3}{5}R^2$ ).

A	$J^\pi$	$\tau_{1/2}$ [ms]	Desintegración	M[u]	$\mu_I[\mu_N]$	$Q_0$ [mb]	$R_m$ [fm]
3	—	p-Inestable	p?	3,030775(2147) <sup>#</sup>	—	—	—
4	2 <sup>-</sup>	91(9) ys	p	4,027185559(227733)	—	—	—
5	3/2 <sup>-</sup>	370(30) ys	p	5,012537800(53677)	—	—	—
6	1 <sup>+</sup>	Estable	IS=7,59(4)	6,01512288741(155)	0,8220473(6)	-83(8)	2,45(7)
7	3/2 <sup>-</sup>	Estable	IS=92,41(4)	7,01600342665(454)	3,2564625(4)	-40,6(8)	2,50(3) <sup>†</sup>
8	2 <sup>+</sup>	840,3(09)	$\beta^-$ -=100; $\beta^-$ $\alpha$ =100	8,022486238(50)	1,65340(2)	32,7(6)	2,45(6)
9	3/2 <sup>-</sup>	178,3(4)	$\beta^-$ =100; $\beta^-$ $n$ =100	9,026790199(92)	3,4391(6)	30,6(2) <sup><math>\mu</math></sup>	2,45(3) <sup><math>\nu</math></sup>
10	(1 <sup>-</sup> ,2 <sup>-</sup> )	2,0(5) zs	n=100	10,035483462(13655)	—	—	—
10 <sup>m</sup>	1 <sup>+</sup>	3,7(15) zs	IT=100	—	—	—	—
10 <sup>n</sup>	2 <sup>+</sup>	1,35(24) zs	IT=100	—	—	—	—
11	3/2 <sup>-</sup>	8,75(14)	$\beta^-$ =100; $\beta^-$ $n$ =84.9(8); .....	11,04372363(69) <sup>a</sup>	3,668(3)	-31(5)	3,71(20) <sup><math>\nu</math></sup>
12	—	< 10 ns	n?	12,052517495(16147)	—	—	—
Ref.	[ABBW03]	[ABBW03]	[ABBW03]	[AWT03] <sup>a</sup> [SBB <sup>+</sup> 08]	[Sto05]	[Sto05] <sup><math>\mu</math></sup> [BBB <sup>+</sup> 05]	[EAA <sup>+</sup> 02] <sup><math>\nu</math></sup> [DAA <sup>+</sup> 06] <sup>†</sup> [THH <sup>+</sup> 85]

<sup>#</sup> Valor teórico.

IS: Abundancia en la naturaleza.

TI: Transición interna.

El primero de los isótopos radiactivos es el  ${}^8\text{Li}$ , tiene una vida media de 838(6) ms [AWT03], se desintegra a través de emisión  $\beta^-$ , seguida por la desintegración del  ${}^8\text{Be}$  en dos partículas  $\alpha$ . Su estado fundamental tiene un espín y paridad de  $J^\pi = 2^+$ , y un radio de materia de 2,45(6) fm [EAA<sup>+</sup>02]. El momento magnético dipolar y cuadrupolar eléctrico son de  $\mu_I = 1,65340(2)\mu_N$  y  $Q_0 = 32,7(6)$  mb [Sto05], respectivamente. Tiene tres estados excitados muy estudiados [TKG<sup>+</sup>04] a 0,9808(1000), 2,255(3000) y 6,53(20) MeV de espín 1<sup>+</sup>, 3<sup>+</sup> y 4<sup>+</sup> respectivamente, se tiene evidencia de dos estados excitados más a 9,67 MeV,  $J^\pi = 1^+$  y 10,8(55) MeV,  $J^\pi = 0^+$ , además de varias resonancias a 3,21, 5,4, 6,1(1000), 7,1(1000) y (9) MeV de energía de excitación.

El segundo de los isótopos es el  ${}^9\text{Li}$ , un núcleo exótico con una vida media menor de 178,3(4) ms [AWT03] hasta desintegrarse por dos modos de desintegración  $\beta^-$ : el primero, el más probable (50,5%) va directamente al estado fundamental del isótopo estable  ${}^9\text{Be}$ , mientras que el segundo (49,5%) produce un estado de excitado,  ${}^9\text{Be}^*$ , que a su vez se desintegra en dos  $\alpha$  y un neutrón. Su estado fundamental tiene un espín y paridad  $J^\pi = 3/2^-$  y un radio de materia de 2,45(3) fm [DAA<sup>+</sup>06]. El momento magnético dipolar y cuadrupolar eléctrico han sido reportados en [Sto05]. Los valores más recientes y precisos para su estado fundamental son  $\mu_I = +3,46678(6)\mu_N$  y  $Q_0 = -30,6(2)$  mb [BBB<sup>+</sup>05].

El primer estado excitado conocido para el  ${}^9\text{Li}$  es  $J^\pi = 1/2^-$  con una energía de excitación de 2691(5) keV. El siguiente estado conocido es una resonancia ( $5/2^-$ ) con una energía de excitación 4296(16) keV (con  $\Gamma_{CM} = 100(30)$  keV). Hay evidencia experimental de dos estados más con 5380(60) ( $\Gamma_{CM} = 600(100)$  keV) y 6430(15) keV (con  $\Gamma_{CM} = 40(10)$  keV)[TKG<sup>+</sup>04].

Cálculos recientes *ab initio* NCSM [LKB<sup>+</sup>09] dan estimaciones de los elementos de matriz para los estados  $J^\pi = 5/2^-$  y  $7/2^-$ , pero estas transiciones no han sido medidas.

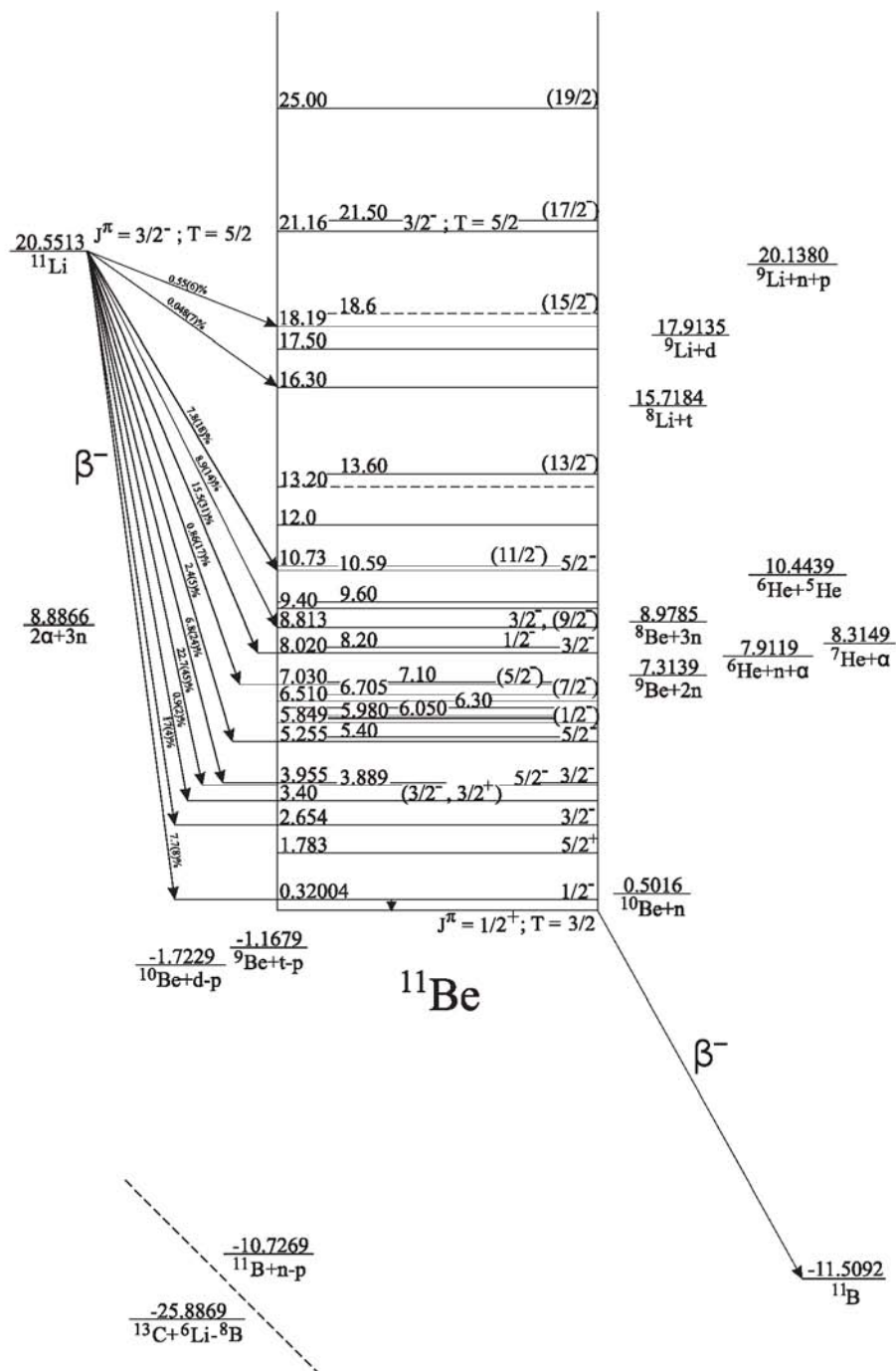
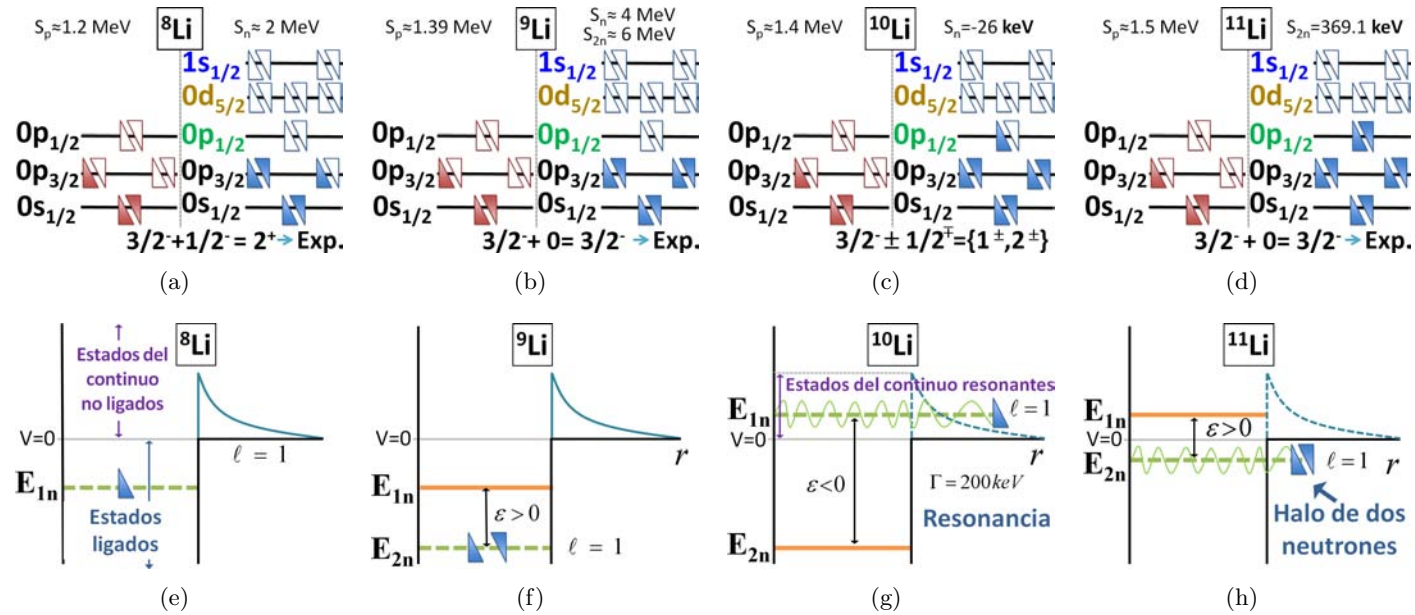


Figura 1.12: Esquema de desintegración del  $^{11}\text{Li}$  y los estados que puebla en el  $^{11}\text{Be}$ . Figura de [KKP<sup>+</sup>12].

El tercero, el  $^{11}\text{Li}$ , el más pesado y exótico de los isótopos de Li, fue observado por primera vez en 1966 [PCHC66]. Con una vida media de 8,75(14) ms [KKP<sup>+</sup>12], se desintegra por emisión  $\beta^-$  en  $^{11}\text{Be}$ , solo un 7% va a los estados ligados, el resto se abre a diversos canales:  $^{10}\text{Be}+n$  (83%),  $^{11}\text{B} + \beta^-$  (11.5%),  $^9\text{Be}+n+n$  (3.5%),  $\alpha + \alpha+n+n+n$  (1.5%),  $^6\text{He}+\alpha+n$  (0.3%),  $^8\text{Li}+t$  (0.01%) y  $^9\text{Li}+d$  (0.013%). Este último es consecuencia de la estructura de halo ( $S_{2n} = 320,04(1)$  keV [KKP<sup>+</sup>12]) y se ha demostrado que corresponde a un tipo especial de desintegración que sin pasar a  $^{11}\text{Be}$  ocurre directamente al continuo. Estos modos de desintegración se muestra en la figura 1.12 y se resumen en la figura 1.11. El espín y paridad son  $J^\pi = 3/2^-$  del estado fundamental. El momento cuadrupolar  $Q_0 = -3,1(5)$  mb fue determinado en 1992 por Arnold *et al.* [Arn92] y difiere en signo con el de su *core*, prolado. Esta diferencia indica que los dos neutrones débilmente ligados polarizan la distribución de protones del *core*. El momento magnético  $\mu_I = 3,668(3)\mu_N$  fue medido en 1987, y corresponde con el valor de Schmidt para estados esféricos  $p_{3/2}$ . No se conocen estados excitados ligados pero se han identificado varias resonancias a 1,1 MeV ( $\Gamma \approx 0,5$  MeV) y 2,5 MeV ( $\Gamma \approx 1,5$  MeV) [TKG<sup>+</sup>04]. La masa del  $^{11}\text{Li}$  ha sido determinada por espectrometría de masas en 2008, mismo experimento en que se determinó con mayor precisión la energía de ligadura de los últimos dos neutrones de valencia,  $S_{2n} = 369,15(65)$  keV [SBB<sup>+</sup>08]. El radio de materia  $r_m$  fue determinado, por primera vez, por Tanihata *et al.* [THH<sup>+</sup>85] al estudiar la sección eficaz de interacción (a 790 MeV/u) de los fragmentos radioactivos secundarios obteniendo un valor de 3,27(24) fm, sugirió que este efecto podría deberse a una larga deformación en la distribución de materia por los nucleones débilmente ligados. En 1996 Al-Khalili [AKTT96] recalculó nuevamente el radio de masa disminuyendo el error hasta el valor de  $r_m = 3,53(10)$  fm. La última determinación fue hecha en 2006 [DAA<sup>+</sup>06], con un valor de  $r_m = 3,71(20)$  fm, que a pesar de no ser tan precisa es consistente con el valor anterior.

En la figura 1.13 se resumen, con el modelo de capas, las propiedades de espín y paridad del los isótopos de litio de la masa  $A = 8-11$ , mostrando el efecto de emparejamiento de neutrones, que favorece la estabilidad del sistema. Las figuras (a), (b), (c) y (d) muestran, la representación usando el modelo de capas. Los triángulos representan los estados de los nucleones. En rojo estados para los protones, en azul estados para los neutrones y en blanco estados sin poblar. Se muestra también la energía de separación para un protón ( $S_p$ , parte superior izquierda) que aumenta con la masa, y para uno o dos neutrones ( $S_n$  ó  $S_{2n}$ , parte superior derecha). Los posibles estados,  $J$ , están dados por los límites (máximo y mínimo)  $|j_n - j_p| < J < j_n + j_p$ , donde  $j_x$  es el momento angular de los protones ( $x = p$ ) y de los neutrones ( $x = n$ ). La paridad se calcula como el producto de las paridades  $\pi = \pi_n \pi_p$ , con  $\pi_x = (-1)^{\ell_x}$ . La figura (a) se muestra el caso de  $^8\text{Li}$ , con un protón y un neutrón desapareados. Su espín y paridad se han establecido experimentalmente en  $J^\pi = 2^+$ . La figura (b) se muestra, el  $^9\text{Li}$ , el espín lo determina completamente su protón desapareado ( $\ell = 1$ ) con  $J^\pi = 3/2^-$ . La figura (c) muestra el caso de  $^{10}\text{Li}$ , una resonancia con anchura de 200 keV [Jep04, JMB<sup>+</sup>06]. El estado fundamental debería tener el s-doblete ( $1^+$  y  $2^+$ ), como se representa en la figura. Sin embargo, tiene un estado intruso ( $1s_{1/2}$ ) que hacen posible el p-doblete ( $1^-$  y  $2^-$ ), entonces el estado fundamental acede a  $J^\pi = \{1^\pm, 2^\pm\}$  La figura (d) se muestra el estado fundamental de  $^{11}\text{Li}$ . Donde el último protón determina  $J^\pi$ .



**Figura 1.13:** Ilustraciones para los isótopos de  ${}^{8-11}\text{Li}$ . Las figuras (a), (b), (c) y (d) son los estados del núcleo de acuerdo con el modelo de capas. Las figuras (e), (f), (g) y (h) muestran esquemáticamente, en negro un potencial nuclear puro (pozo cuadrado) más la barrera centrifuga,  $\ell(\ell + 1)/r^2$  con  $\ell = 1$ . El potencial coulombiano no se representa ya que los neutrones no se ven afectados por él. Para más detalles ver texto.

Las figuras (e), (f), (g) y (h) muestran esquemáticamente, para los isótopos de  ${}^{8-11}\text{Li}$ , en negro un potencial nuclear puro (pozo cuadrado) más la barrera centrifuga,  $\ell(\ell+1)/r^2$  con  $\ell = 1$ . Solamente para  $\ell = 0$  no existen barrera centrifuga. El potencial coulombiano no se representa ya que los neutrones no se ven afectados por él. Para cada núcleo la profundidad del potencial nuclear es distinto. La figura (e) muestra el último neutrón del  ${}^8\text{Li}$  con, espín ( $1/2^-$ ) y energía de enlace  $E_{1n} \sim -2$  MeV. La figura (f), la adición de un neutrón al sistema  ${}^8\text{Li}$  (e) hace que la energía de enlace del último neutrón aumente ( $S_n({}^8\text{Li}) < S_n({}^{11}\text{Li})$ ). Suponiendo un estado cuasi-estacionario para los nucleones con energía  $E_{2n}$  entonces  $E_{2n} = 2E_{1n} - \epsilon$ , donde  $E_{1n}$  es la energía del estado último nucleón (cuasi-estacionario) del  ${}^8\text{Li}$  y  $\epsilon$  es la energía de paridad. Cuando  $\epsilon > 0$  entonces se favorece la estabilidad del sistema  ${}^8\text{Li}+n$ . Figura (f), al agregar un neutrón más al sistema de  ${}^9\text{Li}$  formamos  ${}^{10}\text{Li}$ , un núcleo resonante con un neutrón de valencia no ligado que puede “tunelizar” a través de la barrera centrifuga (línea punteada azul),  $\epsilon < 0$  es negativo en este caso. Figura (h) el agregar un neutrón extra al sistema  ${}^{10}\text{Li}$  formamos  ${}^{11}\text{Li}$  que tiene dos neutrones de valencia poco ligados ( $\epsilon > 0$ ), no confinados por la barrera centrifuga, que “tunelizan” fuera del potencial nuclear total (potencial nuclear puro más la barrera centrifuga).

- El recorrido por las propiedades de los isótopos de litio da un escenario para analizar correctamente los espectros de la reacción  ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ , que es de nuestro interés.

### 1.14. Interés en ${}^{11}\text{Li}$

Los núcleos con halo conocidos son núcleos ligeros que tienen una pequeña energía de enlace para las últimos nucleones, lo que favorece una gran probabilidad de ruptura. Estos núcleos ya se conocían mucho antes de determinar su carácter de núcleo halo. De aquí la importancia de medir la sección eficaz de ruptura de estos núcleos. Los ejemplos más estudiados y conocidos de núcleos con halo son el  ${}^{11}\text{Be}$  y  ${}^{11}\text{Li}$ , de ellos el núcleo  ${}^{11}\text{Li}$  es el centro de interés en nuestro estudio, está formado por un *core* de  ${}^9\text{Li}$  y dos neutrones débilmente ligados con una energía de enlace  $S_{2n} = 369,15(65)$  keV [SBB<sup>+</sup>08]. Cálculos teóricos recientes [MRA<sup>+</sup>07] predicen una reducción de la sección eficaz elástica con respecto a la dispersión de Rutherford para los núcleos con halo, a energías próximas a la barrera coulombiana. Este efecto es consecuencia de la polarizabilidad (núcleo+halo) en presencia de un campo eléctrico intenso (blanco de Z alto) debido a su carácter poco ligado. Este carácter poco ligado hace que se favorezca la ruptura o disociación del núcleo con el halo frente al proceso elástico lo que provoca una reducción ulterior de la sección eficaz elástica. Para explorar estos efectos se realizaron medidas en la línea ISAC-II del laboratorio de TRIUMF (Vancouver, Canadá) de las reacciones de dispersión y ruptura del núcleo con halo  ${}^{11}\text{Li}$  sobre un blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  a energías próximas a la barrera coulombiana. El sistema experimental se diseñó para poder identificar y separar el canal elástico y el canal de ruptura mediante la separación en masa y en energía de los fragmentos resultantes de la reacción,  ${}^{11}\text{Li}$  y  ${}^9\text{Li}$ , en un rango angular de  $10^\circ$  hasta  $140^\circ$ . La cobertura angular elegida se optimizó para cubrir la zona donde se esperaba una mayor dependencia del potencial con el ángulo [MAA<sup>+</sup>09]. El sistema experimental usado está formado por cuatro telescopios

$\Delta\text{E-E}$  de silicio y un monitor. Los detectores fueron situados en posiciones estratégicas para evitar cualquier efecto de sombra que pudiera ocasionar el blanco. Los telescopios frontales ubicados para cubrir ángulos entre  $10^\circ$  y  $60^\circ$  estaban compuestos por un detector  $\Delta\text{E}$  del tipo **Double-Sided-Silicon-Strip-Detectors** (DSSSD) de  $40\ \mu\text{m}$  de espesor y un detector E de  $500\ \mu\text{m}$ , *PAD* (PAD). Los telescopios traseros cubrían ángulos entre  $50^\circ$  y  $140^\circ$  y estaban compuestos de un  $\Delta\text{E}$  de tipo **Single-Sided-Silicon-Strip-Detectors** (SSSD) de  $20\ \mu\text{m}$  de espesor y un E del tipo DSSSD de  $60\ \mu\text{m}$ . Este montaje trasero complica enormemente el análisis, pero era necesario para poder separar en masa los fragmentos. Se utilizó electrónica semi-integrada Mesytec, el sistema total registraba 163 señales de energía y otras tantas de tiempo correspondientes a 1024 micro-telescopios de  $9\ \text{mm}^2$  (píxel). Esta descripción sucinta se desarrollará en detalle en los próximos capítulos.



## Capítulo 2

# Estudios de reacciones nucleares

### 2.1. Sección eficaz

Para introducir los conceptos necesarios podemos considerar la reacción  $X(a,b)Y$ , donde experimentalmente conocemos la energía  $E$  y el área transversal  $A$  del haz de iones proveniente del acelerador con un flujo  $j_a$ , de partículas  $a$ , por unidad de sección transversal  $A$ . El haz incide sobre un blanco  $X$  que contiene  $N_X$  núcleos de tipo  $X$ . Como resultado de la interacción de  $a$  con  $X$ , debida a su cercanía, encontramos un par de ejectiles  $Y$  y  $b$ , a los que me referiré como productos de la reacción.

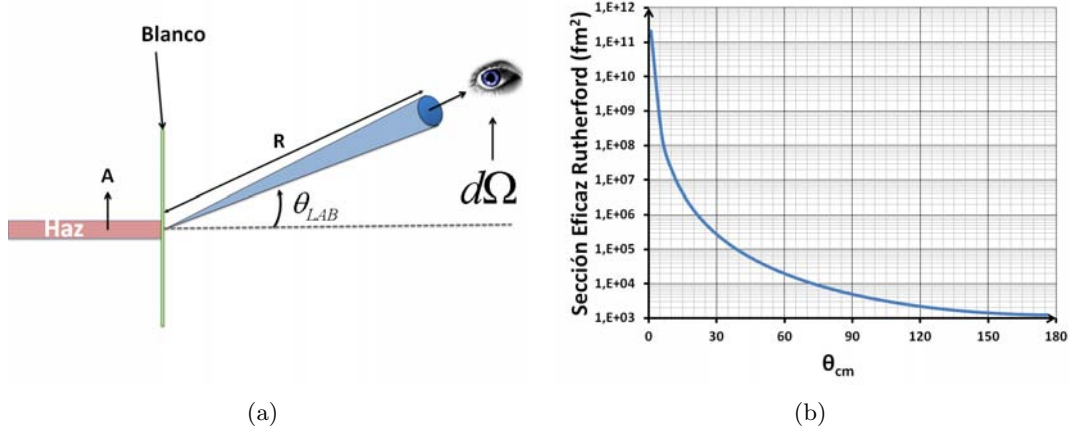
Dado el ejemplo anterior, puedo definir el concepto de sección eficaz ( $\sigma$ ) como la probabilidad de ocurrencia para la reacción entre dos núcleos, en este caso  $a$  y  $X$ . El número de partículas emitidas  $b$  es proporcional a  $j_a$  y  $N_X$ , y la constante de proporcionalidad es la sección eficaz, la que tiene unidades de área y se da típicamente en *barn*,  $1b = 100 \text{ fm}^2$ .

$$\sigma = \frac{N^\circ \text{ de reacciones producidas}}{N^\circ \text{ de partículas colisionantes}} = \frac{N_b}{(N_a/A) \cdot N_X} \quad (2.1)$$

donde  $N_b$  es el número de proyectiles ligeros emitidos,  $N_a/A$  es el número de partículas incidentes del haz por unidad de área transversal  $A$  y  $N_X$  es el número de núcleos del blanco.

Debido a que experimentalmente los detectores de partículas tiene un área conocida de detección es importante considerar la sección cónica de detección que cubren los detectores en cada suceso de dispersión, desde el punto de dispersión sobre el blanco, para poder calcular el número de partículas que ocurren en la reacción respecto al número de partículas que llegan al detector. Para computar esto debemos calcular el ángulo sólido de los detectores.

El ángulo sólido  $\Omega$  es la resultante de la proyección de un objeto, en este caso la superficie de detección, sobre el casquete de una esfera de radio  $R$  centrada en el origen de la reacción. El calculo del ángulo sólido no siempre es trivial, la mayor dificultad aparece cuando no hay una simetría que se ajuste a las coordenadas esféricas. Como regla general el ángulo sólido



**Figura 2.1:** Representación de un experimento de reacciones nucleares, donde se ha exagerado el tamaño del haz para hacer notar su área transversal. (a) Se ilustra el haz (rojo) incidiendo en el blanco (verde) dispuesto perpendicular al haz. Se representa el ángulo sólido,  $d\Omega$ , que cubre un pequeño detector observador con área superficial  $S$ . El detector está ubicado a una distancia  $R$  y a un ángulo  $\theta_{LAB}$  lejos del origen de las reacciones en el blanco. (b) Sección eficaz diferencial elástica (Rutherford) para un haz de  ${}^9\text{Li}$  incidiendo con 24,1 MeV sobre un blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$ .

$\Omega$  se define matemáticamente como:

$$\Omega = \int_S \frac{\hat{e}_r \cdot d\vec{S}}{r^2} \quad (2.2)$$

donde  $\hat{e}_r$  es un vector unitario en la dirección radial y  $d\vec{S}$  es el vector área de la región cubierta.

En la forma diferencial, suponiendo simetría en  $\phi$ , entonces, la expresión se reduce a:

$$d\Omega = \text{sen}(\theta) \cdot d\theta d\phi = 2\pi \text{sen}(\theta) \cdot d\theta \quad (2.3)$$

Al conocer el ángulo sólido del detector podemos calcular el número total de partículas producidas en una reacción a partir del número de partículas detectadas.

Para calcular el número de partículas,  $J_b(\theta, \psi)$ , que son emitidas por unidad de tiempo dentro de un diferencial de ángulo sólido,  $d\Omega$ , según la ecuación 2.1 serán proporcionales a  $j_a$ ,  $N_X$  y  $d\Omega$ . La constante de proporcionalidad se denomina: sección eficaz diferencial; y se denota por  $\sigma(\theta, \phi) = d\sigma/d\Omega$ . Las partículas emitidas serán:

$$\frac{\partial^2}{\partial\Omega\partial t} N_b = \sigma(\theta, \phi) j_a \quad (2.4)$$

Experimentalmente se sabe que el proceso de dispersión es simétrico respecto al haz incidente, por lo tanto, la sección eficaz diferencial depende solamente de  $\theta$ , así usando la

expresión 2.3 podemos obtener la sección eficaz a partir de la sección eficaz diferencial:

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin(\theta) \cdot d\theta \quad (2.5)$$

Los productos de una reacción dependen tanto del blanco, como del haz y su energía. En la mayoría de los casos podemos tener más de dos productos de reacción y diversos canales de reacción entre  $a$  y  $X$ . Entonces la sección eficaz total será la suma de las secciones eficaces para cada canal de reacción, ya sean procesos de dispersión elástico, inelástico, ruptura, etc.

En 1911 Rutherford [Rut11] calculó, usando la mecánica clásica, la probabilidad de dispersión de partículas cargadas sobre un blanco y encontró que la distribución angular de la sección eficaz debe ser proporcional a cuatro factores: primero, a la función del ángulo  $\text{cosec}^4(\theta/2)$  ó si  $\theta$  es muy pequeño a  $\theta^{-2}$ . Segundo, al número de núcleos dispersores, es decir, al espesor del material del blanco. Tercero, a la magnitud de la carga del núcleo,  $N \cdot e$ . Cuarto, al cuadrado de la inversa de la energía en centro de masa  $E_a = m_a v_a^2$ , ó inversamente proporcional al cuádruple de la velocidad  $v_a^4$ , del ion incidente si la masa de la partícula,  $m_a$ , es constante.

Entonces Rutherford planteó su fórmula que tiene en cuenta solamente la interacción coulombiana y viene dada por la expresión:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{\kappa Z_a Z_X}{2} \cdot \frac{1}{E_a} \cdot \frac{1}{\sin^2(\theta/2)} \right)^2 \quad (2.6)$$

donde  $\kappa = 1,43999 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^2$  es una constante,  $Z_a e$  la carga de la partícula incidente  $a$  y  $Z_X$  la carga de blanco  $X$ . Fórmula válida cuando la masa del blanco es mucho mayor que la del proyectil. La restricción puede ser eliminada si se sustituye la energía  $E_a$  y el ángulo  $\theta$  por los correspondientes en centro de masa, ver [Sta90] pag. 37.

## 2.2. Modelo óptico

El Modelo Óptico (OM) también llamado *cloudy crystal ball model*, ver [KW87] pag. 413, es la forma más sencilla de modelizar la dinámica de un núcleo. La idea esencial del modelo óptico es considerar el núcleo como una esfera de materia donde un neutrón incidente puede ser dispersado elásticamente o causar una variedad de reacciones diferentes. La onda (de Broglie) del núcleo incidente se refracta o se absorbe parcialmente, en analogía con con el proceso de absorción de una onda cuando cambia de medio (índice de refracción). Entonces el potencial nuclear  $U_N(r)$ , de dispersión, representado por una función compleja con una parte real  $V(r)$  y la parte imaginaria  $W(r)$ , es llamado **Potencial Óptico** (OP) y se escribe de la siguiente manera:

$$U_N(r) = V(r) + i \cdot W(r) \quad (2.7)$$

Durante el proceso de una reacción nuclear  $X(a, b)Y$ , las partículas cargadas, dispersadas, son aceleradas produciendo un intercambio de energía con los campos electromagnéticos, la interacción se puede describir con las ecuaciones de Maxwell, ver [TN09], pag 70. El campo electromagnético depende de la corriente nuclear, es decir, el flujo de partículas cargadas. La corriente nuclear  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ , varía con la posición y el tiempo, es el producto de la velocidad  $\mathbf{v}$  y la distribución de las partículas  $\rho(\mathbf{r}, t)$ . La posición de las partículas, es decir, la probabilidad de encontrar una carga en el punto  $\mathbf{r}$ , en un instante  $t$  es la densidad de corriente  $\rho(\mathbf{r}, t)$ , definida como:

$$\rho(r, t) = |\psi(r, t)|^2 \quad (2.8)$$

Entonces la corriente está relacionada con la velocidad del conjunto de partículas del haz como:

$$\mathbf{j} = \mathbf{v}|\psi|^2 \quad (2.9)$$

donde la magnitud de la velocidad promedio de los iones del haz es:

$$|\mathbf{v}| = v = \frac{\hbar}{\mu}|\mathbf{k}| \quad (2.10)$$

con el momento lineal  $\mathbf{k}$  y la masa reducida del sistema  $\mu$ .

Para que haya conservación de la corriente  $\mathbf{j}$ , en un sistema con potencial real  $[\hat{T} + V]\psi = i\hbar\partial\psi/\partial t$ , se debe satisfacer la ecuación de continuidad:

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t}\rho(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.11)$$

Al introducir el término complejo ( $W$ ) en el potencial, la ecuación de Schrödinger es  $[\hat{T} + V + iW]\psi = i\hbar\partial\psi/\partial t$  y la ecuación de continuidad:

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial\rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{2}{\hbar}\rho(\mathbf{r}, t)W(r) \quad (2.12)$$

Esta relación muestra la conservación de la corriente y explica la absorción, correspondiente a la pérdida de flujo, cuando la parte imaginaria del potencial óptico es negativa  $W(r) < 0$  en el punto  $r$  donde ocurre la absorción.

### 2.3. Potenciales complejos

El uso de potenciales complejos  $V + i \cdot W$  permite ajustar la sección eficaz con datos experimentales justificando así la aparición de canales de absorción como son los canales de la parte compleja del potencial nuclear.

La interacción entre un nucleón y un núcleo o entre dos núcleos puede explicarse usando potenciales con distintos perfiles. El modelo más sencillo es suponer al núcleo un objeto sólido y describir los límites del núcleo con un potencial cuadrado, sin embargo, la transición de los canales dentro y fuera del núcleo es muy rápida y no describe correctamente la

superficie difusa del núcleo. Una manera correcta de describir la superficie nuclear es usar el potencial de **Woods-Saxon** (WS), que produce una transición continua. El potencial de WS es usado típicamente para describir la interacción nuclear, tiene la misma forma que la distribución de Fermi para la densidad nuclear que se muestra en la figura 1.4(b) en el capítulo 1. La parte real se describe usando el subíndice  $r$  para los parámetros del potencial como:

$$V(r) = \frac{-V_r}{1 + \exp\left(\frac{r-R_r}{a_r}\right)} \quad (2.13)$$

donde la profundidad es  $V_r$ , la difusividad es  $a_r$ , y la distancia entre núcleos es  $R_r$  que para un nucleón y un núcleo puede ser calculada como  $R_r = r_r \cdot A^{\frac{1}{3}}$  y para la interacción entre dos núcleos es  $R_r = r_r \left( A_a^{1/3} + A_X^{1/3} \right)$  con el radio reducido  $r_r \sim 1,2$  fm.

La función WS se usa para describir la parte real e imaginaria del potencial. El potencial complejo se describe entonces como:

$$U(r) = -\frac{-V_r}{1 + \exp\left(\frac{r-R_r}{a_r}\right)} + i \cdot \frac{-W_i}{1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)} \quad (2.14)$$

donde los parámetros con subíndice  $i$  se refieren a la parte imaginaria donde  $R_i = r_i \left( A_a^{1/3} + A_X^{1/3} \right)$  es el radio imaginario y  $r_i$  el radio reducido imaginario entre el proyectil y el blanco. Se dice que los potenciales tiene la misma geometría cuando  $R_i \approx R_r$  y  $a_i \approx a_r$ .

En algunos casos una modelización más detallada puede calcularse usando una descripción microscópica para la interacción de los núcleos, especialmente. Resultando un potencial con una parte imaginaria de forma WS y una parte real de modelización distinta.

## 2.4. Reacciones con canales elásticos y de absorción

Una generalización de la fórmula de Rutherford se obtiene aplicando la mecánica cuántica a la reacción  $X(a, b)Y$ . La ecuación de Schrödinger, independiente del tiempo, a resolver considerando los potenciales nuclear y coulombiano es:

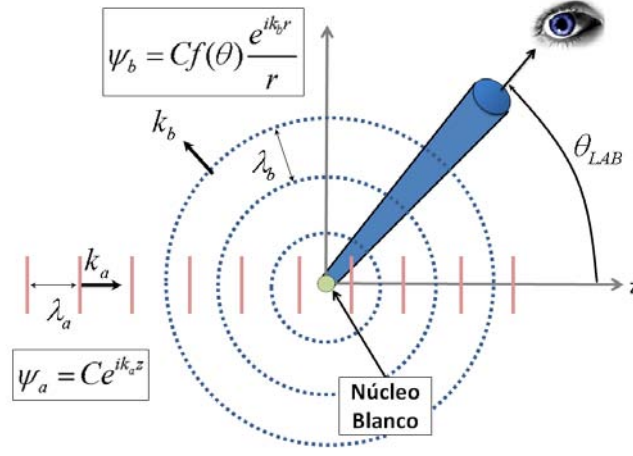
$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(r) - E \right] \psi(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = 0 \quad (2.15)$$

donde  $U(r) = V_N(\mathbf{r}) + V_C(\mathbf{r})$ , con  $V_N$  y  $V_C$  los potenciales para la parte nuclear y coulombiana respectivamente.

Si el proyectil se acerca al blanco en dirección  $z$  con un momento lineal  $\left| \vec{k}_a \right| = k_a = 2\pi/\lambda_a$  en centro de masa, a una distancia  $r$ , la coordenada relativa entre el proyectil y el blanco, es considerado una onda plana:

$$\psi_a = C e^{ik_a z} \quad (2.16)$$

donde  $C$  es una constante de normalización. La energía,  $E$ , para el movimiento del centro



**Figura 2.2:** Representación del proceso de reacción con canales elásticos y de absorción para un haz (rojo) con dirección  $z$ , conjunto de ondas planas  $\psi_a = Ce^{ik_a z}$ , por un blanco, produciendo en la dirección radial ondas esféricas (azul)  $\psi_b = Ce^{ik_b r}/r$ .

de masa con masa reducida  $\mu = m_A m_X / (m_A + m_X)$  es  $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$ . La onda plana es dispersada por el blanco resultando una función de onda esférica,  $\psi_b(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ , que asintóticamente es  $\psi_b(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \propto f(\theta) \frac{e^{ik_b \cdot \mathbf{r}}}{r}$ . La función de onda asintótica resultante es:

$$\psi(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = Ce^{ik_a \cdot \mathbf{z}} + Cf(\theta) \frac{e^{ik_b \cdot \mathbf{r}}}{r} \quad (2.17)$$

donde  $f(\theta)$  es la amplitud de dispersión para la función de onda de las partículas salientes.

Una ilustración del problema se muestra en la figura 2.2, donde se muestra la onda plana  $\psi_a$  incidente en el blanco  $X$  que dispersa como la onda resultante  $\psi_b$ .

La sección eficaz diferencial es la razón entre flujo angular de partículas salientes ( $J_b = R^2 j_b$ ) por estereoradian a una distancia  $R$  del blanco dividido por el flujo de partículas incidentes ( $j_a$ ), es decir:

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{J_b}{j_a} = \frac{R^2 j_b}{j_a} \quad (2.18)$$

El vector de flujo para partículas incidentes está definido por la función de onda y el vector velocidad, su magnitud es:

$$|\mathbf{j}_a| = j_a = |\mathbf{v}_a| \cdot |\psi_a|^2 = v_a = \frac{\hbar k_a}{\mu} \quad (2.19)$$

El flujo de salida por estereoradian es:

$$J_b = v_b |C|^2 |f(\theta, \phi)|^2 \quad (2.20)$$

Entonces evaluando 2.19 y 2.20 en 2.18 con  $C = 1$  obtenemos un observable que podemos comparar con valores experimentales, la sección eficaz:

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{v_b}{v_a} |f(\theta, \phi)|^2 \quad (2.21)$$

Para el caso de la dispersión elástica el factor de flujo,  $\frac{v_b}{v_a}$ , es la unidad. La función  $f(\theta, \phi)$  se obtiene al resolver la ecuación de Schrödinger ignorando el espín interno del proyectil y del blanco, ecuación 2.15, la sección eficaz elástica es:

$$\frac{d}{d\Omega} \sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 \quad (2.22)$$

La función de onda, ecuación 2.17, se calcula mediante aproximaciones, con una composición de ondas parciales, tal que:

$$\psi(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \frac{1}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^\ell \chi_\ell(k, r) P_\ell(\cos(\theta)) \quad (2.23)$$

donde  $\ell$  es el momento angular orbital entre el proyectil y el blanco,  $\theta$  es el ángulo de dispersión entre  $\mathbf{k}$  y  $\mathbf{r}$ ,  $\chi_\ell(k, r)$  es una función radial y  $P_\ell(\cos(\theta))$  es la función angular de los polinomios de Legendre. Separando así las partes angular y radial.

Remplazando la expansión en ondas parciales, ecuación 2.23, en la ecuación de Schrödinger 2.15 obtenemos para la función de onda radial  $\chi_\ell(k, r)$  la ecuación:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2} \right) + V(r) - E \right] \chi_\ell(k, r) = 0 \quad (2.24)$$

donde las funciones de Hankel coulombianas  $H_\ell^\pm(kr)$ , descritas en [TN09] pag. 52, que satisfacen asintoticamente la función de onda radial, [TN09] pag. 80, la solución asintótica es entonces:

$$\chi_\ell(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \longrightarrow \frac{1}{2} i [H_\ell^-(kr) - S_\ell H_\ell^+(kr)] \quad (2.25)$$

donde los coeficientes  $S_\ell$  son los elementos de la matriz de dispersión, que son  $S_\ell = 1$  cuando el potencial es real, y que están relacionados con el corrimiento de fase nuclear  $\delta_\ell$  mediante la expresión:

$$S_\ell = e^{2i\delta_\ell} \quad (2.26)$$

que explica la conservación del flujo para las partículas dispersadas. Si  $S_\ell < 1$  entonces  $\delta_\ell$  pasa de ser real a ser complejo y el flujo partículas saliente es menor que la corriente incidente, explicando como el flujo incidente deja el canal elástico.

## 2.5. Reacciones con excitaciones inelásticas

El proceso de dispersión entre dos núcleos sin estructura interna, es decir, puntuales, es explicado con el modelo óptico elástico, donde la estructura de interna del proyectil y el blanco son despreciadas. Un modelo más detallado del proceso de dispersión consisten en considerar a los estados excitados al que tanto el proyectil como el blanco pueden acceder. El sistema está formado por tres componentes: el proyectil, el blanco y el sistema proyectil + blanco.

El hamiltoniano para el sistema proyectil + blanco puede es definido como la suma de tres términos energéticos:

$$H = \underbrace{H(\xi, \xi')}_{\text{Energía interna de}} + \underbrace{T(\mathbf{R})}_{\text{Energía cinética CM}} + \underbrace{V(\xi, \xi', \mathbf{R})}_{\text{Potencial de interacción}} \quad (2.27)$$

donde se usa el sistema coordenado,  $\mathbf{R}$ , para describir el centro de masa de proyectil más el blanco. Se usan las coordenadas interna en centro de masa  $\xi$  y  $\xi'$  para describir las estructuras del proyectil y el blanco, respectivamente. El primer termino,  $H(\xi, \xi')$ , es el operador de energía interno del sistema proyectil + blanco (con el que obtenemos los estado de energía interna para el proyectil y el el blanco.) El segundo,  $T(\mathbf{R})$ , es el operador de energía cinética para el sistema centro de masa. El tercero,  $V(\xi, \xi', \mathbf{R})$ , es el potencial de interacción entre la distribución de carga y masa del proyectil y el blanco.

Además,

$$H(\xi, \xi') = H_{\text{proyectil}}(\xi) + H_{\text{blanco}}(\xi') \quad (2.28)$$

El hamiltiano es simplificado despreciando las excitaciones del núcleo, es decir, eliminado el sistema de coordenadas internas (la estructura) para el blanco ( $\xi' \rightarrow 0$ ). Entonces  $H(\xi') \rightarrow 0$  y  $H(\xi) = H_{\text{proyectil}}(\xi)$ .

La función de onda total que describe el sistema, suma de todos los posibles estados parciales, suponiendo una separación entre la parte radial,  $\chi(\mathbf{R})$ , y la parte angular,  $\psi(\xi)$ , como el caso del OM (elástico) para un canal de reacción es:

$$\begin{aligned} \psi(\xi, \mathbf{R}) &= \psi_0 + \psi_1 + \dots + \psi_\infty \\ &= \underbrace{\phi_0(\xi)\chi_0(\mathbf{R})}_{\text{Estado fundamental 0}} + \underbrace{\phi_1(\xi)\chi_1(\mathbf{R})}_{\text{Primer excitado 1}} + \underbrace{\sum_i^{\infty} \phi_i(\xi)\chi_i(\mathbf{R})}_{\text{otros estados}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

donde el primer termino  $\psi_0 = \phi_0(\xi)\chi_0(\mathbf{R})$  representa el primer estado fundamental 0, el segundo termino  $\psi_1 = \phi_1(\xi)\chi_1(\mathbf{R})$  es el primer estado excitado y el tercer termino  $\sum_i^{\infty} \phi_i(\xi)\chi_i(\mathbf{R})$  es la contribución de los siguiente, posibles, estados excitados. Para cada termino la función  $\phi(\xi)$  describe la excitación del estado y la función  $\chi(\mathbf{R})$  describe el movimiento relativo entre el proyectil y el blanco.

La ecuación de Schrödinger se soluciona cuando obtenemos los autovalores para la función de onda  $\phi_i$ . Esto ocurre cuando el potencial,  $U_{ij}$ , entre los posibles estados del sistema  $(i, j)$  es modelado para obtener la dependencia radial de la función de onda,  $\chi_i(\xi)$ .

Los autovalores para la energía interna, el estado fundamental y los estados excitados, del proyectil se obtienen de la ecuación de Schrödinger como:

$$\begin{aligned} H_0\phi_0(\xi) &= \epsilon_0\phi_0(\xi) \\ H_1\phi_1(\xi) &= \epsilon_1\phi_1(\xi) \\ &\vdots \\ H_i\phi_i(\xi) &= \epsilon_i\phi_i(\xi) \end{aligned} \quad (2.30)$$

El potencial del sistema es la suma de todas las contribuciones, interacciones microscópicas entre los potenciales individuales, es decir,  $U = \sum_{i,j} U_{i,j}$ , donde:

$$U_{i,j} = \int \phi_j^*(\xi)U(\xi, \mathbf{R})\phi_i(\xi)d\xi \quad (2.31)$$

La ecuación de Schrödinger  $[E - H]\psi=0$  para resolver:

$$\left[ E - \epsilon_i - T_i - U_{i,i} - \sum_{j \neq i}^i U_{i,j} \right] \chi_i(\mathbf{R}) = 0 \quad (2.32)$$

donde se han separado los términos diagonales del potencial (llamado de orientación o de acople consigo mismo) y los elementos de matriz no diagonales (de acople). Si se expanden las ecuaciones y se trasladan los términos de acoplamiento ( $U_{i,j}$  con  $j \neq i$ ) a la derecha de la igualdad obtenemos:

$$\begin{aligned} [E - \epsilon_0 - T_0 - U_{0,0}] \chi_0(\mathbf{R}) &= [ \text{---} + U_{0,1} + \cdots + U_{0,i} ] \chi_0(\mathbf{R}) \\ [E - \epsilon_1 - T_1 - U_{1,1}] \chi_1(\mathbf{R}) &= [ U_{1,0} + \text{---} + \cdots + U_{1,i} ] \chi_1(\mathbf{R}) \\ &\vdots \\ [E - \epsilon_i - T_i - U_{i,i}] \chi_i(\mathbf{R}) &= [ U_{1,i} + U_{0,1} + \cdots + \text{---} ] \chi_0(\mathbf{R}) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Este sistema de ecuaciones acopladas se reduce a dos si consideramos solamente el primer estado excitado y son:

$$(E - \epsilon_0 - T_0 - U_{0,0}) \chi_0(\mathbf{R}) = U_{0,1} \chi_0(\mathbf{R}) \quad (2.34)$$

$$(E - \epsilon_1 - T_1 - U_{1,1}) \chi_1(\mathbf{R}) = U_{1,0} \chi_1(\mathbf{R}) \quad (2.35)$$

Cuando el acoplamiento de los potenciales es fuerte el método *Coupled Channels* (CC), que consiste en obtener la solución exacta de las ecuaciones 2.32, es el usado. Si el acoplamiento es débil, el sistema de ecuaciones puede resolverse de forma iterativa, siguiendo cuatro pasos:

- Primero, el sistema de ecuaciones 2.34 y 2.35 debe ser aproximando a:

$$(E - \epsilon_0 - T_0 - U_{0,0}) \tilde{\chi}_0(\mathbf{R}) \approx 0 \quad (2.36)$$

$$(E - \epsilon_1 - T_1 - U_{1,1})\chi_1(\mathbf{R}) = U_{1,0}\chi_1(\mathbf{R}) \quad (2.37)$$

- Segundo, se debe obtener  $\tilde{\chi}_0(\mathbf{R})$  resolviendo la ecuación 2.36.
- Tercero, se debe obtener  $\chi_1(\mathbf{R})$  al sustituir  $\tilde{\chi}_0(\mathbf{R})$  en la ecuación 2.37.
- Cuarto, se inicia un cálculo iterativo que incrementa la convergencia con la cantidad iteraciones, iniciando con la sustitución de  $\chi_1(\mathbf{R})$  en la ecuación 2.34.

La solución obtenida con estos cuatro pasos debe aproximarse a la solución CC cuando los potenciales de acoplamiento son débiles y es conocida como el método **D**istorted **W**ave **B**orn **A**pproximation (DWBA). Es útil cuando se desea reducir el tiempo de cálculo y los canales de acoplamiento son débiles.

El acople de los potenciales es explicado por dos modelos: el modelo de *cluster* y el modelo colectivo. El de más éxito es el modelo colectivo que explica como el comportamiento del núcleo puede percibirse en su forma y tamaño. Suponer al núcleo con forma esférica modelización más sencilla, ya que involucra alta simetría. Una generalización de la misma es la descripción de una forma esferoidal deformada. En ambos casos la descripción se hace usando una distribución radial de materia  $\rho(\mathbf{r})$ . La densidad combinada con un potencial nucleón-nucleón sirve para encontrar la principal interacción de un núcleo con otro. Distintos tipos de deformación del núcleo en modos rotacionales y vibracionales se logra con el desarrollo matemático de estos modelo que se encuentra detallado en [TN09].

## 2.6. Reacciones de núcleos con halo

### 2.6.1. Acoplamiento entre el *core* y el halo

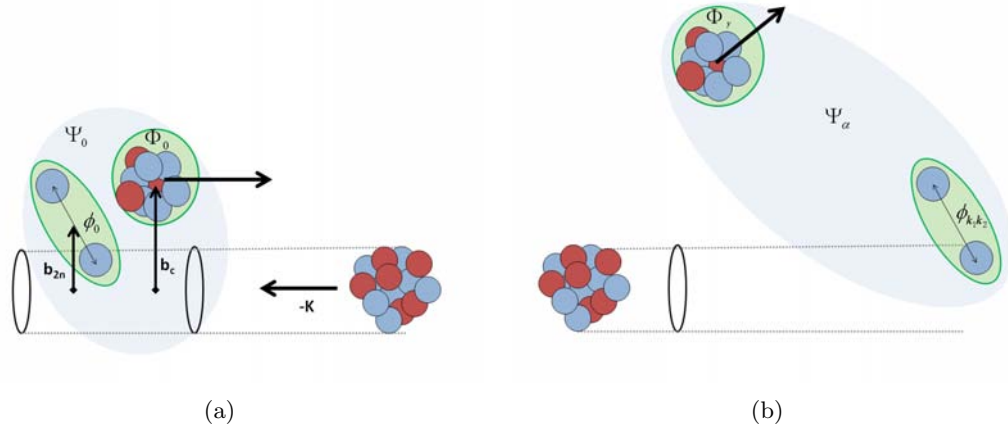
En un núcleo con halo aunque el *core* y el halo están unidos, ambos tienen una extensión espacial distinta, parámetros de impacto distintos  $b_c$  y  $b_{2n}$ , por lo tanto, una sección eficaz de interacción diferente. Estas cantidades se manifiestan durante una reacción nuclear. En especial, en el transcurso de la reacción de fragmentación a alta energías y con blancos ligeros, se produce un estado, que debido a la baja energía de ligadura de los nucleones de valencia puede ser entendido como dos funciones de onda desacopladas, es decir *core* y halo participan en la reacción como cuerpos con un cierto grado de independencia.

La reacción  $(^{11}\text{Li}+\text{Blanco})_{inicial} \rightarrow (^{11}\text{Li}+\text{Blanco})_{final}$  se puede representar con las funciones de onda como:

$$|\Psi_0\rangle + |-\mathbf{K}, \Theta_0\rangle \rightarrow |\mathbf{q}, \Psi_\alpha\rangle + |-\mathbf{K} - \mathbf{q}, \Theta_\beta\rangle \quad (2.38)$$

donde el  $^{11}\text{Li}$  en el estado fundamental  $|\Psi_0\rangle$  interactúa con el blanco de momento  $-\hbar\mathbf{K}$  y le transfiere un momento  $\hbar\mathbf{q}$ , dejando al sistema del  $^{11}\text{Li}$  en el estado  $|\Psi_\alpha\rangle$  y al blanco en el estado  $|-\mathbf{K} - \mathbf{q}, \Theta_\beta\rangle$ . Donde para  $\alpha = 0$  y  $\beta = 0$ , tenemos el estado fundamental.

Para el lado izquierdo de la Eq. 2.38 la función de onda del núcleo con halo en su estado fundamental se puede desacoplar en dos componentes, el *core*  $^9\text{Li}$  y el halo de neutrones



**Figura 2.3:** Representación esquemática del desacoplamiento de la función de onda del sistema con halo,  $^{11}\text{Li}$ , en estado inicial (a)  $\Psi_0$  y en estado final (b)  $\Psi_\alpha$ . (a) Se muestran las componentes desacopladas  $\phi_0$  y  $\Phi_0$  de la función de onda  $\Psi_0$  en el estado fundamental. Se representan los parámetros de impacto para cada una de las componentes, el halo (el centro de masas de los neutrones,  $b_{2n}$ ) y el core ( $b_c$ ). (b) Se muestran las componentes de la función de onda en estado final  $\phi_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2}$  y  $\Phi_\gamma$ , los neutrones del halo tiene un comportamiento asintótico.

$n + n$ , y se puede representar matemáticamente como:

$$\Psi_0 = \phi_0 \Phi_0 \quad (2.39)$$

donde  $\Phi_0$  es el estado fundamental del core y  $\phi_0$  es la función de onda del halo de neutrones en el estado fundamental del núcleo con halo  $\Psi_0$ .

En lado derecho de la Ec. 2.38 el estado final para el  $^{11}\text{Li}$  puede ser separado en el halo con dos neutrones y momentos  $\hbar\mathbf{k}_1$  y  $\hbar\mathbf{k}_2$  y el core en el estado  $\Phi_\gamma$  con momento asintótico  $\hbar\mathbf{k} = \hbar(\mathbf{q} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ , entonces el core+halo deben satisfacer:

$$|\mathbf{q}, \Psi_\alpha\rangle = |\mathbf{k}, \Psi_\gamma\rangle + |\phi_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2}\rangle \quad (2.40)$$

y en este caso podemos representar los estados del continuo  $\Psi_\alpha$  con la función de onda desacoplada:

$$\Psi_\alpha = \phi_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \Phi_\gamma \quad (2.41)$$

donde los dos neutrones se encuentran en el continuo con momento  $\hbar\mathbf{k}_1$  y  $\hbar\mathbf{k}_2$ .

Para el core que se comporta como un núcleo independiente, la densidad de materia  $\rho(r)$  puede definirse como una suma de gaussianas con coeficientes  $C_i$  y rangos  $a_i$ , por lo tanto:

$$\rho(r) = \sum_{i=0}^N C_i \exp[-(r/a_i)^2] \quad (2.42)$$

° Para el halo, definiendo en el CM del core las posiciones de cada neutrón  $\mathbf{r}_1$  y  $\mathbf{r}_2$ , se puede

calcular la densidad de materia de cada neutrón  $\rho_n(r_1)$  y  $\rho_n(r_2)$ , con varias aproximaciones, por ejemplo, con un potencial **Woods-Saxon** (WS) conocido ó con el promedio  $\frac{1}{2}(\rho(r)_{^{11}\text{Li}} - \rho(r)_{^9\text{Li}})$ , en cualquier caso, la densidad de materia del halo,  $|\phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2$ , se puede representar como:

$$|\phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 = \rho_n(r_1)\rho_n(r_2) \quad (2.43)$$

Usando la formulación anterior y basándose en la teoría de Glauber que conecta la distribución de densidad de materia con la sección eficaz de interacción, Ogawa [OYS92] obtuvo la importante y sencilla expresión que relaciona la sección eficaz de interacción y la sección eficaz de extracción del halo como:

$$\sigma_{-2n}(\Psi_0) = \sigma_I(\Psi_0) - \sigma_I(\Phi_{2n}) \quad (2.44)$$

Esta relación supone que la función de onda total del sistema puede ser factorizada en dos términos, el *core* y el halo (ver ecuación 2.39). La distribución de densidad de materia de un núcleo con halo que tiene una dependencia importante de los nucleones en los últimos orbitales (el halo) y en menor medida por el *core* que se mantiene fuertemente ligado y restringido a un rango espacial pequeño.

La sección eficaz experimental de extracción de un neutrón y de interacción total del halo de un neutrón  $^{11}\text{Be}$  y de halo de dos neutrones  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$  satisfacen la ecuación 2.44 razonablemente bien con altas energías de fragmentación y blancos de carbono [Tan96].

### 2.6.2. Disociación coulombiana

La disociación coulombiana es una medida de la transferencia de momento entre núcleos debido a su carga.

En 1987 P.G. Hansen y B. Jonson [HJ87] con un simple modelo explicaron la alta probabilidad de que los núcleos con baja energía de ligadura presenten un gran sección eficaz debida a la disociación colombiana, además definieron la probabilidad de disociación coulombiana  $P_d$  en términos de la probabilidad  $P_0$  de interactuar con el núcleo y que este se mantenga en su estado fundamental

$$P_0 = 1 - P_d \quad (2.45)$$

Para los núcleos débilmente ligados la interacción dominante, con mayor probabilidad, es la disociación mientras que para un núcleo *normal* el proceso más probable es su excitación o la del blanco.

La probabilidad de disociación depende del momento transferido entre los núcleos. Si para una reacción en sistema de dos cuerpos con masas  $m$  y  $M$ , se transfiere un momento  $\mathbf{q}$  en el sistema laboratorio, entonces podemos escribir en el sistema de centro de masa el momento transferido  $\mathbf{P}_{\text{CM}}$  como:

$$\mathbf{P}_{\text{CM}} = \mathbf{q} \frac{m}{m + M} \quad (2.46)$$

Si suponemos que el valor de  $P_0$  es cercano a 1, podemos aproximar la función de onda

con forma gaussiana para el halo con neutrones poco ligados a sus primeros dos términos obteniendo:

$$P_d = 1 - P_0 = |\mathbf{P}_{\text{CM}}|^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3\hbar^2} \quad (2.47)$$

donde  $\langle r^2 \rangle$ , es el radio cuadrático medio que es extremadamente sensible a la energía de ligadura.

De la ecuaciones 2.47 se deduce que la probabilidad de disociación es muy dependiente de la energía de ligadura de los últimos nucleones. Esta probabilidad puede ser medida a través de la sección eficaz.

La sección eficaz experimental de disociación coulombiana, para los núcleos halo, es grande, por lo tanto el proceso estadístico de medida permite detectar todos los proyectiles, el halo y el *core*, después de la reacción.

La extracción del halo se da en las cercanías a la superficie del núcleo, lo que permite calcular la sección eficaz total de la reacción en función del radio del blanco,  $R_T$ , y del proyectil,  $R_P$ , como:

$$\sigma = \pi(R_T + R_P)^2 \quad (2.48)$$

su valor oscila típicamente entre 0,1 y 0,2 b. Tanihata en 1985 uso la Eq. 2.48 para calcular experimentalmente el radio del núcleo con halo  $^{11}\text{Li}$ .

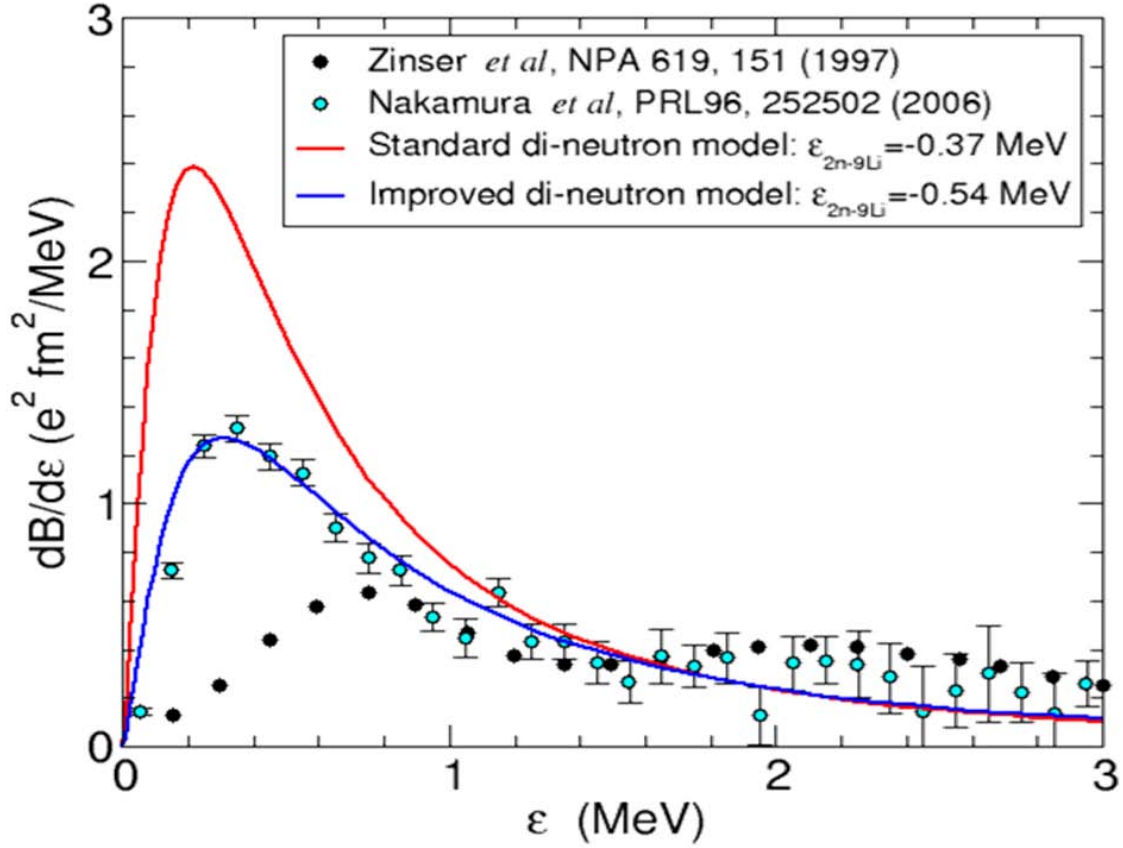
Para una buena comprensión sobre el efecto de las distintas fuerzas que actúan en el núcleo, la sección eficaz total de la reacción puede dividirse conceptualmente en dos partes: nuclear y coulombiana. La interacción nuclear es importante en reacciones con blancos ligeros pero, en las reacciones con blancos pesados la disociación coulombiana es la importante. A altas energías el proceso depende fundamentalmente de la estructura del proyectil. A energías próximas a la barrera coulombiana y blancos de alto  $Z$ , los núcleos con halo de neutrones, presentan alta polarizabilidad del halo, seguido de una sección eficaz con alta probabilidad de disociación coulombiana. La existencia de secciones eficaces largas se estableció en [Kob89, Tan88]

### 2.6.3. Transición de probabilidad reducida $B(E1)$

Los acoplamientos al continuo asociados a la baja energía de ligadura de los últimos nucleones de los núcleos con halo hace importante el estudio de la probabilidad de transición.

En 1987 Hansen y Jonson [HJ87] usaron la estructura del deuterio, el único sistema poco ligado conocido hasta la fecha, y establecieron una analogía entre el  $^{11}\text{Li}$  y el deuterio y sugirieron que el núcleo de  $^{11}\text{Li}$  podría tener un dipolo eléctrico débil, el que podría ser fácilmente excitado en colisiones coulombianas a energías relativamente bajas.

En los núcleos estables el movimiento colectivo de neutrones contra protones ( $\Delta T = 1$  cambio del isoespin) produce una resonancia dipolar eléctrica asociada una alta frecuencia de oscilación y es llamada resonancia dipolar gigante, **G**igant **D**ipole **R**esonance (GDR). El movimiento colectivo también está presente en los núcleos con halo de neutrones ya que presentan dos resonancias dipolares: una a mayor frecuencia para el *core* y otra a baja



**Figura 2.4:** Comparación de observaciones y cálculos para la distribución de la probabilidad de transición  $B(E1)$  para  $^{11}\text{Li}$ . Se compara las mediciones más recientes hechas en 2006 por Nakamura [NVS<sup>+</sup>] con las anteriores hechas en 1997 por Zinser [ZHN<sup>+</sup>97]. Se comparan los valores experimentales con cálculos para lo que el  $^{11}\text{Li}$  se modeliza como un sistema de dos cuerpos *core* + dineutrón y con energías interna para el dineutrón de  $-0,37$  y  $0,54$  MeV entre el *core* y el dineutrón, la energía de  $-0,54$  MeV presenta el menor error respecto a las mediciones observadas por Nakamura.

frecuencia para el halo de neutrones ( $\Delta T = 0$ ) que es llamada resonancia dipolar a bajas energías, **Soft Dipole Resonance** (SDR).

Un ejemplo relevante es el caso del  $^{11}\text{Be}$ , para la transición  $J^\pi : 1/2^- \rightarrow 1/2^+$ , entre el primer estado excitado ( $E^* = 0,32 \text{ MeV}$ ) y el estado fundamental, ya que es la transición  $E1$  más intensa observada ( $B(E1) = 0,10(35) \text{ e}^2 \cdot \text{fm}^2$ ) entre niveles ligados [MOWH83].

La figura 2.4 muestra la comparación de observaciones y cálculos para la distribución de la probabilidad de transición  $B(E1)$  para  $^{11}\text{Li}$ , usadas para el estudio de las excitaciones al continuo. La baja energía de ligadura del halo, asociada a su extenso tamaño que está relacionando con el incremento de la  $B(E1)$  y el desacoplamiento de los neutrones de valencia.

#### 2.6.4. Método de canales acoplados con continuo discretizado

El método de canales acoplados con continuo discretizado uno de los más usados para estudiar los núcleos exóticos con nucleones débilmente ligados. Este método intenta explicar el proceso de ruptura de este proyectil débilmente ligado al producirse una reacción nuclear especialmente para aquellos casos en que la baja energía de ligadura de los nucleones no permite su descripción por métodos perturbativos.

En los años 70 los experimentos con haces de deuterio demostraron que el proceso de ruptura no puede calcularse aproximando la totalidad del campo incidente (aproximación de Born). Una formulación más exacta era necesaria. Diferentes métodos de aproximación fueron propuestos, según menciona [KYI<sup>+</sup>86], para el tratamiento teórico del proceso de ruptura hasta que Jonson and Soper [Joh70] introdujeron en 1970 la aproximación adiabática. Esta aproximación se basó en la observación del movimiento interno  $p-n$ . Consisten en considerar que los estados de libertad del nucleón débilmente ligado son “congelados” durante el tiempo necesario para que el proyectil, que debe incidir con alta energía, atraviese el blanco [Joh01]. Entonces, estado fundamental que está débilmente ligado tiene un movimiento mucho más lento que el movimiento de su centro de masa.

Jonson and Soper [Joh70] describieron la reacción  $\text{Ni}(d, d)\text{Ni}$  a 21,6 MeV suponiendo un modelo compuesto por tres cuerpos: el protón, el neutrón y el núcleo del blanco en su estado fundamental, y analizaron la importancia del acoplamiento entre el canal elástico y el de ruptura en el límite de la aproximación adiabática. El mayor problema en el cálculo de canales acoplados lo generan los estados de ruptura, que están en el continuo. Para resolverlo se debe acoplar el infinito número de canales del continuo. Jonson and Soper [Joh70] supusieron que los canales del continuo para los estados de ruptura de la onda  $s$  se aproximan a un simple canal con un cierto promedio de energía interna. Los trabajos posteriores [Raw74, YIK<sup>+</sup>86, AKY96] reemplazaron la energía de los canales del continuo por un número finito de canales, introduciendo una representación más realista del continuo, que junto a los cálculos de canales acoplados forman el método llamado CDCC. Todos ellos describen el proceso de ruptura como una excitación de partículas independientes del proyectil y su continuo.

El método se utiliza actualmente para describir las reacciones nucleares entre núcleos compuestos por nucleones de baja energía de ligadura como el deuterio, el  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  y  ${}^{14}\text{Be}$ . En todos estos casos el hamiltoniano resultante del modelo a tres cuerpos es muy complicado para efectos prácticos, lo que explica que la mayoría de los estudios empleen un hamiltoniano fenomenológico donde se incluye la interacción entre nucleones en el potencial óptico.

El método aplicado a un sistema de tres cuerpos consiste en:

- Definir el hamiltoniano ( $H_{3B}$ ) para el sistema de tres cuerpos:

$$H_{3B} = H(\xi) + T(\mathbf{R}) + V(\xi, \mathbf{R}) \quad (2.49)$$

donde  $\mathbf{R}$  la coordenada entre el blanco y el *core*, y  $\xi$  la coordenada interna entre los nucleones de valencia.  $H$  es la energía interna de los nucleones de valencia.  $T$  es la

energía cinética en centro de masa. El potencial se define como  $V = V_{vc} + V_{vt} + V_{ct}$ , con  $V_{vc}$  es un potencial real que describe la interacción a bajas energías entre el *core* y el halo, y  $V_{vt}$  y  $V_{ct}$  son potenciales complejos que describen la dispersión de los fragmentos fuera del blanco.

- Calcular la función de onda para el hamiltoniano del proyectil  $H_{pro}(\xi, \mathbf{R}) = H(\xi) + V(\mathbf{R})$ . Considerando los canales del continuo la función de onda para el proyectil es:

$$\psi(\xi, \mathbf{R}) = \underbrace{\sum_i^{N_1} \phi_i(\xi) \chi_i(\mathbf{R})}_{\text{Estados ligados}} + \underbrace{\int_0^\infty \phi_k(\xi) \chi_k(\mathbf{R}) dk}_{\text{Estados del continuo}} \quad (2.50)$$

donde los posibles estados del halo son:

$$\begin{aligned} (H_i - \epsilon_i) \phi_i(\xi) &= 0; & i &= 0, 1, 2, \dots \\ (H_k - \epsilon_k) \phi_k(\xi) &= 0; & \epsilon_k &= \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \end{aligned} \quad (2.51)$$

las soluciones para los estados ligados  $i$  son discretas, las soluciones para los estados de ruptura elástica del continuo son etiquetadas con el momento  $k$ .

- Discretizar el espectro del continuo en intervalos de energía con anchura definida,  $\Delta\epsilon_j$ , limitándolos hasta una energía de excitación máxima  $\epsilon_{max}$ . La anchura de los intervalos se escoge de acuerdo con la cantidad de ecuaciones que van a resolver ya que cada intervalo se asocia un estado del continuo. La discretización del continuo se puede modelizar con el método del promedio, que consiste en promediar la función de onda radial  $u_k(r)$  con una función de peso  $w_j(k)$ , con  $\phi_k(\xi) = [u_k(r)/r] \cdot f_k(\theta', \phi')$ . La función de onda resultante,  $\tilde{u}_k(r)$ , es una superposición de los auto estados para cada intervalo de energía del continuo. Las funciones de onda radiales promediadas  $\tilde{u}_k(r)$  son:

$$\tilde{u}_j(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N_j}} \int_{k_{j-1}}^{k_j} w_j(k) u_k(\xi) dk; \quad \text{con } j \geq 1 \quad (2.52)$$

donde se escoge la normalización  $N_j = \int_{k_{j-1}}^{k_j} |w_j(k)|^2 dk$

- Calcular las funciones de onda del proyectil para obtener las ecuaciones de onda acopladas. Finalmente la función de onda para hacer el calculo CDCC es:

$$\psi^{CDCC}(\xi, \mathbf{R}) = \sum_{p=0}^{N_1+N_2} \tilde{\phi}_p(\xi) \chi_p(\mathbf{R}) \quad (2.53)$$

donde se suman todos los estados ligados desde el fundamental ( $p = 0$ ) hasta  $N_1$  y los estados del continuo con  $p > N_1$  hasta  $N_2$ .

- Calcular los potenciales de acoplamiento, para resolver las ecuaciones acopladas.

Más detalles sobre el método CDCC se encuentran en las referencias [Joh01, TN09, Nun11]

El cálculo CDCC para una reacción de un núcleo como el  $^{11}\text{Be}$  con halo de un neutrón débilmente ligado a  $S_n = 0,503$  MeV, es conceptualmente similar al cálculo para el deuterio. El potencial de interacción puede ser descrito por tres cuerpos: el blanco, el halo de un neutrón y el *core* de  $^{10}\text{Be}$ , con la diferencia que es necesario incluir el estado excitado  $1/2^-$  del  $^{11}\text{Be}$  a  $0,320004(1)$  keV.

Para el caso de núcleos borromeos como el  $^{11}\text{Li}$  el problema de los dos nucleones de valencia hace que el potencial de interacción efectivo sea a cuatro cuerpos y se realizan actualmente desarrollos teóricos en esta dirección, sin embargo, es posible aproximar a los nucleones del halo como una sola partícula, el dineutrón y así aproximar el problema de cuatro cuerpos a uno de tres. El conocer el potencial del *core* ( $^9\text{Li}$ ) aporta una pieza más en la obtención de los potenciales de interacción fenomenológicos. Aunque en este caso no es posible calcular los estados para cada uno de los nucleones, si se puede calcular la sección eficaz.



## Capítulo 3

# El experimento

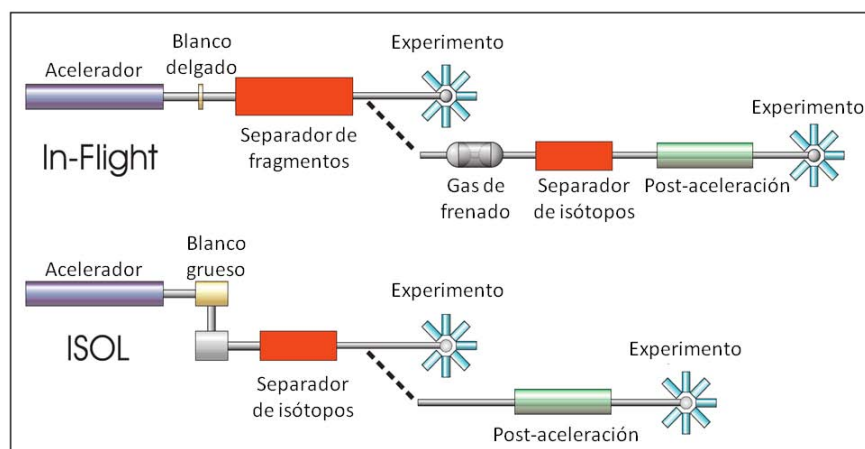
### 3.1. Introducción

Este capítulo se centrará en el procedimiento experimental de medida de la reacción elástica y de ruptura de  $^{11}\text{Li}$  sobre  $^{208}\text{Pb}$ . El principal objetivo del experimento fue cuantificar los efectos en la sección eficaz elástica y de ruptura, debidos al carácter poco ligado de la estructura del núcleo proyectil,  $^{11}\text{Li}$ , formado por un núcleo de  $^9\text{Li}$ , *core*, y 2 neutrones débilmente ligados. Medimos la sección eficaz diferencial elástica y de disociación (ruptura) del  $^{11}\text{Li}$  y su *core*  $^9\text{Li}$  con un blanco de Z alto,  $^{208}\text{Pb}$ , a varias energías. Se tomaron datos de  $^{11}\text{Li}$  sobre plomo a energías por debajo (24,3 MeV) y por encima de la barrera coulombiana (29,8 MeV) durante 82 y 119 h respectivamente. Para poder determinar el papel que juega el halo en estos procesos se midió con el mismo sistema experimental y a las mismas energías del centro de masa, la dispersión del  $^{11}\text{Li}$  y su *core*  $^9\text{Li}$ , midiéndose el haz de  $^9\text{Li}$  a energías de 2,67, 3,27 y 3,67 MeV/u sobre el mismo blanco de  $^{208}\text{Pb}$ . Realizamos dos experimentos con la misma configuración experimental para reducir los errores sistemáticos. La principal limitación en este experimento en el caso del  $^{11}\text{Li}$  fue la intensidad del haz [TKS93].

Hay muchos factores a considerar en la planificación de este tipo de experimentos, como son: el proyectil, el blanco, los detectores y su orientación, y por supuesto toda la electrónica y la lógica del sistema de adquisición asociada. En este capítulo se explica con detalle la planificación y la realización del dispositivo experimental.

### 3.2. Producción de núcleos exóticos

Los núcleos exóticos, tienen vidas muy cortas y por ello, no pueden ser almacenados para su uso posterior, entonces, ha sido necesario su producción para uso inmediato, mediante la producción de haces exóticos, **R**adioactive **I**on **B**eam (RIB) y su estudio inmediato. Dos procedimientos son los más usados para obtenerlos: el primero se fundamenta en fragmentar el proyectil en su paso a través de un blanco, **I**n-**F**light **S**eparation (IFS), y el segundo, en fragmentar el blanco al dispararle un proyectil y luego extraer los fragmentos, **I**sotope **S**eparator **O**n**L**ine (ISOL), ambos métodos son complementarios y los explico a



**Figura 3.1:** Ilustración de los métodos de producción de núcleos exóticos, *Isotope Separator OnLine* (ISOL) y *In-Flight Separation* (IFS) [Cor03], figura modificada de [Cor03].

continuación.

### 3.2.1. Método de separación en vuelo, *In-Flight Separation* (IFS)

Consiste en disparar un haz de núcleos pesados, con energías entre 100 MeV a 1 GeV, que pasan a través de un blanco delgado ( $\sim$  mm). En el blanco los nucleones periféricos son separados por fragmentación, en una reacción rápida ( $\sim$  100 ns) hacia adelante, sin embargo algunos se pueden producir por fisión. Los fragmentos son emitidos del blanco con velocidades cercanas a las del proyectil y son seleccionados en masa y carga por un separador electromagnético, *Fragment Recoil Separator* (FRS). La alta energía de los fragmentos seleccionados hace que no sea necesario post-acelerarlos y se envían directamente a la cámara experimental para estudios de reacciones o de espectroscopia. Los RIBs producidos son pobres en calidad ya que tienen poca resolución energética y están restringidos a energías cercanas a las del haz estable primario, sin embargo, es posible mejorar la calidad del haz, pero esto requiere detener los fragmentos en una cámara de gas para luego post-acelerarlos a la energía deseada, en este caso los núcleos de vidas muy cortas no pueden ser producidos. La mayor ventaja de esta técnica es que permite producir haces con una vida muy corta de cientos de nanosegundos ( $\sim$  100 ns).

### 3.2.2. Método *Isotope Separator OnLine* (ISOL)

Consiste en producir núcleos radioactivos al depositar la energía de un haz primario, típicamente de protones, sobre un blanco primario grueso, de varios centímetros. Luego, los núcleos son extraídos hasta la fuente de iones por difusión química, al calentar el blanco a  $\sim$  30 kV, donde los núcleos son transformados en iones, para luego ser seleccionados en un separador de masas y acelerados hasta la cámara experimental. Esta técnica está limitada a especies radioactivas, con vidas mayores a 1 ms, debido al tiempo necesario para extraer los

núcleos radioactivos del blanco hasta la fuente de iones. La mayor ventaja de ésta técnica está en la producción RIBs con gran resolución en energía en un amplio rango de energías entre 10A keV hasta 100A MeV.

Dada la naturaleza de nuestro estudio, de  $^{11}\text{Li}$  y  $^9\text{Li}$  en Pb, a energías cercanas a la barrera coulombiana y con los mecanismos de reacción involucrados, el haz y los fragmentos solamente tienen una separación del orden de keV, por lo que es apropiado hacer uso de instalaciones tipo ISOL ya que permiten obtener haces a bajas energías con gran resolución energética.

### 3.3. Instalaciones

El estudio de núcleos exóticos está limitado por la capacidad de producción de las instalaciones. Los altos costes de construcción y producción de haces exóticos ha obligado a la planificación conjunta de los científicos a nivel mundial<sup>1</sup> para que cada instalación sea diferente y única en su clase. Alrededor del mundo existen varias instalaciones famosas como *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) entre la frontera entre Suiza y Francia, *Rikagaku Kenkyujo* (RIKEN), en Saitama, Japón, *Gesellschaft für Schwerionenforschung* (GSI) en Darmstadt, Alemania, *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds* (GANIL) al Norte de Francia, *TRI-University Meson Facility* (TRIUMF) en Vancouver, Canadá, etc. Todas ellas mantienen una sana competencia<sup>2</sup> por tener la mayor cantidad, calidad y eficiencia de producción de núcleos, normalmente la producción más intensa de un cierto ion radioactivo implica que la instalación sea la óptima para un determinado tipo de experimento, si es capaz de separarlo de sus vecinos. La alta intensidad de haz en intervalos de tiempo muy cortos puede saturar el sistema de detección. Por lo tanto hay que tener presentes diversos factores clave en los distintos métodos de producción para poder determinar la instalación óptima. En el texto explico las instalaciones de Física Nuclear relevantes para nuestro caso. Los estudios objeto de este trabajo de tesis se realizaron primero en el CERN y luego en TRIUMF. El experimento (IS399) de la instalación ISOLDE en CERN, lo detallo en la sección 3.3.1, sitio donde no obtuvimos los resultados deseados, sin embargo, nos dio el criterio para escoger la instalación. Por último, para realizar el experimento se consideró TRIUMF, la instalación que proporcionaba un haz de  $^{11}\text{Li}$  acelerado con la mayor intensidad posible y en el rango de energía de interés, los detalles sobre esta instalación se explican en la sección 3.3.2.

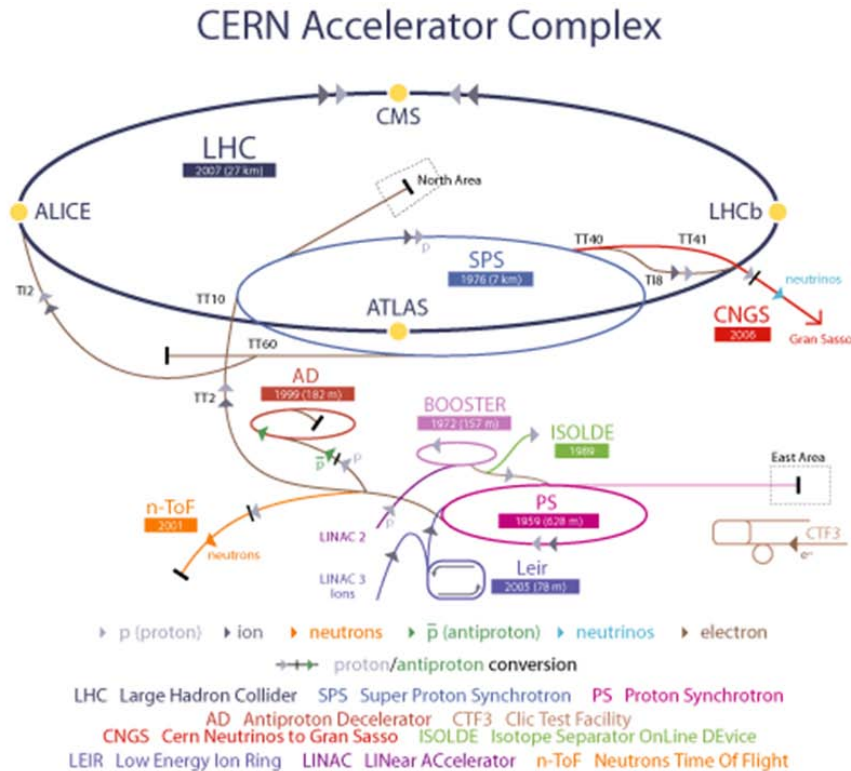
#### 3.3.1. Estudios previos en REX-ISOLDE

Los estudios previos fueron realizados en el *Isotope Separator On Line* (ISOLDE)<sup>3</sup> que está en el laboratorio europeo del CERN y se especializa en la separación de isótopos por el método ISOL. La instalación ISOLDE se encuentra ubicado en la frontera de Suiza (Meyrin)

<sup>1</sup>El ejemplo europeo es *Nuclear Physics European Collaboration Committee* (NuPECC)

<sup>2</sup>Estas instalaciones compiten mediante constantes mejoras.

<sup>3</sup>ISOLDE, según la tesis Henrik Jeppesen, pag. 30, los daneses sugieren que viene de *Danish Engineering*, otros sugieren que viene de *DEvice*.

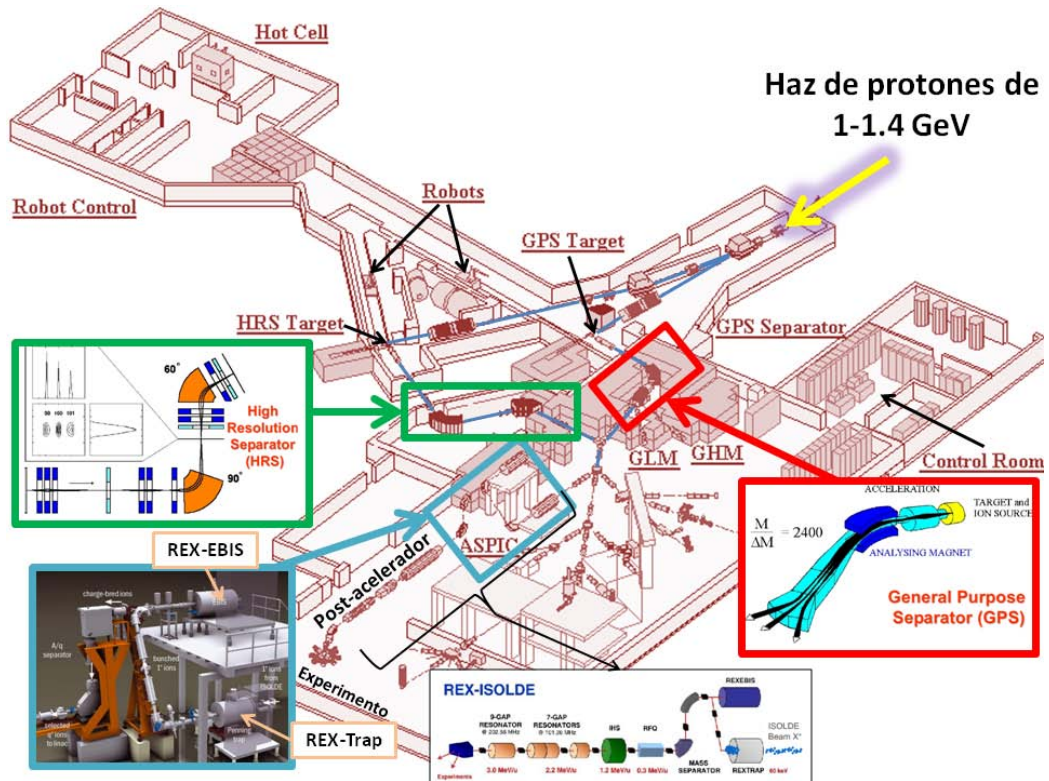


**Figura 3.2:** Trayectorias de haz en CERN. Para alcanzar las energías del LHC (7 TeV) se necesitan varias etapas de aceleración con una serie de anillos aceleradores con radio cada vez mayor. Partiendo de la fuente de protones y el LINAC2 (protones) ó LINAC3 (iones pesados), se envían protones a 50 MeV hacia el primer acelerador, un anillo con radio de 25 m (157 m de circunferencia), el PSB (que alcanza energías de hasta 1,4 GeV), luego estos pasan al PS (27 GeV) de 628,3 m de circunferencia, donde son acelerados y enviados a un anillo de 7 km de circunferencia, SPS (450 GeV), y luego al LHC (7 TeV) con un anillo de 27 km de circunferencia. Figura de [CER08].

y Francia (Saint-Genis-Pouilly), y está dedicado a la investigación en: estado sólido, ciencia de materiales, física atómica y nuclear, ciencias de la vida y astrofísica. En materia de física nuclear se dedica a la investigación sobre la dinámica y estructura nuclear lejos de la estabilidad.

ISOLDE recibe los protones con energías entre 1 y 1,4 GeV, de un acelerador llamado **PS-Booster** o **Proton Synchrotron Booster** (PSB), que consiste en un conjunto de 4 sincrotrones circulares idénticos colocados uno sobre el otro, donde los protones de 50 MeV provenientes de un acelerador lineal *LINAC2* son acelerados hasta 1,4 GeV. El nombre *PSB* viene de su función original de suministrar protones (o iones más pesados) al sincrotrón de protones (PS), el encargado de abastecer a los aceleradores de más alta energía del CERN, como *Super Proton Synchrotron* (SPS) y LHC, con iones de hasta 27 GeV. Actualmente PSB distribuye las partículas para ISOLDE y PS, como se ilustra en la figura 3.2.

La producción de isótopos radiactivos se hace en cuatro pasos: bombardeo del blanco



**Figura 3.3:** Instalaciones de ISOLDE. En amarillo se muestra la dirección del haz de protones. En verde el separador de masas de alta resolución HRS y en rojo el separador de masas de propósito general GPS.

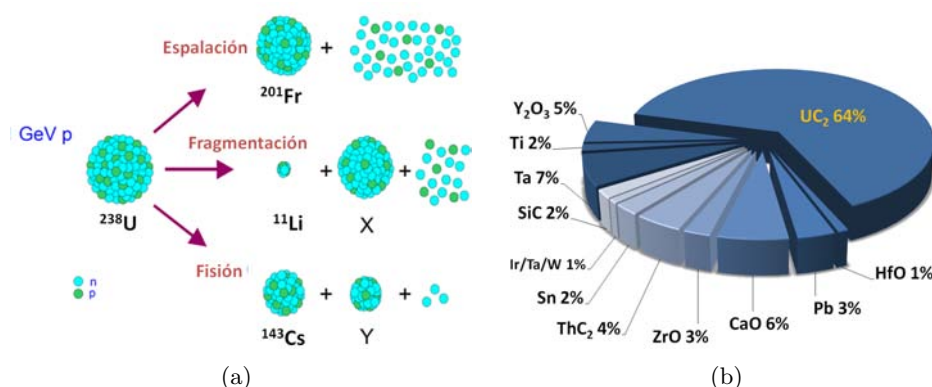
con protones, ionización, aceleración y selección en masa.

El haz primario de protones obtenido de átomos de hidrógeno ionizados preacelerados primero en *LINAC2* y luego en PSB, se dirige hacia uno de los dos posibles blancos de producción dependiendo de la resolución en masa deseada, **G**eneral **P**urpose **S**eparator (GPS) o **H**igh **R**esolution **S**eparator (HRS) con resoluciones en masa ( $M/\Delta M$ ) de 2400 y 15000 [Kug00], respectivamente. Sus ubicaciones en las instalaciones están señalados con recuadro rojo y verde en la figura 3.3.

El bombardeo de protones sobre el blanco se hace con una corriente máxima de  $2,1 \mu\text{A}$ , distribuida en un superciclo de 14,4 s [Kug00]. El PSB genera 12 pulsos, pero solamente suministra un máximo de 6 a ISOLDE. Los pulsos están separados entre ellos con una frecuencia de 1,25 s. Cada pulso es muy corto e intenso, con una duración entre  $1,2 - 2,4 \mu\text{s}$  y una intensidad de  $3,2 \times 10^{13}$  protones.

La producción de distintos isótopos en el blanco, se hace mediante tres procesos: espalación<sup>4</sup>, fisión o fragmentación, como se muestra en la figura 3.4. La espalación consiste en la evaporación de unos cuantos nucleones, neutrones o protones, de la superficie nuclear.

<sup>4</sup>La palabra espalación viene del inglés *spallation*



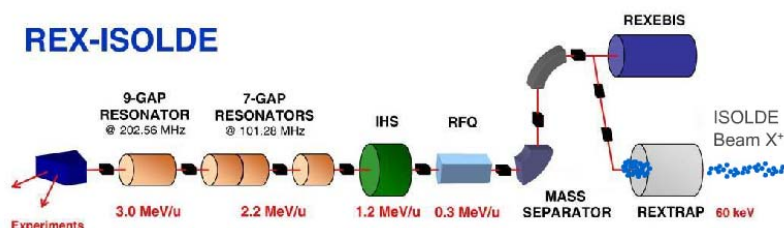
**Figura 3.4:** (a) Procesos de producción en el blanco primario, espalación, fisión, fragmentación. (b) Datos de 2011 para el uso de blancos en ISOLDE, en la producción de haces radiactivos. El más usado es el  $\text{UC}_2$ , con un 64%, mientras que el Ta solamente representa 7%.

La fisión consiste en la división de un núcleo pesado en dos núcleos más ligeros, modelos como el de la gota líquida describen la fisión como un proceso con una distribución simétrica de sus productos. La fragmentación es un proceso similar a la fisión, sin embargo, en este caso no hay restricciones de simetría y se le llama también fisión asimétrica. La fragmentación es el proceso más favorable para la producción de iones ligeros ricos en neutrones.

El material del blanco se escoge dependiendo del núcleo de interés. Los blancos pueden ser polvo, líquido o sólido (en lámina o en granulado). En ISOLDE existen más de 25 materiales distintos para hacer los blancos [JR10]. La figura muestra el porcentaje de utilización de 12 de los blancos en ISOLDE en 2011.

El blanco más utilizado en ISOLDE tiene un espesor típico entre 10 y 50  $\text{g}/\text{cm}^2$  y está hecho de  $\text{UC}_2$ , que representa un 64% de los blancos producidos en ISOLDE, ver figura 3.3.1, y con él, se puede producir  $^{11}\text{Li}$  de hasta  $1,4 \times 10^3$  iones/ $\mu\text{C}$ , sin embargo, el  $^{11}\text{Li}$  también puede ser producido por blancos de Ir y Ta con intensidades de  $1,1 \times 10^2$  iones/ $\mu\text{C}$  y  $7,0 \times 10^3$  iones/ $\mu\text{C}$  [Col12]. Los blancos de Ta representan solamente el 7% de los blancos producidos, y con ellos se obtiene la mayor intensidad de haz [Col12]. La geometría del blanco es cilíndrica y su eje de simetría está orientado en la dirección del haz. Entre dos experimentos es común cambiar los blancos ya que tiene una vida de producción corta de aproximadamente un o dos semanas, tiempo promedio en que se realiza un experimento. La gran cantidad de reacciones durante el bombardeo genera bastante radiación, y por esto hay dos robots dedicados y automatizados a la colocación de cada blanco.

En el blanco, después del impacto de los protones, se aplica inmediatamente, en sus extremos, una diferencia de potencial de 30 kV en sus extremos para calentar aun más el material alcanzando  $\sim 2000$   $^\circ\text{C}$  para transportar por difusión química los núcleos producidos hasta la fuente de iones acoplada al blanco, donde los iones adquieren carga +1, la necesaria para ser acelerados en la siguiente etapa. La fuente de iones se encuentra a unos 5 centímetros de blanco conectada a él por un pequeño tubo. La ionización de los núcleos producidos puede



**Figura 3.5:** Trayecto de haz en el complejo REX-ISOLDE. Para más detalles consultar el texto. Figura de [The12].

ocurrir por tres procesos diferentes: colisiones en un plasma caliente, intercambio de carga con la superficie caliente ó por excitación de un láser. En ISOLDE existen cuatro fuentes de iones que se diferencian en el tubo de transporte entre del blanco y la fuente de iones, y son: *surface ionizer*, *hot plasma ions source*, *cold plasma ions source* y **Resonance Ionizer Laser Ion Source** (RILIS). La fuente de iones se selecciona dependiendo de las propiedades del elemento químico de interés. La óptima selección del blanco y la fuente de iones permite una selectividad química de más de 70 elementos. Después de la ionización son acelerados con una tensión entre 30-60 keV hacia GPS o HRS, donde se selecciona el isótopo deseado, y luego es transportado hasta REX-ISOLDE lugar donde pueden ser post-acelerados si fuese necesario.

En el hall principal se encuentra **Radioactive Beam Experiment** (REX)-ISOLDE un acelerador lineal diseñado especialmente para acelerar núcleos hasta energías de 3,1 MeV/u.

Luego, los iones son guiados hasta la fuente colectora de iones *Penning trap*, *REX-TRAP* [SAB<sup>+</sup>02] donde son detenidos y enfriados en milisegundos por un gas de Ar sometido a una alta presión  $1 \times 10^{-3}$  mb que limita la movilidad de los iones. Los iones son extraídos con una frecuencia de 50 Hz y enviados hasta la siguiente estación REX-EBIS [Wen02], que permite aumentar el estado de carga del ion de  $1^+$  a  $3^+$  ó  $4^+$  hasta un  $A/q \leq 4,5$  [VWP<sup>+</sup>08]. Los iones con igual  $A/q$  salen a 5 keV/u hacia REX-LINAC, lo que se debe considerar para no ser ambiguo en el análisis de datos, por ejemplo, iones de  ${}^9\text{Li}^{+3}$  radiactivo pueden confundirse con  ${}^{12}\text{C}^{+4}$  estable [Wen01] por la igualdad  $9/3 = 12/4$ .

Antes de entrar en REX-LINAC los iones son seleccionados por un separador de masas electrostático y magnético. En REX-LINAC los elementos son acelerados en varias etapas hasta llegar a la cámara experimental. REX-LINAC consta de un **Radio Frequency** (RFQ) y una estructura IH [SKH<sup>+</sup>02] que acelera los iones a energías de 1,1 – 1,2 MeV/u, para luego pasar al resonador de 7 cavidades [Kop02] y finalmente a un resonador de 9 cavidades [SHKU04] que los aceleran hasta 3,0 MeV/u. En el 2015 se espera actualizar el sistema hasta 5,5 MeV/u y en el futuro aumentar hasta 10 MeV/u con **High Intensity and Energy** (HIE)-ISOLDE. Después de la aceleración el haz es enviado a alguna de las líneas experimentales de REX-ISOLDE.

Inicialmente se consideró la utilización de la instalación REX-ISOLDE [BGCMT01] para realizar nuestro experimento de estudio de la sección eficaz de  ${}^{11}\text{Li}$  sobre plomo (IS399), pero la intensidad del haz post-acelerado era de  $\sim 100$   ${}^{11}\text{Li}/\text{s}$ . El sistema REX fue diseñado

para ser usado a una razón máxima  $A/q$  de 4,5 [VWP<sup>+</sup>08]. La producción en ISOLDE de  $^{11}\text{Li}$  es de  $10^3 - 10^4$   $^{11}\text{Li}/\text{s}$ , pero el proceso de ionización realizado con la fuente de iones REX-EBIS es poco eficaz (la eficiencia total para  $^{11}\text{Li}$  incluyendo REX-TRAP+REX-EBIS es de 4,1% [VWP<sup>+</sup>08]) y muy lento ( $\sim 10$  ms) comparado con el semiperiodo del  $^{11}\text{Li} = 8,59(14)$  ms [NuD10].

La combinación del proceso de enfriamiento e ionización junto con la **Radio Frequency** (RF) provocan pérdidas en la intensidad del haz de  $^{11}\text{Li}$  de casi dos ordenes de magnitud. Además, la actividad de  $^{11}\text{Li}$  con 100  $^{11}\text{Li}/\text{s}$  llega en un pulso muy corto, lo que crea un considerable tiempo muerto, que hace que la cuentas registradas se reduzcan a 10 c/s. En estas condiciones el experimento es inviable.

En conclusión, el principal factor de limitación para realizar el experimento en ISOLDE es la intensidad del haz en estudio, en nuestro caso  $^{11}\text{Li}$  y el tiempo necesario en REX-TRAP y REX-EBIS para producir  $A/q = 3^+$ . Esto limita el laboratorio donde se puede realizar el experimento.

### 3.3.2. Acelerador TRIUMF-ISACII

El laboratorio TRIUMF llamado así por sus siglas en inglés **TRI-University Meson Facility** (TRIUMF), es una instalación destinada a la física nuclear y de partículas, y está localizada en Vancouver, Canadá.

El elemento básico de TRIUMF es un acelerador de tipo ciclotrón con 4 toneladas, de  $\sim 17,9$  m de diámetro con un vacío de  $5 \times 10^{-8}$  Torr que genera un campo magnético de 4600 Gauss para acelerar los iones<sup>5</sup> de hidrogeno,  $^-\text{H}$ , de 300 keV provenientes del multiplicador magnético de voltaje **Cockroft-Walton** (CW) hasta producir un haz primario de 100  $\mu\text{A}$  (a comparar con el haz de ISOLDE que es de 2,1  $\mu\text{A}$ ) con energías entre 475 y 520 MeV. Los protones acelerados son enviados por distintas líneas guía dependiendo de la demanda de haz y del hall donde se requiera hacer el experimento. Las líneas de haz están hechas de tubos metálicos de acero inoxidable, no magnéticos, y los sellos de vacío (*O-rings*) están hechos de doble filo de metal sobre indio. En el caso de experimentos con núcleos exóticos los protones son enviados a través de la línea BL2A(p) hacia el hall de blancos, ver figura 3.6, ubicado dos pisos más abajo, y frente al hall se encuentra el laboratorio especializado en la producción haces de núcleos exóticos.

La sala de blancos de TRIUMF puede albergar dos blancos simultáneamente. Esto hace más eficiente el cambio de blanco entre experimentos.

La haces exóticos secundarios se producen durante la interacción del haz al atravesar el blanco primario. TRIUMF a diferencia de ISOLDE tiene un número reducido de blancos en funcionamiento lo que permite acceder a un número reducido de elementos, todos ellos ligeros: Li, Be, F, Na, Mg y Al. En esta instalación similar a ISOLDE el grosor de los blancos es mayor de 20  $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  ya que la intensidad del haz es mayor. El material usado para el

---

<sup>5</sup>TRIUMF tiene cuatro fuentes de iones en el sistema de inyección: dos CUPS de alta intensidad, una de baja intensidad *post-polarized DuoPlasmatron* y otra de intensidad intermedia **Optically Pumped Polarized Ion Source** (OPIS)





**Figura 3.7:** Blancos de TRIUMF. (a) Blanco diseñado para ser calentado con 25 kW de potencia. El blanco está montado sobre una base de cobre para disipar fácilmente el calor. (b) Blanco diseñado para recibir entre 35 y 50 kW. La segmentación laminar mitiga el efecto de calentamiento sobre el material.

blanco depende del núcleo de interés. Para el caso de producción de Li se usó un blanco de Tántalo ya que todavía no pueden usar blancos de  $UC_x$ .

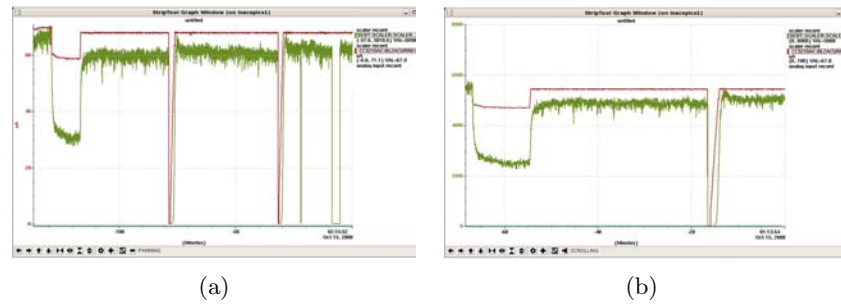
Después de la interacción se forma el haz de iones (haz secundario) que es seleccionado en masa por un separador de alta resolución. La masa de interés es guiada al laboratorio deseado en el experimento ISAC-I.

Las figuras 3.6(a) y 3.6(c) corresponden a dos fotografías hechas el 18 de julio de 2008 a las 23h a una pantalla de control de TRIUMF durante el experimento descrito en este trabajo de investigación. La figura 3.6(a) muestra el recorrido, intensidad y distribución de la corriente de protones suministrados a tres líneas de haz, BL, BL1A, BL2A3 y BL2C. La línea BL2A con una corriente de  $64,7 \mu\text{A}$  de protones desplazándose a 100 MeV alcanzan el blanco primario 1 con 6,47 kW.

Los isótopos producidos en ISAC-I son transportados en una línea electrostática **Low-Energy Beam Transport** (LEBT) y enviados a través de estructuras convencionales a temperatura ambiente a un hall donde se hacen experimentos a energía intermedia hasta el LINAC **Drift Tube Linac** (DTL) donde el haz es desviado hacia la línea **Doppler Shift Lifetimes** (DSL) que conduce el haz a el **Super Conductor** (SC)-LINAC en ISAC-II para acelerar los iones y luego dirigirlos hacia la cámara experimental. La aceleración de iones en ISAC-II permite realizar experimentos por encima de la barrera coulombiana hasta energías 5 MeV/u para  $A < 30$  [BBD<sup>+</sup>11].

En la figura 3.6 el recuadro verde muestra el recorrido del haz exótico hasta el hall experimental de ISAC-II.

Con la experiencia obtenida anteriormente y animados por los resultados obtenidos en experimentos similares en ISOLDE, se hizo una propuesta de experimento a la instalación TRIUMF en julio de 2006. Por aquella época ya estaba aprobado el aumento de energía de ISAC-I (1,6 MeV/u) a ISAC-II (hasta 5 MeV/u) y se esperaba poder tener los haces radiactivos acelerados en el hall de ISAC-II a finales del 2007. Finalmente el primer experimento de ISAC-II se realizó en diciembre del 2007 y nuestro experimento que fue el segundo de



**Figura 3.8:** Imágenes de pantalla hechas en octubre 2008 en TRIUMF, durante el experimento de  $^{11}\text{Li}$  al monitor del haz. En rojo la intensidad del haz de protones y en verde la intensidad del haz  $^{11}\text{Li}$ , el de más interés en nuestro caso. (a) Valores del haz primario en el eje vertical, con un máximo de  $70 \mu\text{A}$ . (b) Valores del haz secundario en el eje vertical, con un máximo de 4750 cuentas de  $^{11}\text{Li}/\text{s}$ .

ISAC-II tomó datos en julio y octubre 2008.

En el mes de julio, con el objeto de proporcionar una mayor intensidad de haz a nuestro experimento, se utilizó un blanco nuevo con geometría de rosquilla que permitía una mayor disipación de calor debido a su ventilación interior y exterior, y que se esperaba pudiera soportar un haz de protones con mayor intensidad, debido a que podía disipar calor en la parte central. La experiencia demostró que el blanco no daba los resultados esperados. Una investigación posterior, mostró que el calor del haz incidente separó el blanco en dos partes. El resultado para nuestro experimento fue una muy baja intensidad de haz de  $^{11}\text{Li}$  en julio. A raíz de este problema se nos dio tiempo de haz para volver en octubre y medir con el haz de  $^{11}\text{Li}$  con el blanco de tántalo, utilizando un blanco con diseño convencional. El resultado con un haz de protones con 70-100 nA (figura 3.8(a)) sobre el blanco de Ta, fue un haz secundario de  $^{11}\text{Li}$  de hasta 600 pps como se muestra en la figura 3.8(b).

### 3.4. Sistema de detección

El planeamiento de la configuración del sistema de detección para un experimento de reacciones nucleares no es una tarea trivial. Es necesario definir parámetros importantes tales como: la pérdida de energía tanto del haz en el blanco como de los productos de la reacción en los detectores, los espesores óptimos de los detectores para la correcta identificación de partículas, la posición e inclinación del blanco, la resolución energética necesaria y también la posición de los detectores para cubrir el rango angular relevante para el estudio.

La optimización de todos estos parámetros tiene como objetivo localizar la posición e identificar, las partículas cargadas provenientes de la reacción.

La posición de las partículas se obtiene al usar detectores segmentados en bandas, detectores de bandas, que brindan información espacial detallada. Se usan dos tipos de detectores: **Double-Sided-Silicon-Strip-Detectors** (DSSSD) y **Single-Sided-Silicon-Strip-Detectors** (SSSD). Ambos tipos de detectores pueden ser adquiridos en forma de arco

(geometría cilíndrica) o en geometría rectangular. Los DSSSD están formados por una red de detección y proveen información detallada (por píxel), mientras que los SSSD solamente pueden dar información de posición por banda, disminuyendo la precisión angular.

La identificación de partículas se hace midiendo la energía depositada de un haz incidente perpendicular a un conjunto de detectores u obleas de silicio colocadas en paralelo y de distinto espesor. Este modo de detección se denomina detector de telescopio. Como restricciones a la identificación, los iones deben ser detenidos al menos en el segundo detector. Como mínimo se necesitan dos detectores. Por convención, al primer detector se le llama  $dE$  porque se espera que solo una fracción de su energía sea depositada en él. Al segundo se le llama  $E$ , y para obtener una identificación adecuada de los fragmentos se espera que estos depositen toda su energía, la incidente, en el detector. La suma de la energía depositada en los detectores  $dE$  y  $E$  debe ser, salvo correcciones menores de las capas muertas del detector, la energía del fragmento al salir del blanco.

La energía depositada en el blanco y los detectores  $dE$  y  $E$  se calcula por medio de la fórmula de pérdida de energía (poder de frenado, *Stopping Power* (SP)) del fragmento incidente en el material ya sea el blanco de  $^{208}\text{Pb}$  o la oblea de Si del detector. El poder de frenado se calcula usando la fórmula de Bethe-Block descrita en [KW87] pag. 194 como:

$$SP = \frac{dE}{dx} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2 N_o Z \rho}{m_e c^2 \beta^2 A} \left( \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (3.1)$$

donde  $v = \beta c$  ( $c$ =velocidad de la luz en el vacío) es la velocidad de la partícula carga  $ze$  y  $A$ ,  $Z$ ,  $\rho$ ,  $N_o$ ,  $m_e$  y  $e$  son el número atómico, el número de protones, la densidad del material, el número de Avogadro, y la masa y carga del electrón, respectivamente. El parámetro  $I$  representa el potencial de ionización promedio de los electrones atómicos, que en la practica es una constante empírica.

### 3.4.1. Experiencia con sistemas de detección

Nuestro grupo ha realizado cinco experimentos similares al expuesto en esta tesis, con distintos sistemas experimentales, para estudiar la polarizabilidad dipolar coulombiana de los núcleos,  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Li}$  y  $^8\text{He}$  sobre blancos pesados. El estudio de estos núcleos nos ha llevado al desarrollo y optimización de varios sistemas de detección en función de la producción esperada del núcleo de interés.

El  $^6\text{He}$  se ha estudiado en **C**enter de **R**echerches du Cyclotron (CRC), en Louvain la Neuve, Bélgica. Se han realizado tres experimentos con sistemas de detección similares: Ph189 en 2002 [ESBM<sup>+</sup>07, SBEA<sup>+</sup>08], PH215 en 2004, [ASBG<sup>+</sup>11]) y PH238 en 2008. Donde se ha medido la sección eficaz de reacción para el sistema de  $^6\text{He} + ^{206,208}\text{Pb}$  y de  $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ , a energías de 14, 16, 18, 22, 27 MeV, cubriendo un amplio rango de energías por debajo, próximas y por encima de la barrera coulombiana ( $\sim 19$  MeV) [ASBG<sup>+</sup>11]. La producción<sup>6</sup> es de  $\sim 10^6$  iones por segundo.

<sup>6</sup>En CRC un se acelera  $^-H$  a través de dos ciclotrones acoplados, la corriente de protones alcanza hasta 200  $\mu\text{A}$  e impacta con energías entre 15-30 MeV en un blanco de fluoruro de litio (LiF) pulverizado, donde se producen la reacción  $^7\text{Li}(p,2p)^6\text{He}$ . Luego mediante la técnica ISOL los fragmentos son extraídos

En el primer experimento con  ${}^6\text{He}$ , PH189, realizado en 2001 [SB05], se colocaron dos telescopios de silicio: **CD-DI** *persión de Núcleos EXóticos* (CD-DINEX) y **Louvain Edinburgh Detector Array** (LEDA), ambos con *micostrips* en forma de arco, para seguir la geometría cilíndrica de los mecanismos de reacción. Los telescopios del proyecto CD-DINEX de la Universidad de Huelva cubrieron un rango angular entre  $135^\circ - 170^\circ$  y estaban compuestos en su parte  $dE$ , por un disco con cuatro SSSD de 16 bandas en forma de arco y  $40 \mu\text{m}$  de espesor, y en su parte  $E$  por un PAD en forma de cuadrante circular. El detector **LAMP**shape (LAMP), llamado así por su forma de pantalla de lámpara [MRM<sup>+</sup>10], tiene diez detectores LEDA con 16 bandas en forma de arco y de  $300 \mu\text{m}$  de espesor cada uno. Seis de estos detectores se colocaron en la parte delantera cubriendo ángulos entre  $20^\circ - 64^\circ$  para cumplir la función  $dE$ , en la configuración LAMP, y cuatro en la parte trasera para cumplir la función  $E$ , cubriendo ángulos entre  $5^\circ - 12^\circ$ , como se muestra en la figura 3.9(a). En total los detectores cubren un 33 % de  $4\pi$  [SB05]. El blanco se colocó perpendicular al eje de incidencia del haz para evitar efectos de sombra sobre los detectores. La sección eficaz elástica normalizada a Rutherford se muestra con triángulos negros en la figura 3.10(a), donde el rango angular donde se extrajeron datos fue entre  $10^\circ - 64^\circ$ .

En el segundo experimento, PH215, realizado también con  ${}^6\text{He}$  en 2004 [ASBG<sup>+</sup>11], se colocaron cuatro telescopios: dos CD-DINEX en dirección del haz, y dos DSSSD ( $16 \times 16$  con espesor de  $40 \mu\text{m}$ ) + PAD ( $500 \mu\text{m}$ ) ambos de  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  en dirección perpendicular a ellos, como se muestra en la figura 3.9(b). Los CD-DINEX, cubrieron ángulos efectivos hacia adelante y hacia atrás entre  $7,3^\circ - 25,6^\circ$  y entre  $149,8^\circ - 171,1^\circ$ , mientras que los telescopios cuadrados se solaparon entre  $84,1^\circ$  y  $90,1^\circ$ , el primero cubriendo ángulos efectivos entre  $59,1^\circ - 90,1^\circ$  y el segundo  $84,2^\circ - 116,5^\circ$  [Aco08]. El blanco se colocó a  $45^\circ$  para evitar efectos de sombra sobre los detectores. La sección eficaz normalizada a Rutherford se muestra con círculos amarillos en comparación con los resultados del experimento PH189 en la figura 3.10(a), donde se extrajo la sección eficaz diferencial en los rangos angulares  $12^\circ - 30^\circ$ ,  $12^\circ - 110^\circ$  y  $145^\circ - 170^\circ$ .

En el tercer experimento, IS444, [AAA<sup>+</sup>09], se realizó en 2001 en ISOLDE, CERN. Se midió la sección eficaz diferencial de  ${}^{11}\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$  a 32 MeV cerca de la barrera coulombiana (30 MeV). La intensidad del haz de  ${}^{11}\text{Be}$  fue menor a  $10^5$  iones por segundo, 10 veces menor que en la serie de experimentos para  ${}^6\text{He}$ . La disminución en la intensidad del haz hizo necesario acercar los detectores para aumentar el ángulo sólido de detección. Se colocaron seis telescopios concéntricos a una distancia del blanco de 6 cm, formando un hexágono, como se muestra en la figura 3.9(c). Cada telescopio estaba compuesto de un detector  $dE$ -DSSSD ( $16 \times 16$ , de espesor  $40 \mu\text{m}$ ) y un  $E$ -PAD ( $1500 \mu\text{m}$ ). El blanco, de  ${}^{120}\text{Sn}$  con espesor de  $3,5 \text{ mg/cm}^2$ , se colocó inclinado a  $68^\circ$  desde el eje del haz para minimizar los efectos de la sombra sobre los telescopios 2, 5 y 6 de la figura 3.9(c). Con este sistema de detección en el rango angular entre  $15^\circ < \theta_{lab} < 38^\circ$  se lograron separar los suceso cuasielásticos

---

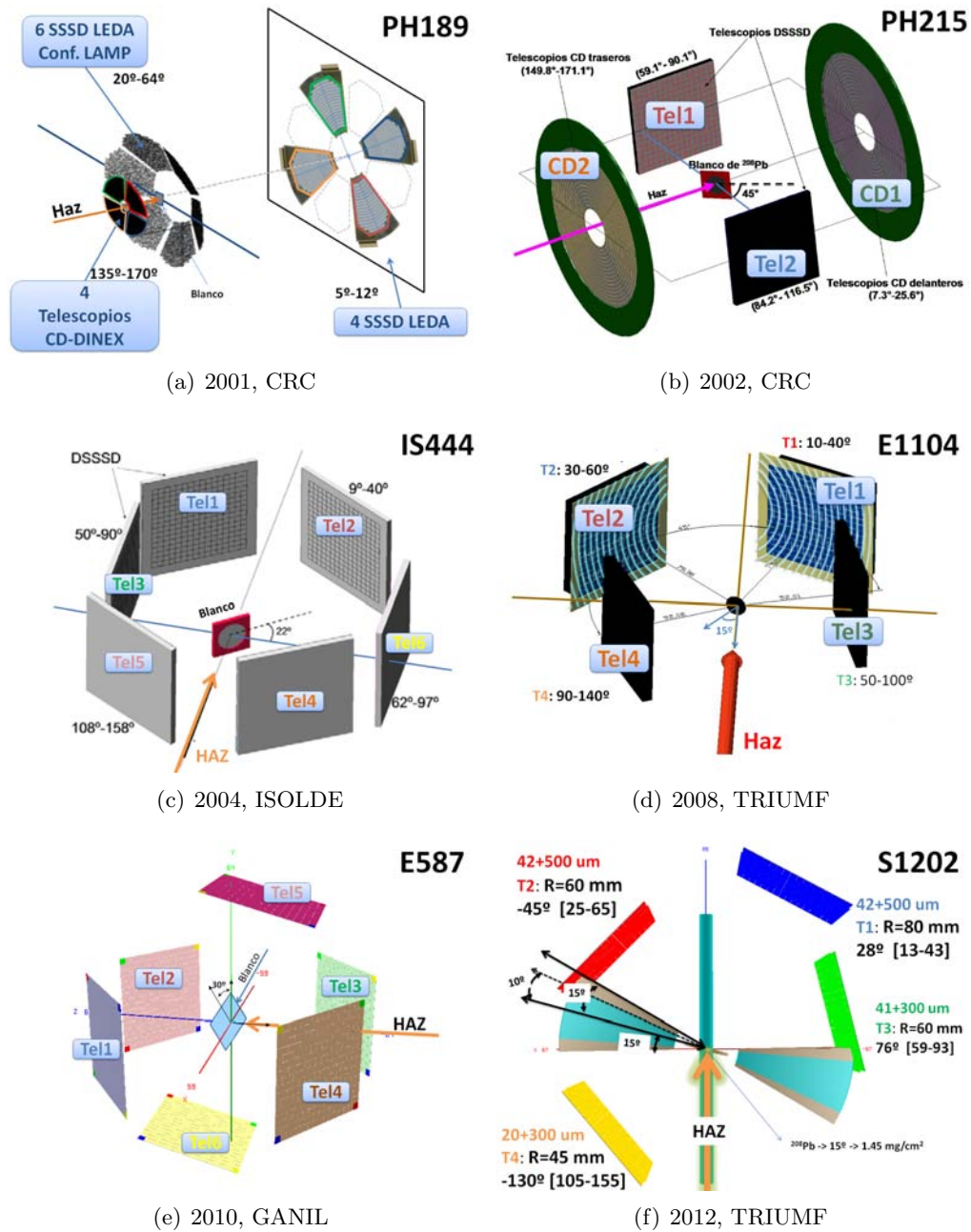
hacia la fuente de iones de tipo **Electron Cyclotron Resonance** (ECR), donde son seleccionados por un dipolo magnético para ser acelerados, con la energía deseada y una intensidad de  $\sim 10^6$  iones por segundo [SBEA<sup>+</sup>08, ESBM<sup>+</sup>07], hasta la cámara experimental por el ciclotrón CYCLONE110, que también elimina las especies con la misma relación carga masa al operar como un espectrómetro de masas de radiofrecuencia [SB05].

y los de ruptura, haciendo un análisis por píxel con buena resolución y gran cantidad de estadística [AAA<sup>+</sup>09]. Para el rango angular entre  $52^\circ < \theta_{lab} < 86^\circ$  no fue posible separar los fragmentos debido a la similitud entre el espesor efectivo de los detectores  $dE$  y la distancia de frenado en silicio de los fragmentos [AAA<sup>+</sup>09]. Así los iones no pueden alcanzar el detector  $E$  y se quedan en el detector  $dE$ , haciendo inviable la identificación de los fragmentos. El rango angular de los resultados para la sección eficaz diferencial del experimento fue entre  $10^\circ$  y  $50^\circ$ .

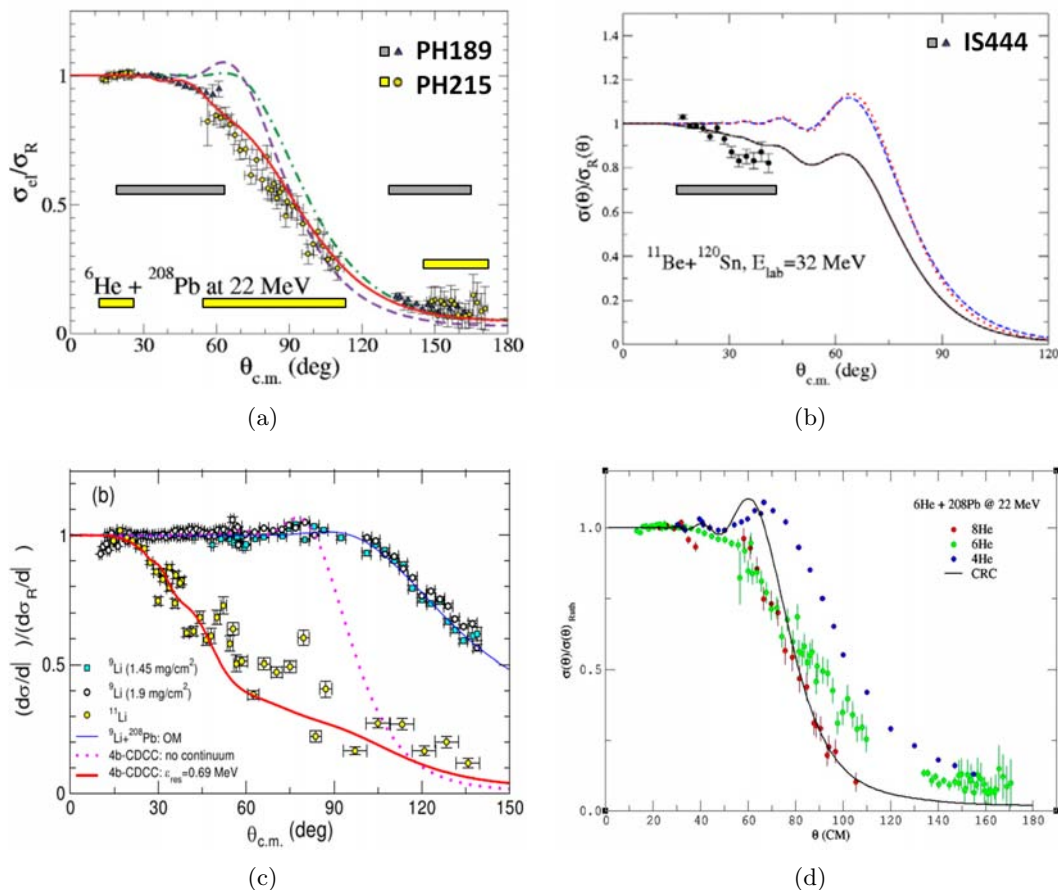
El cuarto experimento, el documentado en esta tesis, fue hecho primeramente en ISOLDE y luego en TRIUMF, en el medimos la sección eficaz diferencial de la reacción  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  a energías cercanas a la barrera coulombiana ( $\sim 28$  MeV). Explicadas en la sección 3.3.1 las limitaciones para la medición en ISOLDE, el experimento E1104 se realizó en TRIUMF con una intensidad de haz de  $\sim 10^4$  iones por segundo, lo que es 100 veces más pequeño que la serie de experimentos para el  $^6\text{He}$  y 10 veces para el experimento IS444 con  $^{11}\text{Be}$ . Para desarrollar el sistema de detección se usó como base el montaje del experimento IS444, que se optimizó para la detección de los fragmentos de  $^{11,9}\text{Li}$ . En el experimento con  $^{11}\text{Be}$  requirió de mucha electrónica y gran parte de los detectores tenían sombra del blanco. Entonces para el E1104 se instalaron únicamente cuatro telescopios cada uno de área  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ , dos frontales y dos traseros. Se minimizó la cantidad de electrónica y se dispusieron para cubrir el rango angular entre  $10^\circ$  y  $140^\circ$ , como se muestra en la figura 3.9(d). Los dos detectores frontales concéntricos a 80 mm del blanco estaban compuestos de un DSSSD  $16 \times 16$  ( $40 \mu\text{m}$ ) + PAD ( $500 \mu\text{m}$ ) mientras que los traseros a 7,5 mm de los delanteros y a 50 mm del blanco estaban compuestos de SSSD  $16$  ( $20 \mu\text{m}$ ) + DSSSD  $16 \times 16$  ( $60 \mu\text{m}$ ). Se escogieron los traseros traseros más delgados para que los iones pudieran atravesar el detector  $dE$ . Se logró obtener la sección eficaz en el rango angular entre  $10^\circ$  y  $140^\circ$ , sin embargo, la separación de 7,5 mm entre los detectores  $dE$  y  $E$ , conlleva una diferencia de ángulo sólido de detección, resultando en una disminución de coincidencia en las bandas que forman el marco entre los detectores. Durante el experimento se optimizó la posición del blanco a  $15^\circ$  desde la dirección del haz de 2 mm, sin embargo, hubo sombra sobre algunas de las bandas de los detectores.

El quinto experimento, el del  $^8\text{He}$ , E587S, se realizó en 2010, en laboratorio de GANIL, Caen, Francia. Medimos las distribuciones angulares de los fragmentos de  $^{6,4}\text{He}$  producidos en la reacción  $^8\text{He} + ^{208}\text{Pb}$  a energías cerca de la barrera coulombiana (19 MeV). El haz exótico de  $^8\text{He}$ , de 5 mm de diámetro e intensidad  $10^5$ - $10^6$  iones por segundo, reacciona a 18 y 22 MeV con el blanco de  $^{208}\text{Pb}$  con  $1 \text{ mg/cm}^2$  de espesor.

En este caso se usó el detector **GLOBAL REACTIon Array** (GLORIA), compuesto por doce telescopios que cubren 26,1% de  $4\pi$ , colocados tangentes a una esfera centrada en el blanco con radio de 60 mm, como se muestra en la figura 3.9(e). Cada detector esta compuesto por un  $dE$  de  $40 \mu\text{m}$  con  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ , segmentado en 16 verticales y 16 bandas horizontales. A 1 mm atrás se colocó el detector  $E$ , del mismo tamaño y segmentación pero con espesores de  $1000 \mu\text{m}$  [MDSBI<sup>+</sup>12]. Las ventajas de usar el detector GLORIA se resumen en tres: la simetría de disposición de los detectores, la gran cobertura angular y la reducida diferencia de ángulo sólido entre los detectores  $dE$  y  $E$ . Actualmente este experimento está en proceso de análisis.



**Figura 3.9:** Evolución del sistema de detección utilizado para estudiar la dinámica de núcleos con halo sobre blancos pesados. (a) Montaje del experimento PH189 de  ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$  realizado en CRC, Bélgica, 2001. Figura modificada de [Esc09]. (b) Montaje del experimento PH215 de  ${}^6\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$  realizado en CRC, Bélgica, 2002. Figura modificada de [ASBG<sup>+</sup>11]. (c) Montaje del experimento IS444 de  ${}^{11}\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$  realizado en ISOLDE, CERN, en 2004. Figura modificada de [Aco08]. (d) Montaje del experimento E1104 de  ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$  realizado en TRIUMF, Vancouver, Canadá, en 2008. (e) Montaje del experimento E587S de  ${}^8\text{He}+{}^{208}\text{Pb}$  realizado en GANIL, Caen, Francia, en 2010. (f) Montaje del experimento S1202 de  ${}^{11}\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$  realizado en TRIUMF, Vancouver, en 2012. Se ilustra la sombra del haz sobre los detectores formando ángulos entre  $10^\circ$  y  $15^\circ$ .



**Figura 3.10:** Se muestra la cobertura angular total de varios sistema de detección obtenida producto del calculo de la distribución angular normalizada a Rutherford, resultado de los experimentos PH189, PH215, IS444, E1104 y E587S. Además se muestran la comparación con cálculos teóricos, para más información ver [SBEA<sup>+</sup>08, ASBG<sup>+</sup>11, AAA<sup>+</sup>09, CJRG<sup>+</sup>12, MDSBI<sup>+</sup>12]. (a) Los rectángulos en gris y amarillo representan el rango angular cubierto en los experimentos PH189 y PH215. Los triángulos negros son los datos del experimento PH189 y los círculos amarillos los datos del experimento PH215, ambos de  ${}^6\text{He}$  a 22 MeV +  ${}^{208}\text{Pb}$ . Se muestra la cobertura angular del sistema de detección. Figura de [ASBG<sup>+</sup>11]. (b) Los triángulos negros son los datos del experimento IS444 de  ${}^{11}\text{Be}$  +  ${}^{120}\text{Sn}$ . Se muestra la reducida cobertura angular del sistema de detección. Figura de [AAA<sup>+</sup>09]. (c) Los círculos amarillos son los datos del experimento E1104 de  ${}^9,{}^{11}\text{Li}$  a 24 MeV +  ${}^{208}\text{Pb}$ . Se muestra la gran cobertura angular del sistema de detección entre  $10^\circ$  y  $140^\circ$ . Figura de [CJRG<sup>+</sup>12]. (d) Los círculos rojos (E587S  ${}^8\text{He}$  a 22 MeV), verdes (PH189+PH215  ${}^6\text{He}$  a 22 MeV) y azules ( ${}^4\text{He}$  a 23,5 MeV) muestran la sección eficaz elástica de varios experimentos. Para el caso del experimento con  ${}^8\text{He}$  hay gran cobertura angular del sistema de detección para los dos telescopios analizados en [MDSBI<sup>+</sup>12] la figura 3.9(e), uno delantero tel1 y uno superior tel5. Figura de [MDSBI<sup>+</sup>12].

En el sexto experimento realizado en TRIUMF, en 2012, para medir la reacción  $^{11}\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$  a energías cercanas a la barrera coulombiana, se incorporo la matriz de detectores **H**igh-**P**urity **G**ermanium (HPGe) de **TRIUMF ISAC Gamma-Ray Escape-Suppressed Spectrometer** (TIGRESS) [SPH<sup>+</sup>05] para obtener información completa sobre la dispersión inelástica de los estados  $1/2^-$  del  $^{11}\text{Be}$  [MGCB<sup>+</sup>08]. El montaje de detección para los fragmentos cargados se colocó dentro de TIGRESS, lo que redujo el espacio para la colocación de los detectores. Con esta limitación se usaron los detectores del experimento E1104, reemplazando el telescopio tel3 de la figura 3.9(d) por un DSSSD  $16 \times 16$  (con espesor de  $40 \mu\text{m}$ ) + PAD ( $500 \mu\text{m}$ ), y disponiéndolos de manera ligeramente diferente para optimizar la zona donde los detectores son menos eficaces debido a las sombras del blanco entre  $10^\circ$  y  $15^\circ$  respecto al plano del blanco, como se muestra en la figura 3.9(f). El análisis del experimento se encuentra en progreso.

En la figura 3.9 se muestra esquemáticamente la evolución de la optimización del sistema de detección, donde se ha aumentado la cobertura angular, se ha disminuido la sombra del blanco sobre los detectores y se ha cambiado el espesor de los detectores. Principalmente el acercamiento de los detectores al blanco se tuvo que hacer en medida que la producción del núcleo de interés se reducía. En este acercamiento hemos tenido que abandonar la geometría circular.

De estos experimentos hemos aprendido varias cosas:

- Es fundamental poder distinguir claramente el canal elástico del resto, en particular el canal de ruptura. Esto limita el espesor del sistema de detectores  $\Delta E - E$ , del blanco y la resolución del detector.
- Los cálculos teóricos desarrollados indican la cobertura angular y cómo debe ser la granularidad del sistema experimental para optimizar distribución angular. No es necesario usar muchos detectores, es decir, tener una gran granularidad angular, pero si colocar adecuadamente los que se tenga. En el experimento IS444, dedicado al estudio de  $^{11}\text{Be}$ , se usaron 6 detectores pero la determinación exacta de los canales elástico e inelástico solo fue posible en los detectores delanteros que cubrían un rango angular entre  $15^\circ < \theta < 38^\circ$ . Las figuras 3.10(a) y 3.10(b) muestran el rango angular cubierto con los sistemas experimentales PH189, PH215 y IS444. Es importante que los detectores colocados en el sistema experimental solapen en ángulos, para facilitar la normalización mediante una comparación precisa posterior de los datos obtenidos de uno y de otro. Hay que tener en cuenta el espesor de los detectores, a ángulos traseros y laterales pues el espesor efectivo del detector y del blanco dependen del ángulo de incidencia.
- El diámetro del haz influye en resolución angular y de energía. El haz, tras atravesar más área del blanco produce reacciones en distintos puntos de la superficie. El aumento en el diámetro del haz incrementa el área de producción de las reacciones, alejándola de ser puntual, más aun si los detectores se acercan al blanco. Lo que resulta en mayor incertidumbre angular y energética.

- El espesor del blanco influye en el *straggling* o dispersión del haz incidente. Escogiendo un blanco y un espesor de los detectores adecuado, se puede llegar a separar los canales de reacción. Usar un blanco delgado disminuye el *straggling* y mejora la resolución en energía. Pero cuanto más grueso sea el blanco mayor va a ser la producción de sucesos que sufren una reacción. La elección del espesor del blanco es siempre un compromiso entre pérdida de resolución en energía y ganancia en producción de fragmentos de ruptura, especialmente a ángulos traseros donde el *straggling* del haz a través del blanco es mayor.

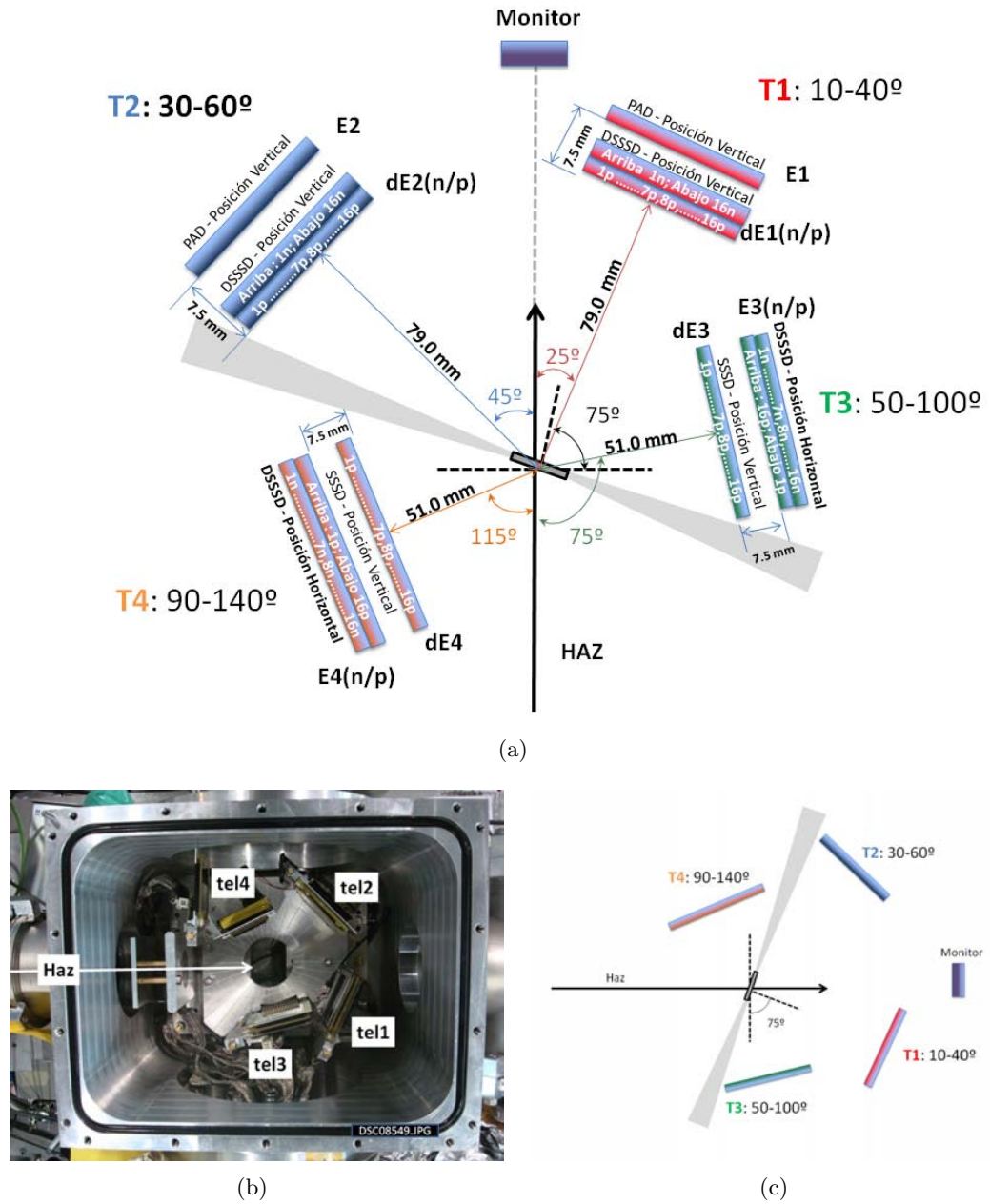
### 3.4.2. Configuración final del sistema experimental

Definir el sistema experimental para un experimento específico no es una tarea trivial. Hay que definir parámetros importantes tales como pérdida de energía del haz en el blanco, de los productos de la reacción en los detectores, los espesores óptimos de los detectores para la correcta identificación de partículas, la posición del blanco, la resolución energética necesaria y también la posición de los detectores para cubrir el rango angular necesario para el estudio. El sistema experimental se diseñó para poder identificar con gran cobertura angular el canal elástico, inelástico y el canal de ruptura en las reacciones de  $^{11}\text{Li}$  en plomo mediante la separación en masa y en energía de los fragmentos resultantes de la reacción,  $^{11}\text{Li}$  y  $^9\text{Li}$ , en un rango angular de  $10^\circ$  hasta  $140^\circ$ . Debido a la baja intensidad del haz de  $^{11}\text{Li}$  ( $\sim 10^4$ ) no se esperaba tener un número alto de cuentas en ángulos más traseros. La cobertura angular elegida se optimizó para cubrir la zona donde se esperaba una mayor dependencia del potencial utilizado en la modelización del proceso con los distintos acoplamientos al continuo. La figura 3.12 muestra las curvas cinemáticas para los mecanismos de reacción elásticos, de ruptura y de transferencia al continuo para la reacción de  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  bajo la barrera coulombiana a 24,1 MeV.

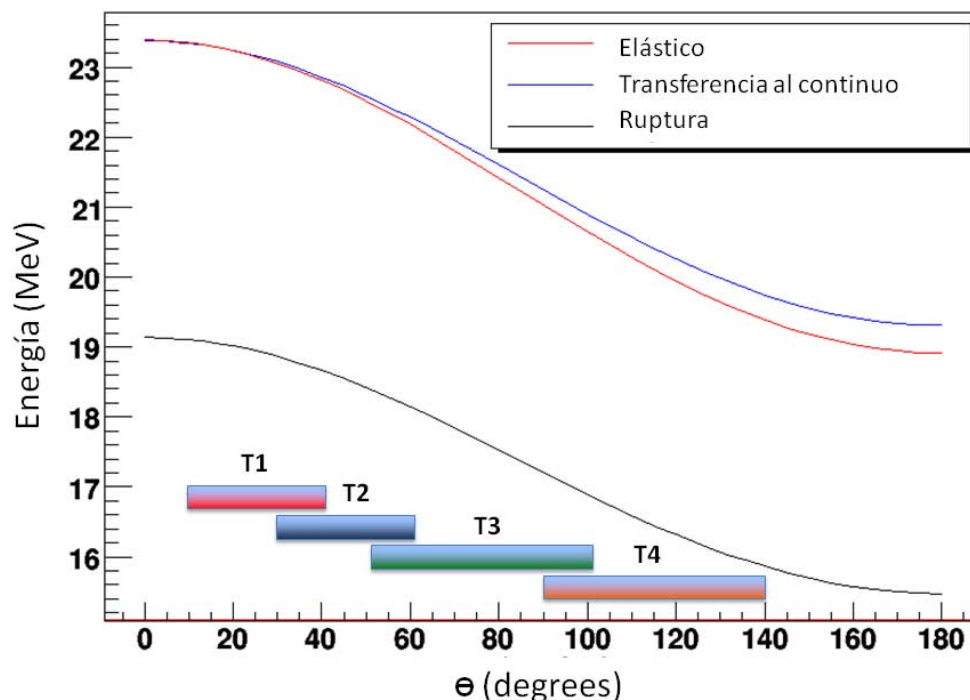
-

**Tabla 3.1:** Se muestra la posición para el centro geométrico de los detectores originalmente diseñado en coordenadas esféricas. Se colocó la superficie de detección perpendicular a una esfera centrada en el centro del blanco con  $\theta = 0^\circ$ .

Detector	$\rho(\text{mm})$	$\phi(\text{deg})$	Detector	$\rho(\text{mm})$	$\phi(\text{deg})$
dE1	79,0	-25,0	dE3	51,0	-75,0
E1	86,5	-25,0	E3	58,5	-75,0
dE2	79,0	45,0	dE4	51,0	115,0
E2	86,5	45,0	E4	58,5	115,0
Mon	280,0	0,0			



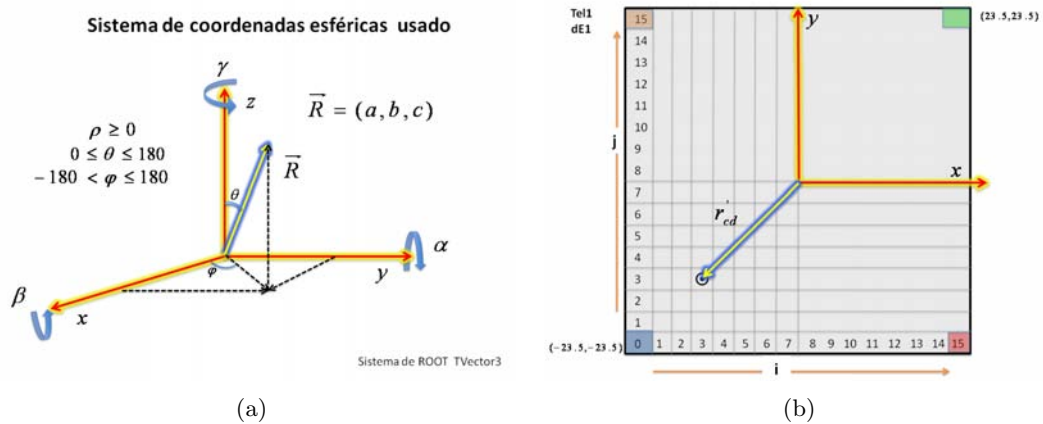
**Figura 3.11:** Montaje de los detectores. (a) Se muestran una ilustración para los distintos componentes de los detectores y la orientación de las bandas en cada detector. Las bandas traseras (n) de los DSSSD están orientadas perpendicularmente a las bandas frontales (p), formando una retícula. Más detalles de los detectores como posición, capas muertas, voltaje, corriente de fuga, número de serie y marca se muestran en las tablas 3.1 y 3.2. (b) Foto del interior de la cámara experimental con el sistema de detección dentro. (c) Representación de la posición (no a escala) de los cuatro telescopios, el detector monitor y el blanco usado en el experimento. Una sombra de 10° del blanco sobre los detectores se representa en gris. La flecha indica la dirección de incidencia del haz.



**Figura 3.12:** Energía esperada para los fragmentos elásticos y de ruptura de la reacción  $^{11}\text{Li}$  a 24,1 MeV sobre el blanco de  $^{208}\text{Pb}$  con  $1,45 \text{ mg/cm}^2$  [?, Cub09]. Los rectángulos de colores rojo, azul, verde y naranja representan el rango angular cubierto por los detectores 1, 2, 3 y 4 respectivamente.

Los cálculos que realicé previos al experimento para las reacciones  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  y  $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  tuvieron en cuenta la cinemática de las reacciones en el rango angular entre  $0 - 140^\circ$  para diferentes casos físicos extremos de conservación de momento y energía como son la dispersión elástica, la ruptura directa y la transferencia al continuo, y barajando varias configuraciones de los detectores existentes. Usando el programa para el calculo de perdidas de energía *The Stopping and Range of Ions in Matter* (SRIM), determiné la estructura y distribución óptima para los detectores y el blanco. Los resultados del estudio se encuentran detallados en el trabajo de DEA [Cub09]. El análisis previo y detallado es necesario para garantizar el éxito del experimento. Mantener la misma configuración para los experimentos de  $^9\text{Li}$  y de  $^{11}\text{Li}$  disminuye posibles errores sistemáticos. Para esto realicé cálculos previos de perdidas de energía cinemática para definir la posición final de los detectores teniendo en cuenta además donde los cálculos predecían la máxima variación de la sección eficaz.

El sistema experimental final estuvo formado por cuatro telescopios  $dE$  vs  $E$  de silicio y un monitor. Los detectores estuvieron situados en posiciones estratégicas para evitar



**Figura 3.13:** (a) Sistema coordenado usado para el posicionamiento del centro de cada telescopio. (b) Sistema coordenado usado para el posicionamiento de cada píxel en cada detector.

cualquier efecto de sombra que pudiera ocasionar el blanco, como se ilustra en la figura 3.11(a).

La posición de los detectores en el sistema experimental se muestra en la tabla 3.1 y el sistema de coordenado esférico de referencia desde el origen de producción de las reacciones, como se muestra en la figura 3.13(a). Cada detector fue orientado hacia el centro del blanco definiendo en cada uno un retícula cuadrada que identifica la posición de cada píxel en desde el centro del detector, como se muestra en la figura 3.13(b).

El detalle de los detectores con su espesor, tipo, marca y número de serie se muestra en la tabla 3.2. Los telescopios frontales ubicados para cubrir ángulos entre  $10^\circ$  y  $65^\circ$  estaban compuestos por un detector  $dE$  del tipo DSSSD de  $40 \mu\text{m}$  de espesor y con 32 bandas distribuidas en 16 bandas delanteras y 16 bandas traseras, y un canal de energía para el detector E de  $500 \mu\text{m}$ . Es decir, los telescopios traseros cubrían ángulos entre  $50^\circ$  y  $140^\circ$  y estaban compuestos de un  $dE$  de tipo SSSD de  $20 \mu\text{m}$  de espesor y un E del tipo DSSSD de  $63 \mu\text{m}$ . Este montaje trasero complica enormemente el análisis, pero era necesario para poder separar en masa los fragmentos y para conservar la información pixelada. Se utilizó electrónica semi-integrada de la compañía Mesytec (descrita en la sección 3.5). El sistema de detección registró 33 señales (32 DSSSD + 1 PAD) para cada uno de los dos detectores delanteros, 48 (16 SSSD + 32 DSSSD) para cada uno de los dos detectores traseros y una del monitor, lo que suma un total de 163 señales de energía y otras tantas de tiempo correspondientes a 1024 micro-telescopios de  $9 \text{ mm}^2$  (píxel) de superficie de sensibilidad.

### 3.4.3. Detectores semiconductores

Los detectores de bandas se usados para registrar la energía y permiten registrar varias las partículas simultáneamente en distintas bandas. Aplicando configuraciones especiales es posible determinar también la masa y posición de las partículas. El científico encargado

**Tabla 3.2:** Detalle de los detectores usados. Los valores de las columnas **Front Dead Layer** (FDL) y **Back Dead Layer** (BDL) son las especificaciones de fabricante para las capas muertas delantera y trasera. Los valores numéricos 2, 7, 9 corresponden con espesores de capa muerta de Si de 0,5, 0,1 y 0,05  $\mu\text{m}$ . Las letras G y M se refieren a la forma en que cubren el área activa los contactos de Al. La G (*grid*) para un red sobre el área activa y M (*metal coverage*) para cobertura metálica de toda el área activa. Los contactos tipo G están compuestos por tres pequeños cables de Al por banda frontal que cubren aproximadamente el  $\sim 3\%$  de la superficie, y que tienen un espesor de 0,30  $\mu\text{m}$  con una separación entre ellos de 1500  $\mu\text{m}$ , tal y como se muestra en la figura 3.15(b). Los contactos tipo M forman una capa uniforme de Al que cubre toda la superficie.

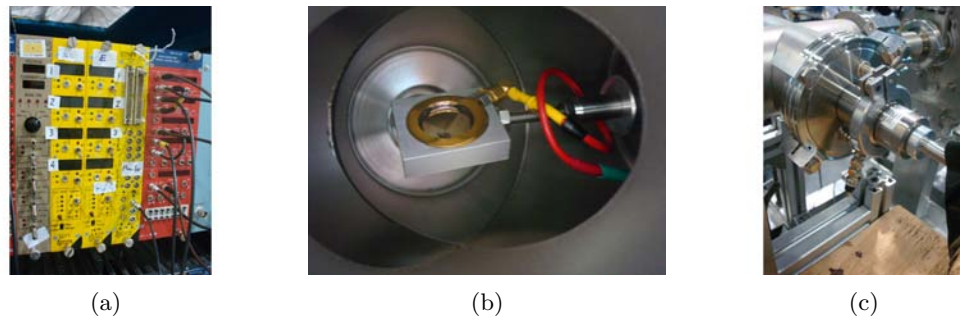
Detector	FDL	Espesor [ $\mu\text{m}$ ]	BDL	Tipo	Marca	N° Serie	Voltaje [V]	$I_{Fuga}$ [nA]
dE1	9G	40	2M	DSSSD	Micron	2292-5	-7	134
dE2	9G	40	2M	DSSSD	Micron	2561-11	-10	41
dE3	9M	20	2M	SSSD	Micron	2579-11	-10	0
dE4	9M	20	2M	SSSD	Micron	2579-1	-10	0
E1	2M	500	2M	PAD	Micron	2382-1	-90	217
E2	2M	500	2M	PAD	Micron	23331-1	-90	3
E3	7G	63	2M	DSSSD	Micron	2203-1	-20	815
E4	7G	63	2M	DSSSD	Micron	2203-26	-20	70
Mon		700		PIP	Canberra	FD-300-19-700	160	606

debe diseñar un sistema de detección específico para los requerimientos del experimento.

En los detectores de semiconductor la radiación incidente interacciona con el material inversamente polarizado del detector produciendo pares electrón-hueco en la región libre de carga que se dirigen a los extremos de los mismos, perdiendo parte o toda su energía durante el proceso. El pequeño pulso generado es amplificado, digitalizado y enviado a un ordenador para su procesamiento. La pérdida de energía en dos o más detectores contiguos con un grosor conocido y preferiblemente paralelos es usado para determinar la masa original, siempre que la radiación sea detenida en su totalidad en algún detector de la cadena. Al sistema se le llama detector telescopio.

Los detectores tiene geometrías circulares o rectangulares. Los más avanzados son segmentados en bandas lineales o circulares para obtener información geométrica al momento de reconstruir el suceso. Cada vez que una partícula entra en el detector se repite todo el proceso. Los detectores se colocan en vacío dentro de la cámara experimental. Una intensidad elevada ( $10^{10}$  p $\cdot$ cm $^{-2}$ ) produce un aumento de la temperatura del material y la rotura de mismo. Los detectores de semiconductor se usan porque tienen ventajas sobre otros tipos de detectores debido a su alta eficiencia intrínseca (100% para partículas cargadas) de detección por volumen efectivo, mejor resolución, se pueden hacer estudios cinemáticos al reconstruir la posición de los sucesos, se pueden hacer detectores delgados para que los iones solo pierdan una fracción de su energía y puedan ser identificados.

Los detectores semiconductores de Si de barrera de superficie, son los más usados cuando de detección de partículas cargadas se trata (nuestro caso). En el experimento se usaron cuatro tipos de detectores de semiconductor de Si distintos, cuatro con doble sistema de bandas DSSSD, dos solo con bandas verticales SSSSD, dos PAD y un monitor.



**Figura 3.14:** (a) Fuentes de alto voltaje fabricadas por la compañía Mesytec, donde se alimentan los cuatro detectores. La figura muestra la electrónica debidamente etiquetada su rápida identificación. (b) Detector monitor dentro de la cámara. (c) Manilla para inclinar el monitor.

Los detectores de semiconductor son obleas delgadas de Si sobre los cuales se deposita una cantidad controlada de impurezas. Existen dos tipos de semiconductores p y n, según la impureza tenga defecto o exceso de electrones. En la unión del material del Si dopado con impurezas p y n debido a la movilidad de los electrones o huecos se crea una región libre de carga. Mediante la aplicación de un voltaje inverso se consigue aumentar y estabilizar la zona libre de carga. Al incidir la radiación ionizante se crean pares electrón-hueco, que se recogen en los electrodos en los que se ha aplicado el voltaje inverso.

Algunas desventajas de los detectores de barrera de superficie [Leo09]: son 1) son sensibles a la luz. La delgada capa de impurezas es incapaz de detener la luz ambiental haciendo visible las longitudes de onda de entre 2 – 4 eV. 2) su superficie debe mantenerse limpia<sup>7</sup>. Son muy sensibles, y su superficie se contamina con facilidad. Incluso dentro de una cámara experimental, en vacío, existe la posibilidad de que aceite de la bomba de vacío se deposite en su superficie. Por ello nosotros usamos bombas primarias de membrana para hacer el vacío previo en lugar de bombas rotatorias de aceite. Descripción de los detectores usados según su complejidad en los siguientes apartados.

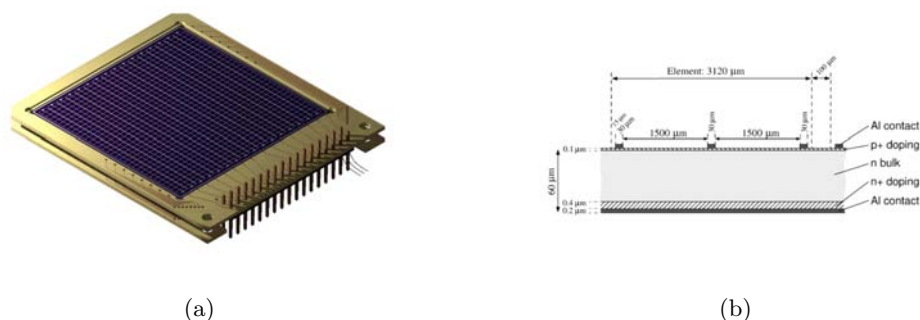
### Monitor

Tiene forma circular (Ver tabla 3.2) con 700  $\mu\text{m}$  de espesor y 300  $\text{mm}^2$  de área superficial. La capa de impureza (Au) es de 10  $\mu\text{m}$ . Su centro estuvo situado a 189,75 mm del centro del blanco (ver figura 3.14(b)) en la dirección del haz.

### PAD

Se usaron dos detectores con una oblea Si de 50x50  $\text{mm}^2$ , de 500  $\mu\text{m}$  de espesor y con una capa de impurezas llamada capa muerta de 500 nm de espesor. Ver figura 3.18(b).

<sup>7</sup>La razón por la que debe mantenerse limpia es porque si hay materia depositada, la partículas al atravesarla pierden una cantidad incontrolada de energía y debido al *stragling* empeora la resolución energética



**Figura 3.15:** Detector DSSSD [TBF<sup>+</sup>04]. (a) Dibujo de un DSSSD. (b) Dimensiones del DSSSD y sus bandas de Al.

### *Single-Sided-Silicon-Strip-Detectors* (SSSSD)

Oblea de Si con bandas receptoras de carga. En nuestro caso usamos SSSSD<sup>8</sup> de 16 bandas (ver figura 3.18(b)). Cada banda tiene unas dimensiones de 50 mm de longitud y 3 mm de ancho y están separadas entre sí por 0,1 mm. El área efectiva cubierta por los contactos de aluminio es del 2%. La oblea de Si tiene una capa de impurezas de B de 200 nm de espesor. Debe tenerse en cuenta que el detector tiene una capa muerta de 200 nm de boro + 200 nm de los contactos de Al. Se usaron dos SSSSD [BFT03] de 20 μm de espesor. Se colocaron las bandas en posición vertical ya que la sección eficaz varía con el ángulo y por lo tanto con un posicionamiento vertical<sup>9</sup>, recogemos distintas cuentas en cada banda del detector en función del ángulo axial con respecto al haz.

### DSSSD

Oblea de Si con bandas frontales y traseras recolectoras de carga perpendiculares entre sí. Se le aplicó un potencial positivo a las bandas verticales y a las traseras uno negativo. En nuestro caso usamos un DSSSD de 16x16, 16 bandas frontales y 16 bandas traseras (ver figuras 3.15). Cada banda tiene unas dimensiones de 50 mm de longitud y 3 mm de ancho y están separadas entre si por 0,1 mm. El área efectiva cubierta por los contactos de aluminio es del 2%. La cara frontal del detector tiene una capa de boro con un espesor de 100 nm. La cara trasera tiene una capa de dopaje de 400 nm de B [TBF<sup>+</sup>04]. Se usaron cuatro DSSSD, dos de 40 μm y dos de 60 μm de espesor. La capa muerta en la parte frontal de los detectores es de 100 nm de B, mientras que la capa muerta para la parte trasera es de 200 nm Al (contactos) + 400 nm de B (impurezas). La orientación de las bandas depende del diseño experimental. En nuestro experimento los bandas frontales tipo “p” de los detectores 1 y 2 (ángulos delanteros) tenían orientación vertical, y los detectores 3 y 4 (ángulos traseros) orientación horizontal (ver figura 3.11).

<sup>8</sup>En muchos casos por sencillez se simplifica el acrónimo SSSSD eliminado una “S”, escribiéndose SSSD.

<sup>9</sup>Se exige esta dirección vertical debido a la simetría axial del proceso de colisión.

### Detectores tipo telescopio

Son configuraciones geométricas de los últimos tres detectores mencionados. Se describen con más detalle en el siguiente capítulo en la sección de identificación de partículas.

Existe una limitación en la resolución de los detectores relacionada con la creación electrón-hueco. La temperatura ambiente en la oblea de silicio produce agitación térmica (ruido) y limita la resolución en energía que se puede mejorar enfriando los detectores.

## 3.5. Electrónica y sistema de adquisición de datos

### 3.5.1. Electrónica utilizada

En esta sección se hace un pequeño resumen de la electrónica y el sistema de adquisición de datos. En el experimento se hicieron mediciones de energía y de tiempo. Hubo 163 canales individuales de energía: 32 de cada DSSSD, para un total de cuatro DSSSD; 16 canales de cada SSSD con dos SSSD; y un canal para cada PAD con un total de dos PAD, además de un canal para el monitor. Se midieron señales de tiempo para las bandas frontales de los DSSSD delanteros y los SSSD traseros para un total de 96 canales de tiempo.

### 3.5.2. Preamplificador

Su función es convertir la carga liberada por el detector a un pulso de voltaje usando un circuito RC. Es importante en este primer elemento de la cadena electrónica para minimizar el ruido.

El ruido puede provenir de varias fuentes: primero, los detectores. Si la estructura cristalina de los detectores presenta algún fallo o tiene mucho uso, se introducirá ruido en nuestro sistema de adquisición de datos. Segundo, corrientes inducidas o parásitas. Estas corrientes se pueden y se deben disminuir al máximo. Son las causantes en su mayoría del ruido presente en el sistema de adquisición. Para evitar esto, se cubren todos los preamplificadores con papel de aluminio (ver figura 3.19(b)) hasta hacer una jaula de Faraday, así se evita que el preamplificador funcione como una antena de ruido, y por consiguiente se evita introducir señales externas en el sistema de adquisición. Hemos usado preamplificadores multicanal de la serie MPR de la compañía Messytec ya que amplifican con un factor de 5 veces la señal. Se usaron ocho MPR de 64 canales (MPR64) para los cuatro DSSSD, un MPR32 para los dos detectores SSSD y un MPRI para el detector monitor. Además se usó un módulo de la empresa MESYTEC denominado MSI-8 para los detectores PAD, que es un preamplificador y amplificador de 8 canales ideal cuando se tiene distintos detectores.

### 3.5.3. Amplificador

El amplificador sirve para amplificar la señal que viene del preamplificador y dar una señal con una forma conveniente para ser posteriormente procesada. La forma de la señal o pulso es muy importante. Se usa para optimizar la razón entre señales y el ruido. Hemos

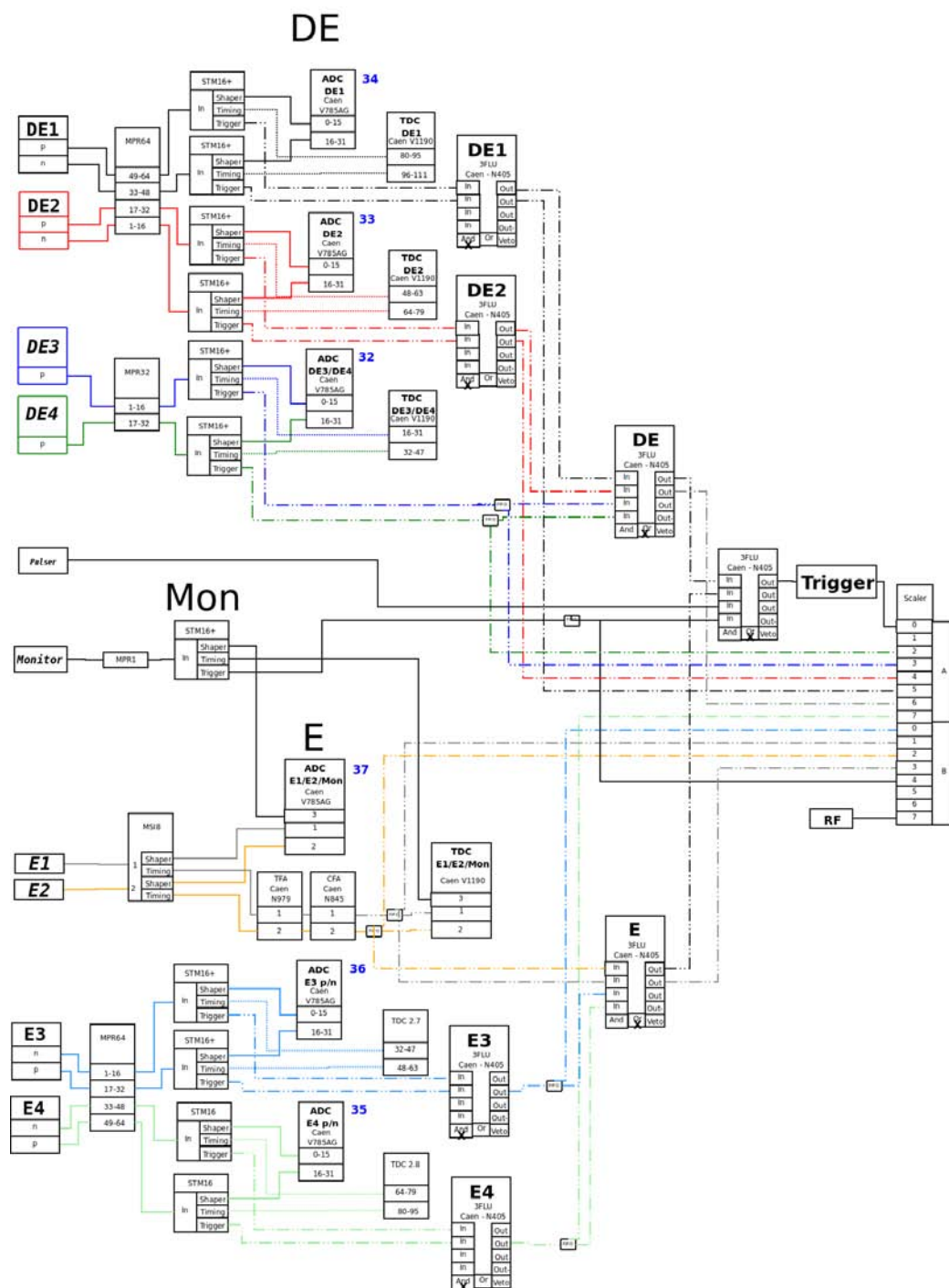


Figura 3.16: Diagrama de la electrónica utilizada y del sistema de adquisición de datos

usado un MSI-8 para los detectores PAD, y once STM16+ para los detectores DSSSD, SSSD, y monitor.

#### 3.5.4. Convertidor Analógico digital ADC

El propósito del ADC es convertir la amplitud de un pulso enviado por el amplificador en una señal digital. La conversión de la señal consiste en asociar la amplitud de cada pulso proveniente del amplificador a un canal específico. La conversión es lineal y proporcional a la amplitud. Este canal será posteriormente calibrado y tendrá su equivalente en energía. De tal modo que la magnitud de cada pulso del amplificador corresponde a una energía.

Usamos 6 módulos ADC CAEN V785, cada uno de 32 canales, uno individual para cada detector dE1, dE2, E3 y E4, uno compartido para dE3 y dE4, y por último uno compartido para E1, E2 y el detector monitor.

#### 3.5.5. Convertidor tiempo digital TDC

#### 3.5.6. FiFo

El FiFo es un módulo que sirve para proporcionar un *OR* de señales lógicas o para sacar varias replicas de una misma señal, manteniendo la forma y la amplitud de la señal original.

#### 3.5.7. Gate and Delay Generator (GDG)

El *Gate* es un generador de pulsos (digital o analógico), el cual recibe señales del *trigger* y es necesario retrasar (*delay*) y aumentar la duración en tiempo y amplitud de una señal lógica. Es útil cuando se desea hacer un *trigger* con varios detectores de distinta respuesta temporal.

#### 3.5.8. Scaler

Es un contador de señales y se usa para contar y visualizar el número de *trigger* de un experimento.

Por ejemplo: tiene varias escalas a las que se lleva el número de *triggers* individuales de cada detector de modo tal que si alguno presenta alguna anomalía (falta de señal, exceso de ruido, etc) se pueda detectar inmediatamente.

#### 3.5.9. Respuesta temporal del sistema

El tiempo muerto total de un sistema es el tiempo durante el cual el sistema no puede recoger datos. Esto puede ocurrir por varias razones:

- Aunque lleguen muchos sucesos al detector el sistema de adquisición por lo general procesa un suceso cada vez. Si se genera más de un suceso en un tiempo menor al que necesita el sistema para procesar un suceso, el sistema es incapaz de grabar o procesar cualquier otro suceso.

- Segundo, por el tiempo muerto intrínseco del detector, o sea, mientras se procesa una señal no se puede procesar la siguiente, a no ser que se produzca un efecto aún más severo que es el apilamiento, en el que se produce un suceso al mismo instante que otro, sumándose las señales, y formando un solo pulso de mayor amplitud en la señal que sale del preamplificador.

El tiempo muerto aumenta con la intensidad de la fuente, o con la proximidad de una fuente radioactiva.

### 3.5.10. Corriente de fuga

La corriente de fuga es la intensidad de corriente que circula por el dispositivo en ausencia de señales exteriores. Para los detectores semiconductores de Si que usamos esta corriente es distinta de cero, por dos razones. La primera, la agitación térmica producto de la temperatura del medio donde está el detector, lleva algunos de los electrones de la banda de valencia a la de conducción. La segunda, la diferencia de potencial a que es expuesta el detector es suficientemente alta y provoca la ruptura de dieléctrico, que es cuando se vuelve conductor.

En un mundo ideal donde los detectores de semiconductor fueran recolectores de carga ideales, en ausencia de radiación ionizante, los detectores deberían de tener una conductividad infinita y una corriente de fuga constante.

Al aplicar una diferencia potencial al detector a través del volumen dieléctrico de la oblea de silicio, es muy importante monitorear la corriente de fuga. Mientras la corriente de fuga se mantenga constante el detector debe estar trabajando correctamente. Si la corriente de fuga varía abruptamente, el detector puede tener un fallo operacional. Un fallo operacional en el detector resulta en una disminución de la resolución en el detector [Kno05]. Si la corriente de fuga crece mucho y supera el valor umbral, el detector sufrirá un daño irreversible en su estructura cristalina.

### 3.5.11. Lógica de adquisición de datos

Al diseñar un experimento el sistema de adquisición de datos es el encargado de recoger las señales de energía y tiempo de todos los detectores. En experimentos complejos que involucren muchos detectores como el E1104, es necesario seleccionar las señales que se van a guardar o procesar posteriormente.

Durante un experimento los detectores envían señales a los preamplificadores, estos a su vez envían las señales a los amplificadores y estos últimos envían señales al *trigger*. El *trigger* es un conjunto de lógica electrónica que se encarga de dar la señal para que un suceso sea guardado o no por el sistema de adquisición. De aquí que el *trigger* tiene un conjunto de operaciones lógicas formadas por combinaciones de *AND* y *OR*. En la figura 3.16 se puede ver la lógica usada, se marcan con  $x$  las casilla correspondientes al *AND* u *OR*

No hay una única forma de construir la lógica del sistema de adquisición de datos, y ésta depende mucho del experimento.

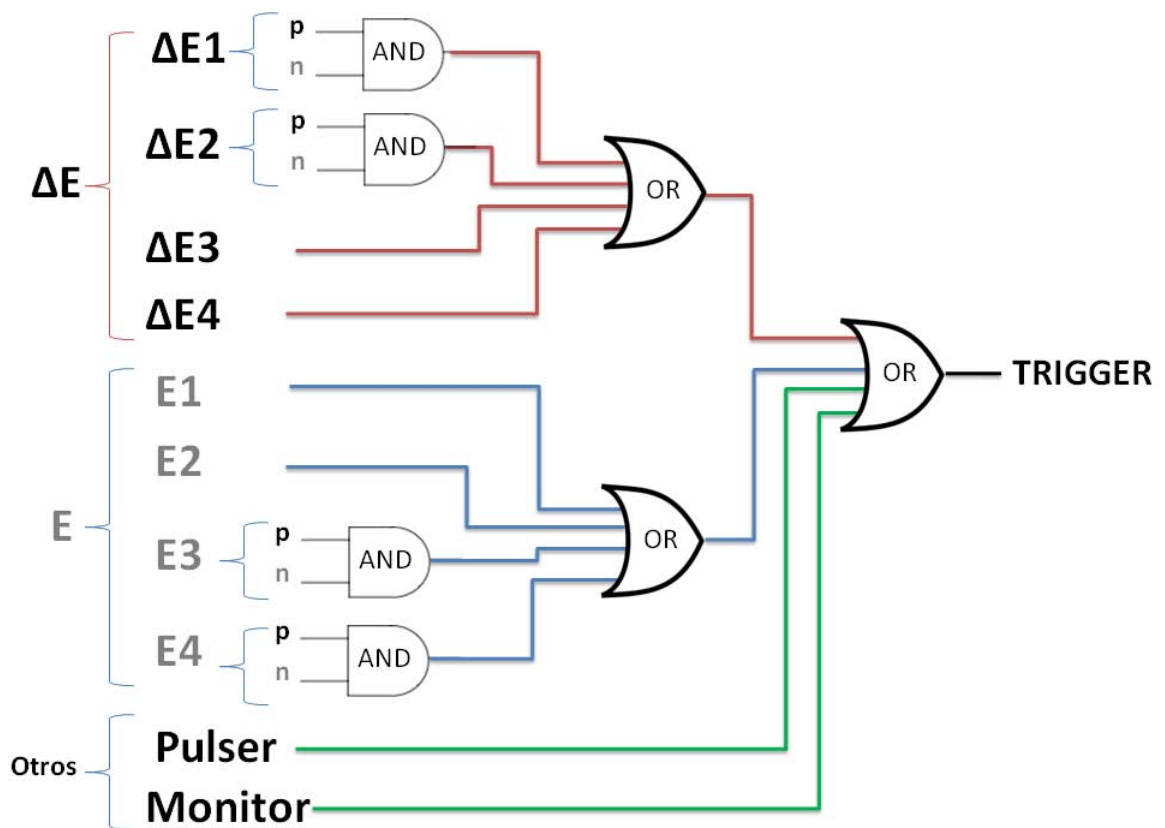
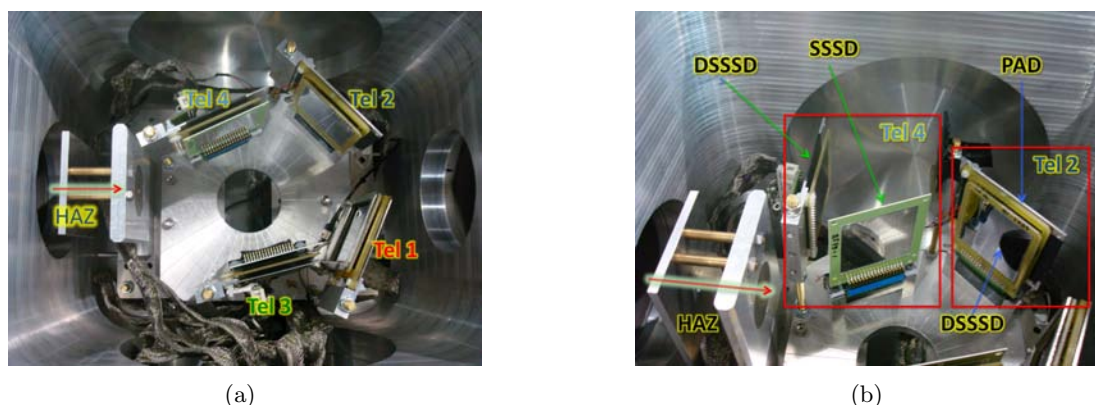


Figura 3.17: Lógica del sistema de adquisición de datos.

En el experimento se aplicaron los siguientes principios para construir el *trigger* (ver figura 3.17):

- hay un *trigger* general entre los detectores  $\Delta E$ , E, Monitor y el generador de señal, que se activa cuando ocurre un suceso en cualquiera de los detectores. La razón de que el generador de señal esté en el *trigger* es que de otra manera no sería posible guardar un suceso generado por el mismo, ya que solamente las bandas frontales de los DSSSD tiene la señal del generador. El monitor está en el *trigger* porque deseamos medir la intensidad del haz. El *trigger* general se conecta directamente al *Scaler* para poder monitorizar en la sala de adquisición de datos el número de cuentas por segundo que están siendo adquiridas por el sistema experimental.
- todos los detectores  $\Delta E$  tienen un *trigger* en común, que se dispara si  $\Delta E1$ ,  $\Delta E2$ ,  $\Delta E3$  ó  $\Delta E4$  envía una señal.
- todos los detectores E tienen un *trigger* en común, que se dispara si E1, E2, E3 ó E4 envía una señal.



**Figura 3.18:** Montaje experimental de los detectores. (a) Montaje final de los telescopios, se muestra el número identificativo. (b) Fotografía de la vista lateral hecha durante el montaje de los telescopios 2 y 4, se identifican los distintos componentes de cada telescopio.

- para reducir el ruido en los DSSSD, se aplicó una condición de señal conjunta, *AND*, entre las bandas delanteras y traseras. Cada vez que se dispara en un DSSSD en coincidencia, frontal y trasero activados a la vez, se envía un señal al *trigger* de los  $\Delta E$ .

La gran cantidad de cables y electrónica hace necesario, por comodidad y orden, etiquetar la electrónica. En la fotografía de la figura 3.14(a) se muestra la electrónica etiquetada usada para alimentar los detectores y procesar sus señales.

## 3.6. Condiciones experimentales

### 3.6.1. Energía de haz utilizada

La elección de la energía viene dada por las predicciones teóricas. La energía del haz de  $^{11}\text{Li}$  se escogió de manera que pudiéramos medir por debajo y alrededor de la barrera coulombiana del  $^{11}\text{Li}$  estimada en 28 MeV [WCF<sup>+</sup>], según los cálculos del modelo óptico.

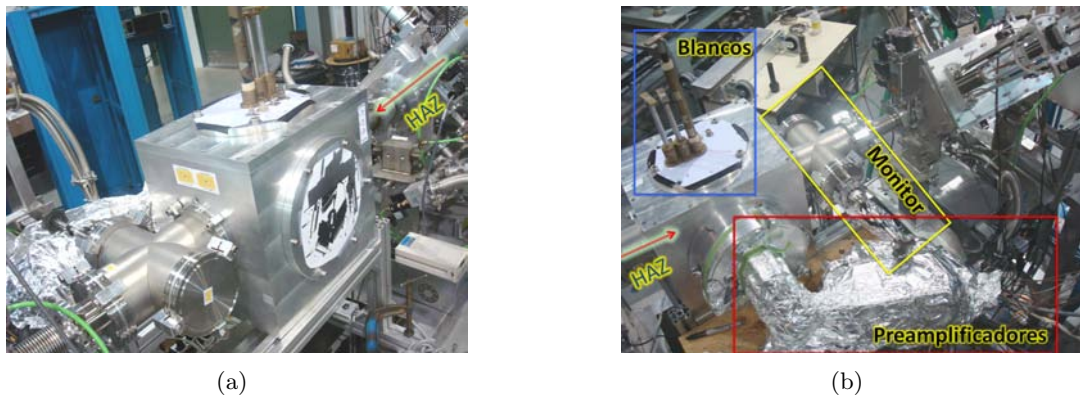
Las energías en centro de masa para los experimentos de  $^{11}\text{Li}$  y  $^9\text{Li}$  deben coincidir para que la comparación sea directa dentro de un margen de error de 300 keV que es aproximadamente la pérdida de energía de los iones de Li en  $^{208}\text{Pb}$ .

### 3.6.2. Cámara de vacío y mesa experimental

La cámara de vacío es un prisma cuadrangular de aluminio con dimensiones internas (externas) respectivamente de ancho 230(280) mm, de largo 300(350) mm y de alto 300(340) mm. Los detectores se colocan sobre una mesa experimental dentro de la cámara de vacío y luego se cierra herméticamente con un anillo de vitón de 5,0 mm de espesor, que se coloca dentro de un anillo de aluminio de 4,0 mm de espesor y es comprimido a presión

**Tabla 3.3:** Comparación de las energías en laboratorio (MeV/u) y en centro de masa para los experimentos de  $^9\text{Li}$  y  $^{11}\text{Li}$ . Se usó la ecuación de pérdida de energía 3.1 para hacer los cálculos y las masas se tomaron de [NuD10].

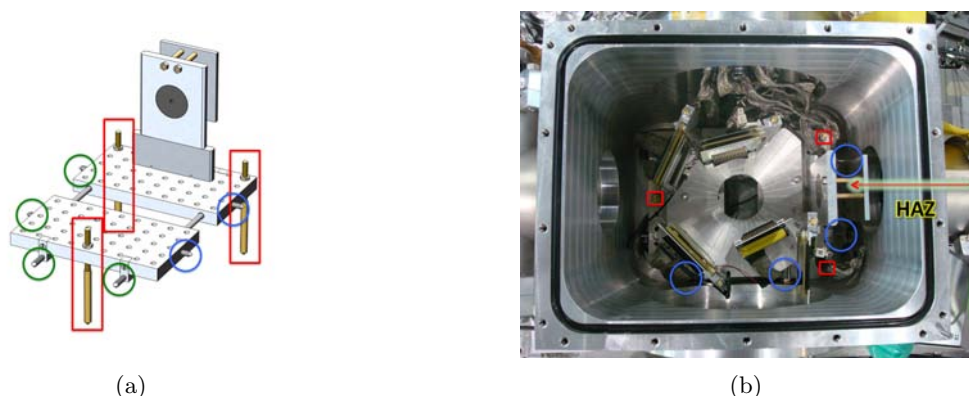
$E_{LAB}$ (MeV/u)		$E_{CM}$ (MeV)	
$^9\text{Li}$	$^{11}\text{Li}$		
2,67	2,2	23,1	
3,27	2,7	28,3	
3,67	—	31,8	



**Figura 3.19:** Cámara de vacío, vista exterior. (a) Se muestra un perfil de la cámara experimental y la dirección de entrada del haz. (b) Otra vista de los exteriores de la cámara experimental. Los recuadros azul, amarillo y rojo muestran objetos relevantes en la fotografía.

por la fuerza que ejercen los tornillos que cierran la cámara hasta sellarla. Y posteriormente por el vacío realizado en la cámara. Es de buena costumbre y más eficiente colocar los tornillos de forma simétrica tal que se distribuya uniformemente la fuerza. Luego se hace vacío en la cámara hasta que el dispositivo experimental llegue a tener aproximadamente  $5,6 \times 10^{-7}$  Torr. Es importante tener un buen vacío para que el haz pueda llegar libremente hasta el blanco, sin que haya pérdidas de energía ni pérdidas de enfoque en su recorrido, por colisiones con las moléculas de gas residual. (ver figura 3.19)

La mesa experimental es el sitio o soporte sobre el que se colocan los detectores. Su función fundamental es mantener a los detectores en el mismo sitio durante todo el experimento. Generalmente está alineada tanto vertical como horizontalmente. Como soporte básico lleva solamente tres tornillos que establecen la altura y que es el mínimo necesario de puntos necesarios para formar un plano, ver recuadros rojos en la figura 3.20. Si se utilizan más de tres puntos de soporte entonces el sistema no es sencillo de estabilizar. Para fijar cualquier posible movimiento en la cámara se colocaron ocho tornillos, dos paralelos en cada plano de la cámara, ver círculos en la figura 3.20. La mesa experimental debe ser nivelada horizontal y verticalmente para obtener un ajuste adecuado en la posición de los detectores



**Figura 3.20:** Mesa experimental. Los círculos son los ocho tornillos laterales con los que se puede ajustar la posición horizontal de la mesa experimental dentro de la cámara. En azul se muestran los tornillos usados en el experimento, en verde los que se mantuvieron fijos. Los recuadros rojos muestran las tres patas de la mesa que sirven de soporte y para nivelarla verticalmente. (a) Se muestra el diseño de la mesa experimental. (b) Se muestra la mesa dentro de la cámara experimental después de ser instalada.

respecto al blanco (ver figura 3.20). También se puede colocar sobre ella el colimador del haz, en nuestro caso se trata de una pieza hecha de bismuto con un agujero de apertura 5 mm.

### 3.6.3. Espesor, inclinación y elección del blanco

Como material para el blanco se eligió el  $^{208}\text{Pb}$  que es un núcleo doblemente mágico y por lo tanto más estable que sus vecinos desde el punto de vista de su estructura nuclear. Además necesitamos un blanco de alto Z, elegimos  $^{208}\text{Pb}$  cuya abundancia natural es de un 52,4%, que tiene además la ventaja de ser un núcleo doblemente mágico.

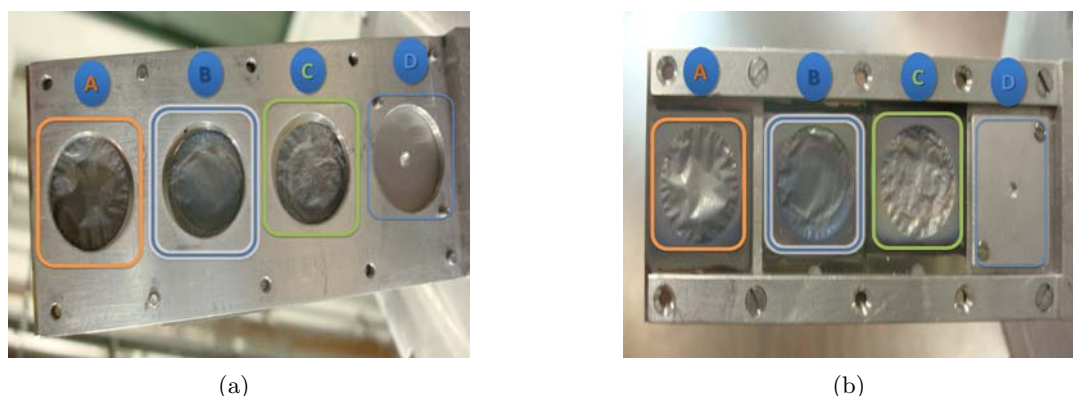
#### Espeor de los blancos disponibles

En este experimento teníamos a nuestra disposición tres posibles blancos de  $^{208}\text{Pb}$  con distintos espesores (ver figura 3.21). El espesor de los blancos fue medido en el laboratorio *Gesellschaft für Schwerionenforschung* (GSI), Darmstadt, Alemania y en el Centro Nacional de Aceleradores (CNA), Sevilla, España usando las técnicas de retrodispersión (*Rutherford Back Scattering* (RBS)).

En la tabla 3.4 se muestran los resultados de los espesores nominales de referencia obtenidos en GSI y los valores determinados en el CNA a posterior.

#### Elección del blanco para el experimento

La elección del espesor del blanco es un compromiso entre estadística y dispersión. El paso del haz a través del espesor del blanco produce un número de reacciones limitado por



**Figura 3.21:** Blancos de  $^{208}\text{Pb}$ . La medida del espesor de los blancos se realizó en el GSI. Los espesores de los blancos son de izquierda a derecha (A, B y C)  $0,82$ ,  $1,45$  y  $1,90$   $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ; y el colimador (D) de  $2,0$  mm de diámetro. (a) Parte frontal de los blancos que miraba al haz incidente. (b) Parte trasera de los blancos.

**Tabla 3.4:** Espesores de los blancos medidos en diferentes laboratorios (GSI y CNA), con diferentes técnicas. En el CNA se usó la técnica RBS, **R**utherford **B**ack **S**cattering o retrodispersión Rutherford. En el GSI se usó para el cálculo del espesor, una técnica en la que primero se lámina el  $^{208}\text{Pb}$  y luego se mide su peso.

Figura 3.21	Blanco	GSI ( $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) <sup>a</sup>	CNA ( $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) <sup>b</sup>
A	Pb-6	$0,82(3)$	$1,07(11)$
B	Pb-5	$1,45(4)$	$1,82(18)$
C	Pb-4	$1,9(1)$	$2,5(3)$

<sup>a</sup> esta técnica tiene un error menor al 3%.

<sup>b</sup> esta técnica tiene un error de 10% [AAA+09].

la densidad del blanco. Al aumentar el espesor del blanco aumenta el número de reacciones sobre él, por lo tanto aumenta el número de sucesos, sin embargo el aumento de espesor va en detrimento de la resolución en energía. Especialmente en ángulos traseros el efecto es mucho más severo por el recorrido de los fragmentos en el blanco.

En el experimento realizado en julio hicimos medidas con blancos de espesor de  $1,28$  y  $1,68$   $\mu\text{m}$  ( $1,45$  y  $1,90$   $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ )<sup>10</sup> con el haz de  $^9\text{Li}$  y el haz de  $^{11}\text{Li}$ . En octubre sólo con el haz de  $^{11}\text{Li}$  y el blanco de  $1,45$   $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

Debido a la baja producción de  $^{11}\text{Li}$  en julio, los datos tomados en julio para  $^{11}\text{Li}$  tiene poca información. No se pudo estudiar la resolución ni la producción con estos ficheros. Se estudió entonces los datos correspondientes a los haces de  $^9\text{Li}$  medidos en julio, para tener una referencia de comparación y poder elegir un blanco en octubre. Para estudiar la

<sup>10</sup>La densidad del plomo es  $11340$   $\text{kg}/\text{m}^3$

**Tabla 3.5:** Resolución del pico elástico de  ${}^9\text{Li}^{2+}$ , para varias energías. Comparación de los resultados de la suma de todos los píxeles y el píxel frontal 8 y trasero 8. El error en energía utilizado es el deducido de la fuente de calibración triple- $\alpha$ .

		FWHM Todos los píxeles		FWHM píxel (8,8)	
${}^{208}\text{Pb}$	E	Tel1	Tel2	Tel1	Tel2
( $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-1}$ )	( $\text{MeV}\cdot\text{u}^{-1}$ )	( $\pm 50$ keV)	( $\pm 50$ keV)	( $\pm 50$ keV)	( $\pm 50$ keV)
1,45	2,67	280	345	305	382
1,45	3,27	454	515	427	615
1,9	3,27	521	679	531	798
1,9	3,67	332	639	318	—

**Tabla 3.6:** Pérdidas de energía en el blanco. Se usó la masa de 9,02679 y 11,043797 para el  ${}^9\text{Li}$  y el  ${}^{11}\text{Li}$  respectivamente.

Haz	Energy		Target ( $\text{mg}/\text{cm}^2$ )	Depth ( $\mu\text{m}$ )	Depth with Target at $15^\circ$		SP ( $\text{keV}/\mu\text{m}$ )	Energía Depositada (keV)	mu	Energía LAB MID-Target (keV)	Energía CM MID-Target (keV)
	( $\text{MeV}/\text{u}$ )	(MeV)			( $\mu\text{m}$ )	( $\mu\text{m}$ )					
${}^9\text{Li}$	2,67	24,102	1,45	1,28	1,323	452,000	298,91	8,651	23,803	22,812	
${}^9\text{Li}$	3,27	29,518	1,45	1,28	1,323	406,600	268,88	8,651	29,249	28,032	
${}^9\text{Li}$	3,27	29,518	1,9	1,67	1,733	406,600	352,33	8,651	29,165	27,952	
${}^9\text{Li}$	3,67	33,128	1,9	1,67	1,733	381,900	330,93	8,651	32,797	31,433	
${}^{11}\text{Li}$	2,2	24,296	1,45	1,28	1,323	450,300	297,78	10,487	23,999	22,788	
${}^{11}\text{Li}$	2,7	29,818	1,45	1,28	1,323	404,300	267,36	10,487	29,551	28,061	

influencia del espesor de los blancos en la anchura del pico elástico y por supuesto en la resolución de los telescopios, por simplicidad se tomó un píxel central para los telescopios 1 y 2, no se estudiaron los telescopios traseros 3 y 4, por complejidad en la reconstrucción de sucesos y porque el efecto del *straggling* era más severo en estos telescopios, y por tanto, los efectos debidos a pequeñas variaciones en el espesor del blanco inapreciables. Los resultados se muestran en la tabla 3.5.

Después de analizar los resultados obtenidos, que se resumen en la tabla 3.5, se escogió el blanco de  $1,45 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  porque teníamos más tiempo de haz en octubre y la intensidad del haz de  ${}^{11}\text{Li}$  lo permitía. De experiencias anteriores en REX-ISOLDE sabemos que, resulta de gran importancia que los detectores traseros puedan distinguir con la mejor resolución posible los sucesos del canal elástico y del disociación del  ${}^{11}\text{Li}$ .

### Inclinación del blanco

El posicionamiento del blanco determina el origen de las reacciones y el espesor efectivo que el haz debe atravesar antes de alcanzar a los detectores. El plano de colocación y la inclinación con respecto al haz incidente determinan el rango angular en sombra para las mediciones. Después de ocurrir la reacción, cuando el haz se dispersa en dirección paralela al plano de blanco éste deposita una parte de su energía en él. El centro del blanco se usa de referencia para calcular la distribución angular de los detectores pixelados.

**Tabla 3.7:** Tiempo de haz.

Haz	Energía (MeV·u <sup>-1</sup> )	Blanco	Espesor (mg·cm <sup>-2</sup> )	Duración
<sup>9</sup> Li <sup>2+</sup>	2,67	<sup>208</sup> Pb	1,45	11h 45min
<sup>9</sup> Li <sup>2+</sup>	3,27	<sup>208</sup> Pb	1,45	7h 35min
<sup>9</sup> Li <sup>2+</sup>	3,27	<sup>208</sup> Pb	1,90	23h 30min
<sup>9</sup> Li <sup>2+</sup>	3,67	<sup>208</sup> Pb	1,90	17h 35min
<sup>11</sup> Li <sup>2+</sup>	2,7	<sup>208</sup> Pb	1,9	65h 56min
<sup>11</sup> Li <sup>2+</sup>	2,2	<sup>208</sup> Pb	1,9	43h 20min
<sup>11</sup> Li <sup>2+</sup>	3,67	<sup>208</sup> Pb	1,9	30h 15min
<sup>11</sup> Li <sup>2+</sup>	2,2	<sup>208</sup> Pb	1,45	7h 35min
<sup>11</sup> Li <sup>2+</sup>	2,7	<sup>208</sup> Pb	1,45	11h 30min
<sup>18</sup> O <sup>4+</sup>	2,67	Au/C	10 + 10 <sup>a</sup>	34min
<sup>18</sup> O <sup>4+</sup>	2,67	<sup>208</sup> Pb	1,45	1h 28min

<sup>a</sup> Este valor está en  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . La muestra de  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  tiene  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  del Au y  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de C.

### 3.6.4. Alineamiento del sistema experimental

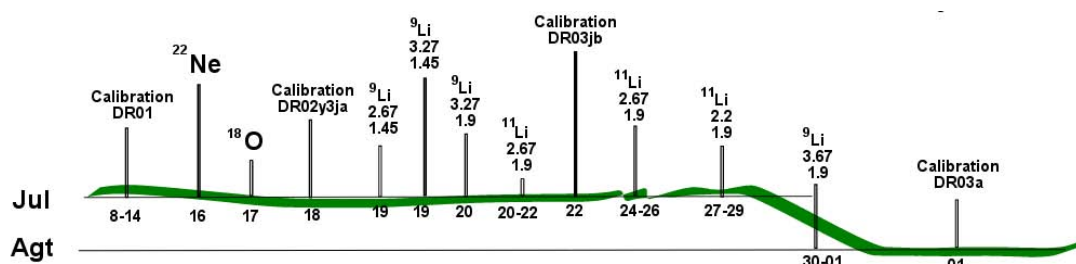
La transmisión del haz se optimizó haciendo pasar el haz de <sup>18</sup>O<sup>4+</sup> a  $2,7 \text{ MeV}/u$  por el colimador, así se fijó la posición del haz y de los blancos. La inclinación del blanco tuvo que ser optimizada para no perder estadística por la sombra del blanco en las bandas a ángulos mayores del telescopio 2. Esto se hizo con el haz de <sup>18</sup>O<sup>4+</sup> también. Se giro el blanco a  $+5^\circ$  y  $-5^\circ$  respecto a la referencia de  $20^\circ$  de inclinación que teníamos, comparamos así la pérdida de cuentas principalmente en el telescopio 2, hasta optimizar la inclinación del blanco, la inclinación óptima elegida fue de  $15^\circ$ , es decir de  $-5^\circ$  respecto al eje de referencia de  $20^\circ$ .

### 3.6.5. Cronología del experimento, datos adquiridos y tiempo de haz

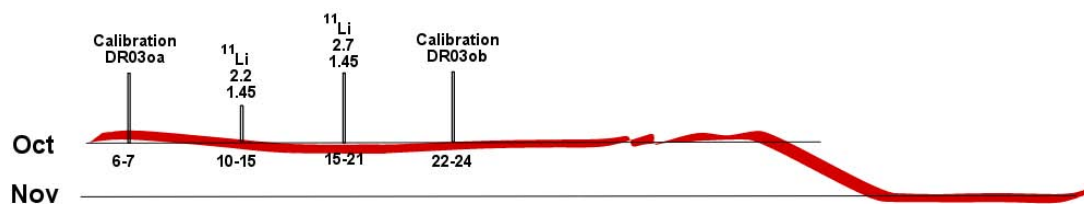
El tiempo de haz viene fijado por el comité de expertos científicos SAC<sup>11</sup> que aprueba el experimento, y que hace la distribución según los objetivos propuestos por los experimentadores.

En resumen, la distribución del tiempo de haz se muestra en la tabla 3.7. A recordar la anécdota, de los problemas derivados de testear un nuevo diseño de blanco, con forma de *donut* o rosquilla. Lo que nos permitió medir el <sup>11</sup>Li una vez más y con un haz realmente intenso que alcanzó hasta 6000 iones por segundo, con un promedio de 4300 iones por segundo durante el experimento. Y además pudimos medir el haz de <sup>9</sup>Li con un valor extra de energía lo que nos permitió obtener una parametrización más fiable del potencial óptico.

<sup>11</sup>La palabra SAC viene del inglés *Scientific Advisory Committee* (SAC).



(a)



(b)

**Figura 3.22:** Resumen el orden cronológico de las medidas realizadas en TRIUMF para el experimento E1104 en 2008. En la figura 3.22(a) para los datos medidos en julio. En la figura 3.22(b) para los datos medidos en octubre. Se muestra cuando se han hecho los cambios de rango dinámico, las calibraciones, los haces piloto  $^{22}\text{Ne}$  y  $^{18}\text{O}$  y los haces  $^9\text{Li}$  y  $^{11}\text{Li}$ .

## Capítulo 4

# Técnicas y herramientas de análisis

### 4.1. Introducción

Para poder analizar un experimento lo ideal es tener a disposición la información sobre las variables físicas involucradas en el experimento. Las señales provenientes de nuestros detectores se recogen en un sistema de adquisición como hemos detallado en el capítulo anterior. Por ellos diseñamos un sistema experimental sensible a las variables de interés, sin embargo, los sistemas de adquisición de datos nos dan listas de datos sin sentido físico. Para que estas listas de datos tengan sentido, el físico tiene que asociarles una serie de parámetros que los convierten en los observables de interés como posición y energía depositada que nos dan la energía y momento de la partícula. Hay todo un proceso de análisis donde se seleccionan los datos adquiridos, datos que realmente tiene valor para el proceso físico en estudio y que aportan información valiosa al problema en cuestión.

El primer paso para obtener los observables es hacer las calibraciones en energía para cada banda de los detectores, luego mediante diferentes algoritmos podemos seleccionar los datos interesantes, separarlos del ruido y asociarlos al ángulo subtendido por un elemento del detector en píxeles. Una vez seleccionados los sucesos de interés y asignadas las variables físicas, es posible cuantificar la energía, posición e intensidad para cada producto de la reacción.

Para el estudio de la dinámica del  $^{11}\text{Li}$  y  $^9\text{Li}$  con un blanco de plomo, una de las variables más interesantes en el análisis es la distribución angular de los eyectiles. Los núcleos con halo presentan la particularidad de que en presencia de un campo eléctrico fuerte existe una alta probabilidad para que los neutrones débilmente ligados se separen del núcleo, incluso a energía por debajo de la barrera coulombiana, produciendo así la ruptura del núcleo. La probabilidad de dispersión consiste en conocer la distribución angular de un eyectil al disparar un núcleo sobre un blanco. La cantidad física que cuantifica la probabilidad de dispersión es la sección eficaz. La sección eficaz es el cociente entre el número o flujo de partículas resultantes y el número de partículas incidentes cuando se produce una reacción. De manera experimental, el flujo de partículas incidentes (el haz) sobre el blanco constituye el proyectil y en el tratamiento teórico será nuestro canal de entrada. Al flujo de partículas

o iones producidos en la reacción se le llama canal de salida. La suma de los productos de reacción en los diferentes canales de flujo de salida debe ser igual al flujo de entrada. Debe haber continuidad.

La cantidad de partículas entrantes es proporcional a la intensidad del haz y al tiempo de medida y puede ser medido colocando un detector (monitor) frente al haz incidente.

La sección eficaz más probable es la sección eficaz elástica cuya formulación la realizó Rutherford en 1919 para la reacción  $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p})^{12}\text{C}$ .

La sección eficaz de Rutherford, ecuación 2.6, describe colisiones elásticas de partículas cargadas, un núcleo en este tipo de colisión no pierde energía durante el proceso de dispersión. Luego los avances llevaron a que el núcleo eyectil podía partirse y separarse en fragmentos con masas diferentes.

El modo de medir la sección eficaz es sumar el número total de sucesos o eyectiles que ocurren para cada proyectil. La identificación y cuantificación del eyectil no es trivial y depende de numerosos factores: el montaje experimental, la pérdida de energía del haz en el grosor del blanco y los detectores, la resolución en energía y angular y la cinemática de la reacción. En un proceso elástico, para ángulos delanteros, la sección eficaz es muy sensible a la posición, por lo que se debe determinar con precisión la posición de los detectores. Hacia ángulos traseros la identificación se encuentra fuertemente limitada por el grosor del blanco.

Dependiendo del proceso en estudio la multiplicidad de cada suceso se torna más o menos relevante. Así en estudios donde se espera un proceso con distribución isótropa la cinemática es fundamental y la multiplicidad juega un papel relevante. En el caso de estudios sobre la dinámica de los núcleos halos cerca de la barrera coulombiana donde solamente se detectan las partículas cargadas, no se esperan sucesos con alta multiplicidad.

La cinemática de la reacción es importante a la hora de planificar el experimento y el dispositivo experimental, poniendo los límites experimentales para realizar la identificación de particular así como los procesos involucrados como lo son: reacción elástica, ruptura directa y la transferencia al continuo.

Para poder identificar los eyectiles en  $Z$  y  $A$ , es necesario utilizar un sistema con detectores delgados y gruesos, ya que si la partícula pierde todo su energía en el detector es independiente de  $Z$  y  $A$ . La identificación de las partículas se hace por la penetración y la deposición de energía de la partícula cargada en un material, por ejemplo, el Si de los detectores depende del tipo de partícula, de su energía inicial y del material que atraviese. La cantidad física que relaciona la pérdida de energía de una partícula en un material fue propuesta por Hans-Bethe en 1930 y es llamada poder de frenado (SP) 3.1. La profundidad de penetración de la partícula se calcula integrando el inverso del poder de frenado. Así es como sabemos si la partícula de interés llega a detenerse en el detector y puede ser identificada o no.

Así es como el análisis del experimento requiere la comprensión de muchos factores con dificultades no solo teóricas sino también experimentales. Los resultados de analizar todos estos factores y los procedimientos desarrollados son el fruto de mi trabajo y lo describo en las siguientes secciones.

## 4.2. Calibración en energía de los detectores

Las calibraciones en energía son de gran importancia en nuestro caso, porque tenemos detectores con varias bandas de detección que tienen cadenas electrónicas distintas, lo que implica distintas constantes de calibración en energía para cada banda. Al hacer una representación de un detector frente a otro en un telescopio,  $\Delta E$  vs  $E$ , por todas sus bandas, es necesario tener calibraciones precisas, de otra manera veremos un espectro con poca resolución donde no se pueden identificar partículas. Con buenas calibraciones en el caso de una reacción con varios proyectiles podremos identificar claramente las partículas de diferentes masas y energías.

En el experimento E1104 teníamos 163 canales de información para deducir las energías. Cada uno de estos canales fue necesario calibrarlo individualmente con el fin de conocer los valores de energía correspondientes. Los canales a calibrar son en lo que se refiere a su cadena electrónica, idénticos, sin embargo; la disposición geométrica de las bandas detectoras de silicio dificultó en algunos casos su calibración. Solamente en algunos canales se contó con una señal de referencia, un pulso con un voltaje y frecuencia específica generado artificialmente. Para poder calibrar un detector de partículas cargadas como son los detectores de silicio se emplean típicamente fuentes radioactivas de partículas alfa. El éxito de la calibración está en que las partículas depositen toda su energía en el volumen de los detectores. El hecho de que una partícula atraviese o no un volumen depende de su energía de incidencia y en la mayoría de los casos puede ser calculado usando la ecuación de Bethe-Block ecuación indicada en la referencia 3.1.

**Tabla 4.1:** Fuentes de calibración de emisión  $\alpha$ . Se lista la fuente  $\alpha$ , la energía  $E_\alpha$  y la intensidad e emisión  $I_\alpha$ .

Fuente $\alpha$	$E_\alpha$ (keV)	$I_\alpha$ (%)
$^{148}\text{Gd}$	3182,787(24)	100
	5105,5(8)	11,5(8)
$^{239}\text{Pu}$	5144,3(8)	15,1(8)
	5156,59(14)	73,3(8)
$^{241}\text{Am}$	5388(1)	1,4(2)
	5442,90(13)	12,8(2)
	5485,6(12)	85,2(8)
$^{244}\text{Cm}$	5664(3)	0,022(1)
	5762,70(3)	23,6(2)
	5804,82(5)	76,4(2)

En este experimento se usaron dos fuentes de calibración externas, la fuente triple-alfa (con los núcleos de  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  y  $^{244}\text{Cm}$ ). La resolución de nuestros detectores de silicio

es aproximadamente de 70 keV, por lo cual no podemos diferenciar estos tres picos para cada fuente. Sin embargo observamos un pico que es la suma de los tres y que su centroide es aproximadamente la energía del pico con mayor intensidad. Así podemos, en un rango de error energético de 70 keV, decir que cada uno de estos isótopos deja una huella única en el espectro, siendo sus energías respectivas 5156,59(14), 5485,6(12) y 5804,82(5) keV. Además se usó la fuente de  $^{148}\text{Gd}$  (con una energía de 3182,787(24) keV). En ángulos delanteros teníamos dos telescopios con una configuración DSSSD (40  $\mu\text{m}$ ) + PAD (500  $\mu\text{m}$ ). Las partículas alfa de las fuentes radioactivas de calibración se paran en el espesor de los detectores delanteros, esto facilita la calibración. Para cubrir los ángulos traseros la situación fue otra, se colocaron dos telescopios con una configuración SSSD (20  $\mu\text{m}$ ) + DSSSD (60  $\mu\text{m}$ ), donde el grosor de los detectores SSSD es muy pequeño. Haciendo un calculo con SRIM [Zie11] (programa para calcular el transporte de iones en la materia) se puede demostrar que las partículas alfa con energías inferiores a 3,0 MeV ( $^{148}\text{Gd}$ ) no logran atravesar 15  $\mu\text{m}$  de silicio, sin embargo; las partículas con energías superiores a 5,0 MeV (fuente triple-alfa) depositan toda su energía solo si la anchura del detector es mayor a 25  $\mu\text{m}$ , como los detectores SSSD tienen 20  $\mu\text{m}$ ; las alfa dejan una huella, hay una porción de partículas alfa que se paran en el espectro y depositan su energía en el detector y solo fue posible usar como referencia el pico de menor energía correspondiente a  $^{239}\text{Pu}$  y de 5156,59 keV. Para poder hacer una calibración lineal es necesario tener al menos dos puntos de referencia, en el caso de los detectores SSSD tenemos un punto del  $^{148}\text{Gd}$  y el otro de la señal de pulso. El pulso es constante para todas las bandas de detección  $\Delta E$  y para ficheros medidos con la fuente triple-alfa y el  $^{148}\text{Gd}$ . Calibrando el generador de señales o *pulser* con el pico menos energético de la fuente triple-alfa, tengo dos puntos de referencia conocidos (el  $^{148}\text{Gd}$  y el *pulser*) y por lo que puedo calibrar los detectores. Siguiendo el razonamiento anterior hice las calibraciones de los 163 canales. Durante el experimento de  $^9\text{Li}$  y  $^{11}\text{Li}$  se realizaron varias calibraciones para determinar la estabilidad de la electrónica. Al hacer un estudio de la variación del *pulser* por fichero encontré que el canal del generador de señal se mantenía constante, por lo tanto no fue necesario hacer ningún tipo de corrección por estabilidad electrónica.

### 4.3. Selección de sucesos

A menudo los datos que se toman durante las medidas en el laboratorio contienen ruido electrónico y del sistema de adquisición, datos que no son de interés para nuestro objetivo y se requiere una cierta metodología para poder identificar y descartar estos sucesos. Lo que intenta esta sección principalmente es presentar las técnicas de análisis que consisten, grosso modo, en seleccionar los datos transformados a ROOT tomados con el sistema de adquisición **M**ulti **I**nstance **D**ata **A**cquisition **S**ystem (MIDAS), [MID11], para separar el ruido y trabajar con los valores interesantes.

Para más detalles sobre el formato de datos y los filtros de umbral de canales y sucesos próximos se puede mirar el capítulo de Técnicas y Herramientas Experimentales de mi DEA [Cub09].

### 4.3.1. Umbral de canales

Es el que elimina los sucesos de ruido electrónico. Este es el filtro más sencillo de todos, y se aplica a cada banda de un DSSSD, SSSD, PAD y monitor. Consiste en eliminar todos aquellos sucesos que se encuentren por debajo de un umbral. Sirve para eliminar el ruido electrónico a bajas energías (*underflow*) y en los canales de altas energías (*overflow*).

El valor *underflow* se determina al mirar el ruido acumulado durante todo el experimento. Tiene la forma típica de pico con pendiente decreciente hacia derecha de la figura , donde ya se ha introducido previamente un corte de canales en el hardware de los amplificadores *STM + 16* en cada uno de los 128 canales. El valor *overflow* depende del sistema de adquisición de datos, en nuestro caso el número de canales por detector es de 4096 así que el sistema debe llenar el último canal si se produce algún suceso fuera del rango. En realidad el sistema no es perfecto y llena los últimos canales y no solamente el último, ver figura . Esta es la razón para asignar el canal 4000 como corte superior, donde ya no se esperan sucesos. El canal de corte es independiente para cada detector. El umbral se obtiene a partir de los espectros de las fuentes de calibración, y se fija en el canal 180. Una lista detallada de los canales de corte usados se encuentra en el trabajo Ref. [Cub09]

Así los valores aceptado en el análisis oscilan entre  $180 < \text{Canal Aceptado} < 4000$ .

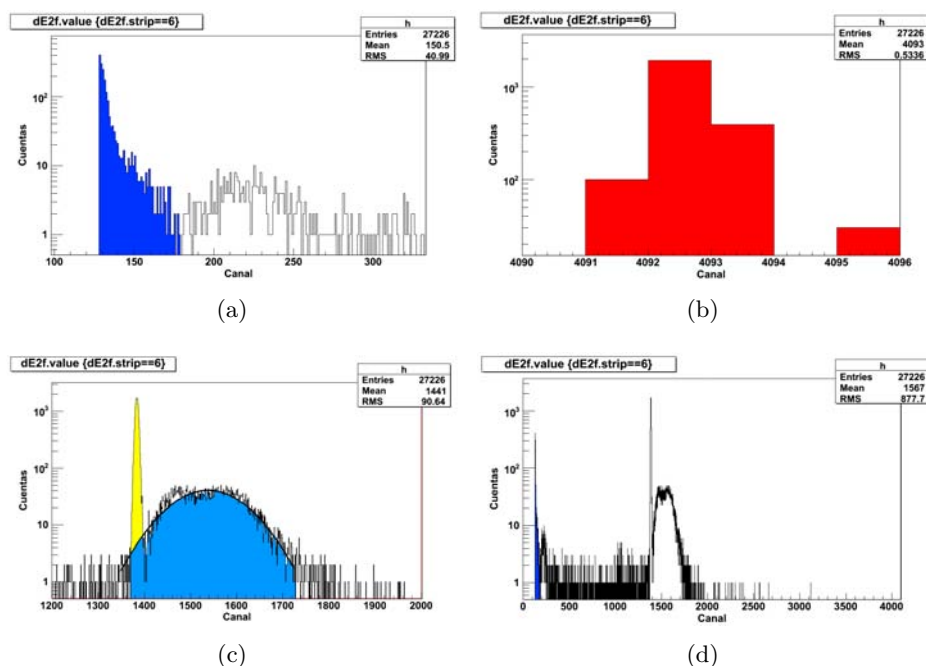
### 4.3.2. Sucesos próximos

Es el encargado de filtrar sucesos que se depositan en el límite entre dos bandas contiguas y por lo tanto depositan un porcentaje de su energía en cada una de ellas. Se aplica a cada bloque de 16 bandas contiguas después de haber pasado el filtro de umbrales.

A cada banda le asigno un número,  $b_i$ , en orden creciente o decreciente de posición. Seleccione cada banda a estudiar,  $b_i$ , recorriendo las bandas con señal en el ADC que superan el umbral de canales  $180 < \text{canal} < 4000$  con la variable de multiplicidad. Para cada banda a estudiar recorro todas las restantes,  $b_j$ , comparando y verificando que no haya un suceso válido en ninguna de las bandas vecinas más próximas. Los sucesos para los que el valor absoluto de la diferencia entre el número de banda (NB) es 1, son sucesos a los que llamo vecinos o próximos. Si  $|b_i - b_j| = 1$ , donde  $i = 0 - 15$ , entonces se denomina suceso próximo. Los sucesos próximos son con relación a la sección eficaz, “sucesos buenos”, sin embargo experimentalmente hay que descartarlos, reduciéndose la eficiencia del sistema de detección, mientras que la eliminación de sucesos debidos al ruido electrónico ó *overflow* del sistema de datos sólo los hace más fáciles de manipular. Este filtro elimina los sucesos de la señal de pulsos ya que estos se encuentran como vecinos o contiguos en un mismo suceso. La figura 4.2 muestra un esquema de como se analiza cada suceso.

### 4.3.3. Filtro TDC (Time gates)

Para realizar el filtro del TDC se tiene en cuenta dos hechos. El primero, cada suceso debe tener una señal en el ADC y en el TDC sincronizadas. Las bandas tocadas en el ADC y TDC en un mismo suceso tiene información relevante. Seleccione cada banda a estudiar ( $b_i$ ) recorriendo las bandas con señal en el ADC que cumplen las condición del filtro de



**Figura 4.1:** Espectro en canales para la banda seis frontal del DSSSD del telescopio 2 (dE2f6) fichero 9Li\_78.0.root. (a) Parte inferior del espectro en canales. En azul se pintan los canales con cuentas correspondientes al ruido electrónico e inferiores al UC. Por debajo del canal 128 no hay ninguna cuenta, lo que corresponde al umbral de corte propio de los amplificadores y el ADC. (b) *Overflow* eliminado para canales superiores al 4000. (c) En amarillo el pico del generador de señales y pico elástico. (d) Espectro en todo el rango de canales para la banda seis del DSSSD del telescopio 2. No se puede apreciar el ruido a altas energías *Overflow* porque se encuentran solamente en los últimos canales.

próximos con la variable de multiplicidad del ADC. Para cada banda del ADC estudiada recorro todas las bandas con señal en el TDC con la variable de multiplicada del TDC ( $b_j$ ). Si se cumple que  $b_i > 0$  y  $b_j > 0$  entonces hay un suceso que se guarda para un posterior análisis. El segundo, la mayoría de los sucesos del TDC se encuentran en un rango de canales de  $20000 < \text{canal TDC} < 25500$ . Hay algunos casos de sucesos con multiplicidad 2 en el TDC en los que uno de los hits se encuentra en el rango  $20000 < \text{canal TDC} < 25500$  y el otro  $26000 < \text{canal TDC} < 40000$ . La diferencia de energía entre el frontal y el trasero en estos casos siempre supera 250 keV para las señales provenientes del TDC con mayor valor del canal del TDC. Para ser consecuente si un suceso  $20000 < \text{canal TDC} < 25500$  es analizado, en caso contrario no.

#### 4.3.4. Multiplicidad

Si un suceso supera o no el Filtro de TDC es catalogado en este paso. Hay varios casos posibles:

Banda	$b_{i-1}$	$b_i$	$b_{i+1}$	$b_{i+2}$	$b_{i+3}$
Valor en el canal	258	530	4096	243	140
Umbral de canales	*	*		*	
Filtro de Próximos				*	

**Figura 4.2:** Esquema de un ejemplo del análisis realizado para un detector cuando se aplican sucesivamente los filtros de umbrales y de sucesos próximos. El valor de los canales de cada banda  $b_k$  se representa en naranja. Los asteriscos representan los sucesos que cumplen la condición del filtro. Observamos que en un suceso dado se disparan 4 bandas. Al aplicar el filtro de ruido, solamente los superan las bandas  $b_{i-1}$ ,  $b_i$ ,  $b_{i+2}$ . Al aplicar el filtro de sucesos próximos sobre los datos previamente filtrados por ruido, solamente la banda  $b_{i+2}$  cumple las condiciones.

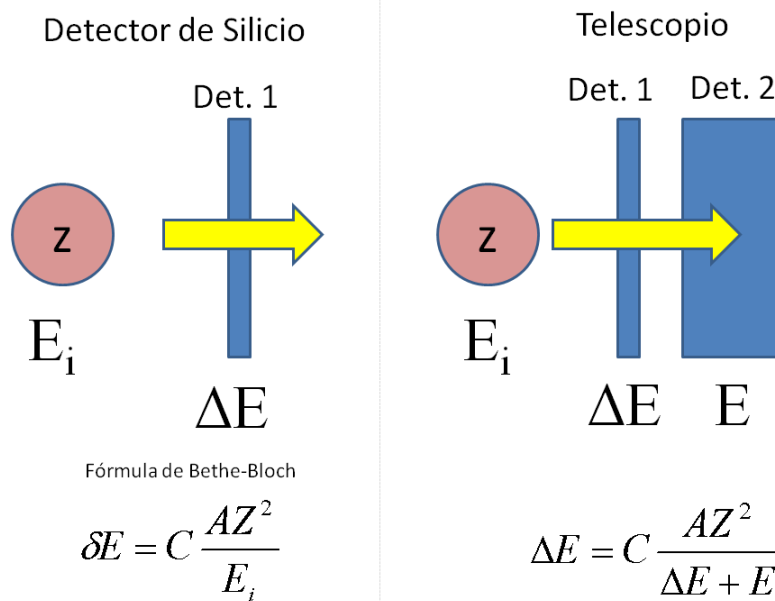
- Caso 0.  $mf = mb = 0$  Son los suceso que no superaron el filtro del TDC.
- Caso 1.  $mf = mb = 1$  Son los sucesos más sencillos ya que solo tiene una señal en el ADC front y back, y en el TDC front.
- Caso 2.  $mf = mb = 2$  Son menos probables. Corresponden con sucesos físico verdaderos.
- Caso 3 y 4.  $mf = 1, mb = 2, mf = 2, mb = 1$  Son menos probables. Es un sucesos físico donde bien, delante o detrás, llega al espacio entre bandas.
- Caso 5.  $mf > 2, mb > 2$  Son muy poco probables.

#### 4.3.5. Identificación de sucesos mediante diferencia de energías $E_{diff}$

La coordenada “x” e “y” la marcara en los detectores DSSSD la recogida de la señal por los electrodos segmentados en dirección perpendicular. Esencialmente es la misma señal y por tanto la diferencia de energía debería ser idealmente cero. Por las imprecisiones inherentes al sistema  $dE_{diff} < 70$  keV, para tel1 y tel2 y  $E_{diff} < 270$  keV para tel3 y tel4.

Dependiendo de como se catalogue la multiplicidad del suceso es analizado en casos:

- caso 1: se analiza directamente.
- caso 2: pruebo las posibles combinaciones para separar dos sucesos, si no es posible se analiza como si fuera el caso 3 o 4.
- caso 3 y 4: busco si la suma para multi= 2 es comparable con la banda con multi= 1.



**Figura 4.3:** Ilustración sobre el procesos de identificación de partículas. A la izquierda un ion con  $z$  protones, masa  $A$  y energía  $E_i$ , atraviesa el detector  $\Delta E$  y deposita sobre la oblea de silicio la energía  $\delta E$ , que es una porción de su energía inicial  $E_i$ . A la derecha un detector tipo telescopio hecho con el mismo detector de silicio de la izquierda más otro detector de silicio colocado para detener el ion de carga  $Z$ . El ion deposita toda su energía sobre el espesor suma de las dos obleas de silicio, depositando  $\Delta E$  sobre el primer detector y  $E$  en el segundo. Las ecuaciones de Bethe-Block bajo cada dibujo explican la de manera aproximada la deposición de energía sobre los detectores, donde  $C$  es una constante que depende del espesor del primer detector.

- caso 5: no se analiza.

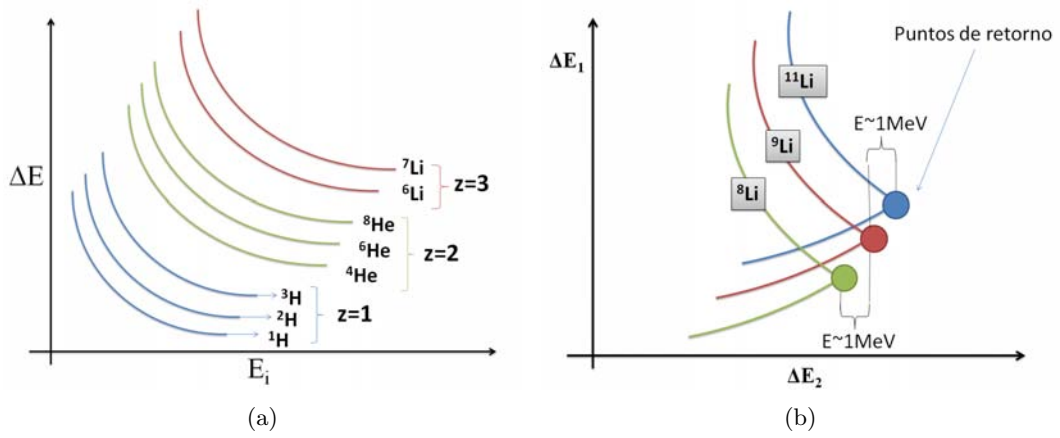
#### 4.3.6. Selección de los eventos del telescopio

Coincidencia del detector frontal  $dE$  con el detector trasero  $E$ .

La posición en el telescopio 3 y 4 es consecuencia de leer la energía depositada en detectores  $\Delta E$  que nos da la coordenada  $Y$  y la energía depositada en las bandas horizontales del detector DSSSD posterior. La dispersión de energías al atravesar el material de blancos y detector delantero hace que tengamos que relajar la condición de materiales o ajuste de energía ó coincidencias.

#### 4.4. Identificación de partículas e iones

La identificación de partículas permite calcular la sección eficaz para cada canal de salida. Las sección eficaz es muy dependiente del ángulo en estudio así como de la energía con la que incide el haz, según se puede deducir de la ecuación de Rutherford ecuación 2.6.



**Figura 4.4:** (a) Ilustración de un diagrama bidimensional  $\Delta E$  versus  $\Delta E+E$  (no a escala) con la identificación para distintos isótopos de H, Li y He, donde todos los iones han sido detenidos en el telescopio. (b) Ilustración de punto de retorno en el espectro de masa para  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$  y  $^{11}\text{Li}$  en un telescopio que no logra detener todos los iones.

Como aproximación la energía que una partícula deposita en un material es proporcional en una constante  $C$ , a su carga  $Z$  y masa  $A$ , e inversamente proporcional a su energía como lo explicó Bethe-Block con su ecuación de pérdida de energía ecuación 3.1) y como se ilustra en la figura 4.22. Entonces la energía que pierde el ion en el primer detector, detector 1, se puede obtener aproximando la ecuación 3.1 a:

$$\Delta E = \frac{C \cdot a \cdot z^2}{E_i} \quad (4.1)$$

donde  $E_i$ ,  $A$  y  $Z$  son la energía, la masa (uma) y carga de la partícula incidente, y  $C$  es una constante que depende del espesor del detector 1. Iones distintos depositan distinta energía en un mismo grosor de material. Materiales muy gruesos logran frenar los iones.

El principio básico consiste en que una partícula ó ión depositada en un detector deja una señal proporcional a su energía, independiente de su carga y masa. Para identificar iones distintos es necesario usar un detector compuesto (telescopio) con al menos dos obleas de silicio separadas de manera tal que la partícula incidente pierda una porción de su energía (señal  $\propto A \cdot Z^2$ ) en la primera oblea (llamada detector  $\Delta E$ ) y el resto en la segunda oblea (llamada detector  $E$ ). De modo que las partículas de menor masa pierden menos energía en el detector  $\Delta E$  y  $E_i$  la suma de  $\Delta E+E$  es la energía total incidente sobre el detector a un ángulo determinado como se muestra en la figura 4.22. Entonces la formula 4.1 se puede reescribir como:

$$a \cdot z^2 = C^{-1} \Delta E (\Delta E + E) \quad (4.2)$$

La selección de iones se suele hacer en la representación estadística de  $\Delta E$  vs  $E$  donde se suman todos los sucesos que han dejado energía en el detector frontal ( $\Delta E$ ) y trasero

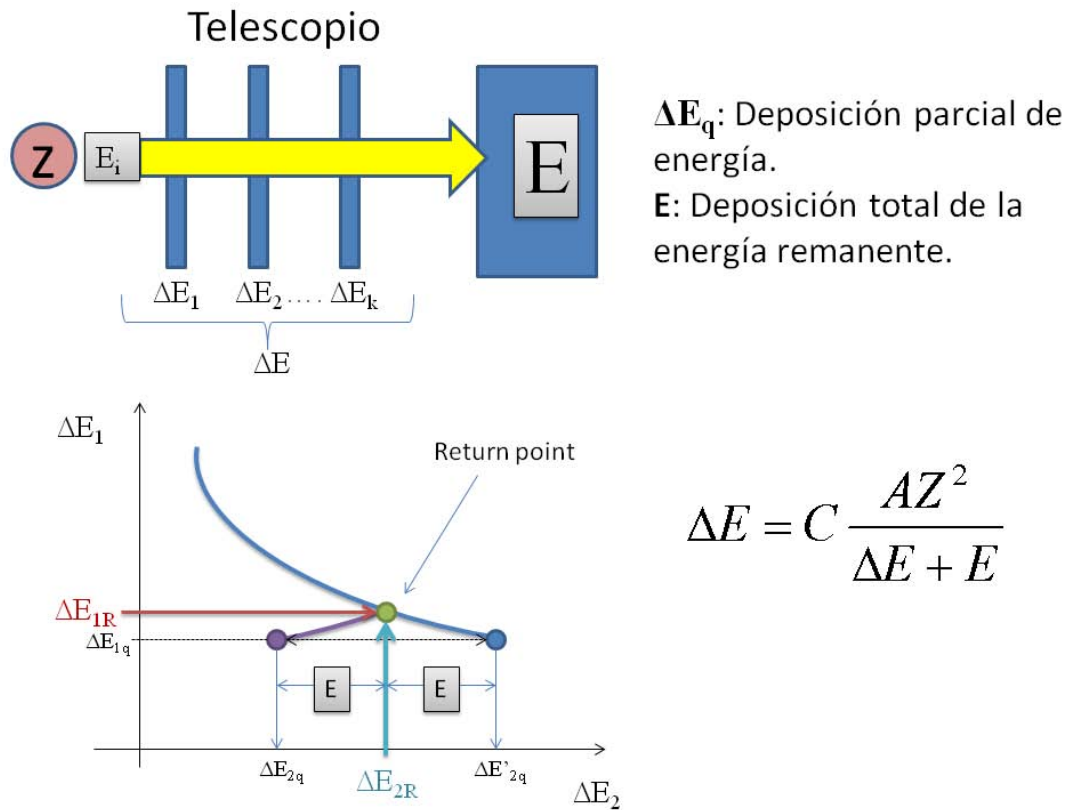
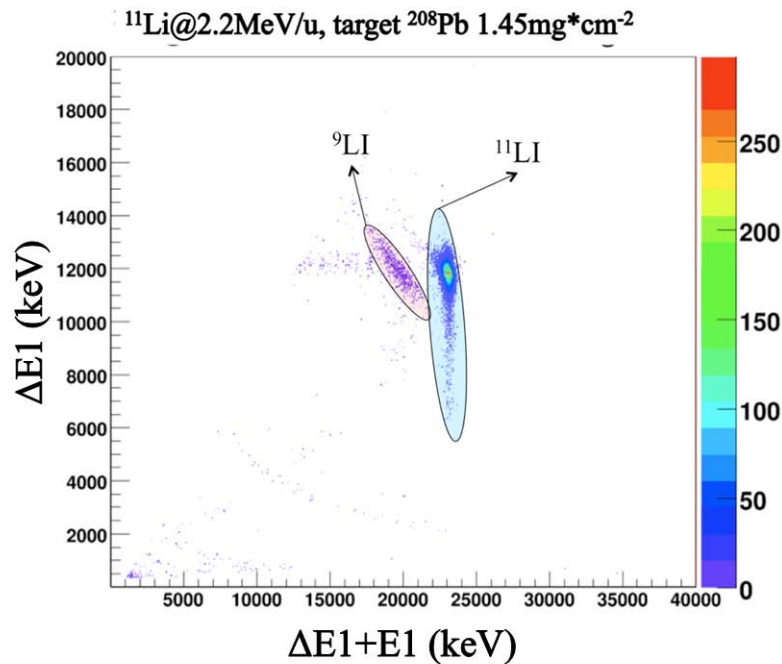


Figura 4.5: Identificación en masa para un detector segmentado tipo telescopio.

(E). En la figura 4.4(a) se ilustra la representación  $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$  para iones de  $z = 1, 2$  y  $3$ . Para cada ion se muestran sus isótopos más cercanos, se ilustra para un mismo  $z$  el caso del H que la distribución de los isótopos más pesados como  $^2\text{H}$  y  $^3\text{H}$  se encuentran hacia posiciones más elevadas. A la distribución de energía de cada isótopo sobre el diagrama  $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$  se le suele llamar *banana* por su parecido particular a la fruta.

La identificación en masa es posible cuando se logra detener el ion. Si el ion no se detiene en el material, la recolección de energía es parcial y la identificación de la partícula se dificulta. En el caso de un experimento donde se detecten varias partículas muy cercanas en la representación  $\Delta E$  vs  $E$  como en el ejemplo de la figura 4.4(b), los iones  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$  y  $^{11}\text{Li}$  no logran detenerse en el telescopio. El punto a partir del cual la energía deposita sobre el detector  $\Delta E + E$  parece retroceder se llama punto de retorno y es diferente para cada ion. Luego de cruzar este punto las *bananas* se cruzan y aproximan haciendo imposible la identificación. Para un espesor conocido el punto de retorno depende de  $Z$  y de  $E_i$ .

En la figura 4.5 se representa un detector telescopio compuesto de varios detectores delgados de silicio cumpliendo la función de  $\Delta E$  y un último donde se detiene el ion y deposita una energía  $E$ . Se ilustra como aparecerá el diagrama de masa correspondiente, también el punto de retorno que se genera si el último detector, detector  $E$ , es eliminado de



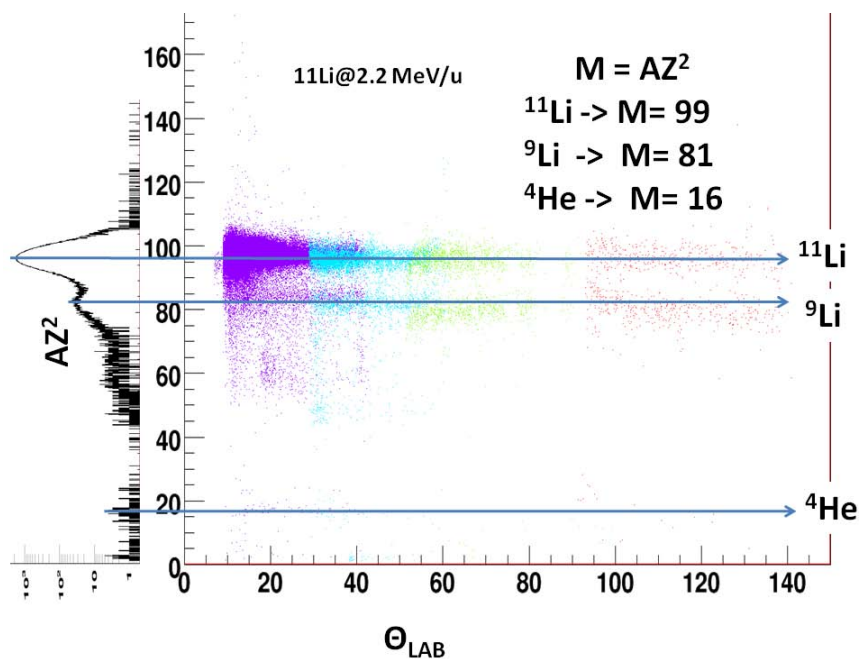
**Figura 4.6:** Diagrama bidimensional  $\Delta E$  versus  $\Delta E + E$  de sucesos del haz de  ${}^{11}\text{Li}$  dispersados en el blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  a energías  $2,2 \text{ MeV} \cdot \text{u}^{-1}$  por debajo de la barrera coulombiana en el rango angular de  $20^\circ$  a  $35^\circ$ . El pico elástico de  ${}^{11}\text{Li}$  y el inelástico de  ${}^9\text{Li}$  están presentes.

la cadena.

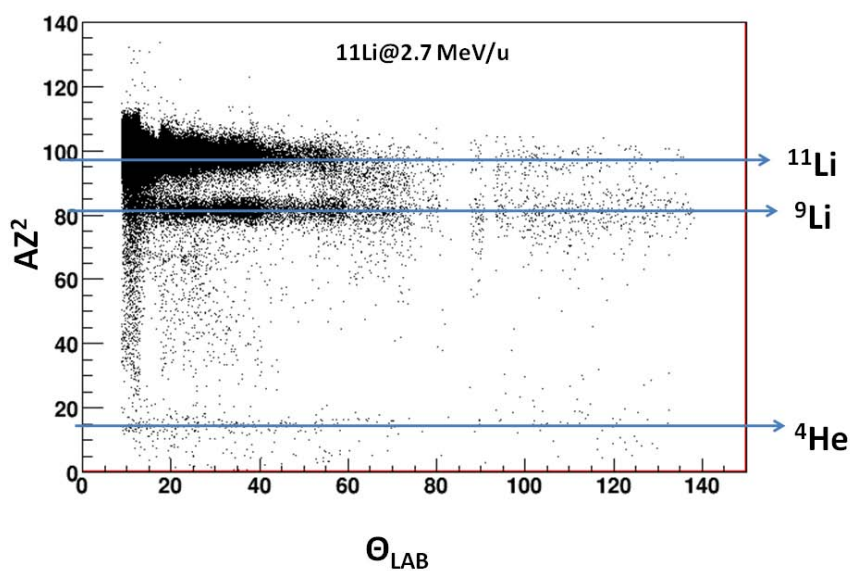
Se muestra identificado en a figura 4.5 el caso de detectores segmentados, donde el punto de retorno debe ser calculado para cada píxel porque el espesor efectivo de Si para cada ángulo de incidencia es diferente .

Dependiendo del detector y ángulo de incidencia se pueden hacer varias representaciones para identificar partículas. Explico cuatro tipos y su utilidad:

- $\Delta E$  vs  $E$ : es útil desde un punto de vista experimental es la más conveniente porque da información sobre cada detector y ayuda a resolver problemas electrónicos durante el experimento ó problemas en el análisis.
- $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$ : útil desde un punto de vista teórico porque se puede identificar directamente la energía de las partículas incidentes, como se muestran en el espectro de la figura 4.6.
- $a \cdot z^2$  vs  $\Theta_{\text{Lab}}$ : se pueden identificar las masas de manera independiente de las energías. Ver figuras 4.7, 4.8.
- $a \cdot z^2$  vs  $\Delta E + E$ : se pueden identificar las masas de manera independiente del ángulo.



**Figura 4.7:** Identificación en masa en todo el rango angular (todos los píxeles) para los fragmentos de la reacción  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  a 2,2 MeV/u. Se identifican  $^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$  y  $^4\text{He}$ . Los distintos colores corresponden a sucesos recogidos en distintos telescopios.



**Figura 4.8:** Identificación en masa en todo el rango angular (todos los píxeles) para los fragmentos de la reacción  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  a 2,7 MeV/u. Se identifican  $^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$  y  $^4\text{He}$ .

## 4.5. Ángulo sólido

Para conocer el número de veces que eyectiles similares o distintos se producen en una reacción debemos medir en todo el rango angular hacia donde pueda dispersarse el eyectil. El montaje experimental está limitado en ese sentido, y solo puede medir una fracción del rango angular total esférico de salida  $4\pi$ . Es posible corregir este problema calculando la eficiencia de detección de sistema experimental por cobertura angular, o sea, la fracción de ángulo cubierta por el detector (ángulo sólido) respecto a todo el rango angular  $4\pi$ . Entonces el número de partículas o cuentas detectado es proporcional al flujo en el canal de salida y depende de la proyección de la superficie total de detección cubierta sobre una esfera.

El ángulo sólido  $\Omega$  es la cantidad que nos permite relacionar la proporción del flujo saliente con el flujo detectado. El cálculo se hace integrando la proyección del área del detector (termino  $\hat{e}_r \cdot d\vec{S}$ ) sobre una esfera de radio  $R$ , como se muestra en la ecuación 2.2.

En muchos de los casos prácticos la distancia del blanco al detector  $r$  es mucho mayor que la dimensión del segmento de detección, es por eso que en detectores granulados típicamente se hace la simplificación del cálculo a la ecuación:

$$\Omega = \frac{S}{R^2} [sr] \quad (4.3)$$

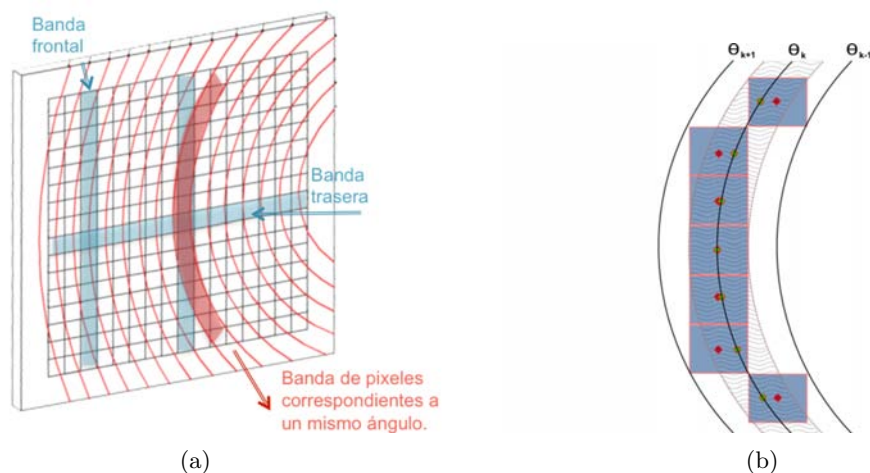
donde  $R$  es la distancia del punto de reacción al píxel y  $S$  es la proyección del área del píxel sobre una esfera imaginaria de radio  $\simeq R$  centrada en el punto de reacción.

La granularidad de los detectores permite tener una mejor resolución de aquí la importancia de estudiar la eficiencia por segmento de detección. La posición de los detectores determina su ángulo sólido y por eso en el caso de los detectores telescopio compuestos por un  $dE$  y un  $E$  con áreas superficiales similares pero con posiciones distintas tienen el ángulo sólido y por lo tanto el número de sucesos detectados diferente.

### Eficiencia por píxel

El uso de detectores DSSSD permite conseguir una mayor resolución angular haciendo un análisis por píxel. Las mediciones con detectores DSSSD y SSSD dan información de la energía de las partículas que ha llegado a las bandas. Un píxel resulta de la coincidencia de un suceso entre bandas frontales y traseras de un detector. Cada píxel, con una posición determinada, subtiende un ángulo determinado de relevancia para el cálculo de la sección eficaz. Además cada píxel tiene un ángulo sólido distinto que depende sólo de su posición. Suponiendo que el tamaño del píxel es lo suficientemente pequeño en comparación con la distancia al punto de reacción (blanco), el ángulo sólido ( $\Omega$ ) para el píxel puede calcularse con la ecuación 4.3.

Al tener hasta 256 píxeles por detector y considerando la estadística que tenemos podemos sumar los sucesos de varios píxeles que subtiendan un intervalo angular definido. Este intervalo angular debe ser el menor posible y se ha elegido igual al ángulo subtendido por un píxel.



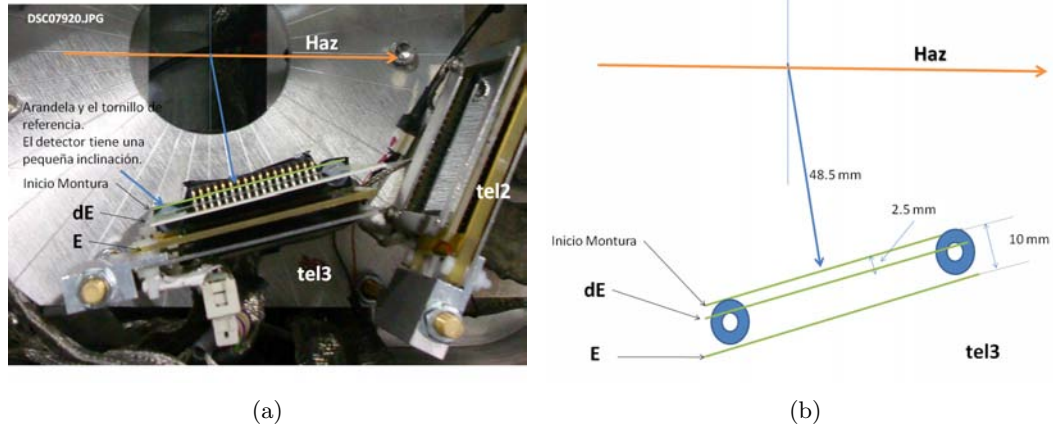
**Figura 4.9:** Ejemplos de la relación entre píxeles y bandas de un detector DSSSD cualquiera. (a) Proyección de los ángulos con simetría axial sobre un detector DSSSD. (b) Representación de la correspondencia de ángulos (puntos rojo) con las bandas de detección. Se colorean en azul los píxeles con correspondencia entre ángulo y banda. Esta figura representa la selección de píxeles que se deben sumar para obtener un espectro de eyectiles en dirección  $\theta_i$  con ángulo  $\theta_i \pm \Delta\theta_i$ , la representación bidimensional  $\Delta E$  vs  $E_{total}$ , como en la figura 4.6.

Al obtener la representación  $\Delta E$  vs  $E$  por ángulo (sumando píxeles, ver figura 4.6) puedo seleccionar el eyectil a estudiar y contar todos los sucesos detectados en un cierto ángulo (ver figura 4.9). Esta es la forma en que se relaciona el ángulo con la sección eficaz en el laboratorio. Yo he calculado el número de cuentas por píxel corregido por ángulo sólido y luego he agrupado los píxeles que subtienden el mismo ángulo para minimizar el error en el número total de sucesos por ángulo en la sección eficaz diferencial. Ya que el error estadístico depende de la raíz cuadrada del número de cuentas,  $N$ .

### Eficiencia por banda, detectores DSSSD y SSSD

Los detectores DSSSD y SSSD con bandas verticales permiten estimar la sección eficaz. Con ellos obtenemos la información por banda exacta pero imprecisa ya que en ángulos delanteros y traseros la sección eficaz sigue una geometría cónica muy curva y no tan plana como en los ángulos centrales cerca de  $90^\circ$  donde si coincide con la forma de los detectores.

Los siguientes párrafos tienen como fin mostrar el efecto global que tiene el ángulo sólido sobre las bandas de los detectores en comparación con el ángulo sólido subtendido por los píxeles. Se muestra el caso del experimento de dispersión elástica con  ${}^9\text{Li}$  a  $2,67 \text{ MeV/u}$ , donde las bandas orientadas verticalmente siguen, grosso modo, la sección eficaz de Rutherford, sin embargo, los detectores 1 y 2 colocados a  $80,0 \text{ mm}$  y el 3 y 4 a  $52,0 \text{ mm}$  difieren en ángulo sólido.



**Figura 4.10:** Posición del telescopio 3. Se muestra la posición de los detectores dE y E. En naranja se representa la dirección del haz. (a) Fotografía del telescopio 3. (b) Se muestran las medidas de posición. En azul la arandela de referencia.

#### Relación del número de cuentas para dE y E en los detectores 3 y 4

Para relacionar el número de cuentas entre los detectores con la misma área activa dE y E de los telescopios 3 y 4 considero los píxeles más centrales donde la diferencia entre sus distancias al blanco es 7,5 mm, tal y como se muestra en la figura .

Así la relación entre el ángulo sólido de píxel centrales cumple con:

$$\frac{\Omega_{dE}}{\Omega_E} = \left( \frac{R_E}{R_{dE}} \right)^2 = \left( \frac{58,51}{51,01} \right)^2 \approx 1,32 \quad (4.4)$$

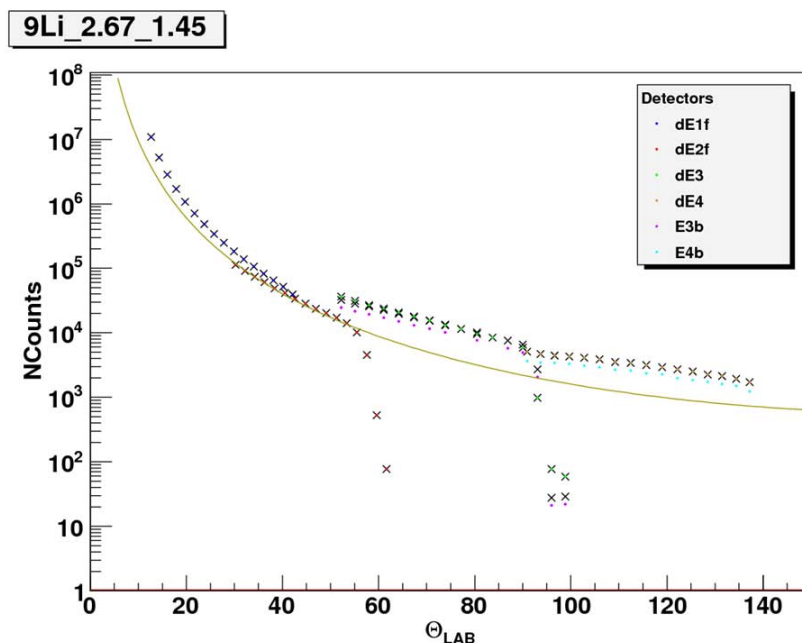
Este valor de 1,32 es solamente una aproximación para corregir el ángulo sólido por banda ya que he partido de un solo píxel central. Se logra corregir el valor de los píxel centrales del detector dE3 y dE4 con un error de entre 1 – 3% y lo más extremos con un error de entre 8 – 10%. En la figura 4.11 se muestran en cruces los resultados de la corrección por banda donde se ha multiplicado por 1,32 el número de cuentas del pico elástico de los detectores E3b y E4b para el caso de  ${}^9\text{Li}$  a 2,67 MeV/u.

#### Relación del número de cuentas para los detectores 1 y 2 con 3 y 4

Para relacionar el número de cuentas de los telescopios 1 y 2 con el 3 y 4, usó la misma aproximación para los píxeles centrales. Entonces la razón entre sus ángulos sólidos dependerá de la distancia del píxel al blanco. Para los dE3 y dE4 se midió su posición en 51,0(1) mm y para los dE1 y dE2 se midió su posición en 79,0(1) mm.

La relación entre el ángulo sólido de los píxeles centrales para los detectores frontales (1 y 2) y traseros (3 y 4) es:

$$\frac{\Omega_{frontal}}{\Omega_{trasera}} = \left( \frac{R_{trasera}}{R_{frontal}} \right)^2 = \left( \frac{79,0}{51,0} \right)^2 \approx 0,4 \quad (4.5)$$



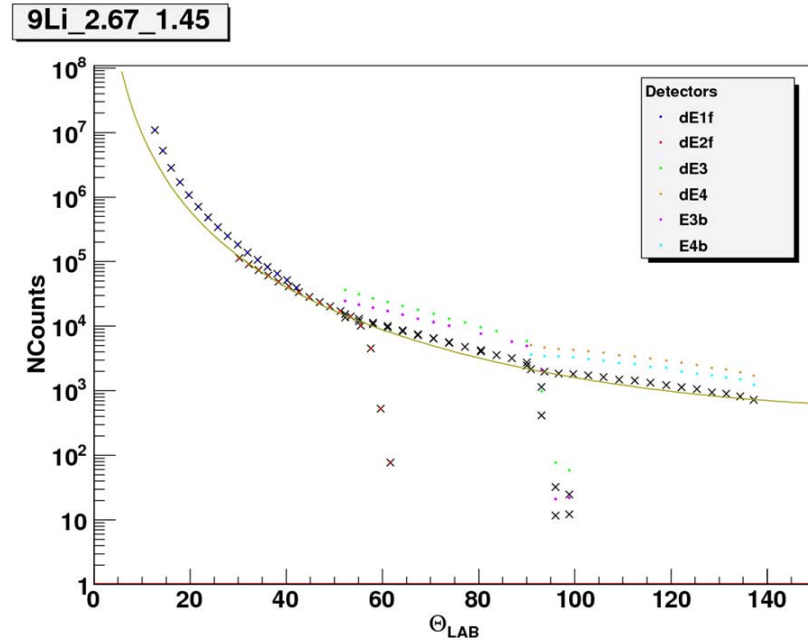
**Figura 4.11:** Diferencia del ángulo sólido por banda entre los detectores dE1f, dE2f, dE3, dE4, E3b y E4b. En amarillo se representa la sección eficaz de Rutherford. Los detectores no siguen la sección eficaz de Rutherford debido a las diferencias en ángulo sólido. Se han integrado los sucesos de  ${}^9\text{Li}$  a 2,67 MeV/u que cumplen el filtro de próximos para el pico elástico de cada banda en el rango de canales entre 500 – 4000. Las cruces representan la corrección de ángulo sólido para los detectores E3b y E4b, respecto a los dE3 y dE4 respectivamente. Con la corrección se logra reproducir el número de cuentas de los detectores dE3 y dE4. Apliqué la constante de 1,32 de la Eq. 4.4 a los detectores E3b y E4b.

En la figura 4.12 el número de cuentas para  ${}^9\text{Li}$  a 2,67 MeV/u en los detectores dE1f, dE2f, dE3, dE4, E3b y E4b presenta una concavidad típica de los valores sin corregir por ángulo sólido que es más apreciable para los detectores traseros 3 y 4. El valor de  $1,3 \times 0,4$  corrige parcialmente el número de cuentas, como se muestra en la figura 4.12 sin embargo la concavidad persiste y para corregirla es necesario aplicar un análisis complejo por píxel y no esta simple estimación para los píxeles centrales.

### El detector monitor

La normalización de la sección de eficaz se hace con la medida de la intensidad del haz. Esta medida se puede hacer directamente colocando el detector de manera que el haz incida directamente sobre él, siempre que el haz no tenga una intensidad mayor  $10 \times 10^3$  pps, límite cuando el detector deja de comportarse linealmente.

Para el caso de  ${}^{11}\text{Li}$  la medida se mantuvo con un haz en promedio  $6 \times 10^3$  pps, y un máximo de  $6 \times 10^3$  pps. Para el caso de  ${}^9\text{Li}$  con un haz de hasta  $30 \times 10^3$  pps, no se colocó el detector.



**Figura 4.12:** Diferencia del ángulo sólido por banda entre los detectores dE1f, dE2f, dE3, dE4, E3b y E4b. En amarillo se representa la sección eficaz de Rutherford. Los detectores no siguen la sección eficaz de Rutherford debido a las diferencias en ángulo sólido. Se han integrado los sucesos de  ${}^9\text{Li}$  a 2,67 MeV/u que cumplen el filtro de próximos para el pico elástico de cada banda en el rango de canales entre 500 – 4000. Las cruces representan la corrección de ángulo sólido para los detectores E3b y E4b, respecto a los dE3 y dE4 respectivamente y luego las correcciones respecto a los dE1f y dE2f. Con la corrección se logra reproducir el número de cuentas de los detectores dE3 y dE4. Aplique la constante de las ecuaciones 4.4 y 4.5 tal que  $1,32 \cdot 0,42 = 0,55$  a los detectores E3b y E4b.

El detector de forma circular con área de  $300 \text{ mm}^2$  fue ubicado a 28,0 cm del blanco. Es sencillo calcular el ángulo sólido de forma exacta en este caso, sin embargo, al ser la distancia al blanco suficientemente lejana se puede aplicar también la ecuación 4.3.

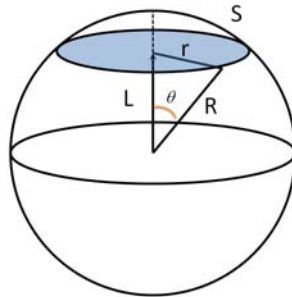
El cálculo exacto de la integral para la ecuación 2.2 es:

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos(\theta)) \quad (4.6)$$

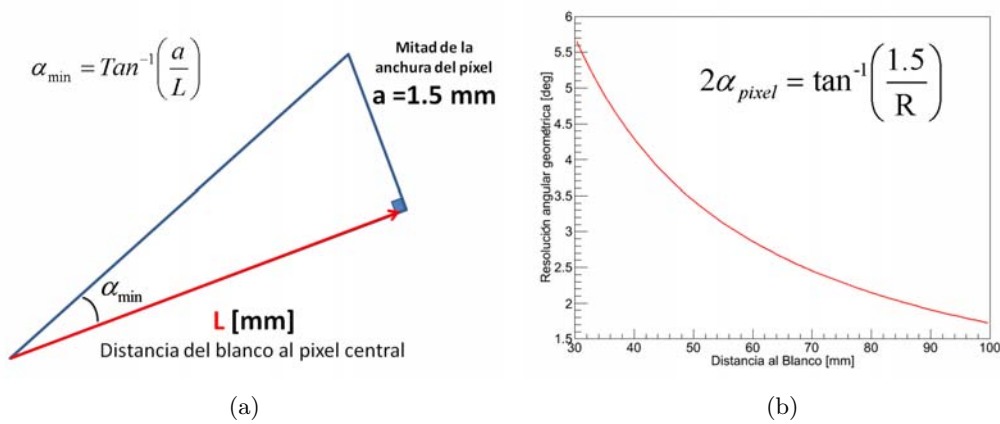
donde  $\theta$  es el ángulo formado entre un vector perpendicular al área del monitor que pasa por el blanco (origen) y el vector  $\vec{r}$  que define la circunferencia del detector. En la figura 4.13 se muestra la representación geométrica para el cálculo, donde se deduce:  $\cos(\theta) = L^2/\sqrt{L^2 + r^2} = L^2/\sqrt{L^2 + S/\pi}$  y sustituyendo este valor en la ecuación 4.6 obtenemos:

$$\Omega = 2\pi \left( 1 - \frac{L^2}{\sqrt{L^2 + S/\pi}} \right) \quad (4.7)$$

Ángulo Sólido para el Detector Monitor



**Figura 4.13:** Geometría utilizada para el cálculo de ángulo sólido del detector monitor. En azul el área correspondiente a la superficie del detector.



**Figura 4.14:** (a) Geometría para el cálculo de la resolución angular mínima (píxeles centrales) de los detectores. (b) Geometría para el cálculo de la resolución angular de cualquier píxel. Ley de los cosenos.

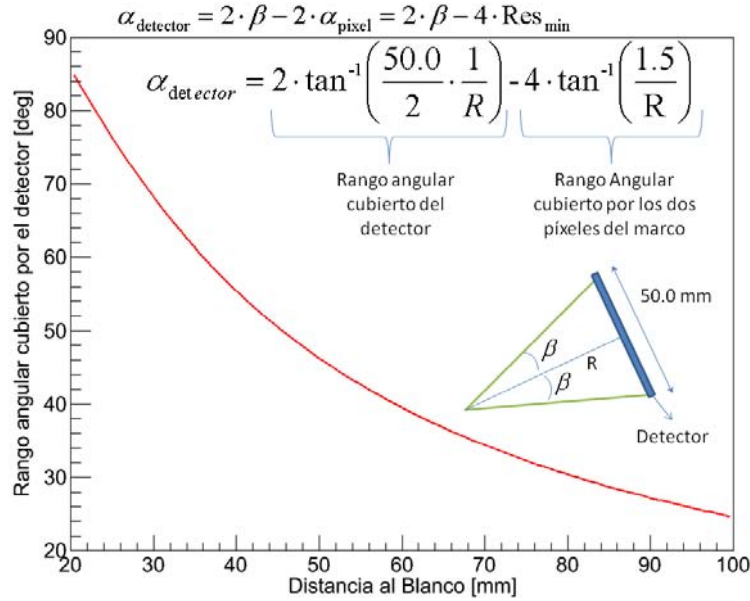
Evaluando y comparando la solución exacta ecuación 4.7, y la aproximada ecuación 4.3 obtenemos el mismo resultado para el ángulo sólido  $\Omega = 3,82 \times 10^{-3}$  sr.

### Resolución angular geométrica

La resolución angular depende del ángulo sólido. A mayor ángulo sólido menor resolución angular, así es como los detectores alejados del blanco (tel 1 y 2) tiene mayor resolución angular y los más cercanos tiene una menor.

La mínima resolución ( $Res_{min}$ ) que un detector puede tener se puede calcular fácilmente con trigonometría para los píxeles centrales, que al estar más cercanos al detector tienen la menor resolución. La fórmula para la mínima resolución es:

$$Res_{min} = 2\alpha_{min} = \tan^{-1} \left( \frac{a}{L} \right) \quad (4.8)$$



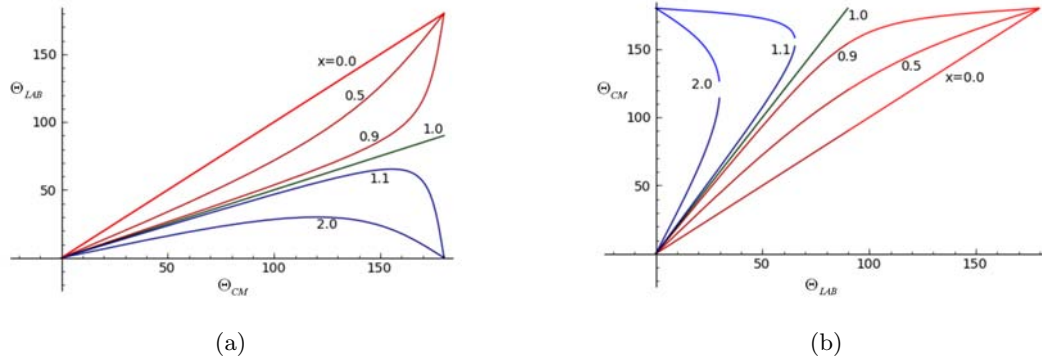
**Figura 4.15:** Función de la cobertura angular de un detector con la distancia al blanco. Se restan el ángulo correspondiente a dos píxeles laterales que son aproximadamente el ángulo que subtenden dos píxeles centrales.

donde  $a = 1,5 \text{ mm}$  es la anchura del píxel central a la distancia  $L$  del blanco al centro del detector. Ver figura 4.14. La tabla 4.2 resume los valores de resolución para los detectores usado en el experimento.

Un caso más general donde se requiera calcular la resolución para cualquier píxel se puede calcular con el teorema de cosenos para vectores<sup>1</sup> conociendo todos los vectores involucrados. En este trabajo no se calcula para cada píxel porque la indeterminación del haz sobre el blanco de 2 mm provoca errores de mayor peso que el error geométrico.

**Tabla 4.2:** Resumen para la resolución de los detectores pixelados.

Detector	$L[\text{mm}]$	$a[\text{mm}]$	Resolución mínima [deg]
E1, E2	86,5	25	32,2
dE1, dE2	79,0	1,5	2,2
dE3, dE4	52,0	1,5	3,3
E3, E4	58,5	1,5	2,9



**Figura 4.16:** Relación del ángulo de dispersión en distintos sistemas de referencia (laboratorio y centro de masa) para reacciones elásticas, es decir  $Q_{value} = 0$ . (a) La relación del  $\Theta_{LAB}$  en función de  $\Theta_{CM}$ , es una función biyectiva. (b) El ángulo  $\Theta_{CM}$  en función de  $\Theta_{LAB}$ , la función no es biyectiva, un valor de  $\Theta_{LAB}$  menor de  $55^\circ$  tiene dos valores de  $\Theta_{CM}$ . En ambas figuras la línea roja son los casos para  $x < 1$ , un ejemplo es nuestro experimento de  ${}^9\text{Li}$  sobre  ${}^{208}\text{Pb}$  a  $2,67 \text{ MeV/u} = 24,03 \text{ MeV}$  una reacción elástica donde el proyectil es menos masivo que el blanco. La línea verde corresponde a  $x = 1$ , representa la dispersión elástica, entre dos partículas con potenciales coulombianos idénticos que interactúan. La línea azul representa los casos para  $x > 1$ .

### Cobertura angular

La cobertura angular de un detector es de importancia en el diseño experimental. Entre más lejos este el detector, menos ángulos podrá cubrir.

La distribución de la cobertura angular para cualquier distancia del detector al blanco está determinada por trigonometría como se ilustra en la figura 4.15. La fórmula su cálculo es:

$$\alpha = 2 \cdot \tan^{-1} \left( \frac{50,0}{2} \cdot \frac{1}{R} \right) \quad (4.9)$$

Donde  $R$  es la distancia del detector al blanco. Es conveniente eliminar dos píxeles laterales ya que muchos de los sucesos que impactan en esta zona no tiene coincidencia  $dE$  con  $E$ . Aproximando el ángulo subtendido por dos píxeles centrales al subtendido por dos laterales la fórmula para el cálculo de la cobertura angular se convierte en:

$$\alpha = 2 \cdot \tan^{-1} \left( \frac{50,0}{2} \cdot \frac{1}{R} \right) - 4 \cdot \tan^{-1} \left( \frac{3,0}{R} \right) \quad (4.10)$$

## 4.6. Cálculo de la sección eficaz en el sistema laboratorio y en el centro de masa

Para comparar la sección eficaz experimental (calculada en el sistema de **LAB**oratorio (LAB)) con la teórica (calculada en el sistema CM), es necesario hacer cálculos para cambiar entre los dos sistemas coordenados [Sta90]. Como la sección eficaz depende del ángulo, es necesario calcular el ángulo en el sistema centro de masas y también el número de cuentas en ese sistema. El ángulo se puede calcular mediante la expresión dada en [Sta90], pag. 300, como:

$$\cos(\theta_{LAB}) = \frac{x + \cos(\theta_{CM})}{(1 + x^2 + 2x \cdot \cos(\theta_{CM}))^{1/2}} \quad (4.11)$$

donde x es:

$$x = \sqrt{\frac{m_a \cdot m_b}{m_A \cdot m_B} \frac{E}{E + Q_{value}}} \quad (4.12)$$

En la expresión anterior m se refiere a las masas de los proyectiles (a,A) y eyectiles (b,B) de la reacción y E la energía del proyectil,  $Q_{value}$  es un valor energético proporcional a la diferencias de masas inicial y final de la reacción. El valor  $Q_{value}$  es cero para el caso de dispersión elástica,  $Q_{value} = 0$ , donde  $m_a = m_b$  y  $m_A = m_B$ , se reduce 4.12 en:

$$x = \frac{m_a}{m_A} \quad (4.13)$$

Para el caso de  ${}^9\text{Li}$  y  ${}^{11}\text{Li}$  con un blanco pesado de  ${}^{208}\text{Pb}$  la relación de masas  $x$  es menor que la unidad. Para más información ver referencia [Sta90]. La transformación de CM a LAB es directa, sin embargo su inversa no es trivial. La transformación CM-LAB es útil si tenemos valores teóricos y queremos comparar los valores experimentales. Con este razonamiento, con la gran cantidad de píxeles que subtienden ángulos distintos, y teniendo en cuenta la necesidad de comparar los cálculos teóricos y los datos experimentales, es útil tener alguna herramienta de cálculo, como un programa. Por lo tanto, escribí un programa y también los cálculos para hacer ambas transformaciones.

Para calcular la sección eficaz diferencial en el caso de  ${}^9\text{Li}$  usé la expresión ([5] pag. 301):

$$cte = \frac{d\sigma_{CM}}{d\sigma_{LAB}} = \frac{[1 - x^2 \sin^2(\theta_{LAB})]^{1/2}}{[x \cdot \cos(\theta_{LAB}) + (1 - x^2 \sin^2(\theta_{LAB}))^{1/2}]^2} \quad (4.14)$$

El cálculo final de la sección eficaz elástica la hice con la expresión:

$$d\sigma_{CM} = d\sigma_{LAB} \cdot cte = \frac{NCounts}{\Omega \cdot Norm} \cdot cte \quad (4.15)$$

Donde la variable de normalización,  $Norm$ , depende de la intensidad del haz y de ciertos

---

<sup>1</sup>El teorema de los cosenos para tres vectores,  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  y  $\vec{c}$ , no paralelos, en un plano XY es:  $c^2 = a^2 + b^2 - 2\vec{a} \cdot \vec{b}$ .

factores de normalización.

## 4.7. Optimización de la posición de los detectores

La posición relativa de los detectores respecto al centro de dispersión (intersección entre el blanco y el haz) puede variar ligeramente en un mismo experimento, y depende de tres factores: el primero, la variación de la dirección e incidencia sobre el blanco al ajustar nuevas energías o nuevo haz, el segundo, el cambio de energía y el tercero, cambio de haz, generalmente se espera que el experimento tenga reproducibilidad geométrica, es decir, que dentro de un rango de error la posición relativa de los detectores con el centro de dispersión no cambia. Pero variaciones de 3 mm al variar los factores anteriores no son posibles. La sección eficaz elástica tiene una dependencia energética y angular. Para una energía constante de haz como es nuestro experimento, la sección eficaz tendrá una gran variación con el ángulo. El comportamiento elástico de la sección eficaz de Rutherford es una buena aproximación para energías por debajo la barrera coulombiana.

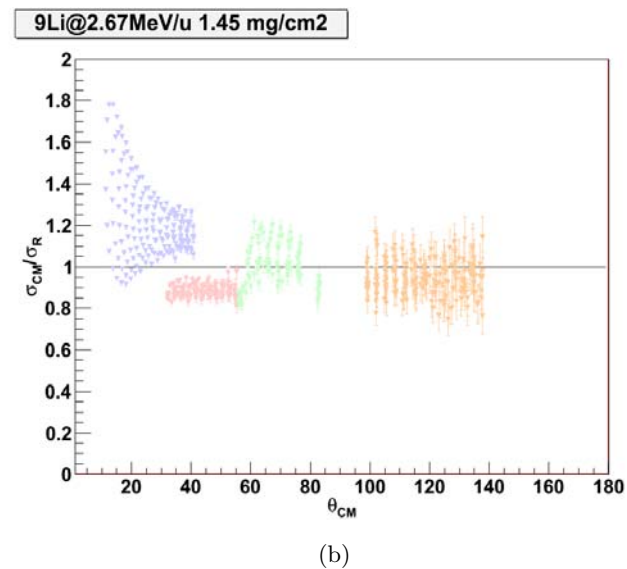
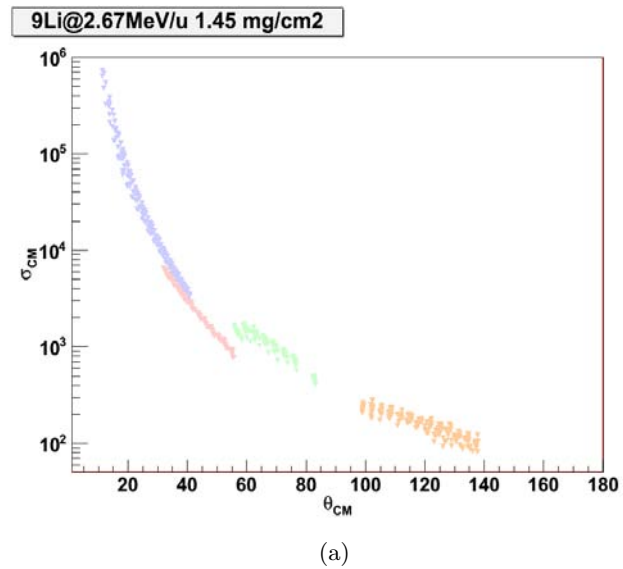
Al estudiar la sección eficaz de una reacción para energías muy por debajo de la barrera coulombiana sólo se espera dispersión elástica. Para energías cercanas o encima de la barrera coulombiana se usa como referencia la sección eficaz elástica de modo tal que se procede a dividir el valor obtenido para la sección eficaz por el valor que tendría en el caso elástico y a esto se le conoce como normalizar la sección eficaz a Rutherford. Si el resultado de la división es una constante entonces se entiende que la reacción es elástica, en caso contrario existen otros canales que contribuyen a la reacción.

En el caso del  $^9\text{Li}$  hemos estudiado su comportamiento dinámico para tres energías distintas, por debajo de la barrera coulombiana (2,67 MeV/u), alrededor (3,27 MeV/u) y encima de la barrera (3,67 MeV/u). Para energías por debajo de la barrera coulombiana se espera que la reacción sea elástica. Alrededor y encima de la barrera coulombiana se espera encontrar mecanismo elásticos (ángulos entre  $0-55^\circ$ ) y contribuciones inelásticas (ángulos  $55 - 180^\circ$ ) de reacción.

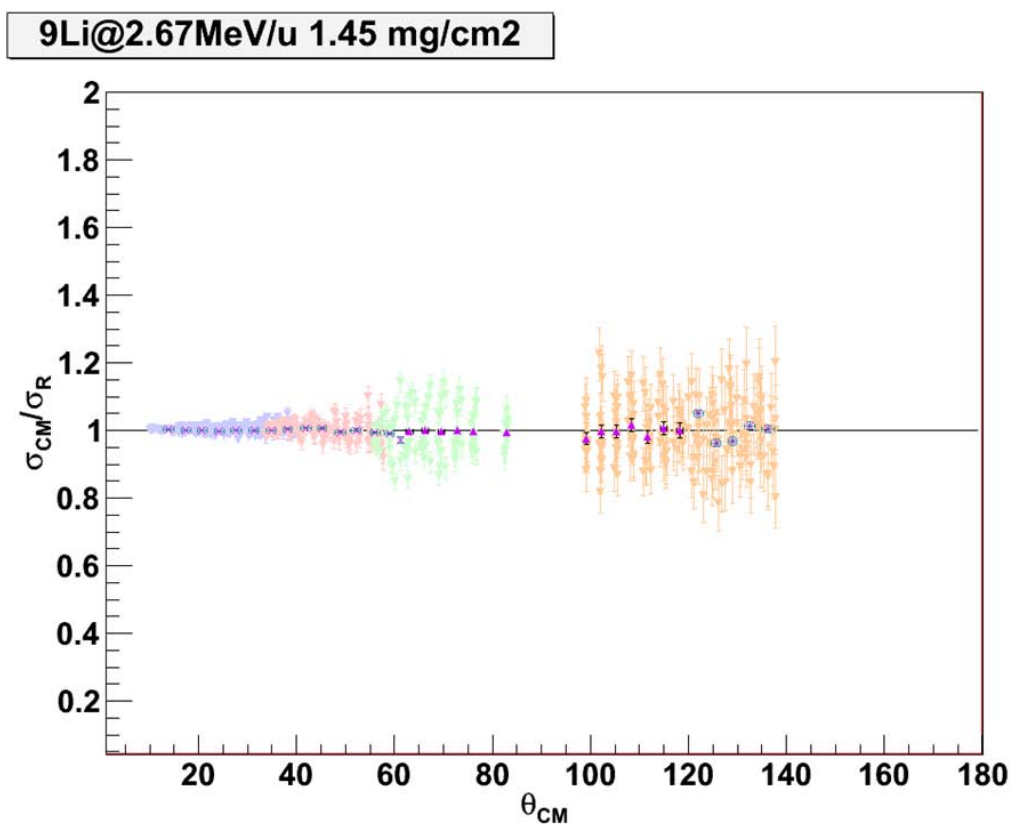
La calibración geométrica consiste en encontrar la posición óptima de los detectores partiendo de la posición de diseño del experimento y las medidas realizadas durante el mismo suponiendo que el haz entra centrado en el sistema experimental.

Se hizo una calibración en posición siguiendo los siguientes pasos:

- Buscar la simetría del mapa de intensidades por píxel para conseguir en primera aproximación los parámetros que ajustan la posición de los detectores.
- Obtención del ángulo sólido por píxel siguiendo el calculo de la sección eficaz a partir del número de cuentas y el ángulo sólido.
- Ajuste de la inclinación del eje vertical del detector hasta conseguir una pendiente cero (figura 4.18) para los datos de la figura 4.17(b) . Para llegar a las figuras 4.17 y 4.18.



**Figura 4.17:** Datos experimentales de cada detector (tel1-azul, tel2-rojo, tel3-verde y tel4-naranja) para  ${}^9\text{Li}$  a la energía de 2,67 MeV/u (energía inferior la barrera coulombiana). (a) Sección eficaz diferencial con la tendencia predicha por Rutherford. (b) Podemos ver que la división por la sección eficaz de Rutherford magnifica o amplía las pequeñas diferencias en cálculo por ángulo indicando que es necesario realizar una optimización ulterior de los ángulos calculados para cada píxel. La comparación entre las figuras ejemplifica como aparecen grandes diferencias en la información por píxel al dividir por Rutherford, especialmente para los detectores en ángulos menores.



**Figura 4.18:** Sección eficaz elástica para  ${}^9\text{Li}$  a  $2,67\text{ MeV/u}$  normalizada a Rutherford aplicando el ajuste a la posición de los detectores calculado con una minimización por mínimos cuadrados. Las cruces y los triángulos representan el cálculo considerando el error geométrico. Los triángulos representan el cálculo por banda en ángulos entre  $60^\circ$  a  $120^\circ$ , las cruces representan el promedio de la sección eficaz diferencial calculado para todos los píxeles asociados a un ángulo promedio. Los puntos en colores, cada color se asocia a un detector, representan la sección eficaz diferencial por píxel.

Al haber varios experimentos (con distinta intensidad y tiempo de recogida de datos) fue necesario aplicar un factor de normalización por experimento.

En la normalización de los datos con la dependencia angular de Rutherford se observan pequeñas variaciones en la posición relativa de los píxeles, estas variaciones deben ser corregidas para poder comparar con las predicciones teóricas. Para compensar estas variaciones es necesario recalibrar la posición de los detectores. La referencia para esta normalización es la sección eficaz de Rutherford ver figura 4.17. Para recalibrar la posición usé un método basado en la minimización del  $\chi^2$ . El  $\chi^2$  es una medida de dispersión de los datos pesando el error de cada dato respecto a una función referencia, en este caso la sección eficaz de Rutherford respectiva. Programé un algoritmo iterativo de minimización para optimizar la

**Tabla 4.3:** Factores de normalización por la intensidad del haz incidente.

Haz	Energía (MeV/u)	Blanco	Factor de Normalización	Nº horas (N)	Factor/N
<sup>9</sup> Li	2,67	1,45	32141,45	11,75	2735,45
	3,27	1,45	39369,13	7,63	5159,78
	3,27	1,9	64998,81	9,95	6532,54
	3,67	1,9	4593,25	31,05	147,93
<sup>11</sup> Li	2,2	1,45	636,44	82,20	7,74
	2,7	1,45	954,65	118,12	8,08

posición relativa de los detectores. Usé la expresión típica de mínimos cuadrados:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[q_i - f(q_i)]^2}{\sigma_i^2} \quad (4.16)$$

Donde  $q_i$  es el ángulo en CM para el píxel  $i$ ,  $f(q_i)$  es el valor de la sección eficaz diferencial normalizada a Rutherford para el píxel, y  $\sigma_i$  el error asociado a  $q_i$ . El algoritmo se puede aplicar a cualquiera de los cuatro telescopios del experimento, sin embargo; solo es eficiente para los dos telescopios colocados a ángulos delanteros, porque es en estos ángulos donde la variación de la sección eficaz de Rutherford es mayor. Hacia ángulos mayores la corrección solo es aplicable para la energía 2,67 MeV/u. Por ello no hay ninguna corrección adicional a ángulos mayores por que la variación respecto a la sección eficaz de Rutherford es pequeña para grandes cambios en la posición. De los cuatro telescopios, los frontales (ángulos menores) tienen una resolución angular mayor que los traseros (ángulos mayores) por que están a mayor distancia del blanco. Teniendo en cuenta que el ángulo subtendido por píxel es de  $2^\circ$  y la variación de la sección eficaz con el ángulo hemos considerado una resolución de  $2^\circ$  para ángulos delanteros y de  $4^\circ$  para ángulos traseros. En el intervalo de ángulos de  $90^\circ \pm 30^\circ$  la sección eficaz coinciden con la geometría de las bandas de los detectores. Los conos de dispersión se aplanan y coinciden con una banda completa. A otros ángulos hay que calcular los píxeles correspondientes a cada ángulo de dispersión. Se realizó un cálculo la sección eficaz teniendo en cuenta el error geométrico.

La figura 4.17 muestra los datos de <sup>9</sup>Li para la energía de 2,67 MeV/u antes de aplicar la corrección en posición.

Los vectores de corrección obtenidos con este método están en la tabla 4.5.

La normalización es válida para toda las energías.

La figura 4.18 muestra el cociente de la sección eficaz elástica dividida por Rutherford en función del ángulo de centro de masas. Los telescopios 1 y 2 han sido normalizados y calibrados en posición. Los ángulos de los píxeles de los telescopios 3 y 4 corresponden a los ángulos medidos geoméricamente y no ha sido posible hacer una optimización ulterior como en el caso de los detectores 1 y 2.

En la figura 4.17 se observan factores globales para el detector 3 y 4 que sistemáticamente los alejan del eje de normalización  $\sigma_{CM}({}^9\text{Li}) = \sigma_R({}^9\text{Li})$ . Por ello y teniendo en cuenta que

**Tabla 4.4:** Valores de la minimización a Rutherford para los telescopios 1 y 2.

Energía (MeV/u)	Blanco (mg/cm <sup>2</sup> )	$\chi^2/n$	$\chi^2$	$n^a$	N° de Puntos	N° Parámetros
2,67	1,45	5,52	1596,6	289	295	6
3,27	1,45	5,6	1624	288	294	6
3,27	1,9	8,3	1918,37	231	237	6
3,67	1,9	14,28	3384,38	237	243	6

<sup>a</sup> El número de grados de libertad  $n$  es la diferencia del número de píxeles usados en el ajuste con el número de parámetros y varía según la energía y el blanco.

se trata de pequeñas correcciones, se aplican los factores por detector indicados en la tabla 4.4 y 4.5.

El valor de la sección eficaz elástica por píxel tiene un error mayor en comparación con el cálculo por ángulo (suma de píxeles). El error se debe a la estadística acumulada y va con el  $\sqrt{N}$ , donde  $N$  son los sucesos recolectados. Para disminuir el error en el cálculo de la sección eficaz se aplicaron dos métodos:

- Método 1: Promediar los píxeles en un ángulo dado. Aplicado a los detectores 1 y 2.
- Método 2: Promediar los píxeles de una banda. Aplicado a los detectores 3 y 4.

La proyección de los conos de dispersión sobre los detectores no coincide con la geometría de los detectores excepto para la zona angular entre 60-120° 4.9. Debido al comportamiento esperado de la sección eficaz a ángulos menores hay mayor estadística que en ángulos mayores (traseros). El ángulo sólido de los telescopios 3 y 4 es mayor que el de los telescopios 1 y 2 que se colocaron más a mayor distancia del blanco. El aumento en la cobertura angular (ángulo sólido) implica un aumento en la estadística recolectada pero también implica una

**Tabla 4.5:** Vectores de corrección de posición de haz en el blanco, resultado de la optimización con el método del  $\chi^2$ .

Haz	Energía (MeV/u)	Blanco (mg/cm <sup>2</sup> )	tel1 (mm)			tel2 (mm)		
			x	y	z	x	y	z
<sup>9</sup> Li	2,67	1,45	-1,42	-2,19	1,75	-0,78	-1,72	-3,00
<sup>9</sup> Li	3,27	1,45	-1,44	-1,96	1,47	-0,99	-1,44	-3,00
<sup>9</sup> Li	3,27	1,9	-1,25	-1,53	0,38	-1,16	-0,90	-3,00
<sup>9</sup> Li	3,67	1,9	-1,83	-3,00	2,68	-1,89	-2,89	1,10
<sup>11</sup> Li	2,2	1,45	-1,83	-3,00	0,66	-1,56	-2,21	-3,00
<sup>11</sup> Li	2,7	1,45	-1,92	-3,00	0,18	-1,79	-3,00	-3,00

**Tabla 4.6:** Factores de normalización para  ${}^9\text{Li}$  por el número de cuentas en el telescopio.

Blanco ( $\text{mg}/\text{cm}^2$ )	1,45	1,45	1,9	1,9
Tel/Energía (MeV/u)	2,67	3,27	3,27	3,67
1	1	1	1	1
2	1	1	1	1
3	1,047	1	0,98	1
4	0,95	0,95	0,95	1

disminución en la resolución angular. Esta diferencia de geometría hace necesario separar la sección eficaz diferencial en tres zonas para poder realizar el cálculo:

- Zona 1: ángulos frontales ( $0^\circ \geq t > 60^\circ$ ).
- Zona 2: ángulos medios ( $60^\circ \leq t \leq 120^\circ$ ) triángulos violeta en las figuras 4.17 y 4.18.
- Zona 3: ángulos traseros ( $120^\circ > t \leq 140^\circ$ ).

La distancia del detector 1 y 2 al haz hacen que el error angular por píxel este entre  $2 - 3^\circ$  y para el telescopio 3 y 4 oscila entre  $3 - 4^\circ$ . Por lo tanto para hacer la elección de los ángulos se usó para los detectores 1 y 2 el valor de  $2,3^\circ$  y para los detectores 3 y 4 el valor de  $3,5^\circ$ . Los valores angulares de cada punto es el promedio de todos los ángulos de un intervalo.

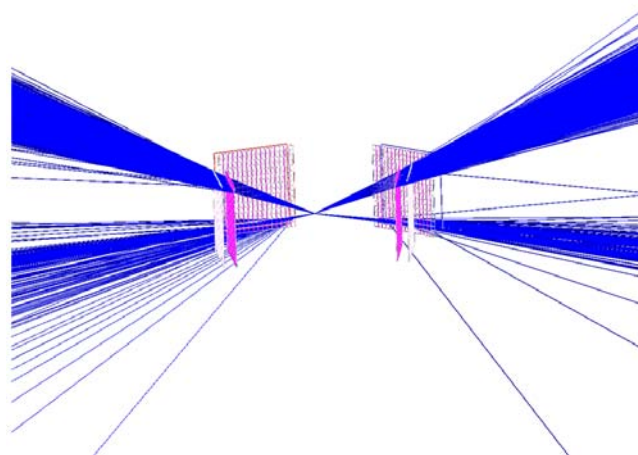
El resultado final al aplicar todas las correcciones se presenta en la figura 4.18 donde se muestra la sección eficaz de  ${}^9\text{Li}$  a  $2,67$  MeV/u normalizada a Rutherford.

La baja estadística a ángulos traseros debida en parte a la diferencia de ángulo sólido entre los detectores  $\Delta E$  y  $E$ , y a los problemas en la coincidencia electrónica para el telescopio 3 señalaron que un cálculo por banda de detección a ángulos traseros sería de ayuda en el caso de  ${}^9\text{Li}$  donde no se espera encontrar ningún otro fragmento. Hice el cálculo de la sección eficaz a ángulos traseros utilizando solo el detector  $\Delta E$  asignando un ángulo a cada banda. Los resultados se muestran en el siguiente capítulo en comparación con los cálculos teóricos.

## 4.8. Simulaciones Monte Carlo

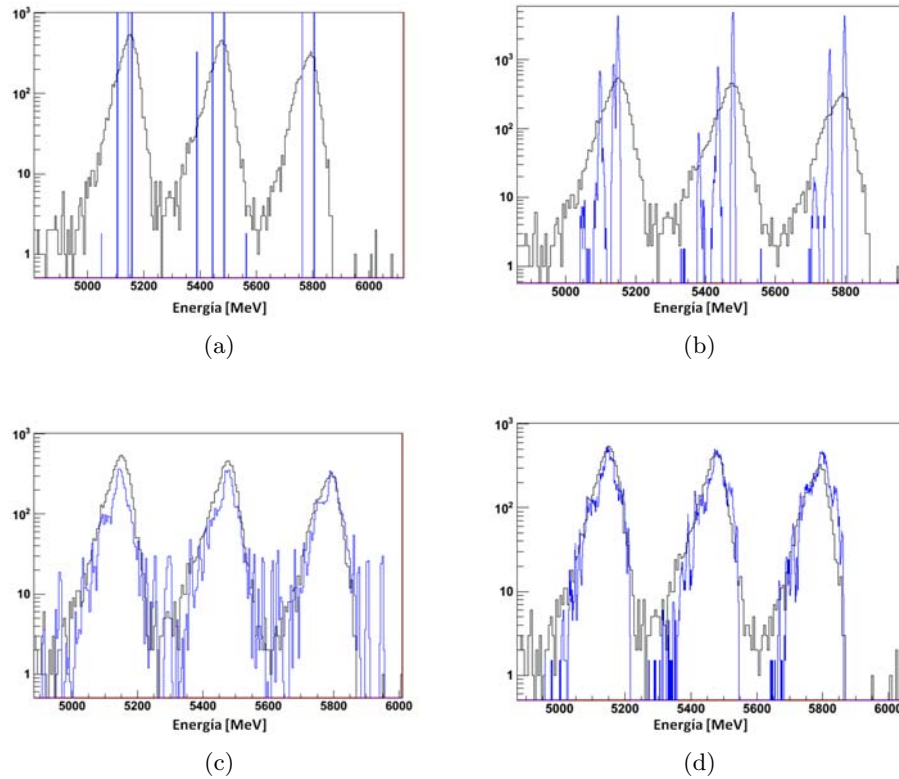
Para el experimento E1104 se realizar simulaciones, tipo Monte Carlo, con el programa GEANT4 para calcular las perdidas de energía sobre el sistema experimental, considerando la reacción de  ${}^9\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$  a energías de  $2,67$ ,  $3,27$  y  $3,67$  MeV/u y para la reacción de  ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$  a energías de  $2,1$  y  $2,7$  MeV/u. Los resultados se compararon con los datos experimentales para distinguir distintos fragmentos.

Los resultados y validación de las simulaciones para el experimento E1104 se realizaron en los siguientes pasos:



**Figura 4.19:** Simulación Monte Carlo del dispositivo experimental, hecha con el programa GEANT4.

- Se construyó digitalmente el sistema experimental con los valores nominales de posición de la tabla 3.1. Se usaron las especificaciones de capas muertas del fabricante de los detectores (Micron) que están en la tabla 3.2.
- Para validar las simulaciones se modelizó la fuente, triple- $\alpha$  de calibración, y se comparo con los espectros obtenidos experimentalmente.
- Se realizaron simulaciones donde se muestra el efecto del ángulo entre los detectores  $\Delta E$  y  $E$ .
- Se simuló la deposición del haz a 24 MeV sobre el píxel ( $f04, b05$ ). Se calculó la energía depositada en cada volumen involucrado, blanco, silicio y capas muertas.
- Se simuló la dispersión elástica y la pérdida de energía en el sistema experimental para iones de  ${}^9\text{Li}$  a 2,67 MeV/u lanzados desde el centro del blanco en dirección hacia los 256 píxeles para cada uno de los 4 telescopios.
- Se realizaron los cálculos para todas las energías y se hicieron varias representaciones para visualizar los resultados: la primera, se representa la energía depositada en el blanco y en cada detector  $\Delta E$  y  $E$  en función del ángulo de dispersión. La segunda, se representa la energía suma depositada en  $\Delta E$  y  $E$  en función del ángulo y se compara con la curva cinemática respectiva. La tercera, se hace la representación bidimensional de la energía depositada en el detector  $\Delta E$  vs  $E$ . La comparación con los espectros experimentales permite la identificación del canal elástico y el canal de ruptura.

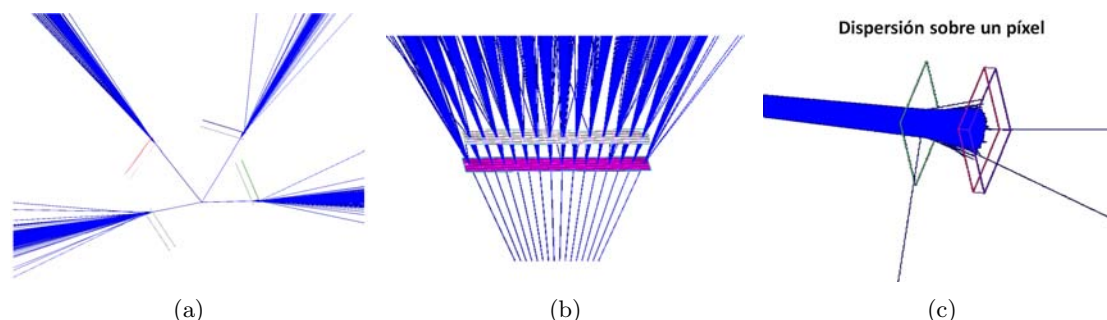


**Figura 4.20:** Comparación de las mediciones (negro) y la simulación (azul) de la fuente de calibración triple- $\alpha$  para el vertical 8 del detector  $\Delta E1$ . (a) Energía e intensidad de las partículas  $\alpha$  simuladas. (b) Energía depositada en la capa de Si, después de pasar las capas muertas frontales del detector. Se reproducen el centroide de los picos tres picos con intensidad máxima. (c) Se incluye una resolución del detector de forma gaussiana con ( $\sigma = 29$  keV ). (d) Se incluye una resolución del detector de forma Breit Wigner ( $\sigma = 29$  keV ).

#### 4.8.1. Validación de las simulaciones con las fuentes de calibración

Se simuló una distribución uniforme para las partículas  $\alpha$  de la fuente de calibración triple- $\alpha$  usando las energías e intensidades relativas, para las fuentes, de la tabla 4.1. Se comparó con los valores experimentales, para validar las simulaciones.

La figura 4.20 muestra, para la banda 8 del detector  $\Delta E1$ , la comparación entre las simulaciones y los espectros obtenidos de las mediciones. En la figura 4.20(a) se muestra la energía e intensidad de las partículas  $\alpha$  simuladas. en la figura 4.20(b) se muestra la energía depositada en la capa de Si, después de pasar las capas muertas frontales del detector. Se reproducen el centroide de los picos tres picos con intensidad máxima. En las figuras 4.20(c) y 4.20(d), se incluye la resolución del detector con forma gaussiana con ( $\sigma = 29$  keV ) y forma Breit Wigner ( $\sigma = 29$  keV ). No se logra reproducir correctamente las intensidades relativas del espectro medido, pero el centroide se reproduce bastante bien.



**Figura 4.21:** Simulación Monte Carlo del dispositivo experimental, hecha con el programa GEANT4. En (a) y (b) se muestran iones de alta energía que con origen en el centro geométrico del sistema, el blanco, que se dirigen hacia los centros de los píxeles de algunos laterales horizontal de los detectores. La figura (b) muestra la condición, de no coincidencia de las bandas del marco  $\Delta E$  y  $E$ , producida por la diferencia en ángulo sólido entre los detectores  $\Delta E$  y  $E$ . (c) Simulación de la energía depositada sobre un píxel ( $\Delta E$ - $E$ ) del telescopio 3 ó 4, para un ion de  ${}^4\text{He}$  que incide a 6 MeV.

#### 4.8.2. Efectos del ángulo sólido para un telescopio

Se simuló una distribución uniforme de los iones deseados, a alta energía, verificando que no se detengan en los detectores, saliendo desde el centro del blanco en dirección hacia los 16 píxeles horizontales inferiores (telescopios 1 y 2) y superiores (telescopios 3 y 4), figura ?? y para las bandas verticales de un lateral de los cuatro detectores, figura 4.21(a).

La figura 4.21(a) un iones disparados sobre, el centro de todos los píxeles de la banda 8 horizontal del detector  $\Delta E$ . Se muestra el efecto de la dispersión de ion al pasar de la parte  $\Delta E$  a la parte  $E$  del los telescopios. Los iones que pasan por las bandas del marco del detector  $\Delta E$  no tocan el detector  $E$ . Para el caso de los dos telescopios más traseros, tel3 y tel4, se da un complicación extra. Los iones que pasan por una banda frontal delantera de los SSSD no coincide con la banda vertical de los DSSSD que más cercana, sino con una de sus vecinas, como se muestra en la figura 4.21(a).

La figura 4.21(b) muestra la dispersión de un ion de  ${}^4\text{He}$  a 6 MeV que ha sido enviado al centro de un píxel del detector  $\Delta E$ , que logra atravesar, deteniéndose en el detector  $E$ . Si el área cubierta fuera todo el píxel algunas de los iones no lograrían llegar al al detector  $E$ . La energía depositada en el detector  $E$  tiene resolución en energía se ve afectada ya que el ion debe atravesar también.

#### 4.8.3. Perdidas de energía en el sistema de detección

Se describe el método la simulación para el cálculo de perdidas de energía mediante el ejemplo de dispersión elástica de  ${}^9\text{Li}$  a 2,67 MeV/u (24101,5 keV) sobre un blanco de plomo  ${}^{208}\text{Pb}$  de espesor 1,45 mg/cm<sup>2</sup>, inclinado 15°, para un suceso a un ángulo LAB de 18,1°, píxel ( $f04, b05$ ), del telescopio 1.

La simulación de la reacción inicia cuando un ion incide con energía de 24101,5 keV

**Tabla 4.7:** Simulación de la energía depositada (keV) en diferentes volúmenes del sistema experimental. Después de atravesar la mitad del espesor efectivo del blanco, el ion se dispersa elásticamente, en el centro del blanco, y sale disparado con una energía de 23732,2 keV en un ángulo de 18,1° hacia el píxel frontal  $f04$  y trasero  $b05$  de detector  $\Delta E1$ . Se muestra la energía del ion depositada en el blanco después de la dispersión, la capa muerta frontal de dopaje para el Si ( $fdl$ ), la capa de detección de Si ( $Sil$ ), la capa muerta trasera de dopaje para Si ( $bdl$ ), la capa muerta metálica ( $bmc$ ), y los mismo posteriores para el detector  $E1$ . El ion se detiene en la capa de Si del detector  $E1$  sin llegar a las capas muertas traseras del detector.

Volumen	$E_{dep}$ [keV]	$E_{final}$ [keV]
Blanco	295,4	23436,8
$\Delta E1_{fdl}$	10427,1	23426,4
$\Delta E1_{Sil}$	10530,9	12895,5
$\Delta E1_{bdl}$	142,6	12752,8
$\Delta E1_{bmc}$	16,7	12736,2
$E1_{fmc}$	115,8	12620,4
$E1_{fdl}$	71,0	12549,4
$E1_{Sil}$	12549,4	0,0

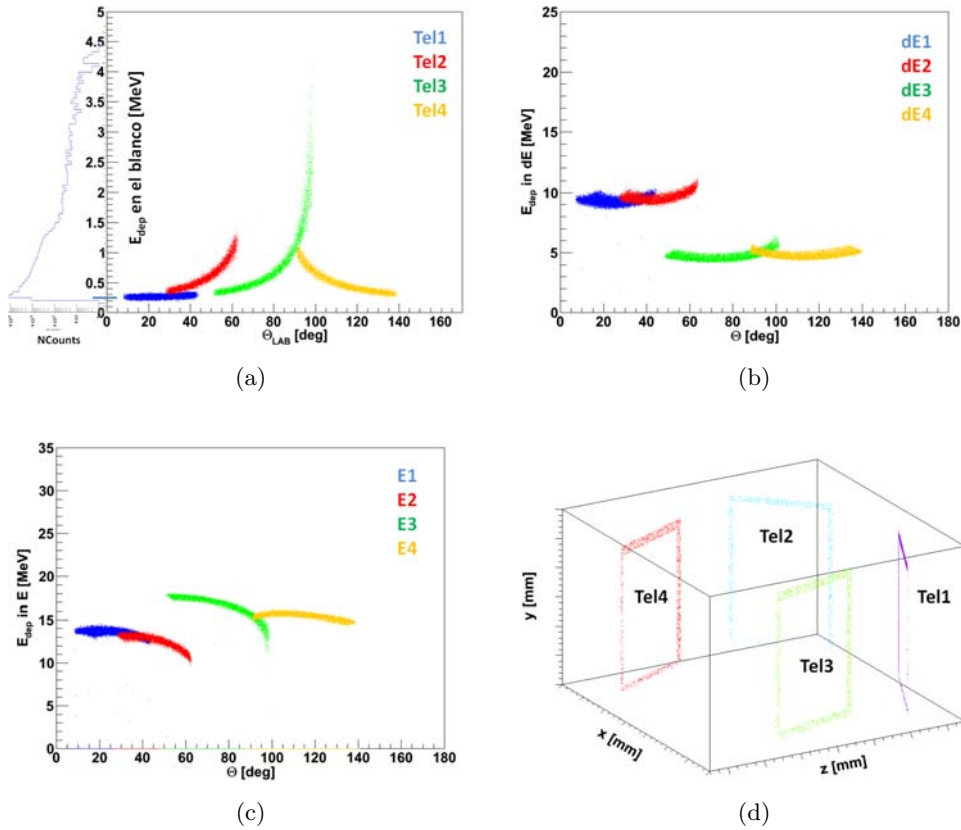
sobre el espesor efectivo (1,32  $\mu\text{m}$ ) del blanco de plomo (1,28  $\mu\text{m}$ ) inclinado a 15°. Hasta llegar a la mitad del blanco el ion deposita 269,557 keV, dejando 23832,9 keV de energía que usa para sufrir una dispersión elástica. Después de la colisión, el ion sale en un ángulo de 18,1<sup>circ</sup> hacia el píxel ( $f04, b05$ ), del telescopio 1. Las curvas cinemáticas, para este ángulo de salida, predicen que en una dispersión elástica la energía final del ion será de 23735,2 keV.

Luego de simulado el procesos de reacción las perdidas de energía son calculadas con las masas y cargas de cada material involucrado. En la tabla 4.7 se muestra el seguimiento del proceso a través de todos los volúmenes de la simulación, iniciando con la deposición en el blanco hasta la deposición total de la energía en el detector  $E1$ .

La simulación se puede ejecutar para otros procesos de reacción como la ruptura directa y transferencia al continuo, con distintos iones y con energías.

Se simuló una distribución uniforme para los iones  ${}^9\text{Li}$  a 2,67 MeV/u desde el centro del blanco en dirección hacia los 256 píxeles para cada uno de los 4 telescopios, incluyendo un para eso: la pérdida de energía del haz en la mitad del blanco, las curvas cinemáticas de la reacción en el blanco, una pequeña variación en el momento para cubrir todo el píxel y una pequeña variación ( $\pm 1$  mm) en la posición para simular el carácter no puntual del haz. Los resultados de esta simulación se muestra en las figuras 4.22 y 4.8.4.

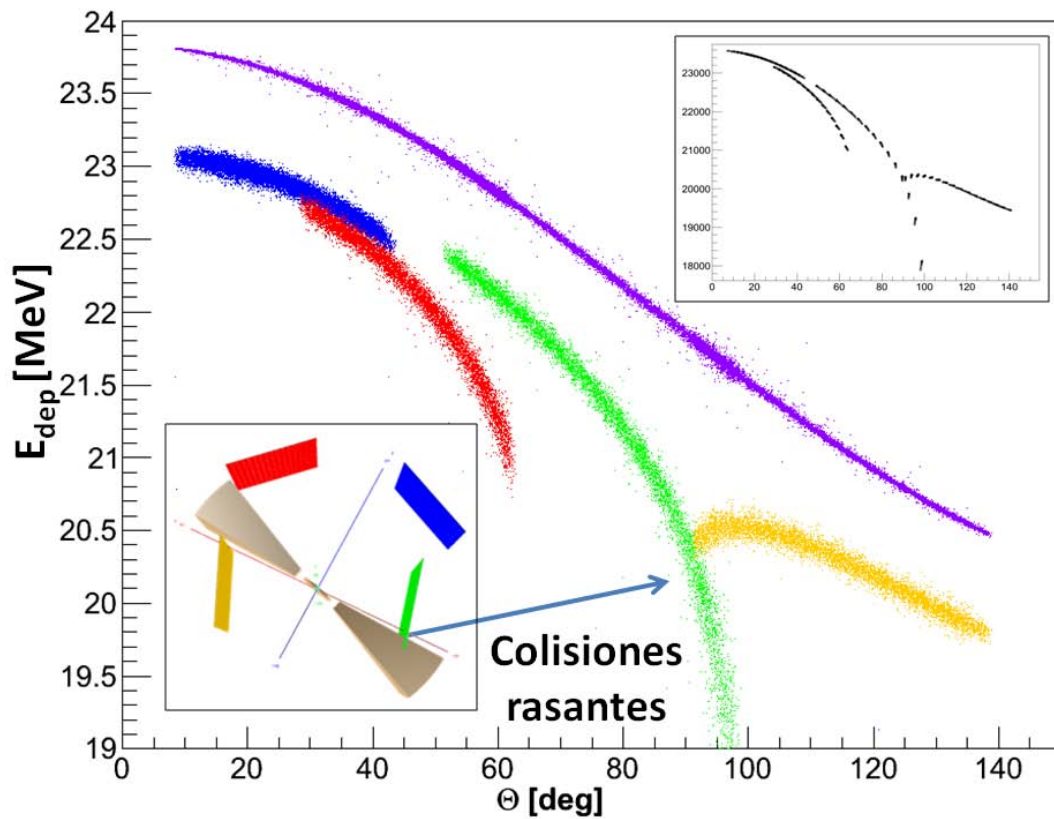
La figura 4.22(a) muestra las perdidas de energía en el blanco para iones que se dirigen a distintos detectores. La figura 4.22(b) muestra la energía depositada en la oblea de silicio de los de detectores  $\Delta E$ . Las deposición de energía es diferente para los telescopios 1 y 2, y para los telescopios 3 y 4, debido a la diferencia entre el espesor de los detectores, 40  $\mu\text{m}$  y 20  $\mu\text{m}$ , respectivamente. La figura 4.22(b) muestra la energía depositada en la oblea de



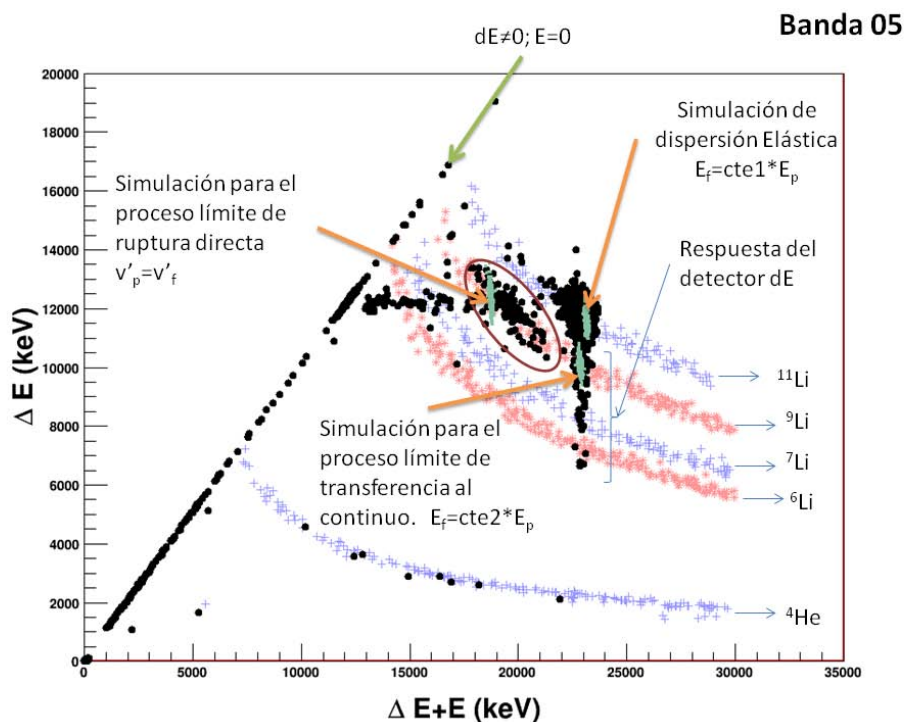
**Figura 4.22:** Se muestra en (a), (b) y (c) la energía depositada en diferentes volúmenes de simulación. Los telescopios 1, 2, 3 y 4, en colores azul, rojo, verde y amarillo. En la figura (d) se indican los telescopios. (a) Energía depositada,  $E_{dep}$ , en el blanco por iones que viajan hacia los cuatro detectores. La  $E_{dep}$  por los iones es de  $\sim 280$  keV debido a la posición casi paralela entre el blanco y el detector. (b) Energía depositada en los detectores  $\Delta E$ . (d) Energía depositada en los detectores  $E$ . (c) Se muestra los iones que atravesaron el detector  $\Delta E$  pero que no tocaron el marco de los  $E$ .

silicio de los de detectores  $E$ . La figura 4.22(d) muestra los iones que atravesaron el detector  $\Delta E$  pero no el  $E$ .

La figura 4.8.4 en morado, la curva cinemática usada para simular la dispersión elástica de los iones de  ${}^9\text{Li}$ . Las curvas en azul, rojo, verde y amarillo se muestra la suma de la energía depositada en las obleas de silicio de los detectores  $\Delta E$  y  $E$ . La figura superior muestra el mismo cálculo, pero disparando hacia cada píxel con menos incertidumbre angular, tal que, se distinguen las bandas de cada detector. Además se muestra en la parte inferior derecha una representación de la posible sombra ( $\pm 10^\circ$ ) producida por colisiones rasantes que depositan hasta 3 MeV en el blanco. Esta deposición de energía tiene un efecto muy importante sobre el telescopio 3.



**Figura 4.23:** En morado se representa la curva cinemática de energía en función del ángulo, usada para calcular la energía de los eyectiles en la simulación. En azul, rojo, verde y amarillo, se representan los detectores. Se muestra la energía depositada sobre las capas de detección de Si  $\Delta E_{Si}$  y  $E_{Si}$  y el efecto rasante, importante en los ángulos mayores del telescopio 3. En la parte superior se muestra en negro un calculo similar, suponiendo menos incertidumbre angular al lanzar los iones, razón por la que se logra ver la separación angular de algunas bandas. En el cuadro inferior se representa la posición nominal de los detectores y el blanco. Los delanteros 1 y 2, de configuración DSSSD + PAD y los traseros 3 y 4, compuestos por SSSD + DSSSD. Además se representa la posible “sombra” de  $\pm 10$  deg en la zona donde se espera encontrar colisiones rasantes en el blanco orientado  $75^\circ$  respecto al haz.



**Figura 4.24:** Comparación de la medición de  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  a 2,1 MeV/u (puntos negros) simulaciones. La primera (puntos en azul y asteriscos en rojo), para curvas de pérdida de energía para distintos isótopos de Li ( $A = \{6, 7, 9, 11\}$ ) y partículas  $\alpha$ . La segunda (puntos verdes), para la simulación de distintos procesos: dispersión elástica, ruptura directa y transferencia al continuo. Se identifican dos canales de de reacción, elástico ( $^{11}\text{Li}$ ) y de ruptura ( $^9\text{Li}$ ), correspondientes a las curvas de pérdida de energía simuladas. Se identifican partículas  $\alpha$  que pueden provenir del decaimiento de  $^{11}\text{Li}$ . Se muestra la zona de respuesta del detector. Se indican las partículas, en la línea diagonal, que no han llegado al detector  $E1$  pero que depositan energía señal en el detector  $\Delta E1$ .

#### 4.8.4. Espectros bidimensionales $\Delta E-E$

Finalmente se calcularon las curvas de pérdida de energía para iones de  $^{6,7,9,11}\text{Li}$  y para  $^4\text{He}$ . Se hicieron las simulaciones para de las reacciones de  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  a 2,1 y 2,7 MeV/u incluyendo los canales de dispersión elástica, ruptura directa y transferencia al continuo. Se logro identificar los canales de reacción elástico y de ruptura. También se identificaron partículas  $\alpha$ . Un resumen con los puntos más importantes se muestra en la figura . Donde los puntos negros son el espectro experimental que se compara directamente con las simulaciones, los puntos verdes. Las puntos en azul y rojo son las curvas de pérdida de energía para los distintos isótopos.

## Capítulo 5

# Resultados

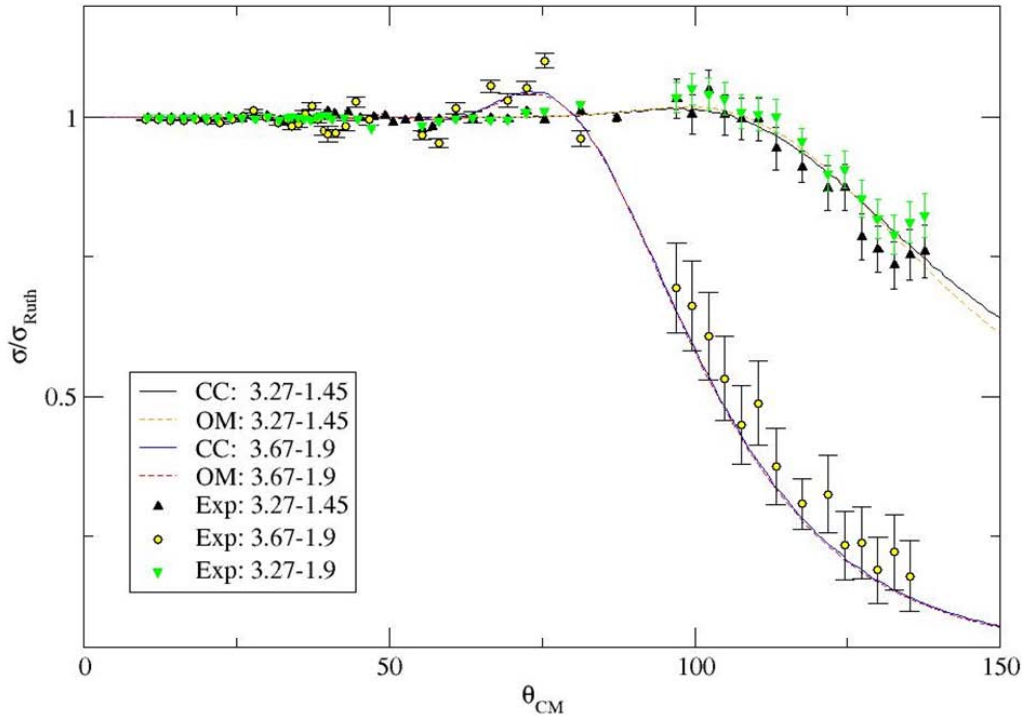
El experimento E1104 se hizo en dos etapas. Para la primera parte, realizada en julio 2008, se midió la dispersión elástica para el núcleo  ${}^9\text{Li}$ . Las medidas y la comparación con cálculos de **Modelo Óptico** (OM) y *Coupled Channels* (CC) se presentaron en la conferencia FUSION11 y fueron publicados en [CFGL<sup>+</sup>11b]. Para la segunda parte, que se realizó en octubre 2008, se midió la dispersión elástica para el núcleo  ${}^{11}\text{Li}$ . Las medidas y la comparación con cálculos está enviada para su publicación [CJRG<sup>+</sup>12]. Los datos fueron analizados en dos etapas, correspondientes al orden cronológicos de los experimentos. En la primera se realizaron calibraciones en energía, se estudió el procesado de los datos y se calculó la sección eficaz para los datos de  ${}^9\text{Li}$  a las tres energías medidas. En la segunda parte se realizaron las calibraciones, el procesado de los datos, se generaron nuevos espectros bidimensionales, sin encontrar ninguna variación importante. En este capítulo se presenta el análisis y los resultados los dos artículos antes mencionados. Estos resultados finales se basan en el trabajo descrito y complementan los capítulos 1, 2, 3 y 4, donde se presenta una descripción detallada de la dinámica para el núcleo halo  ${}^{11}\text{Li}$  en el campo eléctrico intenso del  ${}^{208}\text{Pb}$ .

### 5.1. Experimento con ${}^9\text{Li}$

Con el fin de estudiar la dinámica del núcleo  ${}^{11}\text{Li}$  y su *core*  ${}^9\text{Li}$  en un campo eléctrico intenso a energías alrededor de la barrera coulombiana, se midió, en junio 2008 en la instalación ISACII de TRIUMF la distribución angular elástica para el sistema  ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$  a energías de 24, 29,5 y 33 MeV en laboratorio. Presento aquí la primera determinación de la distribución angular de la sección eficaz de  ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ . Los resultados se comparan con los cálculos teóricos utilizando el potencial de doble convolución **São Pablo Potential** (SPP) para la parte real y la parte imaginaria de un potencial de **Woods-Saxon** (WS).

#### 5.1.1. Análisis experimental

Presentamos aquí la primera determinación de la distribución angular para la sección eficaz de  ${}^9\text{Li}$  sobre el plomo a energías alrededor de la barrera coulombiana. Se analizan



**Figura 5.1:** Se muestra la sección eficaz diferencial dividida por Rutherford para el sistema  ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$  para energías de haz incidente  ${}^9\text{Li}$  de 29,5 y 33 MeV. Los datos experimentales para  ${}^9\text{Li}$  a la energía de 29,5 MeV se muestra para los dos blancos de  ${}^{208}\text{Pb}$  utilizados con espesores de 1,45 mg/cm<sup>2</sup> (triángulos negros con base en la parte inferior) y con 1,9 mg/cm<sup>2</sup> (triángulos verdes con base en la parte superior). Los cálculos de OM corresponden a las líneas de trazos. Las líneas continuas representan los cálculos de CC. Los parámetros de ajuste se muestran en la Tabla 5.1. Ambos, los cálculos de OM y CC reproducir bien los datos. Figura de [CFGL<sup>+</sup>11b].

los resultados experimentales comparando el calculo con **M**odelo **Ó**ptico (OM) y con el análisis **C**oupled **C**hannels (CC).

Debido a la larga duración de la toma de datos, la estabilidad de la electrónica fue verificada mediante el estudio del centroide de los picos obtenidos con las fuentes  $\alpha$  de calibración, así como con los centroides del generador de señales. El tiempo muerto del sistema y las posibles diferencias entre los telescopios se estudiaron mediante la integración del área del pico del generador de pulsos en diferentes archivos. Se confirmó que no hubo ningún cambio significativo en la electrónica durante la toma de datos. En el análisis experimental se seleccionaron los sucesos relevantes de la siguiente manera. Se incluyó un umbral individual para cada banda de detección. Por otra parte, cuando había señales en dos bandas vecinas se eliminó el suceso para evitar el intercambio de carga [BFT03, TBF<sup>+</sup>04]. Las calibraciones de energía se hicieron con todas las banda, usando un fuente radiactiva  ${}^{148}\text{Gd}$  y otra triple- $\alpha$  ( ${}^{239}\text{Pu} + {}^{241}\text{Am} + {}^{244}\text{Cm}$ ). Para separar adecuadamente la señal de los iones de interés y

**Tabla 5.1:** Los parámetros utilizados en los cálculos de la OM y CC se enumeran. Los parámetros  $r_i = 1,35$  fm y  $a_i = 0,51$  fm son iguales en todos los casos.

Model	Energy (MeV/u)	$N_r$	$W_i$ (MeV)	$\chi^2/n$
OM	3.27	0.883	6.01	4.1
OM	3.67	0.798	17.6	6.4
CC	3.27	0.85	6.50	4.2
CC	3.67	0.95	17.18	6.2

evitar las contribuciones  $\beta$ , se aplicó una condición sobre la energía depositada en la parte delantera y trasera de las bandas, que forman el píxel en cada DSSSD,  $\Delta E_{dif} \leq 70$  keV. Existía además un pequeño porcentaje de sucesos de multiplicidad dos que impactan en el mismo DSSSD, pero no son próximos. Estos sucesos no cumplen la condición de diferencia o correspondencia de energía entre las bandas traseras y delanteras, aunque son buenos sucesos físicos, por lo que fueron rescatados y tratados individualmente.

Los sucesos elásticos fueron seleccionados sobre el espectro bidimensional de  $\Delta E$  versus  $E$ . Una clara identificación de los picos elásticos, tanto para los datos de la dispersión de  ${}^9\text{Li}$  como de  ${}^{11}\text{Li}$  fue encontrada. El análisis preliminar de los datos se realizó suponiendo que los telescopios T1 y T2 estaban en la posición determinada por las medidas geométricas, y el eje del haz óptico centrado en el blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$ . El ángulo sólido se calculó para cada píxel, teniendo en cuenta que depende de: el ángulo de laboratorio y la proyección del área de píxel ( $3 \times 3$  mm<sup>2</sup>) sobre una esfera tangente centrada en el objetivo. Debido a la geometría final obtenida del montaje, se realizó un estudio refinado del ángulo subtendido por cada píxel con fundamento en el comportamiento esperado para el caso de  ${}^9\text{Li}$ . En el se espera una relación plana igual a 1 la relación entre sección eficaz elástica medida y la obtenida por Rutherford a ángulos hacia adelante. Esta corrección incluye las pérdidas para los sucesos que se depositan su energía entre las bandas. La optimización de la posición de los telescopios de T1 y T2 fue realizado minimizando el  $\chi^2$  con la dependencia angular de Rutherford para los datos de  ${}^9\text{Li}$  a 2,67 MeV/u. La sección eficaz diferencial se calculó evaluando los vectores, óptimos, de posición para cada detector con la media ponderada de los píxeles correspondientes a un cierto ángulo. Los ángulos cubiertos por los telescopios T3 y T4 se determinaron usando solamente consideraciones geométricas, ya que la dependencia angular de la sección eficaz es menor a esos ángulos. Para ángulos mayores de  $60^\circ$ , todos los píxeles de una banda se corresponden con el mismo intervalo angular. Tres bandas del detector SSSD  $\Delta E3$  correspondientes a los ángulos X, Y y Z no funcionaban. Además, para ángulos mayores en los telescopios T2 y T3 el blanco ensombrecido el marco de los detectores reduciendo el solapamiento entre T2 y T3, lo que contribuyó a una región sin cobertura angular entre  $80 - 95^\circ$  entre T2 y T3, como se muestra en la figura 5.1.

### 5.1.2. Interpretación de los resultados

Los datos elásticos, medidos, han sido analizados con el OM, utilizando el código FRES-CO<sup>1</sup> [Tho88, TN09]. Los datos para la dispersión de <sup>9</sup>Li a 24 MeV fueron excluidos de este análisis ya que estos datos están muy cerca de la sección eficaz Rutherford y por lo tanto tienen muy poca sensibilidad respecto a los parámetros del potencial nuclear.

En este análisis, la parte real de la interacción entre <sup>9</sup>Li + <sup>208</sup>Pb se describe en términos del potencial de doble convolución,  $U_{DC}(\mathbf{r})$ , **S**ã**o P**ab**l**o **P**ot**e**nt**i**al (SPP) [CCG<sup>+</sup>02] que es:

$$U_{DC}(\mathbf{r}) = \int \rho_t(r_t)\rho_t(r_p)V_{NN}(\mathbf{r})d\mathbf{r}_t\mathbf{r}_p \quad (5.1)$$

donde  $\rho_t(r_t)$  es la densidad del blanco,  $\rho_t(r_p)$  la densidad del proyectil y  $V_{NN}(\mathbf{r})$  el potencial nucleón-nucleón.

Para este cálculo el radio de materia para el <sup>9</sup>Li,  $R_{rms} = 2,45(3)$  fm se tomó de la referencia [DAA<sup>+</sup>06]. El radio de materia para el <sup>208</sup>Pb,  $R_{rms} = 5,53$  fm se obtuvo haciendo un cálculo Hartree-Fock. La parte imaginaria se parametrizó usando un potencial WS. Los tres parámetros ( $W_i$ ,  $r_i$  y  $a_i$ ) del potencial WS, así como la normalización para la parte real ( $N_r$ ) se dejaron variar con el fin de reproducir los datos experimentales. En una primera aproximación, se realizaron ajustes para el conjunto de parámetros que proporcionaron el mejor ajuste global para los datos de dispersión de <sup>9</sup>Li a 29,5 y 33 MeV. Previamente, se consideraron los datos con los blancos de 1,45 y 1,9 mg/cm<sup>2</sup>. Esto nos permitió encontrar los parámetros de la geometría del potencial  $r_i = 1,35$  fm y  $a_i = 0,51$  fm. A continuación, manteniendo la geometría, se ha reajustado la normalización  $N_r$  y la profundidad imaginaria  $W_i$  para cada energía. Los parámetros resultantes se muestran en la Tabla 5.1., Y las distribuciones angulares correspondientes se comparan con los datos de la figura 5.1. Podemos ver que es posible describir los datos para ambas energías utilizando la misma geometría. Las constantes de normalización reales son ligeramente menores que la unidad, lo que indica un efecto de polarización atractiva debido al acoplamiento con los canales no elásticos. A partir de los valores indicados en la tabla 5.1 podemos ver también que los datos de 29,5 MeV requieren una profundidad significativamente menor para el potencial imaginario, que es un resultado esperado, debido al cierre progresivo de canales no elásticos cuando la energía incidente disminuye en la región de las energías por debajo de la barrera coulombiana.

Además, se estudió el efecto del acoplamiento al primer estado excitado de <sup>9</sup>Li en la sección eficaz elástico. Para este propósito, se realizó un cálculo CC para el estado fundamental y los primeros estados excitados de <sup>9</sup>Li que están acoplados, suponiendo un modelo colectivo para estos estados. El <sup>9</sup>Li tiene un momento cuadrupolar considerable, que se usó en el cálculo para la reorientación del estado fundamental. La fuerza del potencial de acoplamiento cuadrupolar que surge de la interacción coulombiana viene dada por el elemento de matriz reducida del operador cuadrupolar eléctrico,  $M(E2; J_i \rightarrow J_f)$ . Para el acoplamiento

---

<sup>1</sup>FRESCO es un programa para hacer cálculos de reacciones con canales acoplados, fue desarrollado por Ian Thompson en el periodo de 1983 - 2006 [Tho11]. Las explicaciones básicas para usar y entender el programa se encuentran en el libro [TN09] y en la página web [Tho11]

$3/2^- \rightarrow 1/2^-$ , se utilizó el elemento de matriz reducida  $M(E2; 3/2^- \rightarrow 1/2^-) = 3,55 \text{ e}\cdot\text{fm}^2$ , que se obtuvo a partir de la probabilidad de transición  $B(E2; 3/2^- \rightarrow 1/2^-) = 3,15 \text{ e}^2\text{fm}^4$  dada por [Des97]. Para el término de reorientación, el elemento de matriz reducida,  $M(E2)$ , se obtuvo a partir del momento cuadrupolar experimental,  $Q_{exp} = -27,4(1) \text{ mb}$  [TKG<sup>+</sup>04], resultando  $M(E2; 3/2^- \rightarrow 3/2^-) = -3,86 \text{ e}\cdot\text{fm}^2$ .

La parte radial del acoplamiento nuclear se obtuvo como la derivada del potencial central multiplicada por la longitud de la deformación reducida,  $\delta_{ij} \equiv \langle J_f || \hat{\delta}_2 || J_i \rangle$ . Para cada transición primero se determinó una longitud de deformación debida a la fuerza coulombiana,

$$\delta_{ij}^C = \langle J_f || \hat{\delta}_2^C || J_i \rangle = M(E2; J_i \rightarrow J_f) \frac{4\pi}{2} ZR \quad (5.2)$$

donde  $Z = 3$  es el número de carga de  $^9\text{Li}$  y  $R \simeq 3,16 \text{ fm}$  es el radio derivado de  $R \simeq R_{rms} \cdot \sqrt{\frac{5}{3}}$  con el valor reportado en [DAA<sup>+</sup>06]. Entonces, suponiendo que la deformación coulombiana y distribuciones de carga tienen las mismas longitudes de deformación, se estimaron las longitudes de deformación nucleares como  $\delta_{ij}^N \approx \delta_{ij}^C$ .

Para la interacción entre el proyectil y el blanco, se utilizó el mismo procedimiento que para el análisis con **Modelo Óptico (OM)**, con la parte real descrita por el potencial de SPP y la parte imaginaria parametrizada en términos de un potencial WS. En este último caso, se mantuvieron fijos los parámetros  $r_i$  y  $a_i$  encontrados en el análisis OM. La normalización de la parte real ( $N_r$ ) y la profundidad de la parte imaginaria ( $W_i$ ) se ajustaron con el fin de reproducir los datos de dispersión a energía de 29,5 y 33 MeV. Los valores obtenidos se muestran en la Tabla 5.1. Los parámetros calculados con CC son similares a los obtenidos con el análisis OM, lo que indica que la sección eficaz elástica está débilmente influida por los acoplamientos incluidos en el análisis CC. Esto también se observa en las distribuciones angulares calculadas que se muestran en la figura 5.1. Donde las diferencias entre los cálculos OM y los cálculos CC son casi indistinguibles.

## 5.2. Experimento con $^{11}\text{Li}$

Presento aquí la primera medida para la dispersión elástica para el núcleo halo  $^{11}\text{Li}$  y su *core*  $^9\text{Li}$  sobre  $^{208}\text{Pb}$  a energías próximas a la barrera coulombiana. La dispersión elástica de  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  muestra una fuerte reducción respecto a la sección eficaz de Rutherford, incluso a energías muy por debajo de la barrera coulombiana y en ángulos de dispersión muy pequeños. Este violento cambio de la sección eficaz diferencial elástica es observado en la dinámica del sistema  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ , como consecuencia de la estructura débilmente ligada del núcleo con halo  $^{11}\text{Li}$ , y no se observa en la dispersión elástica de su *core*  $^9\text{Li}$  a las mismas energías en centro de masa. Se hicieron cálculos **Continuum-Discretised Coupled Channels** (CDCC) a cuatro cuerpos, describiendo al proyectil, el  $^{11}\text{Li}$ , con un modelo de tres cuerpos. Los resultados consiguen explicar las distribuciones angulares medidas, y confirman que la reducción observada se debe principalmente al intenso acoplamiento entre los estados resonantes de tipo dipolar y con la baja energía del continuo del  $^{11}\text{Li}$ . Este hecho sugiere la existencia de una resonancia dipolar a bajas energías en  $^{11}\text{Li}$  cerca del umbral de

ruptura.

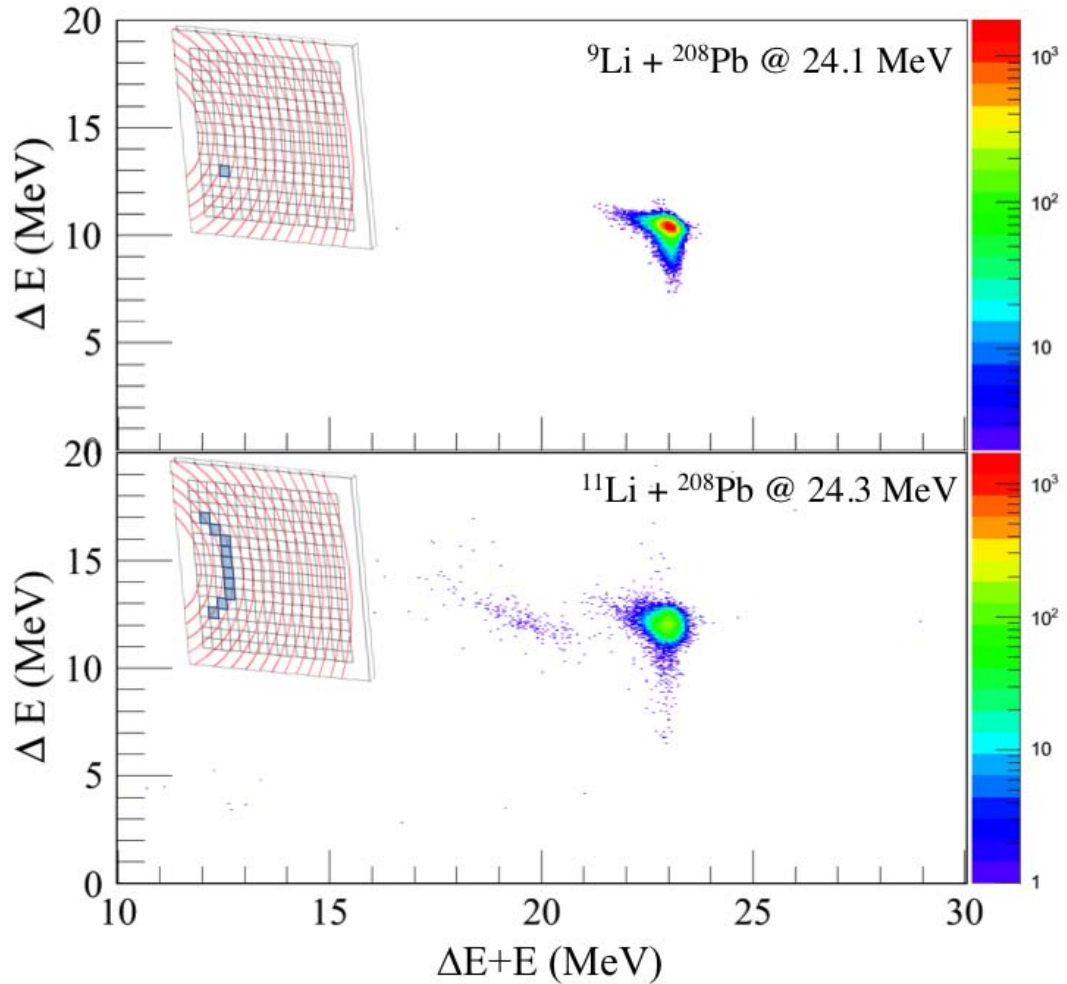
### 5.2.1. Análisis experimental

La segmentación del sistema de detección, da información, en 256 píxeles por telescopio de dos maneras. La primera, para los telescopios T1 y T2, haciendo coincidir las bandas delanteras y traseras de los DSSSD. La segunda, para los telescopios T3 y T4, al hacer coincidir los detectores traseros y delanteros. Esta configuración permite una alta resolución angular, ( $2^\circ$  - $3^\circ$  dependiendo del detector) con una cobertura angular grande:  $10^\circ$  a  $40^\circ$  (T1),  $30^\circ$  a  $60^\circ$  (T2),  $50^\circ$  a  $100^\circ$  (T3) y  $90^\circ$  a  $140^\circ$  (T4).

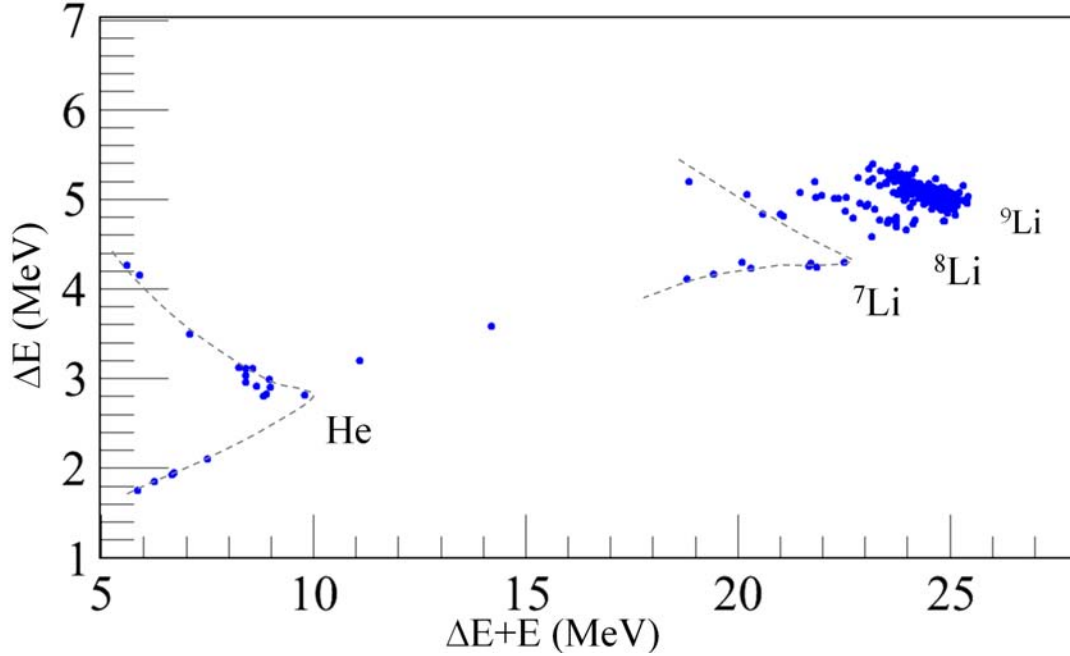
La compacta geometría del montaje experimental, permitió realizar una determinación del ángulo subtendido por cada píxel de T1 y T2 debido al comportamiento “Rutherford” de la dispersión elástica de  $^9\text{Li}$  en  $^{208}\text{Pb}$  a energías por debajo de la barrera coulombiana. Para de la dispersión de  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  se aplicó el mismo método, con la diferencia que la normalización se hizo usando todos los canales, es decir, tanto los datos elásticos como los de ruptura. Los detalles sobre la configuración, procesamiento de datos y selección de sucesos se puede encontrar en los capítulos 3 y 4, y un resumen puede encontrarse en las referencias [CFGL<sup>+</sup>11b, BCFG<sup>+</sup>12].

Los sucesos elásticos fueron seleccionados en la representación bidimensional de  $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$  generando espectros de energía para cada píxel. Para los datos de la dispersión tanto para el núcleo  $^9\text{Li}$  como para el  $^{11}\text{Li}$ , se obtuvo una clara identificación del pico elástico y de los fragmentos. La figura 5.2 muestra los espectros de energía, para  $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  y  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  con la energía en centro de masa equivalente, obtenidos con el mismo blanco de  $^{208}\text{Pb}$  con espesor de  $1,45 \text{ mg/cm}^2$ . En la parte inferior de la figura 5.2, se muestra el espectro bidimensional para los datos de la dispersión de  $^{11}\text{Li}$ , con la contribución del canal elástico  $^{11}\text{Li}$  y el canal de ruptura de  $^9\text{Li}$ . En la parte inferior al lado izquierdo de la figura, se muestran los píxeles que contribuyen, al anillo, a la sección angular seleccionada de  $14 \pm 1^\circ$ . Destaca la contribución, relativamente grande, del canal de ruptura observado a esta energía en un ángulo hacia adelante tan bajo como  $14^\circ$ .

En la figura 5.3 se muestra el espectro bidimensional correspondiente a los datos de la dispersión de  $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  a la energía CM de  $28,3 \text{ MeV}$ , para un píxel de telescopio de 4 centrado a  $128,2^\circ$ . Destaca, a esta energía cerca del umbral de ruptura, la identificación de 3 canales diferentes al elástico. Primero, se identificaron sucesos de  $^8\text{Li}$  correspondientes, probablemente, con la reacción de transferencia  $^{208}\text{Pb}(^9\text{Li}, ^8\text{Li})^{209}\text{Pb}$  ( $Q = -0,1 \text{ MeV}$ ). Segundo, hay una posible contribución del canal  $^7\text{Li} + ^{210}\text{Pb}$  ( $Q = 3 \text{ MeV}$ ). Tercero, hay producción de partículas  $\alpha$  originadas en la transferencia ó separación, que también han sido observadas a muy alta energía en [ZGG<sup>+</sup>98]. La contribución de estos canales, cuando están presentes, se han eliminado con el fin de extraer los datos de dispersión elástica. La sección eficaz diferencial, para cada detector, se calculó mediante la suma de toda la estadística en cada píxel dividido por la suma de sus ángulos sólidos correspondientes, al anillo, sector angular seleccionado.



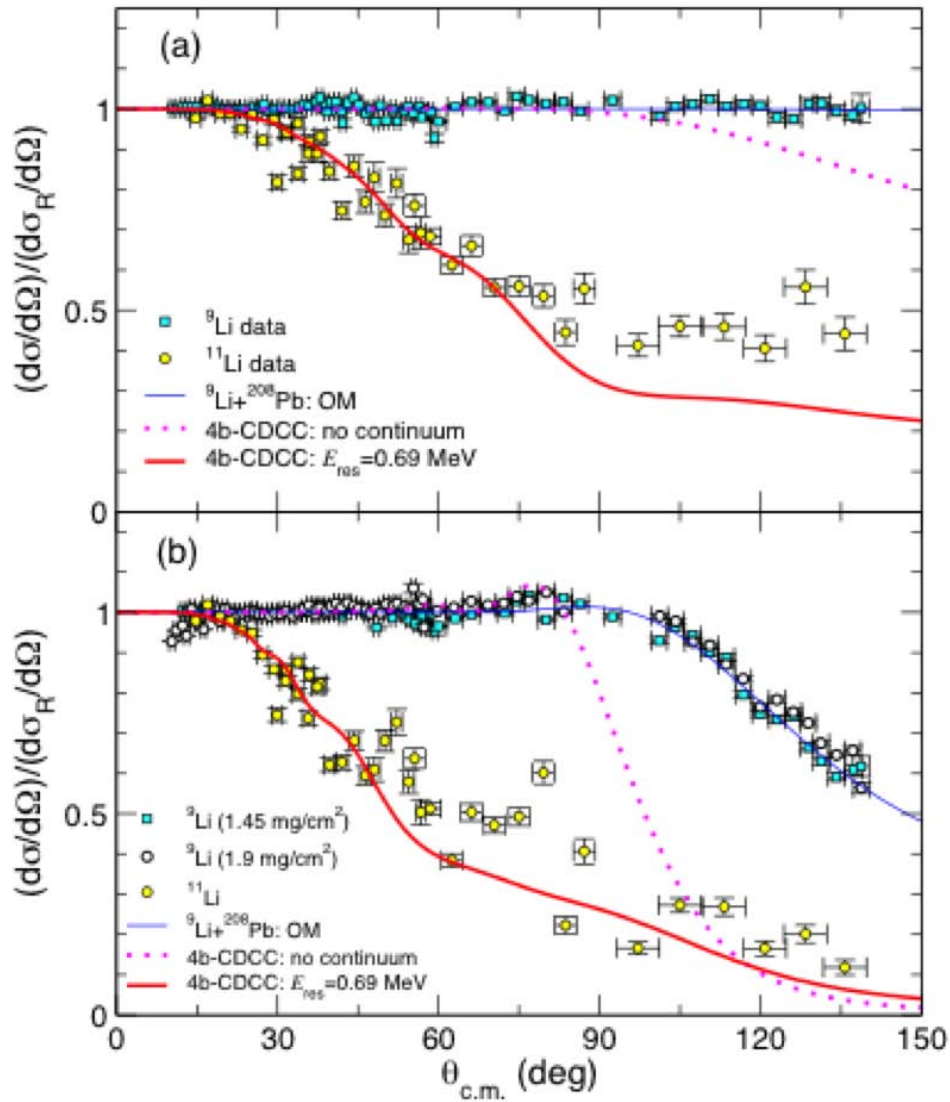
**Figura 5.2:** Espectros bidimensionales  $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$  para T1. Se ilustran, en la parte superior izquierda de las figuras, los píxeles usados que suman estadística y forman el espectro. En la parte superior se muestran los datos para la dispersión de  $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ , en un solo píxel centrado en  $13,9^\circ$ . En la figura inferior se muestran los datos para la dispersión de  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ , en la sección angular cubierta por  $14 \pm 1^\circ$ . En los espectros las contribuciones a la dispersión elástica del haz de  $^{11}\text{Li}$  y los fragmentos de ruptura  $^9\text{Li}$  están claramente separadas. Los datos corresponden a la misma energía de centro de masa de 23,1 MeV.



**Figura 5.3:** Espectro bidimensional  $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$  para la dispersión de  ${}^9\text{Li}$  sobre el blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  con espesor de  $1,9 \text{ mg/cm}^2$ , a energía  $E_{\text{cm}} = 28,3 \text{ MeV}$ , para el píxel centrado en el ángulo  $128,2^\circ$ . Obsérvese la presencia de canales de ruptura a esta energía.

### 5.2.2. Interpretación de los resultados

La distribución angular elástica medida para  ${}^{9,11}\text{Li}$  sobre  ${}^{208}\text{Pb}$  se muestran en la figura 5.4, normalizada respecto a la sección eficaz Rutherford. Las partes superior e inferior de la figura corresponden a la energía  $E_{\text{cm}} = 23,1$  y  $28,3 \text{ MeV}$ , respectivamente. Para la energía más baja (por debajo de la barrera coulombiana), los datos de  ${}^9\text{Li}$  están muy cerca de la sección eficaz de Rutherford, mientras que para la energía superior, la interferencia *nuclear-coulombiana* comienza a ser visible después del ángulo  $\theta_{\text{cm}} \approx 75^\circ$ , y está acompañado de una disminución después de este ángulo. Este comportamiento es característico del patrón, tipo Fresnel, para la dispersión de los núcleos compactos (“normales”) cerca de la barrera coulombiana. Por otra parte, los datos de  ${}^{11}\text{Li}$  muestran una fuerte reducción respecto a Rutherford, incluso a la energía por debajo de la barrera. Adicionalmente, la separación para la dispersión elástica respecto a Rutherford para ambas energías se inicia en ángulos muy hacia adelante.



**Figura 5.4:** Sección eficaz diferencial elástica de  $^{9,11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  normalizada con la correspondiente sección eficaz de Rutherford. En la parte superior se muestra para energías, por debajo de la barrera, de  $E_{cm} = 23,1$  MeV y en la parte inferior para energía  $E_{cm} = 28,3$  MeV. El cálculo Modelo Óptico (OM) para el sistema  $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  se muestra en ambos casos. Para más información sobre los cálculos CDCC véase el texto.

Para una descripción cuantitativa de esta reducción, se compararon los datos de  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  con cálculos CDCC con cuatro cuerpos, tres para el proyectil ( $^9 + n + n$ ) y uno para el blanco. La estructura débilmente ligada del núcleo  $^{11}\text{Li}$  requiere un tratamiento detallado de las interacciones, usando un modelo con cuatro cuerpos. Estos cálculos han sido utilizados, con éxito, para describir varias reacciones inducidas de  $^6\text{He}$  utilizando una extensión del método *Continuum-Discretised Coupled Channels* (CDCC) para proyectiles con tres cuerpos [MHO<sup>+</sup>04, MEO<sup>+</sup>06, RGAGC<sup>+</sup>08, RGAGC<sup>+</sup>09]. La estructura del núcleo  $^{11}\text{Li}$  descrita, por un modelo a tres cuerpos, suponiendo un *core* inerte y sin espín de  $^9\text{Li}$  rodeado por dos neutrones de valencia. Los estados para el  $^{11}\text{Li}$  se obtienen al resolver la ecuación de Schrödinger en coordenadas hiperesféricas. Se usó la interacción a dos cuerpos, P4, descrita en la referencia [TZ94]. Adicionalmente, se incluyó una fuerza efectiva de tres cuerpos que fue ajustada para reproducir la separación de energía experimental de los dos neutrones. Resultó una función de onda, para el estado fundamental, con un radio ( $R_{rms}$ ) de 3,30 fm, suponiendo para el núcleo de  $^9\text{Li}$  un radio de  $R_{rms}2,44$  fm [DAA<sup>+</sup>06]. Los estados del continuo se agruparon en *bines* de energía, hasta un máximo de energía de 5 MeV, usando el método del promedio, extendido recientemente para el continuo de los sistemas con tres cuerpos [RGAGC<sup>+</sup>09]. Se incluyeron los estados del continuo, con  $J_{nn}^\pi = 0^+, 1^-, 2^+ \text{ y } 3^-$ .

La sección eficaz diferencial elástica, para esta reacción, es muy sensible a la intensidad de la distribución  $B(E1)$  cerca del umbral de ruptura, en particular, en la presencia de una resonancia dipolar. La energía precisa de esta resonancia no ha sido establecida con seguridad, se ajustó a la energía que mejor reproduce la sección eficaz elástica y de ruptura. La sección eficaz de ruptura se presenta en [FGCRG<sup>+</sup>12]. La energía para la resonancia es de  $E_{res} = 0,69$  MeV (es decir, 0,32 MeV por encima del umbral de ruptura). Para situar la resonancia dipolar en la energía deseada, se ajustó la fuerza de los tres cuerpos a un estado  $1^-$  del continuo. Este modelo predice una gran intensidad,  $E1$ , a bajas energías, incluso mayor que el extraído experimentalmente en 2006 por Nakamura [NVS<sup>+</sup>]. Además solamente se ha observado un estado excitado resonante a 1,3 MeV [KKN<sup>+</sup>97].

Para realizar los cálculos de dispersión es necesario conocer las interacciones entre  $n + ^{208}\text{Pb}$  y  $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ . Estas interacciones fueron tomadas de la parametrización global de Koning y Delaroche [KD03]. La parte real del potencial  $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  fue generado microscópicamente, utilizando el potencial de doble convolución SPP [CCG<sup>+</sup>02], con el radio de materia de  $^9\text{Li}$  [DAA<sup>+</sup>06] y el radio de materia para el  $^{208}\text{Pb}$  se hizo con un cálculo Hartree-Fock. La parte imaginaria se parametrizó utilizando un potencial WS donde los parámetros ( $W_v, r_i, a_i$ ), junto con la normalización de la parte real ( $N_r$ ), se ajustaron para reproducir los datos elásticos de  $^9\text{Li}$  con energía  $E_{cm} = 28,3$  MeV, dando lugar a los parámetros  $N_r = 1,0$   $W_v = 46,5$  MeV,  $r_i = 1,33$  fm y  $a_i = 0,47$  fm. Los cálculos de modelos ópticos para  $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  se comparan con los datos, ver de la figura 5.4.

El ecuaciones diferenciales acopladas CDCC se resolvieron con el código FRESCO [Tho88], incluyendo acoplamiento nuclear y coulombiano, entre el blanco y el proyectil, en todos los órdenes. Los cálculos CDCC a cuatro cuerpos se compararon con los datos de  $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$  de la figura 5.4. Para ilustrar el efecto de los canales de ruptura se ha incluido el cálculo que omite estos acoplamientos (línea de puntos). Los cálculos CDCC sin acoplamiento al continuo sigue los datos de  $^9\text{Li}$  hasta  $\sim 90^\circ$ , pero luego disminuye más

rápidamente que los datos de  $^9\text{Li}$  para ángulos mayores después este ángulo, como se ilustra en la parte inferior de la figura 5.4. Esta reducción se debe al efecto de absorción, resultante, de la interacción entre los neutrones del halo y el blanco, y también de la gran extensión espacial del estado fundamental del  $^{11}\text{Li}$ . La disminución, sin embargo, es insuficiente para explicar los datos de  $^{11}\text{Li}$ . La incorporación del acoplamiento al continuo produce una reducción adicional, y la distribución angular resultante describe muy bien los datos en ambas energías. Para la energía  $E_{\text{LAB}} = 24,3$  MeV, los cálculos CDCC subestiman los datos en ángulos mayores. La inclusión de los estados del continuo con mayor momento angular (por ejemplo,  $J_{nn}^{\pi} = 4^{+}$ ) podría aumentar las secciones eficaces elásticas calculadas. El cálculo CDCC indica que la principal interacción responsable de la reducción de la sección eficaz elástica, y la posterior desaparición del pico de interferencia *coulombiano-nuclear*, es el acoplamiento dipolar coulombiano. Este comportamiento especial de  $^{11}\text{Li}$  se asocia con el efecto de la dipolarizabilidad coulombiana [AGC99]. El núcleo débilmente ligado  $^{11}\text{Li}$  frente al intenso campo colombiano del blanco, se distorsiona y eventualmente se rompe. Esto reduce, del mismo modo, las secciones eficaces elásticas por debajo ( $E_{\text{cm}} = 23,1$  MeV) y en la parte superior de barrera ( $E_{\text{cm}} = 28,3$  MeV), donde es extraordinaria la ausencia del pico de interferencia *coulombiano-nuclear*.



## Capítulo 6

# Resumen y conclusiones

El objetivo principal del estudio, aquí presentado, es medir y comparar con predicciones teóricas con distinto grado de sofisticación (usando el modelo óptico (OM), el modelo con canales acoplados (CC) y el modelo con canales acoplados con discretización del continuo (CDCC)), la distribución angular de la dispersión elástica (la sección eficaz diferencial elástica) a energías en torno a la barrera coulombiana, para obtener información sobre el procesos de dispersión y como este proceso se ve afectado por la polarización dipolar que resulta cuando, el núcleo formado por un *core* inerte y dos neutrones débilmente ligados,  $^{11}\text{Li}$ , interacciona con el intenso campo eléctrico producido por el núcleo de alto  $Z$ ,  $^{208}\text{Pb}$ .

Los principales frutos de ésta tesis doctoral se resumen en los siguientes puntos:

- **Diseño del Experimento E1104.** Este trabajo comenzó con el diseño y optimización del sistema experimental a utilizar. Para ello se realizaron simulaciones previas para calcular las pérdidas de energía, de los núcleos  $^{11}\text{Li}$  y su *core*  $^9\text{Li}$  sobre los detectores y el blanco. Se estudiaron posibles configuraciones de la posición de los detectores hasta conseguir su optimización con el objetivo de medir la dispersión elástica y de ruptura de la reacción de  $^9\text{Li}+^{208}\text{Pb}$  a energías con 2,67, 3,27 y 3,67 MeV/u y de  $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$  a energías cercanas a la barrera coulombiana del sistema con 2,2 y 2,7 MeV/u. La elección del espesor e inclinación del blanco fue vital en el diseño del sistema de detección. El sistema experimental consistió de 4 telescopios de Si, dos delanteros DSSSD + PAD y dos traseros SSSD + DSSSD, además se incluyó un detector de barrera de superficie para monitorizar el haz de  $^{11}\text{Li}$ . La separación en masa del haz dispersado elástico ( $^{11}\text{Li}$ ) y de ruptura ( $^9\text{Li}$ ) requería utilizar telescopios ( $\Delta E + E$ ). Donde los detectores  $\Delta E$  de los telescopios delanteros podían ser de 40  $\mu\text{m}$  mientras que los detectores  $\Delta E$  de los telescopios traseros debían ser más delgados, utilizándose espesores de 20  $\mu\text{m}$  recientemente introducidos en el mercado. El sistema de detección, así diseñado, permitió identificar la masa y la carga de los iones de interés, provenientes de las reacciones indicadas. El dispositivo experimental cubre un amplio rango angular, entre  $10^\circ$ - $140^\circ$ , y tiene una alta granularidad, con pocos canales de adquisición, 32 canales por DSSSD, en comparación a los 256 píxeles de los que se obtiene información. El precio a pagar es la complejidad de análisis subsiguiente.

- **El experimento E1104.** El experimento E1104 se realizó en TRIUMF, Canadá en julio y octubre 2008. Los núcleos objetivo de este trabajo son  ${}^9\text{Li}$  y  ${}^{11}\text{Li}$ . Estos núcleos fueron producidos, por espalación, al depositar un haz de protones de 500 MeV y 100  $\mu\text{A}$  de intensidad sobre un blanco de Ta. Los iones de interés fueron extraídos del blanco por difusión, empleando la técnica ISOL. Luego fueron seleccionados en relación a su carga y masa ( $A/q$ ), y finalmente guiados, por un acelerador, hasta el dispositivo experimental ubicado en el hall ISAC-II. Los núcleos fueron acelerados a energías cercanas a la barrera coulombiana del sistema  ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ , produciendo haces de  ${}^9\text{Li}$  y  ${}^{11}\text{Li}$  con intensidades máximas de  $1 \times 10^5$  y  $1 \times 10^4$  ppp, respectivamente.
- **Sistema de adquisición.** Se registraron 163 señales de energía en los ADC y otras tantas de tiempo en el TDC. El *trigger* del sistema usó una lógica OR entre el generador de señales (*pulser*), el monitor, los detectores  $\Delta E$  y los detectores  $E$ . Entre los detectores  $\Delta E$  se empleó la lógica OR para permitir que cualquiera de los cuatro detectores dispare la señal. El mismo tipo OR se usó para los detectores  $E$ . Para cada detector DSSSD se usó una lógica tipo AND entre las bandas frontales y traseras permitiendo solamente señales en coincidencia. Para la parte frontal o trasera de los detectores DSSSD y para los detectores SSSD, se empleó la lógica OR.
- **Cobertura angular.** El dispositivo experimental permitió la identificación de masa y carga de los núcleos  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$  y  ${}^{11}\text{Li}$  en amplio rango angular entre  $10^\circ$ - $140^\circ$ , con una granularidad píxelada de  $2^\circ$  para los telescopio delanteros y  $3^\circ$  para los telescopios traseros, debido a la mayor proximidad de los detectores al blanco así diseñado para compensar la baja estadística espera en este rango angular. Se determinó una constante para comparar el ángulo sólido entre los detectores  $\Delta E$  y  $E$  traseros, y con los detectores delanteros que se encontraban a distancia a mayor distancia. Se calculó la resolución angular geométrica, para los detectores y sus píxeles.
- **Elección del espesor del blanco.** La elección del espesor del blanco está relacionada con un compromiso entre la resolución y la producción. Se utilizaron blancos de 1,45 y 1,9  $\text{mg}/\text{cm}^2$ . El estudio de la anchura a la media altura (FWHM) del pico elástico en  ${}^9\text{Li}$  a 3,27 MeV/u para ambos espesores del blanco indicaba un aumento de la anchura del pico elástico de un 15% al aumentar el espesor del blanco en un 30%. La intensidad del haz de  ${}^{11}\text{Li}$  en el experimento de octubre 2008 nos permitió utilizar el blanco más delgado de 1,45  $\text{mg}/\text{cm}^2$ . Para reducir la sombra del blanco en los detectores y la incidencia rasante, el blanco se inclinó  $75^\circ$  con respecto al haz.
- **Eficiencia de la cadena electrónica.** Se evaluó la eficiencia de la cadena electrónica asociada a cada una de las bandas de los detectores de Si. La evaluación incluye la eficiencia de los ADC. Se evaluó el efecto del tiempo muerto sobre el sistema, integrando el área del generador de señales para cada banda, sin encontrar ningún efecto importante.
- **Procesado de datos.** Para el tratamiento de datos con 163 canales de energía y 162 señales de tiempo, se ha desarrollado un sistema de filtrado en cuatro pasos:

- **Umbral de canales:** Se elimina el ruido electrónico, mediante la elección del mínimo canal sin ruido obtenido a partir del estudio del espectro con fuentes de calibración, los canales inferiores (*underflows*), y también los canales superiores donde el ADC no es lineal (*overflows*).
  - *Sucesos próximos:* Para los detectores con bandas múltiples, si hay señal en dos bandas contiguas, se rechaza el suceso pues no es fácil distinguir un suceso de multiplicidad dos de aquel que ocurre en el espacio entre bandas.
  - *Ventanas de tiempo:* Se exige sincronización entre el ADC y el TDC.
  - *Cálculo de multiplicidad:* Cada detector con múltiples bandas que digitalice un suceso en la ventana de tiempo seleccionada, se cataloga con una multiplicidad para luego ser analizada. Para los SSSD se distinguen tres casos de multiplicidad ( $m$ ):  $m = 1$ ,  $m = 2$  y  $m > 2$ . Para los DSSSD se distinguen los mismos tres casos anteriores cuando una banda frontal ( $m_f$ ) y trasera ( $m_b$ ) tiene la misma multiplicidad ( $m_f = m_b = m$ ):  $m = 1$ ,  $m = 2$  y  $m > 2$ . Además se distinguen tres casos para  $m_f \neq m_b$ :  $m_f = 1$  y  $m_b = 2$ ,  $m_f = 2$  y  $m_b = 1$ , y  $m_f > 2$  y  $m_b > 2$ .
  - *Calibración en energía:* Se calibran 163 canales de energía, correspondientes a los telescopios de Si: PAD (2), SSSD ( $16 \times 2$ ), DSSSD ( $32 \times 4$ ) y monitor (1); utilizando fuentes de calibración convencionales.
  - *Identificación de sucesos mediante  $E_{diff}$  en cada DSSSD:* Los sucesos de los DSSSD catalogados por multiplicidad y se recalcula la multiplicidad considerando sucesos físicos a analizar cuando cada suceso en una de las bandas delantera se corresponde con un suceso en alguna de las bandas traseras con energía similar. Para los dos detectores en ángulos delanteros, DSSSD tipo  $\Delta E$ , se selecciona la señal en un píxel  $(x, y)$ , si y sólo si la señal recogida en “ $x$ ” (delantero) y la recogida en “ $y$ ” (trasero) difieren en menos de un valor determinado en nuestro caso es de  $E_f - E_b \leq 70$  keV. Para los detectores traseros DSSSD tipo  $E$ , el procesamiento es equivalente pero la condición de energía se relaja hasta 270 keV.
  - *Recuperación de sucesos con multiplicidad 2:* Se realizó un procesamiento especial para aquellos sucesos de los DSSSD que son de multiplicidad 2, bien en las bandas delanteras o en las bandas traseras, y multiplicidad 1 en la parte complementaria. Se recuperaron los sucesos en la parte delantera ó trasera. Este es importante para detectores delanteros por la gran estadística recibida en ángulos pequeños.
  - *Se exige coincidencia entre  $\Delta E$  y  $E$ :* Finalmente se exige la coincidencia de un suceso entre el detector  $\Delta E$  y el  $E$  de cada telescopio. Para los dos detectores en ángulos traseros, los más complejos de analizar, se trató el detector SSSD como un PAD, es decir, se simplificó la coincidencia para no tener ambigüedad con efectos de la diferencia de ángulo sólido entre los detectores SSSD y DSSSD.
- **Separación de los canales elástico y de ruptura.** Se desarrollaron métodos de análisis para la separación y selección de los sucesos elásticos y de ruptura sobre diferentes tipos de espectros bidimensionales, identificando el parámetro proporcional

a la energía ó a la masa que permita la mejor resolución. Para la identificación de los eyectiles se construyeron espectros de  $\Delta E$  vs  $E$ ,  $\Delta E$  vs  $\Delta E + E$  y  $a \cdot z^2$  vs  $\theta$ .

La práctica mostró, para el caso de los espectros  $a \cdot z^2$  (proporcional a la masa) vs  $\Delta E + E$ , que en ángulos menores entre  $0^\circ$ - $20^\circ$  hay una superposición de los núcleos de  $^9\text{Li}$  y  $^{11}\text{Li}$  en el espectro bidimensional que hace inviable su identificación en ese pequeño rango angular. Finalmente se eligió hacer la identificación y la selección por píxel, haciendo cortes (proyecciones) sobre los espectros bidimensionales  $\Delta E + E$ . Esta complicación extra del análisis vino motivada porque descubrimos que el espesor de los detectores delgados de  $\sim 20 \mu\text{m}$  variaba en más de un 25 % haciendo variar mucho la energía depositada en el detector  $\Delta E$ , y por tanto el centro del área de selección. El mismo efecto produjo, que para los datos de  $^9\text{Li}$  a 3,67 MeV/u, hubiera que prescindir de un cuadrante del detector más trasero ya que la selección fue inviable debido a la falta de resolución en energía cuando no se logra detener totalmente los iones en el telescopio.

- **Simulación Monte Carlo del dispositivo experimental.** Se realizaron simulaciones del dispositivo experimental con el método Monte Carlo, implementadas en Geant4. Se simularon los núcleos de  $^4\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$  y  $^{11}\text{Li}$  a distintas energías para interpretar en detalle las pérdidas de energía en el blanco y las capas muertas de los detectores y finalmente las señales recogidas en los detectores. Y así complementar la identificación en masa de los fragmentos para las reacciones estudiadas. Se compararon los espectros de la simulación de la fuente radiactiva triple- $\alpha$  con los espectros de las calibraciones. Se encontró buena correspondencia entre los centroides de ambos espectros validando así las simulaciones Monte Carlo. Las simulaciones específicas mostraron el efecto que tiene el ángulo sólido, especialmente sobre el marco de los detectores tipo telescopio, cuando se exige coincidencia entre  $\Delta E$  y  $E$ .
- **Determinación de la distribución angular.** Se determinó la distribución angular del sistema de detectores con bandas. Se aplicó un cálculo geométrico para poder determinar el ángulo subtendido por cada píxel partiendo de las medidas geométricas realizadas *in-situ* al terminar el experimento en TRIUMF. Se seleccionó la estadística obtenida en cada píxel y se comparó con la esperada para la dispersión Rutherford. La comparación mostró una desalineación del haz. La enorme variación de la distribución elástica con el ángulo, principalmente en ángulos hacia adelante, permitió obtener con mucha precisión la posición real de cada píxel respecto al origen de las reacciones, mediante un ajuste por mínimos cuadrados. Las coordenadas de cada píxel se dejaron variar siempre dentro del rango de cobertura angular. La determinación óptima del ángulo subtendido por cada píxel permitió obtener la sección eficaz diferencial.
- **Primera determinación de la dispersión elástica de haz exótico de  $^9\text{Li}$  sobre el blanco de  $^{208}\text{Pb}$  a tres energías: 24, 29,5 y 33 MeV.** Para la energía más baja, que está por debajo de la barrera de coulombiana, se extrajo la sección eficaz. Los datos son consistentes con el comportamiento esperado para núcleos compactos, obedeciendo la fórmula de Rutherford. Esto nos permitió la optimización geométrica del sistema.

Para las otras dos energías, la distribución angular medida sigue la dispersión de Rutherford hasta ángulos de  $45^\circ$ , obedeciendo un patrón de difracción de Fresnel por encima de la barrera. Los datos para estas dos energías se compararon con cálculos del Modelo Óptico (OM).

Inicialmente de estos datos [CFGL<sup>+</sup>11a] se analizaron con un potencial óptico derivado de la dispersión elástica de  ${}^7\text{Li}$  sobre  ${}^{208}\text{Pb}$  a energías próximas a la barrera coulombiana [MGCB<sup>+</sup>95]. Este potencial demostró ser insuficiente para describir los datos actuales, a pesar de la tendencia observada en los resultados recientes de fusión [VLS<sup>+</sup>09].

Se dedujeron los parámetros del potencial óptico global, para las energías medidas. Estos parámetros se extrajeron al realizar un análisis de los datos de  ${}^9\text{Li}$  alrededor y por encima de la barrera, obteniendo un mejor ajuste al fijar la geometría y variar la normalización de la parte real y la profundidad imaginaria del potencial. El potencial resultante proporciona una distribución angular razonablemente buena para energías de 29,5 y 33 MeV.

- **Primera medida de la dispersión elástica del núcleo halo  ${}^{11}\text{Li}$  en  ${}^{208}\text{Pb}$  a energías por debajo y por encima la barrera de coulombiana.** Se ha determinado la sección eficaz elástica, para la reacción de  ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ . La sección eficaz obtenida muestra una fuerte reducción a energías por debajo y alrededor de la barrera coulombiana en comparación al comportamiento de su *core*, el núcleo  ${}^9\text{Li}$ . La sección eficaz elástica diferencial de  ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$  se ha determinado por primera vez en este trabajo a energías por debajo y alrededor de la barrera coulombiana. Estos resultados se han comparado con el cálculo realizado por M. Rodríguez Gallardo y A. Moro que han desarrollado un modelo donde el  ${}^{11}\text{Li}$  se trata como un sistema de tres cuerpos utilizando los acoplamientos nucleares y coulombianos. El modelo reproducen satisfactoriamente las distribuciones angulares obtenidas experimentalmente. La reducción de la sección eficaz con respecto a la dispersión de Rutherford se atribuye al fuerte acoplamiento dipolar entre el estado fundamental y los estados del continuo del  ${}^{11}\text{Li}$ . La presencia de un estado resonante que da lugar a una resonancia dipolar pequeña a bajas energías cerca del umbral de ruptura mejora la concordancia entre la los cálculos teóricos y los datos.
- **Resumen** La mejoras en los sistemas de detección permiten realizar medidas con menos incertidumbre, cubriendo mayor región angular y proporcionando una visión detallada de la dispersión de los núcleos con halo. Así los resultados expuestos en este trabajo junto a los experimentos anteriores y posteriores mencionados, y sus correspondientes cálculos explican la dinámica de interacción de los núcleos con halo en presencia de un campo eléctrico intenso a energía cercanas a la barrera coulombiana. Los cálculos CDCC son fundamentales para explicar los mecanismos de reacción, ya que permiten parametrizar el continuo que juega un papel muy importante en estos sistemas poco ligados. Siendo un aspecto importante a destacar la dipolarizabilidad y los mecanismos de absorción de largo alcance. La reducción de la sección eficaz con

respecto a la dispersión de Rutherford se atribuye al fuerte acoplamiento dipolar entre el estado fundamental y los estados del continuo del  $^{11}\text{Li}$ . La inclusión de un estado dipolar resonante cerca del umbral de ruptura mejora la correspondencia entre la distribución angular elástica esperada con los datos obtenidos, sugiriendo la existencia de dicha resonancia cerca del umbral.

- **Ampliación de los estudios realizados.** Estos estudios se han ampliado con el experimento realizado en julio 2012 para la reacción de  $^{11}\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$  a energías por debajo y por encima de la barrera coulombiana. Con este propósito y teniendo en cuenta la experiencia obtenida en el trabajo que aquí se presenta y defiende, hemos configurado un nuevo sistema experimental, optimizado, para separar los fragmentos en masa y carga, de  $^{10}\text{Be}$  y  $^{11}\text{Be}$  en las zonas esperadas de mayor variación para la sección eficaz elástica y de ruptura. El  $^{11}\text{Be}$  tiene un comportamiento más simple comparado al  $^{11}\text{Li}$ , al tener solamente un neutrón de valencia. Sin embargo, tiene la dificultad añadida de tener un estado excitado a 320 keV y por lo tanto un canal inelástico no despreciable a las energías de interés. Para ello en este experimento también se incluyó un conjunto de detectores de HpGe, TIGRESS, con los que se espera identificar y separar los sucesos inelásticos del estado excitado ( $J^\pi = 1/2^-$ ) del  $^{11}\text{Be}$ .

El diseño del sistema experimental, el cálculo Monte Carlo de pérdidas de energía, el estudio de los ángulos sólidos, la posición de los detectores y la inclinación del blanco, fue parte de mis tareas durante el 2012 ya que soy la persona del grupo que mejor conozco los puntos, positivos y negativos, del sistema experimental usado para el experimento E1104 con el haz de  $^{11}\text{Li}$ .

# Bibliografía

- [AAA<sup>+</sup>09] L. Acosta, M. A. G. Álvarez, M. V. Andrés, M. J. G. Borge, M. Cortés, J. M. Espino, D. Galaviz, J. Gómez-Camacho, A. Maira, I. Martel, A. M. Moro, I. Mukha, F. Pérez-Bernal, E. Reillo, D. Rodríguez, K. Rusek, A. M. Sánchez-Benítez, and O. Tengblad, *Signature of a strong coupling with the continuum in  $^{11}\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$  scattering at the Coulomb barrier*, The European Physical Journal A **42** (2009), no. 3, 461–464.
- [ABBW03] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A.H. Wapstra, *The Nubase evaluation of nuclear and decay properties*, Nuclear Physics A **729** (2003), no. 1, 3–128.
- [Aco08] L. Acosta, *Estudio de las Reacciones Inducidas por Núcleos Halo a Energías Cercanas a la Barrera de Coulomb*, Ph.D. thesis, Universidad de Huelva, 2008.
- [AGC99] M.V. Andrés and J. Gómez-Camacho, *Dipole Polarizability in the Scattering of  $^{11}\text{Li}$  below the Coulomb Barrier*, Physical Review Letters **82** (1999), no. 7, 1387–1390.
- [AK] J.S. Al-Khalili, *Structure of halo nuclei — overview of theoretical status*.
- [AKTT96] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin, and I.J. Thompson, *Radii of halo nuclei from cross section measurements*, Physical Review C **54** (1996), no. 4, 1843–1852.
- [AKY96] N. Austern, M. Kawai, and M. Yahiro, *Three-body reaction theory in a model space*, Physical Review C **53** (1996), no. 1, 314–321.
- [Ann90] R. Anne, *Observation of forward neutrons from the break-up of the  $^{11}\text{Li}$  neutron halo*, Physics Letters B **250** (1990), no. 1-2, 19–23.
- [Arn92] E. Arnold, *Quadrupole moment of  $^{11}\text{Li}$* , Physics Letters B **281** (1992), no. 1-2, 16–19.
- [ASBG<sup>+</sup>11] L. Acosta, A. Sánchez-Benítez, M. Gómez, I. Martel, F. Pérez-Bernal, F. Pizarro, J. Rodríguez-Quintero, K. Rusek, M. a. Alvarez, M. Andrés, J. Espino, J. Fernández-García, J. Gómez-Camacho, A. Moro, C. Angulo,

- J. Cabrera, E. Casarejos, P. Demaret, M. J. Borge, D. Escrig, O. Tengblad, S. Cherubini, P. Figuera, M. Gulino, M. Freer, C. Metelko, V. Ziman, R. Raabe, I. Mukha, D. Smirnov, O. Kakuee, and J. Rahighi, *Elastic scattering and  $\alpha$ -particle production in  $^6\text{He} + ^{208}\text{Pb}$  collisions at 22 MeV*, *Physical Review C* **84** (2011), no. 4, 1–8.
- [AWT03] G. Audi, A.H. Wapstra, and C. Thibault, *The Ame2003 atomic mass evaluation*, *Nuclear Physics A* **729** (2003), no. 1, 337–676.
- [Bas80] R. Bass, *No Title*, 1980.
- [BBB<sup>+</sup>05] D. Borremans, D. Balabanski, K. Blaum, W. Geithner, S. Gheysen, P. Himpe, M. Kowalska, J. Lassen, P. Lievens, S. Mallion, R. Neugart, G. Neyens, N. Vermeulen, and D. Yordanov, *New measurement and reevaluation of the nuclear magnetic and quadrupole moments of  $^8\text{Li}$  and  $^9\text{Li}$* , *Physical Review C* **72** (2005), no. 4, 1–9.
- [BBD<sup>+</sup>11] G C Ball, L. Buchmann, B. Davids, R. Kanungo, C. Ruiz, and C E Svensson, *Physics with reaccelerated radioactive beams at TRIUMF-ISAC*, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **38** (2011), no. 2, 024003.
- [BCFG<sup>+</sup>12] M J G Borge, M Cubero, J P Fernández-García, L Acosta, M Alcorta, M a G Alvarez, L Buchmann, C a Diget, H Al Falou, B Fulton, H O U Fynbo, D Galaviz, J Gómez-Camacho, R Kanungo, J a Lay, M Madurga, I Mukha, T Nilsson, a M Sánchez-Benítez, a Shotter, O Tengblad, and P Walden, *Scattering of the halo nucleus  $^{11}\text{Li}$  and its core  $^9\text{Li}$  on  $^{208}\text{Pb}$  at energies around the Coulomb barrier*, *Journal of Physics: Conference Series* **381** (2012), 012085.
- [BFT03] U.C. Bergmann, H.O.U. Fynbo, and O. Tengblad, *Use of Si strip detectors for low-energy particles in compact geometry*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **515** (2003), no. 3, 657–664.
- [BGCMT01] M.J.G. Borge, J. Gómez-Camacho, I. Martel, and O. Tengblad, *Exploring the dipole polarizability of  $^{11}\text{Li}$  at REX-ISOLDE*, *Nuclear Physics A* **690** (2001), no. 1-3, 223–226.
- [BGG<sup>+</sup>92] B Blank, J. J. Gaimard, H Geissel, K. H. Schmidt, H Stelzer, K. S[U+FFFD]mmerer, D Bazin, R. Moral, J P Dufour, A Fleury, F Hubert, H. G. Clerc, and M Steiner, *Charge-changing cross sections of the neutron-rich isotopes  $^8,9,11\text{Li}$* , *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **343** (1992), no. 4, 375–379.
- [CCG<sup>+</sup>02] L.C. Chamon, B.V. Carlson, L.R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M.A.G. Alvarez, M.S. Hussein, M. Candido Ribeiro, E. Rossi, and C.P. Silva, *Toward*

- a global description of the nucleus-nucleus interaction*, Physical Review C **66** (2002), no. 1, 014610.
- [CER08] CERN, *CERN, The accelerator complex*, 2008.
- [CFGL<sup>+</sup>11a] M. Cubero, J. P. Fernández-García, J. A. Lay, L. Acosta, M. Alcorta, M. A. G. Alvarez, M. J. G. Borge, L. Buchmann, D. G. Diget, B. Fulton, H. O. U. Fynbo, D. Galaviz, J. Gómez-Camacho, I. Martel, A. M. Moro, I. Mukha, T. Nilsson, A. M. Sánchez-Benítez, A. Shotter, O. Tengblad, P. Walden, Paraskevi Demetriou, Rauno Julin, and Sotirios Harissopoulos, *Elastic scattering of  $9\text{Li}$  on  $208\text{Pb}$  at energies around the Coulomb barrier*, AIP Conf. Proc. FRONTIERS IN NUCLEAR STRUCTURE, ASTROPHYSICS, AND REACTIONS: FINUSTAR 3, 2011, pp. 338–340.
- [CFGL<sup>+</sup>11b] M. Cubero, J.P. Fernández-García, J.a. Lay, L. Acosta, M. Alcorta, M. Madurga, M.a.G. Alvarez, M.J.G. Borge, L. Buchmann, C.a. Diget, B. Fulton, H.O.U. Fynbo, D. Galaviz, J. Gómez-Camacho, I. Martel, A. Moro, I. Mukha, T. Nilsson, A.M. Sánchez-Benítez, A. Shotter, O. Tengblad, and P. Walden, *Scattering of  $9\text{Li}$  on  $208\text{Pb}$  at energies around the Coulomb barrier*, EPJ Web of Conferences **17** (2011), 16002.
- [CJRG<sup>+</sup>12] M. Cubero, Fernández-García J.P., M. Rodríguez-Gallardo, L. Acosta, M. Alcorta, M.A.G. Alvarez, M.J.G. Borge, and L. Buchmann, *Do halo nuclei follow Rutherford elastic scattering at energies below the barrier? The case of  $11\text{Li}$* , submitted to Phys. Rev. Lett. (2012).
- [Col12] The ISOLDE Collaboration, *Yeilds of Isotopes of the element: Lithium*, 2012.
- [Cor03] J Cornell, *The EURISOL report*, GANIL, Caen, European commission contract No. HPRI . . . (2003), no. December.
- [Cub09] M. Cubero, *Descripción del experimento E1104 y las técnicas de análisis desarrolladas para estudiar la dispersión de  $11\text{Li}$  en  $208\text{Pb}$  a energías próximas a la barrera coulombiana*, Ph.D. thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2009.
- [DAA<sup>+</sup>06] A.V. Dobrovolsky, G.D. Alkhazov, M.N. Andronenko, A. Bauchet, P. Egelhof, S. Fritz, H. Geissel, C. Gross, A.V. Khanzadeev, G.A. Korolev, G. Kraus, A.A. Lobodenko, G. Münzenberg, M. Mutterer, S.R. Neumaier, T. Schäfer, C. Scheidenberger, D.M. Seliverstov, N.A. Timofeev, A.A. Vorobyov, and V.I. Yatsoura, *Study of the nuclear matter distribution in neutron-rich  $\text{Li}$  isotopes*, Nuclear Physics A **766** (2006), 1–24.
- [Des97] P Descouvemont, *Simultaneous study of the  $11\text{Li}$  and  $10\text{Li}$  nuclei in a microscopic cluster model*, Nuclear Physics A **626** (1997), no. 3, 647–668.

- [EAA<sup>+</sup>02] P. Egelhof, G.D. Alkhazov, M.N. Andronenko, A. Bauchet, A.V. Dobrovolsky, S. Fritz, G.E. Gavrillov, H. Geissel, C. Gross, A.V. Khazadeev, G.A. Korolev, G. Kraus, A.A. Lobodenko, G. Münzenberg, M. Mutterer, S.R. Neumaier, T. Schäfer, C. Scheidenberger, D.M. Seliverstov, N.A. Timofeev, A.A. Vorobyov, and V.I. Yatsoura, *Nuclear-matter distributions of halo nuclei from elastic proton scattering in inverse kinematics*, The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei **15** (2002), no. 1-2, 27–33.
- [ESBM<sup>+</sup>07] D. Escrig, A.M. Sánchez-Benítez, A.M. Moro, M.A.G. Álvarez, M.V. Andrés, C. Angulo, M.J.G. Borge, J. Cabrera, S. Cherubini, P. Demaret, J.M. Espino, P. Figuera, M. Freer, J.E. García-Ramos, J. Gómez-Camacho, M. Gulino, O.R. Kakuee, I. Martel, C. Metelko, F. Pérez-Bernal, J. Rahighi, K. Rusek, D. Smirnov, O. Tengblad, and V. Ziman,  *$\alpha$ -particle production in the scattering of  $^6\text{He}$  by  $^{208}\text{Pb}$  at energies around the Coulomb barrier*, Nuclear Physics A **792** (2007), no. 1-2, 2–17.
- [Esc09] D. Escrig, *Estudio de reacciones de  $^6\text{He}$  en  $\text{Pb}$  a energías próximas a la barrera coulombiana*, Ph.D. thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2009.
- [FGCRG<sup>+</sup>12] J.P. Fernández-García, M. Cubero, M. Rodríguez-Gallardo, L. Acosta, M. Alcorta, M.A.G. Álvarez, M.J.G. Borge, L. Buchmann, C.Aa. Diget, H Al Falou, B.R. Fulton, H.O.U. Fynbo, D. Galaviz, J. Gómez-Camacho, R. Kanungo, J.A Lay, M. Madurga, I. Martel, A.M. Moro, I. Mukha, T. Nilsson, A.M. Sánchez-Benítez, A. Shotter, O. Tengblad, and P. Walden, *Study of  $^{11}\text{Li}$  breakup on  $^{208}\text{Pb}$  at energies around the Coulomb barrier*, submitted to Phys. Rev. Lett. (2012).
- [GM09] H. Geiger and E. Marsden, *On a Diffuse Reflection of the Formula-Particles*, Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences **82** (1909), no. 557, 495–500.
- [HJ87] P. G Hansen and B Jonson, *The Neutron Halo of Extremely Neutron-Rich Nuclei*, Europhysics Letters (EPL) **4** (1987), no. 4, 409–414.
- [Jep04] H.B. Jeppesen, *Low-energy nuclear reactions with the radioactive isotope  $\text{Li}$  at REX-ISOLDE*, Ph.D. thesis, 2004.
- [JMB<sup>+</sup>06] H Jeppesen, A Moro, U Bergmann, M.J.G. Borge, J Cederkall, L Fraile, H Fynbo, J Gomez-Camacho, H Johansson, and B. Jonson, *Study of  $^{10}\text{Li}$  via the  $^9\text{Li}(^2\text{H}, p)$  reaction at REX-ISOLDE*, Physics Letters B **642** (2006), no. 5-6, 449–454.
- [Joh70] R. C. Johnson, *Contribution of Deuteron Breakup Channels to Deuteron Stripping and Elastic Scattering*, Physical Review C **1** (1970), no. 3, 976–990.

- [Joh01] R. Johnson, *Scattering and reactions of halo nuclei*, An Advanced Course in Modern Nuclear Physics (2001).
- [JR10] B. Jonson and K. Riisager, *The ISOLDE facility*, Scholarpedia **5** (2010), no. 7, 9742.
- [JZ01] A.S. Jensen and M.V. Zhukov, *Few-body effects in nuclear halos*, Nuclear Physics A **693** (2001), no. 1-2, 411–423.
- [KD03] A.J. Koning and J.P. Delaroche, *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV*, Nuclear Physics A **713** (2003), no. 3-4, 231–310.
- [KKN<sup>+</sup>97] A. Korshennikov, E. Kuzmin, E. Nikolskii, O. Bochkarev, S. Fukuda, S. Goncharov, S. Ito, T. Kobayashi, S. Momota, B. Novatskii, A. Ogloblin, A. Ozawa, V. Pribora, I. Tanihata, and K. Yoshida, *L=1 Excitation in the Halo Nucleus  $^{11}\text{Li}$* , Physical Review Letters **78** (1997), no. 12, 2317–2320.
- [KKP<sup>+</sup>12] J.H. Kelley, E. Kwan, J.E. Purcell, C.G. Sheu, and H.R. Weller, *Energy levels of light nuclei*, Nuclear Physics A **880** (2012), 88–195.
- [Kno05] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, Wiley, 2005.
- [Kob89] T. Kobayashi, *Electromagnetic dissociation and soft giant dipole resonance of the neutron-dripline nucleus  $^{11}\text{Li}$* , Physics Letters B **232** (1989), no. 1, 51–55.
- [Kop02] M.L. Kopytine, *Event texture search for critical fluctuations in Pb+Pb collisions*, Nuclear Physics A **698** (2002), no. 1-4, 651–654.
- [Kug00] E. Kugler, *The ISOLDE facility*, Hyperfine Interactions **129** (2000), 23–42.
- [KW87] K. Krane and J. Wiley, *Introductory Nuclear Physics*, 1987.
- [KYI<sup>+</sup>86] Masayasu Kamimura, Masanobu Yahiro, Yasunori Iseri, Yukinori Sakuragi, Hirofumi Kameyama, and Mitsuji Kawai, *Chapter I. Projectile Breakup Processes in Nuclear Reactions*, Progress of Theoretical Physics Supplement **89** (1986), 1–10.
- [KYO<sup>+</sup>88] T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi, and I. Tanihata, *Projectile Fragmentation of the Extremely Neutron-Rich Nucleus  $^{11}\text{Li}$  at 0.79 GeV/nucleon*, Physical Review Letters **60** (1988), no. 25, 2599–2602.
- [Leo09] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*, Springer, 2009.
- [LKB<sup>+</sup>09] A. F. Lisetskiy, M. K. G. Kruse, B. R. Barrett, P. Navratil, I. Stetcu, and J. P. Vary, *Effective operators from exact many-body renormalization*, Physical Review C **80** (2009), no. 2, 1–9.

- [LL32] E. Lawrence and M. Livingston, *The Production of High Speed Light Ions Without the Use of High Voltages*, Physical Review **40** (1932), no. 1, 19–35.
- [MAA<sup>+</sup>09] A. M. Moro, L. Acosta, J. M. Arias, M. J. G. Borge, D. Escrig, J. Gómez-Camacho, I. Martel, M. Rodríguez-Gallardo, A. M. Sánchez-Benítez, O. Tengblad, Valdir Guimaraes, José R. B. Oliveira, Kita C. D. Macario, and Frederico A. Genezini, *Understanding [sup 6]He induced reactions at energies around the Coulomb barrier*, AIP Conference Proceedings, AIP, 2009, pp. 3–10.
- [MDSBI<sup>+</sup>12] G. Marquín-Durán, A.M. Sánchez-Benítez, Martel I., Berjillos R., Dueñas J., Parkar V.V., Acosta L., Rusek K., Álvarez M.A.G., Gómez-Camacho J., Borge M.J.G., Cruz C., Cubero M., Pseudo V., Tengblad O., Chbihi A., Fernández-García J.P., Fernández-Martínez B., Labrador J.A, Ziad A.H., Flores J.L., Keeley N., Standlyo L., Strojek I., Marques M., Mazzocco M., Pakou A., Patronis N., Pierroutsakou D., Silvestri R., Raabe R., Soic N., and Wolski R., *Scattering of 8He on 208Pb at Energies Around the Coulomb Barrier*, Acta Physica Plonica B **43** (2012), no. 2, 239.
- [MEO<sup>+</sup>06] T. Matsumoto, T. Egami, K. Ogata, Y. Iseri, M. Kamimura, and M. Yahiro, *Coulomb breakup effects on the elastic cross section of He6+Bi209 scattering near Coulomb barrier energies*, Physical Review C **73** (2006), no. 5, 1–5.
- [MGCB<sup>+</sup>95] I. Martel, J. Gómez-Camacho, C.O. Blyth, N.M. Clarke, P.R. Dee, B.R. Fulton, J.A.R. Griffith, S.J. Hall, N. Keeley, G. Tungate, N.J. Davis, K. Rusek, K.A. Connell, J.S. Lilley, and M.W. Bailey, *Study of the threshold anomaly in the scattering of polarized 7Li from 208Pb*, Nuclear Physics A **582** (1995), no. 1-2, 357–368.
- [MGCB<sup>+</sup>08] I. Martel, J. Gomez-Camacho, M.J.G. Borge, O. Tengblad, and M. Cubero, *Prppousal: S1202 at TRIUMF*, Exploring Halo effects in the Scattering of 11Be on Heavy Targets (2008).
- [MHO<sup>+</sup>04] T. Matsumoto, E. Hiyama, K. Ogata, Y. Iseri, M. Kamimura, S. Chiba, and M. Yahiro, *Continuum-discretized coupled-channels method for four-body nuclear breakup in He6+C12 scattering*, Physical Review C **70** (2004), no. 6, 1–5.
- [MID11] MIDAS, *Multi Instance Data Acquisition System*, 2011.
- [MNA<sup>b</sup>97] T. Misu, W Nazarewicz, and S. Å berg, *Deformed nuclear halos*, Nuclear Physics A **614** (1997), no. 1, 44–70.
- [Mor08] A.M. Moro, *Nuclear Reactions : applications and examples*, TRIUMF Summer Institute (2008), no. August, 4–15.

- [MOWH83] D.J. Millener, J.W. Olness, E.K. Warburton, and S.S. Hanna, *Strong E1 transitions in Be9, Be11, and C13*, Physical Review C **28** (1983), no. 2, 497–505.
- [MRA<sup>+</sup>07] A.M. Moro, K Rusek, J.M. Arias, J. Gómez-Camacho, and M. Rodríguez-Gallardo, *Improved di-neutron cluster model for He6 scattering*, Physical Review C **75** (2007), no. 6, 2–7.
- [MRM<sup>+</sup>10] M. Majer, R. Raabe, M. Milin, C. Angulo, J. Cabrera, E. Casarejos, J. L. Charvet, D. Escrig, a. Gillibert, Th. Keutgen, V. Lapoux, L. Nalpas, a. Ninane, a. Obertelli, N. a. Orr, F. Skaza, J. L. Sida, S. I. Sidorchuk, D. Smirnov, and R. Wolski, *6He + 9Be reactions at 16.8 MeV*, The European Physical Journal A **43** (2010), no. 2, 153–158.
- [NuD10] NuDat, *NuDat*, 2010.
- [Nun11] F. Nunes, *Continuum-Discretised Coupled Channels methods*, Scholarpedia **6** (2011), no. 9, 10497.
- [NVS<sup>+</sup>] T. Nakamura, A.M. Vinodkumar, T. Sugimoto, N. Aoi, H. Baba, D. Bazin, N. Fukuda, T. Gomi, H. Hasegawa, N. Imai, M. Ishihara, T. Kobayashi, Y. Kondo, T. Kubo, M. Miura, T. Motobayashi, H. Otsu, A. Saito, H. Sakurai, S. Shimoura, K. Watanabe, Y. Watanabe, T. Yakushiji, Y. Yanagisawa, and K. Yoneda, *Observation of Strong Low-Lying E1 Strength in the Two-Neutron Halo Nucleus Li11*, Physical Review Letters **96**, no. 25, 9–12.
- [OYS92] Y. Ogawa, K. Yabana, and Y. Suzuki, *Glauber model analysis of the fragmentation reaction cross sections of 11Li*, Nuclear Physics A **543** (1992), no. 4, 722–750.
- [PCHC66] A. Poskanzer, S. Cospers, Earl Hyde, and Joseph Cerny, *New Isotopes:  $\{11\}Li$ ,  $\{14\}B$ , and  $\{15\}B$* , Physical Review Letters **17** (1966), no. 25, 1271–1274.
- [Raw74] George Rawitscher, *Effect of deuteron breakup on elastic deuteron - nucleus scattering*, Physical Review C **9** (1974), no. 6, 2210–2229.
- [RGAGC<sup>+</sup>08] M. Rodríguez-Gallardo, J. Arias, J. Gómez-Camacho, R. Johnson, A. Moro, I. Thompson, and J. Tostevin, *Four-body continuum-discretized coupled-channels calculations using a transformed harmonic oscillator basis*, Physical Review C **77** (2008), no. 6.
- [RGAGC<sup>+</sup>09] M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, a. M. Moro, I. J. Thompson, and J. a. Tostevin, *Four-body continuum-discretized coupled-channels calculations*, Physical Review C **80** (2009), no. 5, 1–5.

- [Rii06] K. Riisager, *Nuclear halos and experiments to probe them*, The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. II **36** (2006), 1–36.
- [Rii12] ———, *Halos and related structures*, ArXiv:1208.6415v1, submitted to: Phys. Scr. (2012), 27.
- [Rut11] E. Rutherford, *LXXIX. The scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom*, Philosophical Magazine Series 6 **21** (1911), no. 125, 669–688.
- [SAB<sup>+</sup>02] P. Schmidt, F. Ames, G. Bollen, O. Forstner, G. Huber, M. Oinonen, and J. Zimmer, *Bunching and cooling of radioactive ions with REXTRAP*, Nuclear Physics A **701** (2002), no. 1-4, 550–556.
- [SB05] A.M. Sánchez-Benítez, *Estudio de la Dispersión Elástica de  $6\text{He}$  A energías en Torno a la Barrera de Coulomb*, Ph.D. thesis, Universidad e Huelva, 2005.
- [SBB<sup>+</sup>08] M. Smith, M. Brodeur, T. Brunner, S. Ettenauer, A. Lapierre, R. Ringle, V. Ryjkov, F. Ames, P. Bricault, G. Drake, P. Delheij, D. Lunney, F. Sarazin, and J. Dilling, *First Penning-Trap Mass Measurement of the Exotic Halo Nucleus  $\text{Li}11$* , Physical Review Letters **101** (2008), no. 20, 1–4.
- [SBEA<sup>+</sup>08] A.M. Sánchez-Benítez, D. Escrig, M.A.G. Álvarez, M.V. Andrés, C. Angulo, M.J.G. Borge, J. Cabrera, S. Cherubini, P. Demaret, J.M. Espino, P. Figuera, M. Freer, J.E. García-Ramos, J. Gómez-Camacho, M. Gulino, O.R. Kakuee, I. Martel, C. Metelko, A.M. Moro, F. Pérez-Bernal, J. Rahighi, K. Rusek, D. Smirnov, O. Tengblad, P. Van Duppen, and V. Ziman, *Study of the elastic scattering of  $6\text{He}$  on  $208\text{Pb}$  at energies around the Coulomb barrier*, Nuclear Physics A **803** (2008), no. 1-2, 30–45.
- [SHKU04] T Sieber, D Habs, O Kester, and Ludwig Maximillian Universität, *TEST AND FIRST EXPERIMENTS WITH THE NEW REX-ISOLDE*, Design (2004), 318–320.
- [Sic08] I Sick, *Precise Radii of Light Nuclei from Electron Scattering*, Precision Physics of Simple Atoms and Molecules (Savely G. Karshenboim, ed.), vol. 745, Lecture Notes in Physics, no. 2008, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008, pp. 57–77.
- [SKH<sup>+</sup>02] T. Sieber, O. Kester, D. Habs, S. Emhofer, K. Rudolph, H. Bongers, A. Schempp, and U. Ratzinger, *Design and status of the front part of the REX-ISOLDE linac*, Nuclear Physics A **701** (2002), no. 1-4, 656–660.
- [SPH<sup>+</sup>05] H.C. Scraggs, C.J. Pearson, G. Hackman, M.B. Smith, R.a.E. Austin, G.C. Ball, A.J. Boston, P. Bricault, R.S. Chakrawarthy, R. Churchman, N. Cowan, G. Cronkhite, E.S. Cunningham, T.E. Drake, P. Finlay, P.E. Garrett,

- G.F. Grinyer, B. Hyland, B. Jones, J.R. Leslie, J.-P. Martin, D. Morris, A.C. Morton, A.a. Phillips, F. Sarazin, M.a. Schumaker, C.E. Svensson, J.J. Valiente-Dobón, J.C. Waddington, L.M. Watters, and L. Zimmerman, *TIGRESS highly-segmented high-purity germanium clover detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **543** (2005), no. 2-3, 431–440.
- [Sta90] G. Stachler, *Introduction to Nuclear reactions*, 2nd ed., Oxford Univ Pr, 1990.
- [Sto05] N.J. Stone, *Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **90** (2005), no. 1, 75–176.
- [Tan88] I. Tanihata, *Nuclear studies with secondary radioactive beams*, Nuclear Physics A **488** (1988), 113–126.
- [Tan96] ———, *Neutron halo nuclei*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **22** (1996), no. 2, 157–198.
- [TBF<sup>+</sup>04] O. Tengblad, U.C. Bergmann, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, and S. Walsh, *Novel thin window design for a large-area silicon strip detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **525** (2004), no. 3, 458–464.
- [The12] The ISOLDE Collaboration, *Radioactive Beam EXperiment at ISOLDE*, 2012.
- [THH<sup>+</sup>85] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, and N. Takahashi, *Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light  $p$ -Shell Region*, Physical Review Letters **55** (1985), no. 24, 2676–2679.
- [Tho04] J.J. Thomson, *XXIV. On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure*, Philosophical Magazine Series 6 **7** (1904), no. 39, 237–265.
- [Tho88] I.J. Thompson, *Coupled reaction channels calculations in nuclear physics*, Computer Physics Reports **7** (1988), no. 4, 167–212.
- [Tho11] ———, *FRESCO, Coupled Reactions Channels Calculations*, 2011.
- [TKG<sup>+</sup>04] D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin, D.J. Millener, J.E. Purcell, C.G. Sheu, and H.R. Weller, *Energy levels of light nuclei*, Nuclear Physics A **745** (2004), no. 3-4, 155–362.

- [TKS93] N. Takigawa, M. Kuratani, and H. Sagawa, *Effect of breakup reactions on the fusion of a halo nucleus*, *Physical Review C* **47** (1993), no. 6, R2470–R2473.
- [TN09] I.J. Thompson and F.M. Nunes, *Nuclear Reactions for Astrophysics*, 2009.
- [TZ94] I.J. Thompson and M. Zhukov, *Effects of  $Li10$  virtual states on the structure of  $Li11$* , *Physical Review C* **49** (1994), no. 4, 1904–1907.
- [VGHA<sup>+</sup>00] J. S. Vaagen, D. K. Gridnev, H. Heiberg-Andersen, B. V. Danilin, S. N. Ershov, V. I. Zagrebaev, I. J. Thompson, M. V. Zhukov, and J. M. Bang, *Borromean Halo Nuclei*, *Physica Scripta* **T88** (2000), no. 1, 209.
- [VLS<sup>+</sup>09] A. M. Vinodkumar, W. Loveland, P. H. Sprunger, L. Prisbrey, M. Trinczek, M. Dombisky, P. Machule, J. J. Kolata, and A. Roberts, *Fusion of  ${}^9Li$  with  ${}^{208}Pb$* , *Physical Review C* **80** (2009), no. 5, 1–6.
- [VWP<sup>+</sup>08] D. Voulot, F. Wenander, E. Piselli, R. Scrivens, M. Lindroos, H.B. Jeppesen, L.M. Fraile, S Sturm, and P. Delahaye, *Radioactive beams at REX-ISOLDE: Present status and latest developments*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **266** (2008), no. 19-20, 4103–4107.
- [WCF<sup>+</sup>] R.J. Woolliscroft, N.M. Clarke, B.R. Fulton, R.L. Cowin, M. Dasgupta, D.J. Hinde, C.R. Morton, and A.C. Berriman, *Breakup and transfer processes in the  $9Be+208Pb$  reaction*, *Physical Review C* **68**, no. 1, 1–4.
- [Wen01] F. Wenander, *REXEBS, design and initial commissioning results*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 572, AIP, 2001, pp. 59–73.
- [Wen02] ———, *EBIS as charge breeder for radioactive ion beam accelerators*, *Nuclear Physics A* **701** (2002), no. 1-4, 528–536.
- [YIK<sup>+</sup>86] M. Yahiro, Y. Iseri, H. Kameyama, M. Kamimura, and M. Kawai, *Chapter III. Effects of Deuteron Virtual Breakup on Deuteron Elastic and Inelastic Scattering*, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **89** (1986), 32–83.
- [ZDF<sup>+</sup>93] M.V. Zhukov, B.V. Danilin, D.V. Fedorov, J.M. Bang, I.J. Thompson, and J.S. Vaagen, *Bound state properties of Borromean halo nuclei:  $6He$  and  $11Li$* , *Physics Reports* **231** (1993), no. 4, 151–199.
- [ZGG<sup>+</sup>98] P. Zecher, A Galonsky, S. Gaff, J. Kruse, G Kunde, E Tryggestad, J Wang, R. Warner, D. Morrissey, K. Ieki, Y. Iwata, F. Deák, Á. Horváth, Á. Kiss, Z. Seres, J. Kolata, J. von Schwarzenberg, and H. Schelin, *Measurement of the  $8Li(n,\gamma)9Li$  cross section at astrophysical energies by reverse kinematics*, *Physical Review C* **57** (1998), no. 2, 959–966.

- [ZHN<sup>+</sup>97] M Zinser, F. Humbert, T. Nilsson, W. Schwab, H. Simon, T. Aumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, J. Cub, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, D. Guillemaud-Mueller, P.G. Hansen, R. Holzmann, H. Irnich, B. Jonson, J.V. Kratz, R. Kulessa, Y. Leifels, H. Lenske, A. Magel, A.C. Mueller, G. Münzenberg, F. Nickel, G. Nyman, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, K. Stelzer, J. Stroth, A. Surowiec, O. Tengblad, E. Wajda, and E. Zude, *Invariant-mass spectroscopy of  $^{10}\text{Li}$  and  $^{11}\text{Li}$* , Nuclear Physics A **619** (1997), no. 1-2, 151–176.
- [Zie11] J.F. Ziegler, *SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter*, 2011.

