



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

INSTITUTO DE FÍSICA

C.C. FÍSICA DE ALTAS ENERGÍAS, FÍSICA NUCLEAR, GRAVITACIÓN Y FÍSICA MATEMÁTICA

ESTUDIOS EXPERIMENTALES DE LA DESINTEGRACIÓN BETA DEL  $^{46}\text{Mn}$  Y SU CONEXIÓN  
CON SUPERNOVAS DEBIDAS AL COLAPSO DEL NÚCLEO ESTELAR

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE  
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

DAVID GODOS VALENCIA

**TUTOR PRINCIPAL**

DR. LUIS ARMANDO ACOSTA SÁNCHEZ  
INSTITUTO DE FÍSICA

**COTUTOR**

DR. ÁNGEL MIGUEL SÁNCHEZ BENÍTEZ  
UNIVERSIDAD DE HUELVA, ESPAÑA

**MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR**

DR. CÉSAR FERNÁNDEZ RAMÍREZ  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

DR. EFRAÍN RAFAEL CHÁVEZ LOMELÍ  
INSTITUTO DE FÍSICA

CIUDAD DE MÉXICO, OCTUBRE 2021



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



---

*Para mi familia,  
que siempre estuvo apoyándome  
a pesar de todas las dificultades.*



---

# Agradecimientos

Agradezco profundamente a la investigadora Dra. Pauline Ascher y a los investigadores Dr. Bertram Blank y Dr. Jérôme Giovinazo su continuo apoyo, tanto permitiéndome analizar datos de un experimento realizado por el grupo experimental del Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG) en Francia que lidera el Dr. Bertram Blank, como en la asistencia durante el complicado análisis experimental de estos. En especial agradezco también al Dr. Jérôme Giovinazo por su tiempo y ayuda en el proceso de instalación de la paquetería “Event & GanilRun”, necesaria para el análisis de este trabajo, en mi ordenador personal. Me gustaría extender el agradecimiento a todo el equipo humano que hizo posible la realización del experimento en el laboratorio GANIL (Caen, Francia).

De igual forma, quiero agradecer a mis asesores, el Dr. Luis Armando Acosta Sánchez y el Dr. Ángel Miguel Sánchez Benítez, por todo su apoyo y guía durante la realización de este análisis. De forma muy especial agradezco al Dr. Luis Armando Acosta Sánchez por su confianza depositada en mí al aceptarme como estudiante, por su orientación para los cursos del posgrado que debía tomar, por las oportunidades que me brindó para desarrollarme como investigador y por brindarme su amistad. Finalmente, aprovecho la oportunidad para agradecer a mi comité tutor, el Dr. César Fernández Ramírez y el Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí, el estar pendientes de mi progreso durante la maestría y sus consejos para mejorar en la misma.

Este trabajo fue financiado parcialmente por los proyectos DGAPA-UNAM IN107820 y CONACyT 314857.



---

# Resumen

En este trabajo se presentan los resultados de analizar el canal de desintegración beta del  $^{46}\text{Mn}$  como una forma indirecta de estudiar la reacción  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ . Ello es debido a que existen trabajos previos que afirman que la nucleosíntesis del  $^{44}\text{Ti}$  en las explosiones conocidas como core collapse supernovae (CCSN) es muy sensible a esa reacción. El  $^{46}\text{Mn}$  fue seleccionado con el separador de fragmentos LISE y detectores de trazamiento, de entre las muchas especies nucleares que forman el haz de fragmentación, para estudiar su desintegración beta y los estados excitados de su núcleo hijo:  $^{46}\text{Cr}$ . Los datos fueron tomados en el experimento “Isospin mixing in pf-shell proton emitters” (Código: E666, Portavoz: Bertram Blank, CEN-BG, Francia) realizado en el laboratorio internacional de haces radioactivos GANIL (Caen, Francia).





---

# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>xi</b>
<b>1. Marco teórico</b>	<b>1</b>
1.1. Nucleosíntesis en supernovas . . . . .	1
1.1.1. Nucleosíntesis . . . . .	3
1.1.2. Tipos de supernovas . . . . .	8
1.2. Aspectos de Física Nuclear relevantes en la “técnica de emisión de protón tras la desintegración $\beta^+$ ” . . . . .	11
1.2.1. Tasa de reacción termonuclear en reacciones $(p,\gamma)$ . . . . .	11
1.2.2. Ley de desintegración radiactiva . . . . .	15
1.3. Relevancia del $^{44}\text{Ti}$ en Astrofísica . . . . .	16
1.3.1. Producción del $^{44}\text{Ti}$ en CCSN . . . . .	17
1.3.2. Relevancia de la reacción $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ en la producción de $^{44}\text{Ti}$ en CCSN . . . . .	18
1.4. Emisión de protón tras la desintegración $\beta^+$ del $^{46}\text{Mn}$ y contribuciones resonantes al $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ . . . . .	19
1.4.1. Reacción inversa a la $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ . . . . .	19
1.4.2. Desintegración $\beta^+$ del $^{46}\text{Mn}$ para la espectroscopía del $^{46}\text{Cr}$ . . . . .	20
<b>2. Realización del experimento</b>	<b>23</b>
2.1. Breve descripción de la instalación experimental . . . . .	23
2.1.1. Producción del haz de fragmentación . . . . .	24
2.1.2. LISE . . . . .	24
2.2. Dispositivo experimental . . . . .	26
2.2.1. Detectores de partículas eléctricamente cargadas. Detector DSSSD . . . . .	28
2.2.2. Detectores de fotones $\gamma$ : Clovers . . . . .	30
2.2.3. Adquisición de datos . . . . .	31
2.3. Calibración en energía . . . . .	32
2.3.1. Calibración del detector DSSSD . . . . .	32

2.3.2. Calibración de los detectores Clovers . . . . .	34
<b>3. Análisis experimental de los datos</b>	<b>37</b>
3.1. Discriminación de sucesos . . . . .	37
3.1.1. Sucesos de implantación . . . . .	38
3.1.2. Sucesos de desintegración . . . . .	41
3.2. Correlación de sucesos en el tiempo . . . . .	41
3.3. Resultados . . . . .	45
3.3.1. Semivida del $^{46}\text{Mn}$ . . . . .	45
3.3.2. Obtención de los espectros de energía derivados de la desintegración del $^{46}\text{Mn}$ . . . . .	47
<b>4. Interpretación de los resultados</b>	<b>53</b>
4.1. Espectros de energía de protones y fotones $\gamma$ . . . . .	53
4.1.1. Semivida del $^{46}\text{Mn}$ . . . . .	53
4.1.2. Espectro de protones . . . . .	54
4.1.3. Espectro de fotones $\gamma$ . . . . .	54
4.2. Trabajo futuro . . . . .	56
<b>Conclusiones</b>	<b>59</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>63</b>
<b>Anexo 1 Software escrito</b>	<b>67</b>
.1. Bloques de código . . . . .	67

---

# Introducción

La nucleosíntesis, junto con la producción de energía en las estrellas, es el área de conexión entre la Física Nuclear y la Astrofísica. Ésta es llevada a cabo principalmente en estrellas mediante diferentes procesos. El ejemplo más sencillo es la fusión de Hidrógeno para obtener Deuterio que ocurre en nuestro Sol; proceso que lleva ocurriendo 4.5 miles de millones de años y los cálculos apuntan a que seguirá ocurriendo otros 5.5 miles de millones de años [1]. Sin embargo, la nucleosíntesis también es posible en eventos explosivos, como en el caso de las explosiones de supernova (SN). No obstante, la nucleosíntesis del Hidrógeno en el Sol difiere en muchos sentidos de la nucleosíntesis en eventos explosivos. Algunas de estas diferencias son: la escala de tiempo y el enriquecimiento del entorno estelar con nuevos núcleos producidos. Como un ejemplo de nucleosíntesis ocurriendo en un evento explosivo, tenemos a la nucleosíntesis del  $^{44}\text{Ti}$ . Ésta ocurre en una explosión de supernova de colapso nuclear (CCSN, del inglés “Core Collapse SuperNova”), proceso mediante el cual las estrellas con masa inicial mayor a  $8 M_{\odot}$  (donde la masa del Sol es denotada por  $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{30}$  kg) terminan su vida<sup>1</sup> [2, 3, 4].

Además, la cadena de desintegración del  $^{44}\text{Ti}$  produce rayos gamma. Este hecho, junto a la semivida del  $^{44}\text{Ti}$ ,  $T_{1/2}({}^{44}\text{Ti}) = 1.89 \times 10^9$  s  $\approx$  59.28 años [5], convierte a este isótopo en un buen trazador para la astronomía de rayos gamma. También, su abundancia se utiliza en el estudio y modelado de las CCSN. En particular, la comparación entre el  $^{44}\text{Ti}$  observado y el esperado por modelos computacionales de CCSN da importantes restricciones a los últimos. Estos modelos computacionales incluyen redes de reacciones nucleares, por lo que necesitan como inputs información de los procesos incluidos en las redes de reacciones nucleares, entre los que se encuentra la tasa de reacción. En otras palabras, al mejorar la precisión de estos inputs se pueden mejorar los modelos al ser comparadas sus predicciones con observaciones experimentales. Para ello es necesario estudiar la reacción en los laboratorios terrestres; lo cual es una tarea sumamente compleja en el plano tecnológico.

---

<sup>1</sup>Las estrellas con masas mayores a  $40 M_{\odot}$  pueden terminar como CCSN si su metalicidad inicial es lo suficientemente alta. Lo anterior se traduce en una mayor opacidad para los fotones y esto, a su vez, en una reducción considerable en el tamaño de sus capas debido a la pérdida de masa por el viento estelar [3, 4].

En el caso del  $^{44}\text{Ti}$ , existen trabajos publicados donde se afirma que su nucleosíntesis en las explosiones CCSN es muy sensible a la reacción  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$  [6, 7]. En consecuencia, el estudio de la sección eficaz de la reacción anterior tiene relevancia en Astrofísica. Desafortunadamente, las mediciones directas de las secciones eficaces para una cierta reacción termonuclear que involucre partículas eléctricamente cargadas, como las  $(p,\gamma)$ , son difíciles de conseguir en los laboratorios actualmente en funcionamiento. Lo anterior es debido a la barrera de Coulomb, la cual provoca muy bajas secciones eficaces a las energías de colisión muy por debajo de ella, como es el caso habitual en ambientes estelares. En consecuencia, deben usarse métodos indirectos, especialmente cuando la tasa de reacción es dominada por una resonancia estrecha aislada. En este sentido, la emisión retardada de protones por emisión beta es un método indirecto muy útil para medir contribuciones de resonancias estrechas - caso de existir - a las reacciones  $(p,\gamma)$ . Aplicando este método indirecto a la reacción  $(p,\gamma)$  del  $^{45}\text{V}$ , se pueden poblar estados excitados del  $^{46}\text{Cr}$  que se sitúen dentro de la ventana energética que permita el valor  $Q$  de la desintegración beta del núcleo padre,  $^{46}\text{Mn}$ , y estudiar la reacción inversa  $^{46}\text{Cr}^* \rightarrow p + ^{45}\text{V}$ . Los estados excitados del  $^{46}\text{Cr}$  en este marco son poblados a través de la desintegración beta del núcleo padre  $^{46}\text{Mn}$ .

En este trabajo se analizó el canal de desintegración  $\beta^+$  del  $^{46}\text{Mn}$  con los datos obtenidos en el experimento “Isospin mixing in pf-shell proton emitters” (Código: E666, Portavoz: Bertram Blank, del CEN-BG, Francia) llevado a cabo en las instalaciones de GANIL (Caen, Francia) [8]. En particular se estudia la desintegración beta del  $^{46}\text{Mn}$  y los estados excitados de su núcleo hijo: el  $^{46}\text{Cr}$ . El objetivo general del programa científico, el cual inicia este análisis, es explorar la existencia de estados excitados del  $^{46}\text{Cr}$  que dieran lugar a resonancias en la reacción  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ , las cuales dominaran la tasa de reacción termonuclear a las temperaturas relevantes en las CCSN ( $T_9 = 1 - 2$ , donde  $T_9 \equiv 10^9 \text{ K}$ ). Este trabajo es la primera fase del programa y sus objetivos particulares son: calibrar los detectores usados en el experimento; identificar los sucesos de implantación de  $^{46}\text{Mn}$  de entre todas las especies producidas; obtener la semivida del  $^{46}\text{Mn}$  así como la emisión de protones y fotones gammas que le siguen a su desintegración. Para ello, primero se eligieron los ficheros de datos óptimos para el análisis; posteriormente se identificaron los sucesos de desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  al graficar el tiempo de vuelo contra la energía depositada; luego, se realizaron correlaciones temporales con los sucesos de desintegración en una ventana de tiempo de  $T = 1 \text{ s}$  alrededor de cada evento de implantación; finalmente, con las correlaciones se obtuvieron: la curva de desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ , los espectros de energía de protones emitidos por  $^{46}\text{Cr}^*$  y de energía de gammas, emitidos como consecuencia de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ . Para el último punto se realizaron calibraciones propias de detectores de partículas cargadas y de fotones gamma, las cuales fueron comparadas con calibraciones realizadas durante el experimento.

El documento se organiza en 4 capítulos principales. En el capítulo 1 se trata brevemente la base teórica usada para la realización del estudio. Para ello, primero se muestra una de las conexiones entre la Astrofísica y la Física Nuclear al hablar de la nucleosíntesis, en particular la que se desarrolla en sucesos estelares cataclísmicos o explosivos como las supernovas; a su vez, se presenta brevemente el formalismo para el cálculo de la tasa de reacción termonuclear en reacciones  $(p, \gamma)$ ; por otro lado, se detalla el origen del interés por el  $^{44}\text{Ti}$  en las supernovas tipo CCSN y el papel de la reacción  $^{45}\text{V}(p, \gamma)$  en la síntesis del  $^{44}\text{Ti}$ ; finalmente se presenta la propuesta para el estudio de la reacción inversa mediante el estudio de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ . En el capítulo 2 se da una descripción breve de GANIL y se detallan las características del arreglo experimental usado durante el experimento. Posteriormente, se detalla el proceso de calibración de los detectores. En el capítulo 3 se describe el análisis de datos y los resultados obtenidos. Primero se explica el criterio empleado para discriminar entre los sucesos de implantación y desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ . Se obtiene así el mapa de implantación de  $^{46}\text{Mn}$  en el detector que actúa como matriz de implantación. Más adelante se detalla la metodología seguida para obtener las correlaciones temporales y espaciales de los sucesos de implantación y desintegración. Después, se muestran los principales resultados obtenidos: la semivida obtenida del  $^{46}\text{Mn}$  y las energías de los protones y de los fotones gamma emitidos como consecuencia de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ . En el capítulo 4 se comparan los resultados obtenidos con los presentados en trabajos previos. También se detallan los pasos a seguir a futuro para completar el análisis. Finalmente, en las conclusiones se hace un resumen del trabajo y se resaltan los principales resultados obtenidos.



En este capítulo se describen los principales aspectos teóricos a los que se debe el análisis. Primero se da una breve introducción a la nucleosíntesis que ocurre en supernovas; en este sentido se habla de la clasificación de supernovas y la diferencia entre los principales mecanismos de quemado de material en las SN. A continuación se describe el concepto de redes de reacciones nucleares, las cuales surgen debido a la nucleosíntesis. Posteriormente se habla sobre el estudio de las reacciones  $(p,\gamma)$ ; donde se tratan las tasas de reacciones termonucleares, se explica el concepto de ventana de Gamow y la ley de desintegración radiactiva. En las últimas dos secciones se habla sobre: primero, el interés astrofísico del estudio del  $^{44}\text{Ti}$  y por ende de la reacción  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ ; y segundo, del método indirecto de emisión de protones tras la desintegración  $\beta^+$  para estudiar la reacción inversa  $^{46}\text{Cr}^* \rightarrow p + ^{45}\text{V}$ .

## 1.1. Nucleosíntesis en supernovas

Las estrellas masivas evolucionan más rápidamente que estrellas menos masivas a través del diagrama Hertzsprung-Russel (HR); además de que producirán elementos más pesados [9, 10]. Es decir, estas estrellas pasan de estar en la secuencia principal del diagrama H-R (ver figura 1.1) a moverse a la rama de las subgigantes en el mismo diagrama [11]. Lo anterior se traduce físicamente en pasar de quemar Hidrógeno en el núcleo estelar a formar un núcleo de Helio, donde tres núcleos de helio se fusionan para formar carbono en el *proceso triple alfa*, y que la quema de Hidrógeno se traslade a una capa alrededor del núcleo estelar. Incluso, al estar quemando más Helio, las estrellas de la rama de las subgigantes, aumentan la masa del núcleo dando lugar a un incremento en la luminosidad para convertirse en gigantes rojas. Sin embargo, se cree que las estrellas no pasan mucho tiempo en las etapas de subgigantes o gigantes rojas antes de moverse a otra etapa; la evolución a partir de esta etapa dependerá de la masa de la estrella [9, 11].

En particular, para estrellas de masa mayor a  $8M_{\odot}$  después de la quema de Helio el núcleo puede pasar a quemar Carbono u Oxígeno mientras que la quema de Hidrógeno se sigue



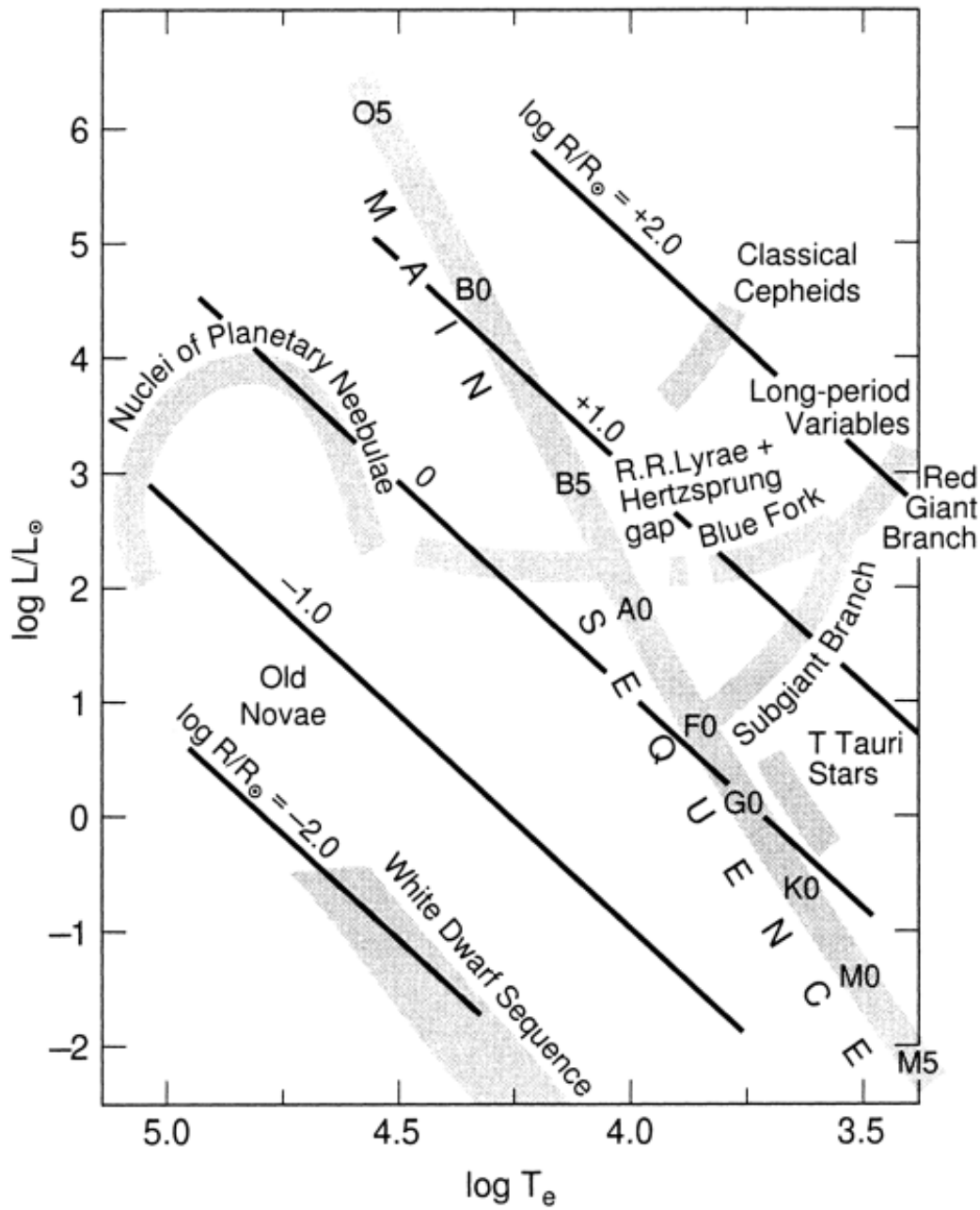


Figura 1.1: Diagrama HR. Diagrama de Luminosidad vs Temperatura efectiva; las líneas negras representan radios iguales. Los trazos grises representan la población de las estrellas. Se marca la secuencia principal junto con la clasificación de estrellas OBAFGKM. Obtenida de [11].

llevando a cabo en capas exteriores; este proceso se ilustra en la figura 1.2. La quema de Helio, Carbono y Oxígeno empiezan de forma explosiva en lo que se conoce como un *flash*. El flash de Carbono y el flash de Oxígeno son mucho más poderosos que el de Helio y pueden hacer que la estrella explote como supernova [9, 11].

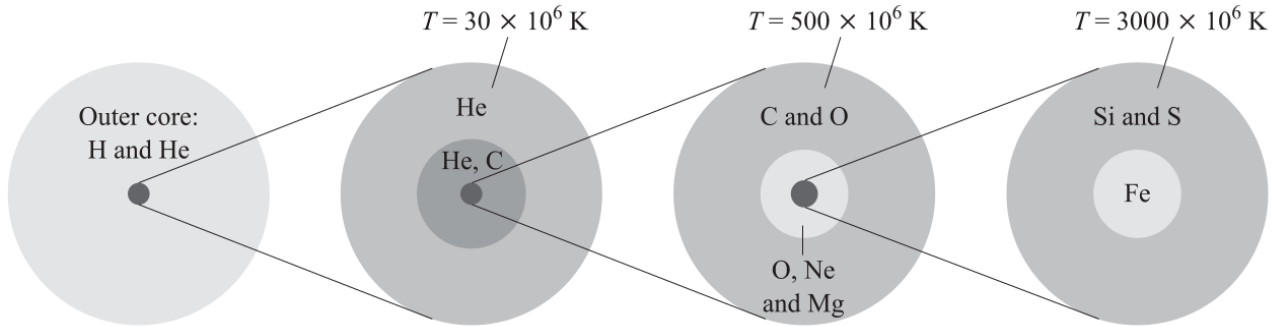


Figura 1.2: Ilustración de la evolución de la abundancia elemental del núcleo de una estrella masiva (mayor a  $8M_{\odot}$ ) en su fase de quemado hidrostático. A medida que se quema el Hidrógeno se pasa a quemar Helio, luego se quema Carbono y Oxígeno hasta llegar a elementos más pesados y finalizar con el Hierro. Obtenido de [10].

Para tener una idea más clara de las escalas de tiempo que dura cada una de las etapas de evolución del núcleo de una estrella se presenta el ejemplo de una estrella de  $25M_{\odot}$  que da [12]: El quemado de H en el núcleo dura alrededor de  $5 \times 10^6$  años; luego, el quemado de He dura unos  $5 \times 10^5$  años; le sigue el quemado de C con apenas unos 500 años de duración; y finalmente el quemado de Si sólo dura 1 día. Durante estos procesos se da lo que los conocemos como *nucleosíntesis estelar* y hablaremos de ella a continuación.

### 1.1.1. Nucleosíntesis

Los procesos nucleares son responsables de la producción de energía en las estrellas; además, se entiende como nucleosíntesis a los procesos nucleares que se llevan a cabo en las estrellas, los cuales son responsables de la síntesis de los elementos. Es decir, a través de reacciones nucleares, partiendo de combinar H y He generados en el Big Bang (en la denominada *nucleosíntesis primordial*), se sintetizan elementos más pesados. Este proceso en particular se desarrolla durante la larga vida de una estrella, como ya se ha mencionado en la sección anterior. La primera pista de que estos procesos se llevan a cabo en las estrellas se originó gracias al trabajo de Suess y Urey [13] con su tabla de abundancias isotópicas que permitió identificar y estudiar varios procesos de la nucleosíntesis y ligarlos con sus fuentes [1, 2]. La tabla de abundancias isotópicas del sistema solar se muestra en la figura 1.3. Sin embargo, fueron los trabajos [14] y [15] los que fundamentaron las bases de la Astrofísica Nuclear y los que propusieron los principales procesos de la nucleosíntesis.

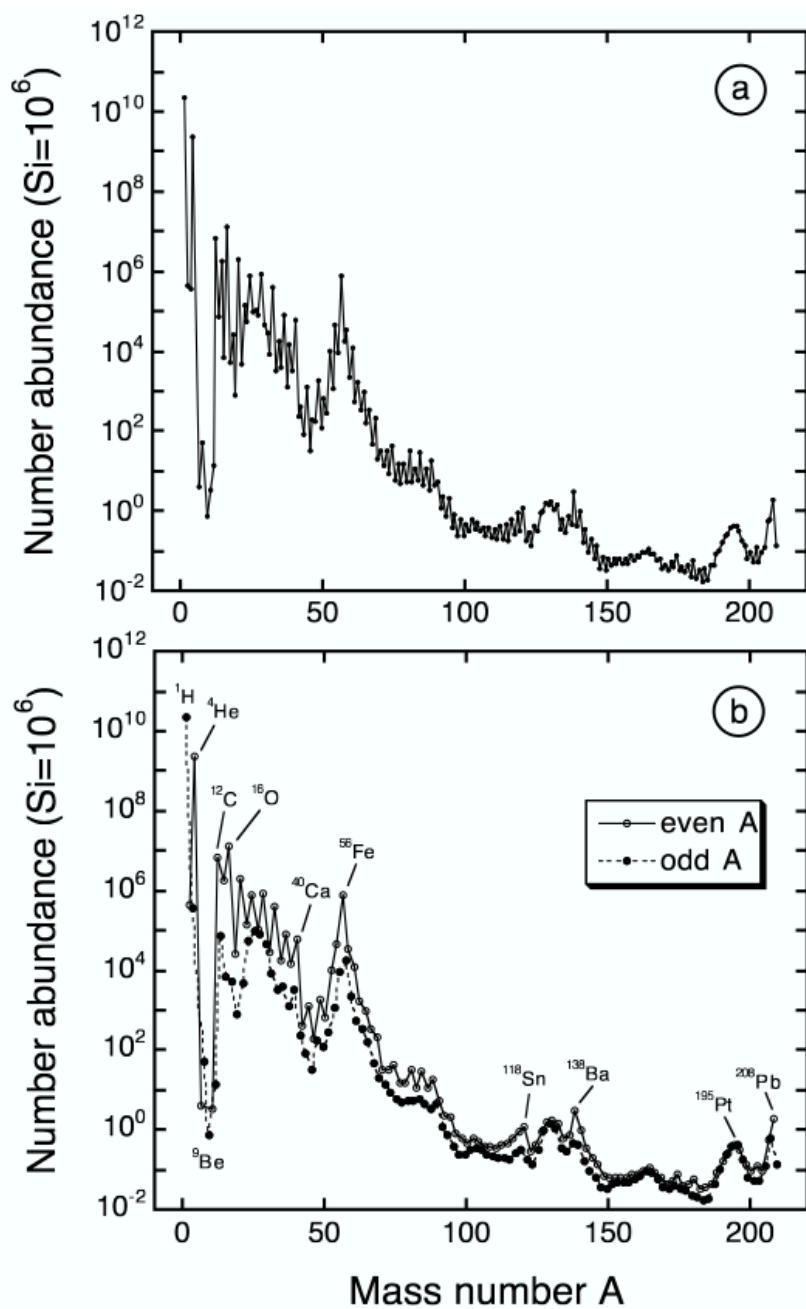


Figura 1.3: a) Suma de todas las abundancias del sistema solar a un cierto valor de  $A$  contra el número de masa. b) Las contribuciones en abundancia de los núcleos con un valor par e impar de  $A$  contra el número de masa por separado. Obtenido de [2].

A modo de ilustrar el concepto de nucleosíntesis, y conectando con *redes de reacciones nucleares*, a continuación se describe brevemente el quemado de Hidrógeno mediante la cadena p-p y el ciclo CNO. El proceso de la *cadena p-p* se muestra en la figura 1.4. Aquí se muestra cómo se forma una red de reacciones nucleares, donde el producto de la reacción anterior es parte inicial de la reacción siguiente. Se aprecia que finaliza sintetizando  ${}^4\text{He}$ , pero también quedan como producto de la reacción protones, los cuales vuelven a repetir el ciclo.

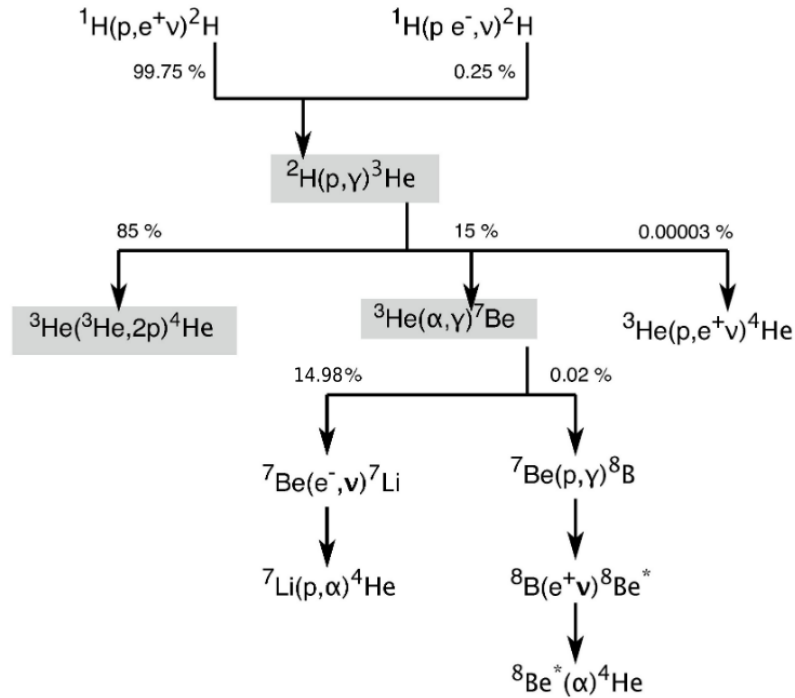


Figura 1.4: Cadena del Hidrógeno (pp) obtenida de [16]. Se puede apreciar las diferentes ramas de la cadena y sus respectivas razones de bifurcación (en inglés, *branching ratios*).

Luego, en el quemado de Helio se lleva a cabo el *proceso triple alpha*, en el cual tres núcleos de  ${}^4\text{He}$  se convierten en  ${}^{12}\text{C}$ . Ya que el  ${}^8\text{Be}$  es inestable, para formar  ${}^{12}\text{C}$  necesita interactuar con una partícula  $\alpha$  rápidamente antes de desintegrarse [12]. Las reacciones involucradas en este proceso se muestran en 1.1 y son responsables de la existencia de núcleos con número de masa  $A$  mayor a 8:



La quema de Carbono, Oxígeno y Neón, mediante la cadena CNO, sintetiza elementos hasta  $A = 32$ . Esta otra red de reacciones nucleares como resultado sintetiza  ${}^4\text{He}$  a partir de protones y es responsable de la producción de energía en estrellas con masa mayor a  $1.2M_{\odot}$  [12]; la cadena se ilustra en la figura 1.5. Examinando las figuras 1.4 y 1.5 es posible ver que

tanto en los procesos del ciclo CNO como en los de la cadena p-p se produce una enorme cantidad de neutrinos del electrón  $\nu_e$ . Varios experimentos han estudiado desde 1970 estos neutrinos para el caso de nuestro Sol; entre ellos es notable la colaboración Borexino, la cual ha reportado la detección de neutrinos provenientes de casi todas las componentes de la cadena pp y recientemente ha reportado la detección de neutrinos provenientes del ciclo CNO en el Sol [17].

<u>CNO1</u>	<u>CNO2</u>	<u>CNO3</u>	<u>CNO4</u>
$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$	$^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$	$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$
$^{13}\text{N}(\beta^+\nu)^{13}\text{C}$	$^{15}\text{O}(\beta^+\nu)^{15}\text{N}$	$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$
$^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$	$^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$	$^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$
$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$	$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$	$^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$	$^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}$
$^{15}\text{O}(\beta^+\nu)^{15}\text{N}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$	$^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}$	$^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$
$^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$	$^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$	$^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$	$^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$
$T_{1/2}$ : $^{13}\text{N}$ (9.965 min); $^{15}\text{O}$ (122.24 s); $^{17}\text{F}$ (64.49 s); $^{18}\text{F}$ (109.77 min)			

Figura 1.5: Cadena del Carbono-Nitrógeno-Oxígeno (CNO) obtenida de [2]. Aquí se muestran por separado las reacciones correspondientes a cada rama y la semivida de los isótopos involucrados.

La nucleosíntesis estelar, sin embargo, también puede llevarse a cabo en sucesos explosivos como en las supernovas (propuesto en 1946 por Hoyle [18]). Los sucesos explosivos se desarrollan en escalas de tiempo varias órdenes de magnitud más cortas que las del quemado hidrostático, así como picos de temperatura mucho más altos. La nucleosíntesis que ocurre en estos sucesos se conoce como *nucleosíntesis explosiva*. Este es el caso del quemado explosivo de H y He, entre otros, los cuales inician cuando la onda de choque generada en el núcleo del CCSN (proceso del que se hablará más adelante) se propaga a las capas exteriores calentando temporalmente el material hasta provocar procesos nucleares en las zonas de quemado. Un esquema de este proceso se muestra en la figura 1.6. Para energías típicas de la explosión, las capas de Si, O-Ne e H alcanzarán temperaturas arriba de los 500 keV, 100 keV, y 10 keV<sup>1</sup> respectivamente empezando el quemado explosivo de éstos elementos y expulsando las capas más frías y exteriores de C, He e H [1]. El parámetro más importante para describir a la supernova es la energía cinética de las especies producidas en la explosión.

A las temperaturas de quemado explosivo la ventana de Gamow yace cerca de la altura de la barrera de Coulomb, por lo que las regiones de energía para las tasas de reacciones

<sup>1</sup>La temperatura del medio y la energía de las partículas está relacionada en la Mecánica Estadística por medio de la distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann:  $\phi(E) \propto E \exp(-E/kT)$ ; donde k es la constante de Boltzmann. La distribución de energías tiene un máximo en  $E_{\max} = kT/2$ . [1].

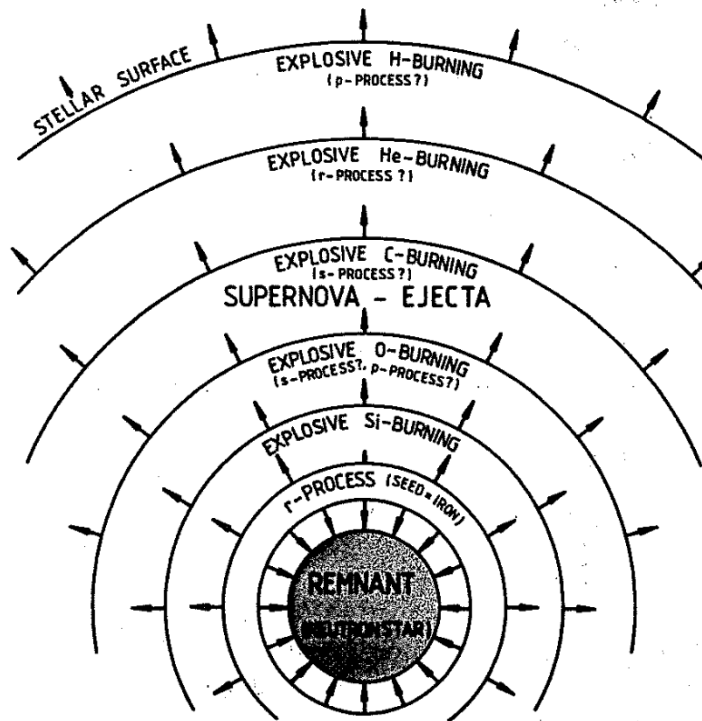


Figura 1.6: Diagrama esquemático de las diferentes capas de quemado explosivo en la eyección de SN durante la explosión de una CCSN. Obtenido de [1].

nucleares en estos eventos son casi las mismas que para los de las reacciones directamente medibles. También, en estos casos se deben considerar reacciones inducidas por radionúcleos de corta vida y por estados excitados debido a las altas temperaturas. En la nucleosíntesis explosiva puede darse que algunas reacciones se equilibren con sus reacciones inversas, por lo que las abundancias dependen más de otras propiedades nucleares que de las tasas de reacción [1].

Actualmente los modelos computacionales de evolución estelar implementan redes de reacciones nucleares que incluyen un número finito de reacciones. Se intenta explicar la nucleosíntesis que acontece en las estrellas por medio de estos modelos computacionales. La evolución de la abundancia en el tiempo de cualquiera de los diferentes núcleos está dada por la ecuación [2]:

$$\frac{dN_i}{dt} = \left\{ \sum_{jk} N_j N_k \langle \sigma v \rangle_{jk \rightarrow i} + \sum_l \lambda_{\beta, l \rightarrow i} N_l + \sum_m \lambda_{\gamma, m \rightarrow i} N_m \right\} - \left\{ \sum_n N_n N_i \langle \sigma v \rangle_{ni} + \sum_l \lambda_{\beta, i \rightarrow o} N_i + \sum_p \lambda_{\gamma, i \rightarrow p} N_i \right\}; \quad (1.2)$$

en donde se están considerando todos los procesos nucleares que producen y destruyen a la

especie en particular. A la tasa de reacción termonuclear se le denota con  $\langle\sigma\nu\rangle_{jk}$ . Los primeros términos se refieren a la suma de todas las reacciones que producen al núcleo de interés  $i$  a través de las reacciones entre los núcleos  $j$  y  $k$ ; la suma de las desintegraciones  $\beta$  de los núcleos  $l$  que se desintegran en  $i$ ; y la suma de las fotodesintegraciones que llevan a la especie  $i$  desde los núcleos  $m$ . De forma similar, los últimos tres términos se refieren a las reacciones que tiene el núcleo  $i$ ; sus desintegraciones  $\beta$  en otras especies; y las fotodesintegraciones del núcleo  $i$  [2].

El conjunto de ecuaciones para cada especie presente en el gas estelar da lugar a un sistema acoplado de ecuaciones diferenciales no lineales, o también conocido como *red de reacciones nucleares* [2]. En general, estas redes de reacciones nucleares no pueden resolverse analíticamente, sino que necesitan resolverse numéricamente. Como ejemplo de una de estas redes podemos tomar la cadena pp1 o la cadena CN1 vista en las secciones anteriores. Entre los datos de entrada (*inputs*) demandados a la Astrofísica Nuclear se encuentran las tasas de reacciones nucleares  $\langle\sigma\nu\rangle_{jk}$  a una temperatura dada, a una energía de colisión dada.

El tipo de nucleosíntesis que se lleva a cabo depende de las características de la estrella así como su etapa de vida en el diagrama H-R. Para el final de sus vidas, dependiendo del tipo de explosión supernova se dan diferentes tipos de nucleosíntesis. Debido a lo anterior, a continuación veremos la clasificación de los tipos de SN identificadas y sus características principales.

### 1.1.2. Tipos de supernovas

Las SN se clasifican principalmente en dos tipos: las supernovas del tipo I (SN I) y las supernovas de tipo II (SN II). Esta diferenciación se da por razones históricas; sin embargo, tanto las SN I y las SN II se subdividen de acuerdo a sus características espectrales, las formas de sus curvas de luz y el mecanismo que genera a la supernova. Por un lado, las SN I pueden ocurrir en un sistema binario (SN Ia) o en el colapso de una estrella masiva (SN Ib, SN Ic) y no presentan líneas de emisión de Hidrógeno. La diferencia principal entre las SN Ia con las SN Ib e Ic son que las primeras muestran líneas de absorción debido a la presencia de Si y su espectro es dominado por líneas de emisión de Fe mientras que las otras no y en cambio sus espectros muestran líneas de emisión de C y O. Además, se cree que las SN Ib carecen de la capa de H, y que las SN Ic de las capas de H y He. Por otro lado, las SN II ocurren en estrellas masivas aisladas y presentan líneas de emisión de Hidrógeno. Las SN II se subdividen a su vez en: SN IIL (del inglés *Linear*), SN IIP (del inglés *Plateau*) y SN IIF (del inglés *Faint*) de acuerdo a la evolución de su luminosidad en el tiempo y en SN IIB, SN IIn (del inglés *narrow*) y SN IIpec (del inglés *peculiar*) de acuerdo a las propiedades de sus espectros. En la figura 1.7 se muestra un esquema de la clasificación de los tipos de supernovas [2, 4, 9, 10, 11].

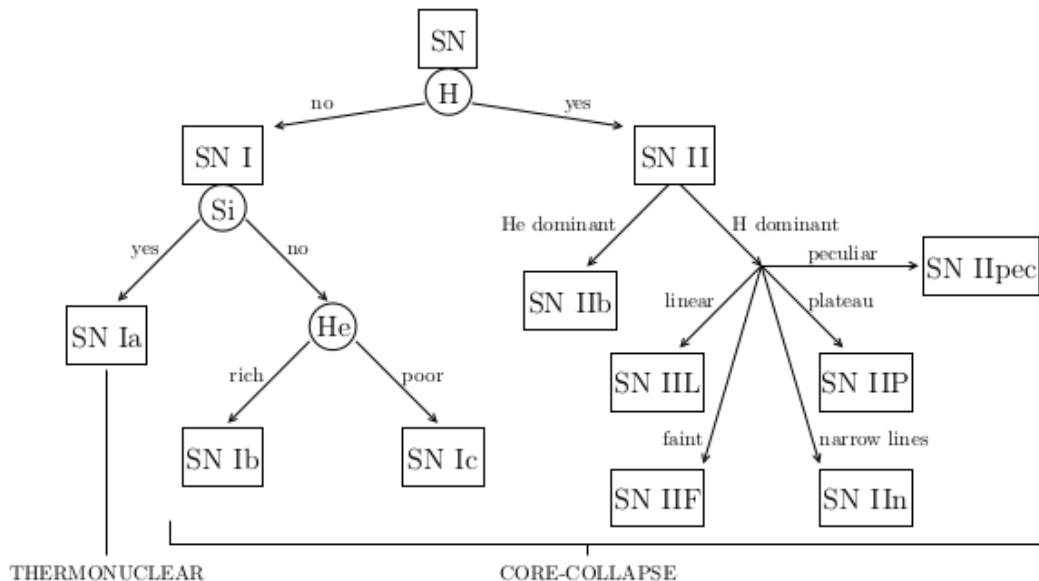


Figura 1.7: Diagrama esquemático de la clasificación de supernovas obtenido de [4].

El estudio presentado en este trabajo está relacionado con las SN II, también conocidas como supernovas debidas al colapso del núcleo estelar (CCSN, por sus siglas del inglés “*Core Collapse SuperNova*”). Las SN II tienden a ocurrir en los brazos de galaxias espirales, pero no en galaxias tempranas; además, las progenitoras de las SN II son estrellas masivas ( $M \geq 8M_{\odot}$ ). Entre las observaciones experimentales existentes se encuentra el caso de la SN 1987A, la cual estuvo lo suficientemente cerca para detectar desde la Tierra 24 neutrinos provenientes de la explosión [2, 12]. La evolución de sus progenitoras hasta llegar a explotar en una CCSN se describe abajo.

Mientras las estrellas masivas empiezan la producción de Hierro en el núcleo, las demás fuentes de energía nuclear se agotan. Al empezar la fusión del Hierro, el gas empieza a enfriarse debido a la energía absorbida en el proceso de fusión. Debido a lo anterior, la presión en el centro disminuye y empieza el colapso del núcleo elevando la temperatura hasta unos  $10^9$  K hasta que los fotones empiezan el proceso de *fotodesintegración*. Esto es, parte de la energía liberada en el colapso es usada en la disociación de los núcleos de Hierro en núcleos de Helio ( ${}^{56}_{26}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13 {}^4_2\text{He} + 4n$ ) y luego éstos a protones y neutrones ( ${}^4_2\text{He} + \gamma \rightarrow 2p + 2n$ ); lo que acelera el colapso. Además, las capas externas también colapsan aunque más lentamente, para después quemar explosivamente el combustible nuclear restante; liberando en pocos segundos inmensas cantidades de energía principalmente en forma de neutrinos que liberan su energía en el universo. Al llegar el núcleo a una densidad de  $\approx 10^{12}$  kg/m<sup>3</sup>, a través de la desintegración beta inversa ( $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ ), los protones y electrones se fusionan en neutrones, liberando más neutrinos en el proceso, lo que permite llegar a densidades de  $\approx 10^{18}$



$\text{kg/m}^3$ . Finalmente, el núcleo en implosión rebota, liberando ondas de choque al exterior, las cuales se llevan consigo el material de las capas exteriores de la estrella a velocidades de  $10^3$  km/s [9, 10, 11, 12].

Se cree que los neutrinos emitidos tienen un papel importante en la generación de la explosión. Los neutrinos producidos por la desintegración beta inversa se apilan detrás del choque, ya que este es opaco a ellos, y son liberados unos pocos milisegundos después del rebote en lo que se conoce como **estallido de neutronización** (del inglés *neutronization burst*). La energía perdida debido a la emisión de estos neutrinos y a la fotodisociación de los núcleos debilita la onda de choque. Sólo en el escenario de explosión “pronta” (en inglés *prompt SN explosion scenario*) la onda de choque debilitada conserva la energía necesaria para expulsar las capas de la estrella y generar la SN. Este escenario sólo se da en estrellas con masa  $M < 10M_{\odot}$ ; para estrellas de masa mayor el choque no cuenta con la energía necesaria para alcanzar las capas externas de la estrella y es necesario otro mecanismo que aporte energía para “revivir” la onda de choque y generar una **explosión retrasada**. De faltar este mecanismo, el choque se detiene (en lo que se conoce en inglés como *halt*) y la materia continua colapsando y fotodisociándose hasta que la estrella colapsa en un agujero negro sin una explosión. Aún hay mucha controversia respecto a las condiciones necesarias para que la SN explote sin que la onda de choque se detenga. Actualmente se cree que la deposición de energía a la onda de choque por convección debida al flujo de neutrinos térmicos, el cual es producido por la proto-estrella de neutrones, es un mecanismo que ayuda a revivir la onda de choque y puede provocar una explosión asimétrica [4].

Es impresionante resaltar que desde la implosión hasta la explosión ha transcurrido menos de 1 s; y que la explosión misma libera enormes cantidades de energía. Dependiendo de la masa de la estrella, el núcleo final de la estrella consistirá principalmente de neutrones, cuya presión de degeneración detiene el colapso del núcleo, formando así una estrella de neutrones; pero a mayor masa, se puede llegar a formar un agujero negro. Incluso, conforme el núcleo colapsa el momento angular se conserva, así a las estrellas de neutrones que giran se les conocen como púlsares. Al material expulsado de la estrella durante la SN se le conoce como remanente de supernova [9, 10, 11].

## 1.2. Aspectos de Física Nuclear relevantes en la “técnica de emisión de protón tras la desintegración $\beta^+$ ”

En esta sección se describen brevemente las consideraciones necesarias para el estudio de las reacciones  $(p,\gamma)$  en el laboratorio. Primeramente se muestra la expresión para la tasa de reacción termonuclear<sup>1</sup> en el contexto de reacciones nucleares debidas a partículas cargadas, y se describen las contribuciones resonante y no resonante (o directa) a esta. También detallará la ley de desintegración radiactiva.

### 1.2.1. Tasa de reacción termonuclear en reacciones $(p,\gamma)$

Al calcular la tasa de reacción termonuclear para las reacciones  $(p,\gamma)$  debemos considerar las contribuciones resonantes y no resonantes. El tipo de contribución depende de la variación de la sección eficaz  $\sigma$  de la reacción con la energía de colisión. En el plasma estelar, en equilibrio termodinámico, la tasa de reacción para una reacción termonuclear inducida por partículas  $\langle\sigma v\rangle^2$  está dada por la siguiente expresión<sup>3</sup>:

$$N_A \langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{\pi m_{01}}\right)^{1/2} \frac{N_A}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty E\sigma(E)e^{-E/kT} dE, \quad (1.3)$$

donde  $v$  es la velocidad relativa de los núcleos,  $m_{01}$  es la masa reducida de los núcleos,  $N_A$  es el número de Avogadro,  $k$  es la constante de Boltzman,  $T$  es la temperatura y  $E = m_{01}v^2/2$  es la energía cinética. La integral en la ecuación anterior, por lo general, se resuelve numéricamente, excepto en casos en que la dependencia de energía de la sección eficaz sea muy simple [2].

Cuando tengamos el caso de secciones eficaces que varían suavemente con la energía estaremos tratando con las *secciones eficaces no resonantes*; mientras que en el caso de que las secciones eficaces varíen fuertemente en la vecindad de una cierta energía, estaremos tratando con *secciones eficaces resonantes* [2]. A continuación hablaremos sobre estas dos contribuciones a la tasa de reacción nuclear.

En reacciones entre partículas cargadas, los núcleos tienen cargas positivas y se repelen con una fuerza proporcional a su carga eléctrica. El potencial debido a la fuerza de Coulomb más el potencial debido a la fuerza nuclear fuerte crea un pozo de potencial efectivo, el cual

<sup>1</sup>Las reacciones termonucleares son aquellas iniciadas por el movimiento térmico de los núcleos.

<sup>2</sup>La tasa de reacción por par de partículas se define como  $\langle\sigma v\rangle \equiv \int_0^\infty vP(v)\sigma(v)dv$ , donde  $P(v)dv$  es la distribución de velocidades relativas. En el caso de núcleos en plasma estelar, en la mayoría de los casos, las velocidades relativas siguen una distribución de Maxwell-Boltzmann. Esta distribución de velocidades también se puede escribir como una distribución de energías.

<sup>3</sup>En la literatura lo que se reporta en realidad es la cantidad  $N_A \langle\sigma v\rangle$  en unidades de  $\text{cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$ , por esta razón en la ecuación 1.3 la tasa de reacción se encuentra multiplicada por el número de Avogadro  $N_A$ .

se muestra en la figura 1.8 y cuya parte sombreada se le conoce como la *barrera de Coulomb*. Clásicamente no se puede superar la barrera más allá del punto de retorno  $R_C$  de la barrera de Coulomb; pero cuánticamente hay una probabilidad de que las partículas incidentes penetren la barrera, lo que se conoce como *efecto túnel* [1, 2, 12]. La probabilidad está dada por la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{|\psi(R_n)|^2}{|\psi(R_c)|^2} \\
 &= \exp \left\{ -2R_C \left[ \frac{2m_{01}(E_C - E)}{\hbar^2} \right]^{1/2} \left[ \frac{\tan^{-1}(R_C/R_n - 1)^{1/2}}{(R_C/R_n - 1)^{1/2}} - \frac{R_n}{R_C} \right] \right\} \quad (1.4) \\
 &\approx e^{-2\pi\eta};
 \end{aligned}$$

donde  $\psi(r)$  es la función de onda de la partícula en la posición  $r$ ;  $R_n$  el radio nuclear;  $E_C = 2\pi^2 Z_0^2 Z_1^2 e^4 m_{01} / \hbar^2$  es la altura efectiva de la Barrera de Coulomb;  $\eta$  se refiere al *parámetro de Sommerfeld* dado por  $\eta = Z_0 Z_1 e^2 / (\hbar v)$ ; y se consideró que la energía de la partícula es mucho menor a la de la barrera de Coulomb  $E_C \gg E$  (o equivalentemente que  $R_C \gg R_n$ ). A la cantidad  $e^{-2\pi\eta}$  se le conoce como *factor de Gamow* [2].

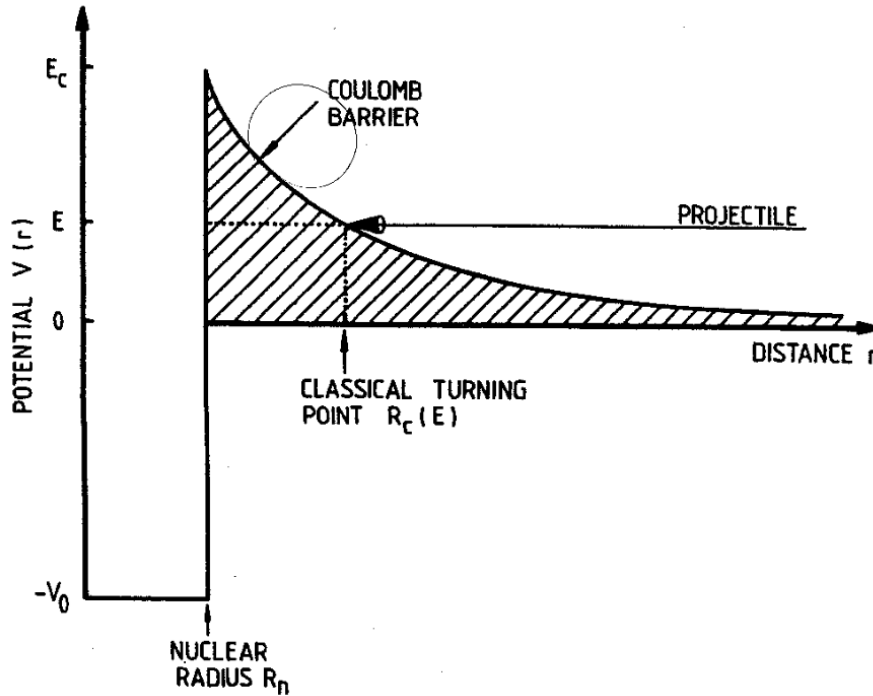


Figura 1.8: Representación de los potenciales nuclear y coulombiano en donde un proyectil con energía  $E < E_C$  tiene que penetrar la barrera de Coulomb para alcanzar el dominio nuclear. Obtenido de [1].

Por otro lado, para la sección eficaz se considera al tamaño de un núcleo como el máximo

entre su tamaño físico y su longitud de onda de De Broglie  $\lambda$ ; y ya que para partículas a las temperaturas del núcleo solar ( $T_9 = 1.6 \times 10^{-2}$ ) se tienen  $\lambda \approx 10^{-12}$  m (para el hidrógeno), más grande que el tamaño del núcleo  $10^{-15}$  m, se puede aproximar el tamaño efectivo del núcleo como  $\lambda$  [12]. Así, la contribución geométrica a la sección eficaz será proporcional a

$$\sigma(E) \propto \lambda^2 \propto \left( \frac{h}{m_{01}v} \right)^2 \propto \frac{1}{E}. \quad (1.5)$$

Considerando las ecuaciones 1.4 y 1.5, la sección eficaz se puede escribir como:

$$\sigma(E) \equiv \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta} = \frac{S(E)}{E} e^{-(E_C/E)^{1/2}}; \quad (1.6)$$

en donde introducimos al *parámetro astrofísico*  $S$  (también conocido como *parámetro nuclear*) como el término que contiene estrictamente sólo los efectos nucleares, el cual varía suavemente en reacciones no resonantes y más lentamente que la sección eficaz [1, 2, 12].

Al substituir en la ecuación 1.3 la sección eficaz definida en 1.6, obtenemos la tasa de reacción nuclear para partículas cargadas:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{N_A}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) e^{-E/kT} e^{-2\pi\eta} dE. \quad (1.7)$$

En esta ecuación podemos notar que dentro de la integral hay dos factores exponenciales; el factor de Boltzmann disminuye conforme la energía aumenta, pero la probabilidad de penetración por efecto túnel (tunelaje) aumenta con la energía. El producto de ambos términos lleva a un pico del integrando cerca de la energía  $E_0$  (generalmente mayor que el término  $kT$ ) como se ilustra en la figura 1.9; esto es, el factor de Gamow mueve el pico efectivo de la distribución de Maxwell-Boltzmann a la energía  $E_0$ , llamada también *pico de Gamow*. Las reacciones nucleares para una estrella a temperatura  $T$ , toman lugar en una estrecha ventana de energía alrededor de  $E_0$ , también conocida como *ventana de Gamow* [1, 12]. En la figura 1.9 se puede apreciar el del pico de Gamow.

Ya que el factor astrofísico es prácticamente constante en la ventana de Gamow, la ecuación 1.7 se puede simplificar como:

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle &= \left( \frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{N_A S(E_0)}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty e^{-E/kT} e^{-2\pi\eta} dE \\ &= \left( \frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{N_A S(E_0)}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty e^{-E/kT - (E_C/E)^{1/2}} dE. \end{aligned} \quad (1.8)$$

En donde, al tomar la primera derivada del integrando, se obtiene que el valor de  $E_0$  está

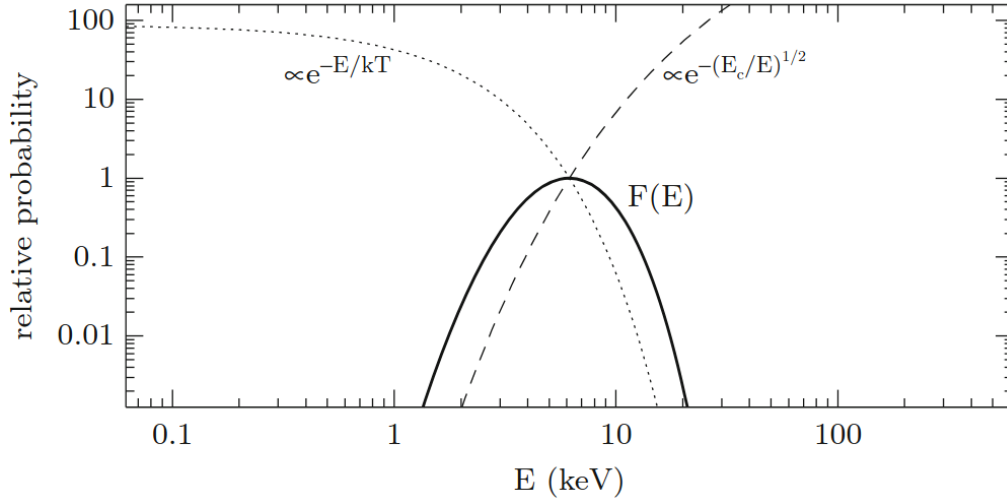


Figura 1.9: Gráfica de las probabilidades relativas. La línea punteada representa el factor de Boltzmann, mientras que la línea discontinua representa la probabilidad de tunelaje cuántico; la línea sólida a que da lugar el producto de ambos factores es el pico de Gamow. Las curvas fueron escaladas para cruzar en 1 a la energía  $E_0$ . Obtenido de [12].

dado por:

$$E_0 = \left[ \frac{E_C (kT)^2}{4} \right]^{1/3} = 1.22 (Z_0^2 Z_1^2 m_{01} T_6^2)^{1/3} \quad \text{keV.} \quad (1.9)$$

Este valor  $E_0$  se mueve a mayores energías conforme la carga nuclear aumenta [1, 12].

En el caso de las resonancias estrechas y aisladas, el factor astrofísico  $S$  varía fuertemente. Para que una resonancia sea aislada significa que la densidad de niveles en el núcleo compuesto es relativamente pequeña de tal forma que las amplitudes de las resonancias no se solapan significativamente; mientras que para ser estrecha, su ancho parcial correspondiente debe ser aproximadamente constante en todo el ancho de la resonancia. Las resonancias aisladas pueden describirse mediante la fórmula de Breit-Wigner de un nivel según:

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \frac{\lambda^2 (2J+1) (1 + \delta_{01}) \Gamma_a \Gamma_b}{4\pi (2j_0+1) (2j_1+1) (E_r - E)^2 + \Gamma^2/4}; \quad (1.10)$$

donde  $j_{0,1}$  corresponde a los espines de la partícula proyectil y blanco;  $J$  y  $E_r$  representan el espín y energía de la resonancia;  $\lambda$  es la longitud de onda de De Broglie;  $\Gamma$  es el ancho total de la resonancia; y las  $\Gamma_{a,b}$  representan los anchos parciales de las resonancias de los canales de entrada y salida. La tasa de reacción para una resonancia lo suficientemente estrecha está

dada por:

$$\begin{aligned}
 N_A \langle \sigma v \rangle &= N_A \frac{\sqrt{2\pi} \hbar^2}{(m_{01} k T)^{3/2}} \omega \int_0^\infty \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2/4} e^{-E/kT} dE \\
 &= N_A \left( \frac{2\pi}{m_{01} k T} \right)^{3/2} \hbar^2 e^{-E/kT} \omega \gamma;
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

donde para mayor comodidad se define a  $\omega \equiv (2J + 1) (1 + \delta_{01}) / [(2j_0 + 1) (2j_1 + 1)]$ , también se toma que  $\gamma \equiv \Gamma_a \Gamma_b / \Gamma$  y se ha usado que el factor de Maxwell-Boltzmann  $e^{-E/kT}$  y las anchuras parciales  $\Gamma_{a,b}$  son aproximadamente constante a lo largo del ancho total de la resonancia para resolver analíticamente 1.3.

Cuando se trata de considerar varias resonancias aisladas y estrechas que contribuyen a la sección eficaz, numéricamente se tiene que:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \frac{1.5399 \times 10^{11}}{(m_{01} T_9)^{3/2}} \sum_i (\omega \gamma)_i e^{-11.605 E_i / T_9} \quad \text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}; \tag{1.12}$$

donde  $m_{01}$  está dada en unidades de masa atómica u;  $E_i$  está en unidades de MeV y la suma se extiende a todas las resonancias. Vale la pena resaltar que el producto  $\omega \gamma$  es proporcional al producto del máximo de la sección eficaz y el ancho total de la resonancia; por eso es llamado *fuerza de la resonancia*. En el caso de estar considerando una reacción de captura como la (p, $\gamma$ ), donde sólo hay dos canales abiertos: el del protón  $\Gamma_p$  y la del rayo gamma  $\Gamma_\gamma$ , el ancho total sería la suma de los dos anchos parciales  $\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma$ . Entonces, la fuerza de la resonancia está expresada por [2, 6]:

$$\omega \gamma = \frac{(2J + 1) (1 + \delta_{01})}{(2j_0 + 1) (2j_1 + 1)} \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma_p + \Gamma_\gamma}. \tag{1.13}$$

### 1.2.2. Ley de desintegración radiactiva

Para una muestra de un isótopo radioactivo que está siendo producido, el número total de la población de núcleos cambiará con el tiempo a razón de la ecuación diferencial:

$$\frac{dN(t)}{dt} = P(t) - \lambda N(t); \tag{1.14}$$

donde  $N$  es el número total de núcleos del radioisótopo,  $\lambda$  representa la probabilidad de la desintegración por unidad de tiempo conocida como *constante de desintegración* y  $P$  representa la razón de producción del radionúcleo por medio de reacciones nucleares. Para

una producción  $P(t) = \text{cte}$  en el tiempo la solución es:

$$N(t) = \frac{P}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) + N_0 e^{-\lambda t}; \quad (1.15)$$

donde  $N_0$  representa al número inicial de núcleos. Si  $N_0 = 0$  llegamos a que  $N(t) \approx \frac{P}{\lambda}$  para  $\lambda t \gg 1$ . Para el caso donde no hay producción del isótopo la solución se reduce a [1, 2]:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.16)$$

Respecto a la ecuación 1.16, se define la *semivida*  $T_{1/2}$  (en inglés *half-life*) de un núcleo como el tiempo para que el número de núcleos de una muestra caiga a la mitad del número inicial  $N(T_{1/2}) = N_0/2$ . Resolviendo, encontramos que la semivida está dada por:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (1.17)$$

Por otro lado, se define a la *vida media*  $\tau$  (en inglés *mean lifetime*) como el tiempo necesario para que la población decaiga en un factor de  $1/e$ . Resolviendo, se obtiene que la vida media está dada por [2]:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.18)$$

Debido a que en el idioma español los términos de semivida y vida media son muy parecidos, tienden a confundirse con mucha frecuencia. Sin embargo, hay que tener mucho cuidado ya que definen cantidades diferentes.

### 1.3. Relevancia del $^{44}\text{Ti}$ en Astrofísica

El  $^{44}\text{Ti}$  es relevante en Astrofísica principalmente por 3 razones: 1) ser el responsable de la abundancia del  $^{44}\text{Ca}$ , ya que éste es el final de la cadena de desintegración a que da lugar el  $^{44}\text{Ti}$ ; 2) al desintegrarse emite líneas de desintegración gamma, los cuales pueden ser visibles desde varias remanentes de SN y pueden ayudar al estudio de la dinámica de las CCSN; y finalmente 3) estar relacionado, junto con el  $^{44}\text{Ca}$  encontrado en meteoritos condensados en los primeros años de expansión de la eyección de SN, con el estudio de la dinámica y formación de estas eyecciones [7].

La síntesis del  $^{44}\text{Ca}$  a través de la desintegración  $\beta^+$  del  $^{44}\text{Ti}$  se muestra en la figura 1.10. Se puede ver que al desintegrarse primero en  $^{44}\text{Sc}$  emite en las líneas de 67.9 keV (100 %) y 78.4 keV (98.3 %); mientras que al desintegrarse al  $^{44}\text{Ca}$  emite en la línea de los 1.157 MeV (100 %) [6, 7]. La línea de 1.157 MeV ha sido observada por los satélites *COMPTEL* y

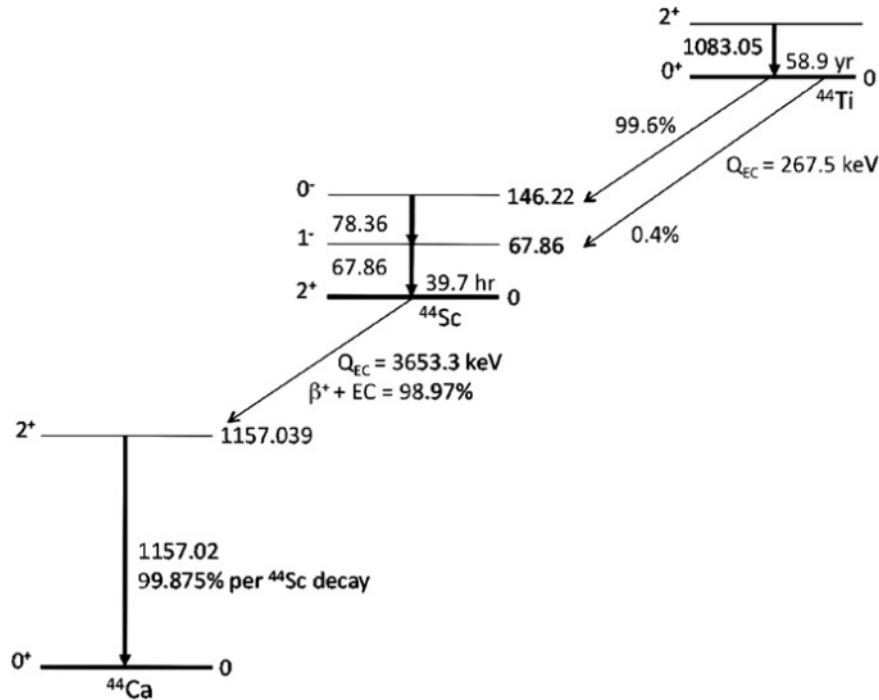


Figura 1.10: Diagrama de la nucleosíntesis del  $^{44}\text{Ca}$  por medio de la desintegración  $\beta^+$  del  $^{44}\text{Ti}$ , obtenida de [19].

*INTEGRAL* en 1994 [20], 1995 [21] para el primer satélite y 1997 [22] para el segundo.

### 1.3.1. Producción del $^{44}\text{Ti}$ en CCSN

El  $^{44}\text{Ti}$  se produce principalmente en las CCSN a través del mecanismo alpha-reach freezeout [6]. Aunque el  $^{44}\text{Ti}$  también se puede sintetizar durante el quemado de Si o en las capas de He en una SN Ia, la mayor parte del  $^{44}\text{Ca}$  natural y las líneas de emisión gamma son debidas al  $^{44}\text{Ti}$  originado en las CCSN. A continuación se hablará sobre este mecanismo.

Este proceso le ocurre a la materia que se encontraba inicialmente en equilibrio estadístico o cuasi-estadístico nuclear pero que se congela con un exceso de partículas  $\alpha$ . Para ello se necesita una gran abundancia inicial de partículas  $\alpha$  y que la temperatura baje tan rápidamente que las  $\alpha$ s no puedan ser transformadas hasta el pico de Fe por medio del quemado de He para mantener el equilibrio estadístico nuclear. La composición del gas resultante se modifica debido a las interacciones con las partículas ligeras durante el congelamiento; y las abundancias eyectadas son diferentes a las obtenidas a través del equilibrio nuclear estadístico a la misma temperatura [2, 7].

El  $^{44}\text{Ti}$  se sintetiza cuando la onda de choque después de la CCSN alcanza la región rica en partículas  $\alpha$  en su fase congelada ( $1 < T_9 < 5$ ). Es interesante conocer que los núcleos de



$^{45}\text{Sc}$  y  $^{58,60}\text{Ni}$  en el universo también se originan por este mecanismo [2, 6].

### 1.3.2. Relevancia de la reacción $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ en la producción de $^{44}\text{Ti}$ en CCSN

En [7] se encontró que la abundancia del  $^{44}\text{Ti}$  producido es muy sensible a la reacción  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ ; ya que mientras más alto es la razón de producción de esta reacción más baja es la abundancia del  $^{44}\text{Ti}$ . Ésto mismo se ilustra en la tabla de la figura 1.11.

Reaction	Slope
$^{44}\text{Ti}(\alpha, p)^{47}\text{V}$ .....	-0.394
$\alpha(2\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$ .....	+0.386
$^{45}\text{V}(p, \gamma)^{46}\text{Cr}$ .....	-0.361
$^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$ .....	+0.137
$^{57}\text{Co}(p, n)^{57}\text{Ni}$ .....	+0.102
$^{36}\text{Ar}(\alpha, p)^{39}\text{K}$ .....	+0.037
$^{44}\text{Ti}(\alpha, \gamma)^{48}\text{Cr}$ .....	-0.024
$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .....	-0.017
$^{57}\text{Ni}(p, \gamma)^{58}\text{Cu}$ .....	+0.013
$^{58}\text{Cu}(p, \gamma)^{59}\text{Zn}$ .....	+0.011
$^{36}\text{Ar}(\alpha, \gamma)^{40}\text{Ca}$ .....	+0.008
$^{44}\text{Ti}(p, \gamma)^{45}\text{V}$ .....	-0.005
$^{57}\text{Co}(p, \gamma)^{58}\text{Ni}$ .....	+0.002
$^{57}\text{Ni}(n, \gamma)^{58}\text{Cu}$ .....	+0.002
$^{54}\text{Fe}(\alpha, n)^{57}\text{Ni}$ .....	+0.002
$^{40}\text{Ca}(\alpha, p)^{43}\text{Sc}$ .....	-0.002

Figura 1.11: Tabla de las reacciones de importancia en la producción de  $^{44}\text{Ti}$  a  $\eta = 0$ , obtenida de [7]. Se aprecia que la reacción  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$  tiene una pendiente negativa importante. El valor  $\eta$  se refiere a la fracción de exceso de neutrones.

Lo anterior dota de gran interés astrofísico a la reacción  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ , sin embargo, no hay información experimental de la misma y las predicciones de las propiedades en los núcleos compuestos son muy diferentes [6]. Además, en general las reacciones  $(p,\gamma)$  son difíciles de estudiar en los laboratorios a bajas energías.

## 1.4. Emisión de protón tras la desintegración $\beta^+$ del $^{46}\text{Mn}$ y contribuciones resonantes al $^{45}\text{V}(\text{p},\gamma)^{46}\text{Cr}$

Como ya se ha visto en secciones anteriores, las reacciones  $(\text{p},\gamma)$  tienen secciones eficaces muy pequeñas en escenarios estelares debido a las bajas energías de colisión características en medios astrofísicos y a la barrera Coulombiana. Por tanto es muy difícil hacer estudios directos de éstas en el laboratorio y se usan métodos indirectos. En nuestro caso emplearemos la técnica de emisión de protones por desintegración beta retardada para estudiar la reacción inversa a la de interés. La idea está fundamentada en el *Teorema de la Reciprocidad* (que conecta a la reacción con su inversa) y se basa en evitar el problema de la barrera de Coulomb. A continuación se explicará con más detalle las partes importantes de esta técnica.

### 1.4.1. Reacción inversa a la $^{45}\text{V}(\text{p},\gamma)^{46}\text{Cr}$

Por el **teorema de la reciprocidad** sabemos que una reacción y su reacción inversa están conectadas fundamentalmente. Así, estudiando una obtenemos información de la otra. Este teorema lo presentamos a continuación. En nuestro caso, la reacción inversa se corresponde con  $^{46}\text{Cr} + \gamma \rightarrow ^{45}\text{V} + \text{p}$ . Sin embargo, podemos ver los estados excitados del  $^{46}\text{Cr}^*$  como equivalentes a  $^{46}\text{Cr} + \gamma$ . Esto es, el teorema establece que la sección eficaz  $\sigma_{A+a \rightarrow B+b}$  de una reacción  $A + a \rightarrow B + b$  se relacionan, a través del espacio fase disponible a la salida, con la de la reacción inversa  $B + b \rightarrow A + a$  debido a la invarianza respecto a inversión temporal. Esta relación para partículas libres, sin que el spín actúe en la reacción, está dada por la expresión:

$$\frac{k_{Aa}^2 \sigma_{A+a \rightarrow B+b}}{1 + \delta_{Aa}} = \frac{k_{Bb}^2 \sigma_{B+b \rightarrow A+a}}{1 + \delta_{Bb}}, \quad (1.19)$$

donde  $k$  es el número de onda. Cuando el espín se encuentra involucrado y en el caso de partículas no polarizadas, la ecuación toma la forma de:

$$\frac{k_{Aa}^2 \sigma_{A+a \rightarrow B+b} (2j_A + 1) (2j_a + 1)}{1 + \delta_{Aa}} = \frac{k_{Bb}^2 \sigma_{B+b \rightarrow A+a} (2j_B + 1) (2j_b + 1)}{1 + \delta_{Bb}}, \quad (1.20)$$

donde  $(2j_i + 1)$  es el número de orientaciones disponibles para el espín  $j_i$ . Las dos expresiones, 1.19 y 1.20, son válidas para la sección eficaz diferencial y total; son independientes del mecanismo de la reacción; y también hace precisión entre diferentes estados de núcleos específicos [2].

Este teorema aplicado a nuestro caso nos dice que al estudiar la sección eficaz de la reacción  $^{46}\text{Cr}^* \rightarrow ^{46}\text{Cr} + \gamma \rightarrow ^{45}\text{V} + \text{p}$  obtendremos información de la sección eficaz de la reacción  $^{45}\text{V}(\text{p},\gamma)^{46}\text{Cr}$ . Lo interesante ahora será poblar los estados excitados del  $^{46}\text{Cr}^*$ . Para resolver

este problema se hará uso de la técnica de desintegración  $\beta^+$ .

### 1.4.2. Desintegración $\beta^+$ del $^{46}\text{Mn}$ para la espectroscopía del $^{46}\text{Cr}$

El  $^{46}\text{Mn}$  es un radioisótopo de muy corta vida ( $T_{1/2} = 36.2(4)$  ms); el cual se desintegra por  $\beta^+$  ( $Q_{EC} \approx 17$  MeV) para dar  $^{46}\text{Cr}^*$ . Lo anterior se ilustra en la figura 1.13. El  $^{46}\text{Mn}$  puede ser producido en laboratorios de haces exóticos o radiactivos, por ejemplo, con la técnica de multifragmentación como se detalla en el capítulo 2. A continuación se presentan algunos comentarios del proceso de desintegración  $\beta^+$  para el  $^{46}\text{Mn}$ .

El estudio experimental de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  permite poblar estados excitados de  $^{46}\text{Cr}^*$  que estén en la ventana energética que permite el  $Q_{\beta^+}(^{46}\text{Mn})$  (ver figura 1.13). Ésto nos permitirá poblar los estados excitados de interés que de caso contrario serían muy difícil de poblar por medio de la reacción  $(p,\gamma)$  debido a su baja sección eficaz. El proceso descrito anteriormente se conoce como *espectroscopía de desintegración* [23]. En la figura 1.12 se aprecia un diagrama comparativo de ambos procesos para poblar  $^{46}\text{Cr}^*$ , donde  $\Gamma_p$  representa el branching ratio de la desintegración protónica mientras que  $\Gamma_\gamma$  es el branching ratio de la desexcitación por emisión de fotones. En la misma figura se nota que el  $^{46}\text{Cr}$  puede desexcitarse ya sea por emisión de protones al  $^{45}\text{V}$  o por emisión de gammas cayendo al estado base  $^{46}\text{Cr}_{gs}$ . En la figura 1.13 se ve más detalladamente estos canales de desintegración.

Por otro lado, el momento angular total está dado por  $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{s}$  y la paridad por  $\Pi = \pi_1\pi_2(-1)^\ell$ , además de que para el  $^{45}\text{V}_{gs}$  y el protón sus momentos angulares son:  $J^\pi(^{45}\text{V}_{gs}) = 7/2^-$  y  $J^\pi(p) = 1/2^+$  respectivamente [6]. Tenemos entonces que, considerando sólo  $\ell = 0, 1$  por captura resonante, el momento angular y la paridad del  $^{46}\text{Cr}^*$  puede ser  $J^\pi(^{46}\text{Cr}^*) = 2^+, 3^+, 4^+, 5^+, 3^-, 4^-$ . Además, las transiciones por desintegración  $\beta$  permitidas están dadas por:

$$\begin{aligned} \Delta J &= |J_i - J_f| = 0; & \pi_i &= \pi_f \\ \Delta J &= |J_i - J_f| = 0, 1; & \pi_i &= \pi_f \end{aligned} \quad (1.21)$$

Donde el primer caso es para transiciones tipo Fermi y el segundo caso es para transiciones Gamow-Teller [6]. Ya que  $J^\pi(^{46}\text{Mn}_{gs}) = 4^+$ , las transiciones permitidas serán  $J^\Pi(^{46}\text{Cr}^*) = 3^+, 4^+, 5^+$ . Así, mediante el estudio experimental de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  puede explorarse la existencia de resonancias estrechas y obtener, en particular, su energía  $E_i$ , esencial para obtener su contribución en la tasa de reacción en 1.12.

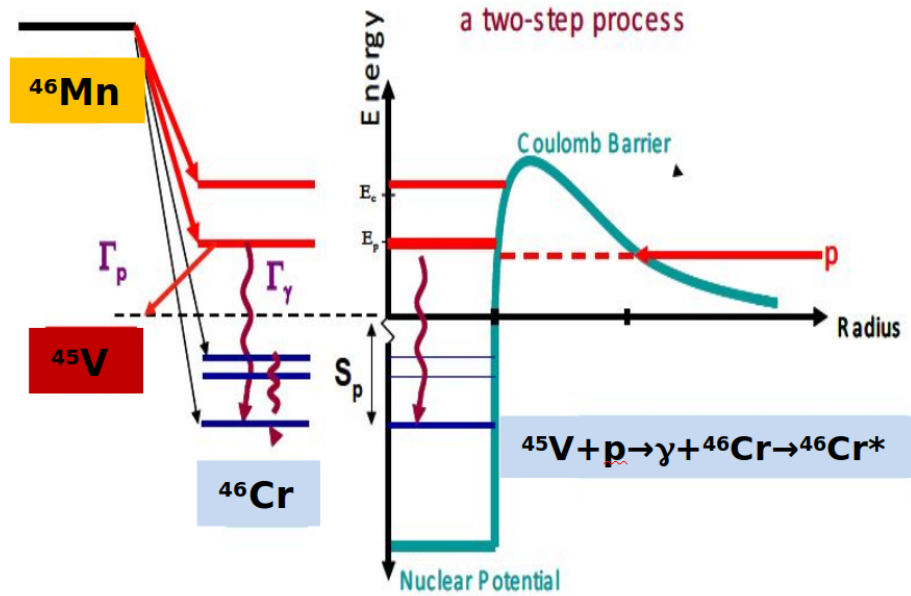


Figura 1.12: Esquema del proceso de espectroscopía de desintegración (izquierda) para el  $^{46}\text{Mn}$  frente a la captura resonante (derecha) del protón por el  $^{45}\text{V}$ ; imagen modificada de [24]. Podemos ver en la derecha que la barrera de Coulomb impide poblar los estados a las energías de interés. Por otro lado, a la izquierda, vemos como se pueden poblar los estados excitados del  $^{46}\text{Cr}$  por medio de la desintegración  $\beta^+$  del  $^{46}\text{Mn}$ .

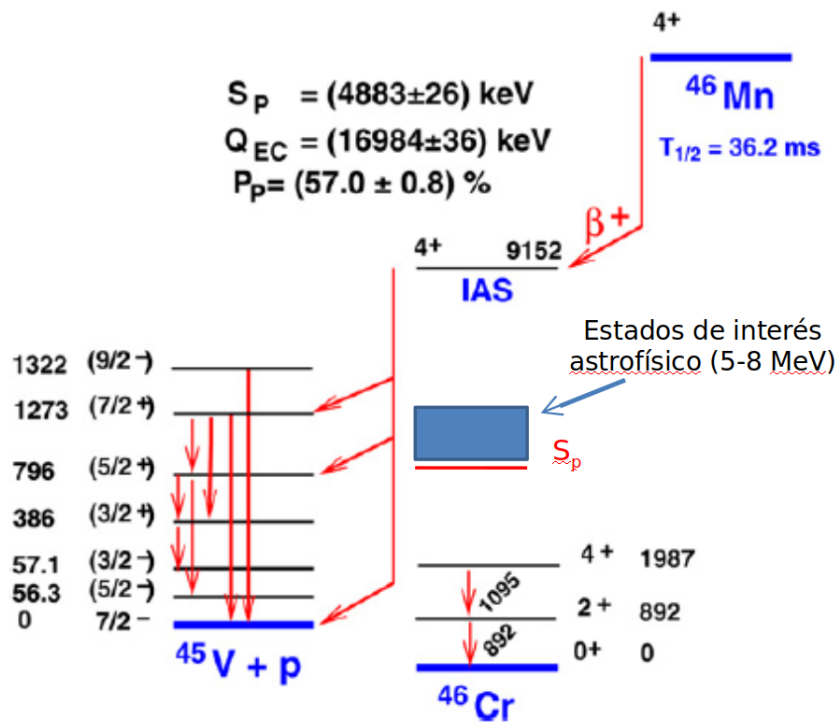


Figura 1.13: Esquema de la desintegración  $\beta^+$  del  $^{46}\text{Mn}$ ; modificado de [6]. Se marca la región de estados excitados de interés astrofísico del  $^{46}\text{Cr}$ . Podemos ver los procesos de desintegración por emisión de protones y de desexcitación por emisión de gammas.



---

## Realización del experimento

Los datos analizados en este trabajo se tomaron durante la realización del experimento “Isospin mixing in pf-shell proton emitters”, llevado a cabo en julio de 2016 en el separador de fragmentos LISE (acrónimo de su denominación en francés “Ligne d’Ions Super Epluchés”) que opera en el laboratorio internacional de haces radioactivos GANIL (Caen, Normandía, Francia). El haz saliente del separador de fragmentos LISE consiste en una mezcla de especies nucleares (se suele emplear el término inglés *cocktail beam*) entre las que se encuentra el núcleo  $^{46}\text{Mn}$ , en cuya desintegración se concentra el análisis presentado en este trabajo. En este escenario los objetivos científicos del presente trabajo, mostrados en el capítulo 1, difieren de los objetivos científicos de la propuesta experimental indicada, los cuales no se comentarán en este documento. Vale la pena resaltar que aunque un experimento de Física Nuclear esté enfocado en obtener información de un canal en particular, suele arrojar datos valiosos para otros canales. Al reanalizar estos datos valiosos se puede encontrar nueva Física.

### 2.1. Breve descripción de la instalación experimental

El laboratorio internacional de aceleradores GANIL (acrónimo del francés “Grand Accélérateur National d’Ions Lourds”) es uno de los principales institutos de investigaciones nucleares experimentales en Francia. El laboratorio, ubicado en la ciudad de Caen, en la región de Normandía, es un referente mundial en la producción de haces radiactivos. Entre los mayores logros alcanzados en este laboratorio se encuentran: la confirmación de la existencia del  $^{42}\text{Cr}$  y  $^{49}\text{Ni}$ , al igual que la primera observación del  $^{48}\text{Ni}$ . En la figura 2.1 se ve una foto de sus instalaciones. El separador de fragmentos LISE constituye una de sus infraestructuras. La línea de aceleración usada en el experimento se puede dividir en 2 secciones principales: la producción del haz de fragmentación y el separador LISE. A continuación se describen brevemente los elementos que dan lugar al haz que se empleó en el experimento del que se tomaron los datos analizados en este trabajo. Parte de la información que se presenta a continuación fue obtenida de la página oficial del laboratorio [25].



Figura 2.1: Edificios principales de GANIL.<sup>1</sup>

### 2.1.1. Producción del haz de fragmentación

En las instalaciones de GANIL, se usan gases de compuestos moleculares volátiles o incluso elementos sólidos con los átomos neutros a ionizar en la fuente de iones. Una vez que los átomos son ionizados pasan a los inyectores; estos son los ciclotrones CSS1 y CSS2, los cuales compactan el haz de iones y lo aceleran mediante un campo eléctrico de  $10^4$  V/m a una frecuencia de 10 MHz. Finalmente el haz pasa a la espina de GANIL, la cual distribuye el haz a las diferentes salas experimentales. El diagrama de las fuentes y ciclotrones se puede apreciar en la figura 2.3, mientras que el diagrama de las salas experimentales se puede ver en la figura 2.2 [25].

Para nuestro experimento el haz principal producido fue de  $^{58}\text{Ni}^{26+}$  a 75 MeV/u (MeV por unidad de masa atómica) a  $3 \text{ e}\mu\text{A}$  de corriente<sup>2</sup>, el cual impacta en la estación de blancos de GANIL, ilustrado en la figura 2.5, con un blanco de Niquel de  $230 \text{ mg/cm}^2$  de densidad [8]. Esto se conoce como la técnica de multifragmentación. Los “fragmentos” producidos en el choque siguen el camino del haz y son guiados por la línea de haz, logrando así producir los iones pesados y ricos en protones, de vida muy corta pero de interés para el experimento.

### 2.1.2. LISE

Con la técnica de multifragmentación se producen una gran variedad de especies en la colisión. Por lo tanto es importante controlar más adelante las especies que llegarán a la estación de medida diseñada para el experimento de turno. Este es el papel del separador de fragmentos LISE (del francés, “Ligne d’Ions Super Epluchés”). En la sala donde se encuentra

<sup>1</sup>Obtenido del tour virtual oficial de GANIL en su página [https://u.ganil-spiral2.eu/virtualvisit\\_en/](https://u.ganil-spiral2.eu/virtualvisit_en/).

<sup>2</sup>Un micro amperio eléctrico ( $1 \text{ e}\mu\text{A}$ ) es equivalente a  $6.25 \times 10^{12}$  partículas por segundo en el caso de partículas con carga unitaria.

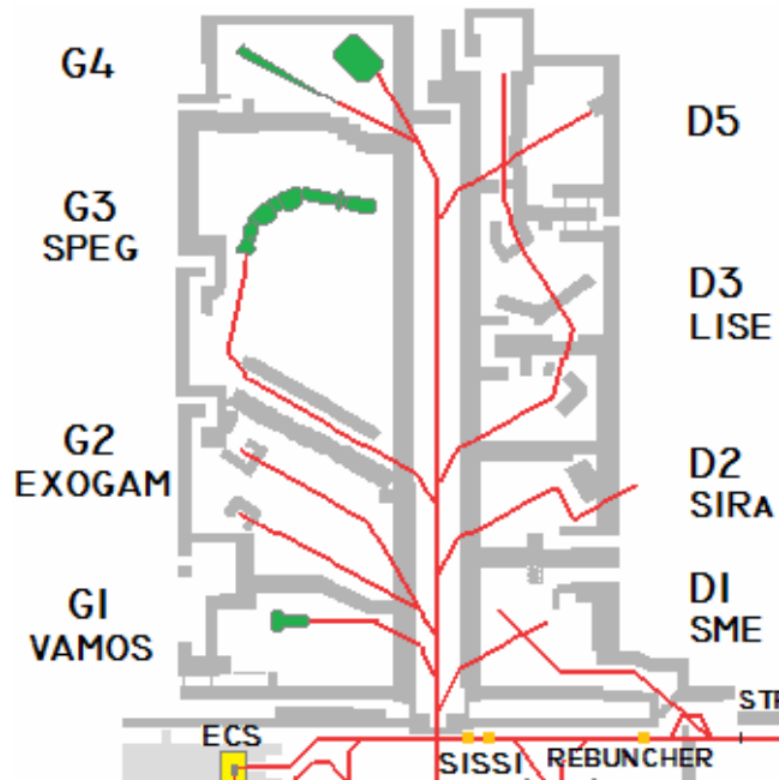


Figura 2.2: Esquema de las diferentes salas experimentales de GANIL. La nomenclatura empieza con D (del francés *droite*) si se encuentran a la derecha y G (del francés *gauche*) si se encuentran a la izquierda. A la izquierda de D5 está la sala experimental D6, mientras D4 se encuentra entre D3 y D5. Obtenido de [23].

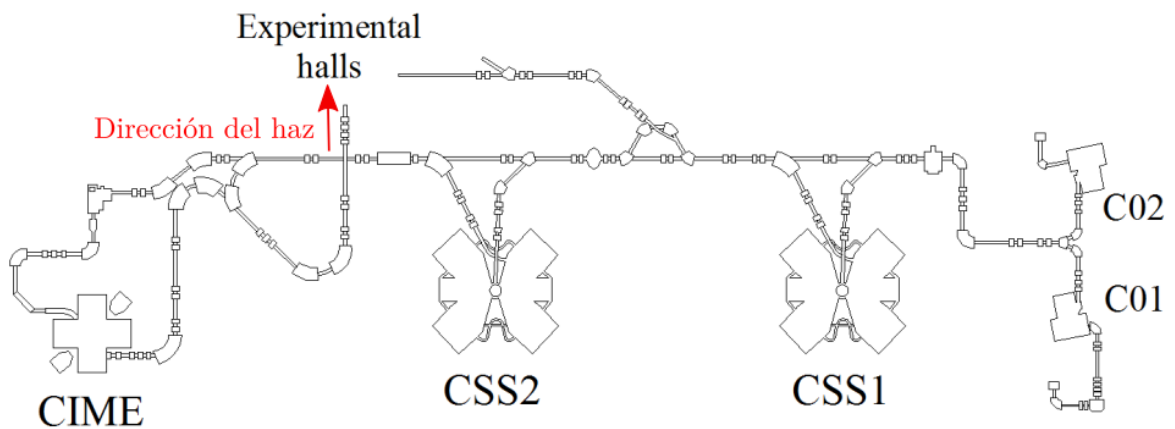


Figura 2.3: Esquema del sistema de aceleración de partículas de GANIL. Se muestran las fuentes de iones C01 y C02 y los ciclotrones CSS1, CSS2 y CYME. El haz sale en dirección a las salas experimentales. Obtenido de [25].



LISE se han llevado a cabo diferentes experimentos relacionados con temas de astrofísica nuclear, estructura nuclear y modos de excitación, entre otros. En la figura 2.4 se muestra un diagrama de la distribución de los distintos elementos del separador de fragmentos LISE a lo largo de las salas D3, D4 y D6. Por otra parte, en la figura 2.6 se puede apreciar una fotografía del montaje en la sala experimental D6 del experimento E666.

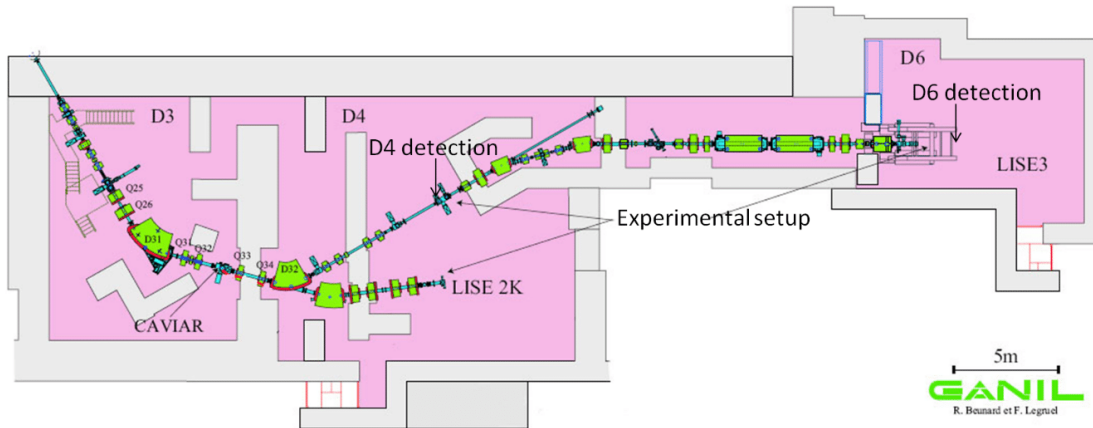


Figura 2.4: Diagrama de los componentes de LISE en las salas D3, D4 y D6 de GANIL.<sup>1</sup>

En la figura 2.5 se muestra esquemáticamente la línea de haz, desde las fuentes, hasta llegar a la estación de medida en D6 para este experimento. En este esquema también es posible apreciar que el separador LISE, marcado en verde, se compone de tres elementos principales para separar los isótopos producidos. Los primeros son los dipolos magnéticos que hacen una selección respecto a  $\frac{A\nu}{Q}$  (donde  $Q$  es la carga y  $\nu$  la velocidad del isótopo); luego está un degradador delgado de Berilio que discrimina respecto a la razón  $A^3/Z^2$ ; y el elemento final, antes de llegar al sistema de detección, es el Filtro de Wien [26]. El degradador delgado de Berilio ( $\approx 100 \text{ mg/cm}^2$ ) junto con el filtro WIEN (300 kV) hacen una selección de series de núcleos. Los parámetros del separador LISE3 se optimizaron para: 1)<sup>50</sup>Co y 2) <sup>46</sup>Mn [8].

## 2.2. Dispositivo experimental

En esta sección describimos el dispositivo experimental que conforma la estación de medidas situada en la sala D6. El arreglo usado se compone de un arreglo telescópico de detectores de silicio, en la sala D6, rodeado de un arreglo de detectores  $\gamma$  para detectar los fotones

<sup>1</sup>Obtenido de la página oficial del laboratorio <https://www.ganil-spiral2.eu/scientists/ganil-spiral-2-facilities/experimental-areas/d3-d6/>

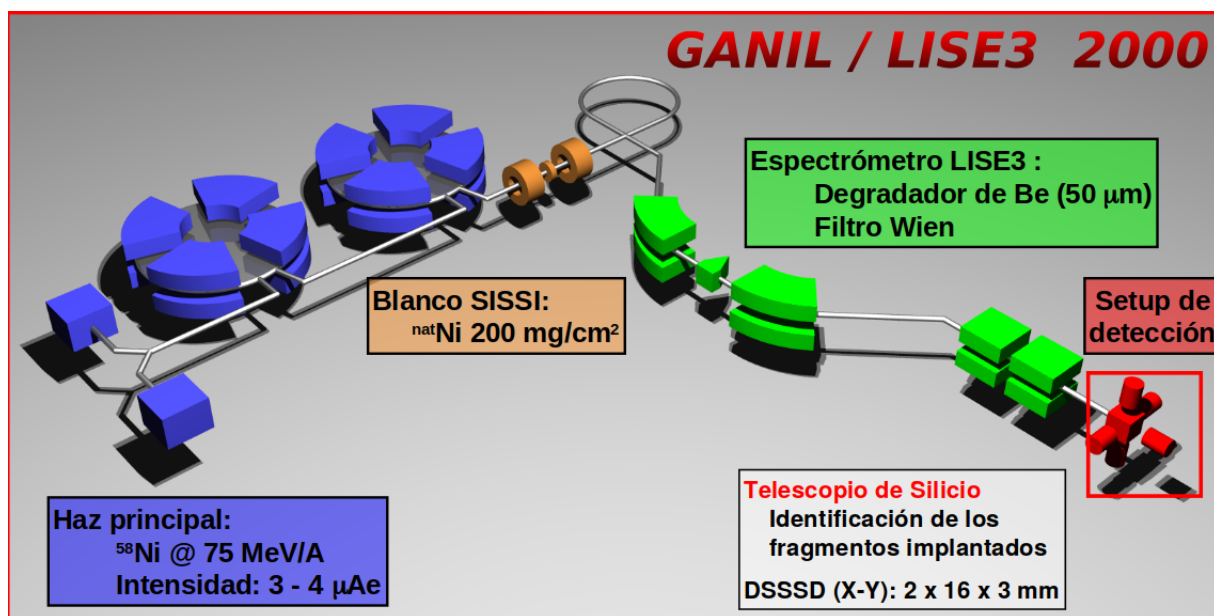


Figura 2.5: Diagrama del camino del haz principal de las fuentes hasta llegar al setup de detección. En azul se remarca la fase de aceleración, en café está la fase de producción de iones exóticos, en verde la selección de los isótopos de interés y en rojo la estación de medición. Modificado de [26].

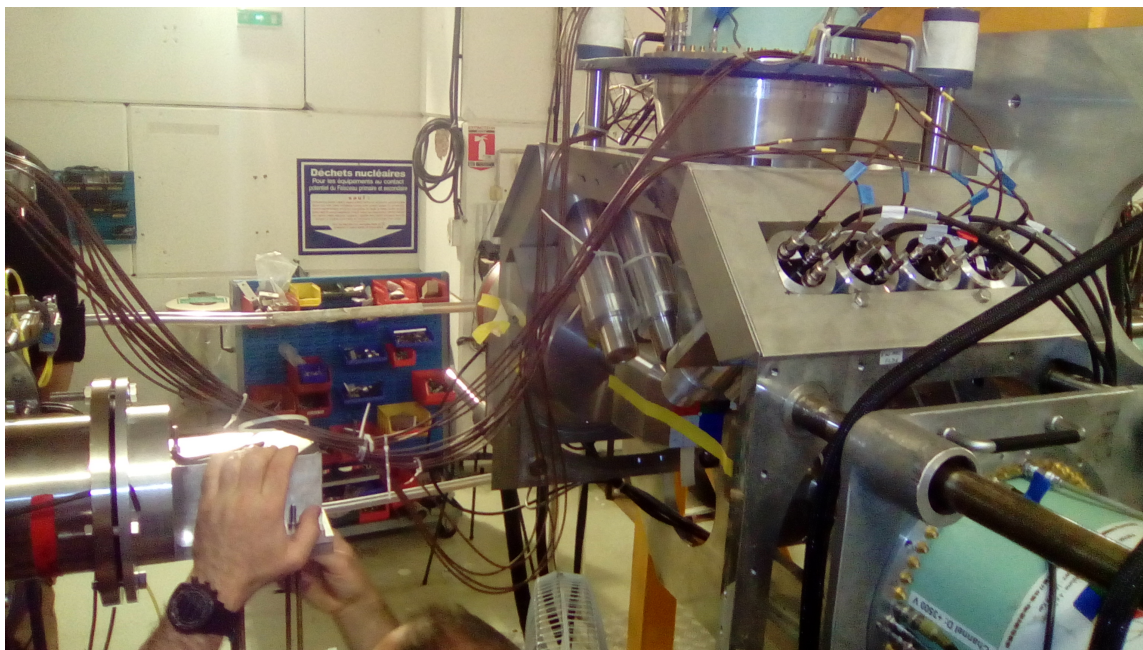


Figura 2.6: Fotografía de la sala experimental LISE en GANIL durante el experimento E666.

emitidos por la desintegración. Las características de estos detectores serán mencionadas a continuación. Un diagrama de todo el arreglo experimental se ilustra en la figura 2.7.

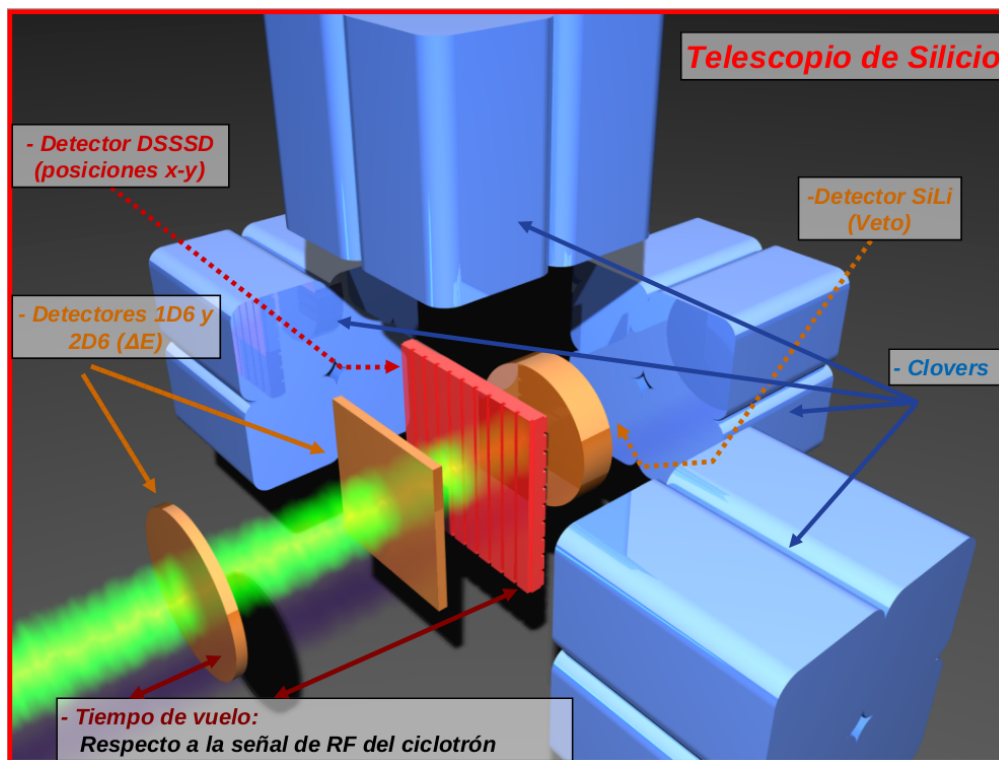


Figura 2.7: Diagrama del arreglo experimental. El detector DSSSD está rodeado por 4 Clovers, 3 a los lados y 1 encima, para detectar gammas. Modificado de [26].

Es importante recalcar que el arreglo telescópico está pensado, en el experimento original, para la identificación de los isótopos de interés por medio de la medición  $\Delta E$ -E-TOF<sup>1</sup>. Sin embargo, en nuestro análisis nos basta con hacer la medición  $\Delta E$ -TOF para hacer la identificación del <sup>46</sup>Mn; ya que conforme aumenta A, la técnica  $\Delta E$ -E deja de funcionar. Por ende, nosotros no usamos la técnica de identificación de partículas cargadas por medio de telescopios de silicio, aunque lo mencionamos como parte del arreglo original.

### 2.2.1. Detectores de partículas eléctricamente cargadas. Detector DSSSD

El detector 1D6 se encuentra antes, en el camino del haz, del arreglo telescópico. Para el arreglo telescópico se pusieron en orden de recorrido del haz los siguientes elementos: el detector de silicio 2D6 no segmentado; luego, el detector de silicio doblamente segmentado (DSSSD, por sus siglas en inglés); seguido por un detector de SiLi. Al pasar el haz de fragmentación

<sup>1</sup>TOF es un acrónimo del inglés “*Time Of Flight*”, que en español se traduce como *tiempo de vuelo*.

por los detectores 1D6 y 2D6, los fragmentos pierden parte de su energía. Posteriormente, los iones son implantados en el DSSSD. El SiLi cumple la función de Veto y nos ayuda a identificar también aquellos sucesos que no se implantaron en nuestro detector. La figura 2.8 muestra el esquema de este arreglo telescópico.

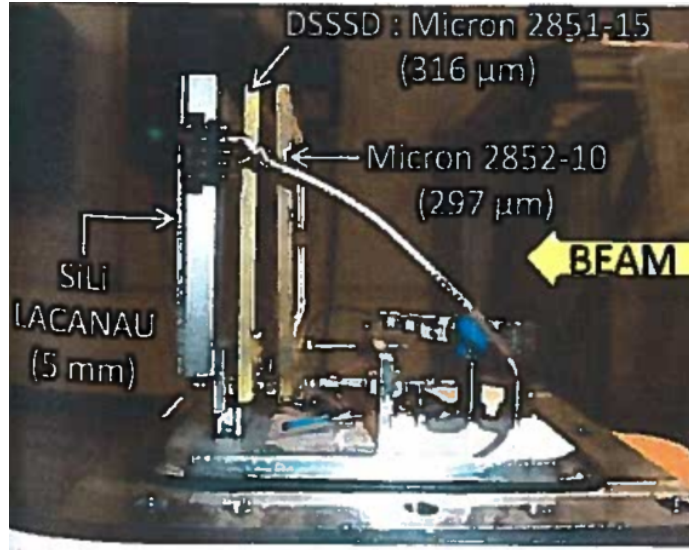


Figura 2.8: Fotografía de los elementos que conforman el arreglo telescópico; siguiendo la dirección del haz se observa el 2D6-DSSSD-SiLi. El grosor del SiLi es de 5 mm; mientras que el grosor del DSSSD es de  $316 \mu\text{m}$  y el del 2D6 es de  $297 \mu\text{m}$ , como se muestra en la imagen.

Con el término detectores  $\Delta E$  se refiere a los detectores 1D6 y 2D6. Estos detectores se conocen así ya que no tienen un grosor tan grande para detener a los núcleos del haz por sí solos; pero estos últimos sí dejan parte de su energía. La energía perdida depende de la carga  $Z$ , la masa  $A$  y la velocidad de la partícula incidente. Esta relación está dada por la ecuación de Bethe-Bloch [27]. Debido a lo anterior, la energía depositada en estos detectores combinada con el tiempo de vuelo, nos permite la identificación del núcleo que los atravesó. El detector 1D6 tiene un grosor de  $300 \mu\text{m}$ ; mientras que el 2D6 cuenta con un grosor de  $297 \mu\text{m}$ .

Por otra parte, el detector DSSSD se compone de dos placas divididas en secciones P y N. Estas secciones están a su vez divididas en 16 tiras o Strips, unas vertical y otras horizontalmente, formando así una cuadrícula. Es decir, cada vez que se implanta un núcleo, éste activa una tira vertical y una tira horizontal dando como resultado una coordenada  $(x,y)$  en la geometría del detector. A cada cuadro de esta cuadrícula, de  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  de área, lo podemos considerar un píxel. Lo anterior es importante ya que ayuda a realizar las correlaciones temporales de los sucesos de implantación con los de desintegración: el protón relacionado al  $^{46}\text{Mn}$  debe de originarse en la misma coordenada en la que el núcleo fue implantado.



Para la identificación de las señales de las tiras del DSSSD, éstas cuentan con una etiqueta y numeración. La etiqueta SX corresponde a la división horizontal, mientras que la SY a la vertical. Sin embargo, la numeración de las etiquetas en los archivos de datos no corresponde con el orden espacial (o geométrico) en el detector, lo cual es necesario tener en cuenta para conocer el centro donde se implanta el haz y obtener un mapa de implantación. Para saber el orden correspondiente de las señales de las microtiras X e Y, se puede consultar la siguiente tabla 2.1:

Tabla 2.1: Orden espacial de las microtiras X y Y del DSSSD.

1	2	3	4	5	6	7	8
SX09D	SX10D	SX11D	SX12D	SX13D	SX14D	SX15D	SX16D
SY16D	SY15D	SY14D	SY13D	SY12D	SY11D	SY10D	SY09D
9	10	11	12	13	14	15	16
SX01D	SX02D	SX03D	SX04D	SX05D	SX06D	SX07D	SX08D
SY01D	SY02D	SY03D	SY04D	SY05D	SY06D	SY07D	SY08D

Un ejemplo de un detector DSSSD lo tenemos en la representación de la figura 2.9.

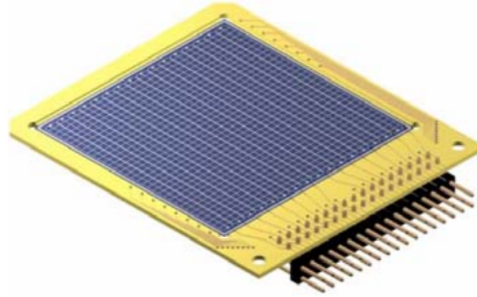


Figura 2.9: Representación 3D del DSSSD modelo W1/FRS de la compañía MicronSemiconductors Ltd. Obtenido de [23].

El SiLi es un detector con un grosor de  $500 \mu\text{m}$ ; el cual sirve para detener todos los fragmentos del haz que no se detuvieron en los detectores anteriores. Debido a lo anterior, este detector es el más grueso de todos los detectores que conforman el arreglo telescópico. Además, se usa como Veto para descartar aquellos sucesos que se registraron como de implantación pero en realidad nunca se implantaron en el DSSSD.

### 2.2.2. Detectores de fotones $\gamma$ : Clovers

Los principales detectores de  $\gamma$ s son los que conforman el arreglo de clovers que rodeaban al sistema. A pesar de que también estaban montados detectores de  $\text{LaBr}_3$  para complementar

la detección, estos últimos no fueron usados durante el experimento. Por lo tanto, en esta sección se abordarán particularmente los detectores clovers.

El sistema de detección de fotones se compone por 4 clovers etiquetados del 1 al 4 para su distinción. Estos, a su vez, se dividen en 4 secciones denotadas por las letras A, B, C, D. De esta forma, la etiqueta para la tercera sección del segundo detector sería C2EC. Cada sección del clover consiste en un cristal altamente puro de Ge. En la figura 2.10 se puede observar la representación de estos detectores y cómo se dividen.

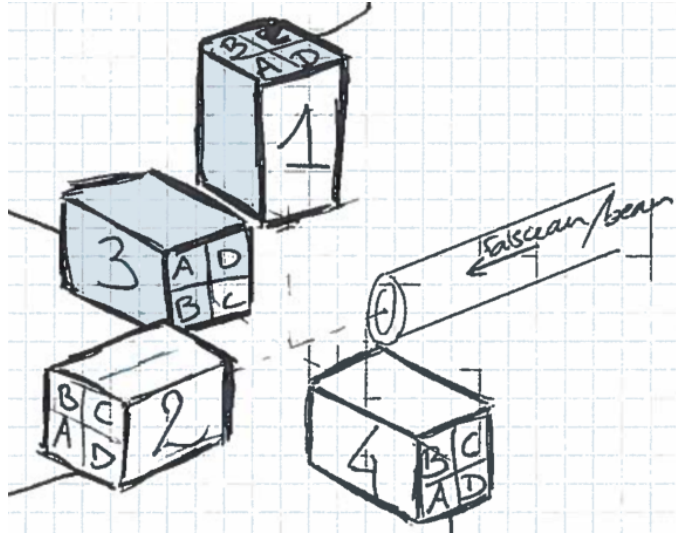


Figura 2.10: Esquema de la segmentación de cada Clover y su posición respecto al haz. Los clovers se numeran del 1 al 4; cada uno se subdivide en 4 secciones: A, B, C y D.

### 2.2.3. Adquisición de datos

El DSSSD, al contar con 16 tiras en la cara P y otras 16 tiras en la cara N, produce un total de 32 señales. Por otro lado, los clovers a su vez producen cada uno 4 señales correspondientes a cada una de sus secciones, sumando en total 16 señales que deben ser rescatadas. Estas señales, además de las de los detectores 1D6 y 2D6, necesitan ser preamplificadas, amplificadas y digitalizadas antes de ser guardadas en un suceso. Lo anterior se lleva a cabo con preamplificadores del tipo MPR64 de Mesytec GmbH, amplificadores del tipo STM de Mesytec GmbH y módulos ADC (del inglés “Analogic to Digital Converter”) tipo tarjetas modelo V785 de Caen Spa [23]. El sistema de adquisición de datos también almacena en cada suceso el TOF entre la señal de frecuencias del acelerador y el telescopio de silicio.

Se tienen además varias señales de trigger: para el detector 1D6, 2D6, DSSSD y SiLi. Cuando un suceso dispara un trigger válido, el sistema de adquisición de datos lee todos los ADC para luego almacenar su información en un vector concreto para cada suceso que

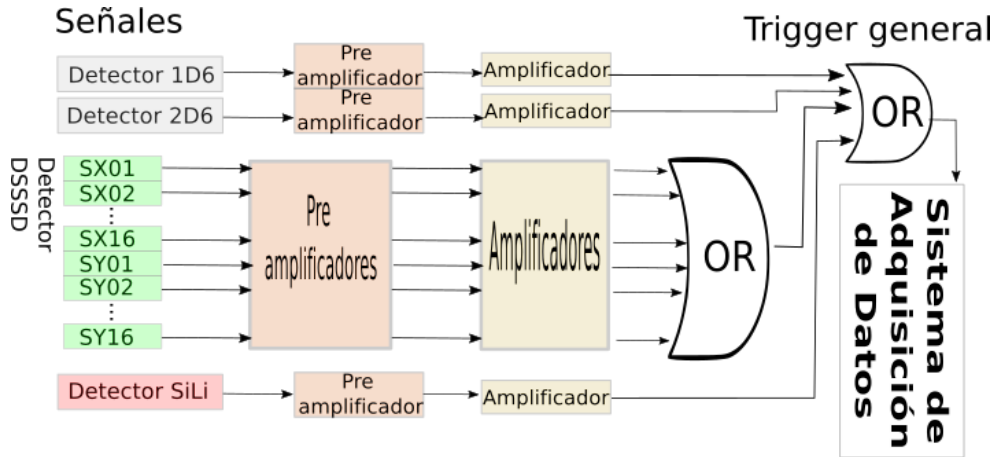


Figura 2.11: Esquema de la adquisición de datos para el experimento. Se muestran las señales que son consideradas para el trigger general. En caso de que alguna de ellas se dispare, se almacenan los datos de todos los detectores junto con los triggers disparados.

luego es guardado en la computadora [23]. La información de los triggers activados también se almacena en el vector de datos, permitiendo posteriormente clasificar los tipos de sucesos. El esquema de trigger para la adquisición de datos se puede observar en la figura 2.11.

## 2.3. Calibración en energía

Para el estudio se calibraron las señales en alta ganancia de las strips X e Y del DSSSD, y de los segmentos de los Clovers. Para ello se usaron diferentes fuentes de calibración y se hizo un ajuste lineal a los diferentes picos. De igual forma, en ambos casos se buscaron los pedestales de los detectores para establecer un umbral y descartar las señales inferiores a éste al hacer el análisis. Las calibraciones de los detectores 1D6 y 2D6 fueron realizadas por el equipo de producción de haces del experimento en 2016 y nos fueron trasladadas [28]. Sin embargo, no hubo necesidad de usar las señales calibradas de los detectores 1D6 y 2D6 en el presente trabajo.

### 2.3.1. Calibración del detector DSSSD

Para calibrar las Strips del DSSSD se usó una fuente  $3\alpha$  de  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  y  $^{244}\text{Cm}$ . La calibración con esta fuente se llevó a cabo en la toma de datos 74 del experimento. A los tres picos obtenidos en el espectro de cada tira se les ajustó una gaussiana para obtener su centroide en unidades arbitrarias (u.a.). Con esos centroides y su energía correspondiente se ajustó una recta de calibración a través de mínimos cuadrados usando un código en Python basado en la matriz de Vandermonde. Al resolver la matriz por el método LU se obtienen los

coeficientes de la recta de calibración. Estos coeficientes junto con los centroides usados para la calibración se encuentran en la tabla 2.2. Se pueden apreciar los picos de emisión de la toma de datos 74 para una microtira y su calibración correspondiente en la figura 2.12.

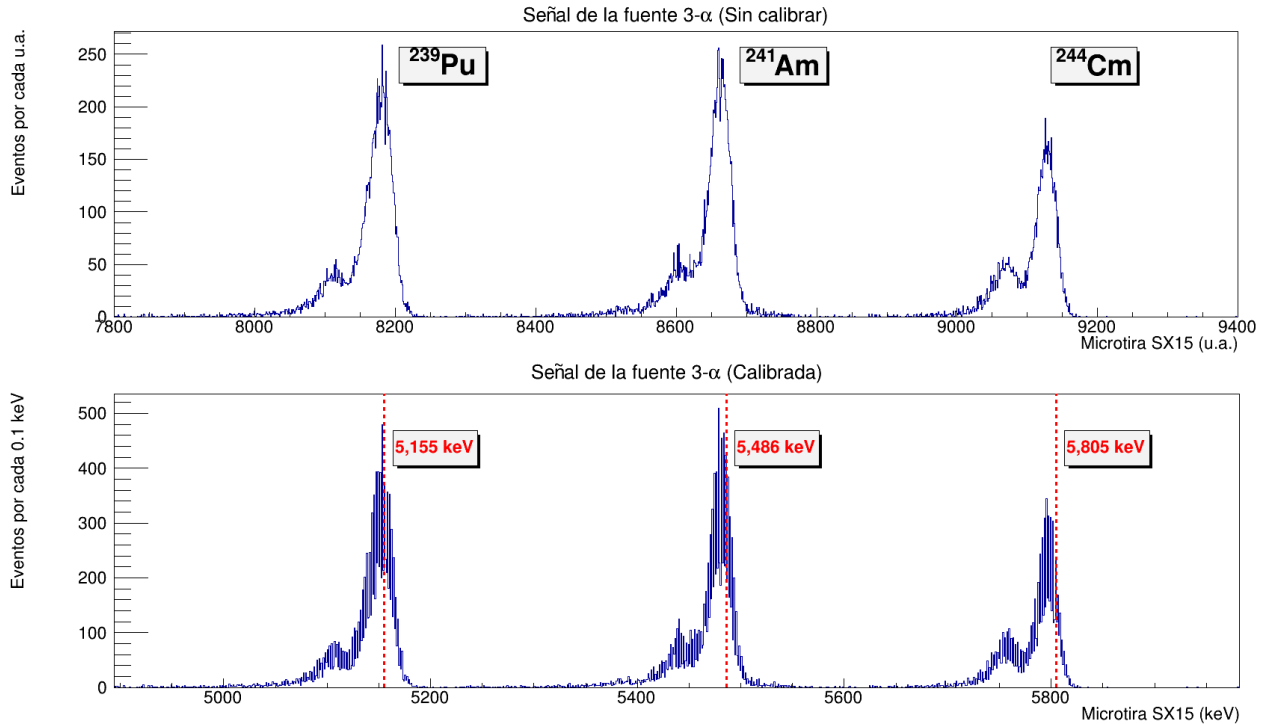


Figura 2.12: Señal de la fuente  $3\alpha$  detectada por la strip S15XD arriba) sin calibrar y abajo) calibrada para la toma de datos 74. Las líneas rojas punteadas indican los picos a 5.155 MeV, 5.486 MeV y 5.805 MeV.

Con el método anterior se obtiene una calibración inicial aceptable, con un ligero desfase de aproximadamente 0.12 % menos energía en los picos. Sin embargo, como se puede notar en la figura anterior, la fuente  $3\alpha$  sólo da señales en energías mayores a 5 MeV. Por otro lado, los sucesos de desintegración que se requieren medir se encuentran en escalas de keV. Por lo tanto, para tener un ajuste fino en la región de interés es necesario incrementar el número de puntos de calibración a bajas energías para mejorar los resultados. Lo anterior es posible si se agregan a la calibración líneas conocidas de emisión de protones debido a la desintegración de otros isótopos, los cuales se produjeron en el mismo experimento, y que las líneas se encuentren en energías de keV.

Los pedestales de las strips del DSSSD se identificaron en el primer archivo de datos considerado para nuestro análisis, el fichero 112. A partir de estos pedestales se estableció un umbral para considerar las señales. Los sucesos de implantación y desintegración que estuvieron por debajo del umbral se consideraron como ruido y fueron removidos.



### 2.3.2. Calibración de los detectores Clovers

En el caso de los cuatro clovers, se calibró cada uno de sus cuatro segmentos con una fuente de  $^{56,60}\text{Co}$  durante la toma de datos 10 del experimento. Se identificaron los primeros 7 picos de las fuentes para realizar la calibración: 0.511 MeV, 0.8468 MeV, 1.03788 MeV, 1.17 MeV, 1.238 MeV, 1.332 MeV y 1.7717 MeV. Posteriormente se usó el programa en Python basado en la matriz de Vandermorden para obtener por mínimos cuadrados la recta de calibración. Los coeficientes de la recta de calibración así como los canales de las líneas usadas se encuentran en la tabla 2.3. La señal sin calibrar y calibrada para una sección de uno de los Clovers durante la toma de datos 10 se puede ver en la figura 2.13.

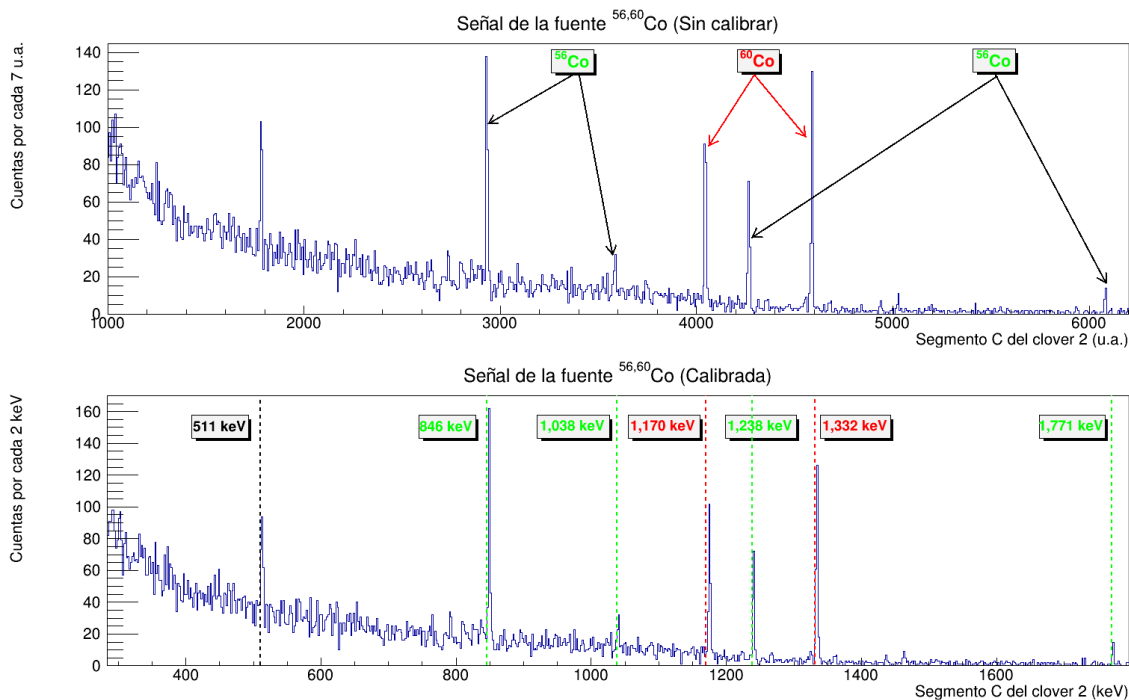


Figura 2.13: Señal de la fuente de  $^{56,60}\text{Co}$  detectada en el clover 2 en el segmento C arriba) sin calibrar y abajo) calibrada para el run 10. Las líneas punteadas indican las líneas de emisión correspondientes a las energías del mismo color.

Se aprecia que también se obtiene una primera calibración aceptable como en el caso de la calibración del detector DSSSD. Aunque la energía de los picos parece estar desfasada por poco a la izquierda de los mismos. Es decir, los picos aparecen aproximadamente a una energía 0.29% mayor a la que deberían. Este desfase se puede apreciar al comparar la energía de la línea de aniquilación en 511 keV. Una forma de mejorar esta calibración es utilizar más líneas de emisión  $\gamma$  y realizar un ajuste con un polinomio de grado 2 en lugar de uno lineal. Los pedestales de los Clovers también se identificaron en el fichero 112 y, al igual que con las strips del DSSSD, a partir de ellos se estableció un umbral para remover parte del ruido.

Tabla 2.2: Calibración de las strips X, Y del detector DSSSD en alta ganancia.

Etiqueta	Pendiente m (keV/cuentas)	Constante b (keV)	Fuente 3- $\alpha$ $^{239}\text{Pu}$ , $^{241}\text{Am}$ , $^{244}\text{Cu}$ (u.a.)		
			5.155 MeV	5.486 MeV	5.805 MeV
SX01D	0.67	-385.85	8250.84	8743.75	9218.75
SX02D	0.69	-438.47	8152.57	8638.80	9100.03
SX03D	0.73	-391.49	7581.73	8033.04	8470.21
SX04D	0.67	-386.69	8328.08	8825.79	9304.91
SX05D	0.67	-276.12	8080.23	8576.63	9047.36
SX06D	0.68	-309.17	8067.71	8552.14	9027.28
SX07D	0.69	-419.16	8076.94	8553.32	9018.69
SX08D	0.69	-436.66	8127.90	8606.81	9072.66
SX09D	0.68	-401.07	8145.96	8628.56	9098.87
SX10D	0.68	-334.54	8063.90	8543.78	9018.50
SX11D	0.69	-388.86	8064.49	8540.45	9009.84
SX12D	0.68	-391.68	8171.98	8662.87	9129.70
SX13D	0.67	-361.24	8221.33	8717.29	9190.14
SX14D	0.69	-408.15	8109.87	8597.33	9057.52
SX15D	0.68	-409.83	8170.65	8656.13	9125.01
SX16D	0.69	-490.94	8233.49	8719.96	9181.46
SY01D	0.43	-36.77	11 986.20	12 757.20	13 487.00
SY02D	0.43	-5.07	12 123.70	12 913.20	13 651.10
SY03D	0.43	-31.79	12 008.70	12 784.70	13 513.80
SY04D	0.49	-12.10	10 444.50	11 119.10	11 758.50
SY05D	0.43	-60.93	12 016.80	12 799.80	13 514.50
SY06D	0.43	-36.98	11 940.20	12 704.10	13 435.10
SY07D	0.48	-65.92	10 841.80	11 533.70	12 191.70
SY08D	1.03	-2055.59	6999.02	7292.50	7627.90
SY09D	0.49	-54.16	10 707.80	11 398.30	12 044.10
SY10D	0.43	-14.71	12 052.10	12 831.20	13 567.60
SY11D	0.43	-6.52	11 891.40	12 664.10	13 389.10
SY12D	0.44	-121.99	11 928.70	12 685.40	13 398.20
SY13D	0.43	-35.37	12 008.10	12 778.10	13 512.00
SY14D	0.45	5.55	11 440.70	12 178.90	12 884.90
SY15D	0.42	-26.54	12 404.10	13 198.90	13 960.20
SY16D	0.44	-0.83	11 832.90	12 593.10	13 324.70

Tabla 2.3: Calibración de los segmentos de los detectores Clovers en alta ganancia.

Etiqueta	Pendiente m (keV/cuentas)	Constante b (keV)	Picos de la fuente $\gamma$ de $^{56,60}\text{Co}$ (unidades arbitrarias)						
			0.51	0.85	1.04	1.17	1.24	1.33	1.77 MeV
C1EAAH	0.31	-20.52	1710.97	2801.13	3416.57	3859.49	4068.43	4372.77	5780.88
C1EBH	0.30	-6.39	1695.11	2799.10	3423.83	3870.34	4085.52	4394.26	5830.38
C1ECH	0.31	-10.72	1673.89	2757.29	3370.21	3814.79	4017.65	4324.11	5726.92
C1EDH	0.32	-6.78	1641.60	2698.42	3269.55	3728.26	3930.63	4227.44	5617.04
C2EAAH	0.31	-18.07	1744.63	2814.08	3451.91	3889.88	4104.69	4415.10	5862.18
C2EBH	0.30	9.02	1716.57	2833.30	3295.40	3915.80	4134.02	4446.36	5901.10
C2ECH	0.29	-9.58	1773.41	2925.04	3576.14	4036.79	4253.83	4577.17	6078.71
C2EDH	0.30	-6.79	1700.94	2803.03	3443.09	3879.08	4091.69	4404.09	5847.03
C3EAAH	0.28	2.17	1807.59	3005.15	3686.90	4167.10	4400.66	4737.39	6293.56
C3EBH	0.30	1.61	1702.47	2823.69	3424.03	3905.18	4125.89	4434.89	5900.42
C3ECH	0.28	1.94	1801.77	2999.33	3676.02	4152.38	4388.33	4717.77	6275.94
C3EDH	0.21	3.45	2419.65	4027.16	4940.52	5583.52	5897.72	6343.44	8440.51
C4EAAH	0.30	8.33	1685.26	2817.22	3458.87	3914.48	4133.08	4445.97	5921.39
C4EBH	0.30	3.18	1704.88	2827.51	3472.70	3920.03	4139.40	4453.39	5934.81
C4ECH	0.29	1.64	1743.47	2896.67	3554.43	4015.71	4242.08	4562.41	6065.85
C4EDH	0.30	3.41	1666.13	2768.19	3397.36	3838.19	4054.59	4363.16	5805.86

---

# CAPÍTULO **3** **Análisis experimental de los datos**

En este capítulo se describe el procedimiento empleado para el análisis de los datos; además, se presentan los principales resultados obtenidos. En primer lugar se habla de cómo se identificaron los sucesos de implantación y desintegración en el experimento. Además, también se detalla la forma en que se identificaron los diferentes núcleos en la implantación y en particular el  $^{46}\text{Mn}$ . En segundo lugar, se describe el método empleado para identificar sucesos de desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ , de entre las múltiples especies nucleares implantadas debido a la naturaleza del haz de fragmentación. En tercer lugar, se presentan los espectros de energía de los protones y rayos gamma emitidos, que siguen a la desintegración del núcleo de interés, el  $^{46}\text{Mn}$ .

El análisis de los ficheros de datos ha precisado emplear distintas herramientas de análisis basadas en el conjunto de librerías que aglutina ROOT [29]. Parte del software de análisis ha sido desarrollado por colaboradores del CEN-BG, habiendo sido empleado previamente en el análisis de un gran número de experimentos [28]. Estas librerías fueron empleadas en este trabajo para hacer la selección de sucesos de implantación. Otra gran parte del software empleado ha sido desarrollado específicamente en el marco del presente trabajo.

## **3.1. Discriminación de sucesos**

Cada toma de datos o corrida (en inglés *run*) del experimento fue almacenada en un fichero de datos, en formato list mode. Estos ficheros contienen los sucesos aceptados por el sistema de adquisición de datos siguiendo la lógica de validación, también conocida como *configuración del “trigger”* (señal de disparo), empleada en el experimento. Entre los sucesos aceptados se encuentran tanto sucesos de desintegración como de implantación asociados al  $^{46}\text{Mn}$ , los cuales son de nuestro interés. La información en los ficheros asociada a cada suceso validado permite distinguir entre estos últimos usando la información del trigger que activó la toma de datos. Para realizar el análisis hicimos una selección de las corridas que tuvieron los mismos parámetros de ajuste basándonos en la información de la bitácora del

experimento. La selección es conformada por 57 tomas de datos que en tiempo corresponde a aproximadamente 72 horas.

### 3.1.1. Sucesos de implantación

Para considerar que un suceso fue de implantación se hicieron varios filtros. En primer lugar se usó la información del trigger. Es decir, se usó la condición de que siguiendo el camino del haz estos sucesos tenían que disparar el trigger del detector 1D6 y del DSSSD. Adicionalmente, se tuvo cuidado de que estos sucesos realmente se hubieron implantado en el DSSSD. Para ello, se verificó que no hubieran llegado a ser detectados por el SiLi. Con estos dos filtros se tenía una primera selección de los sucesos de implantación.

Una vez conseguida esta selección, el siguiente paso fue distinguir entre los diversos núcleos producidos por multifragmentación. En consecuencia, como veremos a continuación, se usaron las diferencias en el tiempo de vuelo causadas por la diferencia de carga eléctrica y masa atómica entre los núcleos producidos.

Los diferentes núcleos se pueden identificar a través de su tiempo de vuelo (ToF, del inglés *Time of Flight*) y energía cinética. El ToF empleado se define como el lapso de tiempo entre una señal de la radio frecuencia (RF) del ciclotrón y la señal de trigger que genera el detector al paso del núcleo. Gráficamente, se realizó un histograma bidimensional de la energía depositada al atravesar el detector de silicio 1D6 y su tiempo de vuelo para los sucesos de implantación. La figura 3.1 muestra este histograma para todas las corridas consideradas en el análisis. Es notable ver cómo se forman cúmulos que corresponden a diferentes especies de núcleos.

Se identificaron a los diferentes isótopos que produjo el acelerador y que aparecen en la figura anterior[28] con ayuda de simulaciones con LISE++ y de información de experimentos anteriores. Tanto las simulaciones de LISE++ y la experiencia de experimentos anteriores son completamente indispensables ya que no es sencillo calcular el lugar de implantación del núcleo de interés en el bidimensional. A cada fila de agrupaciones le corresponde un número atómico, yendo de abajo hacia arriba del Z menor al mayor. También, la masa atómica aumenta de derecha a izquierda. Notemos que podemos definir muy bien un contorno para encerrar a un tipo específico de núcleo.

Ya que nos centramos en el  $^{46}\text{Mn}$ , con ayuda de un polígono seleccionamos los puntos en el diagrama debidos al paso de los núcleos correspondientes a este isótopo. Además, para refinar la selección se usaron otros parámetros, en específico el tiempo de vuelo respecto al detector CAVIAR, el cual forma parte del espectrómetro LISE y está ubicado en la sala D4. En este caso el ToF se definió como el lapso de tiempo entre el paso del núcleo por CAVIAR y su paso por el detector 1D6. De esta forma, se pudo definir otro polígono correspondiente

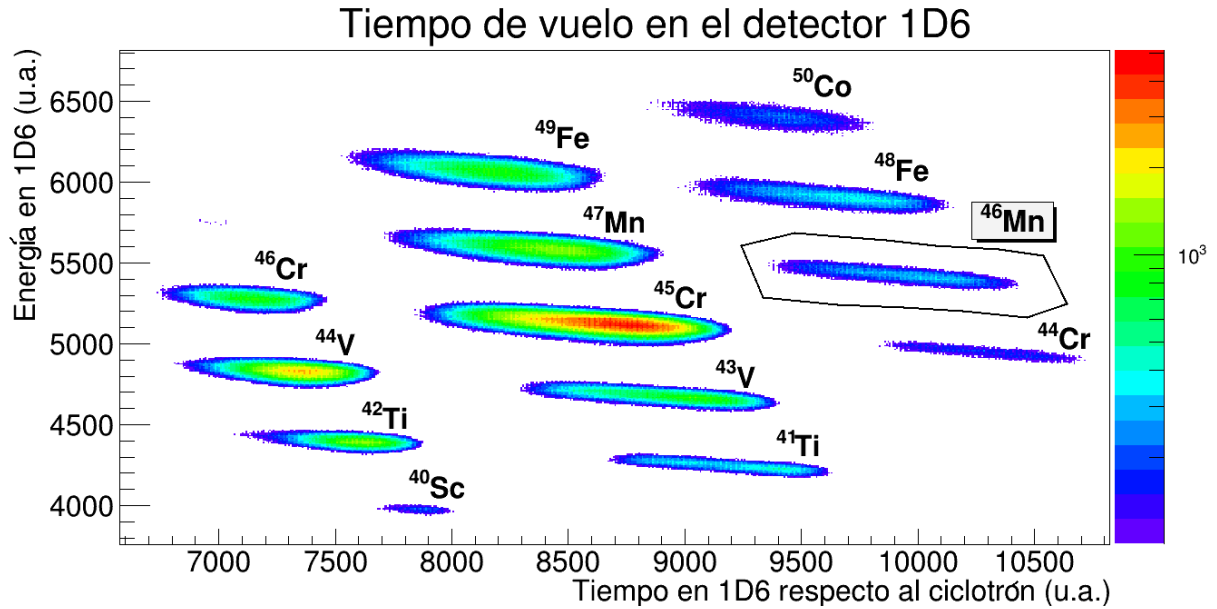


Figura 3.1: Histograma bidimensional de la energía en el detector 1D6 contra su tiempo de vuelo respecto al ciclotrón en unidades arbitrarias. En este histograma se encuentran los datos de todas las corridas consideradas en el análisis. El polígono negro encierra el cúmulo de cuentas de  $^{46}\text{Mn}$  y fue el filtro principal usado para la selección de esta especie.

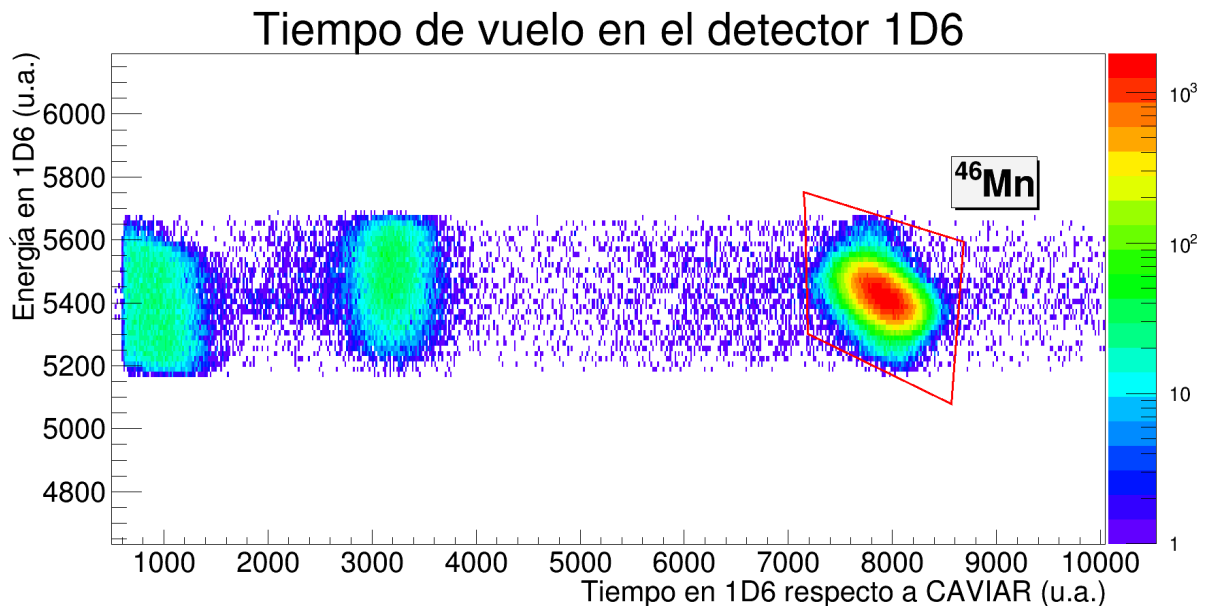


Figura 3.2: Histograma bidimensional de la energía en el detector 1D6 contra su tiempo de vuelo respecto al elemento óptico CAVIAR en unidades arbitrarias. En este histograma sólo se muestran los sucesos de la figura 3.1 que caen dentro del polígono negro. El polígono rojo encierra el cúmulo de cuentas de  $^{46}\text{Mn}$ , separándolas del ruido y cuentas de otros núcleos, y fue el filtro complementario para la selección de esta especie.

al  $^{46}\text{Mn}$ , el cual se muestra en la figura 3.2. El uso de los dos polígonos definidos asegura tener una buena selección del isótopo. Sólo los sucesos que caigan dentro de los dos polígonos definidos son considerados para las siguientes etapas del análisis.

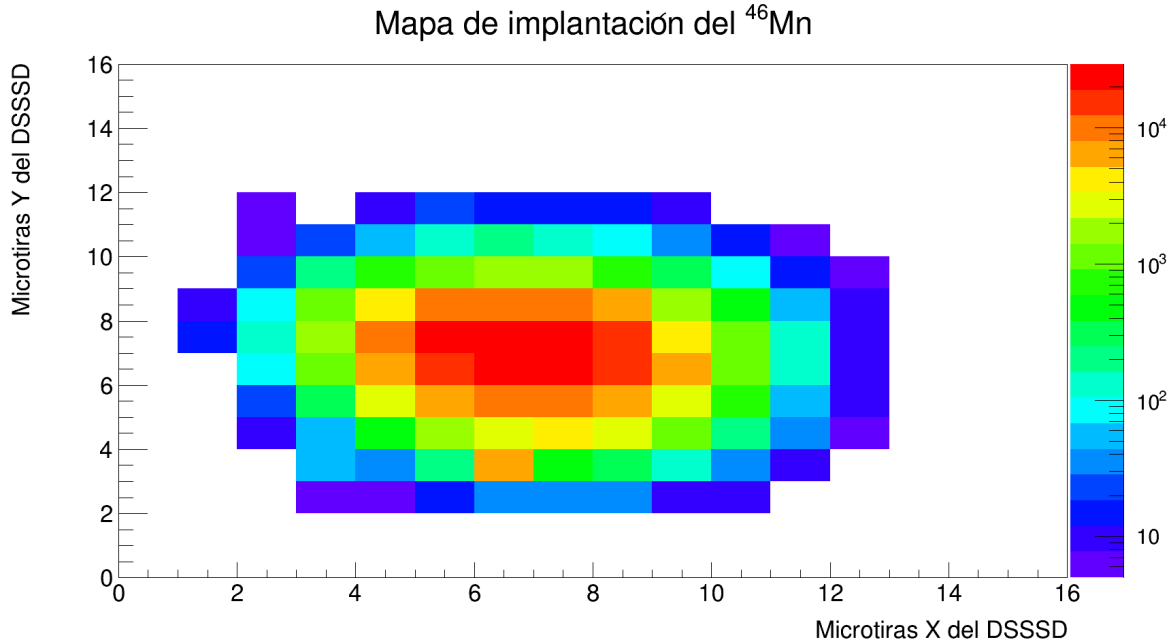


Figura 3.3: Mapa de los sucesos de implantación (Hitmap) en el DSSSD correspondientes al  $^{46}\text{Mn}$ . Se usaron los datos de todas las corridas consideradas y se detectaron 315,292 sucesos. Cada microtira mide  $3000\ \mu\text{m}$  de ancho por  $50000\ \mu\text{m}$  de largo, por lo que a cada píxel le corresponde un área de  $30000 \times 30000\ \mu\text{m}^2$ .

Con la selección de los sucesos de implantación del  $^{46}\text{Mn}$  se procedió a encontrar la posición de implantación en el DSSSD. Con esto en mente fueron comparadas las señales de las Strips X y Y entre sí. Al obtener la Strip X y la Strip Y en donde se registró la mayor energía durante un suceso se obtenía una coordenada en el detector correspondiente a la implantación. Con esta información se realizó el Hitmap de la figura 3.3. En esta figura se puede apreciar que el haz de este isótopo golpeó al DSSSD muy cerca de su centro y que se implantaron 315,292 núcleos de  $^{46}\text{Mn}$ . También, con el Hitmap podemos conocer los píxeles del DSSSD donde se concentró la mayoría de la estadística de interés para este análisis del experimento. Lo anterior nos será muy útil en etapas posteriores del análisis.

Revisando la tabla 2.1 y el Hitmap encontramos que las Strips centrales son las etiquetadas como: SX14D, SX15D, SX16D, SX01D para las X; y SY11D, SY10D, SY09D, SY01D para las Y. En los pasos siguientes nos centraremos en estas tiras para el análisis.

### 3.1.2. Sucesos de desintegración

En el caso de los sucesos de desintegración, se consideraron como tales a aquellos sucesos que dispararan el detector DSSSD pero no fueran previamente considerados como sucesos de implantación. Es decir, son sucesos que sólo son detectados por el detector DSSSD sin haber pasado por los detectores 1D6 o 2D6. Lo anterior se deriva de que las partículas que los causan se originan de los núcleos implantados en el DSSSD.

La condición anterior nos ayuda a tener una primera lista de los sucesos a considerar como desintegración. Sin embargo, habrá en esta lista sucesos espúreos. Debido a las características del detector y a la energía de los núcleos implantados, se puede dar el caso de que la energía de un núcleo sature al detector. Es decir, debido a las oscilaciones causadas por el depósito a altas energías que disparan el trigger del DSSSD unos pocos ms después de la implantación y al corto tiempo muerto del detector ( $100 \mu\text{s}$ ), el DAQ considerará parte de la energía de este núcleo como otro suceso. Al no estar relacionado este suceso virtual con información de su paso por los detectores colocados previamente en la línea de haz, se etiqueta erróneamente como de desintegración. Esto puede suceder en los primeros 5 ms después de cualquier suceso de implantación.

Es importante mencionar que al principio no hay forma de relacionar los sucesos de desintegración con el  $^{46}\text{Mn}$ ; ya que la desintegración también puede estar relacionada con otra especie de los núcleos implantados. Por ello, es necesario realizar una correlación temporal con los sucesos de implantación seleccionados en la sección anterior. Este proceso se describe a continuación.

## 3.2. Correlación de sucesos en el tiempo

El método de análisis por correlaciones temporales es usual en la espectroscopía de desintegración [30]. Éste permite conocer, por medio de la estadística, las propiedades de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  a pesar de que en principio no es posible distinguir qué suceso de desintegración corresponde a un particular suceso de implantación. Para llevar a cabo la correlación, se abrirá una ventana de tiempo de 1 s en torno a cada suceso de implantación del  $^{46}\text{Mn}$ . Los sucesos de desintegración que ocurrieran durante esa ventana de tiempo se ligarán a ese respectivo suceso. Es decir, cada suceso de implantación estará relacionado con varios sucesos de desintegración siempre y cuando no ocurran más de 1 s antes o después de él. La diferencia de tiempo  $\Delta t$  entre la implantación y desintegración caracterizará cada relación. Esto se ilustra en la figura 3.4.

Es importante hacer notar que para cada implantación sólo hay un suceso de desintegración



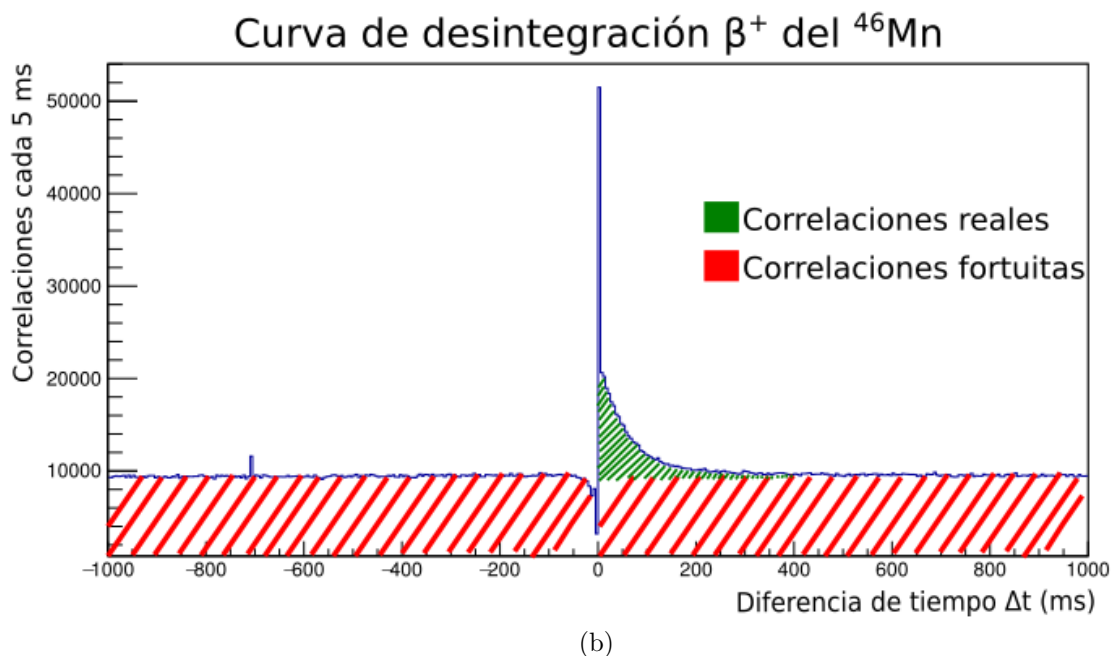
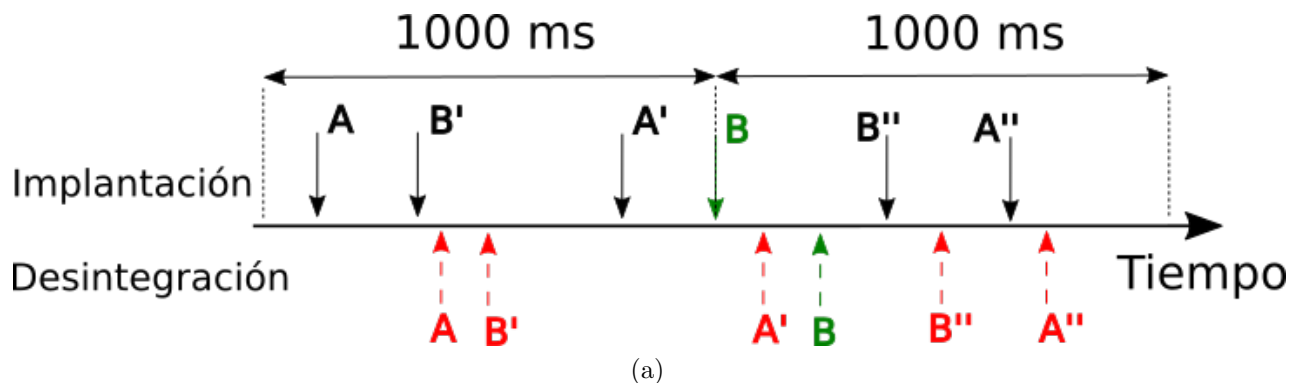


Figura 3.4: a): Esquema de las relaciones entre sucesos de implantación y desintegración en una ventana de 1 s. A y B representan núcleos de diferentes especies; las letras primadas son núcleos diferentes. Arriba de la flecha del tiempo se representan sucesos de implantación y por debajo son sucesos de desintegración. Las correlaciones en rojo son las fortuitas mientras que en verde se muestra el par implantación desintegración verdadero. b): Esquema de la contribución de correlaciones verdaderas y fortuitas en el histograma de  $\Delta t$ .

correcto. Sin embargo, al permitir relacionar las implantaciones con sucesos de desintegraciones que sucedieron anteriores a ellas, obtenemos un fondo de relaciones que podemos eliminar. Es decir, las relaciones con  $\Delta t$  negativa serán todas fortuitas; ya sea debido a sucesos de implantación de la misma especie o de otra diferente. En la figura anterior, en el inciso a, tenemos el ejemplo de un núcleo B alrededor del cual se abre una ventana de 1 s. Por medio de esta ventana se relaciona con varios sucesos de desintegración; los cuales pueden estar relacionados con implantaciones de la misma especie o de otra especie diferente.

Por otro lado, las relaciones con  $\Delta t$  positiva tendrán tanto relaciones correctas como fortuitas, figura 3.4 inciso b. Esto sucede debido a que no es posible que un suceso de desintegración ocurra antes de su implantación en el detector. Lo importante es que al hacer la ventana del mismo tamaño para las  $\Delta t$  positivas y negativas, el número de relaciones fortuitas será igual en cada caso. Lo anterior también se ilustra en la figura 3.4.

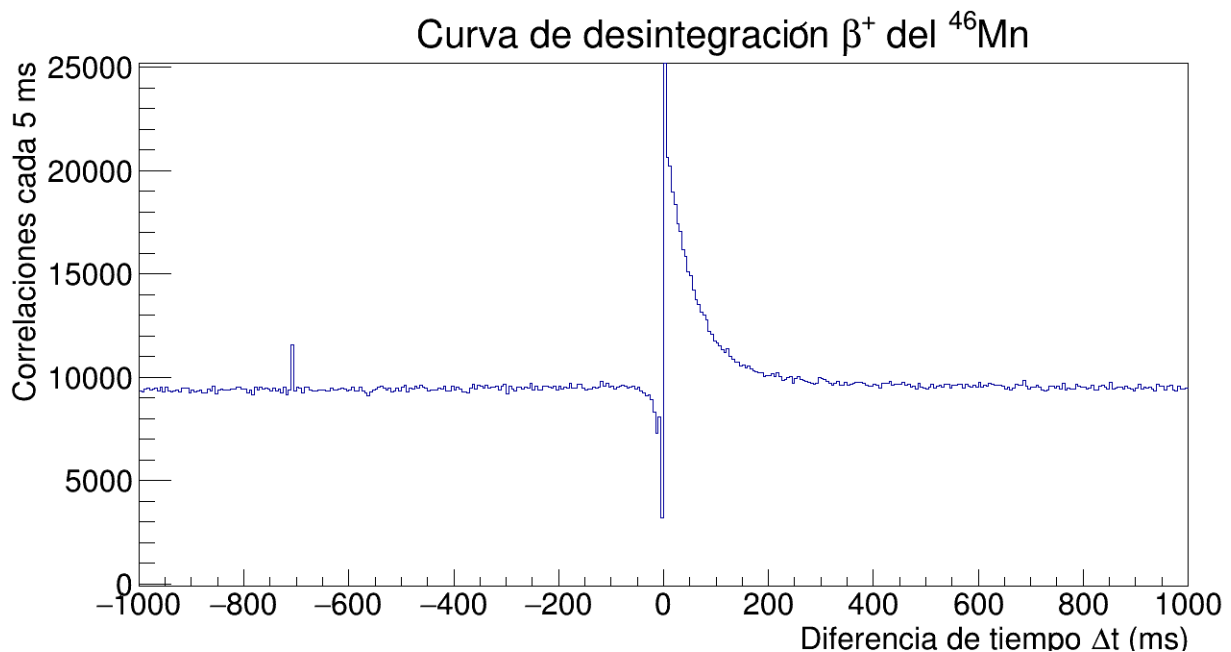


Figura 3.5: Gráfica de las  $\Delta t$  de las correlaciones temporales entre sucesos de implantación del  $^{46}\text{Mn}$  y sucesos de desintegración en una ventana de 1s.

De igual forma, en el análisis, toma un papel importante las coordenadas de las Strips X e Y del DSSSD en donde se realizó la implantación. Es decir, el suceso de desintegración debe provenir de la misma coordenada en el DSSSD que el suceso de implantación con el cual está relacionado. Por lo tanto, cada correlación temporal tendrá asociado sólo un pixel de energía en el DSSSD correspondiente a su desintegración. Además, como un filtro necesario, se estableció un umbral para cada strip del DSSSD con respecto a la posición de su pedestal. Así, los sucesos de desintegración que no tengan una señal arriba del umbral en el pixel en

que se realizó la implantación, con la cual está relacionada, no se consideraron en la lista de correlaciones.

Graficando los valores encontrados para  $\Delta t$  de la lista anterior, de las relaciones hechas entre implantaciones del  $^{46}\text{Mn}$  y las desintegraciones, obtenemos la figura 3.5. Se puede notar en esta gráfica un decremento exponencial de correlaciones temporales. También observamos que de 0 a 5 ms hay un exceso de correlaciones. El efecto anterior es debido a los falsos sucesos de desintegración considerados por la saturación de las señales de implantación en el DSSSD. Este efecto se tomará en cuenta a la hora de extraer información del histograma.

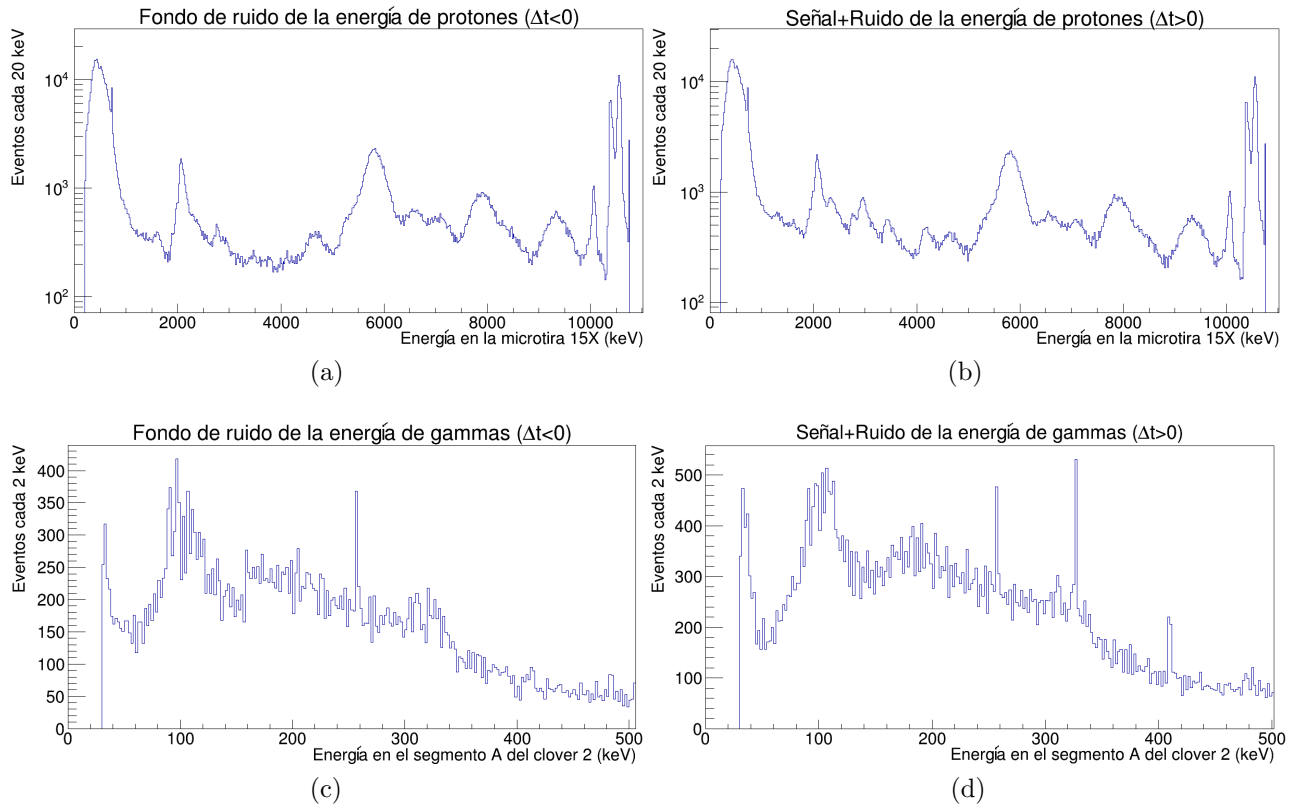


Figura 3.6: Espectros de energía correspondientes a las correlaciones de tiempo negativas y positivas para los protones y gammas. a): Fondo del espectro para la Strip 15X del DSSSD en el rango de 0-12 MeV; b): Señal + fondo para la misma strip en el mismo rango. c): Fondo del espectro para el segmento A del clover 2 en el rango de 0-500 keV; d): Señal + fondo para el mismo segmento en el mismo rango. En todos los histogramas el fondo es causado por las correlaciones fortuitas.

En la lista de las correlaciones hechas tenemos la energía en el DSSSD y los Clovers asociada con sucesos de desintegración. La  $\Delta t$  nos ayudará a dividir los espectros energéticos que tienen los datos de desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  más ruido ( $\Delta t > 0$ ), de los que tienen sólo ruido ( $\Delta t < 0$ ). Por ende, podemos usar el espectro energético de los últimos como fondo y

sustraerlo al espectro de los primeros para limpiar nuestros espectros tanto para los clovers como para el DSSSD. En la siguiente figura 3.6 se observan estos espectros energéticos de una sección de un Clover y de una Strip del DSSSD.

De la figura 3.6, al realizar la substracción de las gráficas de la derecha con las de la izquierda obtenemos estadísticamente sólo los valores de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ . En la siguiente sección se presentarán los resultados de llevar a cabo este procedimiento.

### 3.3. Resultados

A continuación se enlistan los principales resultados obtenidos del análisis al canal de desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ . Uno de los primeros y principales datos obtenidos fue la semivida del isótopo, la cual se obtuvo a partir del análisis del espectro de la figura 3.5. Usando el filtro temporal establecido al determinar la semivida, y con ello, los sucesos exclusivos de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ , se obtuvieron también los espectros de energía de los canales de desintegración en protones y gammas. Estos resultados se mostrarán a continuación.

#### 3.3.1. Semivida del $^{46}\text{Mn}$

El espectro de la figura 3.5, además de permitir limpiar los espectros de energía de la desintegración, también es útil para conocer la semivida del  $^{46}\text{Mn}$ . Esto se logra ajustando una función exponencial en la parte positiva de las  $\Delta t$ . Es importante que el ajuste se realice a partir de los 5 ms para evitar la contribución de los sucesos espurios de desintegración debido a las oscilaciones causadas por el depósito a altas energías que disparan el trigger del DSSSD unos pocos ms después de la implantación, toda vez que el tiempo muerto es del orden de unos 100  $\mu\text{s}$  y al no activarse el trigger del detector E1D6 el DAQ considera al suceso como un suceso de desintegración [28]. Al ignorar estos primeros ms, se obtiene el siguiente ajuste de la figura 3.7.

El ajuste exponencial en la figura 3.7 arroja una semivida de 38.7(4) ms. Dado el intervalo de incertidumbre, esta semivida es consistente con aquella encontrada en la literatura (36.2(4) ms) [31]. Este dato es el más reciente obtenido para el  $^{46}\text{Mn}$  y puede encontrarse en el portal del Nuclear Data Service (NDS) [5]. El resultado reportado en un experimento anterior, realizado en la misma línea de LISE tiene un valor de  $34.0^{+4.5}_{-3.5}$  ms [32]. Como se ilustra en la figura 3.8 los tres resultados son consistentes entre sí, lo que da la certeza de que, hasta este punto, el análisis se ha realizado de manera adecuada.

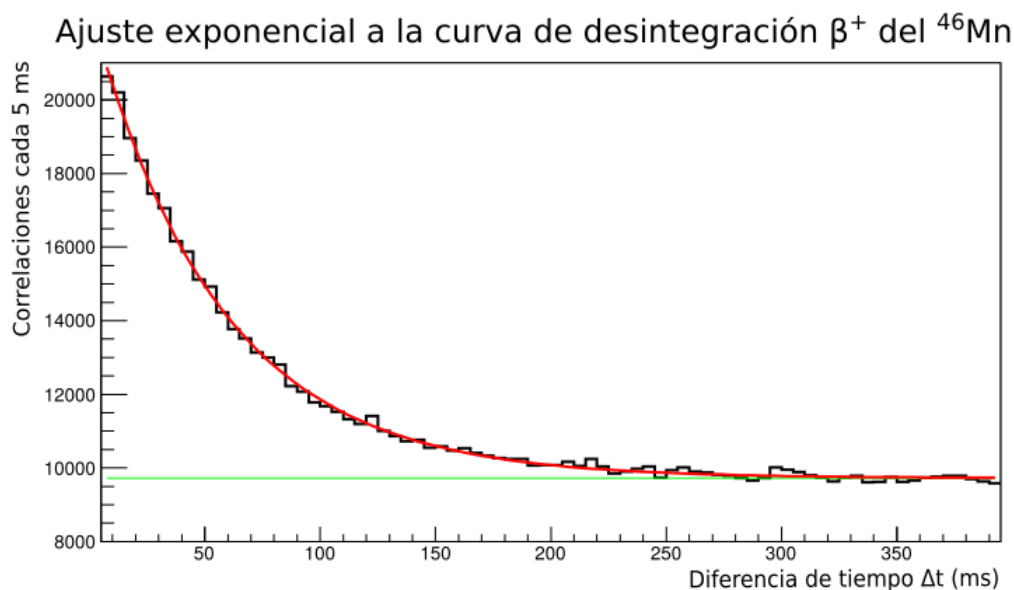


Figura 3.7: Ajuste exponencial con fondo constante aplicado a la gráfica de  $\Delta t$  desde 5 ms hasta 400 ms. La semivida encontrada fue de  $38.7(4)$  ms con un fondo de  $9721.4 \pm 17.74$  cuentas con un tamaño de bin de 5 ms. Los grados de libertad del ajuste son 3 y se obtuvo una  $\chi^2 = 1.12413$ .

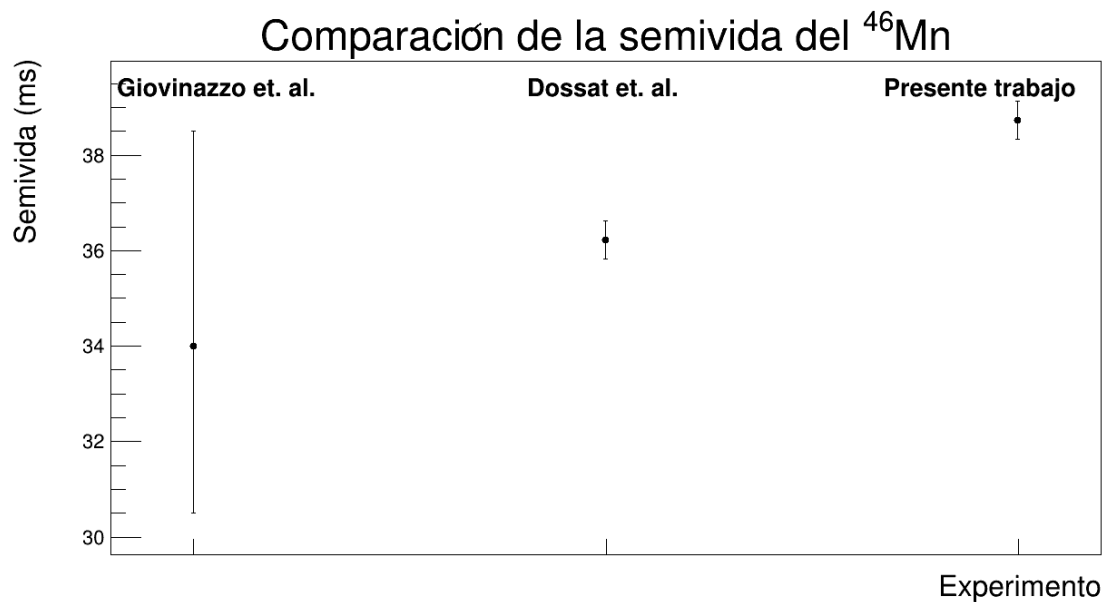


Figura 3.8: Comparación de las semividas del  $^{46}\text{Mn}$  obtenidas en los estudios de Giovinazzo et. al. [32], Dossat et. al. [31] y el presente trabajo.

### 3.3.2. Obtención de los espectros de energía derivados de la desintegración del $^{46}\text{Mn}$

Para poder limpiar los espectros de energía de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ , es necesario realizar la sustracción de los sucesos de ruido. En los espectros de la izquierda de la figura 3.6, se muestran exclusivamente sucesos de ruido, mientras que en los de la derecha, los sucesos completos. Si restamos la información de la izquierda a los espectros de la derecha, se obtiene un espectro limpio, exclusivamente relacionado con la desintegración del radioisótopo. En los siguientes párrafos se describen los resultados obtenidos.

Se obtuvieron los espectros a y b de la figura 3.6 para cada una de las microtiras X e Y del DSSSD. Posteriormente, se hizo la sustracción de los sucesos debido a correlaciones fortuitas y se obtuvieron los espectros de energía de las correlaciones verdaderas. En la figura 3.9 se puede observar el resultado para las 4 strips X y las 4 strips Y centrales a la implantación según el Hitmap. Es decir, se hicieron 8 histogramas en total; en todos ellos se pueden observar a simple vista 6 picos de emisión entre los 1000 keV y 5000 keV.

En cuanto a los fotones detectados; se realizó un procedimiento similar en los clovers que en el DSSSD. Sin embargo, no se tiene una coincidencia espacial para limpiar los espectros. Cada histograma, correspondiente a cada sección de los clovers, se dividió en dos regiones. La primera región es la de baja energía (0-500 keV), mientras que la segunda región es de alta energía (570-4500 keV). Se dividió así para evitar el pico de aniquilación de 550 keV. Estos resultados pueden consultarse en las figuras 3.10, 3.11, 3.12 y 3.13.

Se obtuvieron entonces 16 histogramas, 1 para cada una de las 4 secciones de cada uno de los 4 clovers, en los cuales se observan ciertas líneas de emisión. Estos resultados también se pueden comparar con las figuras del trabajo de Dossat et. al., [31].

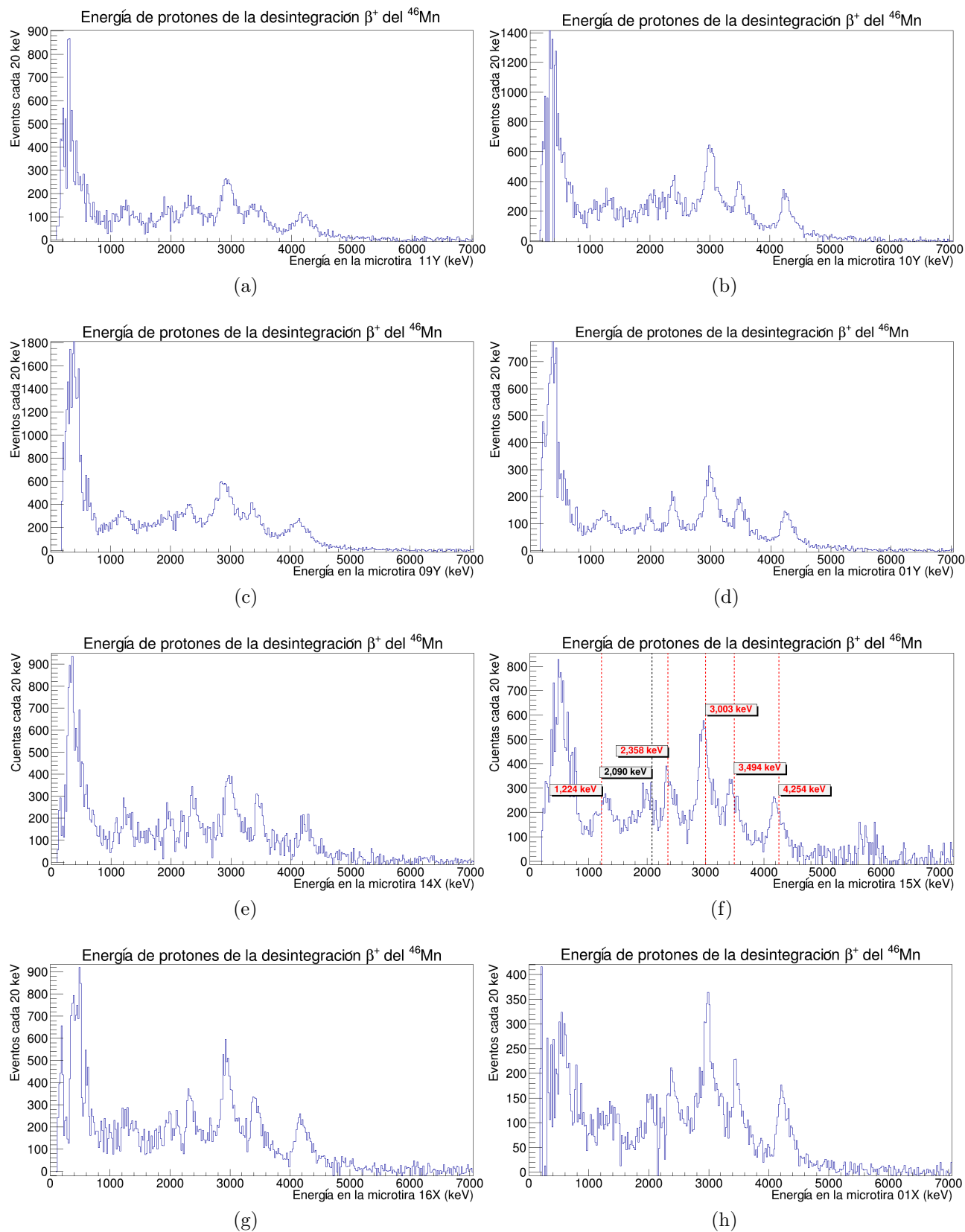


Figura 3.9: Espectros de energías para partículas cargadas, provenientes de las 4 microtiras centrales en el DSSSD, tanto en X (e,f,g,h) como en Y (a,b,c,d). En la mayoría pueden apreciarse 5 picos relacionados con la desintegración protónica del  $^{46}\text{Mn}$  y 1 pico con la desintegración del  $^{45}\text{Cr}$ , marcados con líneas punteadas rojas y negra respectivamente en el espectro f. Las energías marcadas corresponden a las identificadas en [31].

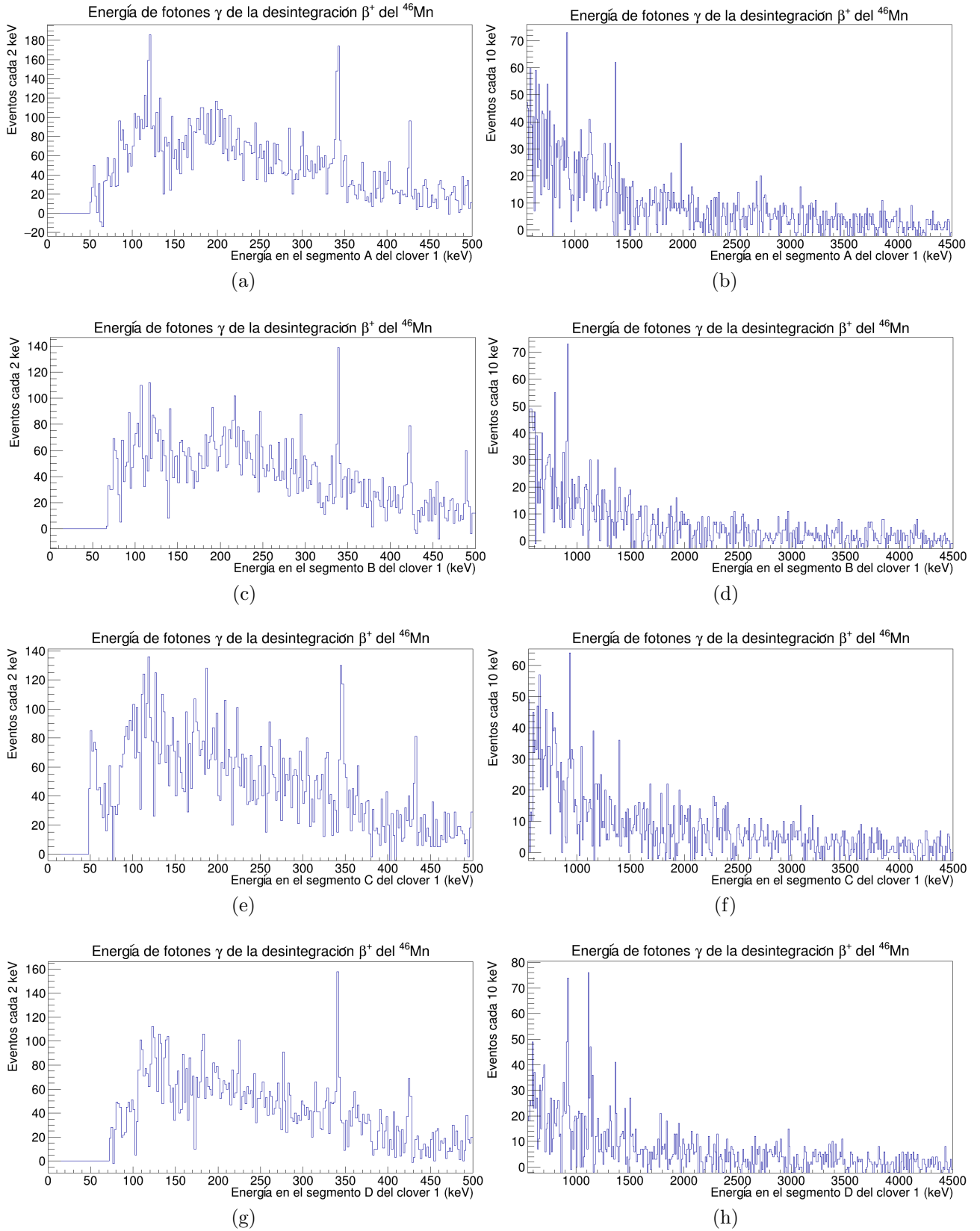


Figura 3.10: Espectros de energía obtenidos en los 4 canales del detector clover C1. (a,c,e,g) baja energía 0-500 keV; (b,d,f,h) alta energía 550-4500 keV. Las etiquetas en los espectros señalan a qué sector del clover corresponde cada uno (A,B,C,D).



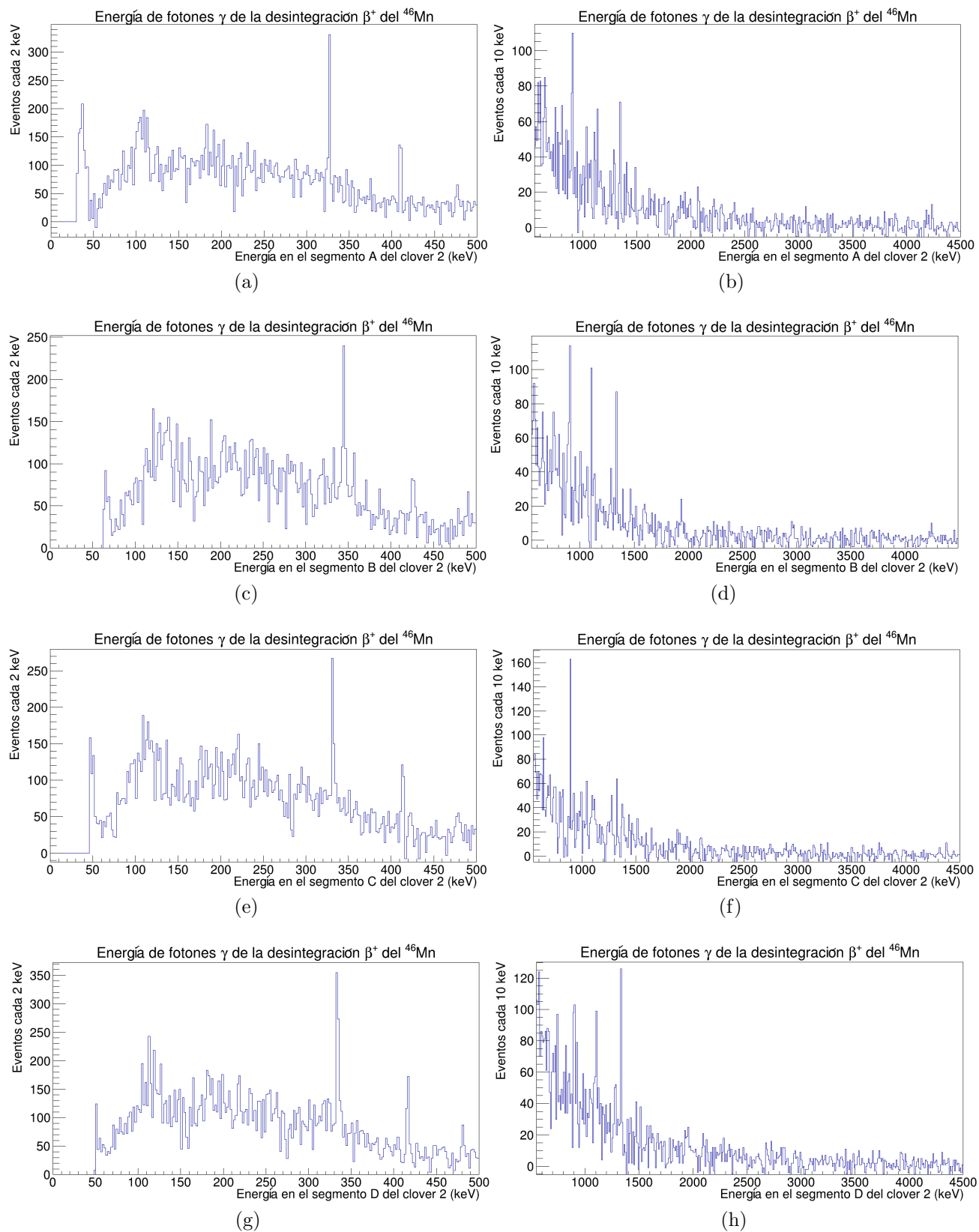


Figura 3.11: Espectros de energía obtenidos en los 4 canales del detector clover C2. (a,c,e,g) baja energía 0-500 keV; (b,d,f,h) alta energía 550-4500 keV. Las etiquetas en los espectros señalan a qué sector del clover corresponde cada uno (A,B,C,D).

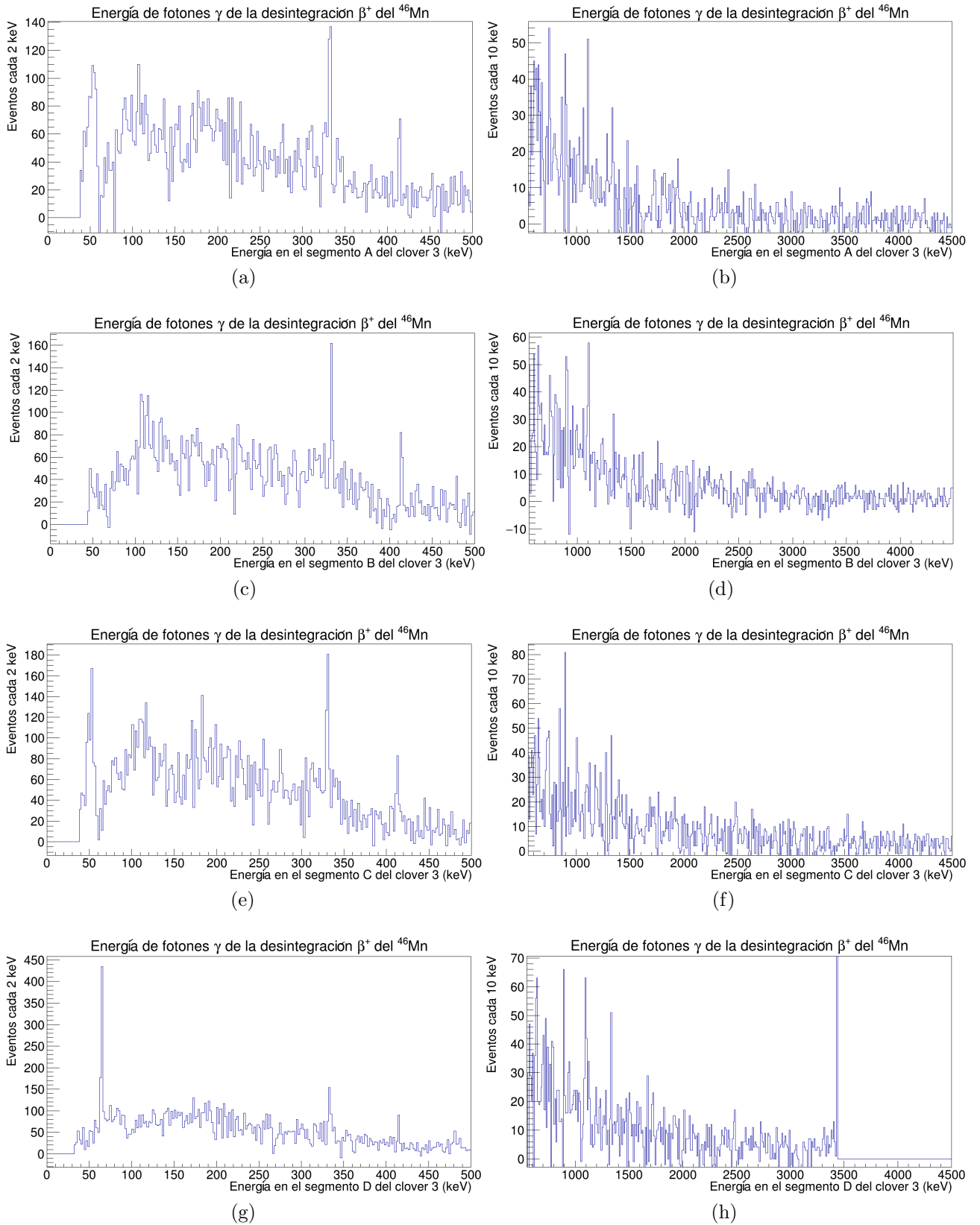


Figura 3.12: Espectros de energía obtenidos en los 4 canales del detector clover C3. (a,c,e,g) baja energía 0-500 keV; (b,d,f,h) alta energía 550-4500 keV. Las etiquetas en los espectros señalan a qué sector del clover corresponde cada uno (A,B,C,D).

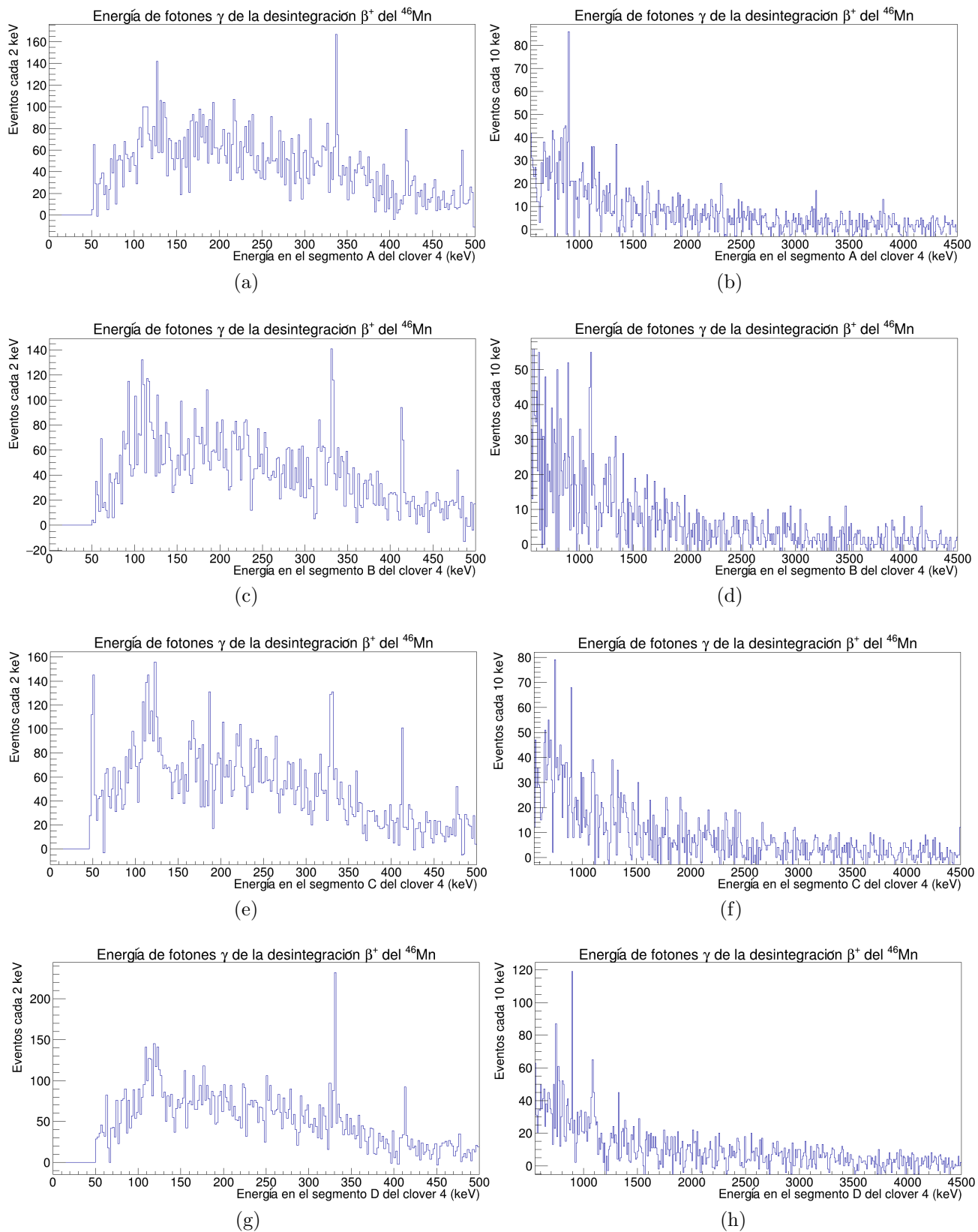


Figura 3.13: Espectros de energía obtenidos en los 4 canales del detector clover C4. (a,c,e,g) baja energía 0-500 keV; (b,d,f,h) alta energía 550-4500 keV. Las etiquetas en los espectros señalan a qué sector del clover corresponde cada uno (A,B,C,D).

---

# CAPÍTULO 4 Interpretación de los resultados

En este capítulo comparamos los resultados obtenidos con los resultados más relevantes en la literatura existente sobre la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ . Primero nos centraremos en la semivida obtenida. Posteriormente examinaremos el espectro de energía de las partículas cargadas para identificar la emisión de protones. Luego se examinará el espectro de energía de las emisiones gamma. También se hablará sobre el trabajo a realizar en el futuro para la obtención de la tasa de reacción termonuclear  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ .

## 4.1. Espectros de energía de protones y fotones $\gamma$

### 4.1.1. Semivida del $^{46}\text{Mn}$

Como se muestra en la sección 3, la semivida del ajuste exponencial en la figura 3.7 es de 38.7(4) ms. Este valor es muy cercano al encontrado en la literatura de 36.2(4) ms [31], y por lo mismo, confiable para la extensión del análisis aquí planteado. El estudio anterior es el más reciente sobre el  $^{46}\text{Mn}$  y es el dato que se encuentra en el portal del Nuclear Data Services (NDS) [5]. El resultado obtenido en el presente trabajo arroja un valor de semivida mayor, aunque congruente con el valor de  $34.0_{-3.5}^{+4.5}$  ms [32] obtenido por J. Giovinazzo, et al. en 2001. En la figura 4.1 se muestran los gráficos reportados por ambas colaboraciones.

La diferencia entre ambos valores de la literatura puede estar relacionado con la diferencia en la estadística considerada en cada análisis. Respecto a nuestro resultado, además de aumentar la estadística podemos hacer una mejor selección de los sucesos de implantación. Esto es, suprimir el artificio en las correlaciones temporales en los primeros 5 ms. Sin embargo, el presente resultado se encuentra muy cercano e incluso compatible, dentro de las incertidumbres, con los valores reportados.

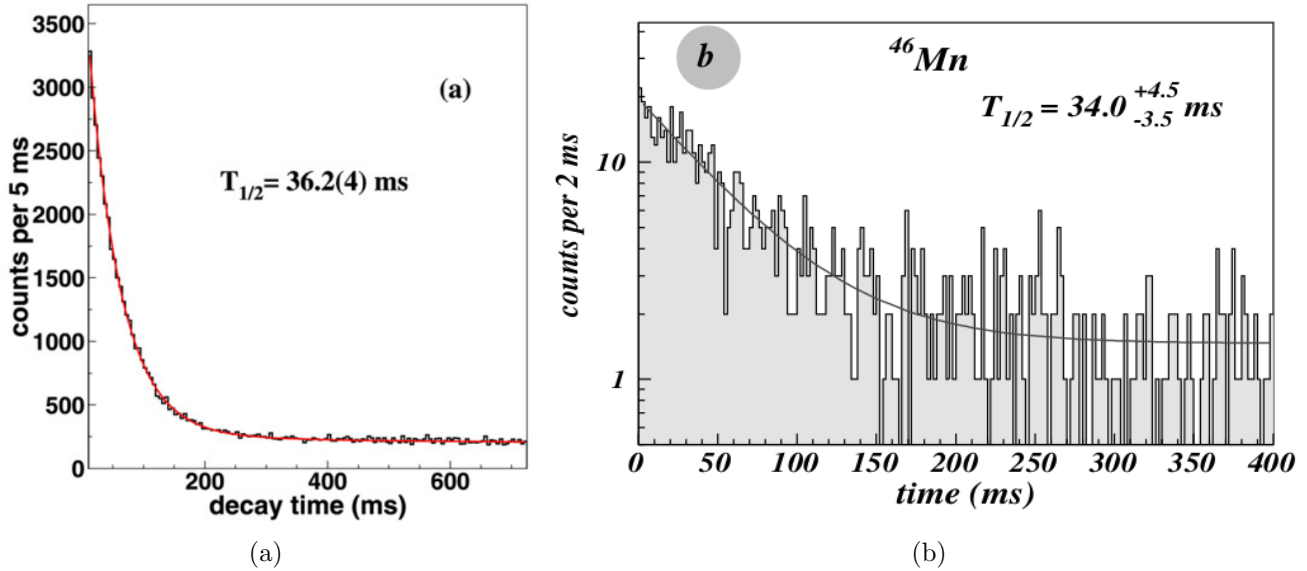


Figura 4.1: Curvas de desintegración y las correspondientes semividas obtenidas mediante ajuste de las curvas de a) Dossat y b) G. Jiovinazzo. Tomadas de [31] y [32] respectivamente.

#### 4.1.2. Espectro de protones

En la figura 4.2 se comparan los espectros de energía obtenidos encontrados en la literatura (Fig 4.2a Jovinazzo et. al. [32] y Fig 4.2b Dossat et. al. [31]) con el obtenido en el presente trabajo (Fig 4.2c). Se puede observar que en el trabajo publicado en [31] se tiene una mejor resolución respecto al de [32], debido al incremento en la estadística. En la figura 4.2b aparecen 6 picos de emisión entre los 1000 keV y los 5000 keV. Los mismos picos se pueden observar en el espectro de la figura 4.2c (el presente trabajo correspondiente a la microtira 15X), contando además con una mayor estadística.

Además, en torno a los 6000 keV se pueden apreciar 3 líneas más de emisión que no aparecen en los dos trabajos previos. Sumando todos los histogramas podemos obtener más estadística para resolver si estos picos son ruido o líneas de emisión. Sin embargo, para ello es necesario una calibración fina en la región de los keV, en la que se está trabajando actualmente.

#### 4.1.3. Espectro de fotones $\gamma$

En los histogramas de la figura 4.3 se muestra una comparación entre las gammas observadas durante la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  en el presente trabajo y las observadas por Dossat et al [31]. Para una mejor visualización el espectro se divide en dos regiones evitando la línea de aniquilación en los 511 keV. En el resultado de Dossat et al. en (a) se puede observar 4 picos

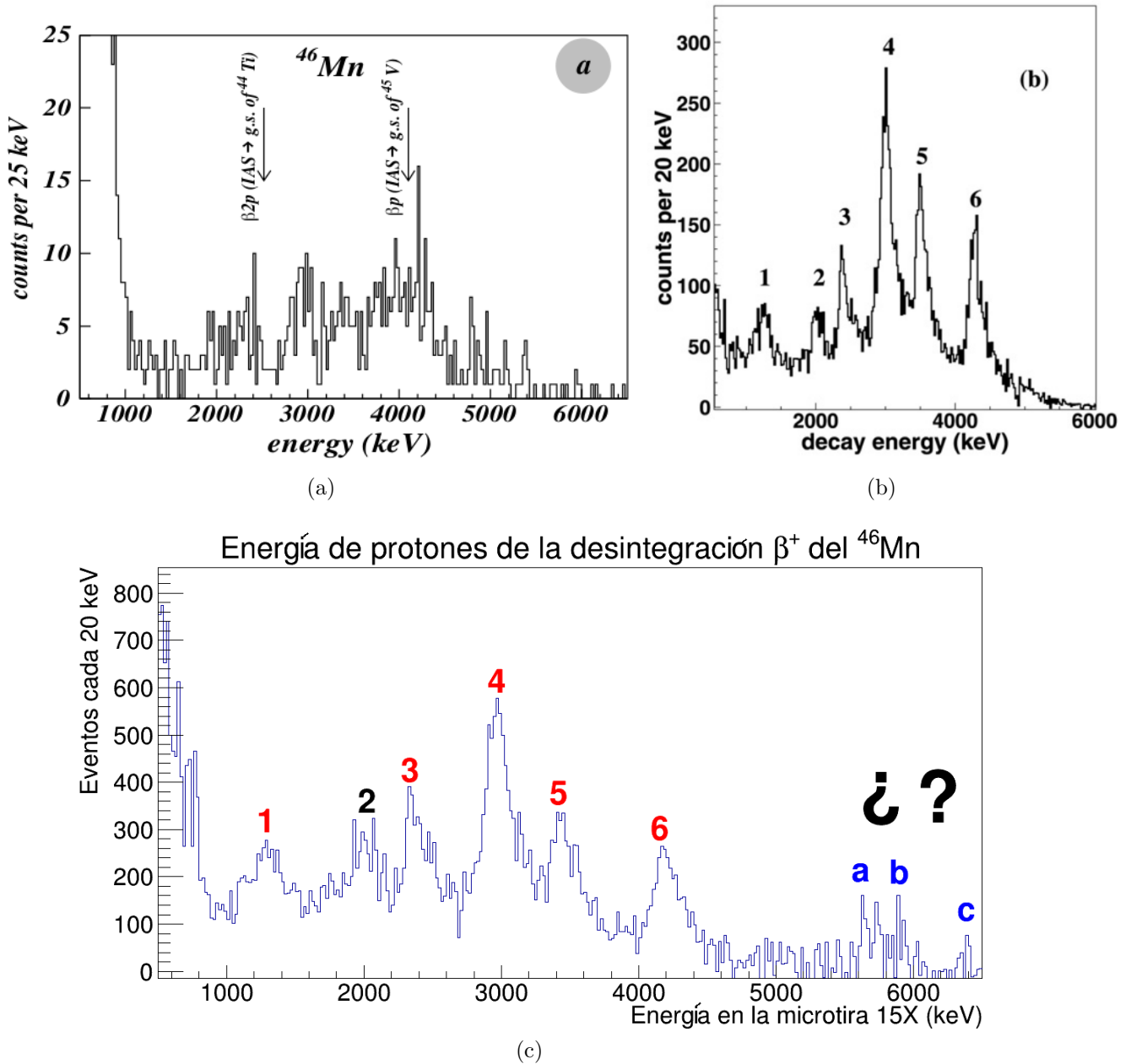


Figura 4.2: Espectro de energía de las partículas cargadas relacionadas a la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  en el intervalo de 500-6500 keV obtenidas en el estudio de a) Giovinazzo [32], b) Dossat [31] y c) el presente trabajo correspondiente a la microtira 15X. En los 3 histogramas se muestra el número de sucesos agrupados cada 20 keV. Tanto en b) como en c) los números identifican las líneas de emisión de protones de la tabla de la figura 4.4 (el pico 2 corresponde a la desintegración del  $^{45}\text{Cr}$ ), en c) ese observan estructuras alrededor de los 6 MeV, posibles candidatas a líneas de emisión, marcadas como a, b y c.

de emisión en la primera región entre los 40 keV y 500 keV, los cuales se encuentran también en los resultados del presente trabajo. El presente análisis arroja un pico en torno a los 112 keV. En la segunda región, comprendida entre los 700 keV a los 1350 keV, hay 8 líneas de emisión más, las cuales también aparecen en los nuevos resultados. El presente análisis arroja, además dos líneas alrededor de los 990 keV y los 1000 keV.

En este caso se puede apreciar que es necesario sumar todos nuestros histogramas para obtener una mayor estadística con respecto al trabajo previo de Dossat et al. Sin embargo, para ello es necesario mejorar la calibración, de tal forma que al sumar las señales de los diferentes detectores las líneas de emisión no se ensanchen. Se está trabajando en la obtención de una calibración más refinada.

## 4.2. Trabajo futuro

Para completar esta primera parte del trabajo será necesario afinar la calibración de los canales X,Y del DSSSD y la de los segmentos de clover, lo que hará más precisa la definición de resonancias en nuestros resultados. Para el ajuste fino en la calibración del DSSSD se utilizarán líneas de emisión de protones conocidos en otras desintegraciones; en particular se usarán las líneas del  $^{49}\text{Fe}$  (1542 keV y 1960 keV), del  $^{45}\text{Cr}$  (2068 keV), del  $^{50}\text{Co}$  (2777 keV) y el  $^{41}\text{Ti}$  (3160.1 keV). En el caso de la calibración de los clovers se usará un ajuste polinomial de grado 2. Luego, se obtendrá la eficiencia de detección tanto del detector DSSSD como de los Clovers. Posteriormente, calcularemos el tiempo muerto efectivo del detector. Al aumentar la estadística y tomar en cuenta la eficiencia de los detectores en conjunto al tiempo muerto podremos obtener los branching ratios que estamos buscando de la reacción inversa de  $^{45}\text{V}(p,\gamma)^{46}\text{Cr}$ . Estas actividades se consideran como trabajo futuro (pues los objetivos del presente estudio se basaban en la obtención de la curva de tiempo y el aislamiento de los sucesos exclusivos relativos al  $^{46}\text{Mn}$  y su desintegración, los cuales se cumplieron, como puede apreciarse en los resultados antes descritos).

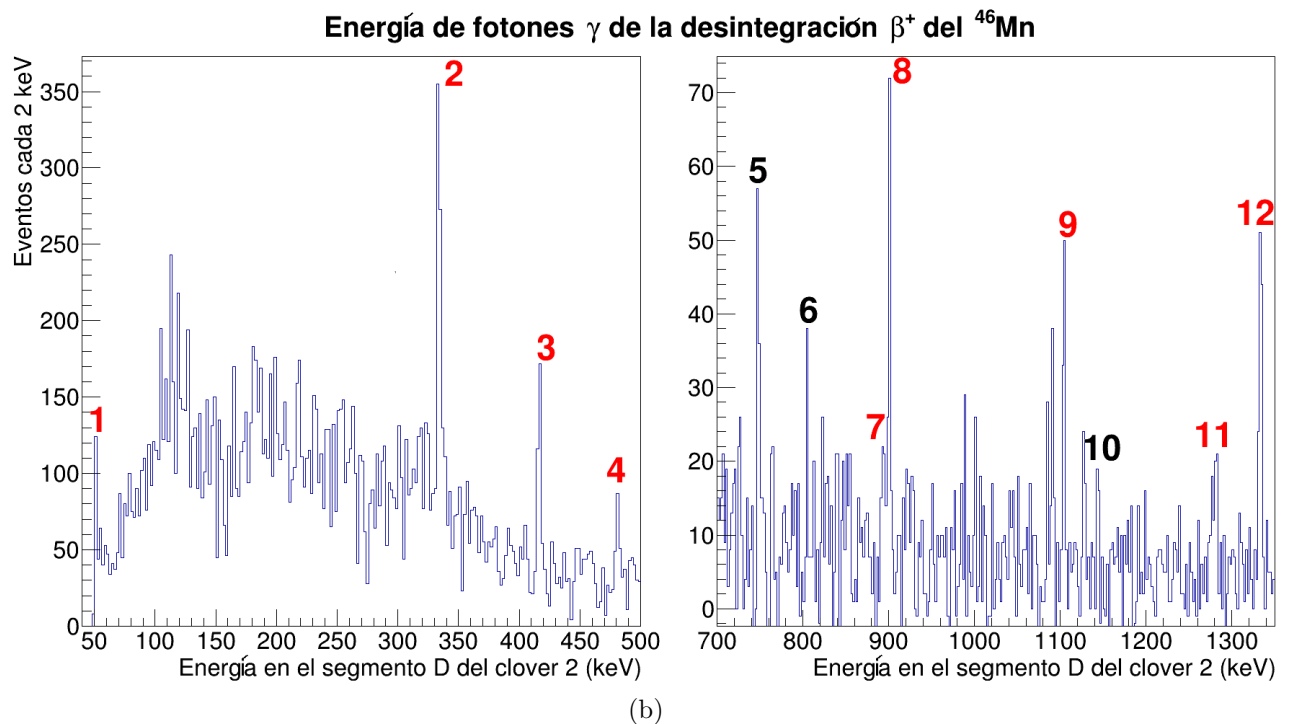
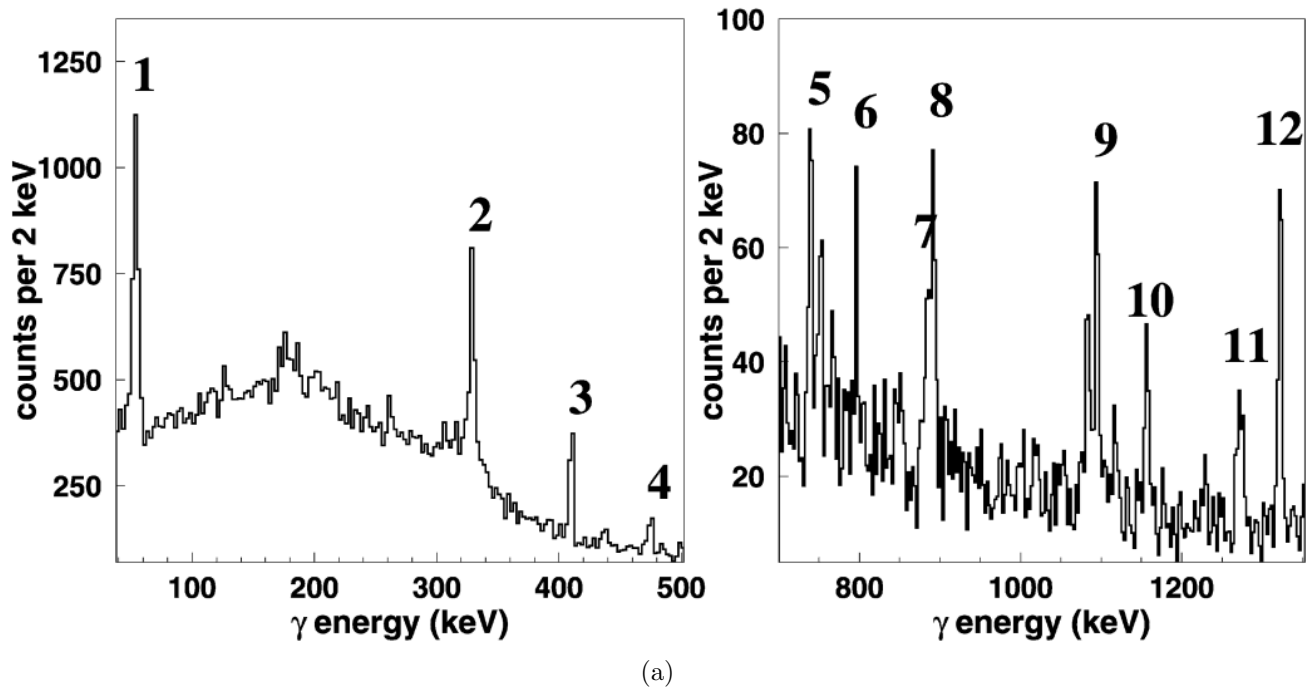


Figura 4.3: Espectro de energía de fotones gamma emitidos tras la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  obtenidas en el estudio de a) Dossat [31] y b) nuestro trabajo en dos rangos: los histogramas de la izquierda van de 40-500 keV y los de la derecha de 700-1350 keV. En ambos trabajos los números identifican las líneas de emisión de gammas de la tabla de la figura 4.4; en b) las energías de la tabla se marcan con números en rojo si tienen asignado algún proceso y en negro si las líneas que no tienen una asignación a algún proceso aún, es decir, que corresponden a información no observada en las medidas predecesoras.



	Present work		[3]		Average		Assignment	
	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)		
1	1224(12)	1.8(3)			1224(12)	1.8(3)	decay of $^{45}\text{Cr}$	
2	2090(20)							
3	2358(13)	1.7(4)			2358(13)	1.7(4)		
4	3003(13)	6.5(9)	3000(50)	7.5(10)	3002(12)	7.0(7)		IAS to fifth excited state
5	3494(25)	3.5(6)			3494(25)	3.5(6)		IAS to fourth excited state
6	4254(15)	5.5(9)	4350(50)	8.5(10)	4262(26)	6.8(8)		IAS to ground state
	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)		
1	54.4(5)				54.4(5)		$^{45}\text{V}$ : $5/2^-$ to $7/2^-$ (g.s.)	
2	329.4(2)	11.3(11)			329.4(2)	11.3(12)	$^{45}\text{V}$ : $3/2^+$ to $3/2^-$	
3	410.2(2)	6.7(7)			410.2(2)	6.7(7)	$^{45}\text{V}$ : $5/2^+$ to $3/2^+$	
4	475.2(3)	1.7(5)			475.2(3)	1.7(5)	$^{45}\text{V}$ : $7/2^+$ to $5/2^+$	
5	739.7(7)	2.4(8)			739.7(7)	2.4(8)		
6	796.1(2)	1.6(4)			796.1(2)	1.6(4)		
7	885.7(7)	2.2(7)			885.7(7)	2.2(7)	$^{45}\text{V}$ : $7/2^+$ to $3/2^+$	
8	892.5(3)	25(6)			892.5(3)	25(6)	$^{46}\text{Cr}$ : $2^+$ to $0^+$ (g.s.)	
9	1094.7(4)	26(7)			1094.7(4)	26(7)	$^{46}\text{Cr}$ : $4^+$ to $2^+$	
10	1118.0(15)	1.5(10)			1118.0(15)	1.5(10)		
11	1272.6(5)	3.5(5)			1272.6(5)	3.5(5)	$^{45}\text{V}$ : $7/2^+$ to $7/2^-$ (g.s.)	
12	1322.1(5)	4.9(11)			1322.1(5)	4.9(11)	$^{45}\text{V}$ : $9/2^-$ to $7/2^-$ (g.s.)	

Figura 4.4: Tabla de los picos de emisión de protones y fotones gammas relacionados con la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  obtenida de [31].

---

# Conclusiones

En este documento se han mostrado resultados preliminares del análisis de datos experimentales de la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ . El documento es el resultado de una primera fase en el programa científico planteado en torno a estos datos. El programa científico conecta la nucleosíntesis que se da en las supernovas del tipo CCSN, especialmente la producción de  $^{44}\text{Ti}$ , y un número limitado de reacciones nucleares frente a las que la producción de este núcleo es especialmente sensible. Una de estas reacciones es la reacción de captura radiactiva  $^{45}\text{V}(\text{p},\gamma)^{46}\text{Cr}$ , de la que no se conocen estudios experimentales, en especial a energías astrofísicas en sucesos explosivos como las CCSN. En este marco, los métodos indirectos que proporcionen información experimental de la reacción  $^{45}\text{V}(\text{p},\gamma)^{46}\text{Cr}$ , como explorar la existencia de contribuciones resonantes a esta, son una opción válida y prometedora. En otras palabras, la espectroscopía experimental del  $^{46}\text{Cr}$  puede revelar estados excitados que dominen la contribución a la sección eficaz de la reacción. La aproximación experimental adoptada a este respecto en el programa científico es explorar la existencia de resonancias midiendo la desintegración beta de ciertos núcleos progenitores y realizando estudios espectroscópicos acerca del núcleo hijo. Este documento se concentró en el estudio experimental de la desintegración radiactiva del núcleo progenitor  $^{46}\text{Mn}$ , y la emisión de partículas que le siguen. Se persigue explorar estados excitados del núcleo hijo  $^{46}\text{Cr}$ .

Los aspectos más destacados del trabajo realizado, así como sus resultados se enumeran a continuación. 1) Se ha contextualizado el caso físico, es decir, se han consultado tanto referencias clásicas como actuales sobre Astronomía y Astrofísica Nuclear para obtener el necesario bagaje. En este sentido se ha discutido brevemente sobre la nucleosíntesis en supernovas y los mecanismos con los que se llevan a cabo; así como el concepto de red de reacciones nucleares. Por otra parte, se ha hablado sobre el interés en el estudio del  $^{44}\text{Ti}$  en la Astrofísica, siendo una de las razones su uso como trazador de eventos de CCSN y como constricción en los modelos de las CCSN. También se mencionó la relación del  $^{44}\text{Ti}$  con la reacción  $^{45}\text{V}(\text{p},\gamma)^{46}\text{Cr}$  y cómo, gracias al teorema de la reciprocidad, se puede estudiar esta reacción a través de su reacción inversa. Se discutió después cómo a partir del estudio de la espectroscopía de desintegración del  $^{46}\text{Mn}$  se estudia esta reacción inversa para sortear el

obstáculo de la barrera coulombiana.

2) Se ha instalado y puesto a punto en computadoras del IFUNAM software de análisis de datos de distribución libre, como ROOT o GEANT4, y software desarrollado por la colaboración dentro de la cual se está realizando el análisis, particularmente investigadores de grupos en México (IFUNAM), España (UHU) y Francia (CEN-BG). Además 3) se ha desarrollado todo un conjunto de códigos computacionales específicos para el desarrollo del trabajo presentado en este documento. Adicionalmente a lo anterior, en el documento, se dio una pequeña descripción de las instalaciones de GANIL y las características de la línea de haz así como el método de multifragmentación usados para conocer más sobre el experimento original y la toma de datos. Se ilustró esquemáticamente el arreglo experimental de detectores empleado en la toma de datos. Más adelante, 4) se ha realizado una primera calibración del conjunto de detectores empleados en el experimento.

Al analizar los datos 5) se ha obtenido que en el experimento “Isospin mixing in pf-shell proton emitters”, llevado a cabo en el separador de fragmentos LISE del laboratorio GANIL (Caen, Francia), se consiguió implantar en el detector un total de 315292 núcleos de  $^{46}\text{Mn}$  tras una toma de datos que abarcó cerca de 72 horas. En comparación, Dossat [31] sólo logró implantar 69053 núcleos. Posteriormente se hizo una selección de eventos de implantación del  $^{46}\text{Mn}$  a partir de la identificación de esta especie (con ayuda de los diagramas de tiempo de vuelo contra energía depositada en el detector 1D6). Con esta selección se pudieron hacer correlaciones temporales con los eventos de desintegración registrados en el experimento y 6) se ha obtenido una nueva medida experimental de la semivida del  $^{46}\text{Mn}$ , compatible con trabajos anteriores. La semivida obtenida fue de  $T_{1/2} = 38.7(4)$  ms; la cual es consistente con el resultado de  $34.0_{-3.5}^{+4.5}$  ms obtenido por J Giovinazzo [32], y con el resultado 36.2(4) ms de Dossat [31]. Además, 7) se ha estudiado la emisión de protones y fotones  $\gamma$  que sigue a la desintegración del  $^{46}\text{Mn}$ .

También se encontró que 8) el sistema de detección presenta un límite inferior para partícula cargada de 900 keV por debajo del cual el fondo de partículas beta impide la detección de protones de menor energía. Centrándose en los espectros de energía obtenidos resaltan los dos puntos siguientes. 9) El espectro de protones emitidos obtenido presenta tres picos alrededor de las energías de 5800 keV y 6000 keV no observados anteriormente, además de los picos conocidos en la bibliografía. Se está trabajando en una calibración más elaborada del detector DSSSD que permita sumar los espectros de las distintas microtiras, definiendo así, de mejor forma los picos de emisión y ayudando a confirmar la existencia de los nuevos picos. 10) El espectro de fotones  $\gamma$  emitidos obtenido presenta un pico en 112 keV no observado anteriormente, además de los picos conocidos en la bibliografía. Al igual que con el caso del detector DSSSD, se está trabajando en una calibración más elaborada de los

detectores Clovers.

El análisis experimental aquí presentado corresponde entonces a una primera fase, en la que se ha conseguido aislar los sucesos de desintegración relacionados exclusivamente con  $^{46}\text{Mn}$ . La siguiente fase del análisis se centrará en refinar las calibraciones para poder sumar los espectros obtenidos en los distintos detectores y así poder identificar mejor los distintos picos, ya sea de protones o de fotones  $\gamma$  emitidos tras la desintegración. En el contexto de la colaboración con los grupos de España y Francia, hay ya programada una estancia de investigación en la Universidad de Huelva y se plantea otra en el CEN-BG con el grupo de Francia, durante las que se finalizará el análisis, y que corresponderá a estudios de doctorado.



---

# Bibliografía

- [1] C. E. Rolfs and W. S. Rodney, *Cauldrons in the cosmos : nuclear astrophysics*. The University of Chicago Press, 1988.
- [2] C. Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*. Wiley-VCH, 01 2007.
- [3] A. Heger, C. L. Fryer, S. E. Woosley, N. Langer, and D. H. Hartmann, “How massive single stars end their life,” *The Astrophysical Journal*, vol. 591, p. 288–300, Jul 2003.
- [4] C. Giunti and K. C. Wook, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford: Oxford University Press, 2007.
- [5] IAEA, “Live chart of nuclides,” 2010.
- [6] A. Sanchez Benitez, F. Oliveira Santos, and B. B., “Spectroscopy of key nuclei in astrophysics by  $\beta$ -delayed proton emission,” *Presented at LISE-ICC users meeting*, 2015.
- [7] L.-S. The, D. D. Clayton, L. Jin, and B. S. Meyer, “Nuclear reactions governing the nucleosynthesis of  $^{44}\text{Ti}$ ,” *The Astrophysical Journal*, vol. 504, pp. 500–515, sep 1998.
- [8] B. Blank, M. Gerbaux, J. Giovinazzo, S. Grévy, H. Guérin, T. Kurtukian Nieto, C. Magron, N. Smirnova, *et al.*, “Isospin mixing in pf-shell proton emitters,” *GANIL PAC*, marzo 2014.
- [9] H. Karttunen, P. Kröger, H. Oja, M. Poutanen, and K. Donner, *Fundamental astronomy*. United States: Springer, 5th ed ed., 2007.
- [10] S. Palen, *Schaum’s Outlines of Astronomy*. McGraw-Hill, Nov. 2001.
- [11] K. V. Bychkov, “Martin Harwit. Astrophysical Concepts,” *Sov. Astronom.*, vol. 18, p. 667, Apr. 1975.
- [12] C. Keeton, *Principles of Astrophysics: Using Gravity and Stellar Physics to Explore the Cosmos*. Springer, New York, NY, 2014.

- [13] H. E. Suess and H. C. Urey, “Abundances of the elements,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 28, pp. 53–74, Jan 1956.
- [14] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, “Synthesis of the elements in stars,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 29, pp. 547–650, Oct 1957.
- [15] A. Cameron, *Stellar evolution, nuclear astrophysics, and nucleogenesis*. Atomic Energy of Canada Ltd., CRL-41, 06 1957.
- [16] C. Broggini, “Nuclear astrophysics with **LUNA**,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 703, p. 012006, 04 2016.
- [17] M. Agostini, K. Altenmüller, S. Appel, V. Atroshchenko, Z. Bagdasarian, D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, R. Biondi, D. Bravo, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, P. Cavalcante, A. Chepurinov, D. D’Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X. F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I. Drachnev, A. Formozov, D. Franco, C. Galbiati, C. Ghiano, *et al.*, “Experimental evidence of neutrinos produced in the CNO fusion cycle in the Sun,” *Nature*, vol. 587, pp. 577–582, Nov. 2020.
- [18] W. Arnett and D. Clayton, “Explosive Nucleosynthesis in Stars,” *Nature*, vol. 227, pp. 780–784, ago 1970.
- [19] R. D. Hoffman, S. A. Sheets, J. T. Burke, N. D. Scielzo, T. Rauscher, E. B. Norman, S. Tumey, T. A. Brown, P. G. Grant, A. M. Hurst, L. Phair, M. A. Stoyer, T. Wooddy, J. L. Fisker, and D. Bleuel, “REACTION RATE SENSITIVITY OF  $^{44}\text{Ti}$  PRODUCTION IN MASSIVE STARS AND IMPLICATIONS OF A THICK TARGET YIELD MEASUREMENT OF  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$ ,” *The Astrophysical Journal*, vol. 715, pp. 1383–1399, may 2010.
- [20] A. Iyudin, R. Diehl, G. Lichti, H. Steinle, H. Bloemen, W. Hermsen, C. Vries, D. Morris, J. Ryan, M. Varendorff, and C. Winkler, “Comptel observations of  $^{44}\text{Ti}$  gamma-ray line emission from cas a,” *Nature*, vol. 284, 06 1994.
- [21] L. S. The, M. D. Leising, C. D. D., W. N. Johnson, R. L. Kinzer, J. D. Kurfess, M. S. Strickman, G. V. Jung, D. A. Grabelsky, W. R. Purcell, and M. P. Ulmer *Astrophysical Journal*, vol. 444, p. 244, 1995.
- [22] A. Iyudin, K. Benett, G. Lichti, J. Ryan, and V. Schönfelder, “Global galactic distribution of the 1.275 mev  $\gamma$ -ray line emission,” *Astronomy and Astrophysics*, vol. 443, p. 7, 07 1997.

- [23] G. Marquínez, *Diseño y construcción de un sistema de detección de partículas cargadas*. Universidad de Huelva, 2011.
- [24] L. Trache, E. Simmons, A. Spiridon, M. McCleskey, B. T. Roeder, R. E. Tribble, A. Saastamoinen, A. Jokinen, J. Aysto, T. Davinson, P. J. Woods, E. Pollacco, M. Kebbiri, and G. Pascovici, “Decay spectroscopy for nuclear astrophysics:  $\beta$ -delayed proton decay,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 1409, no. 1, pp. 67–70, 2011.
- [25] GANIL, “Ganil official webpage,” 2021.
- [26] C. Dossat, *Etude spectroscopique des noyaux riches en protons dans la region  $22 < Z < 28$  et  $T_z < 3/2$* . Physique Nucléaire Théorique. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2004.
- [27] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*. Springer-Verlag, 1987.
- [28] J. Giovinazzo, “Private communication,” 2020.
- [29] CERN, “Root data analysis framework official webpage,” 2021.
- [30] S. E. A. Orrigo, B. Rubio, Y. Fujita, W. Gelletly, J. Agramunt, A. Algora, P. Ascher, B. Bilgier, B. Blank, L. Cáceres, *et al.*, “ $\beta$  decay of the exotic  $T_z = -2$  nuclei  $^{48}\text{Fe}$ ,  $^{52}\text{Ni}$ , and  $^{56}\text{Zn}$ ,” *Physical Review C*, vol. 93, Apr 2016.
- [31] C. Dossat, N. Adimi, F. Aksouh, F. Becker, A. Bey, B. Blank, C. Borcea, *et al.*, “The decay of proton-rich nuclei in the mass  $a=36$ – $56$  region,” *Nuclear Physics A*, vol. 792, no. 1, pp. 18–86, 2007.
- [32] J. Giovinazzo, B. Blank, C. Borcea, M. Chartier, S. Czajkowski, G. de France, R. Grzywacz, Z. Janas, M. Lewitowicz, F. de Oliveira Santos, M. Pfützner, M.S. Pravikoff, and J.C. Thomas, “Decay of proton-rich nuclei between  $^{39}\text{Ti}$  and  $^{49}\text{Ni}$ ,” *Eur. Phys. J. A*, vol. 10, no. 01, pp. ”73–84”, 2001.





---

# Anexo 1 Software escrito

A continuación se describen los programas creados en lenguaje *Python* y *Root CERN* para la realización del presente análisis. Se describe el propósito de cada uno de los módulos y la base usada para crearlos.

## .1. Bloques de código

Para poder leer los datos brutos del experimento E666 se usó el código creado por la colaboración CEN-BG. Esta plataforma, junto con la bitácora del experimento, ayudó a identificar los ficheros de calibración, crear filtros y definir los polígonos usados para la identificación de la especie  $^{46}\text{Mn}$ . La creación de los filtros y polígonos se realizó en uno de los ficheros de datos, posteriormente la información de éstos se guardó para ser usada en el análisis de todos los ficheros. Esta plataforma también permite al usuario escribir su propio código para automatizar el análisis de los archivos de datos, lo cual fue aprovechado más adelante.

Al identificar los ficheros del experimento ligados a la calibración del detector DSSSD y los detectores clovers se escribieron dos códigos muy similares en *Python* para ayudar con la calibración: se trata de los códigos **minsq.py** y **clov\_minsq.py** respectivamente. Ellos usan la matriz de Vandermonde para ajustar la recta de calibración a los datos de los picos dados y su energía correspondiente para cada detector (la información de los picos de entrada se guardó en ficheros ASCII que luego leyó el programa). La calibración resultante es mostrada en la terminal de línea de comandos y se usa en los siguientes programas. Los códigos creados tienen la bondad de poder ajustar a los datos polinomios de grados mayores a 1 con tan sólo cambiar un parámetro. Los dos programas se pueden descargar a través de las ligas:

<https://drive.google.com/file/d/1HA0iCBxCXXTnS3d2cvnjsLPxvB4orR87/view?usp=sharing>

<https://drive.google.com/file/d/10eu607W0TMU50PjmMN1NI8ifITgBXHiq/view?usp=sharing>

La automatización del análisis de los datos del experimento, bajo la plataforma del CEN-BG, se escribió en tres ficheros principales: **analysis.cpp**, **MyAnalysis.hh** y **MyAnalysis.cpp**. La tarea principal de estos programas es la identificación de los sucesos de implantación de la

especie  $^{46}\text{Mn}$  y la discriminación entre eventos de implantación y desintegración. Para ello fueron recuperados los filtros y polígonos creados anteriormente. La personalización se lleva a cabo modificando el código `MyAnalysis.cpp` y su header `MyAnalysis.hh`; donde en el último se deben declarar las variables nuevas que se usarán en el primero para realizar el código de discriminación (*sorting*). Estos códigos se pueden consultar en:

<https://drive.google.com/file/d/16DSC1UZuNGw8gBXqv67yufNyUVj0GsJf/view?usp=sharing>

[https://drive.google.com/file/d/1Gwo\\_vIIcFvwKfDwCcco16Mv5oi0ZixrP/view?usp=sharing](https://drive.google.com/file/d/1Gwo_vIIcFvwKfDwCcco16Mv5oi0ZixrP/view?usp=sharing)

<https://drive.google.com/file/d/1oir9vuii77gIDrcMEHJZiIBWeD2K6p5W/view?usp=sharing>

La salida del programa son dos ficheros ASCII: **46Mn\_ImpList\_Test2\_runXXXX.txt** donde se guardan los eventos de implantación identificados del  $^{46}\text{Mn}$  junto con su posición en el detector DSSSD y tiempo de implantación; y **46Mn\_RedDecListp3\_runXXXX.txt** donde se guardan los eventos de desintegración junto con la energía en todas las microtiras del DSSSD, la energía en todos los segmentos de los detectores clover y el tiempo de desintegración. En ambos ficheros XXXX representa al número de la toma de datos.

Posteriormente de hacer la discriminación de implantaciones del  $^{46}\text{Mn}$  y de desintegraciones, se diseñó software propio basado en *Root* para continuar el análisis. Primero, el código **46Mn\_Read.hh** lee los archivos de datos de salida creados con el código anterior y los guarda en estructuras trees de *Root* para facilitar su análisis. La información de las implantaciones se guarda en el fichero **46Mn\_ImpList\_Test2\_runXXXX.root**, mientras que la de las desintegraciones se guarda en el fichero **46Mn\_RedDecListp3\_runXXXX.root**. El código se puede consultar en la siguiente liga:

<https://drive.google.com/file/d/1f4SK3Y2D1bgjr80BzHKKYgR29kV8Ak-e/view?usp=sharing>

En el siguiente paso del análisis se llevaron a cabo las correlaciones entre desintegraciones e implantaciones del  $^{46}\text{Mn}$ . Para ello, el módulo **46Mn\_TCorr.hh** lee los ficheros root anteriores y cada evento de implantación es correlacionado con los de desintegración dentro de la ventana de radio de 1 s antes y después del tiempo de implantación. Se guardan los valores de la correlación; es decir, se guarda la energía de desintegración para las microtiras X e Y donde se implantó el  $^{46}\text{Mn}$  con el que se correlaciona, las energías en todos los segmentos clovers en la desintegración y la diferencia de tiempo entre desintegración e implantación. La información se guarda en un nuevo fichero root llamado **CorrelatedData\_46Mn\_runXXXX.root**. El módulo se puede consultar en el siguiente enlace:

[https://drive.google.com/file/d/1faP80CXm0cA-ARzr0m-H\\_GHwHcstwrAQ/view?usp=sharing](https://drive.google.com/file/d/1faP80CXm0cA-ARzr0m-H_GHwHcstwrAQ/view?usp=sharing)

Finalmente, para crear los histogramas de curva de desintegración y espectros de energía de protones y fotones  $\gamma$ , se creó otro módulo llamado **MakeHistograms.C** en el cual se lee la información de las correlaciones del módulo previo. En este código se discrimina entre los tiempos de correlaciones positivos y negativos para obtener: espectros de energía

con fondo ( $\Delta t \geq 0$ ) y sólo el fondo ( $\Delta t < 0$ ). Al restar entre sí estos dos tipos de histogramas logramos aislar la señal de energía debida sólo a los eventos relacionados con la desintegración el  $^{46}\text{Mn}$ . Todos los histogramas producidos son guardados en el archivo de salida **46Mn\_CorrelationHistograms\_runs0112:0175.root** (donde 0112:0175 indica que los ficheros que usamos empiezan con el 112 y terminan en el 175) para su fácil consulta y modificación. El código se puede consultar en:

<https://drive.google.com/file/d/16CFyLQxZqJ811GnkbjAvJswAxcJehsCq/view?usp=sharing>

Con el fin de automatizar el análisis se creó el código **46Mn\_main.cpp**, el cual llama a los módulos anteriores y los coordina para llevar el análisis de todos los archivos de toma de datos. Es decir, este software llama a la herramienta del CEN-BG para hacer la discriminación de eventos para cada fichero de datos; luego convierte los archivos ASCII de salida en ficheros root para posteriormente activar el módulo de correlaciones. Al terminar este proceso para todos los ficheros de toma de datos, aglutina todos los archivos root de correlaciones en un sólo archivo root:**46Mn\_runs0112:0175\_TCorr.root**. Finalmente, crea los histogramas relevantes para el análisis de este último archivo. Este software puede consultarse en la liga: [https://drive.google.com/file/d/1y6bgW3qKzd\\_CPsm39YRqsyZKBbEwhfdR/view?usp=sharing](https://drive.google.com/file/d/1y6bgW3qKzd_CPsm39YRqsyZKBbEwhfdR/view?usp=sharing)

El conjunto de estos códigos conforman una herramienta poderosa y semi-automatizada para el posterior análisis de experimentos similares y es un subproducto muy valioso independiente del análisis realizado. El posterior refinamiento de los códigos es un proyecto muy interesante, en el cual se trabajará en la siguiente fase del análisis.