



UNIVERSIDAD DE SEVILLA

ANÁLISIS DE LOS CANALES DE
RUPTURA DE LA REACCIÓN
 $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ A ENERGÍAS EN TORNO A
LA BARRERA DE COULOMB.

Tesis doctoral presentada por Juan Pablo Fernández García
dentro del Programa de Doctorado Interuniversitario en Física Nuclear

Dirigida por Dr. Marcos A. Gonzalez Alvarez
y Dr. Antonio M. Moro Muñoz

*Ya no se oyen risas
ni palmas
ni timbales
bajo la carpa de otoño,
una día más
la mañana despierta
en la arena del mismo circo,
donde los viejos títeres
continúan queriendo darle forma
a sus sueños de ángeles sin alas.
Y yo ...aún sigo
bebiendo la cerveza amarga,
intentando mantener el equilibrio
en la cuerda floja de mi sombra,
y empeñada en encontrar
esa puerta que le cierre
el paso al tiempo.*

Esperanza García Guerrero

Agradecimientos

Resulta difícil escribir con pocas palabras los agradecimientos de cuatro años de trabajo, son tantas las personas que me han ayudado y que han estado involucradas en mi trabajo que no cabrían en tan pocas líneas. Aún así, me adentraré en tan ardua tarea con el conocimiento del olvido de muchas de ellas, a las cuales también quisiera darles las gracias.

Al igual que hice hace dos años atrás cuando presente mi trabajo de investigación, quisiera empezar por agradecer este trabajo a mis dos directores de tesis, Antonio M. Moro Muñoz y Marcos A. Gonzalez Alvarez, por su excelente formación, apoyo y confianza que han tenido en mí durante estos cuatro años de trabajo. Gracias por soportarme, por vuestros esfuerzos y sobre todo por ser unos amigos dentro y fuera del mundo científico.

Me gustaría dar las gracias a toda la colaboración E1104, sin la cual no hubiera sido posible el experimento en el cual se basa la presente tesis doctoral. Sobre todo, al grupo del departamento de Física Aplicada de la Universidad de Huelva y al Instituto de Estructura de la Materia del CSIC de Madrid, dentro del cual me gustaría hacer una mención especial a Mario Cubero, compañero y amigo de trabajo en *paralelo*.

Agradecer también al departamento de Física, Atómica, Molecular y Nuclear (FAMN) de la Universidad de Sevilla y sobre todo a sus doctorandos por todo su apoyo, donde me gustaría destacar a Manuela Rodríguez y José Antonio Lay, que sin ellos no hubiera sido posible, una vez más, este trabajo. A todos mis compañeros y amigos del Centro Nacional de Aceleradores (CNA), Begoña, Ziad, Praena, Alejandro, Bocci, Santi y Laclaventine.

No quisiera olvidarme de Joaquín Gómez Camacho, investigador principal del proyecto al cual estaba asociada mi beca FPI, por sus sabios consejos y su gran pasión por la ciencia.

Quisiera agradecer a Alessio Sarti y a todo el *Dipartimento di Scienze di Base e Applicate per l'Ingegneria* de la Universidad *La Sapienza* de Roma por hacerme pasar con ellos tres meses de estancia y enseñarme otro campo de la Física Nuclear.

Agradecer a mi familia su apoyo incondicional y el afán de inculcarme el interés por la ciencia. Agradecer también, cómo no, a todos mis amigos y amigas por hacerme pasar tan buenos momentos fuera de la ciencia y a todas aquellas personas que sin saberlo me han ayudado durante estos cuatro años.

Y por último, a Simona por tantas y tantas cosas.

Gracias a todos,

Juan Pablo

octubre 2012

Preface

The aim of this work is to study the break-up channel of the halo nucleus ^{11}Li colliding with a ^{208}Pb target at energies around the Coulomb barrier from data obtained during the E1104 experiment, carried out at the TRIUMF (*TRI-University Meson Facility*) radioactive ions beams facility, in Vancouver, Canada. Such experiment was proposed in order to study, for the first time, the elastic and break-up process in the reaction $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ at energies below (24.3 MeV) and above (29.8 MeV) the Coulomb barrier ($V_B \approx 28$ MeV). Moreover, we aim to understand the dynamic of the reaction induced by the weakly bound nucleus ^{11}Li on a heavy target ^{208}Pb , from the inclusive measurements of the break-up fragments (^9Li).

In chapters 1 and 2, we will introduce the exotic nuclei, with emphasis on the halo nuclei, in particular on the nucleus ^{11}Li . In addition, the theoretical formalisms, used to study the reaction $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$, will be introduced.

The radioactive beams production and the elements that composed the E1104 experiment will be described in the chapter 3. We will present the experimental set-up designed to separate in mass and charge the different fragments coming from the reaction $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$. The characteristics of the target and the different detectors that composed the detection system will be also presented. Still in chapter 3, we will show the geometry of the experimental set-up and explain the digital, logic and analog electronics used to acquire the experimental data besides showing the calibration used to obtain the energy spectra. Finally, we will present the bidimensional diagrams of the energy loss of the fragments coming from the reaction $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ as a function of the total energy deposited in the silicon detectors and we will obtain the energy distribution of the ^{11}Li fragments (^9Li)

and the angular distribution of the break-up probability of the nucleus ^{11}Li in the reaction $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$.

In chapter 4, we will analyze the experimental data presented in chapter 3. In a semiclassical framework, we will define the reduced break-up probability which is defined as a function of a new variable, the collision time. Such magnitude becomes an universal function independent on the collision parameters. From the reduced break-up probability data we can extract structural information of ^{11}Li such as, the effective break-up energy and the behaviour of the $B(E1)$ distribution at low excitation energies, close to the break-up threshold. After that, we will compare semiclassical calculations, based on the $B(E1)$ distribution, with the experimental data. The data suggest that the $B(E1)$ distribution strength, at energies around the break-up threshold, could be larger than the distribution obtained by Nakamura *et al.* at RIKEN (*Rikagaku Kenkyujo*).

Then, we will compare the experimental data with Continuum-Discretized Coupled-Channels (CDCC) calculations, based on a simple two body model ($^9\text{Li}+2\text{n}$) and on a realistic three body model ($^9\text{Li}+\text{n}+\text{n}$) of the ^{11}Li nucleus. The experimental data are reproduced when including a dipole resonance close to the break-up threshold. The $B(E1)$ distribution obtained with this three body model is found to be very large just above the break-up threshold, exceeding the reported values deduced from exclusive break-up measurements.

Moreover, in chapter 4, we compare the experimental data with CDCC calculations, based on a direct break-up mechanism, in which the break-up process is treated as an inelastic excitation of the projectile, and with DWBA calculations, assuming a neutron transfer mechanism populating bound and unbound states of the target. The data are consistent with a direct break-up mechanism, mainly at forward angles, although there is a competition between the two process at backward angles.

In chapter 5, we will discuss the results obtained in this work and the conclusions.

Finally, in appendix A, we will present the error calculations of the experimental $B(E1)$ distribution in details. In appendix B, a experimental data analysis of one of the detectors which composed the FIRST experiment set-up will be presented. This analysis was carried out during a three months stay in the *dipartimento di*

Scienze di Base e Applicate per l'Ingegneria - Università di Roma "La Sapienza",
in order to obtain the international doctor certificate.

Prefacio

La memoria de tesis que se presenta surge con la idea de estudiar los canales de ruptura del núcleo ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera coulombiana a partir de los datos obtenidos durante el experimento E1104 que se realizó en el laboratorio de haces radiactivos TRIUMF (*TRI-University Meson Facility*), en Vancouver, Canadá. Dicho experimento se propuso para estudiar, por primera vez, los procesos elásticos y de ruptura en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías por debajo (24.3 MeV) y por encima (29.8 MeV) de la barrera de Coulomb ($V_B \approx 28$ MeV). Además, se pretendía entender la dinámica de la reacción inducida por el núcleo débilmente ligado ^{11}Li contra un blanco pesado, ^{208}Pb , a partir de la medida inclusiva de fragmentos de reacción (^9Li) procedentes de la ruptura del ^{11}Li en dicha colisión.

En los capítulos 1 y 2 se introducirán los núcleos exóticos, haciendo énfasis en los núcleos con halo, más concretamente en el núcleo ^{11}Li , y los formalismos teóricos utilizados para el estudio de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$.

A continuación, en el capítulo 3, se describirá la producción de haces radiactivos y todos los elementos que componen el experimento E1104. Se mostrará el diseño experimental ideado para poder separar en masa y carga los distintos productos provenientes de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$, las características del blanco, así como los diferentes detectores utilizados para formar el sistema de detección. Seguidamente, se presentará la geometría de dicho sistema de detección, se detallará la electrónica analógica, lógica y digital que se empleó para la adquisición de datos y se mostrará la calibración utilizada para obtener los espectros de energía de los productos de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$. Se presentarán los diagramas bidimensionales de las pérdidas de energía de dichos productos de la

reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ como función de la energía total depositada en los detectores de silicio (Si). Por último, a partir de los diagramas bidimensionales, se obtendrá la distribución de energía de los fragmentos (^9Li) del núcleo ^{11}Li integrando sobre el rango angular que abarca cada sistema de telescopio y la distribución angular de la probabilidad de ruptura de ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$.

En el capítulo 4, analizaremos los datos experimentales obtenidos en el capítulo 3. A partir de la aproximación semiclásica, se obtendrá la denominada probabilidad de ruptura reducida en función de una nueva variable, el tiempo de colisión, que da cuenta del tiempo que pasa el proyectil en las inmediaciones del blanco durante la colisión. Veremos que esta nueva magnitud es independiente de los parámetros de colisión y cómo, a partir de ella, podremos obtener información estructural del núcleo ^{11}Li , como es la energía de ruptura y el comportamiento de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral de ruptura. A continuación, compararemos los datos experimentales con cálculos semiclásicos basados en la excitación dipolar coulombiana, la cual depende directamente de la distribución de transición eléctrica dipolar $B(E1)$. Se verá cómo los datos experimentales sugieren una mayor contribución de la distribución de $B(E1)$ a bajas energías de excitación que la obtenida por Nakamura *et al.* en el laboratorio RIKEN (*Rlagaku KENkyujo*).

Seguidamente, se compararán los datos experimentales con cálculos de Canales Acoplados con Discretización del Continuo (CDCC) empleando un modelo simple de dineutrón ($^9\text{Li}+2n$) y uno más realista de tres cuerpos ($^9\text{Li}+n+n$) para describir el núcleo de ^{11}Li . Estos cálculos están basados en una imagen de ruptura directa del proyectil, es decir, se considera la excitación de ^{11}Li a estados de energía no ligados del mismo. En ambos modelos de ^{11}Li se incluye una resonancia dipolar a baja energía de excitación, cuya posición se ajusta para reproducir de la mejor forma posible los datos experimentales de ruptura. Veremos cómo será necesario la incorporación de dicha resonancia para lograr reproducir los datos experimentales presentados. A partir de la comparación de los datos experimentales con los cálculos CDCC estimaremos la posición en energía de la resonancia dipolar.

También, en el capítulo 4, compararemos los datos de ruptura con cálculos basados en la Aproximación de Born de Onda Distorsionada (DWBA), los cuales se basan en una imagen de transferencia de los dos neutrones de valencia de ^{11}Li a estados ligados y no ligados del blanco de ^{208}Pb . Comparando con la distribución

angular de la probabilidad de ruptura, se verá que, para ángulos delanteros, el mecanismo de ruptura directa del proyectil es dominante en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$. En cambio, para ángulos traseros, existe una competición entre ambos mecanismos de ruptura (ruptura directa de ^{11}Li y transferencia al continuo del blanco de ^{208}Pb).

Por último, en el capítulo 5, discutiremos los resultados obtenidos en este trabajo y presentaremos las conclusiones del mismo.

Finalmente, en el apéndice A se presentan los cálculos de errores obtenidos para la distribución de $B(E1)$ de una manera más detallada y en el apéndice B se presenta un resumen del análisis de uno de los detectores que componían el experimento FIRST. Esta última parte del trabajo ha sido posible gracias a una estancia de 3 meses correspondiente a la obtención del título de doctor internacional, en el *dipartimento di Scienze di Base e Applicate per l'Ingegneria - Università di Roma "La Sapienza"*.

RESUMEN DE TESIS DOCTORAL

***TITULO:* ANÁLISIS DE LOS CANALES DE RUPTURA DE LA REACCIÓN $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ A ENERGÍAS EN TORNO A LA BARRERA DE COULOMB**

***AUTOR:* JUAN PABLO FERNÁNDEZ GARCÍA**

***DIRECTORES:* MARCOS A. GONZALEZ ALVAREZ – ANTONIO M. MORO MUÑOZ**

• INTRODUCCION

En los últimos años, uno de los temas de trabajo más activos en el campo de la Física Nuclear es el estudio de los llamados núcleos exóticos, consistentes en núcleos atómicos con una proporción muy diferente de protones y neutrones, hecho que les confiere propiedades muy diferentes a las de los núcleos estables.

Dentro de los núcleos exóticos se encuentran los denominados núcleos halo. Son núcleos cuyos últimos nucleones se encuentran débilmente ligados al resto del núcleo (*core*), y por tanto, dan lugar a una estructura muy extensa y difusa [Tan85]. Existen núcleos halo de neutrones y de protones, aunque debido a la interacción coulombiana la formación de núcleos halo con protones se encuentra muy limitada.

Un caso particular de núcleo halo es el denominado núcleo borromeo. Éste consiste en un sistema de tres cuerpos tal que el sistema completo posee al menos un estado ligado, a pesar de que los subsistemas binarios no poseen estados ligados.

Un procedimiento muy útil para extraer información acerca de las propiedades de estos sistemas es mediante el estudio de colisiones de dichos núcleos con un blanco constituido por un elemento estable. Debido a su pequeña energía de ligadura, un mecanismo de reacción muy relevante en estas colisiones es la ruptura del proyectil en dos o más fragmentos.

El estudio de núcleos exóticos nos ayuda a investigar y verificar si los modelos que se han desarrollado para reacciones entre núcleos estables son válidos para estos núcleos exóticos y estudiar cómo las propiedades de su estructura se modifican a medida que nos alejamos del valle de estabilidad. Además, este tipo de núcleos tiene gran interés astrofísico, ya que el conocimiento del comportamiento nuclear en estas regiones hace posible, por ejemplo, un estudio más detallado del mecanismo del proceso-r y donde se produce dicho proceso. Este mecanismo es uno de los más importantes de la nucleosíntesis estelar, la cual consiste en una rápida captura neutrónica, creando núcleos exóticos ricos en neutrones, seguido de un decaimiento beta hacia la formación de núcleos estables.

El caso que vamos a estudiar es la reacción del núcleo ^{11}Li con ^{208}Pb . Para ello se realizó un experimento en la línea ISAC-II del laboratorio de iones radiactivos de TRIUMF (Vancouver, Canadá), en el cual se hizo colisionar una haz de ^{11}Li con un blanco de ^{208}Pb a dos energías en torno a la barrera coulombiana, 24,3 y 29,8 MeV. El sistema experimental de medida utilizado abarca un gran rango angular, comprendido entre 10° y 140° , y permite separar los fragmentos de ^9Li provenientes de la ruptura del proyectil de ^{11}Li mediante cuatro telescopios de silicio.

El trabajo presentado estudiará la producción de núcleos de ^9Li provenientes de la ruptura de ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera de Coulomb. Con este estudio se intentará, no sólo dar una explicación física al mecanismo que produce dicha ruptura, sino también obtener una valiosa información estructural del núcleo ^{11}Li a partir de la medida inclusiva de dichos fragmentos de ruptura, como es la energía efectiva de ruptura y el valor de la distribución $B(E1)$ cerca de la energía umbral de ruptura (e_b). Por último, y gracias a cálculos de Canales Acoplados con Discretización del Continuo (CDCC) basados en un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li , discutiremos la presencia y localización de la resonancia dipolar en los estados del continuo de ^{11}Li a bajas energías de excitación, cuyo debate aún se encuentra abierto.

• MEMORIA

Como se ha comentado anteriormente, en este trabajo se ha estudiado la producción de núcleos de ${}^9\text{Li}$ provenientes de la colisión de un haz de ${}^{11}\text{Li}$ contra un blanco de ${}^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera de Coulomb. Dicha producción se obtuvo durante el experimento E1104 en Vancouver, Canadá. Gracias al diseño experimental compuesto por cuatro telescopios de silicio, que abarca un rango angular comprendido entre 10° y 140° , se pudo conseguir separar los diferentes productos de reacción. El sistema de telescopio se compone de un detector delgado, en el que la partícula deposita parte de su energía, y un detector más grueso, en el que el resto de energía es depositada. De forma que al representar en un diagrama bidimensional la energía depositada en el detector delgado (dE) frente a la energía total depositada ($dE+E$) podemos separar en masa y carga los distintos fragmentos de la reacción ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$.

Hemos comparado los datos experimentales obtenidos para las secciones eficaces de ruptura con cálculos semiclásicos basados en la excitación dipolar coulombiana, los cuales dependen principalmente de la distribución de $B(E1)$. Hemos supuesto dos distribuciones de $B(E1)$ experimentales, la obtenida por Zinser en GSI [Zin97] y la obtenida por Nakamura [Nak06] en RIKEN. Se ha observado que los cálculos semiclásicos basados en la distribución de $B(E1)$ obtenida por Nakamura logran reproducir cualitativamente mejor los datos experimentales que los cálculos basados en la distribución obtenida por Zinser. Aún así, los datos experimentales sugieren una mayor contribución de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral de ruptura.

Al igual que ocurre en [Kor97, Ike92, Gar02, pin12], nuestro modelo de tres cuerpos del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ predice la existencia de una resonancia dipolar ($J_{\text{nn}}^\pi=1^-$) a baja energía de excitación del núcleo ${}^{11}\text{Li}$, si bien la energía de dicha resonancia depende de la elección del potencial efectivo. Gracias a esto, hemos logrado reproducir, mediante cálculos CDCC basados en un modelo de tres cuerpos del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ (${}^9\text{Li}+n+n$), tanto los datos experimentales de la distribución angular de la probabilidad de ruptura, como la probabilidad de ruptura reducida.

El mejor ajuste de los datos experimentales se logra para un valor de la energía de la resonancia de $e_{\text{res}}=0.69$ MeV con respecto a la energía del estado fundamental. Comparando la distribución de $B(E1)$ de nuestro modelo de tres cuerpos de ${}^{11}\text{Li}$ con la distribución experimental obtenida por Nakamura, vemos que nuestro modelo sugiere, de nuevo, una mayor contribución de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral de ruptura.

Además, a partir del modelo semiclásico de la excitación coulombiana de Alder y Winter [Ald75], hemos introducido una nueva magnitud, denominada probabilidad de ruptura reducida, que viene dada en función de una variable t (tiempo de colisión) que nos da información del tiempo que pasa el proyectil en las inmediaciones del blanco. Dicha magnitud es una potente herramienta para obtener información estructural de núcleos halo a través de reacciones nucleares similares a la que se ha estudiado en este trabajo, ya que depende únicamente de la distribución de $B(E1)$ y es independiente de todos los parámetros de colisión. A partir del estudio de la probabilidad de ruptura reducida hemos determinado la energía efectiva de ruptura del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ y la magnitud de la probabilidad de transición eléctrica dipolar para energías cercanas a la energía umbral de ruptura.

Por último, mediante la comparación de los datos experimentales con cálculos CDCC, basados en una imagen de ruptura directa del proyectil donde se supone un modelo simple de dineutrón del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ (${}^9\text{Li}+2n$), y cálculos DWBA, basados en una imagen de transferencia a estados del blanco (ligados y no ligados), podemos afirmar que el proceso dominante de producción de ${}^9\text{Li}$ es el mecanismo de ruptura directa, sobre todo a ángulos delanteros, mientras que para ángulos traseros existe una competición entre el mecanismo de ruptura directa y el de transferencia de los dos neutrones del halo a estados del blanco (${}^{208}\text{Pb}$). Conviene puntualizar, que no obstante los estados incluidos en uno y otro caso no son estrictamente ortogonales, de manera que la separación entre ambos no está exenta de ambigüedad. Por tanto, más que hablar de diferentes canales de reacción debemos hablar de diferentes mecanismos de reacción.

• CONCLUSIONES

El trabajo realizado y las conclusiones obtenidas las podemos resumir en los siguientes puntos:

* Durante el experimento E1104 realizado en el laboratorio de haces radiactivos de TRIUMF, en Vancouver, Canadá, hemos medido por primera vez la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera coulombiana. Su diseño experimental nos ha permitido separar en masa y carga las partículas de ^{11}Li dispersadas elásticamente de los fragmentos de ruptura (^9Li).

* A partir de los diagramas bidimensionales de la variación de la pérdida de energía (dE) de los distintos productos de reacción en los detectores de silicio como función de su energía total depositada ($E_T=dE+E$), hemos obtenido la distribución angular de la probabilidad de ruptura y la distribución en ángulo y energía de los fragmentos de ruptura (^9Li).

* Al igual que se ha visto con el núcleo ^6He [Fer10,Fer10b], debido a la estructura débilmente ligada de los neutrones de valencia, los efectos de la polarizabilidad dipolar coulombiana generados por un blanco pesado de ^{208}Pb distorsionan al núcleo proyectil ^{11}Li llegando incluso a su ruptura. Esto afecta notablemente a la producción de partículas de ^9Li , siendo esta del orden del 60% con respecto a la suma total de partículas de ^{11}Li dispersadas elásticamente y fragmentos de ruptura (^9Li) en las energías de haz cercanas a la barrera coulombiana ($V_b \sim 28$ MeV), que para este trabajo fueron 24.3 y 29.8 MeV.

* Se ha observado que los cálculos semiclásicos basados en la distribución de B(E1) obtenida por Nakamura logran reproducir cualitativamente mejor los datos experimentales que los cálculos basados en la distribución obtenida por Zinser. Aún así, los datos experimentales sugieren una mayor contribución de la distribución de B(E1) a energías cercanas al umbral de ruptura.

* Hemos definido una nueva magnitud, denominada probabilidad de ruptura reducida, en función del llamado tiempo de colisión, que depende de la distribución de B(E1) pero es independiente de los parámetros de colisión. A partir del ajuste lineal de los datos experimentales de la probabilidad de ruptura reducida, hemos obtenido un valor de la energía efectiva de ruptura de $e_b=0.35 \pm 0.03$ MeV, que es compatible con el valor experimental aceptado, 0.36915(65) MeV y, también, hemos logrado extraer el comportamiento de la distribución de B(E1) a energías cercanas a la energía umbral de ruptura.

* Mediante cálculos CDCC basados en un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li ($^9\text{Li}+n+n$), hemos logrado reproducir los datos experimentales y hemos predicho la existencia de una resonancia dipolar de $e_{\text{res}}=0.69$ MeV con respecto a la energía del estado fundamental. Además, comparando la distribución de B(E1) de nuestro modelo de tres cuerpos de ^{11}Li con la distribución experimental obtenida por Nakamura, vemos que nuestro modelo sugiere, de nuevo, una mayor contribución de la distribución de B(E1) a energías cercanas al umbral de ruptura.

* Mediante la comparación de los datos experimentales con cálculos CDCC, basados en una imagen de ruptura directa del proyectil, y cálculos DWBA, basados en una imagen de transferencia a estados del blanco (ligados y no ligados), podemos afirmar que el proceso dominante de producción de ^9Li es el mecanismo de ruptura directa, sobre todo a ángulos delanteros, mientras que para ángulos traseros existe una competición entre el mecanismo de ruptura directa y el de transferencia de los dos neutrones del halo a estados del blanco (^{208}Pb).

• BIBLIOGRAFIA

[Tan85] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B **160**, 380 (1985).

[Fer10] J. P. Fernández-García, M. Rodríguez-Gallardo, M. A. G. Alvarez y A. M. Moro, Nucl. Phys. A **840**, 19 (2010).

[Fer10b] J. P. Fernández-García, M. A. G. Alvarez, A. M. Moro y M. Rodríguez-Gallardo, Phys. Lett. B **693**, 310 (2010).

[Zin97] M. Zinser et al., Nucl. Phys. A **619**, 151 (1997).

[Nak06] T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 252502 (2006).

[Kor97] A. A. Korshennikov et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2317 (1997).

[Ike92] K. Ikeda, Nucl. Phys. A **538**, 355 (1992).

[Gar02] E. Garrido, D. Fedorov y A. Jensen, Nucl. Phys. A **708**, 277 (2002).

[Pin12] E. C. Pinilla, P. Descouvemont y D. Baye, Phys. Rev. C **85**, 054610 (2012).

[Ald75] K. Alder y A. Winther, Electromagnetic excitation: Theory of Coulomb excitation with heavy ions (North-Holland, 1975).

En Sevilla a, 28 de Septiembre de 2012

Juan Pablo.

Índice general

Prefacio	v
Índice de figuras	xvii
Índice de tablas	xxi
1. Introducción	1
2. Formalismos teóricos	13
2.1. Reacciones nucleares	13
2.2. Formalismos para el estudio de reacciones directas	15
2.2.1. Modelo óptico	15
2.2.2. Método de Canales Acoplados (CC)	19
2.2.3. Método de Canales Acoplados con Discretización del Continuo (CDCC)	21
2.2.4. Método de Canales Acoplados de Reacción (CRC)	23
2.2.5. Aproximación de Born de Onda Distorsionada (DWBA)	26
2.3. Aproximación semiclásica de la excitación coulombiana	27
2.3.1. Probabilidad de transición eléctrica dipolar $B(E1)$	30
3. Experimento E1104	33
3.1. Laboratorio TRIUMF	34
3.1.1. Tiempo de haz del experimento E1104.	36
3.2. Diseño del experimento E1104.	38
3.2.1. Blancos	39

ÍNDICE GENERAL

3.2.2.	Detector de semiconductor	40
3.2.3.	Sistema de telescopio (medidas de energía depositada) . .	41
3.2.4.	Sistema de detección del experimento E1104	44
3.2.5.	Geometría del sistema de detección del experimento E1104	47
3.2.6.	Electrónica utilizada durante el experimento E1104	51
3.2.7.	Lógica de validación de eventos.	52
3.2.8.	Adquisición de datos.	55
3.3.	Calibración	55
3.4.	Tratamiento de datos.	60
3.5.	Constante de normalización entre los diferentes telescopios. . . .	61
3.6.	Resultados experimentales.	65
3.6.1.	Diagramas bidimensionales ΔE vs E_T	65
3.6.2.	Distribución angular de la probabilidad de ruptura de ^{11}Li	71
3.6.3.	Distribución de energía de los fragmentos (^9Li) de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$	74
4.	Análisis del canal de producción de partículas de ^9Li para la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$	77
4.1.	Probabilidad de ruptura reducida de ^{11}Li	79
4.2.	Cálculos semiclásicos.	85
4.3.	Cálculos CDCC	87
4.3.1.	Modelo de dos cuerpos del núcleo ^{11}Li	88
4.3.2.	Modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li	97
4.4.	Cálculos DWBA	101
5.	Discusión y Conclusiones	105
A.	Cálculo de error de la distribución de $B(E1)$.	113
B.	Experimento FIRST	115
B.1.	Diseño del experimento.	116
B.1.1.	Tiempo de haz del experimento FIRST	118
B.2.	Beam monitor.	118
B.2.1.	Reconstrucción de trazado.	120

ÍNDICE GENERAL

B.2.2. Eficiencia de detección.	121
B.2.3. Resolución espacial.	121
B.2.4. Resultados preliminares.	121
B.3. Resumen y conclusiones.	126
Bibliografía	127

Índice de figuras

1.1.	Tabla de núclidos en la que se representa el número de neutrones frente al número de protones.	2
1.2.	Esquema del núcleo ${}^6\text{He}$ y ${}^{11}\text{Li}$	6
1.3.	Comparación esquemática del radio de ${}^{208}\text{Pb}$ con el radio de ${}^{11}\text{Li}$	7
1.4.	Radio de masa nuclear para los isótopos de He, Li, Be y C.	8
1.5.	Datos experimentales de la distribución de $B(E1)$ de ${}^{11}\text{Li}$ encontrados en la literatura.	10
2.1.	Sistema de coordenadas de la interacción nuclear como función de los radios de la densidad nuclear y la distancia de interacción.	18
2.2.	Representación esquemática del sistema deuterón-blanco.	22
2.3.	Representación de la parte radial de la función de onda del continuo.	23
2.4.	Representación de las coordenadas de la partición inicial y final en una reacción nuclear.	25
2.5.	Representación de los vectores implicados en la definición del operador multipolar $M_\mu(E\lambda)$	32
3.1.	Esquema del procedimiento de producción de haz radiactivo.	35
3.2.	Esquema del sistema de detección	38
3.3.	Torre de blancos utilizada en el experimento E1104.	39
3.4.	Esquema de unión P-N cuando no aplicamos polarización.	40
3.5.	Esquema de unión P-N cuando aplicamos una polarización inversa.	41
3.6.	Ejemplo de un sistema de telescopio.	42
3.7.	Ejemplo de detector de barrera de superficie.	44

ÍNDICE DE FIGURAS

3.8. Ejemplo de detector PAD (<i>Pixel Array Detector</i>).	45
3.9. Esquema del detector SSSSD (<i>Single Sided Silicon Strip Detector</i>).	45
3.10. Esquema del detector DSSSD (<i>Double Sided Silicon Strip Detector</i>).	46
3.11. Esquema de formación de un <i>pixel</i> en el detector DSSSD (<i>Double Sided Silicon Strip Detector</i>).	46
3.12. Esquema de la geometría del experimento E1104.	48
3.13. Representación de los ángulos que corresponden a cada <i>pixel</i> de un telescopio.	49
3.14. Electrónica utilizada durante el experimento E1104.	52
3.15. Diagrama del sistema de adquisición de datos.	53
3.16. Generación de la ventana de tiempo de integración de una señal de energía.	54
3.17. Esquema de los distintos materiales que componen un detector de silicio.	57
3.18. Espectro de la fuente $3\text{-}\alpha$ y ^{148}Gd del <i>pixel</i> (8, 8) del detector DSSSD frontal del telescopio 1.	59
3.19. Recta de calibración para el detector DSSSD frontal del telescopio 1, <i>pixel</i> (8, 8).	59
3.20. Número de cuentas del canal elástico frente al ángulo de dispersión en el sistema de referencia centro de masas para la reacción $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ a 2.67 MeV/u.	62
3.21. Número de cuentas del canal elástico frente al ángulo de dispersión en el sistema de referencia centro de masas para la reacción $^9\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ para las distintas energías y blancos.	63
3.22. Suma del número de cuentas del proceso elástico y de ruptura del núcleo ^{11}Li frente al ángulo de dispersión en el sistema de referencia centro de masas para las distintas energías del haz de ^{11}Li	64
3.23. Diagrama bidimensional ΔE vs E_T del telescopio 1	66
3.24. Diagrama bidimensional ΔE vs E_T del telescopio 2	67
3.25. Diagrama bidimensional ΔE vs E_T del telescopio 3	69
3.26. Diagrama bidimensional ΔE vs E_T del telescopio 4	70

3.27. Representación de la distribución angular de la probabilidad de ruptura experimental del núcleo ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a las energías de 24.3 y 29.8 MeV.	72
3.28. Distribución de energía de los fragmentos de ruptura (^9Li) del núcleo ^{11}Li medida en cada telescopio.	75
4.1. Representación del logaritmo natural de la probabilidad de ruptura reducida del núcleo ^{11}Li en función del tiempo de colisión.	82
4.2. Representación del logaritmo natural de la probabilidad de ruptura reducida del núcleo ^{11}Li para tiempos de colisión mayores de 5 MeV^{-1}	83
4.3. Comparación de la distribución de $B(E1)$ experimental.	84
4.4. Cálculo semiclásico de la distribución angular de la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li a 24.3 y 29.8 MeV	86
4.5. Cálculo semiclásico de la probabilidad de ruptura reducida del núcleo ^{11}Li en la reacción en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a 24.3 y 29.8 MeV	87
4.6. Esquema del proceso de ruptura directa	88
4.7. Distribución de probabilidad del estado fundamental de ^{11}Li	90
4.8. Esquema del proceso de llenado de capas del estado fundamental del núcleo ^{11}Li	91
4.9. Cálculo CDCC de la distribución angular de la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li a 24.3 y 29.8 MeV basado en un modelo de di-neutrón	93
4.10. Cálculo CDCC de la distribución de energía de los fragmentos de ruptura (^9Li) del núcleo ^{11}Li medida en cada telescopio basado en un modelo de di-neutrón.	94
4.11. Distribución de $B(E1)$ considerando un modelo de di-neutrón del núcleo ^{11}Li	96
4.12. Cálculo CDCC de la distribución angular de la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li a 24.3 y 29.8 MeV basado en un modelo de tres cuerpos de ^{11}Li	98

ÍNDICE DE FIGURAS

4.13. Distribución de $B(E1)$ considerando un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li	99
4.14. Cálculo CDCC de la probabilidad de ruptura reducida del núcleo ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a 24.3 y 29.8 MeV considerando un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li	101
4.15. Esquema del proceso de transferencia de neutrones al continuo de energía.	102
4.16. Cálculo DWBA de la distribución angular de la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li a 24.3 y 29.8 MeV	104
B.1. Esquema del diseño experimental FIRST.	117
B.2. Esquema del diseño experimental de la región de interacción.	117
B.3. Esquema del detector <i>Beam Monitor</i>	119
B.4. Relaciones espacio-tiempo y velocidad-tiempo para el detector <i>Beam Monitor</i>	120
B.5. Representación de la distribución de residuos.	122
B.6. Reconstrucción de trazado de un ion de carbono atravesando el detector <i>Beam Monitor</i>	123
B.7. Distribución del número medio de señales totales por cada conjunto de datos.	123
B.8. Eficiencia de cada plano por cada vista horizontal y vertical.	124
B.9. Representación de la eficiencia de trazado por cada conjunto de datos.	125
B.10. Tamaño del haz obtenido por la reconstrucción de trazado y posición del haz en el plano xy.	125

Índice de tablas

3.1. División del tiempo de haz y sus características durante la ejecución del experimento E1104 realizado en el laboratorio TRIUMF.	37
3.2. Características de los detectores utilizados.	47
3.3. Energía de las partículas α emitidas por la fuente triple α	56
3.4. Energía media de las distintas fuentes radiactivas de partículas α	56
3.5. Espesores de los distintos materiales que componen los detectores de silicio.	57
3.6. Pérdida de energía de las partículas α en las distintas partes de los detectores DSSSDs de los telescopios 1 y 2.	57
3.7. Pérdida de energía de las partículas α en las distintas partes de los detectores PADs de los telescopios 1 y 2.	58
3.8. Pérdida de energía en las distintas partes de los detectores SSSSDs de los telescopios 3 y 4.	58
3.9. Pérdida de energía de las partículas α en las distintas partes de los detectores DSSSDs de los telescopios 3 y 4.	58
4.1. Valores obtenidos de la energía de ruptura efectiva ε_b y del parámetro b.	82
4.2. Parámetros del potencial ${}^9\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$	92
4.3. Parámetros del potencial ${}^9\text{Li}-2n$ para los distintos estados del continuo	95
4.4. Parámetros del potencial ${}^{11}\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$	103

Introducción

A principios del siglo XX E. Rutherford llevó a cabo la primera reacción nuclear bombardeando un blanco de nitrógeno con partículas alfa obteniendo núcleos de oxígeno y protones ($^{14}\text{N}(^4\text{He}, \text{p})^{17}\text{O}$) [1]. A partir de entonces, el estudio de reacciones nucleares nos ha proporcionado información sobre la interacción nuclear, los mecanismos de reacción y las estructuras nucleares. Inicialmente sólo era posible crear, acelerar y realizar reacciones con haces de núcleos estables, pero gracias al gran avance tecnológico de las instalaciones de haces de iones radiactivos (*Radioactive Ion Beams* - RIB) estos estudios se han podido extender al caso de núcleos exóticos. El primer haz de núcleos radiactivos (^6He y ^8He) se generó en Berkeley, California, USA [2], en 1985.

En el diagrama parcial de Segré, representado en la Fig. 1.1, podemos observar una mayor cantidad de núcleos inestables que estables. No obstante, en la naturaleza es mucho más fácil encontrar los núcleos estables. En la tabla parcial de núclidos (Fig. 1.1), la curva que forman los núcleos estables es conocida como valle, o línea, de estabilidad. A la derecha de esta línea se encuentran los isótopos radiactivos con un exceso de neutrones en comparación al isótopo estable correspondiente, mientras que, a la izquierda, se encuentran los isótopos radiactivos que tienen un exceso de protones. Debido a esta desproporción de protones y

1. INTRODUCCIÓN

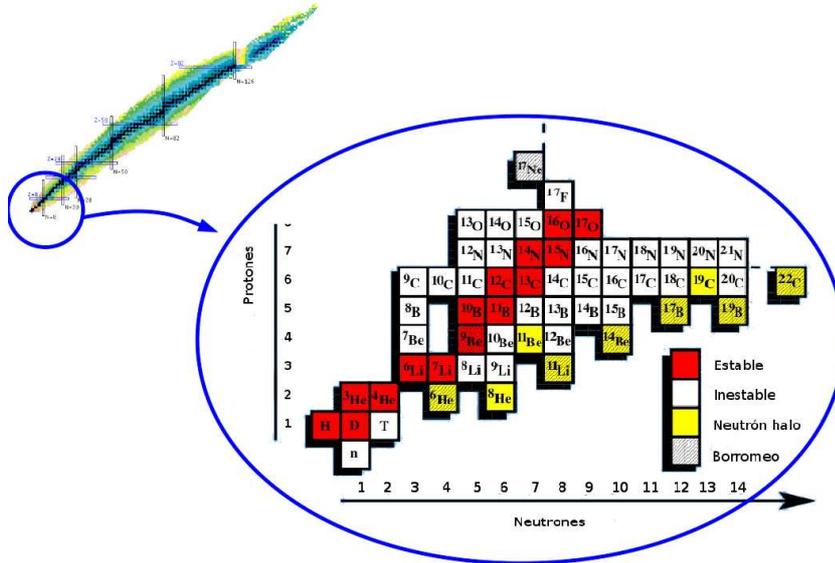


Figura 1.1: Tabla de núclidos en la que se representa el número de neutrones frente al número de protones. El valle de estabilidad es la zona central del mapa nuclear de protones frente a neutrones donde se encuentran los núcleos estables (color rojo).

neutrones, los núcleos inestables que se encuentran lejos de la línea de estabilidad, con su característica corta vida media, se suelen denominar núcleos exóticos.

Para acercarse al valle de la estabilidad, estos isótopos emiten radiación con carga eléctrica, transformándose así en un núcleo más cercano al valle. Los isótopos que se encuentran a la derecha de la línea de estabilidad (exceso de neutrones) emiten, normalmente, electrones como resultado de la conversión de un neutrón en un protón, un electrón y un antineutrino. A esta radiación se le llama β^- . En cambio, los isótopos que se encuentran a la izquierda de la línea de estabilidad emiten positrones como resultado de la transformación de un protón en un neutrón, un positrón y un neutrino, denominada radiación β^+ .

El estudio de núcleos exóticos nos ayuda a investigar y verificar si los modelos que se han desarrollado para reacciones entre núcleos estables son válidos para estos núcleos exóticos y estudiar cómo las propiedades de su estructura se modifican a medida que nos alejamos del valle de estabilidad. Además, este tipo de núcleos tiene gran interés astrofísico, ya que el conocimiento del comportamiento

nuclear en estas regiones hace posible, por ejemplo, un estudio más detallado del proceso-r. Este mecanismo es uno de los más importantes de la nucleosíntesis estelar. Consiste en una rápida captura neutrónica, creando núcleos exóticos ricos en neutrones, seguido de un decaimiento beta hacia la formación de núcleos estables, los cuales también son ricos en neutrones [3].

Desde el punto de vista de la física de reacciones nucleares aplicadas, uno de los campos de mayor impacto en la actualidad es, sin lugar a dudas, la Medicina, donde el concepto y los equipos de la Medicina Nuclear cada vez están más presentes. En el campo de diagnóstico, por ejemplo, detectores de silicio basados en estructuras de bandas o *pixeles*, similares a los detectores utilizados en este trabajo, tratan de sustituir técnicas antiguas para ser utilizados en la verificación de tratamientos de radioterapia [4].

También, en el campo de la terapia, una de las técnicas más innovadoras y emergentes dentro de la Física Médica para el tratamiento de tumores es la hadronterapia. Dicha técnica emplea protones o iones pesados en lugar de fotones (rayos-X y rayos- γ).

Dentro de la hadronterapia, el uso de iones de carbono permite una distribución de dosis en los tejidos completamente diferente a la de los fotones. Los iones de carbono penetran en el organismo sin ionizarlo y depositan su máxima energía cuando su velocidad es próxima a cero, lo que se conoce como pico de Bragg [5]. El inconveniente principal del uso de estos iones de carbono es la fragmentación nuclear del haz de carbono cuando incide sobre el tejido orgánico y la ionización de estos fragmentos sobre el tejido. Dicha ionización hace que la dosis depositada sobre el organismo sea mayor de la esperada. Para estudiar dicha fragmentación nuclear se diseñó el experimento FIRST [6], del acrónimo inglés *Fragmentation of Ions Relevant for Space and Therapy*, llevado a cabo en el acelerador SIS (*SchwerIonen-Synchrotron*) del laboratorio GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung*) en Darmstadt, Alemania. Dicho experimento fue diseñado para medir la sección eficaz diferencial doble como función de la energía y del ángulo ($\partial^2\sigma/\partial\Omega\partial E$) de iones de fragmentación de ^{12}C colisionando contra un blanco de grafito de 8 mm de espesor a una energía entre 100 y 1000 MeV/u. Los procesos nucleares de fragmentación que se producen en dicha reacción son

1. INTRODUCCIÓN

relevantes, no sólo para el tratamiento de tumores, sino también para aplicaciones de radioprotección espacial.

Debido a la sinergia entre el tema principal de esta tesis doctoral y el experimento FIRST, he participado en la ejecución del experimento FIRST en GSI y asumido parte de la responsabilidad del análisis de uno de los detectores que componían el experimento. Esta parte del trabajo ha sido posible gracias a una estancia de 3 meses correspondiente a la obtención del título de doctor internacional, en el *dipartimento di Scienze di Base e Applicate per l'Ingegneria - Università di Roma "La Sapienza"*. Se presentará un resumen detallado de esta actividad al final de esta memoria, apéndice B.

Dentro de los núcleos exóticos, descritos anteriormente, se encuentran los denominados núcleos halo. Son núcleos cuyos últimos nucleones se encuentran débilmente ligados al resto del núcleo (*core*), dando lugar a una estructura muy extensa y difusa. Existen núcleos halo de neutrones y de protones, aunque debido a la interacción coulombiana la formación de núcleos halo con protones se encuentra muy limitada. Un caso particular de núcleo halo es el denominado núcleo borromeo. Éste consiste en un sistema de tres cuerpos tal que el sistema completo posee al menos un estado ligado, a pesar de que los subsistemas binarios no poseen estados ligados.

Debido a su estructura débilmente ligada, los núcleos halo se distorsionan en presencia de un intenso campo eléctrico, llegando incluso a la ruptura. De esta forma, los neutrones del halo no se verán afectados por el campo eléctrico, mientras que el núcleo interno (*core*), cargado positivamente, se moverá en la dirección del campo. La polarización dipolar coulombiana, debida a la estructura débilmente ligada, afecta a la dispersión elástica a energías en torno a la barrera coulombiana, produciendo una reducción de la misma con respecto a la sección eficaz de Rutherford [7–10]. La distorsión del proyectil da lugar asimismo a un aumento de la probabilidad de ruptura del mismo, la cual se ha observado, por ejemplo, en reacciones con el núcleo ${}^6\text{He}$ [11, 12]. Este efecto será más pronunciado cuando estos núcleos halo interaccionen con núcleos de número atómico (Z) elevado, como ${}^{208}\text{Pb}$, con $Z=82$.

Como preludeo al trabajo que se presenta, se realizó un estudio exhaustivo de la dispersión elástica del núcleo ${}^6\text{He}$ colisionando contra un blanco ligero,

^{27}Al , así como contra un blanco pesado, ^{208}Pb , a energías en torno a la barrera de Coulomb [9]. En el caso del sistema ligero, $^6\text{He}+^{27}\text{Al}$, donde la ruptura del proyectil (^6He) se debe fundamentalmente a la interacción nuclear, no se observaron efectos de ruptura coulombiana, lo cual era esperable debido a la baja intensidad del campo eléctrico generado por el blanco ligero. Por tanto, la polarización dipolar coulombiana no tiene un efecto significativo en la sección eficaz elástica. En cambio, al incluir un intenso campo eléctrico generado por un blanco pesado (^{208}Pb), los efectos de ruptura coulombiana juegan un papel importante en la dinámica de la reacción [12]. Dichos efectos provocan una considerable reducción de la sección eficaz elástica con respecto a la sección eficaz de Rutherford, además de una gran producción de partículas α provenientes de la ruptura del núcleo de ^6He [11].

El núcleo ^6He se compone de un subsistema, o *core*, de ^4He y dos neutrones débilmente ligados, con una energía de separación de $S_{2n}=972.41$ keV [13]. Estos dos neutrones tienen una gran probabilidad de encontrarse lejos del rango del potencial nuclear, dando lugar a un halo nuclear. Además, posee una estructura de tipo borromeo, donde el sistema $\alpha+n+n$ es ligado, a pesar de que los subsistemas correspondientes, $n+n$ y $n+\alpha$, no poseen estados ligados. Esta peculiar estructura afecta a la dinámica de la reacción, como demuestran los últimos análisis de datos experimentales de varias reacciones inducidas por este núcleo [8, 14–16].

El análisis de la dispersión elástica efectuado en [9] fue completado en [12], donde estudiamos también el canal de producción de partículas α , que resulta ser el canal de reacción dominante. Encontramos que la elevada producción de partículas α observada a ángulos traseros se debe fundamentalmente a un proceso de transferencia de los neutrones del halo a estados muy excitados del blanco, por encima del umbral de evaporación de dos neutrones. Los efectos de esta ruptura, debido tanto a la fuerza nuclear como coulombiana, fueron cuantificados en la reacción $^6\text{He}+^{208}\text{Pb}$ mediante cálculos DWBA basados en un modelo de transferencia al continuo. Finalmente, cálculos de canales acoplados con discretización del continuo de energía (CDCC), basados en un modelo de reacción de cuatro cuerpos, confirmaron la existencia de potenciales de polarización reales e imaginarios de largo alcance en la reacción $^6\text{He}+^{208}\text{Pb}$, muy diferente de lo

1. INTRODUCCIÓN

obtenido para la reacción ${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$, donde dichos potenciales poseen un alcance mucho menor [9].

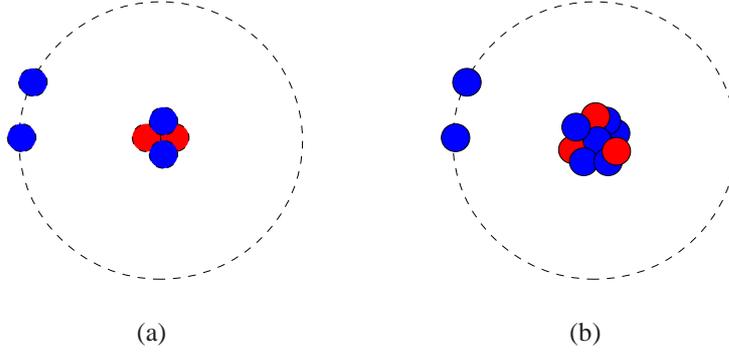


Figura 1.2: Esquema del núcleo ${}^6\text{He}$ (a) y ${}^{11}\text{Li}$ (b). El núcleo ${}^6\text{He}$ (a) se compone de un núcleo interno o *core* de ${}^4\text{He}$ y dos neutrones débilmente ligados con una energía de separación de $S_{2n}=972.41$ keV [13], mientras que, el núcleo ${}^{11}\text{Li}$ (b) se compone de un núcleo interno de ${}^9\text{Li}$ y dos neutrones débilmente ligados con una energía de separación de $S_{2n}=369.15(65)$ keV [17].

El núcleo exótico ${}^{11}\text{Li}$, en el cual se centra el presente trabajo, comparte muchas características con ${}^6\text{He}$. Ambos son núcleos exóticos, alejados de la línea de estabilidad, con exceso de neutrones y borromeos, con un halo nuclear compuesto por dos neutrones débilmente ligados (véase la Fig. 1.2). El núcleo ${}^{11}\text{Li}$ se compone de un subsistema, o *core*, de ${}^9\text{Li}$ y dos neutrones débilmente ligados, con una energía de separación de $S_{2n}=369.15(65)$ keV [17]. Estos dos neutrones tienen una gran probabilidad de encontrarse lejos del rango del potencial nuclear, dando lugar a un halo nuclear cuyo radio es $6.54(38)$ fm [18], similar al radio de un núcleo de ${}^{208}\text{Pb}$ (véase la Fig. 1.3), mientras que el radio de materia del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ es de $3.71(20)$ fm [19]. Además, posee una estructura de tipo borromeo, ya que el sistema ${}^9\text{Li}+n+n$ es ligado, a pesar de que los subsistemas correspondientes, $n+n$ y $n+{}^9\text{Li}$, no poseen estados ligados. Su estado fundamental posee momento angular y paridad $J^\pi=3/2^-$, e isospín $T=5/2$. Es sabido que el núcleo ${}^{11}\text{Li}$ no tiene estados excitados ligados, pero sí se han identificado en reacciones con núcleo ligeros varias resonancias, a 1.1 y 2.5 MeV, con una anchura a mitad de altura de $\Gamma \approx 0.5$ y 1.5 MeV, respectivamente. Al encontrarse lejos del valle de estabilidad, el núcleo

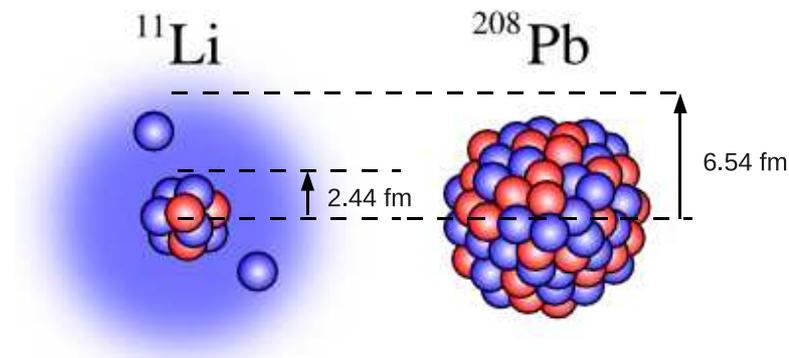


Figura 1.3: Comparación esquemática del radio de ^{208}Pb con el radio de ^{11}Li . Vemos cómo el radio del núcleo halo ^{11}Li (6.54(38) fm [18]), con *core* interno de ^9Li de radio 2.44(7) fm [19], es aproximadamente similar al radio de un núcleo 20 veces más pesado como es ^{208}Pb [20]

^{11}Li se desintegra por emisión beta en un núcleo de ^{11}Be , con un semiperiodo $\tau_{1/2}=8.75(0.13)$ ms [13]. Además, por poseer un mayor número de neutrones que protones ($N=8$ y $Z=3$), las propiedades nucleares, tales como el orden de llenado en un modelo de capas o la separación entre capas, se va modificando con respecto a los núcleos del valle de estabilidad [21, 22]. En la referencia [23] se encuentra una recopilación de toda la información estructural del núcleo ^{11}Li existente hasta ahora en la literatura.

Existen dos vías por las cuales se pueden estudiar las propiedades de estos núcleos. La primera es analizando la desintegración beta, lo cual nos dará información principalmente de la estructura nuclear. La otra vía es mediante reacciones nucleares que, además de proporcionar también información sobre la estructura de estos núcleos, nos permite conocer la interacción núcleo-núcleo y los mecanismos de reacción. Nuestro estudio se centrará en esta última vía, más concretamente en la reacción de núcleos de ^{11}Li contra un blanco de ^{208}Pb . De

1. INTRODUCCIÓN

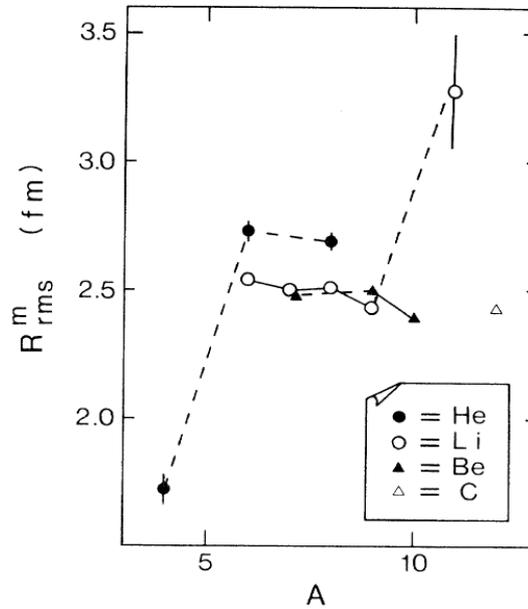


Figura 1.4: Radio de masa nuclear para los isótopos de He, Li, Be y C. La figura ha sido tomada de [25].

esta manera podemos estudiar los efectos del fuerte campo coulombiano generado por el blanco de ^{208}Pb ($Z=82$) en la ruptura de ^{11}Li y así comparar estos efectos sobre ^{11}Li con los efectos ya estudiados sobre el núcleo ^6He , además de estudiar la dinámica de la interacción del núcleo ^{11}Li e inferir propiedades de su estructura. En el caso de núcleos exóticos ligeros, debido a su elevada extensión espacial y a su pequeña energía de separación, éstos se comportan de manera diferente a los núcleos estables al colisionar con otros núcleos y, por tanto, no siempre es posible aplicar los formalismos desarrollados para el caso de núcleos estables [8, 15].

El núcleo ^{11}Li fue observado por primera vez en 1966 por Poskanzer *et al.* mediante la colisión de un haz de protones de 5.3 GeV contra un blanco de uranio de gran espesor (26 mg/cm^2) [24]. 19 años después, Tanihata *et al.*, gracias a la producción de haces radiactivos de ^{11}Li , advirtió por primera vez una considerable diferencia del radio de materia nuclear con respecto a los isótopos vecinos, Fig. 1.4, que atribuyó a la existencia de una alta deformación y/o una gran extensión de la distribución de materia nuclear [25].

Dos años después, Hansen y Jonson [26] interpretaron los resultados obtenidos por Tanihata proponiendo que los últimos neutrones, débilmente ligados, tienen una gran probabilidad de encontrarse lejos del núcleo interno, o *core*, lo que hace que la distribución de materia nuclear de ^{11}Li sea más extensa que la de los isótopos vecinos. A este tipo de estructura la denominaron halo nuclear. En ese mismo trabajo, Hansen y Jonson sugirieron la existencia de una débil resonancia dipolar a bajas energías de excitación (*soft dipole resonance*), la cual ha sido sugerida en varios trabajos, tanto experimentales [27], como teóricos [28–30], a energías en torno 1 MeV.

Como se ha comentado anteriormente, debido a su estructura débilmente ligada, la sección eficaz elástica de ^{11}Li se verá fuertemente afectada por la polarización dipolar coulombiana, generada por un blanco pesado, como puede ser ^{208}Pb . Una medida de la importancia de la polarizabilidad es la distribución de probabilidad de transición eléctrica dipolar, $dB(E1)/d\varepsilon$. Varias medidas experimentales de la distribución de $B(E1)$ de ^{11}Li obtenidas en MSU (*Michigan State University*), Estados Unidos [31], en RIKEN (*Rikagaku Kenkyujo*), Japón [32, 33] y en GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung*), Alemania [34], muestran un aumento del valor de dicha distribución a energías cercanas a la energía umbral de ruptura, véase Fig. 1.5. Dicho aumento de la distribución de $B(E1)$ a baja energía de excitación es característica de los núcleos halo y se debe a su pequeña energía de separación. En el caso del núcleo ^{11}Li , el aumento del valor de la distribución de $B(E1)$ puede deberse también a la presencia de una resonancia dipolar a baja energía de excitación de ^{11}Li . La presencia, o no, de tal resonancia dipolar es todavía una cuestión que está sin resolver, ya que, al igual que existen trabajos que ratifican su existencia [27–30], existen algunos que la refutan [35, 36]. Por tanto, una medida de la sección eficaz elástica y de la sección eficaz de ruptura a energías en torno la barrera de Coulomb puede confirmar la presencia de una elevada $B(E1)$ y ayudar a entender los mecanismos de reacción presentes. Debido a la falta de datos experimentales presentes en la literatura, se propuso el experimento E1104 en el laboratorio de haces radiactivos TRIUMF (*TRI-University Meson Facility*), en Vancouver, Canadá.

El experimento E1104 tenía por objetivo estudiar la colisión de un haz de ^{11}Li a 24.3 y 29.8 MeV contra un blanco de ^{208}Pb con la idea de medir la sección

1. INTRODUCCIÓN

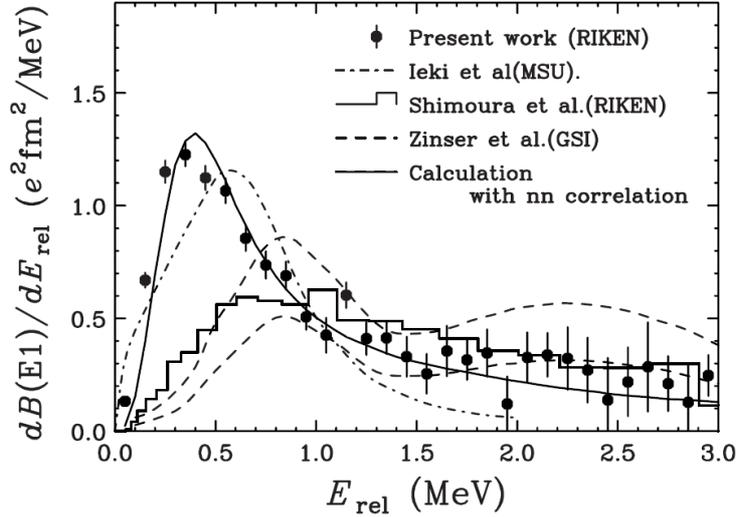


Figura 1.5: Datos experimentales de la distribución de $B(E1)$ de ^{11}Li obtenidos en RIKEN [32], MSU [31], RIKEN [33] y GSI [34], respectivamente. La figura ha sido tomada de [32]. La curva continua corresponde a un cálculo basado en un modelo de tres cuerpos de ^{11}Li .

eficaz elástica de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías por debajo (24.3 MeV) y por encima (29.8 MeV) de la barrera de Coulomb ($V_B \approx 28$ MeV) y comparar con la dispersión elástica de ^9Li para observar los efectos del halo nuclear de ^{11}Li . Además, pretendía obtener medidas inclusivas de la sección eficaz de ruptura, detectando los fragmentos de ^9Li , para así entender los mecanismos de ruptura presentes en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$.

El trabajo que aquí se presenta estudiará la producción de núcleos de ^9Li provenientes de la ruptura de ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera de Coulomb. Con este estudio se intentará, no sólo dar una explicación física al mecanismo que produce dicha ruptura, sino también obtener una valiosa información estructural del núcleo ^{11}Li a partir de la medida inclusiva de dichos fragmentos de ruptura, como es la energía efectiva de ruptura y el valor de la distribución $B(E1)$ cerca de la energía umbral de ruptura. Por último, y gracias a cálculos de Canales Acoplados con Discretización del Continuo (CDCC) basados en un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li , discutiremos la presencia y localización de la resonancia dipolar en los estados del continuo de ^{11}Li a bajas

energías de excitación.

Formalismos teóricos

2.1 Reacciones nucleares

Al igual que estudiamos en óptica los diferentes procesos de dispersión de la luz por un material (reflexión, refracción, difracción, absorción) para conocer sus propiedades, en el mundo nuclear el haz de luz es sustituido por un haz de partículas, que nos permite estudiar las propiedades y las interacciones nucleares mediante la dispersión de un haz de partículas sobre un núcleo blanco.

Una reacción nuclear debe entenderse como los procesos de interacción entre dos núcleos gobernados principalmente por la interacción fuerte, aunque la interacción electromagnética también contribuye al potencial de interacción. Podemos distinguir entre dos tipos de reacciones, directas y reacciones de núcleo compuesto [37].

Las reacciones de núcleo compuesto son aquellas en las que blanco y proyectil fusionan formando un único núcleo, generalmente en un estado excitado, que se desintegra por emisión de uno o varios rayos gamma, mediante procesos electromagnéticos, por evaporación de partículas o también por fisión.

Las reacciones directas son aquellas en las que el proyectil y el blanco mantienen su identidad tras la colisión, pero se pueden excitar o intercambiar uno o

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

varios nucleones. En el caso en el que sólo haya dos fragmentos en el estado final, estas reacciones se pueden escribir de la forma,

$$a + A \longrightarrow b + B,$$

donde A es el blanco, a es el proyectil, B es el núcleo residual, y b es la partícula observada (aunque también se puede observar el núcleo residual B). Esta reacción puede ser escrita de forma más compacta como $A(a, b)B$. A cada configuración de masas, $(a + A)$ y $(b + B)$, se le llama partición.

Cuando dos núcleos interactúan tienen lugar diferentes procesos. Dentro de las reacciones directas y atendiendo al producto de la reacción, se pueden dividir en cinco tipos:

- Dispersión elástica.

En este tipo de reacción $b = a$ y $B = A$. Los estados internos no cambian y la energía cinética en el centro de masas es la misma antes y después de la reacción.

- Dispersión inelástica.

En este caso, $b = a$ y $B = A^*$, es decir, las particiones son las mismas, excepto que uno de los núcleos (o ambos) pasa a un estado excitado.

- Reacción de transferencia.

El proyectil y el blanco intercambian uno o varios nucleones y, por tanto, $b \neq a$ y $B \neq A$, es decir, la partición inicial y final son diferentes.

- Reacciones de ruptura (*break-up*).

Estas reacciones tienen lugar entre un proyectil, generalmente débilmente ligado, y un núcleo blanco, de forma que el proyectil se rompe, en dos o más fragmentos, debido al campo electromagnético y nuclear creado por el blanco.

- Reacciones de *knock-out*.

Es un tipo de reacción de ruptura en la que el proyectil tiene suficiente energía como para arrancar un nucleón del blanco.

Para un análisis más detallado sobre los tipos de reacciones nucleares véase la referencia [38].

2.2 Formalismos para el estudio de reacciones directas

A continuación describiremos los formalismos utilizados en este trabajo y que se encuentran ampliamente desarrollados en [38–40].

2.2.1 Modelo óptico

El modelo óptico es uno de los modelos más simples que existen para describir una reacción nuclear, ya que describe la interacción proyectil-blanco mediante un potencial efectivo promedio. El hecho de considerar un potencial efectivo nos permite tratar el problema de la dispersión de dos núcleos como un problema de colisión entre dos cuerpos, interaccionando mediante el potencial efectivo considerado. Además, de manera análoga al caso de la dispersión y absorción de la luz en un medio, donde la absorción es simulada por un índice de refracción imaginario, el modelo óptico representa la absorción de flujo del canal elástico por los canales de reacción mediante una parte imaginaria en el potencial nuclear [41]. En general, el potencial óptico es complejo, no local y dependiente del momento angular y de los espines de los núcleos. Es habitual, no obstante, recurrir a parametrizaciones más sencillas, generalmente locales e independientes del momento angular. Una forma sencilla de escribir la parte nuclear de este potencial es

$$U_N(R, E) \approx U_{opt}(R) = V(R) + iW(R), \quad (2.1)$$

donde R es la separación entre el proyectil y el blanco. Con esta prescripción de modelo nuclear podemos resolver la ecuación de Schrödinger, dada por:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi(\vec{R}) + U(R, E) \Psi(\vec{R}) = E \Psi(\vec{R}), \quad (2.2)$$

donde $U(R, E)$ es la interacción nuclear, $U(R, E) = U_N(R, E)$ y μ es la masa reducida del sistema proyectil-blanco.

A partir de esta prescripción de modelo óptico para el potencial de interacción nuclear, $U_N(R, E)$, determinamos la función de onda solución de la ecuación (2.2),

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

que en el caso de partículas no cargadas y sin espín se comporta asintóticamente, es decir, fuera del rango de la interacción nuclear como,

$$\Psi(\vec{R}) \Rightarrow e^{i\vec{k}\vec{R}} + f(\theta)\frac{e^{ikR}}{R}, \quad (2.3)$$

siendo $f(\theta)$ la llamada amplitud de dispersión y k el momento lineal. A partir de la ecuación (2.3) podemos obtener la sección eficaz diferencial, dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (2.4)$$

Si incorporamos la interacción coulombiana monopolar al potencial de interacción, $U(R, E) = U_N(R, E) + V_{Coul}(R)$, la función de onda en su forma asintótica dada por la ecuación (2.3), se ve modificada por una fase extra en la exponencial que depende logarítmicamente con la distancia R [38].

Comparando la sección eficaz teórica y experimental, podemos determinar los parámetros del potencial óptico y comprobar si nuestro modelo nuclear es válido para describir el proceso de reacción. Para la interacción coulombiana es habitual suponer el potencial creado por una distribución uniforme de carga,

$$V_{Coul}(R) = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{Z_A Z_a e^2}{R_c} \left(3 - \frac{R^2}{R_c^2}\right) & \text{si } R < R_c \\ \frac{Z_A Z_a e^2}{R} & \text{si } R \geq R_c \end{cases} \quad (2.5)$$

donde R_c es la suma de los radios de carga de los dos núcleos interactuantes, $R_c = R_1 + R_2 = r_c(A_A^{1/3} + A_a^{1/3})$, r_c el radio reducido coulombiano, A_a , Z_a y A_A , Z_A el número másico y carga del proyectil y del blanco, respectivamente. El valor utilizado típicamente para r_c es del orden de 1.2-1.3 fm [42–44].

Existen varios procedimientos para determinar el potencial óptico. A continuación, vamos a describir dos de los procedimientos habituales.

Potencial óptico fenomenológico

Dentro de un análisis fenomenológico, la parametrización más usual para el potencial óptico es la denominada parametrización de Woods-Saxon, cuya parte central se escribe

$$U_{opt} = -V_0 f(R, R_v, a_0) - iW_0 f(R, R_i, a_i) - iW_D g(R, R_D, a_D), \quad (2.6)$$

2.2 Formalismos para el estudio de reacciones directas

donde f es el factor de forma de Woods-Saxon y se define como,

$$f(R, R_x, a_x) = \frac{1}{e^{\frac{R-R_x}{a_x}} + 1}. \quad (2.7)$$

R_v y R_i son los radios de la parte real e imaginaria definidos como $R_x = r_x(A_A^{1/3} + A_a^{1/3})$ donde r_x corresponde al radio reducido y a_x representa la difusividad. El segundo término imaginario es el llamado término de superficie, el cual representa la absorción debida a procesos periféricos o superficiales y se parametriza habitualmente como la derivada del factor de forma de Woods-Saxon,

$$g(R, R_D, a_D) = -4a_D \frac{d}{dR} f(R, R_D, a_D). \quad (2.8)$$

De esta manera, la geometría del potencial viene definida por R_v y a_0 , para la parte real, y R_i , a_i , R_D y a_D , para la parte imaginaria. Los parámetros V_0 , W_0 y W_D son las profundidades real e imaginaria del pozo de potencial que representan el término de volumen (V_0 , W_0) y de superficie (W_D) y a_0 , a_i y a_D son las difusividades de la parte real e imaginaria del término de volumen (a_0 , a_i) y de superficie (a_D).

Aunque los parámetros del potencial óptico están relacionados con las propiedades microscópicas de los núcleos y las interacciones nucleón-nucleón, en la práctica es habitual determinar dichos parámetros a partir del ajuste de los datos experimentales [8, 15]. Para el análisis de núcleos estables se encuentra que el valor de la difusividad que mejor se ajusta a los datos experimentales es del orden de 0.5-0.7 fm. Debido al corto alcance de la interacción nuclear el valor de la difusividad del potencial óptico refleja en cierta medida el de la densidad de los núcleos interaccionantes. Así, por ejemplo, en la referencia [45] se ha obtenido un valor medio de $a=0.56$ fm para la densidad de materia de los núcleos estables.

El éxito del modelo óptico radica en agrupar y condensar todos los efectos de los canales de reacción posibles en un ente matemático complejo. Hay que resaltar que el éxito de ajustar los datos experimentales mediante parámetros libres (que dependen de la energía) va en detrimento de obtener una representación más fundamental de la física de la reacción.

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

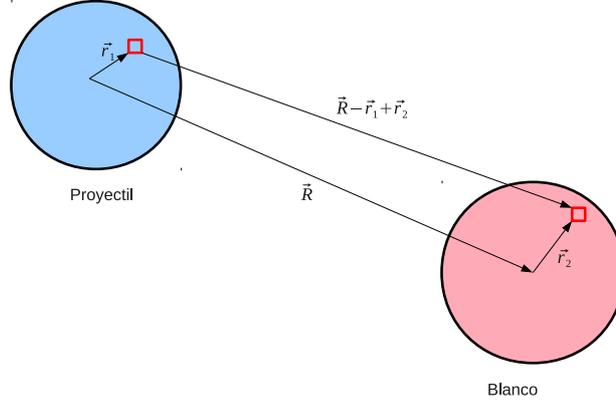


Figura 2.1: Sistema de coordenadas de la interacción nuclear como función de los radios de la densidad nuclear y la distancia de interacción.

Potencial óptico microscópico

La interacción núcleo-núcleo se puede obtener también mediante un cálculo microscópico. Un procedimiento habitual es usar un potencial de doble convolución, el cual es construido a partir de una convolución de la interacción efectiva nucleón-nucleón con las densidades nucleares del proyectil y del blanco,

$$V_F(R) = \int \int \rho_a(\vec{r}_1) \rho_A(\vec{r}_2) \nu_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (2.9)$$

donde ρ_a y ρ_A son las densidades nucleares del proyectil y del blanco, respectivamente y ν_{NN} es la interacción efectiva nucleón-nucleón. En los cálculos presentados en el capítulo 4 de este trabajo, la interacción nucleón-nucleón ha sido tomada de la referencia [45], la cual es de la forma de una delta de Dirac,

$$\nu_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) = V_0 \delta(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2), \quad (2.10)$$

donde $V_0 = -456 \text{ MeV fm}^3$ [45].

Las densidades nucleares pueden ser parametrizadas en términos de una distribución de Fermi-Dirac [46, 47], de la forma

$$\rho(R) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(R-R_0)/a}}, \quad (2.11)$$

2.2 Formalismos para el estudio de reacciones directas

donde a es la difusividad y R_0 es el radio de la densidad de materia nuclear. Para núcleos estables $a \sim 0.56$ fm y $R_0 = 1,31 \cdot A^{1/3} - 0,84$ fm. El valor de ρ_0 se obtiene a partir de la condición de normalización siguiente [45]:

$$4\pi \int_0^\infty \rho(R) R^2 dR = A, \quad (2.12)$$

siendo A el número másico del núcleo correspondiente.

El potencial microscópico que vamos a emplear es conocido como potencial de São Paulo, el cual se define como un potencial de convolución multiplicado por una exponencial, que da cuenta de parte de la dependencia del potencial óptico con la energía de colisión,

$$V_{SPP}(R) = V_F(R) \exp\left(\frac{-4v^2}{c^2}\right), \quad (2.13)$$

donde v es la velocidad relativa entre ambos núcleos y c la velocidad de la luz.

Este procedimiento proporciona únicamente la parte real del potencial nuclear. Para la parte imaginaria una posibilidad es usar el mismo factor de forma obtenido para la parte real, renormalizado por un cierto factor [48]. De manera general, dicha parte imaginaria se puede parametrizar usando otras formas funcionales, como la de Woods-Saxon [9, 49], presentada en la subsección 2.2.1.

Este modelo microscópico ha sido aplicado a un gran número de sistemas estables, demostrando su validez para energías bajas (bien por debajo de la barrera de Coulomb) e intermedias (bien por encima de la barrera de Coulomb). En particular se ha aplicado a reacciones de ${}^6\text{He}$ con blancos de ${}^{12}\text{C}$ y ${}^{58}\text{Ni}$, a diferentes energías, mostrando un buen acuerdo con los datos sin la necesidad de renormalizar la parte real del potencial [46, 48, 50].

2.2.2 Método de Canales Acoplados (CC)

Uno de los métodos más usados para interpretar y analizar los experimentos de reacciones nucleares directas es el método de Canales Acoplados (CC) [38].

En el método CC seleccionamos, de entre todos los canales de reacción, los más relevantes, estableciendo así un espacio modelo. En este espacio modelo podemos definir el hamiltoniano como,

$$H = T_R + h(\xi) + V(\vec{R}, \xi), \quad (2.14)$$

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

siendo T_R la energía cinética del movimiento relativo, $V(\vec{R}, \xi)$ el potencial de interacción proyectil-blanco y $h(\xi)$ es el hamiltoniano interno, cuyos autovalores ε_n cumplen que $h(\xi)\phi_n(\xi) = \varepsilon_n\phi_n(\xi)$ y representan la energía interna del estado n del proyectil, siendo $\phi_n(\xi)$ la función de onda interna del proyectil en el estado n ($n=0$ representa el estado fundamental) y ξ los grados de libertad internos del proyectil. Para simplificar el desarrollo hemos considerado que el blanco no tiene estructura interna.

Para resolver la ecuación de Schrödinger dentro del espacio modelo,

$$[H - E]\Psi(\vec{R}, \xi) = 0, \quad (2.15)$$

podemos expresar la función de onda del sistema como una combinación lineal de los canales considerados, de la forma,

$$\Psi(\vec{R}, \xi) = \phi_0(\xi)\chi_0(\vec{R}) + \sum_{n>0}^N \phi_n(\xi)\chi_n(\vec{R}), \quad (2.16)$$

donde las funciones de onda $\chi_n(\vec{R})$ representan el movimiento relativo entre el proyectil y el blanco.

Si proyectamos sobre los estados internos $\phi_n(\xi)$, se obtiene un sistema de ecuaciones acopladas para las funciones $\chi_n(\vec{R})$,

$$[E - \varepsilon_n - T_R - V_{n,n}(\vec{R})]\chi_n(\vec{R}) = \sum_{n' \neq n}^N V_{n,n'}(\vec{R})\chi_{n'}(\vec{R}), \quad (2.17)$$

donde $V_{n,n'}(\vec{R})$ es el potencial de acoplamiento entre los estados n y n'

$$V_{n,n'}(\vec{R}) = \int d\xi \phi_n^*(\xi)V(\vec{R}, \xi)\phi_{n'}(\xi). \quad (2.18)$$

Este conjunto de ecuaciones acopladas es difícil de resolver, de ahí que sea necesario truncar el número de canales hasta un valor N manejable computacionalmente.

A partir de la forma asintótica de las soluciones, $\chi_n(\vec{R})$

$$\chi_0(\vec{R}) \rightarrow e^{ik_0\vec{R}} + f_{0,0}(\theta) \frac{e^{ik_0R}}{R} \quad (n = 0) \quad (2.19)$$

$$\chi_n(\vec{R}) \rightarrow f_{n,0}(\theta) \frac{e^{ik_nR}}{R} \quad (n \neq 0) \quad (2.20)$$

2.2 Formalismos para el estudio de reacciones directas

podemos obtener la sección eficaz teórica de cada canal n ,

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{k_n}{k_0} |f_{n,0}(\theta)|^2. \quad (2.21)$$

donde k_n es el momento lineal del estado n que cumple, $E = \varepsilon_n + \hbar^2 k_n^2 / 2\mu$, siendo μ la masa reducida del sistema proyectil-blanco.

El método CC no permite incluir directamente los estados no ligados, ya que estos constituyen un conjunto continuo y por tanto infinito de estados no normalizables. Por ello, se recurre a un procedimiento de discretización, es decir, a una representación del continuo por un conjunto discreto y finito de estados normalizables. Un procedimiento habitual consiste en agrupar los estados del continuo en intervalos de energías. Para cada uno de estos intervalos (denominado *bin*) se construye una función de onda representativa, mediante superposición de las funciones de onda del continuo calculadas dentro de dicho intervalo. Este método se conoce como *Canales Acoplados con Discretización del Continuo* (CDCC). A continuación, se describirá el método CDCC de una manera más detallada.

2.2.3 Método de Canales Acoplados con Discretización del Continuo (CDCC)

El método de Canales Acoplados con Discretización del Continuo (CDCC), del acrónimo inglés *Continuum-Discretized Coupled-Channels*, es una de las técnicas más utilizadas para describir las reacciones de núcleos ligeros débilmente ligados. Originalmente, este método se desarrolló para estudiar los efectos de los procesos de ruptura del deuterón sobre la dispersión elástica [39, 51]. En este método, se considera al deuterón como un sistema de dos cuerpos (p-n) y al blanco como un único cuerpo, de tal forma que tenemos un problema de dispersión de tres cuerpos. Para poder describir los procesos de ruptura del proyectil se generaliza el método de canales acoplados descrito en la subsección 2.2.2, permitiendo incluir en las ecuaciones (2.17) el acoplamiento a estados del continuo.

Para explicar brevemente el proceso de discretización mediante *bines* vamos a suponer el caso simple de la dispersión del deuterón (p-n), el cual se representa en la Fig. 2.2. Para el sistema deuterón-blanco podemos descomponer la función de onda del bin n en una parte radial y otra angular. La parte angular corresponde

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

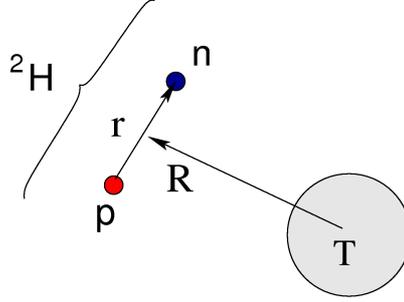


Figura 2.2: Representación esquemática del sistema deuterón-blanco.

a los armónicos esféricos y la parte radial para un momento angular relativo l se construye a partir de las funciones del continuo dentro del intervalo definido por el bin,

$$R_{n,l}^{(bin)}(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N}} \int_{k_1}^{k_2} dk R_l(k, r) w(k), \quad (2.22)$$

donde $w(k)$ es una determinada función peso y

$$N = \int_{k_1}^{k_2} |w(k)|^2 dk, \quad (2.23)$$

es un factor de normalización. $R_l(k, r)$ es la parte radial de la función de onda del continuo y k_1 y k_2 son los momentos lineales que definen los límites en energía (ε) del bin, ya que $\varepsilon = (\hbar k)^2 / 2\mu_{pn}$, siendo μ_{pn} la masa reducida del deuterón. Como se puede ver en la Fig. 2.3, la función de onda del continuo oscila indefinidamente y, por tanto, no es normalizable, mientras que la función de onda definida para un bin n sí que es normalizable.

Mediante este procedimiento de discretización se consigue representar el continuo por un conjunto discreto de estados normalizables.

El potencial de acoplamiento de la ecuación (2.18) entre los estados n y n' es de la forma (nótese que en este caso $\xi \equiv \vec{r}$),

$$V_{n,n'}(\vec{R}) = \int d\vec{r} \phi_n^*(\vec{r}) V(\vec{R}, \vec{r}) \phi_{n'}(\vec{r}), \quad (2.24)$$

donde el potencial de interacción deuterón-blanco es,

$$V(\vec{R}, \vec{r}) = V_p(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{r}) + V_n(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{r}). \quad (2.25)$$

2.2 Formalismos para el estudio de reacciones directas

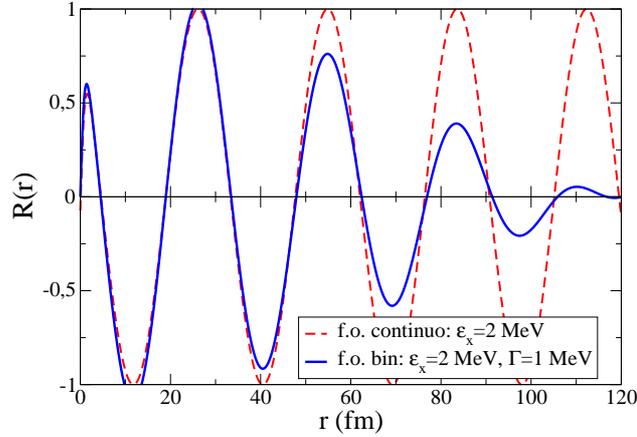


Figura 2.3: Representación de la parte radial de la función de onda (f.o.) del continuo (línea discontinua) y del bin de anchura Γ (línea continua) asociado a la misma energía (ε_x).

Este formalismo de tres cuerpos para el estudio de la reacción ha sido aplicado con éxito en casos como ${}^6\text{Li}$ (${}^4\text{He}+\text{d}$) [52–55], ${}^8\text{B}$ (${}^7\text{Be}+\text{p}$) [56] o ${}^{11}\text{Be}$ (${}^{10}\text{Be}+\text{n}$) [57].

Existen trabajos recientes donde el formalismo CDCC se ha generalizado al caso de un proyectil de tres cuerpos, como es el caso de ${}^6\text{He}$ (${}^4\text{He}+\text{n}+\text{n}$) [58, 59].

Una limitación del método CDCC es que sólo permite describir procesos de ruptura y no aquellos procesos de transferencia en los que uno o varios nucleones pasan a estados ligados del blanco.

2.2.4 Método de Canales Acoplados de Reacción (CRC)

El método CRC es una generalización del método CC descrito en la subsección 2.2.2, para el caso en el que el espacio modelo incluye estados de más de una partición de masas, como es el caso de las reacciones de transferencia. Vamos a considerar un proceso de transferencia de un nucleón (v) representado en la Fig. 2.4 y descrito según la notación utilizada en la sección 2.1 como $A+a \rightarrow b+B$, donde $a=b+v$ y $B=A+v$. Se trata por tanto de un proceso en el que parte del proyectil se transfiere al núcleo blanco.

Para simplificar el desarrollo, vamos a considerar el caso en el que tenemos dos particiones, inicial (α) y final (β), y un único estado en cada una de ellas. Por tanto

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

la función de onda total será del tipo:

$$\Psi = \phi_a(\xi, \vec{r})\phi_A(\xi')\chi_\alpha(\vec{R}_\alpha) + \phi_b(\xi)\phi_B(\xi', \vec{r}')\chi_\beta(\vec{R}_\beta), \quad (2.26)$$

donde ξ y ξ' son las coordenadas internas del núcleo b y A , respectivamente, \vec{r} y \vec{r}' las coordenadas relativa entre v y b y entre v y A , respectivamente, \vec{R}_α y \vec{R}_β son las coordenadas relativas entre los núcleos A y a y entre B y b , $\chi_\alpha(\vec{R}_\alpha)$ y $\chi_\beta(\vec{R}_\beta)$ son las funciones de onda del movimiento relativo proyectil-blanco en la partición inicial y final, respectivamente y $\phi(\xi, \vec{r})$ la función de onda interna de cada núcleo. Véase la Fig. 2.4.

El hamiltoniano lo podremos escribir de dos formas diferentes dependiendo de la partición que elijamos para definir las interacciones entre proyectil y blanco;

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta, \quad (2.27)$$

donde H_α es el hamiltoniano interno del núcleo a , T_α es la energía cinética en la partición inicial (α) y V_α es la interacción entre a y A . Esta manera de expresar el hamiltoniano se denomina representación *prior*. El segundo término de la igualdad que hace referencia a la partición final (β), es la denominada representación *post*.

Según expresemos nuestro hamiltoniano en la forma *post* o *prior* tenemos que la interacción total proyectil-blanco puede escribirse de dos formas distintas.

$$\begin{aligned} V_{prior} &= V_{vA}(\vec{r}') + U_{bA}(\vec{R}_b) = \\ &= U_\alpha(\vec{R}_\alpha) + (V_{vA}(\vec{r}') + U_{bA}(\vec{R}_b) - U_\alpha(\vec{R}_\alpha)) \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} V_{post} &= V_{bv}(\vec{r}) + U_{bA}(\vec{R}_b) = \\ &= U_\beta(\vec{R}_\beta) + (V_{bv}(\vec{r}) + U_{bA}(\vec{R}_b) - U_\beta(\vec{R}_\beta)) \end{aligned} \quad (2.29)$$

donde \vec{R}_b se define como $\vec{R}_b = \vec{r}' - \vec{r}$. $U_\alpha(\vec{R}_\alpha)$ y $U_\beta(\vec{R}_\beta)$ son potenciales auxiliares y, en principio, arbitrarios que actúan sobre las coordenadas \vec{R}_α y \vec{R}_β , respectivamente. V_{prior} y V_{post} se pueden escribir como,

$$V_{prior} \equiv U_\alpha(R_\alpha) + \Delta_{prior} \quad \text{y} \quad V_{post} \equiv U_\beta(R_\beta) + \Delta_{post}$$

La razón de introducir los potenciales auxiliares $U_\alpha(R_\alpha)$ y $U_\beta(R_\beta)$ es para separar la interacción proyectil-blanco en una parte que no altere el estado del proyectil o

2.2 Formalismos para el estudio de reacciones directas

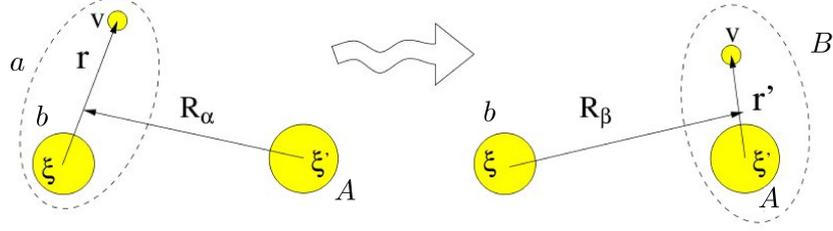


Figura 2.4: Representación de las coordenadas de la partición inicial α y la partición final β en una reacción nuclear.

del blanco y que se pueda tratar de forma exacta y otra parte (Δ) que idealmente debería ser pequeña y que por tanto se puede tratar perturbativamente.

Partiendo de la ecuación de Schrödinger, $[H - E]\Psi(\vec{R}, \xi) = 0$, si proyectamos sobre las funciones de onda internas e integramos sobre las coordenadas internas, obtenemos un conjunto de ecuaciones integro-diferenciales acopladas,

$$[E - \varepsilon_\alpha - T_\alpha - U_\alpha(\vec{R}_\alpha)]\chi_\alpha(\vec{R}_\alpha) = \int d\vec{R}_\beta K_{\alpha,\beta}(\vec{R}_\alpha, \vec{R}_\beta)\chi_\beta(\vec{R}_\beta), \quad (2.30)$$

$$[E - \varepsilon_\beta - T_\beta - U_\beta(\vec{R}_\beta)]\chi_\beta(\vec{R}_\beta) = \int d\vec{R}_\alpha K_{\beta,\alpha}(\vec{R}_\beta, \vec{R}_\alpha)\chi_\alpha(\vec{R}_\alpha), \quad (2.31)$$

donde,

$$K_{\alpha,\beta}(\vec{R}_\alpha, \vec{R}_\beta) = \int d\xi d\xi' d\vec{r} \phi_a^*(\xi, \vec{r}) \phi_A^*(\xi') (H - E) \phi_b(\xi) \phi_B(\xi', \vec{r}'), \quad (2.32)$$

$$K_{\beta,\alpha}(\vec{R}_\beta, \vec{R}_\alpha) = \int d\xi d\xi' d\vec{r}' \phi_b^*(\xi) \phi_B^*(\xi', \vec{r}') (H - E) \phi_a(\xi, \vec{r}) \phi_A(\xi'), \quad (2.33)$$

Vemos que, a diferencia del caso de procesos inelásticos (CC), en el caso de transferencia se obtienen acoplamientos no locales. Este último término (2.33), denominado *kernel*, se puede descomponer de dos maneras distintas, según utilizamos la representación *post* o *prior* para el hamiltoniano. Utilizando la forma *post* obtenemos,

$$K_{\beta\alpha} = I_{\beta\alpha}(post) + N_{\beta\alpha}(post), \quad (2.34)$$

donde

$$I_{\beta\alpha}(post) = \int d\xi d\xi' d\vec{r}' \phi_b^*(\xi) \phi_B^*(\xi', \vec{r}') (V_\beta - U_\beta) \phi_a(\xi, \vec{r}) \phi_A(\xi'), \quad (2.35)$$

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

y

$$N_{\beta\alpha}(post) = Z_\beta \int d\xi d\xi' d\vec{r}' \phi_b^*(\xi) \phi_B^*(\xi', \vec{r}') \phi_a(\xi, \vec{r}) \phi_A(\xi'), \quad (2.36)$$

siendo $Z_\beta = T_\beta + U_\beta - (E - \varepsilon_\beta)$.

El término $I_{\beta\alpha}$ se denomina *Kernel* de interacción. El segundo término, $N_{\beta\alpha}$, es el denominado kernel de no ortogonalidad, y aparece como consecuencia de la no ortogonalidad entre estados de las particiones α y β .

Del mismo modo que hemos obtenido la forma *post* podemos obtener la expresión *prior*, de manera que ambas representaciones son equivalentes. El uso de una u otra representación depende de obtener una mayor simplicidad numérica.

Al igual que vimos al principio de este capítulo, a partir de las funciones de onda solución de las ecuaciones (2.30) y (2.31), $\chi_\alpha(\vec{R}_\alpha)$ y $\chi_\beta(\vec{R}_\beta)$, podemos obtener la sección eficaz teórica, que se comparará con la sección eficaz experimental.

2.2.5 Aproximación de Born de Onda Distorsionada (DWBA)

El método DWBA, del acrónimo inglés *Distorted Wave Born Approximation*, puede interpretarse como una aproximación de primer orden tanto de las ecuaciones derivadas del CC como de las ecuaciones de CRC. En general, esta aproximación está justificada cuando el acoplamiento al canal considerado sea pequeño en relación al canal elástico. En otras palabras, consiste en considerar hasta primer orden los términos no diagonales de la matriz de interacción. Por tanto, dentro del formalismo CRC, las ecuaciones (2.30) y (2.31) quedan de la forma,

$$[E - \varepsilon_\alpha - T_\alpha - U_\alpha(\vec{R}_\alpha)]\chi_\alpha(\vec{R}_\alpha) \approx 0, \quad (2.37)$$

$$[E - \varepsilon_\beta - T_\beta - U_\beta(\vec{R}_\beta)]\chi_\beta(\vec{R}_\beta) \approx \int d\vec{R}_\alpha K_{\beta,\alpha}(\vec{R}_\beta, \vec{R}_\alpha)\chi_\alpha(\vec{R}_\alpha). \quad (2.38)$$

Si el término no diagonal del potencial de acoplamiento es pequeño, podemos ignorar el efecto del canal β sobre la dispersión elástica, lo que equivale a despreciar el segundo miembro de la ecuación (2.30). Es importante definir la amplitud de transición entre las dos particiones, ya que está relacionada con la sección eficaz de reacción mediante la ecuación,

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} |T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha)|^2, \quad (2.39)$$

2.3 Aproximación semiclásica de la excitación coulombiana

donde k_α y k_β son los momentos lineales relativos en cada partición y μ_α y μ_β las masas reducidas de cada partición.

Para el caso *prior* la amplitud de transición entre dos particiones es de la forma,

$$T^{DWBA}(prior) = \int \int \tilde{\chi}_\beta^*(\vec{R}_\beta) (\phi_b \phi_B | \Delta_{prior} | \phi_a \phi_A) \tilde{\chi}_\alpha(\vec{R}_\alpha) d\vec{R}_\alpha d\vec{r}, \quad (2.40)$$

donde $\Delta_{prior} = (V_\alpha - U_\alpha)$. Se define el factor de forma de estructura como,

$$(\phi_a \phi_B | \Delta_{prior} | \phi_a \phi_A) \equiv \int \int d\xi d\xi' \phi_b^*(\xi) \phi_B^*(\xi', \vec{r}') \Delta_{prior} \phi_a(\xi, \vec{r}) \phi_A(\xi'). \quad (2.41)$$

Para el caso *post* tenemos que,

$$T^{DWBA}(post) = \int \int \tilde{\chi}_\beta^*(\vec{R}_\beta) (\phi_b \phi_B | \Delta_{post} | \phi_a \phi_A) \tilde{\chi}_\alpha(\vec{R}_\alpha) d\vec{R}_\beta d\vec{r}, \quad (2.42)$$

donde $\Delta_{post} = (V_\beta - U_\beta)$. El factor de forma se define de manera análoga a (2.38).

Las funciones de onda $\tilde{\chi}_\alpha(\vec{R}_\alpha)$ y $\tilde{\chi}_\beta(\vec{R}_\beta)$ que aparecen en (2.40) y (2.42) son solución del par de ecuaciones diferenciales homogéneas,

$$[E - \varepsilon_\alpha - T_\alpha - U_\alpha(\vec{R}_\alpha)] \tilde{\chi}_\alpha(\vec{R}_\alpha) \approx 0, \quad (2.43)$$

$$[E - \varepsilon_\beta - T_\beta - U_\beta(\vec{R}_\beta)] \tilde{\chi}_\beta(\vec{R}_\beta) \approx 0. \quad (2.44)$$

En general, los potenciales auxiliares, U_α y U_β , son potenciales efectivos, como por ejemplo potenciales ópticos que ajustan los datos experimentales. En este caso de aproximación de primer orden la forma *post* y *prior* son equivalentes y, por tanto, $T^{DWBA}(post) = T^{DWBA}(prior)$.

La idea física que está detrás de la aproximación DWBA es que el canal elástico es el dominante, mientras que los canales inelásticos se tratan de manera perturbativa.

2.3 Aproximación semiclásica de la excitación coulombiana

Debido a la estructura débilmente ligada de los núcleos borromeos, estos pueden disociarse fácilmente en presencia de un campo eléctrico intenso, como puede ser el producido por un blanco pesado. Este comportamiento nos permite

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

obtener información estructural del núcleo a partir del análisis de colisiones a energías por debajo de la barrera de Coulomb o a energías más altas midiendo ángulos de dispersión pequeños, donde es de esperar que domine la interacción coulombiana.

El modelo semiclásico de la excitación coulombiana [40] fue desarrollado para núcleos estables donde, a partir de un tratamiento clásico de la trayectoria del proyectil, se pueden obtener expresiones simples para la sección eficaz de excitación. Dichas trayectorias se calculan a partir del potencial coulombiano monopolar, las cuales se basan en la dispersión de Rutherford, mientras que las excitaciones siguen un modelo cuántico.

En la aproximación semiclásica, la sección eficaz de ruptura ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$), debida a la interacción coulombiana con el blanco, se puede escribir en función de la sección eficaz de Rutherford ($(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{Rth}$) de la forma,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rth} P(\Omega), \quad (2.45)$$

donde $P(\Omega)$ es la probabilidad de ruptura y la sección eficaz de Rutherford viene dada por la ecuación:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rth} = \frac{1}{4} a_0^2 \epsilon^4, \quad (2.46)$$

siendo a_0 la mitad de la distancia de máxima aproximación en una colisión frontal, es decir:

$$a_0 = \frac{Z_a Z_A e^2}{\mu_{aA} v^2}, \quad (2.47)$$

donde Z_a y Z_A representan el número atómico del proyectil y blanco, respectivamente, μ_{aA} es la masa reducida del sistema $a+A$ y v la velocidad relativa entre proyectil y blanco. El factor de excentricidad ϵ está relacionado con el ángulo de dispersión θ en el sistema de referencia del centro de masas (C.M.) mediante la expresión siguiente:

$$\epsilon = \frac{1}{\text{sen}(\theta_{CM}/2)}. \quad (2.48)$$

En el caso en el que únicamente tenemos excitaciones eléctricas [40], la sección eficaz de ruptura se puede escribir como,

$$\frac{d\sigma_{E\lambda}}{d\Omega} = \left(\frac{Z_A e}{\hbar v}\right)^2 a_0^{(-2\lambda+2)} B(E\lambda) \frac{df_{E\lambda}(\theta, \xi)}{d\Omega}, \quad (2.49)$$

2.3 Aproximación semiclásica de la excitación coulombiana

En la ecuación (2.49), λ representa el orden de excitación eléctrica y la variable adimensional ξ , denominada parámetro de adiabaticidad, viene dada por la expresión $\xi = a_0\varepsilon/\hbar v$, siendo ε la energía de excitación. El factor $\frac{df_{E\lambda}(\theta, \xi)}{d\Omega}$ representa el número de fotones equivalentes $E\lambda$ que inciden sobre el núcleo, el cual viene dado por la expresión analítica,

$$\frac{df_{E\lambda}(\theta, \xi)}{d\Omega} = \frac{4\pi^2}{(2\lambda + 1)^3} \sum_{\mu} |Y_{\lambda\mu}(\frac{\pi}{2}, 0)|^2 \cdot |I_{\lambda\mu}(\theta, \xi)|^2 \epsilon^4 \quad (2.50)$$

donde,

$$Y_{\lambda\mu} \left(\frac{\pi}{2}, 0 \right) = \begin{cases} \left(\frac{2\lambda+1}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{[(\lambda-\mu)!(\lambda+\mu)!]^{1/2}}{(\lambda-\mu)!(\lambda+\mu)!} (-1)^{(\lambda+\mu)/2} & \text{si } \lambda + \mu = \text{par} \\ 0 & \text{si } \lambda + \mu = \text{impar} \end{cases}$$

siendo $I_{\lambda\mu}(\theta, \xi)$ las integrales orbitales de Coulomb [40].

Trabajos anteriores sobre el núcleo de ^{11}Li [60] muestran que en la colisión con núcleos pesados la interacción dipolar eléctrica es dominante en los procesos de ruptura debido a la interacción coulombiana. En este caso ($\lambda=1, \mu=\pm 1$), las integrales orbitales de Coulomb se pueden escribir en términos de las funciones de Hankel, mediante la expresión:

$$I_{1\pm 1}(\theta, \xi) = -2\xi e^{(\pi/2)\xi} [K'_{i\xi}(\xi\epsilon) \pm \frac{(\epsilon^2 - 1)^{1/2}}{\epsilon} K_{i\xi}(\xi\epsilon)] \quad (2.51)$$

donde las funciones de Hankel $K_{i\xi}(\xi\epsilon)$ vienen dadas por la integral,

$$K_{\nu}(z) = \int_0^{\infty} e^{-z \cosh t + \nu t} dt, \quad (2.52)$$

mientras que $K'_{i\xi}(\xi\epsilon)$ es la derivada de la función (2.52) con respecto a su argumento $\xi\epsilon$.

Por tanto, en el caso en el que la excitación dipolar es dominante, la probabilidad de ruptura se puede escribir como,

$$P(E1, \Omega) = \left(\frac{Z_A e}{\hbar v a_0} \right)^2 \frac{2\pi}{9} \int_{\epsilon_b}^{\infty} d\varepsilon \frac{dB(E1)}{d\varepsilon} [I_{1,1}^2 + I_{1,-1}^2] \quad (2.53)$$

donde $B(E1)$ representa la probabilidad de transición dipolar coulombiana desde el estado fundamental a un estado del continuo.

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

2.3.1 Probabilidad de transición eléctrica dipolar $B(E1)$

La probabilidad de transición eléctrica entre dos estados i y f se define como,

$$B(E\lambda; i \rightarrow f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f || M_\mu(E\lambda) || i \rangle|^2, \quad (2.54)$$

donde el operador multipolar viene dado por la expresión siguiente:

$$M_\mu(E\lambda) = e \sum_{i=1}^A Z_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i), \quad (2.55)$$

siendo A el número de nucleones constituyentes del sistema, r_i la distancia del nucleón i al C.M. del sistema, $Y_{\lambda\mu}(\hat{r})$ los armónicos esféricos y Z_i la carga de cada constituyente.

Para el caso en el que se produzca una disociación eléctrica de un núcleo a en dos fragmentos $b+v$, la probabilidad de transición eléctrica entre el estado ligado inicial i , con números cuánticos (l_i, s, j_i) , y el estado final f , con número cuánticos (l_f, s, j_f) , viene dada por la expresión siguiente [61]:

$$B(E\lambda; i \rightarrow f) = \frac{2j_f + 1}{2j_i + 1} |\langle (l_f s) j_f || M(E\lambda) || (l_i s) j_i \rangle|^2, \quad (2.56)$$

donde,

$$M(E\lambda) = Z_{eff}^\lambda e r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{r}). \quad (2.57)$$

La magnitud Z_{eff} representa la carga efectiva, dada por la expresión,

$$Z_{eff}^\lambda = Z_b \left(\frac{m_b}{m_v + m_b} \right)^\lambda + Z_v \left(-\frac{m_v}{m_v + m_b} \right)^\lambda, \quad (2.58)$$

donde m_b y m_v son las masas de los fragmentos b y v , respectivamente.

Cuando tenemos transiciones dipolares ($\lambda=1$) al continuo, la probabilidad de transición eléctrica se escribe de la siguiente forma [62],:

$$\frac{dB(E1)}{d\varepsilon} = \frac{2j_f + 1}{2j_i + 1} \frac{\mu_{bv} k}{(2\pi)^3 \hbar^2} |\langle k(l_f s) j_f || M(E1) || (l_i s) j_i \rangle|^2 \quad (2.59)$$

con $k = \sqrt{2\mu_{bv}\varepsilon}/\hbar$, siendo μ_{bv} la masa reducida del sistema $b+v$.

En el caso particular en el que únicamente se consideran transiciones del estado fundamental ($g.s.$) al continuo, la expresión (2.59) se reduce a,

$$\frac{dB(E1)}{d\varepsilon} = \frac{2j_f + 1}{2j_{g.s} + 1} \frac{\mu_{bv} k}{(2\pi)^3 \hbar^2} |\langle k(l_f s) j_f || M(E1) || (l_{g.s} s) j_{g.s} \rangle|^2, \quad (2.60)$$

2.3 Aproximación semiclásica de la excitación coulombiana

donde

$$\langle k(l_f s)j_f || M(E1) || (l_{g.s} s)j_{g.s} \rangle = \frac{4\pi}{k} Z_{eff} D_{l_{g.s}, l_f} R_{l_{g.s}, l_f} \quad (2.61)$$

siendo $D_{l_{g.s}, l_f}$ un factor geométrico y $R_{l_{g.s}, l_f}$ la integral radial, la cual contiene información sobre la función de onda del estado fundamental y del continuo, dada por la expresión [61, 62],

$$R_{l_{g.s}, l_f} = \int_0^\infty dr \varphi_{l_f}(k, r) r^\lambda \varphi_{g.s.}(r) \quad (2.62)$$

donde $\varphi_{g.s.}(r)$ y $\varphi_{l_f}(k, r)$ son las funciones de onda radiales del estado fundamental y del continuo, respectivamente.

Aplicando la regla de suma no pesada por la energía obtenemos el valor total de la distribución $B(E1)$,

$$B(E1) = \int d\varepsilon \frac{dB(E1)}{d\varepsilon} = \frac{2j_f + 1}{2j_{g.s} + 1} (D_{l_{g.s}})^2 \langle r_{g.s.}^2 \rangle, \quad (2.63)$$

donde $\langle r_{g.s.}^2 \rangle \equiv \langle \varphi_{g.s.} | r^2 | \varphi_{g.s.} \rangle$. Vemos que el valor de $B(E1)$ depende directamente del radio cuadrático medio (*RMS*) entre el núcleo interno, o *core* (b), y el nucleón v del núcleo en el estado fundamental.

Para un modelo de tres cuerpos, compuesto por un núcleo interno, que contiene $A-2$ nucleones, más dos nucleones alejados del núcleo interno, se puede escribir el operador multipolar $M_\mu(E\lambda)$ como,

$$M_\mu(E\lambda) = e \sum_{i=1}^{A-2} Z_i |\vec{r}_b + \vec{r}_i|^\lambda Y_{\lambda, \mu}(\widehat{\vec{r}_b + \vec{r}_i}) + e \sum_{j=1}^2 Z_j r_j^\lambda Y_{\lambda, \mu}(\vec{r}_b) \quad (2.64)$$

donde el índice i se refiere a los nucleones constituyentes del núcleo interno (b) y j a los dos nucleones externos (v). Los vectores \vec{r}_i , \vec{r}_j y \vec{r}_b se definen en la Fig. 2.5. En la expresión del operador multipolar (2.64), podemos separar la contribución de las excitaciones del núcleo interno de las componentes del sistema de tres cuerpos. Para transiciones dipolares ($\lambda=1$), tenemos la siguiente expresión [63, 64]:

$$M_\mu(E1) = e \sum_{i=1}^3 Z_i r_i^\lambda Y_{1, \mu}(\vec{r}_i) + M_\mu(E1, core), \quad (2.65)$$

donde, ahora, el índice i se refiere a los tres fragmentos del sistema, Z_i es la carga de cada uno de los tres constituyentes y $M_\mu(E1, core)$ es el operador de transición eléctrica dipolar del núcleo interno, o *core* (b).

2. FORMALISMOS TEÓRICOS

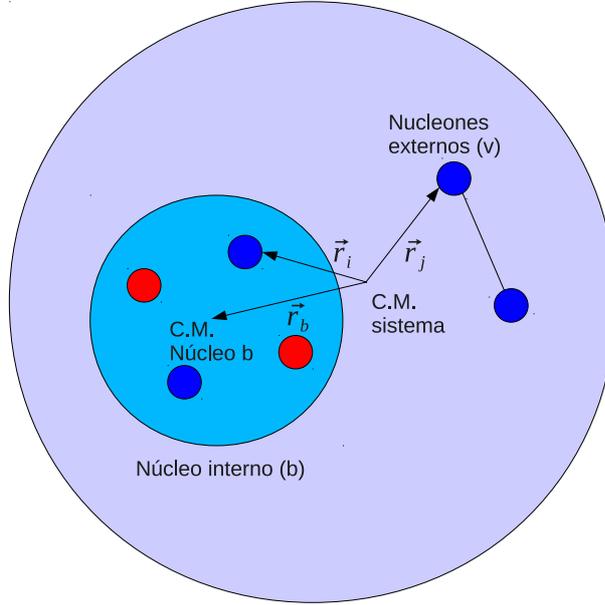


Figura 2.5: Representación de los vectores implicados en la definición del operador multipolar $M_\mu(E\lambda)$.

Por último, y de forma análoga al caso de dos cuerpos, obtenemos el valor de $B(E1)$ aplicando la regla de suma no pesada por la energía como [32, 65],

$$B(E1) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_1^2 + r_2^2 + 2\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2 \rangle = \frac{3}{\pi} \left(\frac{Ze}{A} \right)^2 \langle r_{b,2n}^2 \rangle \quad (2.66)$$

donde r_1 y r_2 son las distancias entre cada nucleón externo y el núcleo interno y $r_{b,2n}$ representa la distancia entre el núcleo interno y el C.M. de los nucleones externos. Al igual que antes, vemos cómo el valor de $B(E1)$ depende directamente del radio cuadrático medio entre el C.M. de los dos nucleones externos y el núcleo interno.

Se puede apreciar cómo el término $\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2$ depende del ángulo de separación de los dos nucleones visto desde el núcleo interno. Por tanto, el valor de $B(E1)$ aumentará cuando disminuya la separación entre ambos nucleones externos.

Experimento E1104

En este capítulo se describirá el montaje y el procedimiento experimental que se llevó a cabo para medir la dispersión elástica y de ruptura del núcleo ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$. En primer lugar, se describirá el laboratorio TRIUMF, donde se midió la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$, y las diferentes etapas de las que se compone la producción de sus haces radiactivos [66]. Seguidamente, se mostrará el diseño experimental, el cual fue ideado para poder separar en masa y carga los distintos fragmentos producidos en la reacción, abarcando el mayor rango angular posible. A continuación, se detallará el proceso de calibración de las cadenas electrónicas y del sistema de detección, realizado con una fuente triple α estándar (^{239}Pu - ^{241}Am - ^{244}Cm) y una fuente de ^{148}Gd . Finalmente, y una vez calibrado el sistema de detección y las cadenas electrónicas, se detallará el proceso de adquisición y el análisis de los datos experimentales. Se mostrarán los diagramas bidimensionales de la variación de la pérdida de energía (ΔE) de los distintos productos de reacción en los telescopios de silicio como función de su energía total depositada (E_T), la distribución en energía de los fragmentos de ruptura (^9Li) y la distribución angular de la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li .

Los resultados experimentales mostrarán que la probabilidad de que se produzca la ruptura del núcleo de ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera de Coulomb es del orden del 80 % para los ángulos de retroceso

3. EXPERIMENTO E1104

de los fragmentos en las energías de los haces de ^{11}Li utilizados en el experimento E1104 (24.3 y 29.8 MeV).

3.1 Laboratorio TRIUMF.

El laboratorio TRIUMF, situado en Vancouver (Canadá), fue fundado en 1968 y es uno de los principales laboratorios de física nuclear y de partículas del mundo [67]. El experimento E1104, titulado *Study of the Halo Effects in the Scattering of ^{11}Li with Heavy Targets of Energies Around the Coulomb Barrier* se llevó a cabo en la línea de alta energía ISAC-II (*Isotope Separator and ACcelerator*) de dicho laboratorio.

La producción de haces radiactivos y la conducción hacia la línea de trabajo se compone de las etapas descritas a continuación y esquematizadas en la Fig. 3.1:

- En un primer punto, el ciclotrón genera un haz primario de protones de 500 MeV, con una intensidad máxima de $100\ \mu\text{A}$ (en nuestro caso la intensidad fue de $65\ \mu\text{A}$). A continuación, dicho haz es guiado, a través de campos magnéticos, hacia la línea ISAC-I [68], donde se genera el haz de iones radiactivos mediante la técnica ISOL (*Isotope Separation On-Line*) [69, 70]. La técnica ISOL consiste en el choque de un haz primario con un blanco de gran espesor, tántalo (Ta) en el caso de nuestro experimento, un separador de masas y un sistema de transporte de haz [68].
- Seguidamente, el haz radiactivo, obtenido mediante la técnica ISOL, es focalizado a través de un cuadrupolo de radio frecuencia (RFQ) y se le aumenta su estado de carga por medio de la interacción con una lámina de carbono (*carbon stripper*).
- A continuación, el haz es acelerado mediante un acelerador lineal (DTL, del acrónimo inglés *Drift Tube Linac*) desde $150\ \text{keV/u}$ hasta $1.9\ \text{MeV/u}$ [68].
- Por último, el haz es reacelerado en la línea ISAC-II a través de un acelerador superconductor lineal (SC-LINAC, del acrónimo inglés *Super-Conducting LINAC*) hasta una energía comprendida entre $0.15\ \text{MeV/u}$ y $16.5\ \text{MeV/u}$ y

3.1 Laboratorio TRIUMF.

guiado hacia la línea de trabajo [67], donde se sitúa la cámara de reacción y se coloca el sistema de detección.

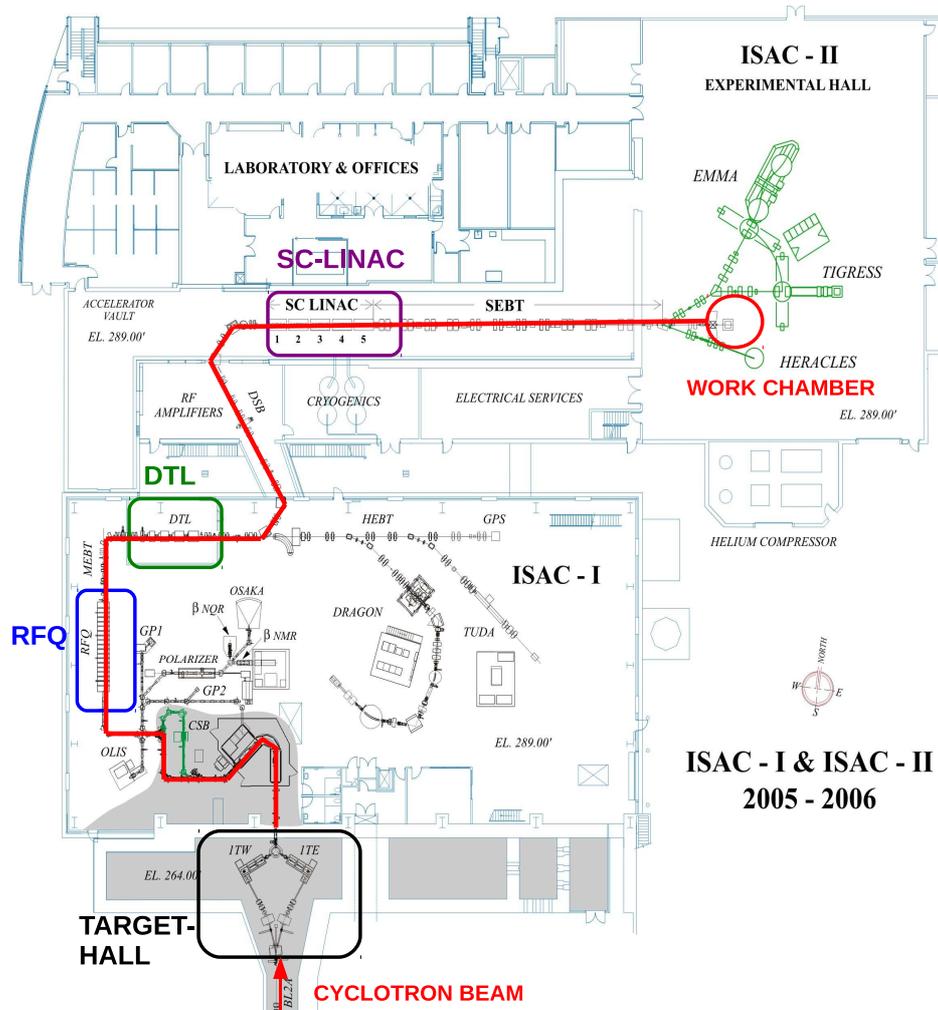


Figura 3.1: Esquema del procedimiento de producción de haz radiactivo.

3. EXPERIMENTO E1104

3.1.1 Tiempo de haz del experimento E1104.

El tiempo de haz que fue concedido por el comité científico de TRIUMF (*Scientific Advisory Committee - SAC*) fue dividido en dos periodos, uno en Julio de 2008 y otro en Octubre del mismo año, debido a la baja producción del haz de ^{11}Li que se obtuvo en el primer periodo, del orden de 150 partículas por segundo (pps). En el segundo periodo la producción aumentó, llegando a un máximo de 7000 pps, con una media de aproximadamente 5500 pps. Durante ambos periodos se realizaron medidas con haces de ^{11}Li y ^9Li . Este último se realizó con la idea de poder comparar con el núcleo de ^{11}Li y así observar los efectos del halo nuclear de los dos neutrones y su estructura débilmente ligada en los procesos de reacción. En la tabla 3.1 se muestra el tipo de haz, la energía incidente, la pérdida de energía por unidad de espesor en el blanco ($dE/d\Phi$), la pérdida de energía a mitad del espesor del blanco ($\Delta E(\Phi/2)$), la duración de cada haz y el espesor del blanco utilizado (Φ).

Además de los haces de ^9Li y ^{11}Li , se realizaron medidas con ^{18}O y ^{22}Ne para optimizar la transmisión del haz de ^9Li y ^{11}Li , respectivamente.

Haz	E_{haz} (MeV/u)	E_{haz} (MeV)	Φ ^{208}Pb (mg/cm 2)	$dE/d\Phi$ (keV/(mg/cm 2))	Duración	Mes
^9Li	2.67	24.1	1.45	366.1	11h 45min.	Julio 2008
^9Li	3.27	29.5	1.45	320.4	7h 35min.	Julio 2008
^9Li	3.27	29.5	1.9	320.4	10h 30min.	Julio 2008
^9Li	3.67	33,1	1.9	300.1	30h 15min.	Julio 2008
^{11}Li	2.7	24.3	1.9	396.2	65h 56min.	Julio 2008
^{11}Li	2.2	29.8	1.9	355.9	43h 20min.	Julio 2008
^{11}Li	2.2	24.3	1.45	396.2	82h 15min .	Octubre 2008
^{11}Li	2.7	29.8	1.45	355.9	119h 3min.	Octubre 2008

Haz	E_{haz} (MeV/u)	E_{haz} (MeV)	Φ ^{208}Pb (mg/cm 2)	ΔE ($\Phi/2$) en lab/CM (MeV)
^9Li	2.67	24.1	1.45	23.85 / 22.834
^9Li	3.27	29.5	1.45	29.28 / 28.061
^9Li	3.27	29.5	1.9	29.2 / 27.99
^9Li	3.67	33,1	1.9	32.83 / 31.469
^{11}Li	2.7	24.3	1.9	24 / 22.793
^{11}Li	2.2	29.8	1.9	29.55 / 28.06
^{11}Li	2.2	24.3	1.45	24 / 22.793
^{11}Li	2.7	29.8	1.45	29.55 / 28.06

Tabla 3.1: División del tiempo de haz y sus características durante la ejecución del experimento E1104 realizado en el laboratorio TRIUMF.

3. EXPERIMENTO E1104

3.2 Diseño del experimento E1104.

El diseño experimental fue realizado con la idea de poder separar en masa y carga los distintos fragmentos producidos en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ abarcando el máximo rango angular. Para ello se utilizó un sistema compuesto por cuatro telescopios de silicio cubriendo un rango angular comprendido entre 10° y 140° (Fig. 3.2). A continuación, describiremos en orden sucesivo los elementos que componen el experimento E1104. En primer lugar, se describirá el blanco con el cual colisiona el haz incidente. Posteriormente, los cuatro telescopios de silicio con los cuales se detectan las partículas provenientes de la colisión del haz con el blanco. Seguidamente, se describirá la electrónica asociada al sistema de detección y el almacenamiento y selección de datos para su posterior análisis.

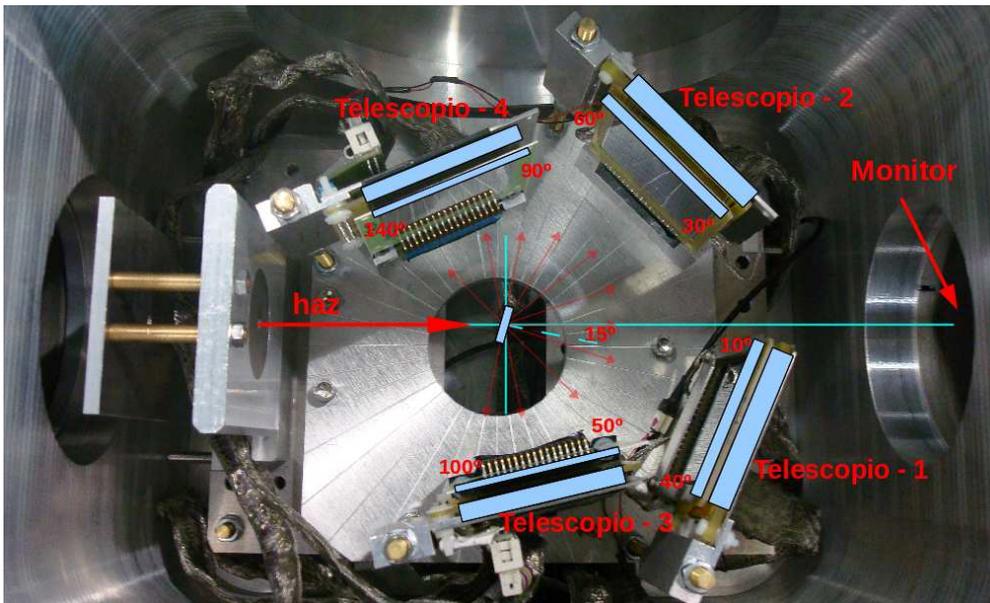


Figura 3.2: Esquema del sistema de detección utilizado en el experimento E1104.

3.2.1 Blancos

El blanco de la reacción elegido fue ^{208}Pb , debido a que es un núcleo doblemente mágico y por tanto muy estable. Además, dicho blanco posee un número atómico muy elevado ($Z=82$), lo que hace más evidente los efectos de la polarización dipolar coulombiana en la interacción proyectil-blanco [9]. Se utilizaron dos espesores diferentes del blanco, 1.9 y 1.45 mg/cm^2 . Finalmente, se optó por el blanco de 1.45 mg/cm^2 para la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ debido a que, aunque la probabilidad de interacción de un núcleo de ^{11}Li con el blanco disminuya, la dispersión en energía del haz en el blanco (conocida como *straggling*) es menor con respecto al blanco de mayor espesor.

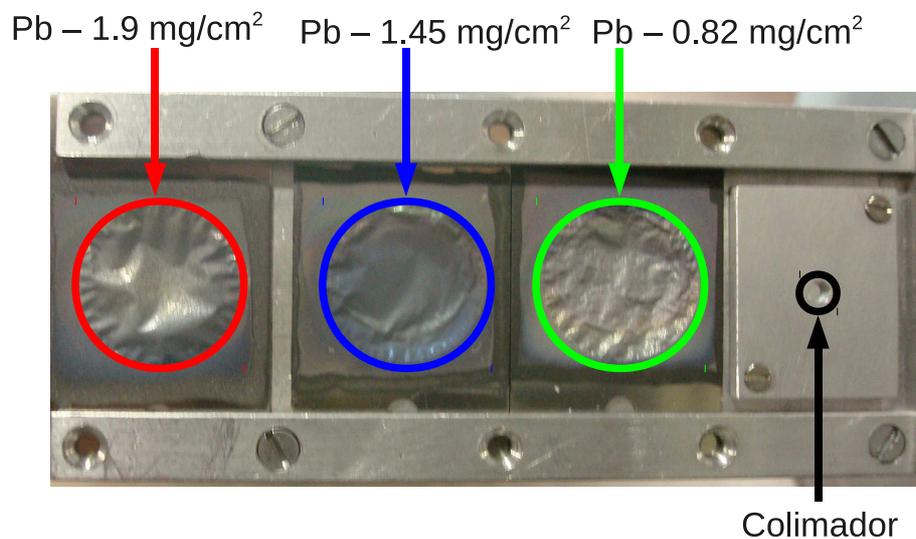


Figura 3.3: Torre de blancos utilizada en el experimento E1104. Aunque se instaló un blanco de $0.82 \text{ mg}/\text{cm}^2$, éste no fue utilizado.

Como se puede observar en la Fig. 3.2 el blanco fue colocado formando un ángulo de 75° con la dirección del haz, de forma que el efecto de sombra sobre

3. EXPERIMENTO E1104

los detectores fue mínimo, optimizando así el número de productos de reacción medidos.

3.2.2 Detector de semiconductor

El funcionamiento de los detectores semiconductores, dentro de los cuales se encuentra el detector de silicio, se basa en la creación de pares electrón-hueco (e-h) cuando una partícula cargada lo atraviesa. Un hueco no es más que la ausencia de un electrón en los enlaces interatómicos de la estructura del cristal y sus propiedades son similares a las de un electrón, pero con carga positiva. Este tipo de detector está constituido por una unión P-N de dos materiales semiconductores. La región P está compuesta por átomos aceptores de electrones, mientras que átomos donadores componen la región N. En nuestro caso el material aceptor está compuesto por átomos de boro (B) y el material donador por átomos de fósforo (P).

Cuando no aplicamos polarización a la unión P-N, los electrones se difunden a la región P, dejando cargada positivamente la región N, mientras que los huecos se mueven hacia la región N, dejando cargada negativamente la región P. Con este movimiento de electrones y huecos, la región de la unión, denominada región de deplexión, pierde neutralidad y se carga, lo que lleva consigo la aparición de un campo eléctrico permanente, Fig. 3.4.

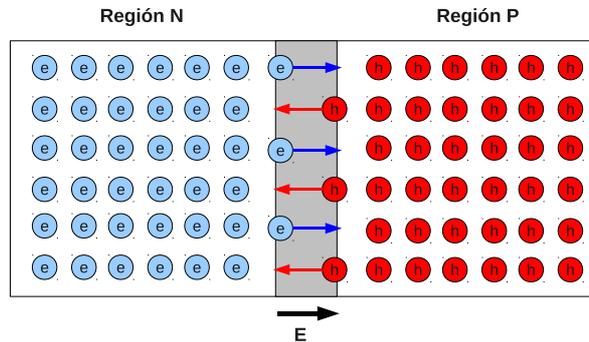


Figura 3.4: Esquema de unión P-N cuando no aplicamos polarización.

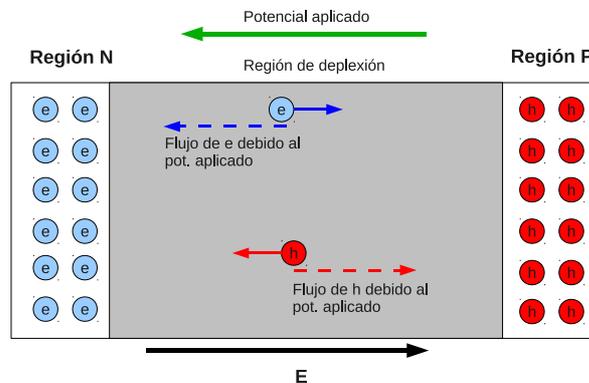


Figura 3.5: Esquema de unión P-N cuando aplicamos una polarización inversa.

Cuando aplicamos un potencial opuesto al campo eléctrico intrínseco de la unión P-N, los electrones son conducidos a la región N y los huecos a la región P. Por tanto, disminuyen las concentraciones de huecos de la región N y la de electrones en la región P, produciéndose así un aumento de la zona de deplexión, Fig. 3.5.

Cuando una partícula cargada con energía suficiente¹ interacciona con la zona de deplexión, produce pares electrón-hueco, lo cual induce una señal de carga en ambos lados del detector que será proporcional a la energía de la partícula incidente. El funcionamiento de los detectores de semiconductor será más eficiente cuanto mayor sea la zona de deplexión ya que mayor será el volumen activo de detección [71].

3.2.3 Sistema de telescopio (medidas de energía depositada)

En este trabajo cada sistema de telescopio (cuatro en total) está compuesto por dos detectores semiconductores de silicio: un detector con un espesor del orden de 20 - 40 μm colocado delante (más cercano al blanco) donde los productos de reacción pierden parte de su energía y un detector de mayor espesor, del orden de 500 μm , colocado detrás (véase Fig. 3.6), donde los productos de reacción

¹En el caso del silicio hace falta 3.6 eV para producir un par electrón-hueco.

3. EXPERIMENTO E1104

pierden su energía remanente después de pasar por la parte delantera del telescopio. Además, con esta configuración los fragmentos cargados (${}^9\text{Li}$) producidos en la colisión de ${}^{11}\text{Li}$ con ${}^{208}\text{Pb}$ depositan una fracción de energía distinta a las partículas de ${}^{11}\text{Li}$ dispersadas elásticamente en cada parte del telescopio. Dicha pérdida de energía se puede cuantificar mediante la ecuación de Bethe-Bloch [71], según la cual la energía que cada partícula incidente pierde en cada detector es directamente proporcional al cuadrado de su carga e inversamente proporcional a su energía. Por tanto, si representamos en un diagrama bidimensional la energía que pierde la partícula en el detector de menor espesor frente a la energía total depositada en el sistema de telescopio podemos separar en masa y carga las distintas partículas (distintos números atómicos) que inciden en el sistema de telescopio.

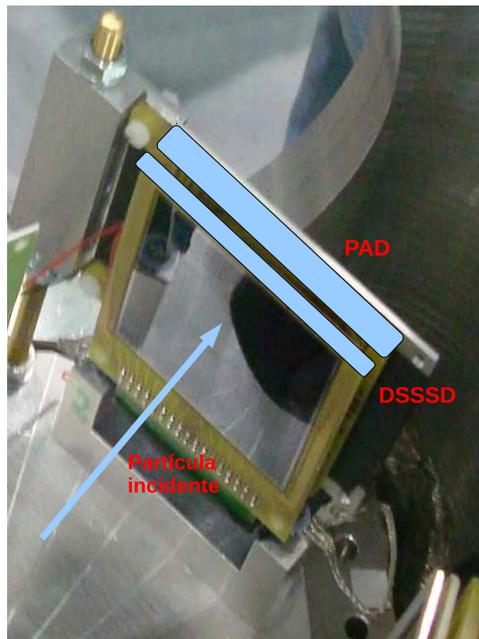


Figura 3.6: Ejemplo de un sistema de telescopio. La partícula incidente deposita parte de su energía (ΔE) en el detector DSSSD y el resto de la energía (E) en el detector PAD.

La ecuación de Bethe-Bloch viene dada por la siguiente expresión [71]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right], \quad (3.1)$$

donde:

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g};$$

r_e : radio clásico del electrón;

m_e : masa del electrón;

N_a : número de Avogadro;

I : potencial de excitación;

Z : número atómico del material;

A : masa atómica del material;

ρ : densidad del material;

z : carga de la partícula incidente;

v : velocidad de la partícula incidente;

β : $\frac{v}{c}$; donde c es la velocidad de la luz en el vacío (3×10^8 m/s);

$$\gamma: \frac{1}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}};$$

δ : corrección de densidad;

C : corrección de capas;

W_{max} es la máxima energía transferida en una colisión simple representada por

$$W_{max} \approx 2m_e c^2 (\beta\gamma)^2, \text{ si } M_{particle} \gg m_e.$$

El potencial de excitación se parametriza de la siguiente forma:

$$I/Z = \begin{cases} 12 + 7/Z \text{ (eV)} & \text{si } Z < 13 \\ 9.76 + 58.8Z^{-1.99} \text{ (eV)} & \text{si } Z \geq 13 \end{cases} \quad (3.2)$$

En nuestro caso tenemos partículas no relativistas y por tanto la ecuación de Bethe-Bloch se reduce a la fórmula siguiente:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \right]. \quad (3.3)$$

Nuestro sistema de detección estaba constituido por dos configuraciones distintas de telescopio, una para los detectores que cubrían los ángulos delanteros ($10^\circ < \theta < 60^\circ$) y otra para los dos detectores que cubrían los ángulos intermedios y traseros ($50^\circ < \theta < 140^\circ$). A continuación describiremos cada uno de los detectores y telescopios utilizados para formar el sistema de detección del experimento E1104.

3. EXPERIMENTO E1104

3.2.4 Sistema de detección del experimento E1104

En el experimento E1104 se utilizaron cuatro tipos de detectores de silicio: un detector SBD (*Surface Barrier Detector*) como monitor, dos detectores DSSSDs (*Double Sided Silicon Strip Detector*) y dos detectores PADs de silicio para formar los telescopios delanteros ($10^\circ < \theta < 60^\circ$) y dos detectores SSSSDs (*Single Sided Silicon Strip Detector*) acoplados a dos DSSSDs para formar los telescopios intermedio y trasero ($50^\circ < \theta < 140^\circ$). A continuación describimos cada uno de los detectores utilizados, cuyas características se muestran en la tabla 3.2.

- **Monitor:** Detector de barrera de superficie circular de silicio SBD (del acrónimo inglés *Surface Barrier Detector*) con un espesor de $700 \mu\text{m}$ y 300 mm^2 de área. Fue colocado en la dirección del haz (0°) a 280 mm del blanco. Su función fue obtener información de la corriente de haz con y sin blanco.



Figura 3.7: Ejemplo de detector de barrera de superficie (SBD) modelo Canberra FD-300-19-700 [72].

- **PAD:** Detector de silicio de $500\ \mu\text{m}$ de espesor y área de $50\times 50\ \text{mm}^2$. Durante el experimento se utilizaron dos detectores PAD para formar la parte trasera (medida de E) de los telescopios 1 y 2.

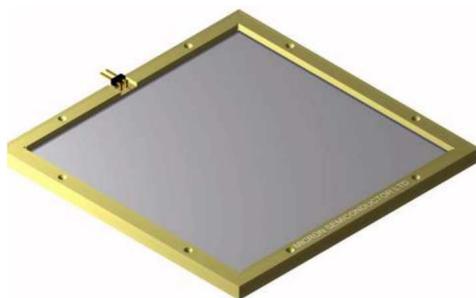


Figura 3.8: Ejemplo de detector PAD [73].

- **SSSSD (*Single Sided Silicon Strip Detector*):** Detector de silicio de $20\ \mu\text{m}$ de espesor y área de $50\times 50\ \text{mm}^2$ [74]. Está compuesto por 16 bandas de silicio de 3 mm de ancho y 50 mm de longitud separadas entre sí por 0.1 mm. Se utilizaron dos detectores SSSSDs para formar la parte delantera (medida de ΔE) de los telescopios 3 y 4.



Figura 3.9: Esquema del detector SSSSD [73].

- **DSSSD (*Double Sided Silicon Strip Detector*):** Detector de silicio estructurado en 16 bandas verticales y 16 bandas horizontales de 50 mm de longitud y 3 mm de ancho. Esta estructura permite la formación de un total de 256 *pixels* a partir de la combinación de las 16 bandas horizontales y 16 bandas verticales, como muestra la Fig. 3.11. Las bandas están separadas entre sí por 0.1 mm. Se utilizaron dos detectores DSSSDs de $40\ \mu\text{m}$ para la parte

3. EXPERIMENTO E1104

delantera (medida de ΔE) de los telescopios 1 y 2 y dos DSSSDs de $60 \mu\text{m}$ para formar la parte trasera (medida de E) de los telescopios 3 y 4.

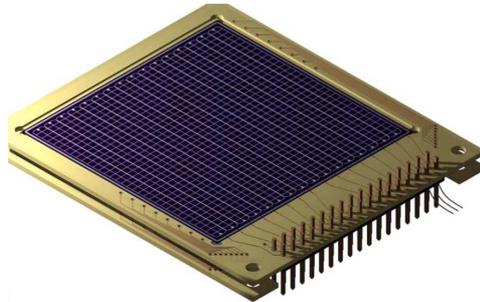


Figura 3.10: Esquema del detector DSSSD [73, 74].

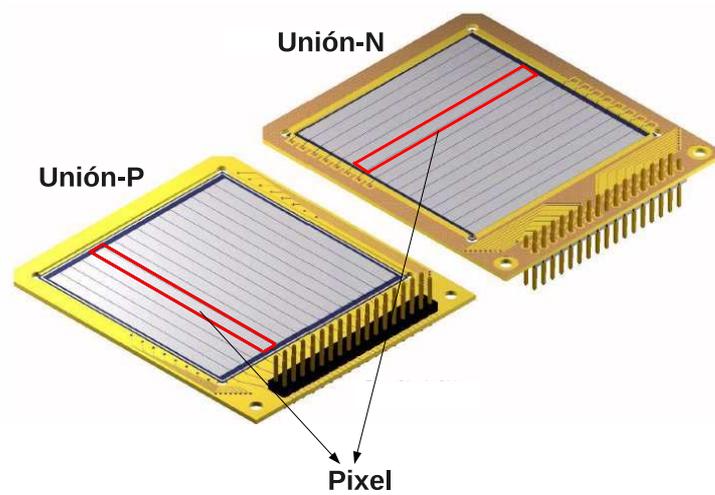


Figura 3.11: Esquema de formación de un *pixel* en el detector DSSSD [73].

3.2 Diseño del experimento E1104.

telescopio	detector	espesor (μm)	canales	ángulos de medida ($^\circ$)
1	DSSSD	40	32	10° - 40°
	PAD	500	1	10° - 40°
2	DSSSD	42	32	30° - 60°
	PAD	500	1	30° - 60°
3	SSSSD	20	16	50° - 100°
	DSSSD	60	32	50° - 100°
4	SSSSD	20	16	90° - 140°
	DSSSD	63	32	90° - 140°
Monitor	SBD	700	1	0°

Tabla 3.2: Características de los detectores utilizados.

En la tabla 3.2 resumimos las características y composición de cada uno de los 4 telescopios utilizados en el experimento E1104. En la Fig. 3.12 presentamos la distribución y geometría del sistema de detección basado en los cuatro telescopios.

En resumen, los telescopios 1 y 2 utilizados para medir los productos de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ en los ángulos delanteros ($10^\circ < \theta < 60^\circ$) están constituidos por un detector frontal DSSSD de $40 \mu\text{m}$ de espesor, donde la partícula deposita parte de su energía (ΔE), y un detector PAD de silicio de $500 \mu\text{m}$ de espesor, donde la partícula deposita el resto de la energía (E), mientras que los telescopios 3 y 4 utilizados para medir en un rango angular más trasero ($50^\circ < \theta < 140^\circ$) están constituidos por un detector frontal SSSSD de $20 \mu\text{m}$ de espesor (ΔE) y un detector DSSSD de $60 \mu\text{m}$ de espesor (E).

3.2.5 Geometría del sistema de detección del experimento E1104

Como se ha comentado, el sistema de detección está compuesto por cuatro telescopios. Cada telescopio puede ser dividido en 256 pixeles , donde cada *pixel* determina un ángulo de dispersión. Así pues, es importante determinar el ángulo de cada *pixel* ya que, de esta forma, determinamos el ángulo con el que las partículas provenientes de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ llegan al detector.

En la Fig. 3.12, definimos el sistema de coordenadas cartesianas en las 3 dimensiones, cuyo origen colocamos en el centro del blanco. Este sistema de coordenadas será el denominado sistema de referencia de laboratorio. Una vez

3. EXPERIMENTO E1104

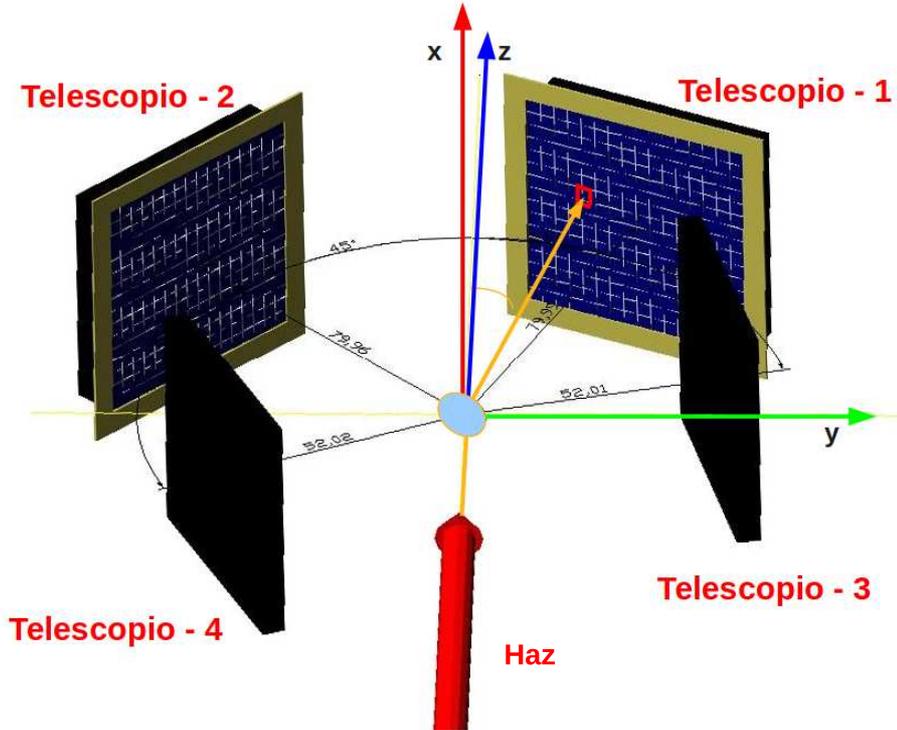


Figura 3.12: Esquema de la geometría del experimento E1104. El ángulo formado por el vector de cada *pixel* y el eje z corresponde al ángulo de dispersión en el sistema laboratorio (θ_{lab}).

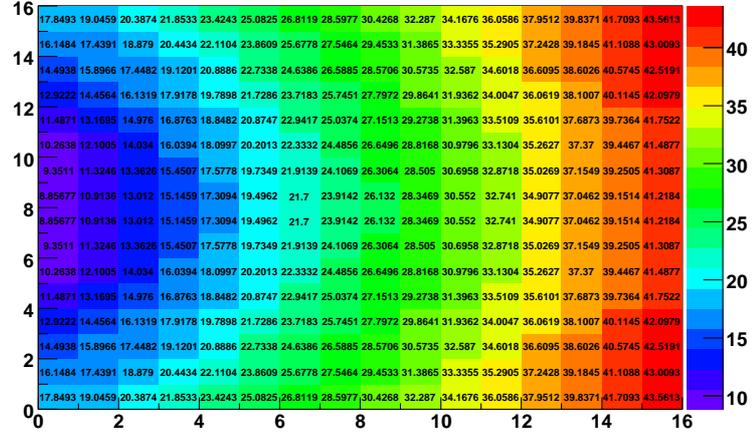
determinado el origen del sistema de referencia podemos conocer el ángulo que subtiende cada *pixel* del sistema de detección. En la Fig. 3.13, mostramos, en forma de mapa de intensidad (*hitmap*), un ejemplo de los ángulos que subtienden cada *pixel* del detector 1 y 2.

Podemos relacionar el ángulo en el sistema de referencia de laboratorio (θ_{lab}) con el ángulo en el sistema de referencia de centro de masas (θ_{CM}) mediante la expresión [37]:

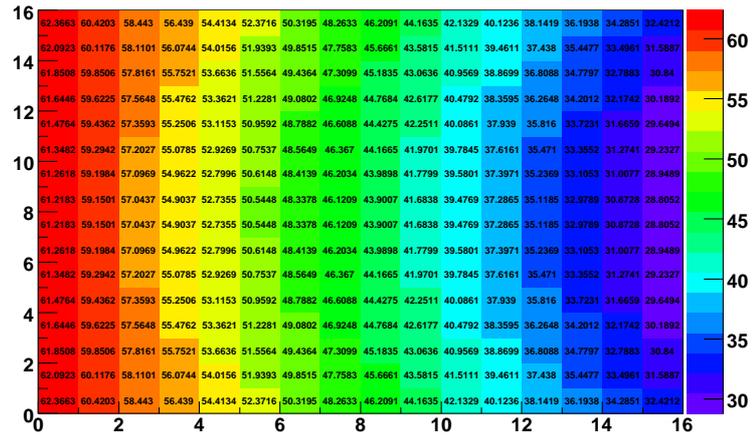
$$\cos(\theta_{CM}) = -x \sin^2(\theta_{lab}) \pm \sqrt{\cos^2(\theta_{lab})(1 - x^2 \sin^2(\theta_{lab}))}, \quad (3.4)$$

donde, siguiendo la notación de la sección 2.1, $x = m_a/m_A$, siendo m_a la masa del núcleo incidente y m_A la masa del núcleo blanco. Para el caso en que $\theta_{lab} > 90^\circ$ se utiliza el signo “+” en la ecuación (3.4) y el signo “-” cuando $\theta_{lab} < 90^\circ$.

3.2 Diseño del experimento E1104.



(a)



(b)

Figura 3.13: Representación de los ángulos que corresponden a cada *pixel* de los telescopios 1 (a) y 2 (b).

Una vez conocido el ángulo de cada *pixel* en ambos sistemas de referencia y la energía incidente, la energía de cada partícula dispersada elásticamente se puede calcular mediante la relación siguiente [37],

$$E_a = E_{CMRel}(1 + g^2 + 2g\cos(\theta_{CM})), \quad (3.5)$$

siendo A_a y A_A el número másico del haz y del blanco, respectivamente, donde g

3. EXPERIMENTO E1104

se define como,

$$g = \frac{A_a}{A_A} \sqrt{E_{CM}/E_{CMRel}}, \quad (3.6)$$

y E_{CMRel} es la energía incidente relativa en el sistema de referencia Centro de Masas (C.M.), dada por la expresión,

$$E_{CMRel} = E_{CMf} A_A / (A_A + A_a), \quad (3.7)$$

donde $E_{CMf} = E_{CM} + Q_{value}$, siendo en este caso E_{CM} la energía incidente en el sistema de referencia centro de masas y Q_{value} el valor Q de la reacción. Para el caso de procesos elásticos $Q_{value}=0$, mientras que para procesos de transferencia $Q_{value}=-0.369$ MeV, que en nuestro caso es la energía de separación de los dos neutrones de valencia del núcleo ^{11}Li [17].

3.2.6 Electrónica utilizada durante el experimento E1104

A continuación, describiremos la cadena electrónica utilizada en el experimento E1104 y cómo convertimos la señal analógica de carga generada por el detector, al paso de una partícula cargada, en una señal digital que será analizada con el uso de un ordenador, el cual dará información sobre la energía de la partícula cargada detectada.

El primer módulo de la cadena es el preamplificador, el cual convierte la señal de carga, debida a la producción de pares electrón-hueco (e-h) en el silicio (subsección 3.2.2), ante el paso de una partícula cargada, en un pulso de voltaje. Los cuatro detectores DSSSDs (16×16 bandas de silicio, 32 bandas cada detector) se conectaron a 2 módulos preamplificadores Mesytec MPR-64 [75] haciendo un total de 128 canales electrónicos, los dos SSSSDs (16 bandas de silicio cada uno) de los telescopios 3 y 4 se conectaron a un módulo Mesytec MPR-32 [75] de 32 canales electrónicos y, por último, el monitor a un módulo preamplificador de un canal MPR-1 [75]. Los dos detectores PADs de los telescopios 1 y 2 fueron conectados a un módulo MSI-8, el cual consiste en 8 canales de preamplificador y amplificador, de los cuales 2 han sido utilizados. Se utilizaron también un total de 11 amplificadores STM-16+ [75], 8 para los detectores DSSSDs (128 canales), dos para los SSSSDs (32 canales) y uno para el monitor (1 canal). Por tanto, tenemos un total de 163 cadenas electrónicas independientes.

El pulso de voltaje generado por el preamplificador es amplificado y convertido en un pulso gaussiano mediante el amplificador, siempre que su amplitud supere el umbral de discriminación entre ruido y señal. Al mismo tiempo que se genera dicho pulso gaussiano en el amplificador, se genera también una señal de disparo (*trigger*) que es enviada a la electrónica lógica y que, combinada a través de operaciones tipo *AND/OR* con las señales de disparo de los distintos amplificadores, serán las responsables de generar una señal de puerta lógica (*gate*) en la electrónica digital (véase Fig. 3.15, subsección 3.2.7).

3. EXPERIMENTO E1104



Figura 3.14: Electrónica utilizada durante el experimento E1104, de izquierda a derecha. Módulo pre-amplificador MPR-64. Módulo amplificador STM-16+. Módulo preamplificador-amplificador MSI-8. Módulo ADC Caen V785. Módulo lógico FLU (*Folding Logic Unit*) Caen N405.

Para convertir la señal analógica de energía proveniente de los amplificadores en una señal digital, se utilizaron 6 módulos ADC (acrónimo del inglés *Analog to Digital Converter*) Caen V785 de 32 canales cada uno [76]. Se conectaron 4 módulos para los cuatro DSSSDs, uno para los dos SSSSDs y otro para los PADs y el monitor de forma independiente. También, utilizamos un *pulser* conectado a todas las cadenas electrónicas, para determinar la eficiencia de cada una de las 163 cadenas. En la Fig. 3.14, presentamos los módulos electrónicos principales utilizados para realizar el experimento E1104.

El esquema 3.15 muestra en detalle las conexiones de los detectores a los módulos de electrónica analógica, así como la lógica empleada para generar un evento válido. Dicha lógica está descrita a continuación, subsección 3.2.7.

3.2.7 Lógica de validación de eventos.

Para comenzar la adquisición de datos es necesario una señal digital de energía en los ADCs conectados al sistema de detección y a la electrónica analógica y digital. Para ello, a partir de una señal de energía aceptada como válida por la electrónica analógica y procesada por la electrónica lógica, se crea una puerta

3.2 Diseño del experimento E1104.

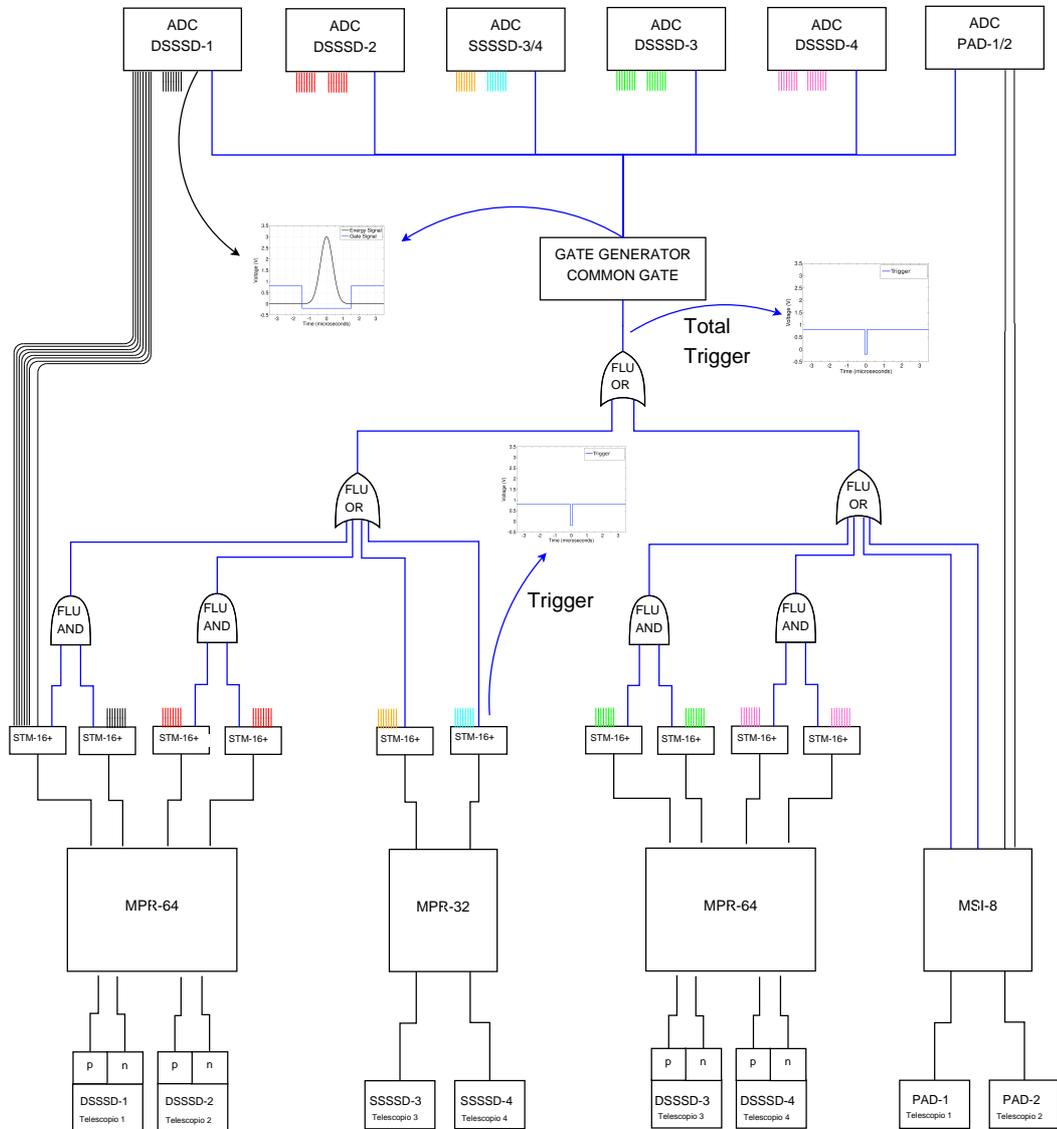


Figura 3.15: Diagrama del sistema de adquisición de datos. Las uniones en azul representan la electrónica lógica del sistema de adquisición, mientras que las uniones en diferentes colores representan la electrónica analógica.

(conocida como *gate*), que será común para todos los ADCs. Dicha puerta es una ventana de tiempo que define el tiempo de integración de una señal de energía correspondiente a un evento considerado como válido (véase Fig. 3.16).

De forma general, un evento es considerado válido por la electrónica analógica cuando existe una señal de energía con amplitud superior al valor de umbral

3. EXPERIMENTO E1104

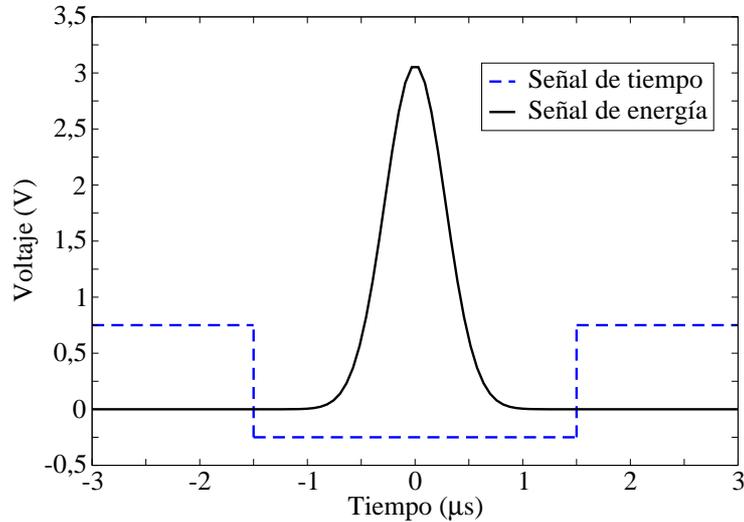


Figura 3.16: Generación de la ventana de tiempo de integración de una señal de energía. La línea continua negra representa la señal de energía (voltaje) que llega al ADC y la línea discontinua azul la ventana de tiempo generada.

(*threshold*) de cualquiera de los amplificadores (STM+16 ó MSI-8), en cualquiera de las 163 cadenas electrónicas. A continuación, se genera una señal de disparo (*trigger*), la cual es enviada al módulo *Folding Logic Unit* (FLU), véase Fig. 3.15.

Cabe recordar que consideramos a los detectores DSSSD, SSSSD y PAD de manera independiente. Así pues, para un PAD una señal válida se genera cuando tenemos señal de energía superior al valor umbral definido sobre el amplificador al cual el PAD está conectado (MSI-8). Para un SSSSD una señal válida se da cuando tenemos una señal de energía en cualquiera de las 16 bandas de silicio superior al valor umbral definido sobre el amplificador (STM+16), al cual el detector está conectado.

No obstante, en cada detector DSSSD (16×16 canales) se exige, a través de la electrónica lógica (FLU), que si existe un evento en la banda horizontal debe existir coincidencia de este evento con la banda vertical (Fig. 3.11). Es decir, cada detector DSSSD, para tener un evento válido, debe presentar un pulso de energía superior al umbral de sus respectivos amplificadores de la banda P y de la banda N, que al final definen el paso de una partícula cargada por uno de los *pixeles* de dicho detector. Dicha coincidencia, definida por una operación lógica tipo *AND* entre las señales de disparo del lado P y el lado N de un mismo detector (tipo DSSSD), es también

utilizada para definir la ventana de tiempo de integración (*gate*) de las señales de energía dadas como válidas, véase Fig. 3.16.

3.2.8 Adquisición de datos.

Dentro de los muchos programas existentes para la toma de datos se eligió el programa MIDAS (*Multi Instance Data Acquisition System*) [77]. Mediante MIDAS podemos comunicar el sistema de adquisición con un ordenador, lo que nos permite monitorizar el experimento. Además este programa nos da la opción de ver algunos espectros durante el experimento (*on-line*) y de realizar un análisis preliminar de los datos mediante el subprograma *SortSas*.

Para evitar la pérdida de datos debida al mal funcionamiento del ordenador de adquisición, los datos fueron almacenados tanto en el disco duro del ordenador de adquisición, como en un disco duro de un ordenador externo a la adquisición.

El programa de adquisición MIDAS guarda los datos en una estructura de *buffer* y, por tanto, es necesario convertirlos a un formato más apropiado para su posterior análisis. En nuestro caso, se convirtieron todos los datos a formato *ROOT*, el cual es un programa basado en *C++* y desarrollado en CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) para el análisis de datos experimentales [78].

3.3 Calibración

Para obtener una buena información de los espectros de energía a partir de los datos experimentales tenemos que calibrar el sistema de detección. Para ello se realizó una calibración por *pixel* teniendo en cuenta la energía perdida por las partículas α en los distintos materiales de cada detector.

La fuente triple α está compuesta por tres núcleos (^{239}Pu - ^{241}Am - ^{244}Cm) emisores de partículas α de energía en torno a 5 MeV. En la tabla 3.3 se presenta la energía (E) y la tasa de emisión (I) de cada núcleo. La energía media de emisión de la fuente fue calculada a partir de la expresión:

$$E_{fuente} = \frac{1}{\sum I_{\alpha}} \sum_{i=1, \dots, n} E_{\alpha_i} \cdot I_{\alpha_i}. \quad (3.8)$$

3. EXPERIMENTO E1104

fuelle- α	E (keV)	I (%)
^{239}Pu	5156.59	73.3
	5144.3	15.1
	5105.5	11.5
^{241}Am	5485.6	85.2
	5442.90	12.8
	5388	1.4
^{244}Cm	5804.82	76.4
	5762.70	23.6
	5664	0.02

Tabla 3.3: Energía de las partículas α emitidas por la fuente triple α .

En la tabla 3.4 se muestran las energías medias de las distintas fuentes α utilizadas para calibrar todos los elementos del sistema de detección.

fuelle- α	E (keV)
^{239}Pu	5143.7
^{241}Am	5445.85
^{244}Cm	5796.13
^{148}Gd	3182.787

Tabla 3.4: Energía media de las distintas fuentes radiactivas de partículas α .

En la tabla 3.5 se presentan los materiales que componen las distintas capas de nuestro sistema de detección con sus respectivos espesores (ϕ), donde $P+$ representa la región P del detector de semiconductor compuesta por átomos de boro (B) aceptores, mientras que $N+$ representa la región N compuesta por átomos de fósforo (P) donadores (véase subsección 3.2.2). Los distintos materiales que componen los detectores de silicio se encuentran esquematizado en la Fig. 3.17.

En las tablas 3.6 - 3.9 mostramos las pérdidas de energía de las partículas α en las distintas partes de cada detector, calculadas con el programa de simulación SRIM [79].

3.3 Calibración

detector	ϕ_{Al} (μm)	ϕ_{P+} (B) (μm)	ϕ_{Si} (μm)	ϕ_{N+} (P) (μm)	ϕ_{Al} (μm)
DSSSD (Tel. 1 y 2)	0.2	0.05	45	0.5	0.2
PAD (Tel. 1 y 2)	0.3	0.5	500	0.5	0.3
SSSSD (Tel. 3 y 4)	0.3	0.05	20	0.5	0.3
DSSSD (Tel. 3 y 4)	0.3	0.1	65	0.5	0.3

Tabla 3.5: Espesores de los distintos materiales que componen los detectores de silicio: aluminio (Al), fósforo (P), silicio (Si) y boro (B).

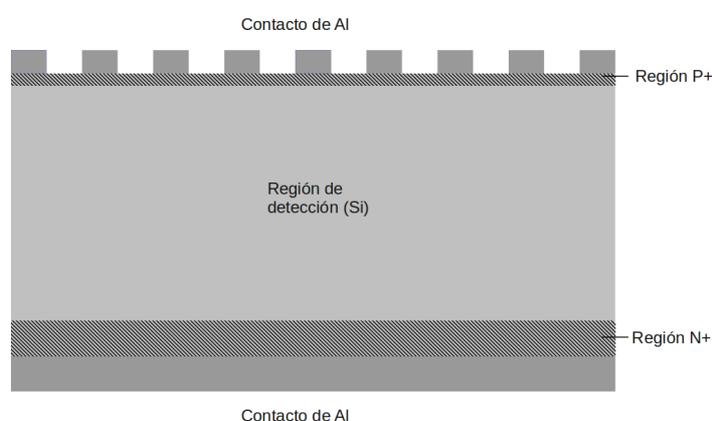


Figura 3.17: Esquema de los distintos materiales que componen un detector de silicio.

fuelle- α	E (keV)	$E-\Delta E_{Al}$ (keV)	$E-\Delta E_{P+}$ (keV)	$E-\Delta E_{N+}$ (keV)	$E-\Delta E_{Al}$ (keV)
^{239}Pu	5143.7	5111.64	5102.72	5058.69	5111.64
^{241}Am	5445.85	5414.91	5406.37	5363.71	5414.91
^{244}Cm	5796.13	5767.35	5759.205	5718.02	5767.35
^{148}Gd	3182.787	3140.527	3127.947	3070.977	3140.527

Tabla 3.6: Pérdida de energía de las partículas α en las distintas partes de los detectores DSSSDs de los telescopios 1 y 2: aluminio (Al), fósforo (P), silicio (Si) y boro (B).

La pérdida de energía de las partículas α en las capas muertas (de aluminio) de cada detector varía entre 0.24 % (la máxima energía, $^{244}\text{Cm}=5796.13$ keV, y espesor mínimo de $0.1 \mu\text{m}$) y 4.5 % (la menor energía, $^{148}\text{Gd}=3182$ keV, y el máximo espesor, $0.7 \mu\text{m}$).

En la Fig. 3.18 se muestra un ejemplo de espectro de la fuente 3- α y de ^{148}Gd del *pixel* (8, 8) del detector DSSSD frontal del telescopio 1.

3. EXPERIMENTO E1104

fuelle- α	E (keV)	$E-\Delta E_{Al}$ (keV)	$E-\Delta E_{P+}$ (keV)	$E-\Delta E_{N+}$ (keV)	$E-\Delta E_{Al}$ (keV)
^{239}Pu	5143.7	5095.61	5006.21	5043.06	5095.61
^{241}Am	5445.85	5399.44	5313.84	5346.69	5399.44
^{244}Cm	5796.13	5751.46	5669.81	5702.05	5751.46
^{148}Gd	3182.787	3119.397	2992.997	3049.597	3119.397

Tabla 3.7: Pérdida de energía de las partículas α en las distintas partes de los detectores PADs de los telescopios 1 y 2: aluminio (Al), fósforo (P), silicio (Si) y boro (B).

fuelle- α	E (keV)	$E-\Delta E_{Al}$ (keV)	$E-\Delta E_{P+}$ (keV)	$E-\Delta E_{N+}$ (keV)	$E-\Delta E_{Al}$ (keV)
^{239}Pu	5143.7	5095.61	5086.67	5043.06	5095.61
^{241}Am	5445.85	5399.44	5390.88	5346.69	5399.44
^{244}Cm	5796.13	5751.46	5743.295	5702.05	5751.46
^{148}Gd	3182.787	3119.397	3106.757	3049.597	3119.397

Tabla 3.8: Pérdida de energía en las distintas partes de los detectores SSSSDs de los telescopios 3 y 4: aluminio (Al), fósforo (P), silicio (Si) y boro (B).

fuelle- α	E (keV)	$E-\Delta E_{Al}$ (keV)	$E-\Delta E_{P+}$ (keV)	$E-\Delta E_{N+}$ (keV)	$E-\Delta E_{Al}$ (keV)
^{239}Pu	5143.7	5095.61	5077.73	5043.06	5095.61
^{241}Am	5445.85	5399.44	5382.32	5346.69	5399.44
^{244}Cm	5796.13	5751.46	5735.13	5702.05	5751.46
^{148}Gd	3182.787	3119.397	3094.117	3049.597	3119.397

Tabla 3.9: Pérdida de energía de las partículas α en las distintas partes de los detectores DSSSDs de los telescopios 3 y 4: aluminio (Al), fósforo (P), silicio (Si) y boro (B).

Finalmente, una vez que se conoce la energía que deposita la partícula α en el detector y el canal medio correspondiente en el espectro de energía, se pueden relacionar canal con energía mediante una recta de calibración de la forma:

$$\text{Energía} = m \cdot \text{Canal} + b \quad (3.9)$$

En la Fig. 3.19 se muestra un ejemplo de recta de calibración para el *pixel* (8, 8) del detector DSSSD frontal del telescopio 1.

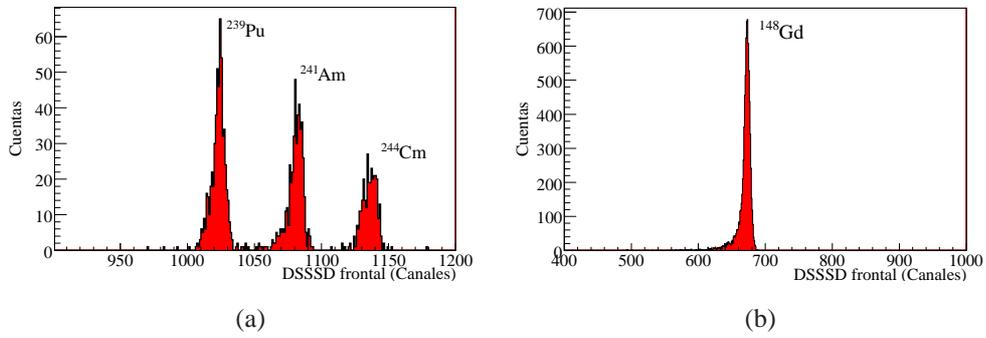


Figura 3.18: Espectro de la fuente 3- α (a) y ^{148}Gd (b) del *pixel* (8, 8) del detector DSSSD frontal del telescopio 1.

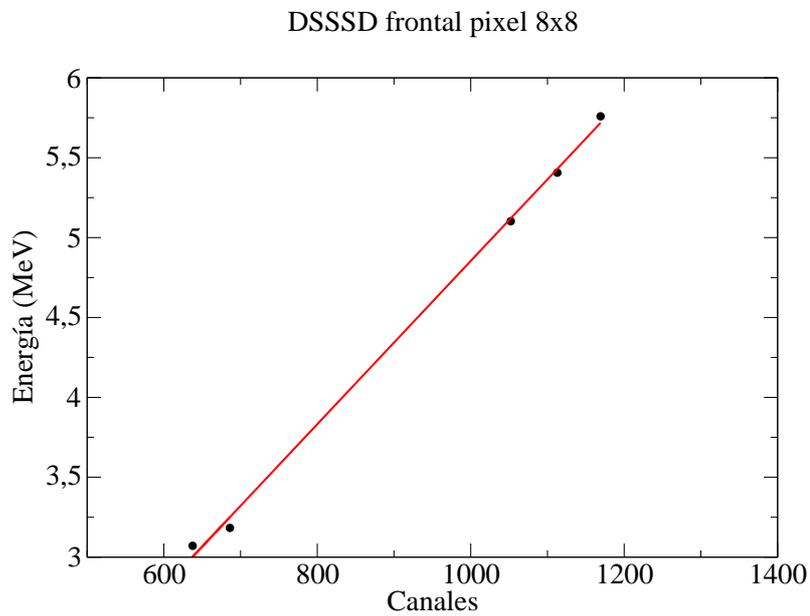


Figura 3.19: Recta de calibración para el detector DSSSD frontal del telescopio 1, *pixel* (8, 8).

3.4 Tratamiento de datos.

Una vez que los datos son convertidos a formato *ROOT* y realizamos la calibración de energía por canal de nuestros espectros, tenemos información de la energía y del número de todas las partículas que atravesaron cada uno de los elementos de detección (Monitor, PADs, DSSSDs y SSSSDs). Ahora, pasamos a construir los espectros bidimensionales de la pérdida de energía en los detectores delanteros (20 y 40 μ m) de cada telescopio como función de la energía total depositada a lo largo de todo el telescopio. Dicha construcción se realiza considerando la geometría de *pixeles* definida en el apartado 3.2.5 y respetando las coincidencias entre las bandas P y N de cada DSSSD y PAD de los telescopios 1 y 2, y las coincidencias entre las tiras de los SSSSDs con un *pixel* de los DSSSDs que componen los telescopios 3 y 4 (subsección 3.2.4).

Sumado a este trabajo para la construcción de los espectros bidimensionales, también realizamos un trabajo de filtrado de los datos en el que, además de las condiciones de coincidencias de señales, consideramos el ruido electrónico que se produce durante la adquisición. Así, además del umbral establecido en los módulos amplificadores (STM+16) para evitar el ruido electrónico, durante la adquisición eliminamos los eventos que tengan un valor de canal menor a un valor mínimo (Ch=250) y mayor que un valor máximo (Ch=4000), en una escala de 0 a 4096. Cada valor de umbral de canales se establece independientemente para cada banda ya que, como se comentó en la subsección 3.2.6, cada banda lleva asociada una cadena electrónica diferente.

También, es conveniente eliminar de nuestro análisis eventos que llegan al mismo tiempo a bandas vecinas ya que puede ocurrir que la señal de carga de un evento se divida entre ambas bandas, falseando así la lectura del detector.

Por último, y una vez que la respuesta de los detectores DSSSDs está calibrada en energía (para más detalle véase la sección 3.3), la diferencia de energía que deposita una partícula en la banda horizontal y vertical debe de ser mínima, para lo cual se establece un valor que depende de cada detector ($|\Delta E_{P-N}(tel1)|=|\Delta E_{P-N}(tel2)| < 70$ keV y $|\Delta E_{P-N}(tel3)|=|\Delta E_{P-N}(tel4)| < 270$ keV).

3.5 Constante de normalización entre los diferentes telescopios.

Después de calibrar los espectros de energía (secc. 3.3), realizar el filtrado de los datos (secc. 3.4) y definir el número de cuentas para cada *pixel*, debemos normalizar la respuesta de todos los *pixeles* de los cuatro telescopios en función de las posibles variaciones de la eficiencia de los distintos elementos de detección y de las distintas cadenas electrónicas. Como vimos en la tabla 3.2, existen ángulos en los que los telescopios solapan y, por tanto, en dichos ángulos la magnitud física que midamos debe ser la misma. Así podemos corregir cualquier variación de eficiencia de cada cadena, tanto electrónica como de detección.

Para el sistema ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ a la energía más baja (2.67 MeV/u), esperamos obtener dispersión Rutherford para los cuatro sistemas de telescopios (Fig. 3.20), es decir,

$$N(\theta) = A \cdot \frac{1}{\text{sen}^4(\theta_{CM}/2)}, \quad (3.10)$$

donde A es una constante. Con esta información y, comparando con la tendencia de la curva de Rutherford, dada por la ecuación (3.10), esperamos encontrar una constante de normalización obtenida a partir de los ángulos de solapamiento entre los distintos telescopios que componen el sistema de detección. En la Fig. 3.20, vemos cómo los telescopios 1 y 2 presentan consistencia con Rutherford y entre sí, mientras que los telescopios 3 y 4 necesitan una constante de normalización con respecto a los telescopios 1 y 2. A partir de la Fig. 3.20 establecemos los ángulos de solapamiento de los telescopio 2 y 3 y obtenemos una constante ($N=1.883$), de forma que el número de cuentas en los ángulos de solapamiento sea el mismo (así normalizamos la eficiencia de nuestro sistema de detección).

Una vez determinada la constante de solapamiento la aplicamos para el resto de energías. En la Fig. 3.21 se representa el número de cuentas de la dispersión elástica de la reacción ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ en función del ángulo de dispersión a distintas energías, observándose el resultado obtenido con la constante de normalización $N=1.883$. Para la energía más elevada (3.67 MeV/u), podemos observar una desviación con respecto a Rutherford a partir de un cierto ángulo debida a la pérdida de flujo del canal elástico en favor de otros canales de reacción (transferencia, ruptura, etc).

3. EXPERIMENTO E1104

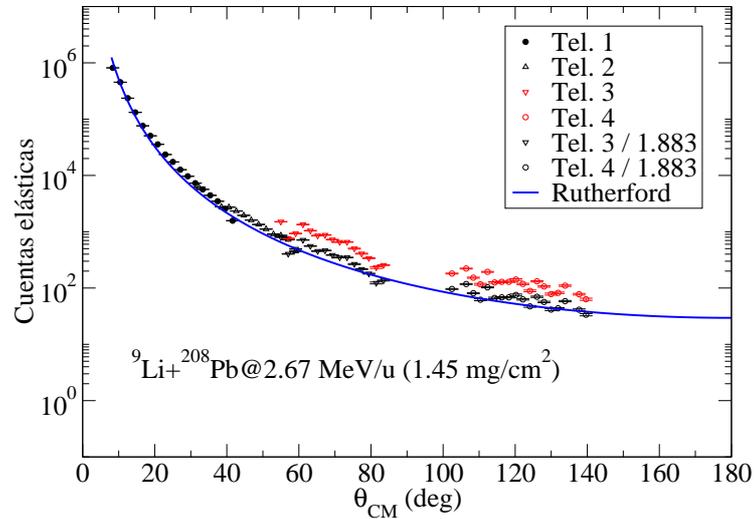


Figura 3.20: Número de cuentas del canal elástico frente al ángulo de dispersión en el sistema de referencia centro de masas para la reacción ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ a 2.67 MeV/u. Los telescopios 1 y 2 solapan bien, pero para que los telescopios 2 y 3 solapen necesitamos dividir el número de cuentas del detector 3 por una constante (1.883). El detector 4 sigue la misma tendencia que el detector 3; por tanto, dividimos las cuentas por la misma constante. Finalmente, vemos que los datos siguen la tendencia de la curva de Rutherford (línea continua azul), que es proporcional a $1/\sin^4(\theta_{CM}/2)$ (ecuación (3.10)).

Finalmente, obtenida una constante de normalización independiente de la energía, aplicamos esta misma constante al caso del sistema ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$. En la Fig. 3.22, representamos la suma del número de cuentas del proceso elástico y de ruptura, dividiendo dicha suma por el factor 1.883 para los detectores 3 y 4. Además, verificamos que la suma del proceso elástico y de ruptura es, aparentemente, consistente con la tendencia de la fórmula de Rutherford, dada por la ecuación (3.10).

La necesidad de utilizar dicha constante de normalización se puede explicar en parte por la diferencia de espesores de silicio en los distintos detectores y a fluctuaciones en los valores de dichos espesores, los cuales son más pronunciados cuanto menor es el espesor.

3.5 Constante de normalización entre los diferentes telescopios.

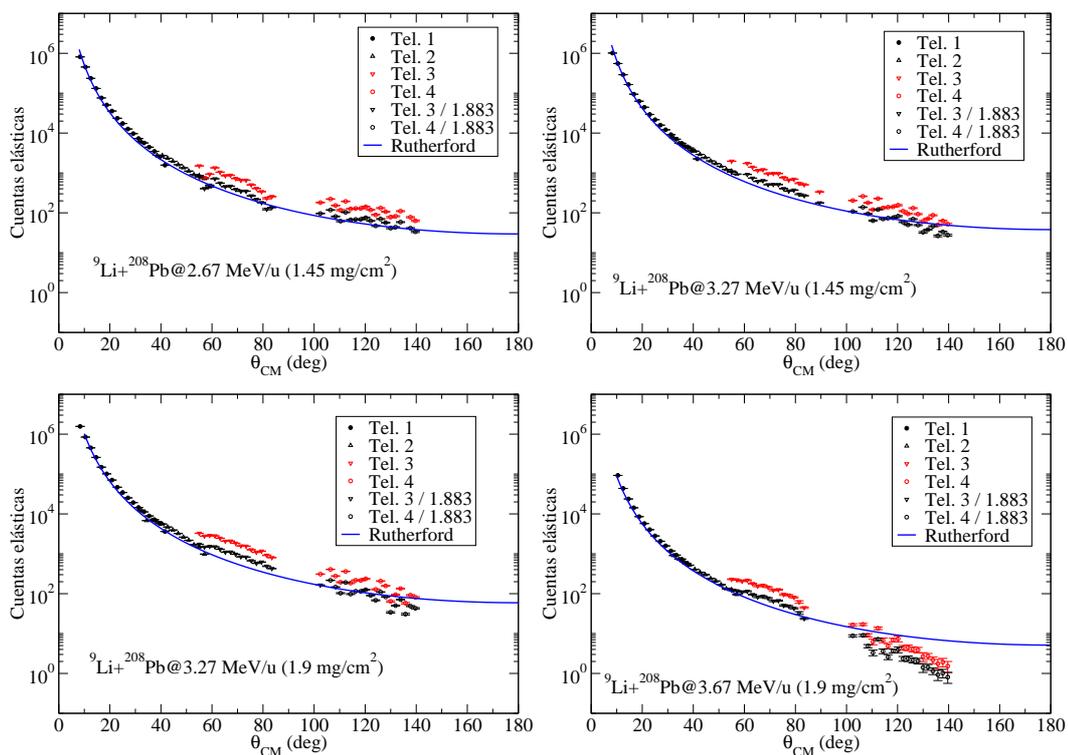


Figura 3.21: Número de cuentas del canal elástico frente al ángulo de dispersión en el sistema de referencia centro de masas para la reacción ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ para las distintas energías y blancos, donde hemos aplicado la constante de solapamiento a los telescopios 3 y 4. Vemos que dicha constante es independiente de la energía.

3. EXPERIMENTO E1104

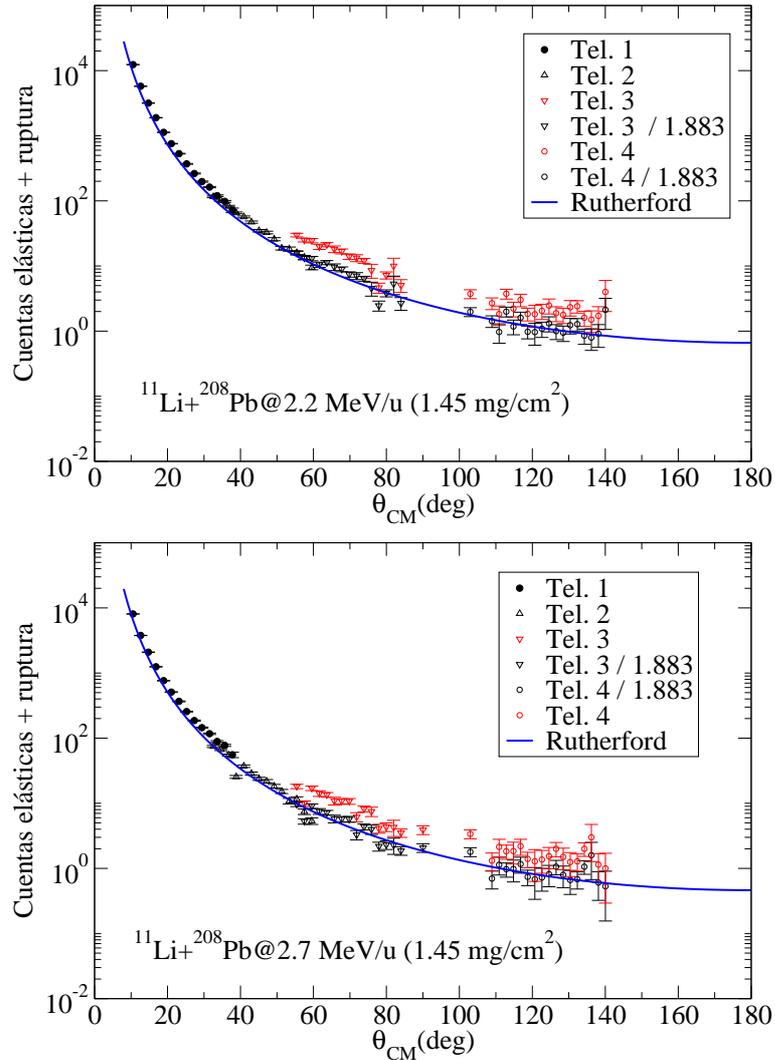


Figura 3.22: Suma del número de cuentas del proceso elástico y de ruptura del núcleo ^{11}Li frente al ángulo de dispersión en el sistema de referencia centro de masas para las distintas energías del haz de ^{11}Li . Hemos aplicado la misma constante de solapamiento, $N=1.883$, a los detectores 3 y 4.

3.6 Resultados experimentales.

Una vez que se ha calibrado el sistema de detección (sección 3.3), se han aplicado los filtros correspondientes (sección 3.4), se ha verificado la eficiencia de cada telescopio y se ha obtenido una constante de normalización para los cuatro telescopios (sección 3.5), se mostrarán ahora los resultados experimentales obtenidos mediante los diagramas bidimensionales de pérdida de energía en función de la energía total de los productos de la reacción $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$. A partir de estos diagramas bidimensionales separaremos el proceso de dispersión elástica del núcleo ^{11}Li de su ruptura, obtendremos la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li en función del ángulo de dispersión y la distribución en energía de los fragmentos de ruptura (^9Li).

3.6.1 Diagramas bidimensionales ΔE vs E_T .

En este apartado mostraremos los diagramas bidimensionales, en los cuales representamos la energía depositada en la parte delantera del telescopio (ΔE) frente a la energía total depositada en el telescopio ($E_T = \Delta E + E$). Hacemos esto para los cuatro telescopios que componen el sistema de detección.

Telescopio 1

En la Fig. 3.23 representamos las cuentas totales (integrando el número de cuentas referentes a todos los píxeles/ángulos) del telescopio 1 en un diagrama ΔE vs E_T para las distintas energías (24.3 y 29.8 MeV). No está de más recordar que el telescopio 1 está compuesto por un detector DSSSD de $40 \mu\text{m}$ y un detector PAD de $500 \mu\text{m}$.

Los cortes (área de integración del número de cuentas) han sido definidos sobre la integral de todos los *pixeles* de manera que, al aplicarlos a cada *pixel* del telescopio de manera independiente, mantenemos el número de canales de integración constante para todos los *pixeles* de dicho telescopio a una misma energía. Además, intentamos integrar el máximo de cuentas referentes a eventos válidos de ambos procesos (dispersión elástica y ruptura de ^{11}Li), de manera equivalente para todos los *pixeles* definidos por el telescopio. Hemos verificado

3. EXPERIMENTO E1104

que la variación de las distintas áreas de integración (cortes) hacia regiones de máxima variación de energía, o sea, mayores áreas que las representadas, produce una diferencia inferior al 1 % en los resultados experimentales. Tomaremos este valor como un posible error sistemático residual en nuestros análisis, con el objetivo de cuantificar las incertidumbres de la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li .

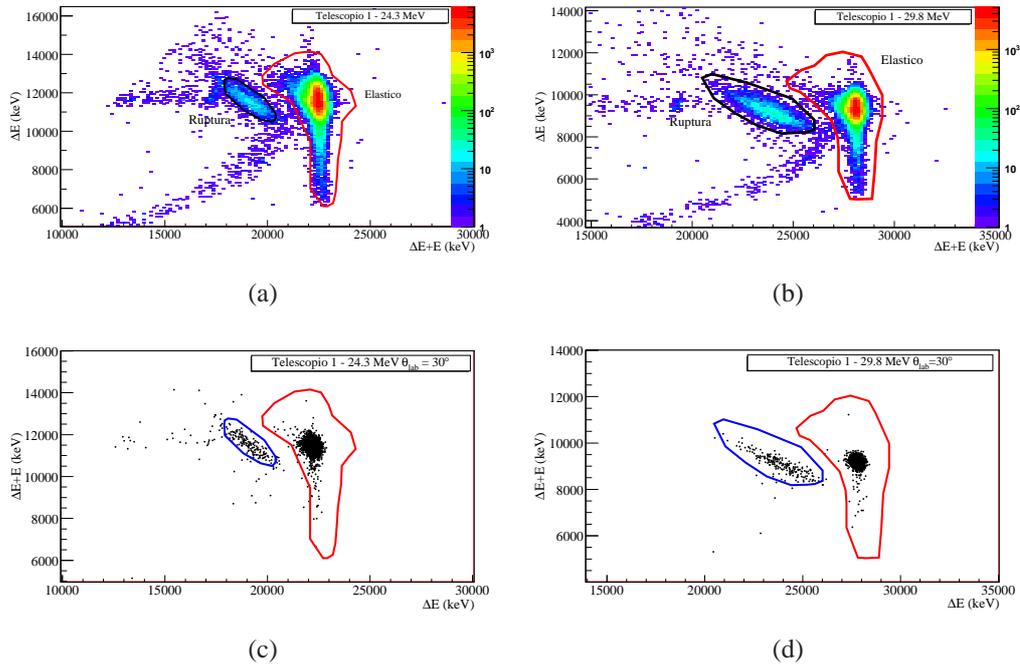


Figura 3.23: Las gráficas (a) y (b) muestran los diagramas bidimensionales (ΔE vs E_T) del telescopio 1 para la suma total del número de cuentas para todos los ángulos definidos por este telescopio a las energías de 24.3 y 29.8 MeV, respectivamente. Representamos también los cortes realizados para los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li y dispersión elástica. Una vez establecidos dichos cortes, los hemos aplicado a todos los *pixeles* definidos por el detector de manera independiente. Las gráficas (c) y (d) muestran los diagramas bidimensionales (ΔE vs E_T) del telescopio 1 a las energías de 24.3 MeV y 29.8 MeV para $\theta_{lab} = 30^\circ$, respectivamente. Representamos la suma de todos los *pixeles* correspondientes al ángulo de 30° y aplicamos el área de integración definido en (a) y (b).

Telescopio 2

Siguiendo el mismo procedimiento realizado con el telescopio 1, representamos las cuentas totales del telescopio 2 en un diagrama bidimensional (ΔE vs E_T) para las distintas energías (24.3 y 29.8 MeV). Dicho telescopio se compone de un detector DSSSD de $40 \mu\text{m}$ y un detector PAD de $500 \mu\text{m}$.

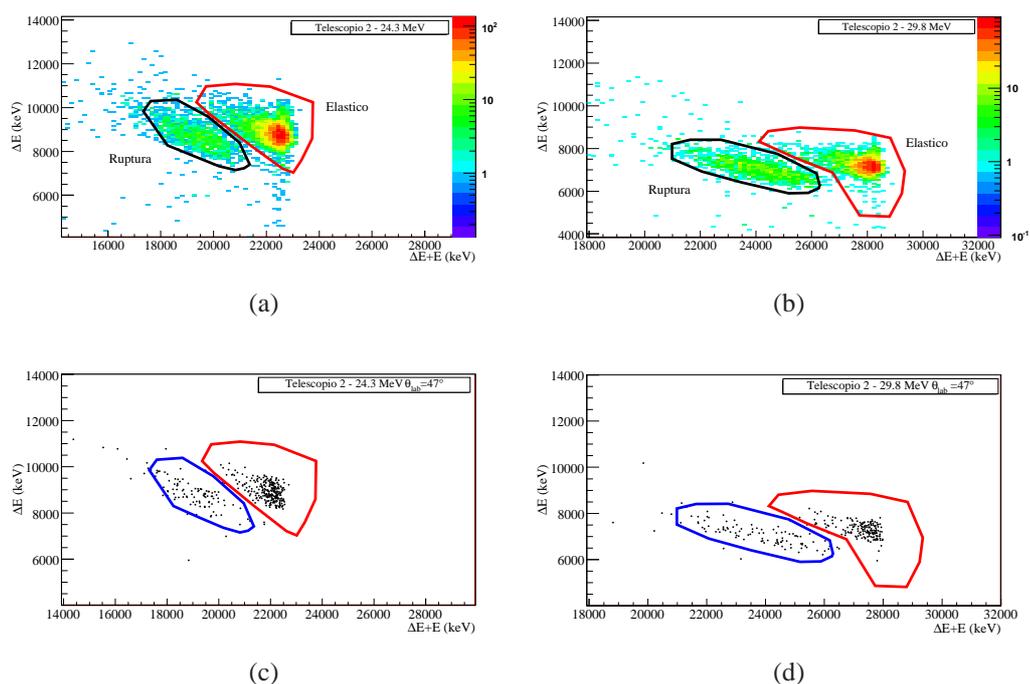


Figura 3.24: Las gráficas (a) y (b) muestran los diagramas bidimensionales (ΔE vs E_T) del telescopio 2 para la suma total del número de cuentas para todos los ángulos definidos por este telescopio a las energías de 24.3 y 29.8 MeV, respectivamente. También representamos los cortes realizados para los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li y dispersión elástica. Una vez establecidos dichos cortes, los hemos aplicado a todos los *pixeles* definidos por el telescopio. Las gráficas (c) y (d) muestran los diagramas bidimensionales (ΔE vs E_T) del telescopio 2 a las energías de 24.3 y 29.8 MeV para $\theta_{lab} = 47^\circ$, respectivamente. Representamos la suma de todos los *pixeles* correspondientes al ángulo de 47° y aplicamos el área de integración definido en (a) y (b).

Al igual que para el telescopio 1, los cortes han sido realizados de manera que mantenemos el número de canales de integración constante y garantizamos

3. EXPERIMENTO E1104

integrar todas las cuentas referentes a cada proceso de reacción (dispersión elástica y ruptura del núcleo ^{11}Li) para todos los *pixeles*, de manera independiente, a una misma energía.

Telescopio 3

En la figura 3.25 representamos las cuentas totales del telescopio 3 en un diagrama bidimensional para las distintas energías (24.3 y 29.8 MeV). A diferencia de los telescopios 1 y 2, el telescopio 3 se compone de un detector SSSSD de 20 μm y un detector DSSSD de 60 μm .

Tanto a 24.3 MeV como a 29.8 MeV, observamos que la separación de los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li y dispersión elástica no es tan evidente en este tipo de espectros bidimensionales con la representación del número total de cuentas (integrando todos los strips/ángulos) del telescopio. Por este motivo, para el telescopio 3 hemos utilizado otro método para definir las áreas de integración. Decidimos agrupar los *pixeles* por ángulo, considerando así bins de 3° . De esta forma, realizamos los cortes de integración de los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li y dispersión elástica para cada grupo de ángulos. En la Fig. 3.25 (c y d) representamos los *pixeles* que corresponden a un determinado ángulo (en torno al valor medio $\theta_{lab}=58^\circ$). Podemos observar cómo con este nuevo método logramos separar los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li de la dispersión elástica.

3.6 Resultados experimentales.

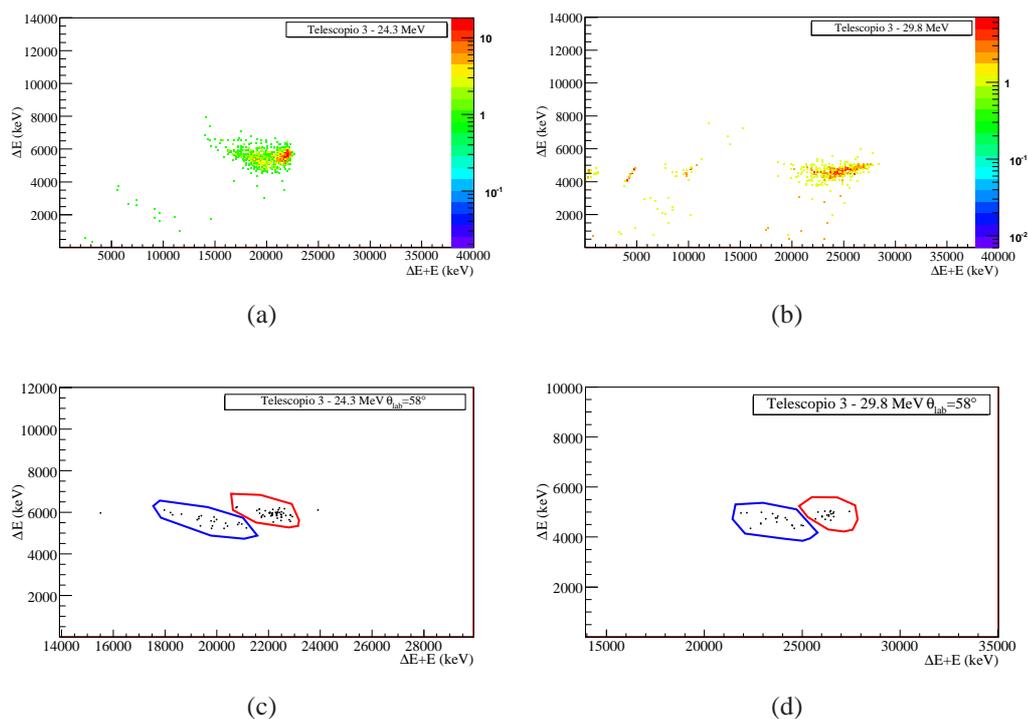


Figura 3.25: Las gráficas (a) y (b) muestran los diagramas bidimensionales (ΔE vs E_T) del telescopio 3 para la suma total del número de cuentas para todos los ángulos definidos por este telescopio a las energías de 24.3 y 29.8 MeV, respectivamente. Representamos la suma de todos los *pixeles* del telescopio. Se puede ver cómo no se logra separar los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li de la dispersión elástica. Las gráficas (c) y (d) muestran los diagramas bidimensionales (ΔE vs E_T) del telescopio 3 a las energías de 24.3 y 29.8 MeV para $\theta_{lab} = 58^\circ$, respectivamente. Representamos la suma de todos los *pixeles* correspondientes al ángulo de 58° . Vemos cómo sí logramos separar los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li y los de dispersión elástica.

3. EXPERIMENTO E1104

Telescopio 4

A continuación, analizamos el telescopio 4 aplicando el mismo método utilizado para el telescopio 3, debido a que no se consiguen resolver los procesos de dispersión elástica y de ruptura del núcleo ^{11}Li , cuando representamos el número de cuentas totales del telescopio 4 (Fig. 3.26). En la Fig. 3.26 (c y d) mostramos un ejemplo del diagrama bidimensional para un grupo de *pixeles* correspondiente a un ángulo medio determinado ($\theta_{lab}=130^\circ$).

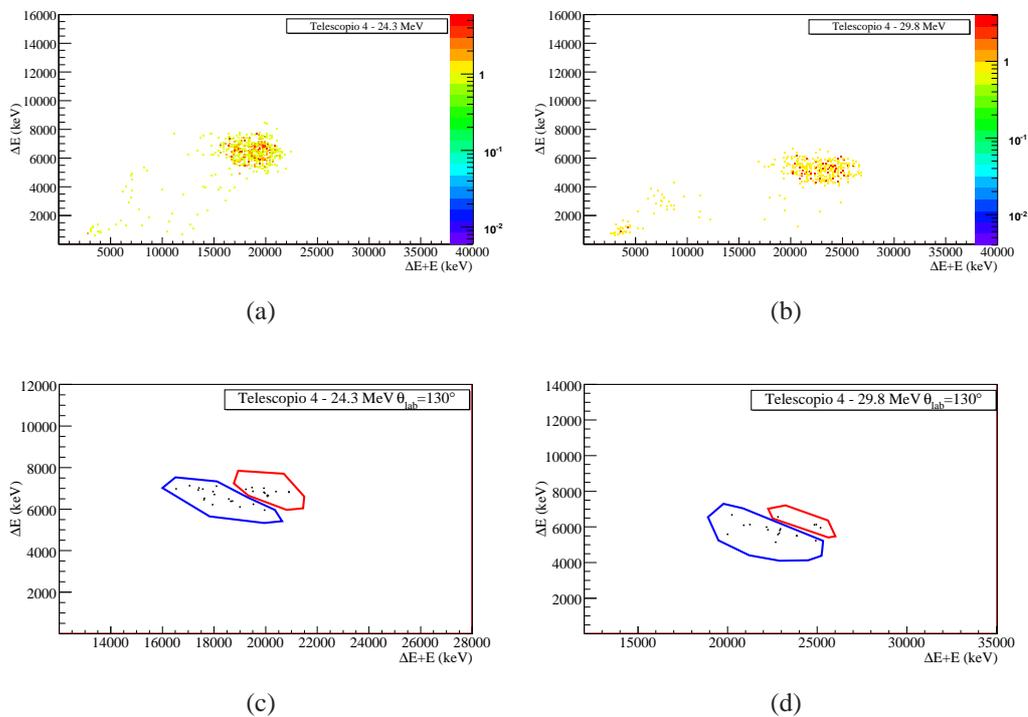


Figura 3.26: Las gráficas (a) y (b) muestran los diagramas bidimensionales (ΔE vs E_T) del telescopio 4 correspondientes a la suma total del número de cuentas para todos los ángulos definidos por este telescopio para las energías de 24.3 y 29.8 MeV, respectivamente. Representamos la suma de todos los *pixeles* del telescopio; se puede ver cómo no se logra separar los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li y de la dispersión elástica.

Las gráficas (c) y (d) muestran los diagramas bidimensionales (ΔE vs E_T) del telescopio 4 a la energía de 24.3 MeV para $\theta_{lab} = 130^\circ$. Representamos la suma de todos los *pixeles* correspondientes al ángulo de 130° . Vemos cómo sí logramos separar los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li y los de dispersión elástica.

3.6.2 Distribución angular de la probabilidad de ruptura de ^{11}Li

Para obtener información acerca de los procesos de ruptura presentes en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$, hemos definido la probabilidad de ruptura experimental como,

$$P_{BU} = \frac{N_{BU}}{N_{BU} + N_{el}}, \quad (3.11)$$

donde P_{BU} es la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li .

Para todos los telescopios, cada corte tiene asociado un error estadístico debido al número de cuentas y a la propagación de éste en la expresión de la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li dado por,

$$\Delta P_{BU} = \sqrt{\sum_i^{BU,el} \left(\frac{\partial P_{BU}}{\partial N_i} \right)^2 \cdot \Delta N_i^2}, \quad (3.12)$$

de forma que tenemos,

$$\Delta P_{BU} = \sqrt{\frac{N_{BU}^2}{(N_{BU} + N_{el})^4} \Delta N_{el}^2 + \left(-\frac{N_{BU}}{(N_{BU} + N_{el})^2} + \frac{1}{N_{BU} + N_{el}} \right)^2 \Delta N_{BU}^2} \quad (3.13)$$

siendo los errores asociados al número de cuentas de la dispersión elástica y de ruptura del núcleo ^{11}Li la raíz cuadrada del número de cuentas,

$$\Delta N_{BU} = \sqrt{N_{BU}} \text{ y } \Delta N_{el} = \sqrt{N_{el}}, \quad (3.14)$$

donde N_{BU} es el número de cuentas del proceso de ruptura del núcleo ^{11}Li y N_{el} es el número de cuentas de la dispersión elástica.

En la Fig. 3.27 representamos los resultados experimentales de la distribución angular de probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li en la reacción nuclear $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a 24.3 y 29.8 MeV en función del ángulo de dispersión en el sistema de referencia de laboratorio para los cuatro telescopios. Se puede observar cómo existe una elevada probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li que alcanza el 80 % para los ángulos traseros.

3. EXPERIMENTO E1104

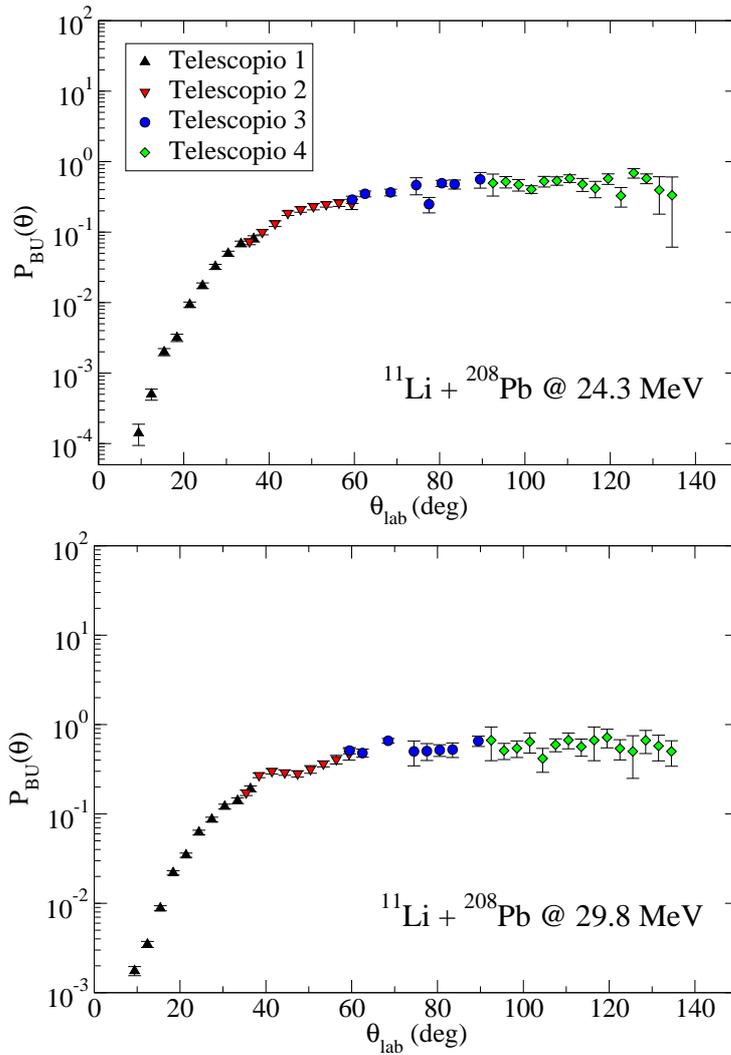


Figura 3.27: Representación de la distribución angular de la probabilidad de ruptura experimental del núcleo ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ a las energías de 24.3 y 29.8 MeV. Los puntos negros, rojos, azules y verdes corresponden a los telescopios 1, 2, 3 y 4, respectivamente.

3.6 Resultados experimentales.

Los resultados experimentales obtenidos sobre cada *pixel* han sido agrupados en *bines* angulares de 3° . Para calcular el valor de la probabilidad de ruptura de cada *bin* angular hemos calculado la media ponderada del conjunto de datos correspondientes al ángulo considerado, de forma que le damos más peso a aquellos puntos que tengan una barra de error menor, de acuerdo con la siguiente expresión:

$$N = \frac{\sum_i \frac{N_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}, \quad (3.15)$$

con un error de

$$\frac{1}{\sigma_N^2} = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad (3.16)$$

donde N_i es el número de cuentas en un determinado *pixel* con un error σ_i y N es el valor medio del número de cuentas en un determinado *bin* angular con un error σ_N .

3. EXPERIMENTO E1104

3.6.3 Distribución de energía de los fragmentos (${}^9\text{Li}$) de la reacción ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

A continuación, representamos en la Fig. 3.28 la distribución de energía de los fragmentos de ${}^9\text{Li}$ procedentes de los procesos de ruptura de la reacción ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$. En este caso, para normalizar, hemos dividido los datos experimentales por la suma total de los eventos del proceso de dispersión elástica más la ruptura del núcleo ${}^{11}\text{Li}$. Para los datos experimentales hemos tenido en cuenta el ancho de las divisiones de nuestras gráficas, donde 250 divisiones equivalen a un rango de energía comprendido entre 0 y 40 MeV. Por tanto dividimos los datos por la constante 0.16. Además, hemos supuesto la pérdida de energía en el blanco de plomo cuyo espesor fue de 1.45 mg/cm^2 ($\Delta E=574.92 \text{ keV}$ para $E_{lab}=24.3 \text{ MeV}$ y $\Delta E=516.05 \text{ keV}$ para $E_{lab}=29.8 \text{ MeV}$).

A partir de los resultados experimentales representados en la Fig. 3.28, podemos observar que la energía medida de los fragmentos de ${}^9\text{Li}$ procedentes de los procesos de ruptura de la reacción ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ es aproximadamente 9/11 la energía del haz de ${}^{11}\text{Li}$, es decir, los fragmentos de ${}^9\text{Li}$ salen con la velocidad del haz incidente. Esto es consistente con un proceso de ruptura directa del proyectil, donde el núcleo ${}^{11}\text{Li}$ se excita a estados del continuo de baja energía. Esta hipótesis será comprobada en el capítulo 4, donde se compararán los datos experimentales con varios modelos teóricos de reacción.

3.6 Resultados experimentales.

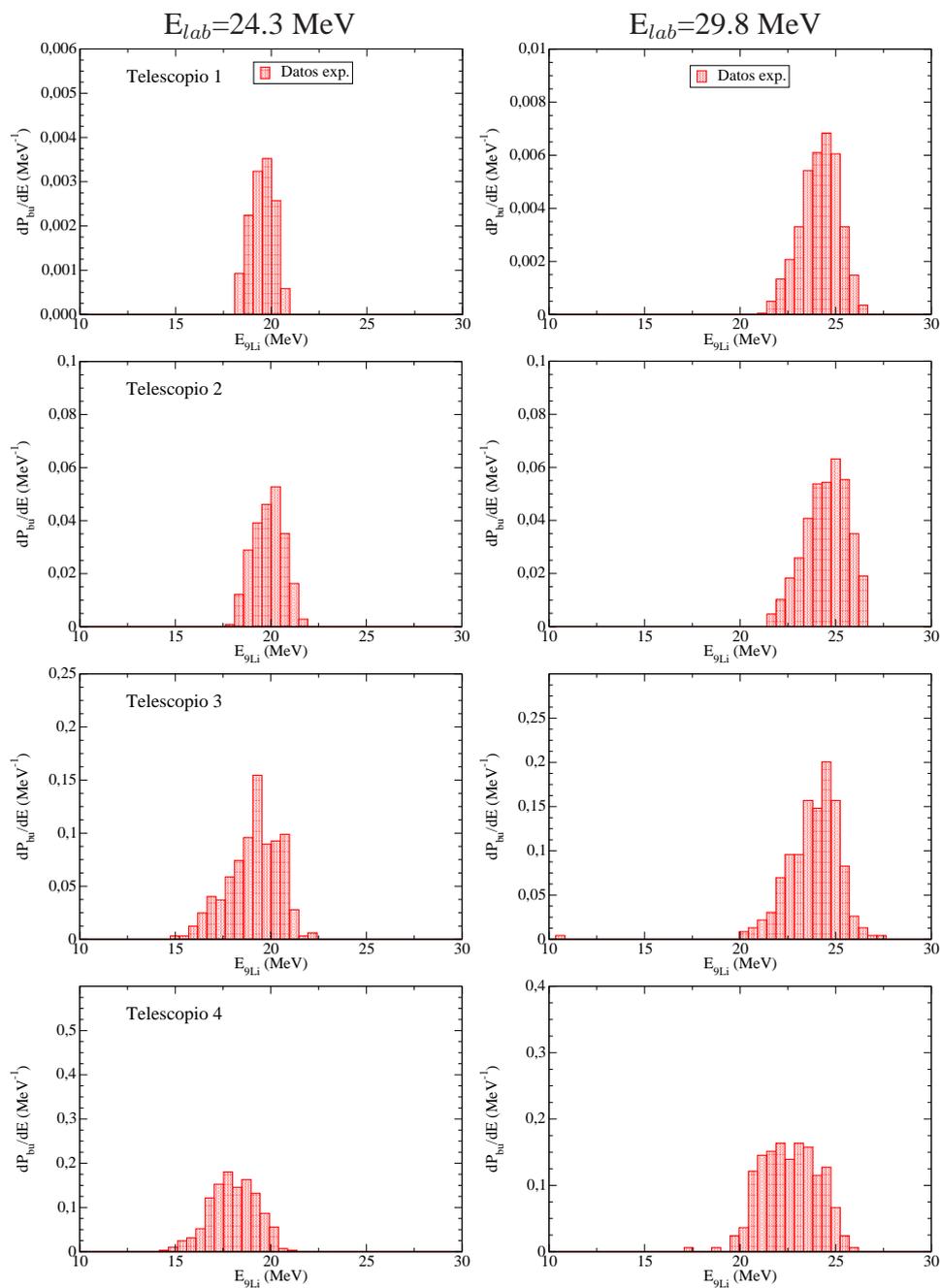


Figura 3.28: Distribución de energía de los fragmentos de ruptura (${}^9\text{Li}$) del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ integrada en el rango angular correspondiente a cada telescopio. A la izquierda y a la derecha representamos los gráficos correspondientes a la energía de 24.3 y 29.8 MeV, respectivamente.

Análisis del canal de producción de partículas de ${}^9\text{Li}$ para la reacción ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

En el capítulo 3, hemos presentado los datos experimentales obtenidos a partir de la colisión de haces de ${}^{11}\text{Li}$ contra un blanco de ${}^{208}\text{Pb}$ a las energías de 24.3 y 29.8 MeV. Se ha mostrado que el principal canal de reacción es la producción de partículas de ${}^9\text{Li}$. Concretamente, a ángulos traseros ($\theta > 70^\circ$) se observó una producción muy alta de dichas partículas. Por ejemplo, incluso para la energía por debajo de la barrera coulombiana (24.3 MeV), el número de partículas ${}^9\text{Li}$ producidas a ángulos traseros es comparable al número de núcleos de ${}^{11}\text{Li}$ dispersados elásticamente.

En este capítulo estudiaremos el canal de producción de núcleos de ${}^9\text{Li}$ en la reacción ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$ a energías de 24.3 y 29.8 MeV. En primer lugar, a partir de la aproximación semiclásica de la excitación coulombiana de Alder y Winther [40], descrita en la sección 2.3, obtendremos una nueva magnitud que denominaremos *probabilidad de ruptura reducida* y veremos cómo la probabilidad de ruptura

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

reducida experimental sigue el comportamiento predicho por una ley de escala que depende únicamente de la distribución de $B(E1)$ y es independiente de los parámetros de colisión. Además, a partir de los datos experimentales de la probabilidad de ruptura reducida estableceremos un valor de la energía umbral de ruptura y veremos cómo varía la distribución de $B(E1)$ a energías de excitación cercanas a dicho valor umbral.

A continuación, compararemos los resultados experimentales con cálculos semiclásicos basados en la excitación dipolar coulombiana, los cuales dependen directamente de la distribución de $B(E1)$. Se mostrará cómo los cálculos semiclásicos basados en la distribución de $B(E1)$ experimental obtenida por Nakamura *et al.* en RIKEN [32] reproducen mejor los datos experimentales que los cálculos basados en la distribución de $B(E1)$ obtenida en GSI por Zinser *et al.* [34], aunque los resultados experimentales obtenidos en este trabajo sugieren una mayor contribución de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral de ruptura.

En la sección siguiente, compararemos los datos experimentales con el formalismo teórico CDCC (acrónimo del inglés *Continuum Discretized Coupled-Channel*), descrito en la subsección 2.2.3, basado en un mecanismo de ruptura directa del proyectil y el cual tiene en cuenta los acoplamientos tanto nucleares como coulombianos considerando todos los órdenes de excitación multipolar. Para dicho formalismo utilizaremos dos modelos para describir el núcleo ${}^{11}\text{Li}$, un modelo de di-neutrón (${}^9\text{Li}+2n$) y un modelo de tres cuerpos (${}^9\text{Li}+n+n$).

Como vimos en la introducción de este trabajo, capítulo 1, el debate sobre la existencia de una resonancia dipolar coulombiana en los estados del continuo del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ y su posición en energía está aún abierto. Varios trabajos, tanto experimentales como teóricos, sugieren la presencia de dicha resonancia a energías de excitación con respecto al estado fundamental de 0.78 [29], 0.9 [30] y 1.3 [27] MeV. En la sección 4.3, discutiremos la localización y la existencia o no de dicha resonancia y veremos cómo para lograr reproducir los datos experimentales con un modelo de tres cuerpos de ${}^{11}\text{Li}$ será necesario la incorporación de una resonancia dipolar a bajas energías de excitación del núcleo ${}^{11}\text{Li}$.

Por último, compararemos los datos experimentales con dos formalismos teóricos basados en dos mecanismos de ruptura diferentes, la transferencia de

4.1 Probabilidad de ruptura reducida de ^{11}Li .

los neutrones de valencia a estados de energía excitados del blanco, utilizando el formalismo DWBA (acrónimo del inglés *Distorted Wave Born Approximation*), discutido en la subsección 2.2.5, y el mecanismo de ruptura directa. Veremos que las distribuciones angulares de la probabilidad de ruptura del núcleo ^{11}Li y la distribución de energía de las partículas de ^9Li se pueden explicar a través de un mecanismo de ruptura directa, descrita por el formalismo CDCC, sobre todo a ángulos delanteros, ya que para ángulos traseros existe una competición entre ambos mecanismos (transferencia de dos neutrones a estados excitados y del continuo de energías del blanco y ruptura directa).

4.1 Probabilidad de ruptura reducida de ^{11}Li .

Como vimos en la sección 2.3, siguiendo la aproximación semiclásica de Alder y Winther [40], donde la excitación dipolar coulombiana es dominante, la probabilidad de ruptura se puede escribir, según la ecuación (2.53), como:

$$P_{BU}(E1, \Omega) = \left(\frac{Z_A e}{\hbar v a_0} \right)^2 \frac{2\pi}{9} \int_{\epsilon_b}^{\infty} d\epsilon \frac{dB(E1)}{d\epsilon} [I_{1,1}^2 + I_{1,-1}^2], \quad (4.1)$$

donde $dB(E1)/d\epsilon$ es la distribución en energía de la probabilidad de transición dipolar, $I_{\lambda\mu}(\theta, \xi)$ son las integrales orbitales de Coulomb, Z_A es la carga del blanco, v es la velocidad relativa y a_0 es la mitad de la distancia de máxima aproximación para una colisión frontal.

A continuación, si consideramos ángulos de dispersión muy pequeños, es decir $\xi\epsilon \gg 1$, las integrales orbitales de Coulomb se pueden aproximar como,

$$I_{1,\mu}(\theta, \xi) \approx e^{-(\pi/2)\xi} \frac{2\pi}{\Gamma(\frac{2-\mu}{2})} e^{-\xi\epsilon} \cdot \xi^{-\mu/2} \cdot (2\epsilon)^{-(2+\mu)/2} \quad (4.2)$$

resultando

$$I_{1,1}(\theta, \xi) \approx e^{-(2\epsilon+\pi)\xi} \frac{\pi}{2\epsilon^3\xi} \quad (4.3)$$

$$I_{1,-1}(\theta, \xi) \approx e^{-(2\epsilon+\pi)\xi} \frac{8\pi\xi}{\epsilon} \quad (4.4)$$

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

A partir de las ecuaciones (4.1), (4.3) y (4.4) podemos aproximar la probabilidad de ruptura por la expresión siguiente:

$$P_{BU}(E1, \Omega) \approx \frac{16\pi^2}{9} \frac{(Z_A e)^2}{(\hbar v)^3 a_0 \epsilon} \int_{\epsilon_b}^{\infty} \epsilon d\epsilon \frac{dB(E1)}{d\epsilon} e^{-\frac{(2\epsilon + \pi)a_0}{\hbar v} \epsilon} \quad (4.5)$$

Si definimos una nueva variable,

$$t = \frac{(2\epsilon + \pi)a_0}{\hbar v}, \quad (4.6)$$

podemos reescribir la ecuación (4.5) en función de esta nueva variable y definir la *probabilidad de ruptura reducida* como,

$$P_r(t) = P_{BU}(E1, \Omega) \frac{9t^2 (\hbar v)^3 a_0 \epsilon}{16\pi^2 (Z_A e)^2} = \int_{\epsilon_b}^{\infty} \epsilon d\epsilon \frac{dB(E1)}{d\epsilon} e^{(-\epsilon t) t^2} \quad (4.7)$$

Esta nueva variable t , que llamamos tiempo de colisión, tiene dimensiones de inversa de energía (MeV^{-1}) y representa el tiempo que el proyectil pasa en las inmediaciones del blanco, donde tiene una cierta probabilidad de ser excitado por el campo electromagnético del mismo. A partir de la expresión (4.7), podemos observar que la probabilidad de ruptura reducida depende únicamente de las propiedades estructurales del proyectil, es decir, de la distribución de $B(E1)$, y es independiente de todos los parámetros de colisión, como la energía y la carga del blanco.

Además, para tiempos de colisión grandes ($\xi \epsilon \gg 1$), la integral que aparece en 4.7 debido al término $e^{-\epsilon t}$ únicamente tendrá contribución para valores pequeños de ϵ , y por tanto el producto $\epsilon \frac{dB(E1)}{d\epsilon}$ se puede aproximar por una función rectilínea que viene determinada por la energía de ruptura efectiva ϵ_b y el parámetro b .

$$\epsilon \frac{dB(E1)}{d\epsilon} \simeq b(\epsilon - \epsilon_b). \quad (4.8)$$

Esta aproximación permite evaluar la integral (4.7) analíticamente, de forma que llegamos a la siguiente expresión para la probabilidad de ruptura reducida,

$$P_r(t) = b e^{-\epsilon_b t}, \quad (4.9)$$

de donde,

$$\text{Ln}[P_r(t)] = \text{Ln}[b] - \epsilon_b t \quad (4.10)$$

4.1 Probabilidad de ruptura reducida de ^{11}Li .

Por tanto, a partir de la expresión (4.9), la energía de ruptura efectiva viene determinada por la derivada logarítmica de la probabilidad de ruptura reducida y el parámetro b está asociado con la pendiente de la distribución de $B(E1)$, el cual viene dado por la extrapolación de $P_r(t)$ a $t = 0$.

De esta forma, podemos obtener información estructural del núcleo a partir de un estudio semiclásico de la excitación coulombiana. Hay que decir que estrictamente este método sólo es válido en aquellas reacciones cuya energía está por debajo de la barrera de Coulomb o para ángulos suficientemente pequeños donde los efectos nucleares se pueden despreciar.

Si la aproximación semiclásica es válida, la probabilidad de ruptura reducida pasa a ser una función universal del tiempo de colisión que depende únicamente de la distribución de $B(E1)$ del proyectil y que, además, es independiente de la energía del haz incidente.

Por tanto, en la medida en que las aproximaciones que conducen a estas expresiones sean válidas, este resultado proporciona un método para obtener información de la distribución de $B(E1)$ a partir de las secciones eficaces experimentales inclusivas de ruptura.

Para comprobar en qué medida los datos aquí analizados se ajustan a la ley de escala, ecuación (4.10), hemos representado en la Fig. 4.1 el logaritmo de la probabilidad de ruptura reducida en función del tiempo de colisión, para las dos energías del experimento (24.3 y 29.8 MeV). Vemos que, para tiempos de colisión mayores que 5 MeV^{-1} , los dos conjuntos de datos siguen un comportamiento lineal, consistente con la ley de escala, ecuación (4.10). Además, dicho comportamiento es aproximadamente el mismo para ambas energías, como predice dicha ecuación.

Como se ha comentado anteriormente, a partir del ajuste lineal de los datos experimentales podemos obtener el valor de la energía de ruptura. Ésta vendría dada por la pendiente de dicho ajuste, como se muestra en la Fig. 4.2. A continuación, una vez obtenido el valor de ε_b , representamos, en la misma Fig. 4.2 el valor del parámetro b para cada tiempo de colisión, de forma que el valor medio de b vendrá dado por la media ponderada de dicho conjunto de valores. Los resultados obtenidos para ε_b y b se muestran en la tabla 4.1, donde se puede observar un

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

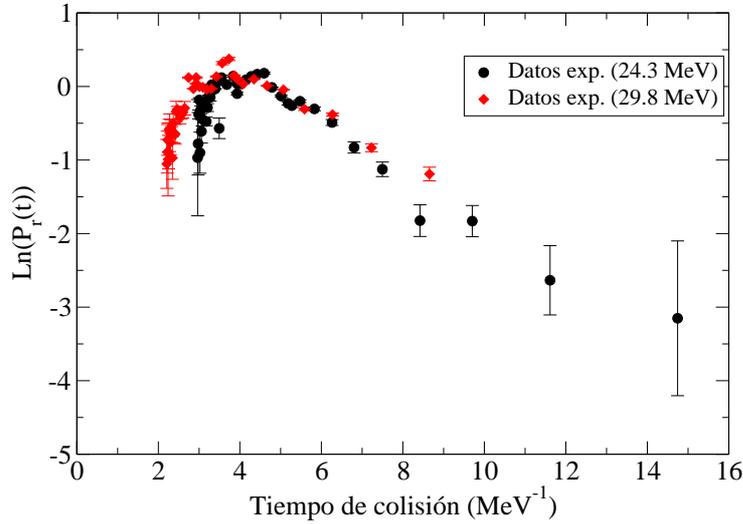


Figura 4.1: Representación del logaritmo natural de la probabilidad de ruptura reducida del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ en función del tiempo de colisión. Mediante círculos negros representamos los datos correspondientes a la energía de 24.3 MeV y con rombos rojos los datos correspondientes a 29.8 MeV.

buen acuerdo de los valores de la energía de ruptura, ε_b , con el valor experimental aceptado en la literatura, 0.36915(65) MeV [17].

Energía (MeV)	ε_b (MeV)	b (e ² fm ² / MeV)
24.3	0.32 ± 0.04	3.9 ± 0.3
29.8	0.33 ± 0.04	5.1 ± 0.6
24.3 y 29.8	0.35 ± 0.04	5.0 ± 0.3

Tabla 4.1: Valores de la energía de ruptura efectiva ε_b y del parámetro b obtenidos mediante el ajuste lineal de los datos experimentales de cada energía por separado y considerando ambas energías simultáneamente en el ajuste, respectivamente.

4.1 Probabilidad de ruptura reducida de ^{11}Li .

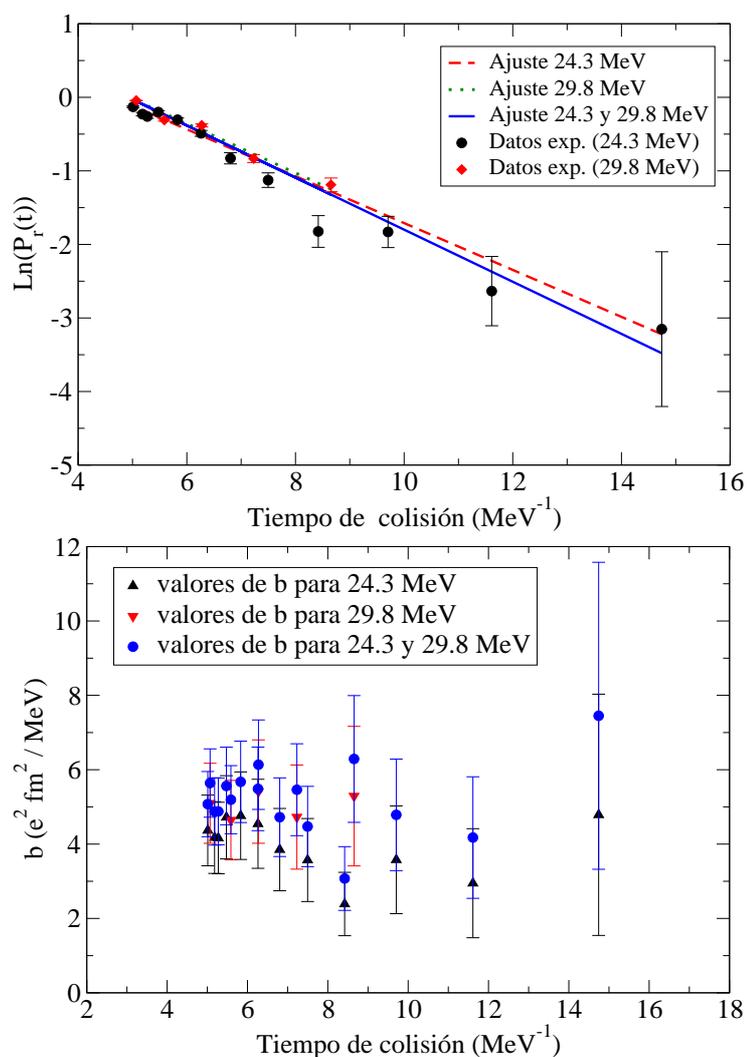


Figura 4.2: Arriba, se representa el ajuste lineal del logaritmo natural de la probabilidad de ruptura reducida del núcleo ^{11}Li para tiempos de colisión mayores que 5 MeV^{-1} donde, las líneas de rayas rojas, de puntos verdes y continua azul representan el ajuste de mínimos cuadrados ponderado del conjunto de datos correspondiente a 24.3, 29.8 MeV y ambas energías, respectivamente. Abajo, se representa el valor del parámetro b en función del tiempo de colisión para las distintas energías.

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

Si reorganizamos la ecuación (4.8), podemos calcular la distribución de $B(E1)$ para energías cercanas a la energía de ruptura a partir de los valores obtenidos de ε_b y b , según la expresión:

$$\frac{dB(E1)}{d\varepsilon} = b \frac{(\varepsilon - \varepsilon_b)}{\varepsilon}. \quad (4.11)$$

En la ecuación (4.11) se puede observar que el parámetro b nos da información de la pendiente de la distribución de $B(E1)$ en torno a la energía de ruptura. A continuación, comparamos la distribución de $B(E1)$ experimental medida en RIKEN [32] con la obtenida siguiendo la aproximación descrita anteriormente por la ecuación (4.11), para lo cual hemos tomado el conjunto de valores de ε_b y b de ambas energías ($\varepsilon_b=0.35 \pm 0.04$ MeV y $b=5.0 \pm 0.3$ e²fm²/MeV). En la Fig. 4.3 vemos que nuestros datos experimentales sugieren una mayor contribución de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral de ruptura. El estudio del error asociado a la distribución de $B(E1)$ obtenida, indicado por la región sombreada, se explica en detalle en el apéndice A.

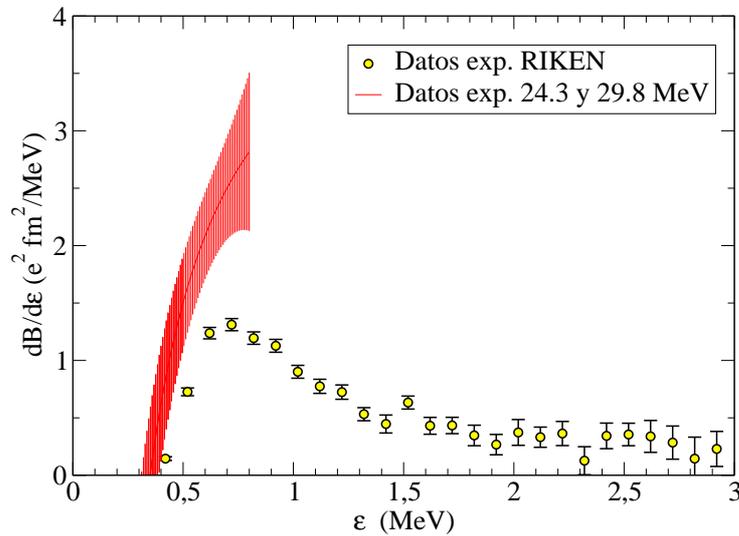


Figura 4.3: Comparación de la distribución de $B(E1)$ experimental obtenida en RIKEN [32], círculos amarillos, con la obtenida con el conjunto de valores de ε_b y b considerando ambas energías, banda roja.

4.2 Cálculos semiclásicos.

En esta sección, y antes de abordar el problema con un formalismo más complicado, vamos a comparar los resultados experimentales con cálculos semiclásicos, donde se considera sólo la excitación dipolar coulombiana. Para ello, partimos de la ecuación (4.5) y consideramos tanto la distribución de $B(E1)$ obtenida en RIKEN por Nakamura *et al.* [32] como la obtenida en GSI por Zinser *et al.* [34].

Como vimos en la sección 2.3, se define la probabilidad de ruptura como el cociente $\frac{\sigma_{bu}}{\sigma_{bu} + \sigma_{el}}$. Basándonos en los resultados obtenidos en la sección 3.5, en los cálculos semiclásicos suponemos que,

$$\sigma_{BU} + \sigma_{el} \simeq \sigma_{Ruth}. \quad (4.12)$$

En las Figs. 4.4 y 4.5 vemos que los cálculos semiclásicos basados en la distribución de $B(E1)$ obtenida en RIKEN reproduce cualitativamente mejor los datos experimentales que los cálculos basados en la distribución de $B(E1)$ obtenida en GSI. Aún así, nuestros datos experimentales sugieren una distribución de $B(E1)$ mayor que la obtenida por Nakamura *et al.*

Por último, no está de más volver a comentar que estos cálculos sólo son válidos para energías que están por debajo de la barrera de Coulomb o para ángulos suficientemente pequeños, ya que el modelo ignora los efectos nucleares y coulombianos de orden superior. Por tanto el acuerdo con los datos experimentales para ángulos traseros es, probablemente, fortuito.

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$

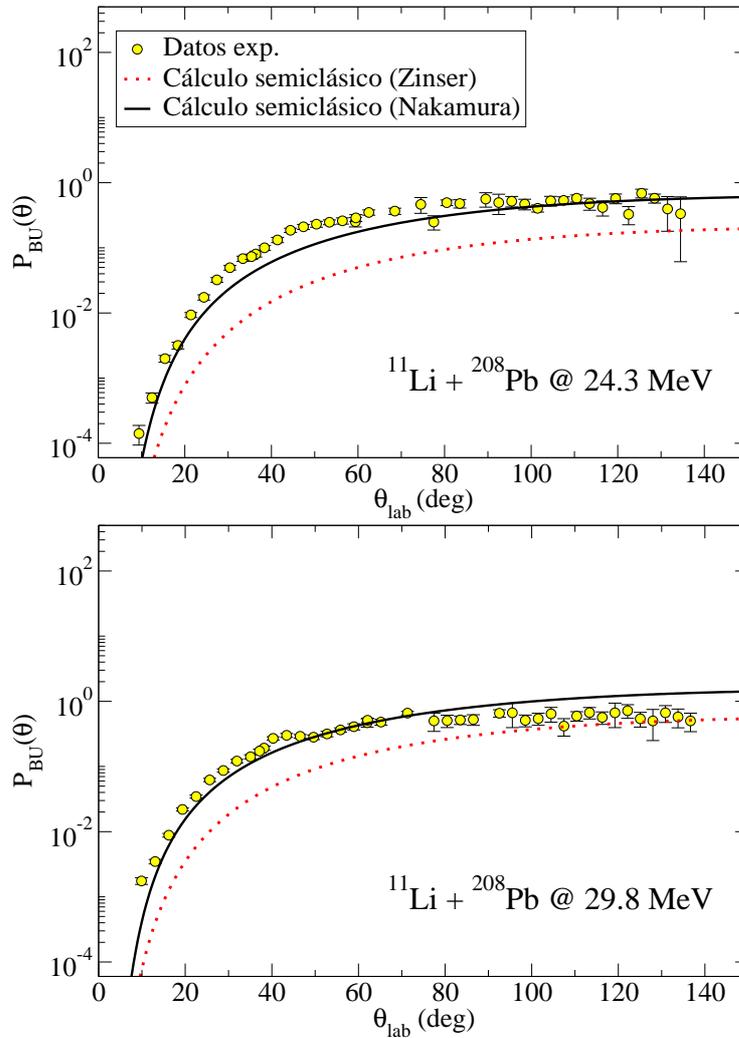


Figura 4.4: Cálculo semiclásico de la distribución angular de la probabilidad de ruptura a 24.3 y 29.8 MeV. La línea continua negra representa los cálculos semiclásicos basados en la distribución de $B(E1)$ obtenida por Nakamura *et al.* [32] y la línea de puntos roja considerando la distribución de $B(E1)$ obtenida por Zinser *et al.* [34]. Los círculos amarillos son los datos experimentales.

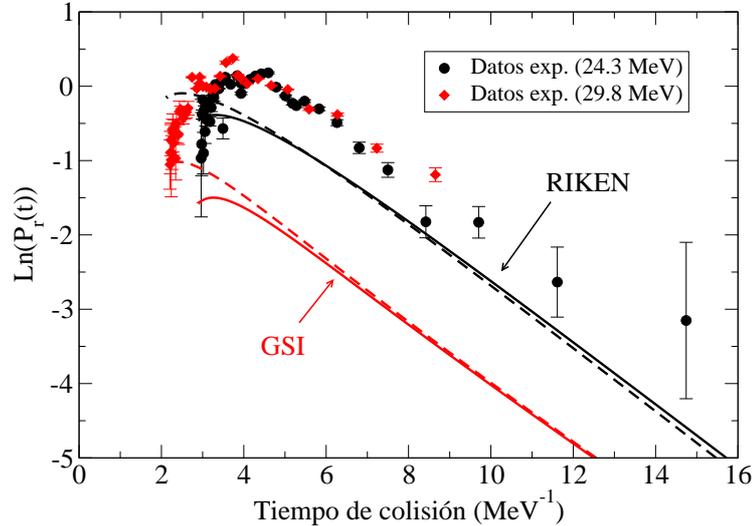


Figura 4.5: Cálculo semiclásico de la probabilidad de ruptura reducida del núcleo ^{11}Li en la reacción en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a 24.3 y 29.8 MeV. Las líneas continuas representan los cálculos semiclásicos para la energía de 24.3 MeV, mientras los cálculos para 29.8 MeV se representan por las líneas discontinuas.

4.3 Cálculos CDCC

Como se ha discutido en la subsección 2.2.3, el método CDCC considera la ruptura del proyectil como un proceso de excitación a estados de energía no ligados del mismo. Esta imagen de disociación del proyectil se denomina ruptura directa. En la Fig. 4.6 se representa de manera esquemática dicho mecanismo de disociación de los dos neutrones del halo nuclear de ^{11}Li .

A diferencia de los cálculos semiclásicos vistos en la sección anterior, 4.2, en los cálculos CDCC hemos incluido, además de la excitación dipolar coulombiana en primer orden, acoplamiento multipolares tanto nucleares como coulombianos a todos los órdenes. En primer lugar, consideraremos un modelo simple de di-neutrón del núcleo de ^{11}Li ($^9\text{Li}+2n$) y finalmente, para obtener una descripción más realista de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$, utilizaremos un modelo de tres cuerpos de ^{11}Li ($^9\text{Li}+n+n$).

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

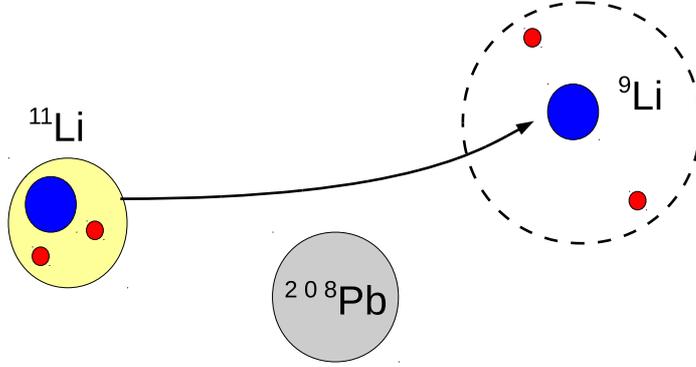


Figura 4.6: Representación esquemática del proceso de disociación de los dos neutrones del halo en un modelo de ruptura directa de la reacción ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$.

4.3.1 Modelo de dos cuerpos del núcleo ${}^{11}\text{Li}$.

A continuación, describiremos los cálculos CDCC utilizando un formalismo de tres cuerpos ($({}^9\text{Li}+2n) + {}^{208}\text{Pb}$) basado en un modelo simple de di-neutrón para el núcleo ${}^{11}\text{Li}$ (${}^9\text{Li}+2n$), análogo al propuesto en [7] para el núcleo ${}^6\text{He}$. Este modelo de di-neutrón (${}^9\text{Li}+2n$) ignora el movimiento relativo entre los neutrones de valencia, considerando que ambos neutrones están acoplados a espín cero y ligados al núcleo inerte ${}^9\text{Li}$ mediante un movimiento relativo de onda s , ya que dicha configuración es la dominante de la función de onda del estado fundamental de ${}^{11}\text{Li}$.

La función de onda relativa del sistema ${}^9\text{Li}-2n$ se obtuvo ajustando la energía de separación de los dos neutrones de valencia y los parámetros de la interacción ${}^9\text{Li}+2n$, dada por un potencial fenomenológico de tipo Woods-Saxon. Dicho ajuste se hizo de forma tal que la densidad de probabilidad para la separación entre el di-neutrón y núcleo interno (o *core*), obtenida a partir de la función de onda del estado fundamental y dada por la ecuación

$$\rho^{2b}(r_{2n-{}^9\text{Li}}) = r_{2n-{}^9\text{Li}}^2 \int |\phi^{2b}(\vec{r}_{2n-{}^9\text{Li}})|^2 d\Omega_{2n-{}^9\text{Li}}, \quad (4.13)$$

reprodujera el radio cuadrático medio y la parte asintótica de dicha densidad obtenida en un modelo realista de tres cuerpos, dada por la ecuación,

$$\rho^{3b}(r_{2n-9Li}) = r_{2n-9Li}^2 \int |\Psi^{3b}(\vec{r}_{nn}, \vec{r}_{2n-9Li})|^2 d\vec{r}_{nn} d\Omega_{2n-9Li}, \quad (4.14)$$

donde $\phi^{2b}(\vec{r}_{2n-9Li})$ y $\Psi^{3b}(\vec{r}_{nn}, \vec{r}_{2n-9Li})$ son las funciones de onda de dos y tres cuerpos, respectivamente, siendo \vec{r}_{2n-9Li} la distancia entre el centro de masas del sistema di-neutrón y el núcleo interno (${}^9\text{Li}$), \vec{r}_{nn} la distancia neutrón-neutrón y $d\Omega_{2n-9Li}$ las variables angulares correspondiente al movimiento relativo del sistema di-neutrón con respecto al núcleo interno. Como resultado del ajuste se obtuvo la energía de separación efectiva $|\varepsilon_b|=0.54$ MeV, que es mayor en valor absoluto que la energía de separación experimental, $S_{2n}=0.369$ MeV [17]. Para el potencial ${}^9\text{Li}-2n$ el ajuste obtuvo una profundidad $V_0=39.03$ MeV, un radio reducido $r_v=1.30$ fm y una difusividad $a_v=0.30$ fm. Como puede verse en la Fig. 4.7, es necesario modificar el valor de la energía de separación del di-neutrón para lograr reproducir la parte asintótica de la densidad de probabilidad para la separación entre di-neutrón y núcleo interno en un modelo de tres cuerpos, ya que la parte radial de la función de onda en un modelo de di-neutrón se comporta asintóticamente como e^{-kr}/r , donde $k = \sqrt{2\mu\varepsilon_b}/\hbar$ siendo μ la masa reducida del sistema.

Para obtener los números cuánticos del estado fundamental se utilizó la condición de Wildermuth [38, 80] ,

$$2(N-1) + L + 2(\nu-1) + \lambda = \sum_{i=1}^k [2(n_i-1) + l_i], \quad (4.15)$$

la cual mantiene constante la energía del sistema cuando cambia de un sistema donde la función de onda de k nucleones, que se encuentran en órbitas (n_i, l_i) , a un sistema de *cluster* con estados internos (ν, λ) cuyo centro de masa se encuentra en el estado (N, L) . En nuestro caso suponemos que el di-neutrón se encuentra en un estado $1s$ ($\nu = 1, \lambda = 0$), lo cual nos simplifica la condición de Wildermuth:

$$2(N-1) + L = 2(n_1-1) + l_1 + 2(n_2-1) + l_2. \quad (4.16)$$

Siguiendo el esquema del modelo de capas representado en la Fig. 4.8, los neutrones del halo ocuparían el estado $1p_{1/2}$, por tanto $n=1$ y $l=1$, y la ecuación

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

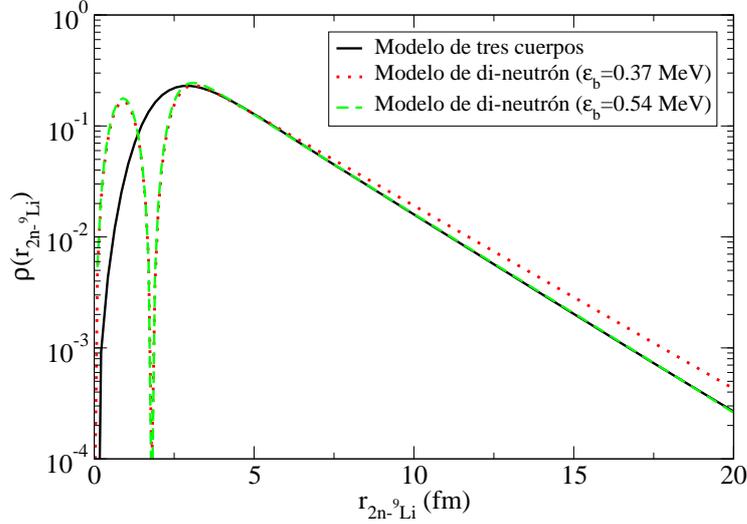


Figura 4.7: Distribución de probabilidad del estado fundamental de ${}^{11}\text{Li}$ para un modelo de tres cuerpos y de di-neutrón considerando diferentes valores de la energía de separación del di-neutrón.

(4.16) quedaría de la siguiente forma,

$$2(N - 1) + L = 2, \quad (4.17)$$

donde hemos supuesto que el di-neutrón se encuentra acoplado al núcleo de ${}^9\text{Li}$ mediante un movimiento relativo de onda s ($L=0$), que es de hecho la configuración dominante según sugieren los modelos de tres cuerpos de ${}^{11}\text{Li}$. Por tanto, el número de nodos es $N=2$ y la configuración del estado fundamental es $2s$.

Los estados del continuo de energía del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ se han discretizado siguiendo el método estándar de *binning*, en el cual el continuo se sustituye por un conjunto discreto de estados normalizables, hasta una energía máxima de excitación de 7 MeV. Se consideran estados del continuo con momento angular para el movimiento relativo del sistema ${}^9\text{Li}-2n$, $l=0, 1, 2, 3, 4$. Para los estados del continuo se mantiene el mismo potencial ${}^9\text{Li}-2n$, descrito anteriormente.

Además de la interacción ${}^9\text{Li}-2n$, en los cálculos CDCC hay que considerar las interacciones ${}^9\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$ y ${}^{208}\text{Pb}-2n$. Para el sistema ${}^9\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$ tomamos un potencial complejo, usando para la parte real el potencial microscópico de São Paulo [45]

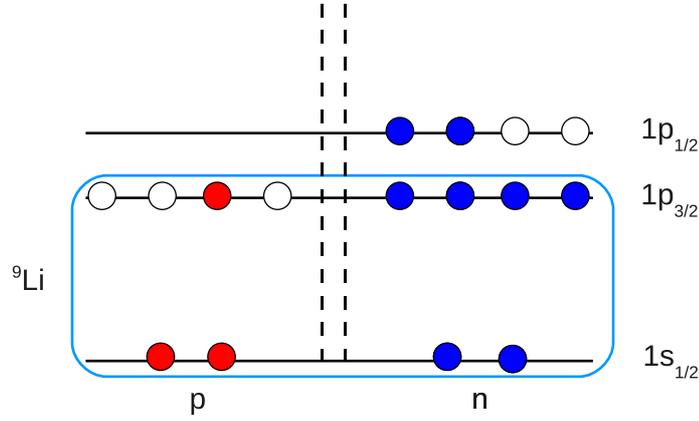


Figura 4.8: Esquema del proceso de llenado de capas del estado fundamental del núcleo ${}^{11}\text{Li}$.

descrito en la subsección 2.2.1 y dado por la ecuación (2.13) como,

$$V_{SPP}(R) = V_F(R) \exp\left(-\frac{4v^2}{c^2}\right),$$

donde

$$V_F(R) = \int \int \rho_T(\vec{r}_1) \rho_P(\vec{r}_2) \nu_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

Para la parte imaginaria hemos tomado un potencial de tipo Woods-Saxon, cuyos parámetros (W_0 , r_i y a_i) se han ajustado, junto con la normalización de la parte real (N_r), para reproducir los datos elásticos de la reacción ${}^9\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$ a 29.4 MeV. En la tabla 4.2 resumimos los valores de los parámetros correspondientes al potencial ${}^9\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$ ¹, expresado de la forma,

$$U_{{}^9\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}} = N_r V_{SPP} + iW_{W-S} \quad (4.18)$$

Para la interacción ${}^{208}\text{Pb}-2n$ consideramos el siguiente potencial de convolución

¹Los parámetros encontrados en este trabajo son algo diferentes de los de la referencia [81], debido a un reanálisis de los datos experimentales.

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

$N_r(\text{SPP})$	W_0 (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)
1.006	46.48	1.327	0.469

Tabla 4.2: Parámetros del potencial ${}^9\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$ compuesto por un potencial microscópico para la parte real y un potencial de tipo Woods-Saxon para la parte imaginaria. El estudio de los parámetros de dicho potencial se encuentra ampliamente desarrollado en [81].

[82]:

$$U_{Pb-2n}(R_{Pb-2n}) = \int \rho(r_{nn}) [V_n(\vec{R}_{Pb-2n} + \frac{1}{2}\vec{r}_{nn}) + V_n(\vec{R}_{Pb-2n} - \frac{1}{2}\vec{r}_{nn})] d\vec{r}_{nn} \quad (4.19)$$

donde $\rho(r_{nn})$ es la densidad de probabilidad para la separación neutrón-neutrón. Dicha probabilidad se calculó a partir del modelo de tres cuerpos de ${}^{11}\text{Li}$,

$$\rho(r_{nn}) = r_{2n-9\text{Li}}^2 \int |\Psi^{3b}(\vec{r}_{nn}, \vec{r}_{2n-9\text{Li}})|^2 d\vec{r}_{2n-9\text{Li}} d\Omega_{nn} \quad (4.20)$$

donde $\Psi^{3b}(\vec{r}_{nn}, \vec{r}_{2n-9\text{Li}})$ es la función de onda de tres cuerpos de ${}^{11}\text{Li}$.

En la Fig. 4.9 se muestra la distribución angular de la probabilidad de ruptura obtenida mediante el método CDCC basado en un modelo de di-neutrón (línea discontinua). Vemos cómo los cálculos logran reproducir la tendencia de los datos experimentales en todo el rango angular, si bien los subestiman en su mayor parte. En la Fig. 4.10, representamos la distribución de energía de los fragmentos de ruptura (${}^9\text{Li}$) del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ en la reacción ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$ a energías de 24.3 y 29.8 MeV (líneas discontinuas). Al igual que en la Fig. 4.9, los cálculos logran reproducir cualitativamente los datos experimentales, sobre todo para el rango angular de los telescopios delanteros (1 y 2). En concreto, los cálculos CDCC reproducen de manera satisfactoria la energía media de los fragmentos de ruptura (${}^9\text{Li}$) del núcleo ${}^{11}\text{Li}$. Esto apoya la idea de que dichos fragmentos se producen mediante un mecanismo de ruptura directa del proyectil de ${}^{11}\text{Li}$.

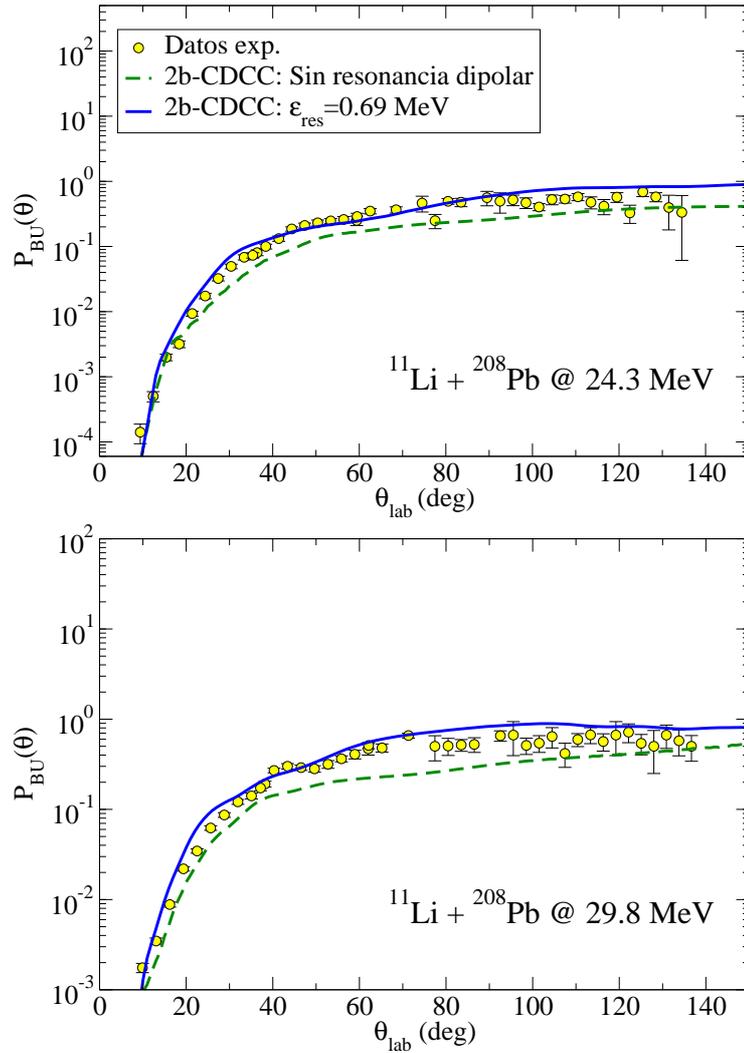


Figura 4.9: Cálculo CDCC de la distribución angular de la probabilidad de ruptura a 24.3 y 29.8 MeV. La línea continua azul representa los cálculos CDCC considerando un modelo de di-neutrón [7] incluyendo una resonancia dipolar a $\epsilon_{\text{res}}=0.69 \text{ MeV}$, mientras que la línea discontinua verde representa los cálculos CDCC sin considerar la resonancia dipolar. Los círculos amarillos son los datos experimentales.

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

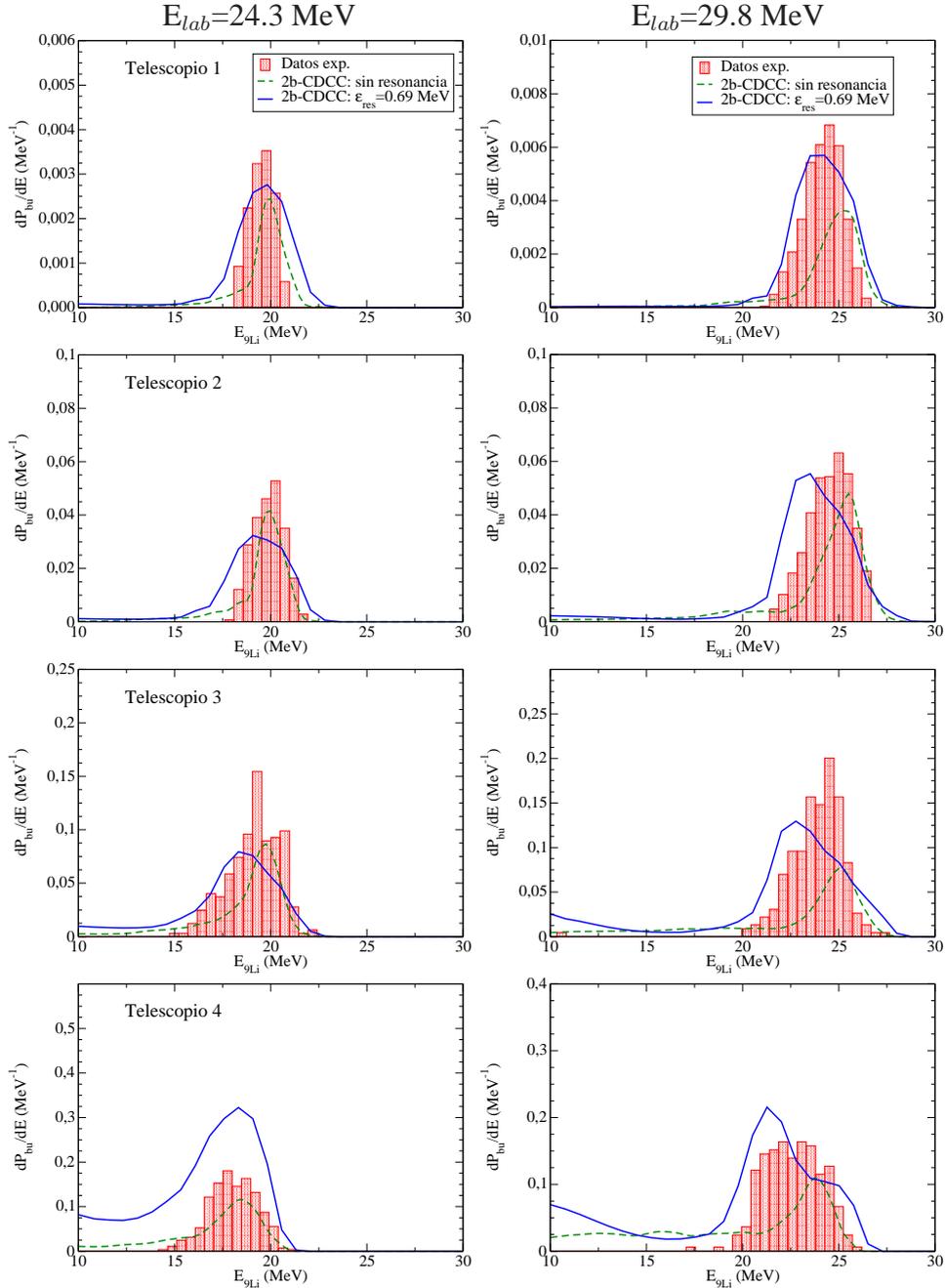


Figura 4.10: Cálculo CDCC de la distribución de energía de los fragmentos de ruptura (${}^9\text{Li}$) del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ integrada en el rango angular correspondiente a cada telescopio. A la izquierda y a la derecha representamos los gráficos correspondientes a las energías de 24.3 y 29.8 MeV, respectivamente. La línea continua azul representa los cálculos CDCC considerando un modelo de di-neutrón [7] y la presencia de una resonancia dipolar a $\varepsilon_{res}=0.69$ MeV, mientras que la línea discontinua verde representa los cálculos CDCC sin considerar la resonancia dipolar.

Como se ha comentado a lo largo de este trabajo, todavía está abierto el debate sobre la presencia y localización de una resonancia dipolar a bajas energías de excitación del núcleo ^{11}Li . Como se verá en la subsección siguiente 4.3.2, con un modelo de tres cuerpos de ^{11}Li ($^9\text{Li}+n+n$) estableceremos la energía de la resonancia dipolar en $\varepsilon_{res} = 0,69$ MeV con respecto al estado fundamental.

Para ver cómo afecta dicha resonancia en nuestros cálculos CDCC considerando un modelo simple de di-neutrón, vamos a incorporarla en nuestro modelo. Para ello, generamos los estados del continuo $l=1$ variando la profundidad del potencial $^9\text{Li}+2n$ (V_0), de forma que localizamos la posición en energía de la resonancia cuando el corrimiento de fase del estado $l=1$ toma el valor $\delta_{l=1}=\pi/2$. Mediante este procedimiento, logramos reproducir la resonancia obtenida con el modelo de tres cuerpos ($\varepsilon_{res}=0.69$ MeV) cuando $V_0=63.9$ MeV.

Para simplificar nuestros cálculos vamos a considerar la misma interacción $^9\text{Li}-2n$ del continuo $l=1$ para todos los estados con paridad negativa ($l=1$ y 3), mientras que mantenemos el potencial del estado fundamental para los estados del continuo con paridad positiva ($l=0, 2$ y 4). En la tabla 4.3, resumimos la geometría del potencial $^9\text{Li} +2n$ para los distintos estados del continuo cuando incorporamos la resonancia dipolar a una energía de $\varepsilon_{res}=0.69$ MeV con respecto al estado fundamental.

$^9\text{Li} +2n$	V_0 (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)
$l=1, 3$	63.9	1.3	0.3
$l=0, 2, 4$	39.0	1.3	0.3

Tabla 4.3: Parámetros del potencial $^9\text{Li}-2n$, compuesto por un potencial de tipo Woods-Saxon, para los distintos estados del continuo cuando incorporamos la resonancia dipolar a una energía de $\varepsilon_{res}=0.69$ MeV con respecto al estado fundamental.

En la Fig. 4.11, representamos la distribución de $B(E1)$ del modelo de di-neutrón que describe el núcleo ^{11}Li . Vemos cómo al considerar una resonancia dipolar aparece un pico muy acusado a energías cercanas al valor de la resonancia. Dicho comportamiento afecta a la distribución angular de la probabilidad de ruptura (Fig. 4.9), donde se puede observar que el cálculo CDCC (línea continua)

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

sobrestima ligeramente los datos experimentales para ángulos delanteros, es decir, en la región angular donde somos más sensible a la interacción coulombiana.

Por último, comentar que el modelo de di-neutrón se basa en una imagen simple del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ y por tanto, para realizar un estudio más realista de reacciones inducidas por este núcleo es necesario considerar un modelo de tres cuerpos (${}^9\text{Li}+n+n$), el cual veremos en la subsección siguiente.

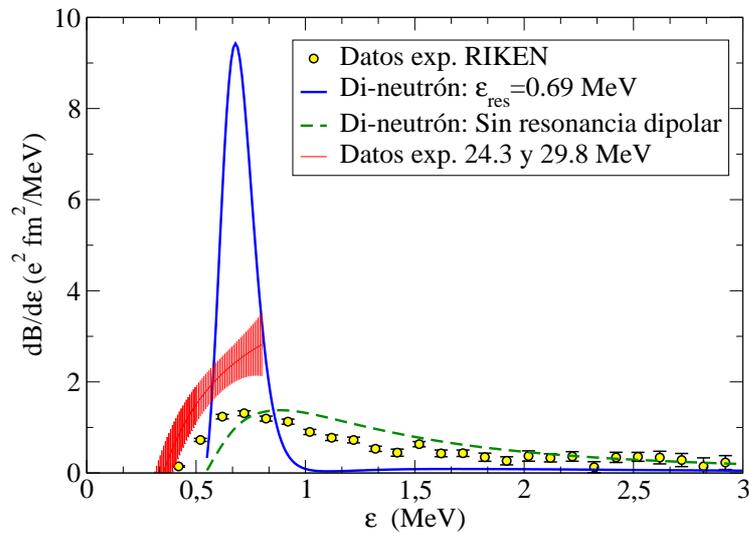


Figura 4.11: Distribución de $B(E1)$ considerando un modelo de di-neutrón del núcleo ${}^{11}\text{Li}$. La línea continua azul representa el modelo de di-neutrón considerando una resonancia dipolar a una energía de $\epsilon_{res}=0.69$ MeV, mientras que la línea discontinua verde no considera dicha resonancia. Los círculos amarillos son los datos experimentales obtenidos en RIKEN [32] y la banda roja representa los valores de la distribución de $B(E1)$ obtenidos a partir de nuestros datos experimentales mediante la aproximación (4.11).

4.3.2 Modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li .

Como hemos comentado en la subsección anterior (4.3.1), una imagen más realista de las reacciones inducidas por el núcleo borromeo ^{11}Li requiere un formalismo de cuatro cuerpos (tres cuerpos del proyectil más el blanco). El método CDCC se ha aplicado recientemente con éxito a problemas de cuatro cuerpos, como en el caso de $^6\text{He}+^{208}\text{Pb}$ a 22 MeV [58]. El modelo de tres cuerpos de ^{11}Li ($^9\text{Li}+n+n$) considera un núcleo inerte y sin espín de ^9Li rodeado por dos neutrones de valencia. Dicho modelo del núcleo ^{11}Li requiere conocer las interacciones $^9\text{Li}-n$ [83] y $n-n$ [84]. Asimismo, se incluye una interacción efectiva a tres cuerpos, que daría cuenta de efectos y configuraciones que no se contemplan en un modelo de di-neutrón. Hemos tomado un potencial de tipo Woods-Saxon de la referencia [83] para describir la interacción $^9\text{Li}-n$ y para la interacción $n-n$ hemos elegido el potencial descrito en [84] basado en una aproximación Hartree-Fock. El potencial efectivo de tres cuerpos se ha ajustado para reproducir la energía de separación experimental de los dos neutrones del halo nuclear de ^{11}Li en su estado fundamental.

Al igual que en el modelo de dos cuerpos, subsección 4.3.1, los estados del continuo de energía del núcleo ^{11}Li se han discretizado siguiendo el método estándar de *binning*. En este caso el continuo se sustituye por un conjunto discreto de estados normalizables, hasta una energía máxima de excitación de 5 MeV. Se consideran estados del continuo con momento angular total $J^\pi=0^+, 1^-, 2^+$ y 3^- . Además, para describir la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ también son necesarios los potenciales $^9\text{Li}-^{208}\text{Pb}$ y $^{208}\text{Pb}-n$. El primero de ellos es el mismo que hemos utilizado en el modelo de dos cuerpos y para la interacción $^{208}\text{Pb}-n$ utilizamos el potencial de Konning-Delaroche [82].

En la Fig. 4.12 se muestra la distribución angular de la probabilidad de ruptura obtenida mediante el método CDCC basado en un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li . Se puede observar cómo los cálculos sin incluir una resonancia dipolar en los estados del continuo de baja energía de excitación del núcleo ^{11}Li (línea discontinua) subestiman los datos experimentales. Esta discrepancia de los cálculos CDCC con los datos experimentales se debe a que la probabilidad de ruptura depende directamente de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

de ruptura. La presencia de una resonancia dipolar próxima al umbral aumenta la distribución de $B(E1)$ y, por tanto, la probabilidad de ruptura del núcleo ${}^{11}\text{Li}$.

El modelo de ${}^{11}\text{Li}$ aquí considerado predice de hecho la existencia de una resonancia dipolar, si bien su posición depende del potencial a tres cuerpos considerado. Hemos ajustado la posición de dicha resonancia para reproducir de la mejor forma posible la probabilidad de ruptura, lo cual ocurre para $\varepsilon_{res}=0.69$ MeV.

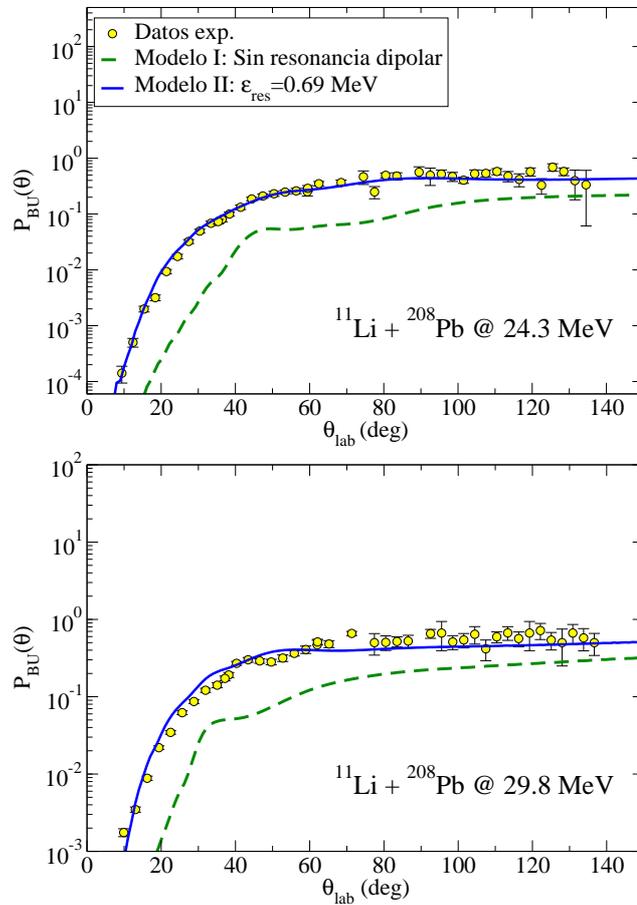


Figura 4.12: Cálculo CDCC de la distribución angular de la probabilidad de ruptura del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ a 24.3 y 29.8 MeV. Las líneas de discontinuas (modelo I) representa el cálculo CDCC basado en un modelo de tres cuerpos de ${}^{11}\text{Li}$, donde se ha supuesto que no existe resonancia. Las líneas continuas representan el cálculo CDCC basado en el modelo II, donde se considera la presencia de la resonancia dipolar a 0.69 MeV. Los datos experimentales están representados por círculos amarillos.

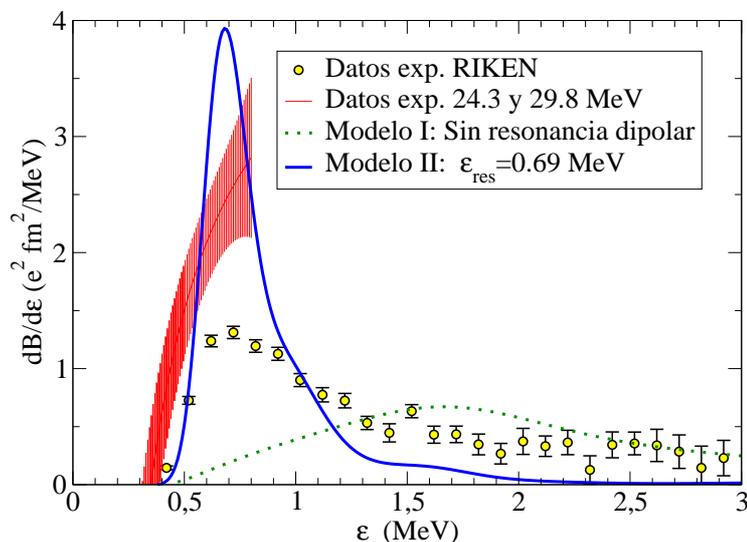


Figura 4.13: Distribución de $B(E1)$ considerando un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li . La línea de puntos (modelo I) representa el modelo de ^{11}Li donde se ha supuesto que el continuo de estados dipolares es no resonante. La línea continua representa el modelo de ^{11}Li de tres cuerpos considerando una resonancia dipolar a baja energía, 0.69 MeV. Los círculos amarillos son los datos experimentales obtenidos en RIKEN [32]. La banda roja representa los valores de la distribución de $B(E1)$ obtenidos a partir de nuestros datos experimentales mediante la aproximación (4.11).

A continuación, para verificar nuestros modelos de estructura del núcleo ^{11}Li , en la Fig. 4.13 comparamos la distribución de $B(E1)$ con los datos experimentales obtenidos en RIKEN por Nakamura *et al.* [32]. El primer modelo (modelo I) corresponde al caso sin resonancia dipolar a baja energía de excitación. Al igual que en la Fig. 4.9, se puede observar que la distribución de $B(E1)$ obtenida con este modelo subestima apreciablemente los datos experimentales, especialmente a energías de excitación próximas al umbral de ruptura. El modelo II corresponde al caso con resonancia dipolar a una energía de excitación de $\varepsilon_{res}=0.69$ MeV. La presencia de esta resonancia da lugar a un pico muy acusado en la distribución de $B(E1)$ a bajas energías de excitación, mayor incluso que los datos experimentales de RIKEN.

Aunque la integral de la distribución de $B(E1)$ para energías de excitación menores que 3 MeV sea similar tanto para el modelo con resonancia (1.48 e^2fm^2) como para los datos experimentales (1.42 ± 0.18 e^2fm^2) [32], la distribución

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

de probabilidad de ruptura será diferente, ya que, como se ha comentado anteriormente, dicha probabilidad depende de la concentración de $B(E1)$ a energías cercanas a la energía de ruptura.

Por último, en la Fig. 4.14 comparamos los resultados de los cálculos CDCC para la probabilidad de ruptura reducida como función del tiempo de colisión con los datos experimentales. Al igual que los resultados experimentales, los cálculos siguen el comportamiento lineal e independiente de la energía de colisión predicho por la ley de escala descrita en la sección 4.1 por la ecuación (4.10). Además, podemos observar cómo en este tipo de representación los cálculos son más sensibles a la variación de las características del modelo del núcleo ${}^{11}\text{Li}$, como puede ser la localización de la resonancia dipolar.

Como conclusión de esta sección, podemos corroborar, a través de cálculos CDCC basados en un modelo de tres cuerpos del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ (${}^9\text{Li}+n+n$), la presencia de una resonancia dipolar a bajas energías de excitación. Hemos localizado su posición a una energía en torno a 0.69 MeV con respecto al estado fundamental. Además, dichos cálculos nos sugieren un valor de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral de ruptura mayor que la obtenida por Nakamura *et al.* [32].

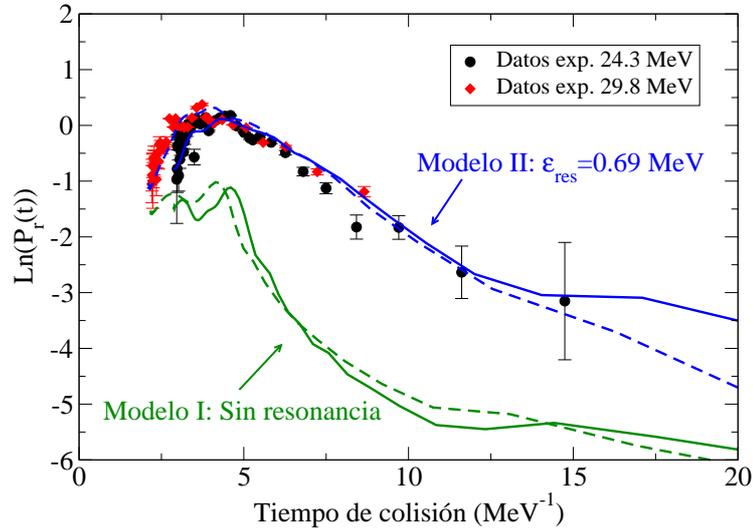


Figura 4.14: Cálculo CDCC de la probabilidad de ruptura reducida del núcleo ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a 24.3 y 29.8 MeV considerando un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li . Las líneas continuas representan los cálculos para la energía de 24.3 MeV, mientras los cálculos para 29.8 MeV se representan por las líneas discontinuas. Las líneas verde y azul representan los cálculos CDCC basados en un modelo de tres cuerpos de ^{11}Li sin y con resonancia dipolar a una energía de excitación de 0.69 MeV, respectivamente.

4.4 Cálculos DWBA

El método DWBA considera la ruptura del proyectil como una transferencia de los neutrones de valencia a estados de energía ligados y no ligados del blanco. Esta imagen de disociación del proyectil se denomina transferencia al continuo. En la Fig. 4.15 se representa de manera esquemática el proceso de transferencia de los dos neutrones del halo nuclear del ^{11}Li al continuo de ^{208}Pb . Al igual que en la subsección 4.3.1, se utiliza el modelo de di-neutrón para que la comparación de ambos cálculos sea lo más consistente posible.

Debido a la elevada densidad de estados de ^{210}Pb para las energías de excitación relevantes ($Q \approx 0$), construiremos unos estados representativos que tengan energía y paridad definida como una combinación $(2n, 0^+) \otimes ^{208}\text{Pb}$. El momento angular total del ^{210}Pb vendrá dado por el momento angular del movimiento relativo del

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$

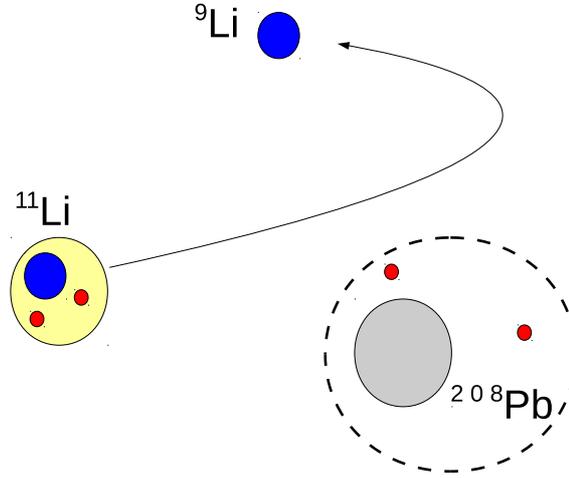


Figura 4.15: Representación esquemática del proceso de ruptura del sistema ${}^{11}\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$ en un modelo de transferencia de dos neutrones a estados del núcleo blanco.

sistema $2n$ respecto al núcleo ${}^{208}\text{Pb}$ (l_f) ya que, según el modelo de di-neutrón considerado, ambos neutrones están acoplados a espín cero.

Para obtener el número de nodos N de la función de onda del di-neutrón relativa al ${}^{208}\text{Pb}$ utilizamos, al igual que en la secc. 4.3.1, la condición de Wildermuth, suponiendo que el di-neutrón se encuentra en un estado interno $1s$,

$$2(N - 1) + L = 2(n_1 - 1) + l_1 + 2(n_2 - 1) + l_2. \quad (4.21)$$

Para los estados de paridad positiva tenemos que $2(N - 1) + L = 12$, ya que los primeros estados desocupados en ${}^{208}\text{Pb}$ corresponden a una energía de $6\hbar\omega$ en un modelo de oscilador. En cambio, para los estados de paridad negativa uno de los neutrones tiene que pasar al siguiente nivel $7\hbar\omega$ y, por tanto, $2(N - 1) + L = 13$.

Por último, para tener estados a varias energías de excitación para una configuración dada, repartiremos la intensidad de cada estado en un conjunto de subestados uniformemente distribuidos y equi-espaciados en energía. Cada subestado es multiplicado por un factor espectroscópico, que tomaremos como $1/N$, donde N es el número de subestados. Este procedimiento para representar los estados de ${}^{210}\text{Pb}$ se presenta con más detalle en [11].

4.4 Cálculos DWBA

Para tener consistencia con los cálculos CDCC, se consideran los mismos potenciales de interacción ${}^9\text{Li}-2\text{n}$, ${}^{208}\text{Pb}-2\text{n}$ y ${}^9\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$ descritos en la subsección 4.3.1. Además, para la interacción ${}^{11}\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$ hemos considerado un potencial óptico complejo, usando para la parte real un potencial microscópico de São Paulo y para la parte imaginaria un potencial de tipo Woods-Saxon con un término de volumen y otro de superficie (véase subsección 2.2.1). Los parámetros, tanto de la parte real (N_r) como de la parte imaginaria (W_0 , r_i , a_i , W_D , r_D y a_D), se han ajustado para reproducir los datos elástico de la reacción ${}^{11}\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$, los cuales serán publicados en breve por M. Cubero *et al.* (enviado a *Phys. Rev. Lett.*). En la tabla 4.4, se resumen los valores de los parámetros correspondientes al potencial ${}^{11}\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$. El valor de la difusividad a_D obtenido está asociado a los procesos de absorción de largo alcance, principalmente a los acoplamientos dipolares coulombianos, lo cual ya ha sido observado en el núcleo ${}^6\text{He}$ [9].

$N_r(\text{SPP})$	$W_0 (\text{MeV})$	$r_i (\text{fm})$	$a_i (\text{fm})$	$W_D (\text{MeV})$	$r_D (\text{fm})$	$a_D (\text{fm})$
1.0	72.3	0.64	0.11	0.18	1.35	5.44

Tabla 4.4: Parámetros del potencial ${}^{11}\text{Li}-{}^{208}\text{Pb}$ compuesto por un potencial microscópico para la parte real y un potencial de tipo Woods-Saxon con un término volumen y otro de superficie para la parte imaginaria.

En la Fig. 4.16 comparamos los cálculos CDCC con los DWBA de la distribución angular de la probabilidad de ruptura del núcleo ${}^{11}\text{Li}$. Vemos que los cálculos DWBA logran reproducir los datos experimentales para ángulos traseros ($\theta_{lab} > 70^\circ$), mientras que para ángulos delanteros ($\theta_{lab} < 70^\circ$) los subestiman. Por tanto, podemos concluir que para estos ángulos delanteros el proceso de ruptura directa (cálculo CDCC) es dominante, en cambio para ángulos traseros existe una competición entre el proceso de ruptura directa (cálculo CDCC) y de transferencia al continuo (cálculo DWBA).

Hay que aclarar, no obstante, que los estados del continuo considerados en ambos formalismos de reacción no son ortogonales, ya que corresponden a representaciones diferentes de los estados del sistema ${}^9\text{Li}+2\text{n}+{}^{208}\text{Pb}$. Por tanto, estrictamente, más que referirse a canales de reacción, los modelos de

4. ANÁLISIS DEL CANAL DE PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS DE ${}^9\text{Li}$ PARA LA REACCIÓN ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$

ruptura directa y transferencia al continuo se deben interpretar como diferentes mecanismos de ruptura.

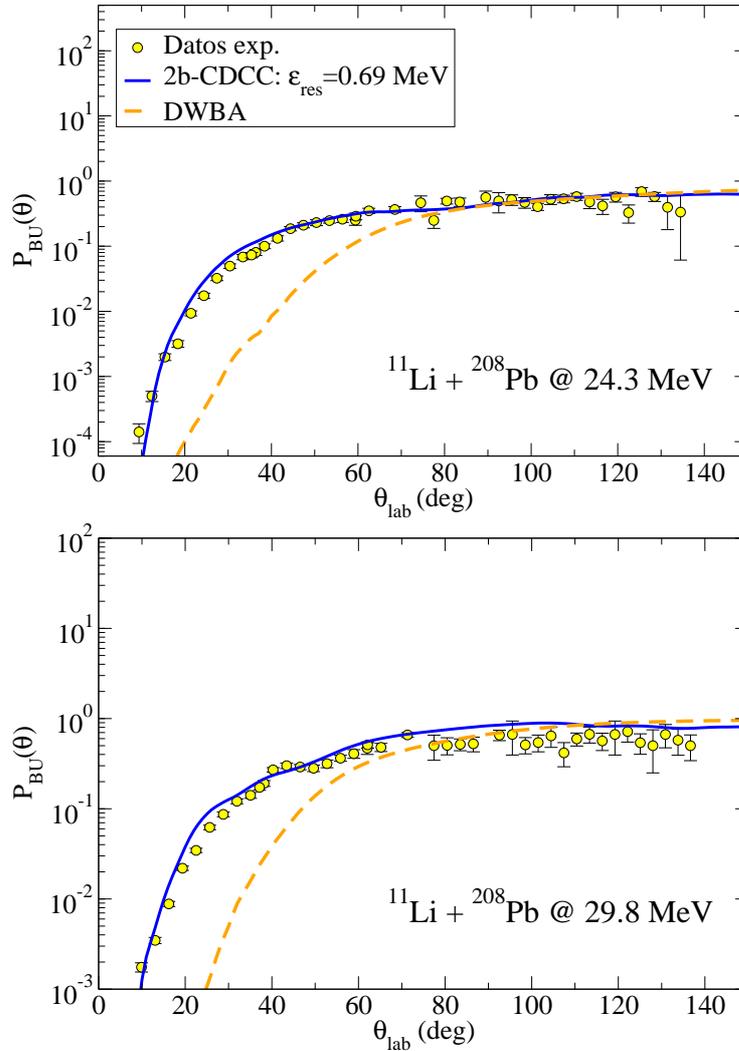


Figura 4.16: Cálculo DWBA de la distribución angular de la probabilidad de ruptura del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ a las energías de 24.3 y 29.8 MeV. La línea continua azul representa los cálculos utilizando el formalismo CDCC considerando un modelo de di-neutrón. La línea discontinua naranja representa los cálculos utilizando el formalismo DWBA usando un modelo de transferencia al continuo. Los círculos amarillos representan los datos experimentales.

Discusión y Conclusiones

En este trabajo se ha presentado un estudio de la producción de núcleos de ${}^9\text{Li}$ provenientes de la colisión de un haz de ${}^{11}\text{Li}$ contra un blanco de ${}^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera de Coulomb (24.3 y 29.8 MeV). Con dicho estudio hemos logrado, no sólo dar una explicación física al mecanismo que produce la ruptura de ${}^{11}\text{Li}$ cuando colisiona contra un blanco de ${}^{208}\text{Pb}$, sino también obtener información estructural del núcleo halo ${}^{11}\text{Li}$. De hecho, mediante cálculos CDCC basados en un modelo de tres cuerpos del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ hemos logrado reproducir los datos experimentales considerando la presencia de una resonancia dipolar en el continuo de baja energía de dicho núcleo. Además, hemos introducido una nueva magnitud, denominada probabilidad de ruptura reducida, que viene dada en función de una variable t (tiempo de colisión) que nos da información del tiempo que pasa el proyectil en las inmediaciones del blanco. Dicha magnitud es una potente herramienta para obtener información estructural de núcleos halo a través de reacciones nucleares similares a la que se ha estudiado en este trabajo, ya que, si se dan las condiciones cinemáticas adecuadas, depende únicamente de la distribución de $B(E1)$ y es independiente de todos los parámetros de colisión. A partir del estudio de la probabilidad de ruptura reducida hemos determinado la energía efectiva de ruptura del núcleo ${}^{11}\text{Li}$ y la magnitud de la probabilidad de transición eléctrica dipolar para energías cercanas a la energía umbral de ruptura.

5. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

El trabajo realizado y las conclusiones obtenidas las podemos resumir en los siguientes puntos:

- Durante el experimento E1104 realizado en el laboratorio de haces radiactivos de TRIUMF, en Vancouver, Canadá, hemos medido por primera vez la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera coulombiana. Su diseño experimental nos ha permitido separar en masa y carga las partículas de ^{11}Li dispersadas elásticamente de los fragmentos de ruptura (^9Li).
- A partir de los diagramas bidimensionales de la variación de la pérdida de energía (ΔE) de los distintos productos de reacción en los detectores de silicio como función de su energía total depositada en un sistema de telescopio ($E_T=\Delta E+E$), hemos obtenido la distribución angular de la probabilidad de ruptura y la distribución en ángulo y energía de los fragmentos de ruptura (^9Li).
- Al igual que se ha visto con el núcleo ^6He [9], debido a la estructura débilmente ligada de los neutrones de valencia, los efectos de la polarizabilidad dipolar coulombiana generados por un blanco pesado de ^{208}Pb distorsionan al núcleo proyectil ^{11}Li llegando incluso a su ruptura. Esto afecta notablemente a la producción de partículas de ^9Li , siendo esta del orden del 80 % con respecto a la suma total de partículas de ^{11}Li dispersadas elásticamente y fragmentos de ruptura (^9Li) para los ángulos traseros, en las energías de haz cercanas a la barrera coulombiana ($V_b \sim 28 \text{ MeV}$), que para este trabajo fueron 24.3 y 29.8 MeV.
- Hemos comparado los datos experimentales obtenidos para las secciones eficaces de ruptura con cálculos semiclásicos basados en la excitación dipolar coulombiana, los cuales dependen de la estructura del proyectil a través de la distribución de $B(E1)$. Hemos supuesto dos distribuciones de $B(E1)$ experimentales, la obtenida por Zinser en GSI [34] y la obtenida por Nakamura en RIKEN [32]. Se ha observado que los cálculos semiclásicos basados en la distribución de $B(E1)$ obtenida por Nakamura logran reproducir cualitativamente mejor los datos experimentales que los cálculos basados en la distribución obtenida por Zinser. Aún así, los datos

experimentales sugieren una mayor contribución de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral de ruptura.

- A partir de la aproximación semiclásica de la excitación coulombiana, hemos definido una nueva magnitud, denominada probabilidad de ruptura reducida, en función del llamado tiempo de colisión. Para tiempos de colisión grandes (correspondiente a ángulos de dispersión suficientemente pequeños), encontramos que esta magnitud depende de la distribución de $B(E1)$ pero es independiente de los parámetros de colisión. Además, para estos tiempos de colisión, el logaritmo natural de la probabilidad de ruptura reducida depende linealmente del tiempo de colisión. En concreto, para tiempos de colisión mayores que 5 MeV^{-1} , el conjunto de datos experimentales sigue un comportamiento lineal consistente con la ley de escala, definida en la sección 4.1. A partir del ajuste lineal de los datos experimentales de la probabilidad de ruptura reducida, hemos obtenido un valor de la energía efectiva de ruptura de $0.35 \pm 0.03 \text{ MeV}$, que es compatible con el valor experimental aceptado, $0.36915(65) \text{ MeV}$ [17] y, también, hemos logrado extraer el comportamiento de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas a la energía umbral de ruptura.
- Al igual que ocurre en [27–30], nuestro modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li predice la existencia de una resonancia dipolar ($J_{nn}^{\pi}=1^{-}$) a baja energía de excitación del núcleo ^{11}Li , si bien la energía de dicha resonancia depende de la elección del potencial efectivo de tres cuerpos. El mejor ajuste de los datos experimentales de ruptura se logra para un valor de la energía de la resonancia de $\varepsilon_{res}=0.69 \text{ MeV}$ con respecto a la energía del estado fundamental. Gracias a esto, hemos logrado reproducir, mediante cálculos CDCC basados en un modelo de tres cuerpos del núcleo ^{11}Li ($^9\text{Li}+n+n$), tanto los datos experimentales de la distribución angular de la probabilidad de ruptura, como la probabilidad de ruptura reducida. Comparando la distribución de $B(E1)$ de nuestro modelo de tres cuerpos de ^{11}Li con la distribución experimental obtenida por Nakamura, vemos que nuestro modelo sugiere, de nuevo, una mayor contribución de la distribución de $B(E1)$ a energías cercanas al umbral de ruptura.

5. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

- Mediante la comparación de los datos experimentales con cálculos CDCC, basados en una imagen de ruptura directa del proyectil donde se supone un modelo simple de dineutrón del núcleo ^{11}Li ($^9\text{Li}+2n$), y cálculos DWBA, basados en una imagen de transferencia a estados del blanco (ligados y no ligados), podemos afirmar que el proceso dominante de producción de ^9Li es el mecanismo de ruptura directa, sobre todo a ángulos delanteros, mientras que para ángulos traseros existe una competición entre el mecanismo de ruptura directa y el de transferencia de los dos neutrones del halo a estados del blanco (^{208}Pb). Conviene puntualizar, no obstante, que los estados incluidos en uno y otro caso no son estrictamente ortogonales, de manera que la separación entre ambos no está exenta de ambigüedad. Por tanto, más que hablar de diferentes canales de reacción debemos hablar de diferentes mecanismos de reacción.

Para continuar con el análisis de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$, los objetivos, en el futuro próximo, son: (i) Realizar el mismo estudio exhaustivo de modelo óptico de la dispersión elástica de ^6He con ^{208}Pb desarrollado en el trabajo [9] y ver cómo afectan los efectos de largo alcance al potencial nuclear de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera coulombiana. (ii) Aplicar la ley de escala propuesta en este trabajo a reacciones nucleares similares a la que se ha presentado, obteniendo así información estructural de otros núcleos exóticos.

Discussion and Summary

The study of the production of the nucleus ${}^9\text{Li}$ coming from the scattering of ${}^{11}\text{Li}$ on ${}^{208}\text{Pb}$ at incident energies around the Coulomb barrier (24.3 and 29.8 MeV) has been performed. In this work we have investigated the mechanism that produces the break-up of the ${}^{11}\text{Li}$ nucleus, as well as information on the structure of such halo nucleus. The most remarkable feature of the measured data is the large yield of ${}^9\text{Li}$, even at energies below the Coulomb barrier. The break-up data have been compared with semiclassical and coupled-channels (CDCC) calculations using either a two-body model of the ${}^{11}\text{Li}$ nucleus (${}^9\text{Li}+2n$) and a more sophisticated three-body model (${}^9\text{Li}+n+n$). In both cases, a good agreement with the experimental data is found, assuming the presence of a dipole resonance close to the break-up threshold. Moreover, we have introduced a new magnitude, known as reduced break-up probability, as a function of the collision time. Such variable reflects the time that the projectile takes to cross the vicinity of the target. For large values of the collision time, this reduced break-up probability depends exclusively on the $B(E1)$ distribution of the weakly bound projectile and it is independent of other collisions parameters. Thus, such new magnitude is a powerful tool to extract information on the dipole response of a halo nucleus from the analysis of break-up data, in those situations in which the break-up process is dominated by the dipole Coulomb interaction.

From the experimental data of the reduced break-up probability we have obtained the effective break-up energy of the nucleus ${}^{11}\text{Li}$ and the strength of the $B(E1)$ distribution at energies around the break-up energy.

Thus, we can summarize our work and conclusions as following:

5. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

- We have measured for the first time the reaction $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ at energies around the Coulomb barrier in the E1104 experiment, carried out at the TRIUMF radioactive ions beams facility, in Vancouver, Canada. The experimental set-up allowed us to separate the elastically scattered ^{11}Li from break-up fragments (^9Li).
- From the bidimensional diagrams ΔE versus E_T , we have obtained the angular distribution of the ^{11}Li break-up probability and the energy distribution of the break-up fragments (^9Li).
- As found for the ^6He nucleus [9], due to the weakly bound structure of the valence neutrons, the dipole Coulomb polarizability produced by a heavy target (^{208}Pb) distorts the projectile and, eventually, can break it. This effect affects the production of ^9Li nucleus. Such production amounts to approximately 80 % of the the sum of ^{11}Li and ^9Li fragments at backward angles.
- We have compared the experimental data with semiclassical calculations, based on the Coulomb dipole excitation. The main ingredient of these calculations is the $B(E1)$ distribution of the weakly bound nucleus. We have considered two different experimental $B(E1)$ distributions, one obtained by Zinser at GSI [34] and another obtained by Nakamura at RIKEN [32]. The experimental $B(E1)$ distribution obtained by Nakamura reproduces qualitatively better the experimental data than the calculations based on the distribution obtained by Zinser. However, the experimental data suggest a larger strength of the $B(E1)$ distribution at energies around the break-up energy.
- From the semiclassical approximation of the Coulomb excitation, we have defined a new magnitude referred to as reduced break-up probability. This magnitude is a function of the collision time. For collision times bigger than 5 MeV^{-1} , the experimental reduced break-up probability follows a linear behaviour, consistent with the scaling law, Sec. 4.1. We have obtained a value of the effective break-up energy of $0.35 \pm 0.03 \text{ MeV}$, from the linear fit of the experimental data. This value is in agreement with the most recent value

found in the literature, 0.36915(65) MeV [17]. Moreover, we have inferred the behaviour of the $B(E1)$ distribution at low excitation energies.

- Some studies suggest the presence of a dipole resonance at low excitation energies of ^{11}Li [27–30]. Our three-body model of ^{11}Li predicts also the presence of a dipole resonance but its position has been tuned by adjusting the strength of the three-body interaction. We have performed CDCC calculations, considering the dipole resonance in the three body model of ^{11}Li ($^9\text{Li}+n+n$). The experimental angular distribution of the ^{11}Li break-up probability and the reduced break-up probability are best reproduced when the resonance is located at $\varepsilon_{res}=0.69$ MeV above the ground state. The corresponding $B(E1)$ distribution obtained with this model is even larger than the experimental distribution obtained at RIKEN.
- Finally, we have compared CDCC calculations, based on a direct break-up picture of the projectile, with DWBA calculations, based on a two-neutron transfer to the continuum picture. In both cases, the ^{11}Li nucleus is treated within a simple two-body model ($^9\text{Li}+2n$). From the comparison with the experimental data, the direct break-up mechanism is found to be dominant at forward angles, while there is a competition between the two processes at backward angles.

In order to continue with the study of the $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ reaction, our future goals are the following: (i) To perform an optical model analysis of the $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ elastic data, similar to that carried out for the $^6\text{He}+^{208}\text{Pb}$ reaction [9] and to investigate how the long range effects influence the nuclear potential of the reaction $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ at energies around the Coulomb barrier. (ii) To apply the scaling law, developed in this work, to other nuclear reactions with exotic beams at the similar energies.



Cálculo de error de la distribución de $B(E1)$.

Hemos definido la probabilidad de ruptura reducida según la expresión (4.7),

$$P_r(t) = \int_{\varepsilon_b}^{\infty} \varepsilon d\varepsilon \frac{dB(E1)}{d\varepsilon} e^{(-\varepsilon t)t^2}. \quad (\text{A.1})$$

Para tiempos de colisión grandes, el integrando de la ecuación (A.1) sólo toma valores no despreciables para energías cercanas a la energía de ruptura (ε_b), de modo que tiene sentido aproximar el producto $\varepsilon \frac{dB(E1)}{d\varepsilon}$ por una función rectilínea y por tanto la distribución de $B(E1)$ se puede escribir como,

$$\frac{dB(E1)}{d\varepsilon} = b \frac{\varepsilon - \varepsilon_b}{\varepsilon} \quad (\text{A.2})$$

de donde,

$$\text{Ln}[P_r(t)] = \text{Ln}[b] - \varepsilon_b t. \quad (\text{A.3})$$

A partir del ajuste lineal del logaritmo obtenemos el valor de ε_b con su error σ_{ε_b} , como hemos visto en la sección 4.1.

A continuación, para obtener el error del parámetro b calculamos sus residuos de la forma,

$$\delta_i = (P_r(t_i) e^{(\varepsilon_b t_i)} - b). \quad (\text{A.4})$$

A. CÁLCULO DE ERROR DE LA DISTRIBUCIÓN DE $B(E1)$.

Por tanto el error de b pesado por los errores de $P_r(t)$ es,

$$\sigma_b^2 = \frac{\sum_i \frac{\delta_i^2 (t_i - t_0)^4}{\sigma_i^2 t_i^4}}{\sum_i 1/\sigma_i^2}, \quad (\text{A.5})$$

siendo $\sigma_i = \sigma_{P_r} e^{\varepsilon_b t_i}$.

Aplicando la propagación de errores a la expresión de la distribución de $B(E1)$ (A.2) tenemos que,

$$\sigma_{B(E1)}^2 = \left(\frac{\partial B(E1)}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2 + \left(\frac{\partial B(E1)}{\partial \varepsilon_b} \right)^2 \sigma_{\varepsilon_b}^2, \quad (\text{A.6})$$

donde

$$\left(\frac{\partial B(E1)}{\partial \varepsilon_b} \right)^2 \sigma_{\varepsilon_b}^2 = \sigma_{\varepsilon_b}^2 \left(\frac{b}{\varepsilon} \right)^2 \quad (\text{A.7})$$

y

$$\left(\frac{\partial B(E1)}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2 = \sigma_b^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_b}{\varepsilon} e^{(\varepsilon - \varepsilon_b)t_0} \right)^2. \quad (\text{A.8})$$

Debido a que la ecuación (A.2) no es válida para todos los valores de ε , hemos supuesto que el error de la distribución de $B(E1)$ varía exponencialmente con la energía, de forma que garantizamos que para valores de $\varepsilon > \varepsilon_b$ la ecuación (A.2) deja de ser válida. El valor de t_0 es aquel que hace mínima la variación de $\sigma_b(t_i)$ para los distintos valores de t_i , donde

$$\sigma_b(t_i) = \frac{\frac{\delta_i (t_i - t_0)^2}{\sigma_i t_i^2}}{1/\sigma_i^2}. \quad (\text{A.9})$$

Finalmente, tenemos que el error de la distribución de $B(E1)$ es,

$$\sigma_{B(E1)}^2 = \sigma_{\varepsilon_b}^2 \left(\frac{b}{\varepsilon} \right)^2 + \sigma_b^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_b}{\varepsilon} e^{(\varepsilon - \varepsilon_b)t_0} \right)^2. \quad (\text{A.10})$$

Experimento FIRST

Como se ha descrito anteriormente, esta tesis trata del estudio de reacciones nucleares, concretamente, de los procesos de ruptura del núcleo ^{11}Li en la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$. Desde el punto de vista de la Física Nuclear fundamental, nuestro objetivo es comprender cómo el carácter débilmente ligado de los neutrones del halo nuclear afectan a la dinámica de la reacción, para así poder inferir información sobre sus propiedades estructurales.

Debido a la sinergia entre el tema principal de esta tesis doctoral y el experimento FIRST (*Fragmentation of Ions Relevant for Space and Therapy*) [6], realizado en el laboratorio GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung*), he participado en la ejecución de dicho experimento y asumido parte de la responsabilidad del análisis de uno de los detectores que componían el experimento. Para ello he realizado una estancia de 3 meses correspondientes a la obtención del título de doctor internacional, en el *dipartimento di Scienze di Base e Applicate per l'Ingegneria - Università di Roma "La Sapienza"*.

A continuación, se describirá brevemente el experimental FIRST y su montaje, donde se presentará el estudio de uno de los detectores que lo compone, la cámara de deriva *Beam Monitor*. Dicha cámara fue utilizada para obtener información sobre la trayectoria del haz y el punto de impacto sobre el blanco. En este apartado, mostraremos el método utilizado para la reconstrucción de la trayectoria,

B. EXPERIMENTO FIRST

la eficiencia de detección y la resolución espacial del detector *Beam Monitor*. Por último, mostraremos algunos resultados preliminares.

B.1 Diseño del experimento.

El experimento FIRST fue diseñado para medir la sección eficaz diferencial doble como función de la energía y del ángulo ($\partial^2\sigma/\partial\theta\partial E$) de iones provenientes de la fragmentación de ^{12}C colisionando contra un blanco de grafito de 8 mm de espesor a una energía entre 100 y 1000 MeV/u. Los procesos nucleares de fragmentación que se producen en dicha reacción son relevantes, no sólo para el tratamiento de tumores, sino también para aplicaciones de radioprotección espacial.

El diseño experimental para el sistema de detección consistió en dos regiones principales (véanse las Figs. B.1 y B.2): la región magnética, ya existente en GSI y utilizada en experimentos anteriores, y una novedosa región de interacción. La denominada región magnética se compone de un dipolo magnético (ALADiN (*A Large Acceptance DIpole magNet*)) [85], una cámara de proyección de tiempo (TP-MUSIC IV (*Time Projection MULTiple Sampling Ionization Chamber*)) [86], un detector de neutrones (LAND (*Large Area Neutron Detector*)) [87] y un centelleador de tiempo de vuelo, conocido como TOFWALL (*Time Of Flight WALL*).

La región de interacción, a su vez, se puede dividir en dos zonas diferenciadas por su posición con respecto al blanco. La zona anterior al blanco se compone de un centelleador plástico delgado de 150 μm espesor y 52 mm de diámetro (Start Counter) usado como propuesta de disparo de adquisición (*trigger*) y una cámara de deriva (*Beam Monitor*), usado para medir la trayectoria del haz y el punto de impacto sobre el blanco (Fig. B.2). Después de la interacción con el blanco se encuentra un detector Vertex de Silicio con área activa de $21.2 \times 10.6 \text{ mm}^2$ y segmentado en $1152 \times 576 \text{ pixeles}$, utilizado para obtener información sobre la trayectoria seguida por las partículas cargadas provenientes de la interacción con el blanco y finalmente un centelleador grueso de protones conocido como KENTROS (*Kinetic ENergy and Time Resolution Optimized on Scintillator*) que detecta los fragmentos más ligeros (protones y partículas alfas) a ángulos grandes.

B.1 Diseño del experimento.

En las Figs. B.1 y B.2 se puede observar un esquema del diseño experimental utilizado.

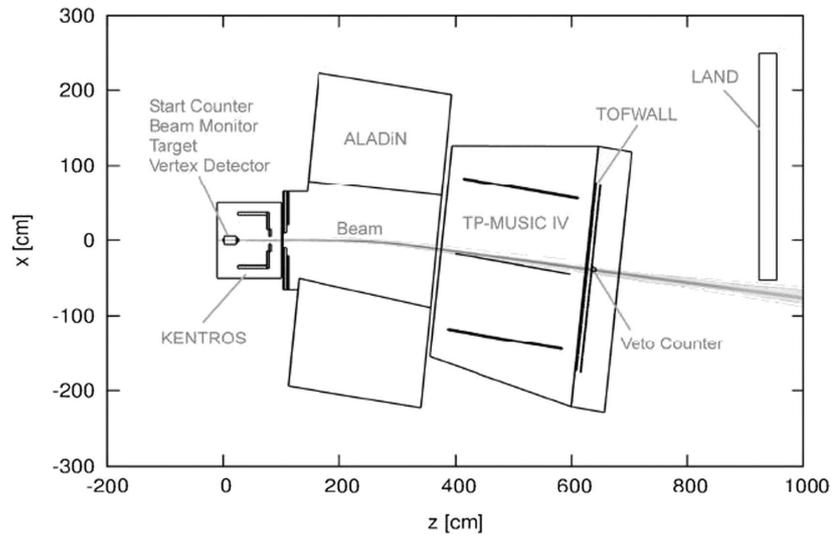


Figura B.1: Esquema del diseño experimental FIRST.

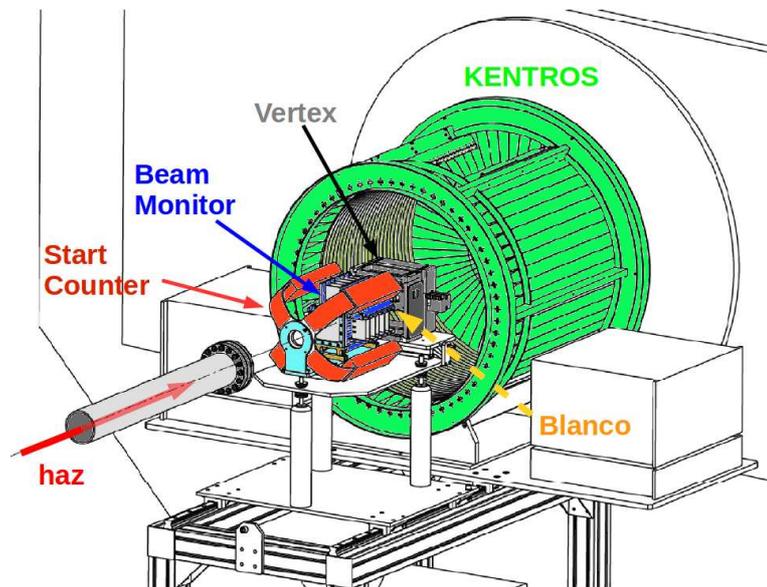


Figura B.2: Esquema del diseño experimental de la región de interacción.

B. EXPERIMENTO FIRST

B.1.1 Tiempo de haz del experimento FIRST

El experimento FIRST fue realizado en los laboratorios GSI en Darmstadt, Alemania, durante Julio y Agosto de 2011. La mayoría de las medidas fueron realizadas con un haz de ^{12}C a 400 MeV/u incidiendo sobre un blanco de grafito de 8 mm. Se realizaron además medidas con un blanco de oro y con otras condiciones de haz con el fin de comprobar y calibrar el sistema de detección.

La adquisición de datos fue llevada a cabo con el sistema MBS (*Multi Branch System*) de GSI, el cual es capaz de comunicarse con todos los tipos de módulos electrónicos utilizados en el experimento (FASTBUS, CAMAC y VME).

Desafortunadamente, durante el experimento no se pudo utilizar el detector MUSIC IV, debido a un anómalo incremento de la corriente en el cátodo principal. Por el contrario, esto nos permitió incrementar la tasa de adquisición. Finalmente, se adquirieron un total de 37 millones de eventos, siendo 5 millones con un blanco de oro, que fueron agrupados en 250 archivos.

B.2 Beam monitor.

El detector *Beam Monitor*, mostrado en la Fig. B.3, es una cámara de deriva diseñada para reconstruir trayectorias de partículas cargadas. El objetivo de este detector es el de proporcionar información acerca del punto de impacto del haz sobre un blanco, además de sobre una posible fragmentación del haz antes de incidir sobre el blanco.

El detector está compuesto de 6 planos de hilos horizontales y 6 planos de hilos verticales dispuestos alternativamente. Cada plano, a su vez, está compuesto de tres celdas rectangulares de 16 mm x 10 mm a lo largo de la dirección del haz, lo que hacen un total de 36 hilos de detección. Los doce planos proporcionan un trazado redundante, asegurando así una alta eficacia de trazado y una excelente resolución espacial.

En el laboratorio LNS (*Laboratori Nazionali del Sud*) del INFN (*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare*), en Catania, Italia, se realizaron varias pruebas con diferentes mezclas de gases (Ar/CO₂ 80%/20%, Ar/CO₂ 90%/10%, P10 (90% Ar, 10% CH₄)) y diferentes voltajes con haces de electrones, protones y carbono.

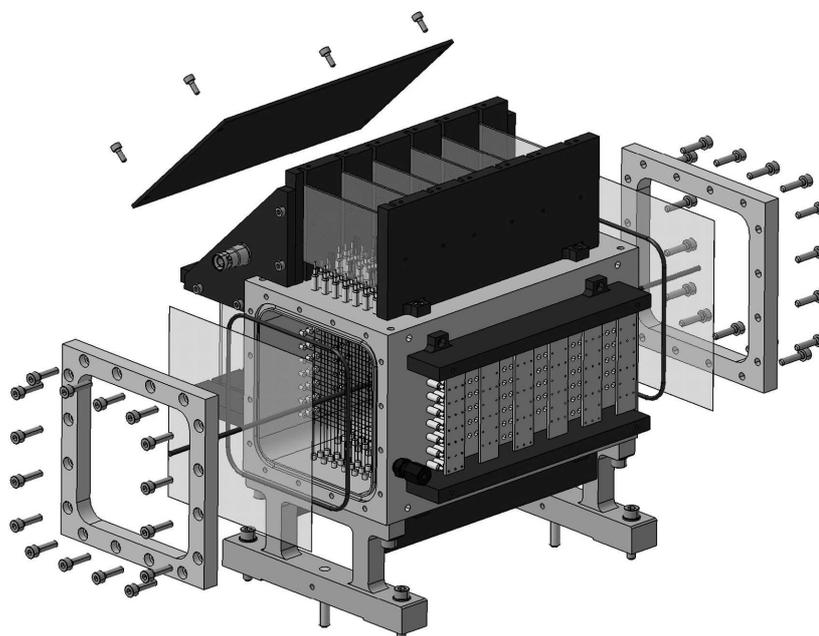


Figura B.3: Esquema del detector *Beam Monitor*.

Dichas pruebas mostraron que las condiciones idóneas de trabajo del detector *Beam Monitor* son con una mezcla de gas de Ar/CO₂ (80 %/20 %) a un voltaje de 1,8 kV.

B. EXPERIMENTO FIRST

B.2.1 Reconstrucción de trazado.

Los eventos recogidos por el detector *Beam Monitor* son utilizados para reconstruir la trayectoria de las partículas cargadas dentro del volumen activo del detector. Además, tal información es fundamental para discriminar entre eventos simples y múltiples. Para ello, se ha desarrollado un algoritmo de trazado basado en un simple método iterativo de ajuste de mínimos cuadrados, diseñado por P. Avery [88].

La información temporal de cada evento, medida por el TDC, se transforma en distancia hacia la tira de detección usando las curvas de espacio-tiempo (s-t), las cuales se obtiene a través de una subrutina interna del programa mediante un procedimiento iterativo. De esta forma, podemos tener en cuenta las correcciones correspondientes al asumir al inicio una velocidad de deriva constante (usada como semilla para la primera iteración). En la Fig. B.4 se puede observar un ejemplo de las relaciones espacio-tiempo (s-t) y velocidad-tiempo (v-t).

La información espacial extraída de las relaciones s-t se emplea en una rutina de reconocimiento de patrones que selecciona los trazados a ser evaluados. Para construir el trazado, únicamente se tienen en cuenta eventos con más de tres señales por cada vista (horizontal y vertical) y aquellas señales simples, es decir, cuando sólo se enciende una celda por cada plano.

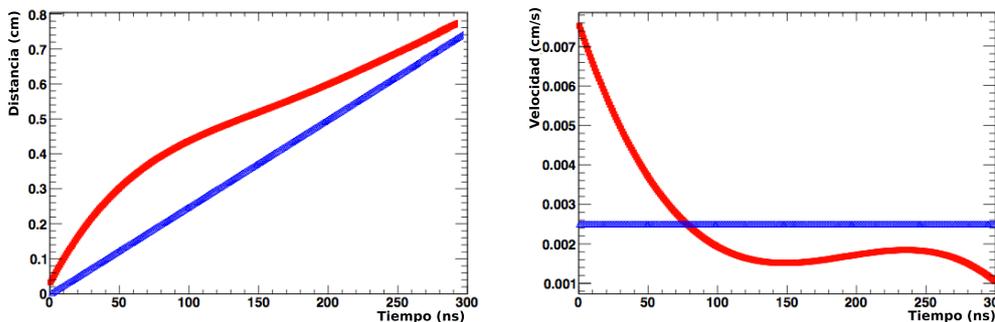


Figura B.4: Relaciones espacio-tiempo y velocidad-tiempo para el detector *Beam Monitor*. La línea azul únicamente supone la velocidad de deriva constante. En cambio, la línea roja supone las correcciones del proceso iterativo.

B.2.2 Eficiencia de detección.

Para definir la eficiencia de detección se utilizaron dos algoritmos diferentes. El primer algoritmo referido a la eficiencia de plano, se define como la fracción de eventos que tienen al menos una señal detectada en un plano, cuando tres señales han sido detectadas en el otro plano. Esta definición de eficiencia no tiene en cuenta ninguna información de trazado de haz, sino únicamente las condiciones de trabajo del detector.

El segundo algoritmo se basa en el método de trazado descrito anteriormente (Sec. B.2.1). En este caso se define la eficiencia de trazado como la fracción de eventos que son utilizados para reconstruir la traza del haz entre todos los eventos que son detectados por la cámara.

B.2.3 Resolución espacial.

La resolución espacial del detector *Beam Monitor* fue obtenida por medio del algoritmo de trazado descrito en la Sec. B.2.1 usando la reconstrucción de trazado debido a cada señal detectada en la cámara. Para cada señal en la cámara, calculamos la diferencia (Δx , denominada residuos) entre la posición medida (x_{meas}) y la posición del trazado (x_{track}). Por tanto, mediante la distribución de los residuos podemos obtener la resolución espacial del detector. En la Fig. B.5 se muestra un ejemplo para un conjunto determinado de datos de la distribución de los residuos ajustada por una función doble gaussiana, dada por la siguiente ecuación,

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}} + B \cdot e^{-\frac{(x-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}}. \quad (\text{B.1})$$

También se realizó un análisis de la distribución de los residuos en función de la distancia de trazado, representado en la Fig. B.5.

B.2.4 Resultados preliminares.

Como se comentó al inicio del capítulo (B.2), el detector *Beam Monitor* trabajó durante el experimento con una mezcla de gas de Ar/CO₂ (80%/20%) y a un voltaje de 1,8 kV. En la Fig. B.6 se muestra la trayectoria reconstruida de una

B. EXPERIMENTO FIRST

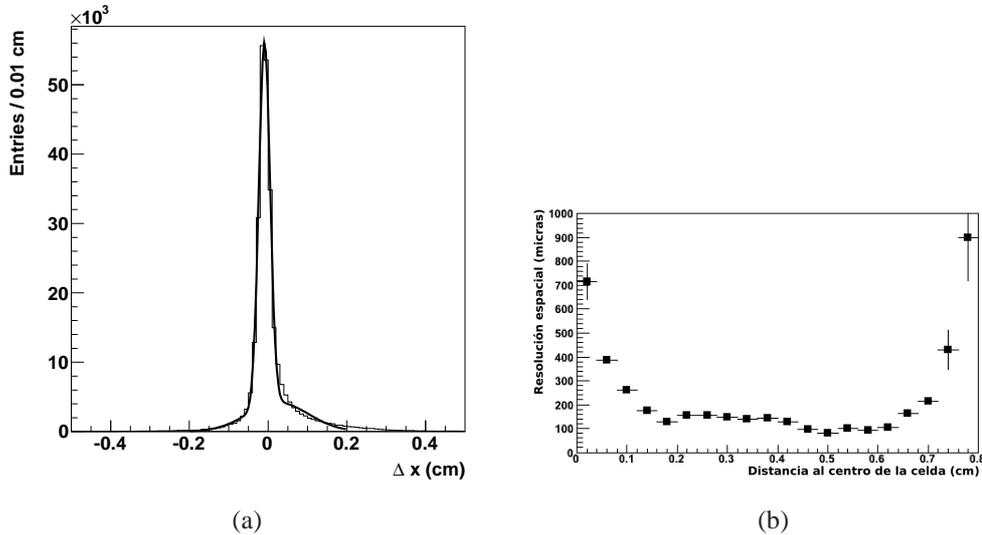


Figura B.5: (a) Distribución de los residuos ajustada por una función doble gaussiana para un conjunto determinado de datos. (b) Distribución de los residuos en función de la distancia de trazado.

partícula de carbono, donde el tamaño de los círculos es proporcional a la distancia al hilo de detección.

Siempre que la cámara de deriva esté perfectamente alineada con el haz, ésta debe detectar 12 señales, 6 por cada vista. Pero, durante el experimento, se observó una distribución de señales centrada en 13 con un valor de RMS ~ 0.3 , como se puede ver en la Fig. B.7. Esto indica una gran estabilidad del detector durante el experimento y la existencia de un ligero desalineamiento de la cámara de deriva con respecto la dirección de haz.

En las Figs. B.8(a), B.8(b) y B.9 se verifica la eficiencia de cada plano y la eficiencia de trazado para cada conjunto de datos. Podemos observar cómo la eficiencia de detección de la cámara de deriva se muestra estable y está entre el 80 % y el 90 %.

A partir de los datos de la colisión ^{12}C - grafito y usando el método explicado en la subsección B.2.3, obtenemos un valor medio de la resolución espacial de la cámara de deriva de $\sigma_x = 140 \mu\text{m}$. En la Fig. B.5 se muestra la resolución espacial en función de la distancia a la tira de detección.

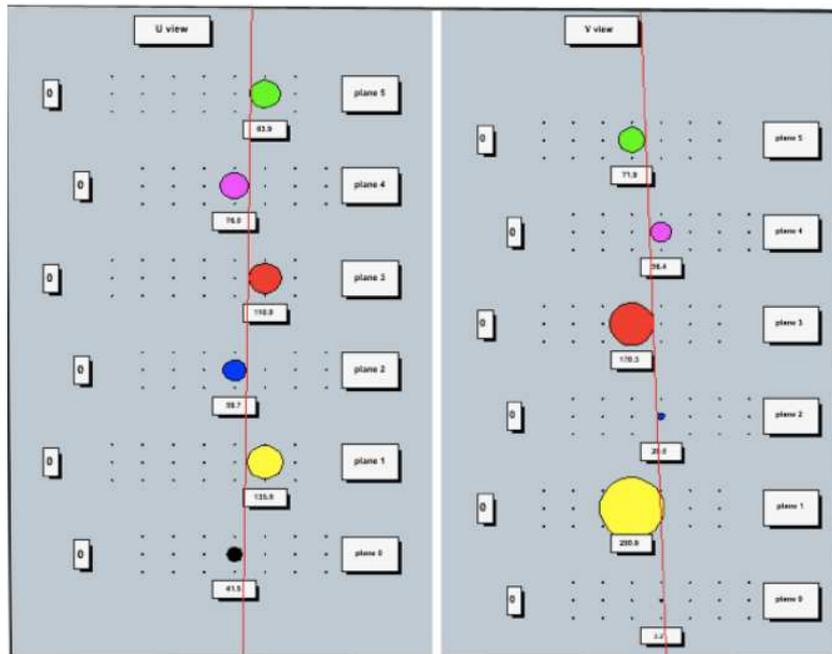


Figura B.6: Reconstrucción de trazado de un ion de carbono atravesando el detector *Beam Monitor*.

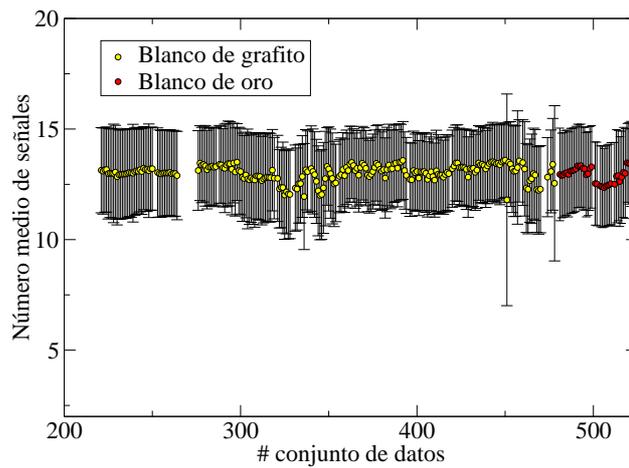
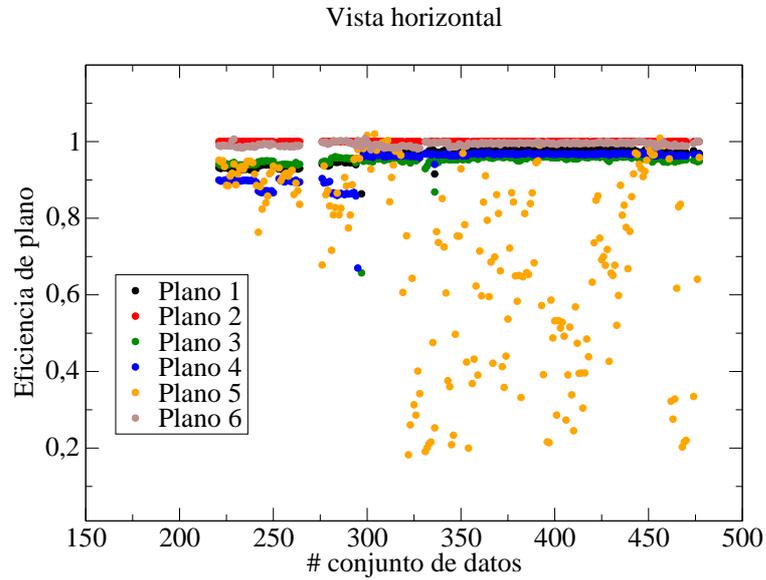
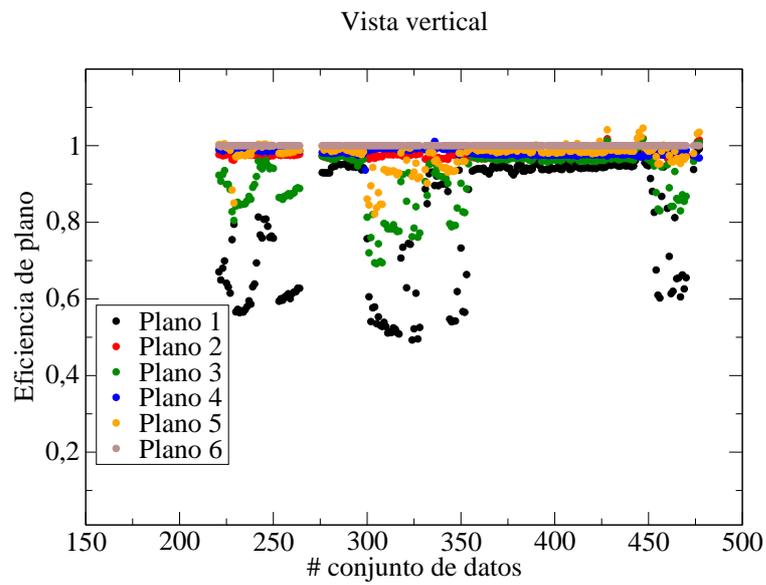


Figura B.7: Distribución del número medio de señales totales por cada conjunto de datos.

B. EXPERIMENTO FIRST



(a)



(b)

Figura B.8: Eficiencia de cada plano por cada vista horizontal y vertical.

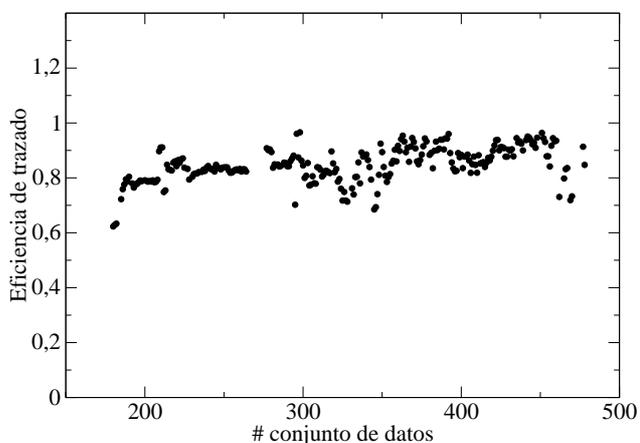


Figura B.9: Representación de la eficiencia de trazado por cada conjunto de datos.

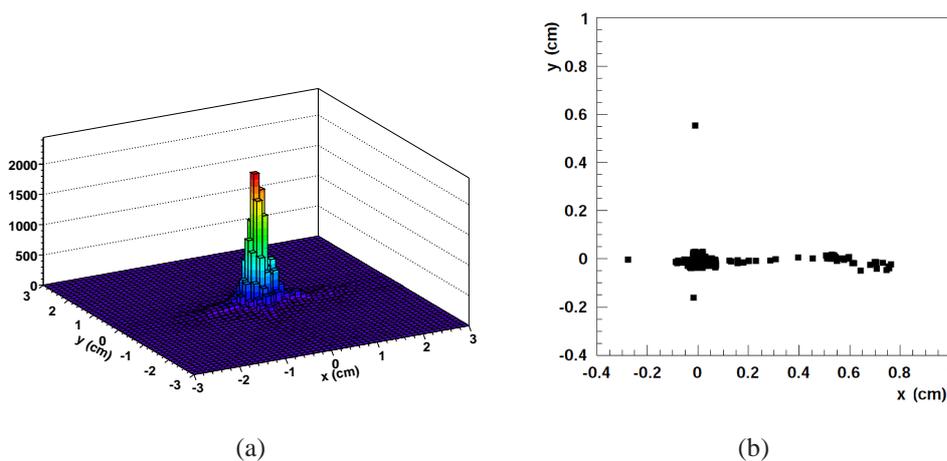


Figura B.10: (a) Tamaño del haz obtenido por la reconstrucción de trazado. (b) Posición del haz en el plano xy, usando varios conjuntos de datos experimentales. Cada punto representa la posición de cada conjunto de datos.

Finalmente, y después de reconstruir el trazado de todos los eventos, podemos medir el tamaño del haz justo después de incidir en el blanco, mostrado en la Fig. B.10(a). En la Fig. B.10(b) se muestra el tamaño medio del haz usando varios conjuntos de datos experimentales. Dicha figura muestra la variación de unos pocos milímetros de la posición del haz durante la adquisición de datos experimentales.

B.3 Resumen y conclusiones.

Durante la estancia de 3 meses correspondiente a la obtención del título de doctor internacional, en el *dipartimento di Scienze di Base e Applicate per l'Ingegneria - Università di Roma "La Sapienza"*, he desarrollado parte de la reconstrucción de trazado del detector *Beam Monitor* utilizado como parte del sistema de detectores del experimento FIRST, obteniendo los resultados que a continuación se enumeran:

- Mediante este trabajo se ha logrado reconstruir las trayectorias de los iones de carbono antes de la colisión con el blanco de grafito en el detector *Beam Monitor*, lo cual será de gran ayuda para seguir la trayectoria de las partículas provenientes de la colisión con dicho blanco.
- Hemos observado que el detector *Beam Monitor* ha funcionado con gran estabilidad durante el experimento, pero con un ligero desalineamiento con respecto a la dirección haz incidente.
- Hemos verificado que la eficiencia de detección es del orden del 80 % - 90 %.
- Hemos obtenido un valor medio de la resolución espacial de la cámara de deriva de unos $\sigma_x = 140 \mu\text{m}$, lo cual está en el mismo orden del valor esperado de $100 \mu\text{m}$.
- Una vez reconstruida la trayectoria hemos logrado medir el tamaño del haz de carbono, cuyo valor está en torno a 1.4 mm.

Por último, añadir que, en el marco de la colaboración FIRST, se continúa actualmente trabajando con el análisis y estudio de todos los detectores que formaron el experimento FIRST. La referencia [6] presenta más detalles del experimento FIRST y algunos resultados preliminares alcanzados.

Bibliografía

- [1] E. Rutherford, *Philosophical Magazine* **37** (1919).
- [2] I. Tanihata *et al.*, *Phys. Lett. B* **160**, 380 (1985).
- [3] R. F. Casten y B. M. Sherrill, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **45**, S171 (2000).
- [4] A. Bocci *et al.*, *Nucl. Inst. and Methods A* **673**, 98 (2012).
- [5] J. A. H.A. Bethe, *Experimental nuclear physics (3rd ed.), vol. 1* (J. Wiley, New York, 1953).
- [6] R. Pleskac *et al.*, *Nucl. Inst and Methods A* **678**, 130 (2012).
- [7] A. M. Moro, K. Rusek, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho y M. Rodríguez-Gallardo, *Phys. Rev. C* **75**, 064607 (2007).
- [8] A. Sánchez-Benítez *et al.*, *Nucl. Phys. A* **803**, 30 (2008).
- [9] J. P. Fernández-García, M. Rodríguez-Gallardo, M. A. G. Alvarez y A. M. Moro, *Nucl. Phys. A* **840**, 19 (2010).
- [10] L. Acosta *et al.*, *Phys. Rev. C* **84** (2011).
- [11] D. Escrig *et al.*, *Nucl. Phys. A* **792**, 2 (2007).
- [12] J. P. Fernández-García, M. A. G. Alvarez, A. M. Moro y M. Rodríguez-Gallardo, *Phys. Lett. B* **693**, 310 (2010).
- [13] G. Audi, A. H. Wapstra y C. Thibault, *Nucl. Phys. A* **729**, 337 (2003).

BIBLIOGRAFÍA

- [14] E. F. Aguilera *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 061603 (2001).
- [15] O. R. Kakuee *et al.*, Nucl. Phys. A **765**, 294 (2006).
- [16] O. R. Kakuee *et al.*, Nucl. Phys. A **728**, 339 (2003).
- [17] M. Smith *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 202501 (2008).
- [18] P. Egelhof *et al.*, Eur. Phys. J. A **15**, 27 (2002).
- [19] A. V. Dobrovolsky *et al.*, Nuc. Phys. A **766**, 1 (2006).
- [20] J. S. Vaagen *et al.*, Phys. Scr. **2000** (2000).
- [21] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B. A. Brown, M. Honma y T. Mizusaki, Phys. Rev. Lett. **87**, 082502 (2001).
- [22] T. Otsuka, T. Suzuki, M. Honma, Y. Utsuno, N. Tsunoda, K. Tsukiyama y M. Hjorth-Jensen, Phys. Rev. Lett. **104**, 012501 (2010).
- [23] J. H. Kelley, E. Kwan, J. E. Purcell, C. G. Sheu y H. R. Weller, Nucl. Phys. A **880**, 88 (2012).
- [24] A. M. Poskanzer, S. W. Cospser, E. K. Hyde y J. Cerny, Phys. Rev. Lett. **17** (1966).
- [25] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 24 (1985).
- [26] P. G. Hansen y B. Jonson, Euro. Phys. Lett. **4**, 409 (1987).
- [27] A. A. Korshennikov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2317 (1997).
- [28] K. Ikeda, Nucl. Phys. A **538**, 355 (1992).
- [29] E. Garrido, D. Fedorov y A. Jensen, Nucl. Phys. A **708**, 277 (2002).
- [30] E. C. Pinilla, P. Descouvemont y D. Baye, Phys. Rev. C **85**, 054610 (2012).
- [31] K. Ieki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 730 (1993).
- [32] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 252502 (2006).

- [33] S. Shimoura, T. Nakamura, M. Ishihara, N. Inabe, T. Kobayashi, T. Kubo, R. Siemssen, I. Tanihata y Y. Watanabe, *Phys. Lett. B* **348**, 29 (1995).
- [34] M. Zinser *et al.*, *Nucl. Phys. A* **619**, 151 (1997).
- [35] R. Crespo, I. J. Thompson y A. A. Korshennikov, *Phys. Rev. C* **66**, 021002 (2002).
- [36] T. Myo, S. Aoyama, K. Kato y K. Ikeda, *Phys. Lett. B* **576**, 281 (2003).
- [37] G. R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions* (The MacMillan Press, 1980).
- [38] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions* (Clarendon Press, Oxford, 1983).
- [39] N. Austern, Y. Iseri, M. Kamimura, M. Kawai, G. Rawitscher y M. Yahiro, *Physics Reports* **154**, 125 (1987).
- [40] K. Alder y A. Winther, *Electromagnetic excitation: Theory of Coulomb excitation with heavy ions* (North-Holland, 1975).
- [41] H. Feshbach, C. E. Porter y V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **96**, 448 (1954).
- [42] R. C. Barrett y D. F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure* (Clarendon, Oxford, 1977).
- [43] C. D. Jager, H. D. Vries y C. D. Vries, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **14**, 479 (1974).
- [44] R. Engfer, H. Schneuwly, J. Vuilleumier, H. Walter y A. Zehnder, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **14**, 509 (1974).
- [45] L. C. Chamon *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 014610 (2002).
- [46] L. R. Gasques, *Phys. Rev. C* **67**, 024602 (2003).
- [47] M. A. G. Alvarez *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 014602 (2001).
- [48] M. A. G. Alvarez, L. C. Chamon, M. S. Hussein, D. Pereira, L. R. Gasques, E. S. Rossi y C. P. Silva, *Nucl. Phys. A* **723**, 93 (2003).

BIBLIOGRAFÍA

- [49] M. A. G. Alvarez *et al.*, Nucl. Phys. A **656**, 187 (1999).
- [50] M. A. G. Alvarez, N. Alamanos, L. Chamon y M. Hussein, Nucl. Phys. A **753**, 83 (2005).
- [51] M. Kamimura, M. Yahiro, Y. Iseri, Y. Sakuragi, H. Kameyama y M. Kawai, Progress of Theoretical Physics Supplement **89**, 1 (1986).
- [52] Y. Sakuragi, Phys. Rev. **C35**, 2161 (1987).
- [53] T. Matsumoto, T. Kamizato, K. Ogata, Y. Iseri, E. Hiyama, M. Kamimura y M. Yahiro, Phys. Rev. C **68**, 064607 (2003).
- [54] K. Rusek, N. Alamanos, N. Keeley, V. Lapoux y A. Pakou, Phys. Rev. C **70**, 014603 (2004).
- [55] C. Beck, N. Keeley y A. Diaz-Torres, Phys. Rev. C **75**, 054605 (2007).
- [56] J. A. Tostevin, F. M. Nunes y I. J. Thompson, Phys. Rev. C **63**, 024617 (2001).
- [57] D. J. Howell, J. A. Tostevin y J. S. Al-Khalili, J. Phys.(London) **G31**, S1881 (2005).
- [58] M. Rodríguez-Gallardo, J. Arias, J. Gómez-Camacho, A. Moro, I. Thompson y J. Tostevin, Phys. Rev. C **80**, 051601 (R) (2009).
- [59] T. Matsumoto, E. Hiyama, K. Ogata, Y. Iseri, M. Kamimura, S. Chiba y M. Yahiro, Phys. Rev. C **70**, 061601(R) (2004).
- [60] C. A. Bertulani y A. Sustich, Phys. Rev. C **46**, 2340 (1992).
- [61] J. A. Lay, A. M. Moro, J. M. Arias y J. Gómez-Camacho, Phys. Rev. C **82**, 024605 (2010).
- [62] S. Typel y G. Baur, Nucl.Phys. A **759**, 247 (2005).
- [63] C. Romero-Redondo, E. Garrido, A. S. Jensen y D. V. Fedorov, Phys. Rev. C **77**, 387 (2008).
- [64] J. M. Dixon y R. Lacroix, J. Phy. A **6**, 1119 (1973).

- [65] A. Bonaccorso y N. V. Mau, Nucl. Phys. A **615**, 245 (1997).
- [66] P. Bricault, M. Dombisky, P. Schmor y G. Stanford, Nucl. Inst. and Methods B **126**, 231 (1997).
- [67] R. E. Laxdal *et al.*, Nucl. Phys. A **701**, 647 (2002).
- [68] J. D'Auria, M. Dombisky, L. Buchmann, J. Vincent y J. King, Nucl. Inst. and Methods B **40, Part 1**, 418 (1989).
- [69] D. Darquennes *et al.*, Phys. Rev. C **42**, R804 (1990).
- [70] P. V. Duppen *et al.*, Nucl. Inst. and Methods B **70**, 393 (1992).
- [71] G. Knoll, *Radiation detection and measurement* (Wiley, 2005).
- [72] Canberra, AREVA Company, "Measurement solutions for nuclear safety and security," [http://http://www.canberra.com/](http://www.canberra.com/).
- [73] Micron Semiconductor ltd., "Solid state detectors and internet solutions," <http://www.micronsemiconductor.co.uk>.
- [74] O. Tengblad, U. Bergmann, L. Fraile, H. Fynbo y S. Walsh, Nucl. Inst. and Methods A **525**, 458 (2004).
- [75] Mesytec GmbH & Co., "Detector readout systems," <http://www.mesytec.com/silicon.htm>.
- [76] Caen: Tools for Discovery, "Electronic instrumentation.." <http://www.caen.it/csite>.
- [77] The Nuclear Physics Group (NPG) of Daresbury Laboratory, "Multi-instance data acquisition system - midas.." <http://npg.dl.ac.uk/MIDAS>.
- [78] The Root Team, "Root data analysis program.." <http://root.cern.ch/drupal>.
- [79] James F. Ziegler, "The stopping and range of ions in matter - srim.." <http://www.srim.org>.

BIBLIOGRAFÍA

- [80] W. M. K. Wildermuth, *Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 41* (Springer, New York, 1966).
- [81] M. Cubero *et al.*, *Eur. Phys. J, web of conf.* **17**, 16002 (2011).
- [82] A. J. Koning y J. P. Delaroche, *Nucl. Phys. A* **713**, 231 (2003).
- [83] I. J. Thompson y M. V. Zhukov, *Phys. Rev. C* **49**, 1904 (1994).
- [84] D. Gogny, P. Pires y R. D. Tourreil, *Phys. Lett. B* **32**, 591 (1970).
- [85] J. Hubele *et al.*, *Z. Phys. A* **340**, 263 (1991).
- [86] G. Bauer *et al.*, *Nucl. Inst. and methods A* **386**, 249 (1997).
- [87] T. Blaich *et al.*, *Nucl. Inst. and methods A* **314**, 136 (1992).
- [88] Avery, P. (1991), “Applied fitting theory 1, general least squares theory,”
<http://www.phys.ufl.edu/~avery/fitting/fitting1.pdf>.