

Diagnóstico de haz “on-line” en HIE-ISOLDE

Beam diagnosis on-line at HIE-ISOLDE

Trabajo de Máster en Física Nuclear realizado por:

Álvaro Tolosa Delgado

[alvarotolosa@hotmail.com]

Bajo la supervisión de:

Dr. Olof Tengblad

[olof.tengblad@csic.es]

Dr. Alejandro Garzón Camacho

[alejandro.garzon@csic.es]

Dr. Enrique Nácher González

[enrique.nacher@csic.es]

Octubre de 2015

Resumen

La instalación ISOLDE (*Isotope Separator On-Line*), situada en el CERN, se dedica a la producción de una gran variedad de núcleos radiactivos. La gran cantidad de especies permite el estudio sistemático de las propiedades nucleares y atómicas, además de la desintegración de núcleos exóticos lejos de la estabilidad. El haz producido no es perfecto: además del núcleo a estudiar, hay presentes otras partículas contaminantes. La determinación de la cantidad de estos contaminantes es una parte importante dentro del diagnóstico del haz. En el marco del proyecto HIE-ISOLDE se ha propuesto el desarrollo de nuevos sistemas de diagnóstico del haz.

El objetivo principal de este Trabajo Fin de Máster es el desarrollo de un sistema de diagnóstico del haz para HIE-ISOLDE, y la preparación de un sistema autónomo y en tiempo real de adquisición de datos, incluyendo un programa de desarrollo dedicado. En el laboratorio hay material disponible para las pruebas experimentales (detectores, electrónica, etc), y ordenadores para las simulaciones Monte Carlo de los dispositivos de detección, que se realizarán utilizando el código GEANT4 del CERN.

Abstract

The ISOLDE facility (Isotope Separator On-Line), placed at CERN, is dedicated to the production of a great variety of radioactive nuclei. The large amount of species allows the systematic study of the nuclear and atomic properties, besides the exotic disintegration of nuclei far from the stability. The beam is not perfect: additionally to the nucleus under study, there are contaminant particles. Determining the amount of this contaminant particles is an important task within the so called beam diagnosis. In the framework of the HIE-ISOLDE project, the development of new beam diagnosis systems has been proposed.

The main aim of this Master's Thesis is to develop of a beam diagnosis system for HIE-ISOLDE, and to prepare an on-line stand-alone data acquisition system, including a customized developed program. There is material available in the laboratory for the experimental tests (detectors, electronics, etc), and computers for the Monte Carlo simulations of the detection systems, that will be performed using the GEANT code.

Keywords: beam diagnosis on-line, silicon telescope, stand-alone digitizer system

Palabras clave: diagnóstico de haz on-line, telescopio de silicio, digitalizador autónomo

Índice

Indice	II
1. Introducción	1
1.1. Motivación: diagnóstico del haz	3
1.2. Propuesta	4
1.3. Cómo afrontar el problema	5
1.3.1. Sistema empleado	6
2. Instrumentación y método	7
2.1. Materiales e instrumentación	7
2.1.1. Fuente triple alfa	7
2.1.2. Sistema de detección	8
2.1.3. Preamplificador	9
2.1.4. Digitalizador	9
2.2. Software	10
2.2.1. Simulación	10
2.2.2. Digitalizador	10
2.2.3. Programa de desarrollo dedicado	10
2.2.4. Análisis	13
2.3. Método	14
2.3.1. Medidas en laboratorio	14
2.3.2. Simulación GEANT4 para montaje de laboratorio	14
2.3.3. Simulación GEANT4 para montaje futuro (en HIE-ISOLDE)	14
3. Resultados	15
3.1. Laboratorio. Fuente triple alfa.	15
3.1.1. Histogramas 2D sin calibrar	16
3.1.2. Calibración	17
3.1.3. Histogramas 2D calibrados	21
3.1.4. Resolución de E+dE	25
3.2. GEANT4 (laboratorio)	26
3.3. GEANT4 (HIE-ISOLDE)	29

3.3.1. Energía: 5 AMeV	29
3.3.2. Energía: 10AMeV	31
4. Conclusión	35
4.1. Medidas de laboratorio, fuente 3-alfa	35
4.2. Simulación futura instalación HIE-ISOLDE	36
4.2.1. GEANT4	36
4.2.2. Otras consideraciones	36
Anexos	39
5.1. Detectores de silicio	39
5.1.1. Espesor del detector dE	39
5.1.2. Disposición de telescopio.	41
5.1.3. Resolución del detector E.	41
5.1.4. Resolución del detector dE.	41
5.2. Preamplificadores	45
5.2.1. Filtro	45
5.2.2. Acople de impedancias.	46
5.2.3. HIE-ISOLDE	46
5.3. Digitalizador CAEN DT 5780	47
5.3.1. Funcionamiento	47
5.3.2. Parámetros	48
5.4. Otros métodos de calibración	50
5.4.1. Velocidad del programa de desarrollo dedicado	51
Bibliografía	53

1. Introducción

Los avances en aceleradores permiten la producción de núcleos radiactivos, alejados del valle de estabilidad (véase Fig. 1). Su producción y estudio han estimulado el interés de la comunidad científica por el desarrollo de instrumentación, para profundizar en el conocimiento de la estructura nuclear y de los mecanismos de reacción.

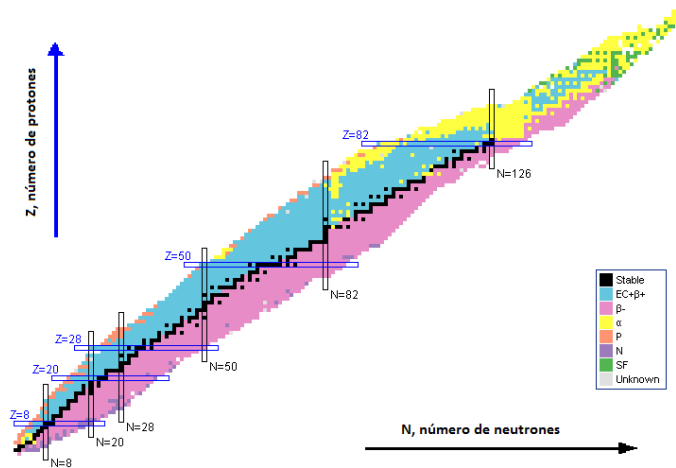


Figura 1: Diagrama de Segré: se representan los núcleos conocidos, y mediante un código de colores se identifica la forma de desintegración. En concreto, el color negro denota los núcleos estables. El conjunto de los núcleos estables se conoce como valle de estabilidad.

Los procesos para la producción de estos haces de iones con una intensidad aceptable son complejos, distinguiéndose dos métodos de producción: “In-flight” (*en vuelo*), Fig. 2a; e “ISOL” (del inglés, *Isotope Separator On-Line*), mostrado en la Fig. 2b.

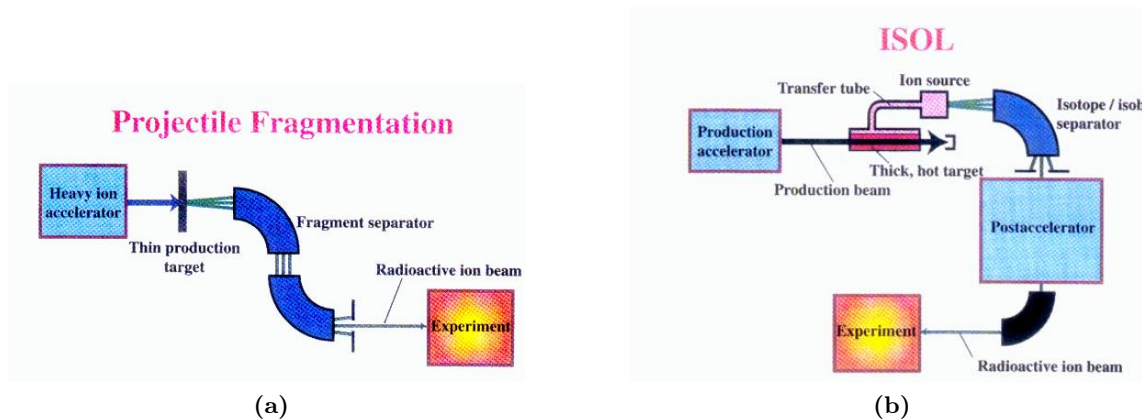


Figura 2: (a) Esquema básico del método *In-flight*. (b) Esquema básico del método *ISOL*.

In-flight En el método *In-flight*, los haces de partículas secundarias son producidos a través de reacciones nucleares entre un haz primario y un blanco delgado. Los productos de la reacción son seleccionados “en-vuelo” por separadores electromagnéticos, como son los dipolos, solenoides, filtros de Wien, o incluso, una combinación de los anteriores. En este método de producción, los haces secundarios tienen características como emitancia y distribución de momento, que vienen determinadas por procesos de pérdida de energía y

momento transferido en el blanco primario. En muchos casos, los haces secundarios están contaminados con partículas de la misma rigidez magnética¹.

ISOL El método *ISOL* utiliza igualmente un blanco primario, pero suficientemente grueso como para parar los productos de la reacción. Los fragmentos producidos se difunden a través de la materia caliente del blanco hasta una fuente de iones, donde son ionizados e inyectados en un acelerador secundario, pasando antes por uno o varios dipolos magnéticos que separan los diferentes productos según su masa. Por lo general, a través del método *ISOL* se producen haces secundarios con mucha mejor calidad con respecto a la emitancia y la resolución de energía; pero en el método *In-Flight* proporciona iones con vida media más corta (menor de milisegundos) que el método *ISOL* (vida media mayor de 5 ms).

Aunque la idea fundamental del método *ISOL* es la misma para todas las instalaciones (Fig. 2b), no todas son exactamente iguales. A continuación detallaremos el proceso en la instalación *ISOLDE*, en el CERN [1].

En primer lugar, se toma un haz de protones proveniente del PS-Booster, de una intensidad de hasta $3 \cdot 10^{13}$ *ppp* (*protones por pulso*), emitiendo un pulso de $3 \mu s$ de duración cada 1.2 s aproximadamente. El PS-Booster es un sincrotrón, diseñado para preacelerar protones hasta la energía adecuada. Toma protones a 50 MeV procedentes del Linac y los acelera hasta una energía de 1.4 GeV.

Los protones de 1.4 GeV se hacen incidir contra lo que se conoce como *blanco de producción*. El blanco es un cilindro de 20 cm de longitud y típicamente unos 2 cm de diámetro compuesto por diferentes materiales en función de los núcleos que se desee producir. Los protones de alta energía provocan reacciones de espalación, evaporación de nucleones, reacciones de fisión, fragmentación, etc, dando lugar a un amplio surtido de nuevos núcleos. Los productos de la reacción se difunden² del blanco hasta la fuente de iones.

Estos productos se ionizan a estado de carga predominantemente +1 en la fuente de iones, utilizando diferentes métodos: desde descargas eléctricas hasta bombardeo con láseres. Son extraídos de la fuente de iones mediante una diferencia de potencial entre 30 y 60 kV, pasando al separador de masas, que selecciona la masa (toda la cadena isobárica producida e ionizada) que se desea llevar a la zona de experimentación.

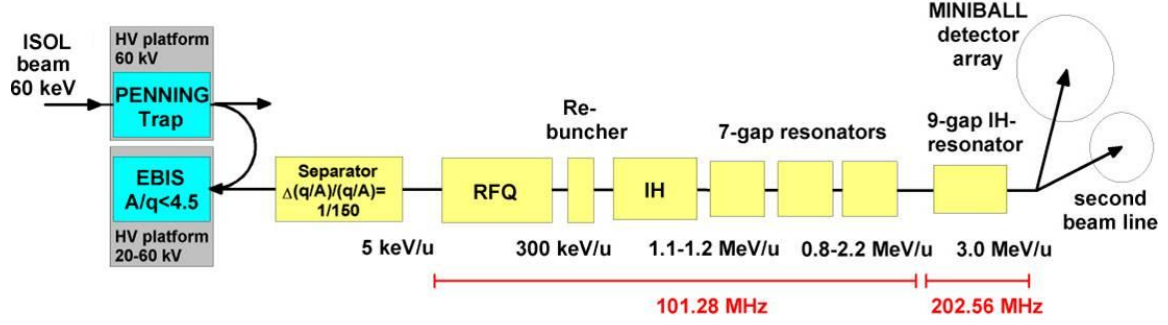
En el caso de HIE-ISOLDE, el haz es conducido del separador de masas a una trampa de iones conocida como REXTRAP [2]. En ella los núcleos se reagrupan temporalmente para poder ser inyectados en REXEBIS (del inglés, *Radioactive beam EXperiment- Electron-Beam Ion Source* [3]), donde se lleva a cabo la ionización desde una carga elemental hasta carga $+n$. Para ello, se hace pasar el haz a través de un flujo de electrones en sentido opuesto. La ionización en REXEBIS y el agrupamiento en REXTRAP son los procesos que llevan más tiempo y que limitan la vida media de los núcleos a estudiar.

La siguiente etapa es la postaceleración de los núcleos, provenientes del separador de masas con una relación masa-carga entre 3 y 4. Ésta se lleva a cabo en un LINAC de varias etapas; todas ellas son cavidades resonadoras de radiofrecuencia (del inglés, *RFQ*, *Radio-Frequency Quadrupole*). En la Fig. 3a se detalla un esquema del proceso descrito.

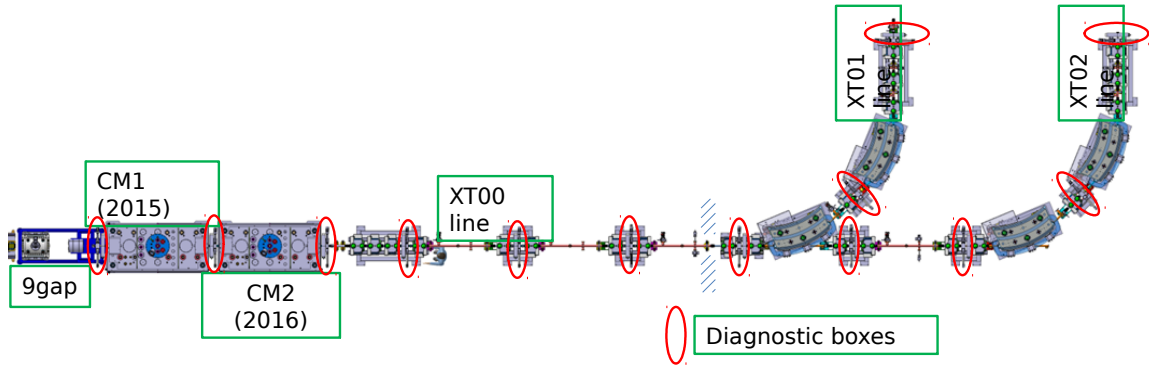
¹La rigidez magnética (o eléctrica) es la resistencia ofrecida por una partícula cargada para realizar una deflexión ante la presencia de un campo magnético (o eléctrico). Se puede decir que da idea del momento lineal de la partícula.

²Las propiedades químicas de los elementos producidos pueden hacer que algunos de ellos no difundan por el blanco; estos elementos se conocen como elementos refractarios.

En el marco del proyecto HIE-ISOLDE (del inglés, *High Energy and Intensity - Isotope Separator On-Line*), en el CERN [4], se inició un programa de modernización de las instalaciones, incluyendo desarrollos para el diagnóstico del haz en tiempo real (*on-line*). Por un lado se aumentará la energía de postaceleración (el número de cavidades de radiofrecuencia pasará de 4 a 35, como puede verse en la Fig. 3), y se introducirán técnicas de diagnóstico *on-line* más sencillas con vistas a su automatización. En la Fig. 3 se muestra un esquema de REX-ISOLDE (situación en 2012) y de HIE-ISOLDE (la ampliación de la instalación, actualmente en desarrollo).



(a) REX-ISOLDE. [5]



(b) HIE-ISOLDE. [6]

Figura 3: (a) Esquema básico de la instalación REX-ISOLDE (antes de la ampliación a HIE-ISOLDE). (b) Esquema de la ampliación de la instalación HIE-ISOLDE; la línea mostrada en esta figura comienza a partir del resonador de 9 cavidades que finaliza la línea en REX-ISOLDE (indicado como “9-gap IH-resonator” en la Fig. 3a).

1.1. Motivación: diagnóstico del haz

Además del núcleo de interés, en los haces hay presentes ciertos núcleos contaminantes con una relación carga-masa muy próxima a la del núcleo de interés (que no pueden separarse mediante un campo magnético) y otros provenientes de las propias partes del montaje (principalmente gases nobles, oxígeno y carbono) [7].

Para una correcta interpretación de los resultados es necesario caracterizar (*diagnosticar*) el haz tras la etapa de postaceleración, identificando la cantidad de núcleos de cada especie presentes en él. En el esquema de la Fig. 3b se representan con una elipse roja los puntos de la línea donde deberá estar presente un sistema de diagnóstico del haz, de acuerdo al programa de modernización mencionado anteriormente.

La instalación ampliada HIE-ISOLDE podrá postacelerar los núcleos producidos a energías superiores³ de 3 AMeV, agrupándolos en pulsos de 10^5 núcleos y con un diámetro de haz de unos 4 mm. A estas energías, el rango de frenado en silicio de los núcleos acelerados es superior a las decenas de micras. Ésto abre la posibilidad de utilizar telescopios de silicio para la identificación de contaminantes en tiempo real.

El objetivo de este Trabajo Fin de Máster es el diseño de un telescopio de partículas constituido por dos detectores de silicio en forma ΔE - E , para identificar los diferentes iones del haz en tiempo real, adaptado a las condiciones de trabajo de HIE-ISOLDE (descritas anteriormente).

1.2. Propuesta

La propuesta inicial fue:

- Testeo en el laboratorio de IEM-CSIC [8]. Se usará una fuente triple alfa y un telescopio de silicio. Como sistema de adquisición de datos (en adelante “DAQ”, del inglés *Data Acquisition*) se utilizará el digitalizador CAEN DT5780 [9], ya que permite un sistema integrado de alimentación, amplificación y conformado, y adquisición; aunque requiere el diseño de un programa de desarrollo propio para presentar los resultados en línea. El sistema empleado se muestra en la Fig. 4.
- Simulación en GEANT4 (*GEometry AND Tracking*, [10]), con el mismo diseño y fuente, para respaldar los resultados obtenidos en el laboratorio.
- Simulación en GEANT4 [10] de algunos de los isótopos que serán producidos en HIE-ISOLDE, de manera que podamos ajustar las mejores condiciones de trabajo para cada caso.

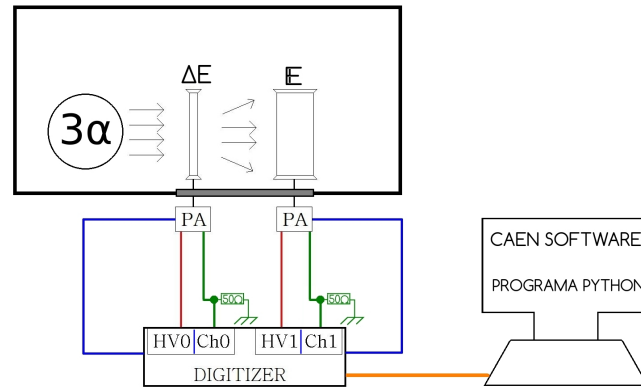


Figura 4: Esquema básico del montaje final. Los detectores ΔE y E , y la fuente triple alfa se encuentran dentro de una cámara de vacío (recuadro negro); el resto del montaje fuera de ella, conectándose a los detectores a través de la brida (borde de la cámara en gris). La alimentación (HV0, HV1) y lectura (Ch0, Ch1) es llevada a cabo por el digitalizador (en rojo y verde respectivamente). El digitalizador también alimenta a los preamplificadores (alimentación de PA en azul); se conecta al ordenador mediante un USB-2.0. El software del ordenador permite controlar el digitalizador y realizar el análisis en tiempo real.

³El proyecto de ampliación de HIE-ISOLDE se ha dividido en dos fases: tras una primera fase se podrá alcanzar una energía de 5.5 AMeV; y tras una segunda fase, 10 AMeV.

1.3. Cómo afrontar el problema

- Detectores: en las medidas del laboratorio se han usado un detector ΔE , de $13.5 \mu m$ grosor, y un detector E , de $500 \mu m$ de grosor. El del detector ΔE debe ser menor que el rango de frenado en silicio de las partículas alfa disponibles, en nuestro caso de una fuente triple alfa (entre 5 y 6 MeV). Según la aplicación ASTAR [11], el rango de frenado de partículas alfa en ese intervalo de energías es entre 24 y $31 \mu m$ de silicio.

Para identificar contaminantes en un haz de núcleos a energías entre 5 y 10 AMeV, en la instalación ISOLDE, se necesitarán detectores más gruesos o de lo contrario los núcleos podrían atravesarlos y no depositar toda su energía, complicando en tal caso su identificación.

- Preamplificadores: en el laboratorio del IEM-CSIC [8] se dispone de preamplificadores Mesytec MPR-1-Si [12] y ORTEC 142PC [13], con un tiempo de caída de $100 \mu s$ y $1000 \mu s$ respectivamente. El 142PC, como suele pasar con los preamplificadores de mayor tiempo de caída, tiene mayor relación señal-ruido⁴ que el MPR-1-Si; sin embargo, tiene menor sensibilidad⁵. Los MPR-1-Si son más versátiles (permite elegir manualmente sensibilidad x1 ó x5 sobre la ganancia interna) y amplifican más la señal para poder ser adquirida por el DAQ.
- Digitalizador: se ha empleado el digitalizador DT5780 de CAEN [9]. Se eligió porque amplifica, filtra y digitaliza la señal, y al mismo tiempo alimenta a los preamplificadores y a los detectores⁶, lo que permite un sistema autónomo (*stand-alone*). Por otro lado, tiene una velocidad de adquisición comparable a las tasas a las que se trabajará en HIE-ISOLDE.
- Algoritmo del programa de diseño dedicado: debe implementar una función para abrir y cargar en memoria los datos de los ficheros generados por el software del digitalizador, que es uno de los factores limitantes de la velocidad del programa. Se probó a leer en bloques, ya que aumentaba el rendimiento de la función de lectura; sin embargo, otra función encargada de buscar coincidencias entre las partículas detectadas por ambos detectores (eliminar eventos no coincidentes) hace que el algoritmo sea más lento cuanto más grande es el tamaño del bloque.
- Lenguajes del programa de diseño dedicado: Python es un lenguaje de alto nivel que permite presentar gráficos de forma sencilla. El código traducido a MatLab, y compilado en un ejecutable, es una opción interesante aunque más lenta que su equivalente en Python.

⁴O cociente señal/ruido; en adelante SNR, del inglés *Signal to Noise Ratio*

⁵Sensibilidad: mínima variación de estímulo que es capaz de generar un cambio en la respuesta. Se identifica con la pendiente de la curva de calibración.

⁶El digitalizador DT5780 tiene sendas tarjetas de alimentación para los detectores. Sin embargo, la alimentación pasa a través del preamplificador, ya que tiene un filtro integrado que permite separar los pulsos generados por partículas de la alimentación. En el anexo 5.2.1 se profundiza este punto.

1.3.1. Sistema empleado

El sistema empleado se muestra en la Fig. 5:

- Como detector de partículas usaremos un telescopio de silicio, como se desarrolla en la sección 2.1. En el anexo 5.1 se encuentran las especificaciones técnicas.
- Se emplearon dos preamplificadores MESYTEC MPR-1-Si, ya que son más rápidos ($100 \mu s$ de tiempo de caída), versátiles que los ORTEC 142 PC.
- Digitalizador CAEN DT5780: amplifica, filtra, conforma y digitaliza la señal; y por otro lado, alimenta a los detectores y preamplificadores. Se controla mediante software desde un ordenador; el mismo software también se encarga de generar un fichero (para cada canal) donde se guarda un registro de tiempo y el valor de carga para cada partícula detectada. Por todo ésto, este digitalizador permite un sistema autónomo de fácil implementación.
- Para completar el análisis de datos en tiempo real se ha desarrollado un programa de diseño dedicado. La idea central del algoritmo consiste en leer de la lista de eventos de cada uno de los canales de entrada del digitalizador, asociados al detector ΔE y E respectivamente, e ir comparando entre sí un evento de cada lista. Si los registros de tiempo (TS, del inglés, *Time stamp*) están lo suficientemente cerca, se acumulan en el histograma los valores de carga asociados al evento correspondiente. En caso contrario, se descarta y se computa como falso evento. Este proceso se repite sucesivamente hasta leer todos los eventos guardados por el digitalizador en cada lista.

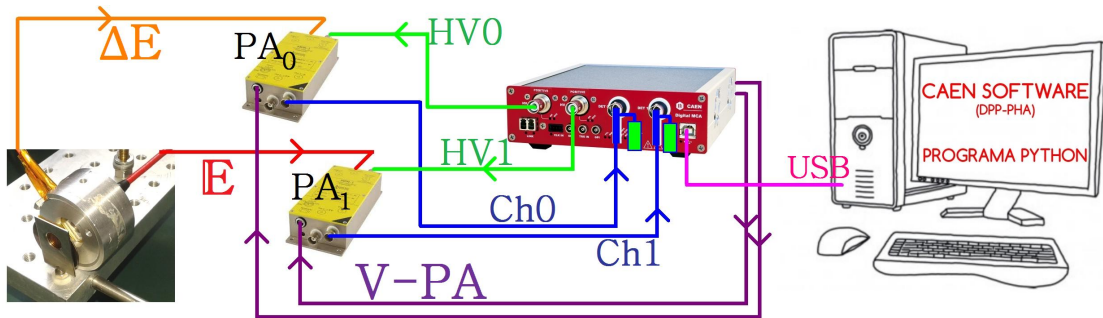


Figura 5: Esquema básico del sistema usado: la señal del telescopio (detectores ΔE y E) llega a los preamplificadores PA_0 y PA_1 (líneas roja y naranja), y de éstos pasa al digitalizador (línea verde); el rectángulo verde en la entrada de los canales $Ch0$ y $Ch1$ del digitalizador representa una resistencia de 50Ω , para adaptar la impedancia de entrada del digitalizador a la impedancia característica de la línea de transmisión y la salida del preamplificador. El digitalizador también alimenta los preamplificadores (V-PA, línea violeta). Mediante un puerto serie universal 2.0 (USB, del inglés *Universal Serial Bus*) se conecta al ordenador (línea fucsia), donde se procesan con el software de CAEN y el programa de desarrollo dedicado.

2. Instrumentación y método

2.1. Materiales e instrumentación

En la Fig. 4, Fig. 6 y Fig. 7 se muestra el montaje final. A continuación señalamos algunas de las características de cada parte de nuestro sistema. Para profundizar en las características sobre funcionamiento y especificaciones técnicas, véase el apéndice 5.1 y siguientes.

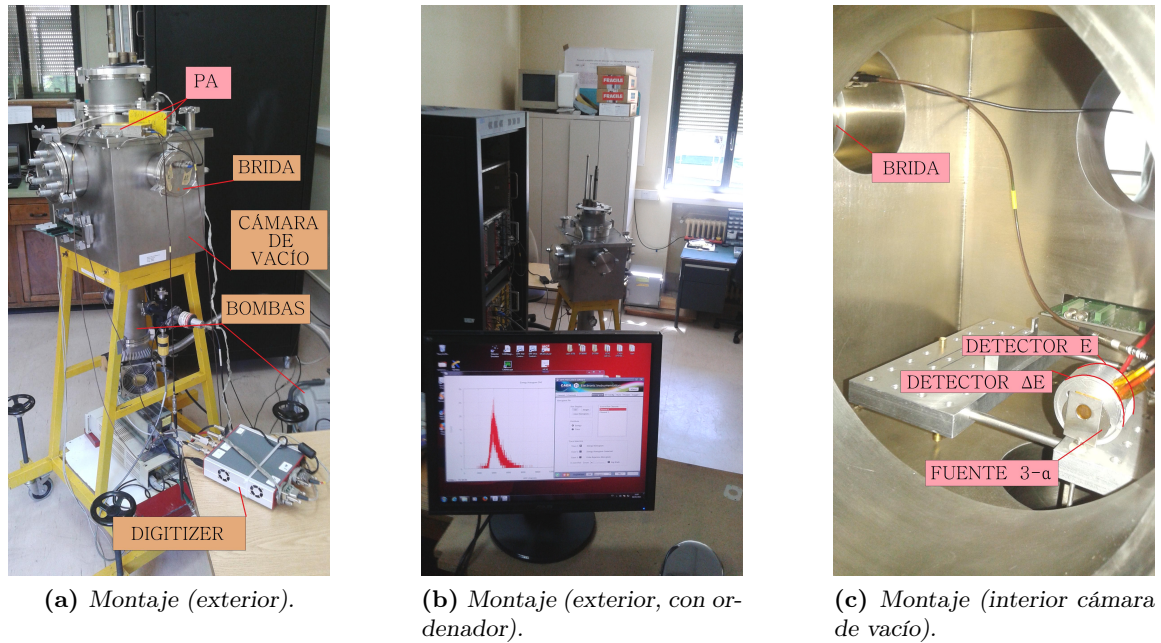


Figura 6: Disposición de los instrumentos en el laboratorio del IEM-CSIC[8], donde se realizaron las medidas.

2.1.1. Fuente triple alfa

Se conoce por fuente triple alfa a una mezcla de tres emisores de partículas alfa: Pu-239, Am-241, Cm-244. Dado que el rango de frenado de las partículas alfa es muy pequeño, esta fuente radiactiva no puede estar encapsulada. En nuestro caso, la fuente es una capa fina de estos tres isótopos sobre una superficie circular de 0.5 cm de radio. Al no estar colimada, supondremos que su emisión es isotrópica. Podemos encontrar la energía de cada emisor alfa en [14]:

Pu-239		Am-241		Cm-244	
E (keV)	Prob (%)	E (keV)	Prob (%)	E (keV)	Prob (%)
5105.8	11.5	5388.2	1.6		
5144.3	15.1	5442.8	13.0	5762.7	23.6
5156.6	73.3	5485.6	84.5	5804.8	76.4

Tabla 1: Energías características de la fuente triple alfa.

Dado que nuestro sistema no resuelve los subpicos de cada isótopo, para calibrar sólo necesitamos la energía promedio a la que emite cada isótopo:

Isótopo	Pu-239	Am-241	Cm-244
Energía (keV)	5148.9	5478.4	5794.9

La energía promedio se obtiene mediante la siguiente fórmula:

$$\langle E \rangle = \frac{\sum \alpha_i E_i}{\sum \alpha_i} \quad (1)$$

siendo α_i la intensidad relativa de emisión de una partícula alfa con energía E_i .

2.1.2. Sistema de detección

El sistema de detección consiste en un par de detectores de silicio, de geometría planar, en configuración de telescopio, como se muestra en la Fig. 7. Denotaremos con ΔE al detector encargado de medir la energía depositada por los núcleos al atravesar el primer detector que encuentran en su trayectoria. El segundo detector, que denotaremos por $\mathbb{E}$, debe frenar completamente a las partículas cargadas, de forma que se pueda medir el resto de la energía.

El detector ΔE tiene un área efectiva de 1 cm^2 , una profundidad activa de $13.5 \mu\text{m}$, y una capa muerta de $0.1 \mu\text{m}$ (en el anexo 5.1.1 se encuentran los cálculos del espesor de este detector). Por otra parte, el detector $\mathbb{E}$ tiene un área efectiva de 3 cm^2 , una profundidad activa de $500 \mu\text{m}$, y una capa muerta de $0.7 \mu\text{m}$; así mismo, en la hoja de especificaciones se dice que debería tener una corriente de fuga de 0.5 mA .

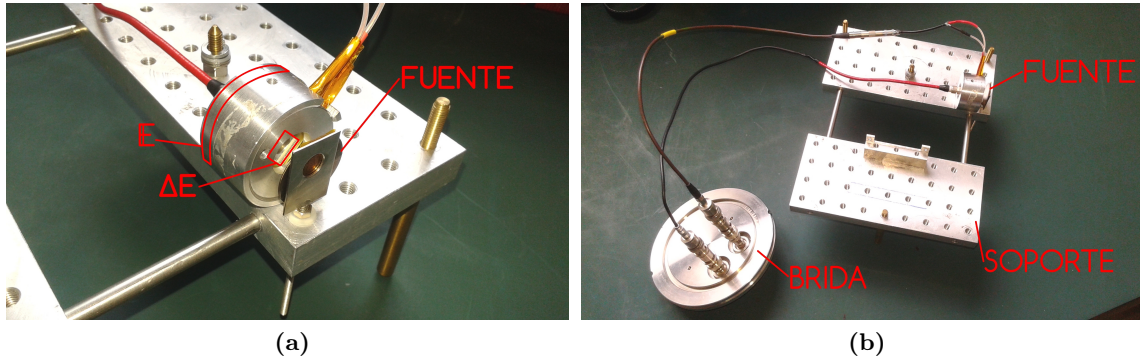


Figura 7: Detectores y fuente sobre el soporte de acero (el detector $\mathbb{E}$ está dentro de la cápsula metálica y sólo queda visible el detector ΔE). El conjunto se introduce en la cámara de vacío, al cual se accede desde el exterior a través de la brida. Esta parte del montaje se mantuvo para todas las medidas.

En la futura instalación HIE-ISOLDE será necesario identificar un amplio rango de núcleos y energías, lo que requerirá el uso de detectores ΔE de diferentes espesores.

2.1.3. Preamplificador

El preamplificador Mesytec MPR-1-Si [12] está diseñado para su uso con detectores de silicio, de forma que los alimenta y preamplifica su señal de salida. La altura del pico de la señal de salida es proporcional al máximo de corriente de la señal del detector cuando es atravesado por una partícula, y por tanto, proporcional a la energía depositada. Tiene un tiempo de caída característico de $100 \mu s$.

Así mismo, permite elegir una ganancia $\times 1$ ó $\times 5$ sobre la ganancia nominal mediante un conmutador.



Figura 8: Preamplificador Mesytec MPR-1-Si [12].

2.1.4. Digitalizador

El digitalizador de nuestro sistema, CAEN DT5780 [9], mostado en la Fig. 9, recibe la señal analógica y realiza una conversión analógico-digital, después de una etapa intermedia donde se ajusta el offset y la ganancia. Tras la conversión analógico-digital, el flujo de muestras va a una FPGA⁷, diseñada para realizar un procesamiento digital y llevar a cabo el análisis de la altura del pulso, DPP-PHA⁸. El algoritmo de conformado implementado en el firmware de la FPGA está basado en un filtro trapezoidal para calcular la altura del pulso, y transmitir al ordenador únicamente éste valor, asociado al valor de carga inducida por la partícula en el detector, en vez de todas las muestras que definen temporalmente a la señal.



Figura 9: Digitalizador DT5780 MCA de CAEN.

El convertidor analógico-digital tiene un rango de 2^{14} canales de energía (14 bits), con cuatro rangos de tensión de entrada: 0.6 V, 1.4 V, 3.7 V, 9.5 V, y una frecuencia de muestreo de 100 MS/s (10^5 muestras por segundo). Una vez muestreada la señal permite un primer tratamiento añadiendo una cierta ganancia (1, 2, 4, 8) y un offset variable ($\pm 50\%$ respecto del rango de tensión total).

⁷Del inglés, *Field Programmable Gate Array*, dispositivo semiconductor que contiene bloques de lógica cuya interconexión puede ser programada in situ.

⁸DPP-PHA, del inglés, *Digital Pulse Processing - Pulse Height Analysis*

El digitalizador realiza las operaciones equivalentes a toda la cadena analógica tradicional: amplificación y conformado (*shaping amplifier*), convertidor analógico-digital con detección de pico (*Peak Sensing ADC*) a partir de la señal muestreada y cuantificada en 14 bits (*digitalizada*). El tratamiento de la señal permite utilizar funciones extra de una forma sencilla, como obtener el registro de tiempo (*trigger*) cuando se produce un evento válido⁹, realizar coincidencias entre los dos canales de entrada (los dos detectores), y así obtener sólo los eventos que pasan por ambos detectores del telescopio.

2.2. Software

2.2.1. Simulación

Utilizamos GEANT4 [10] para estimar la energía depositada en cada detector, primero por partículas alfa, y posteriormente, por haces de diferentes isótopos y energías que serán generados en la futura instalación HIE-ISOLDE.

2.2.2. Digitalizador

El software proporcionado por CAEN (aplicación “DPP-PHA”) permite la conexión entre el ordenador y el digitalizador, la adquisición de datos y guardado a través de USB. Genera una lista de eventos por cada canal, almacenando el registro de tiempo y el valor de carga de cada evento. Permite guardar los datos en ASCII o binario, siendo este segundo más rápido.

2.2.3. Programa de desarrollo dedicado

Para la lectura y presentación *on-line* de los datos del digitalizador se desarrolló un programa propio, en MatLab y Python. Los resultados aquí presentados se refieren al programa en Python, por ser más eficiente. En la Fig. 10 se muestra el algoritmo simplificado del programa dedicado.

⁹Se considera un evento válido cuando el máximo de la señal es mayor que un determinado umbral. El valor de este umbral se ajusta empíricamente.

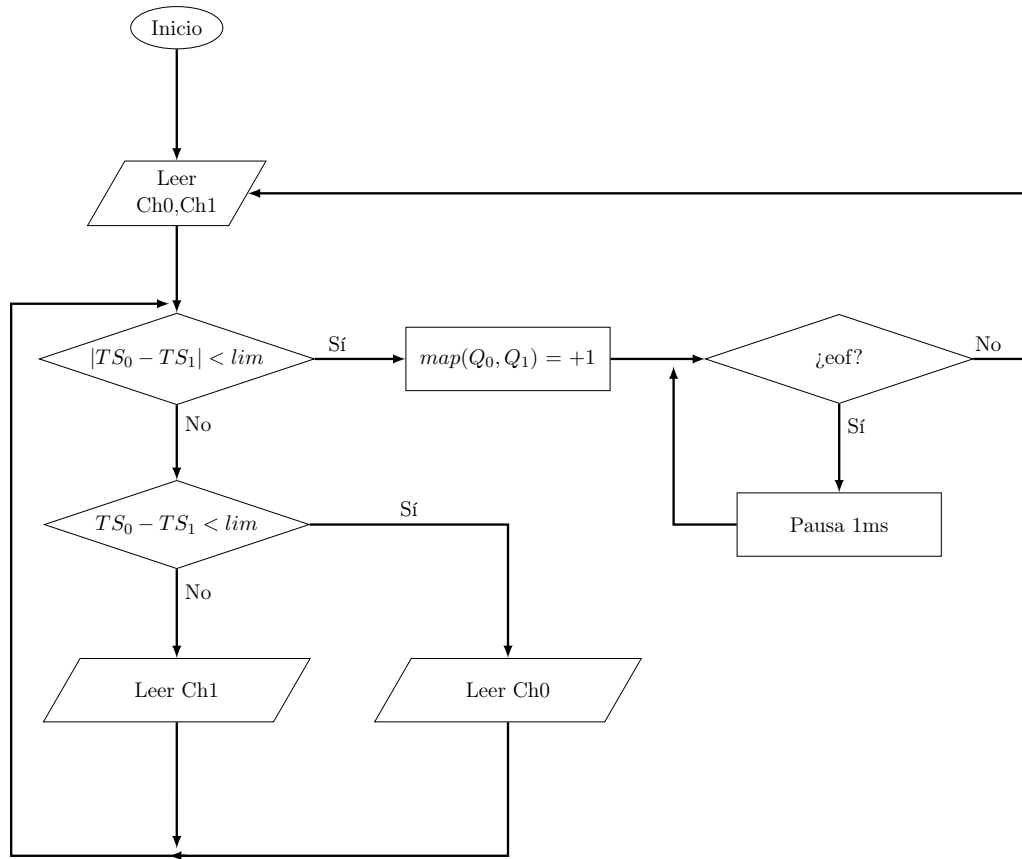


Figura 10: Algoritmo básico del cuerpo del programa.

El programa lee de la lista de eventos de cada canal (cada evento está caracterizado por su registro de tiempo TS_n y el valor de carga Q_n), y compara un evento de cada lista en cada ciclo del bucle: si los registros de tiempo TS_0 y TS_1 están lo suficientemente próximos (menos de lim , una variable interna del programa, ajustada empíricamente), acumula el evento correspondiente en el histograma bidimensional (matriz map). En caso contrario, lo descarta por ser un falso evento, y se guarda en un contador.

Además, el programa permite cargar una calibración externa. Así, el histograma de salida presentará la energía depositada en el detector ΔE (eje Y) en función de la energía total, suma de la energía depositada en ambos detectores ΔE y $\mathbb{E}$ (eje X). Si no se introduce calibración, el histograma de salida presentará, en canales de energía, la energía depositada en el detector ΔE (eje Y) en función de la energía en el detector $\mathbb{E}$ (eje X).

El histograma donde se almacenan datos se presenta por pantalla periódicamente (no se explicita este bloque en la Fig. 10 para no sobrecargar el esquema). La variable map , donde se almacena el histograma bidimensional, está bineada por construcción.

Parámetros de entrada por línea de comandos:

1. Nombre del fichero de datos binarios con los eventos del canal 0 (detector ΔE). En caso de encontrarse fuera del directorio donde se ejecute el programa, hay que indicar la dirección absoluta.
2. Nombre del fichero de datos binarios con los eventos del canal 1 (detector $\mathbb{E}$). En caso

de encontrarse fuera del directorio donde se ejecute el programa, hay que indicar la dirección absoluta.

3. Número de canales de energía: el valor por defecto será $2^{14} = 16384$ (valor para el DT5780).
4. Bins: número de keV por pixel en el histograma (en caso de no calibrar, número de canales por pixel). Será el mismo para los dos ejes, y el valor por defecto es 10 (keV/bin ó canales/bin, según si se carga o no la calibración). Se debe elegir un bineado de forma que se obtenga una resolución óptima. Dado que el programa trabaja con el histograma cargado en memoria, usar un bineado muy fino puede bloquear el ordenador (por desbordamiento de la memoria de acceso aleatorio, RAM).
5. Número máximo de eventos: para finalizar la ejecución del programa antes de terminar de leer los ficheros, el programa procesará este número de eventos. Por defecto será un millón, aunque puede procesarse un número mucho mayor: cada pixel del histograma¹⁰ puede alcanzar un valor de hasta 10^{308} , por lo que el número máximo de eventos que puede almacenar en memoria será el producto de 10^{308} y el número de píxeles.
6. Ganancia digital: si se eligió ganancia digital en la adquisición de datos, hay que normalizar los datos al representarlos. La ganancia digital en el DT5780 puede tomar los valores discretos 1 (por defecto), 2, 4 y 8.

¹⁰Cada elemento de la matriz *map* (donde se almacena el histograma bidimensional) es un número con *doble precisión*.

Ficheros de lectura

1. Ficheros del digitalizador: en caso de ser ficheros ASCII, tienen una estructura de dos columnas, donde el primer valor de la línea será el registro de tiempo y el segundo, el valor de carga. En el caso de ficheros binarios, el registro de tiempo y el valor de carga serán magnitudes de 31 y 14 bits respectivamente, ambos datos digitales en arquitectura *little endian* [15].
2. Calibración: del fichero de calibración sólo se tomará la primera línea, en la que deberán aparecer 4 números: pendiente y ordenada del canal 0, pendiente y ordenada del canal 1. La calibración deberá introducirse de forma que las unidades de la energía sean keV. Aunque se ha implementado una dependencia lineal entre canales de energía y energía, el código puede modificarse fácilmente para incorporar otras calibraciones.

2.2.4. Análisis

Para el análisis y presentación de los resultados de la simulación se utilizó ROOT [16], mientras que para la presentación de datos de laboratorio se usó el programa de desarrollo dedicado.

2.3. Método

Los tres pasos principales son:

1. Medidas de laboratorio (telescopio de silicio y fuente triple alfa)
2. Simulación de GEANT4 para la prueba en laboratorio (telescopio de silicio y fuente triple alfa)
3. Simulación de GEANT4 para haces futuros en HIE-ISOLDE

2.3.1. Medidas en laboratorio

Las medidas realizadas con la fuente $3-\alpha$ permitirán calibrar nuestro sistema, y decidir la mejor configuración para su uso futuro con haces en la instalación HIE-ISOLDE. Para realizar la calibración del telescopio de silicio hemos seguido tres pasos:

1. Hacemos una primera calibración del detector $\mathbb{E}$, **sin el detector ΔE** , usando la fuente triple alfa.
2. Con el montaje completo, Fig. 4, obtenemos el histograma 2D correspondiente a la fuente triple alfa.
3. A partir de los picos del histograma 2D, y de la calibración del detector $\mathbb{E}$, podemos calibrar el detector ΔE .

Calibramos para cada uno de los cuatro rangos de tensión de entrada en el digitalizador (0.6, 1.4, 3.7 y 9.5 V) del canal correspondiente al detector $\mathbb{E}$. La señal del detector ΔE , por sus características (altura, SNR, etc), sólo requiere el rango de tensión de entrada más pequeño (0.6 V, constante para todas las medidas realizadas).

El detector ΔE no puede ser calibrado directamente con la fuente triple alfa porque las partículas lo atraviesan sin ser detenidas en él, haciendo necesaria una calibración conjunta de los dos detectores del telescopio. Por lo tanto, requiere de una calibración indirecta mediante el detector $\mathbb{E}$.

En el anexo 5.4 comentaremos formas alternativas de calibrar el sistema completo sin tener que desmontarlo. En nuestro caso no hemos podido implementarlas por falta de fuentes de partículas de mayor energía.

2.3.2. Simulación GEANT4 para montaje de laboratorio

Introducimos la geometría del montaje de laboratorio, y las características geométricas y energéticas de la fuente triple alfa. La resolución del sistema, dada por la anchura del pico a media altura (en adelante FWHM, del inglés *Full Width at Half Maximum*), se incluyó de forma que siguiera una dependencia del tipo $FWHM \propto \sqrt{E}$, escogiendo la constante de proporcionalidad para que reprodujera la resolución experimental.

2.3.3. Simulación GEANT4 para montaje futuro (en HIE-ISOLDE)

Simulamos diferentes espesores de los detectores con diferentes isótopos y energías que podrán producirse en dicha instalación.

3. Resultados

Los resultados se presentarán agrupados en tres subsecciones:

- los correspondientes al trabajo de laboratorio,
- los correspondientes a las simulaciones del trabajo de laboratorio mediante GEANT4,
- y los correspondientes a las simulaciones para montaje de HIE-ISOLDE mediante GEANT4.

3.1. Laboratorio. Fuente triple alfa.

Se ha realizado el experimento con el montaje de la Fig. 5 (con la fuente triple alfa) en el laboratorio del IEM-CSIC [8]. Las condiciones experimentales están detalladas en la Tabla 2 y la Tabla 11. El software que controla al digitalizador desde el ordenador nos proporciona, en tiempo real, la tensión y corriente suministrada¹¹. La alimentación de los detectores y la presión en el interior de la cámara de vacío fueron constantes durante la toma de medidas aquí presentadas.

Detector $\mathbb{E}$	V (V)	50
	I_L (nA)	740
Detector ΔE	V (V)	-17.4
	I_L (nA)	290
Cámara de vacío	P (mbar)	$9 \cdot 10^{-8}$

Tabla 2: Tensión y corriente proporcionada por el digitalizador para alimentación de los detectores, y presión en el interior de la cámara de vacío proporcionada por las bombas.

El objetivo del experimento fue doble: por un lado validar las simulaciones de GEANT4, y por otro, comprobar que el montaje y el programa de diseño dedicado permiten presentar los datos en tiempo real.

El orden en el que vamos a presentar los resultados es el siguiente: en primer lugar, presentamos los histogramas sin calibrar (en canales de energía). Estos histogramas son bidimensionales: en el eje X representamos los canales de energía relativos al detector $\mathbb{E}$, y en el eje Y los canales relativos al detector ΔE .

Seguidamente, calibramos nuestro telescopio a partir de las posiciones de los picos, correspondientes a la fuente triple alfa, en los histogramas bidimensionales (sin calibrar), y el histograma unidimensional correspondiente al detector $\mathbb{E}$ sin colocar el detector ΔE .

Por último, presentamos los histogramas bidimensionales calibrados: en el eje X representamos ahora la suma de la energía depositada en ambos detectores (en unidades de energía), y en el eje Y la energía depositada en el detector ΔE .

¹¹La tensión de trabajo de los detectores era menor, ya que una parte caía en el preamplificador. El preamplificador MPR-1-Si [12] usa un filtro paso de baja frecuencia con una resistencia de $60 M\Omega$, para separar la corriente de alimentación y el pulso del detector cuando una partícula lo atraviesa.

Nota experimental: cuando se mencione la energía en unidades de canales de energía, se hace referencia a los canales del ADC del digitalizador ($2^{14} = 16384$ canales en total).

3.1.1. Histogramas 2D sin calibrar

Presentamos a continuación los histogramas 2D sin calibrar. En todos los casos, en el eje X se presentará el valor de carga del detector $\mathbb{E}$ (y se indicará con la letra E en el eje de los gráficos), y en el eje Y se presentará el valor de carga del detector ΔE ; ambas magnitudes están en canales de energía.

En la Fig. 11 representamos dichos histogramas para los diferentes rangos de entrada del canal 1 del digitalizador, correspondiente al detector $\mathbb{E}$, con distintos canales por bin.

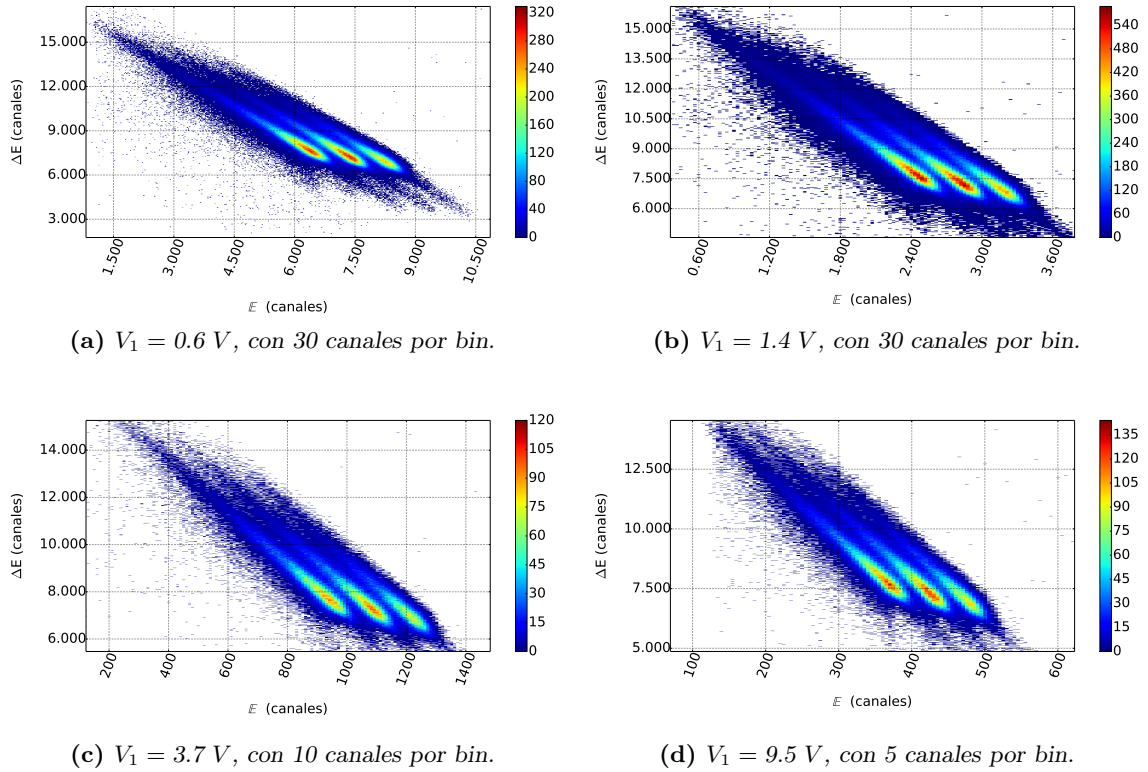


Figura 11: Histogramas 2D sin calibrar, con diferentes bineados. Denotamos por rango de tensión de entrada del canal 1 (correspondiente con el detector $\mathbb{E}$) como V_1 ; el rango de tensión de entrada del canal 0 (correspondiente con el detector ΔE) se mantuvo fijo a 0.6 V .

En la Tabla 3 mostramos las listas de la posición (en canales de energía) de los picos característicos de la triple alfa para cada rango de tensión de entrada, sobre los respectivos histogramas 2D de la Fig. 11. En dicha tabla se aprecia cómo los valores de estos picos disminuyen al aumentar el rango de entrada del canal 1.

$\mathbb{E}(\text{canales})$	$\Delta E(\text{canales})$	$\mathbb{E}(\text{canales})$	$\Delta E(\text{canales})$
6533	7424	2508	7529
7522	6984	2871	7159
8377	6735	3248	6795
(a) Rango Ch1: $V_{pp} = 0.6 \text{ V}$		(b) Rango Ch1: $V_1 = 1.4 \text{ V}$	

$\mathbb{E}(\text{canales})$	$\Delta E(\text{canales})$	$\mathbb{E}(\text{canales})$	$\Delta E(\text{canales})$
970	7459	375	7489
1106	7049	435	7027
1234	6751	481	6818
(c) Rango Ch1: $V_1 = 3.7 \text{ V}$		(d) Rango Ch1: $V_1 = 9.5 \text{ V}$	

Tabla 3: Energía (en canales de energía) de los picos característicos de la fuente triple alfa, para cada rango de tensión de entrada, sobre los respectivos histogramas 2D sin calibrar.

3.1.2. Calibración

Sin ΔE

Para calibrar el detector $\mathbb{E}$ en primer lugar, utilizamos el montaje mostrado en la Fig. 4, sin colocar todavía el detector ΔE . De este modo, obtenemos el histograma azul mostrado en la Fig. 12: aparecen sólo los tres picos correspondientes a las tres energías características de la fuente triple alfa.

Si utilizamos el montaje mostrado en la Fig. 4, sin forzar coincidencia entre ambos detectores, obtendremos el histograma naranja de la Fig. 12. Podemos reconocer seis picos: tres a menor energía y más anchos, y otros tres bien definidos a mayor energía. Los picos de mayor energía se corresponden a partículas alfa que no han pasado por el primer detector¹². Los picos más anchos y superpuestos, con menor energía, se corresponden a partículas alfa que sí atravesaron el detector ΔE .

En la Fig. 12 se muestran los histograma correspondiente al detector $\mathbb{E}$ con la fuente triple-alfa, para 0.6 V de tensión de entrada, con y sin el detector ΔE , en rojo y azul respectivamente. Se puede observar que la presencia del detector ΔE desplaza los picos correspondientes a las energías de la fuente triple alfa uno pocos canales de energía. Este desplazamiento del espectro, en el caso de interponer el detector ΔE , se entiende si tenemos en cuenta que las partículas alfa que contribuyen a esos tres picos pasan con trayectorias rasantes (en la frontera entre el volumen activo y el volumen muerto del detector), y por tanto no depositan toda su energía en el volumen activo del detector $\mathbb{E}$. Si forzamos coincidencia AND en la adquisición del digitalizador, esos eventos no serán guardados en el ordenador.

¹²El área del detector ΔE es menor que la del detector $\mathbb{E}$, algunas partículas alfa con dirección alejada de la perpendicular de los detectores pueden impactar en el detector $\mathbb{E}$ sin haber atravesado antes el detector ΔE

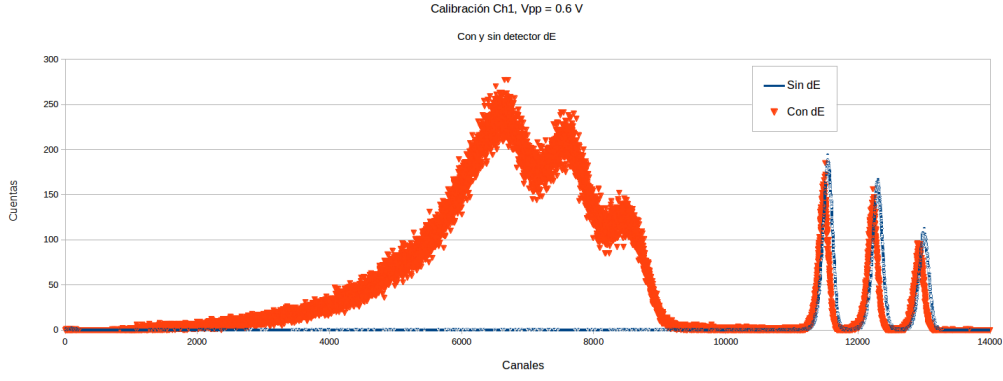


Figura 12: Histograma sin calibrar correspondiente al detector $\mathbb{E}$. En color azul, el histograma correspondiente al montaje sin el detector ΔE , y en color naranja, el histograma correspondiente al montaje con el detector ΔE (pero sin forzar coincidencias entre ellos). El histograma aquí presentado se corresponde con un rango de tensión de entrada de 0.6V en ambos canales entrada del digitalizador.

Para obtener la curva de calibración utilizaremos el histograma azul (montaje sin el detector ΔE). Vamos a suponer que la ecuación que relaciona canales (de energía) del detector $\mathbb{E}$ con la energía es

$$E = a \cdot x + c_x \quad (2)$$

siendo “ E ”, la energía en keV; “ x ”, canales de energía del detector $\mathbb{E}$; “ a ” y “ c_x ” pendiente y ordenada de la calibración, respectivamente.

Mediante un ajuste a gaussiana obtenemos los centroides de los picos del histograma (azul). En la Tabla 4 presentamos los pares de puntos canal-energía, siendo los valores de energía las energías características de la fuente¹³, para cada rango de entrada del canal 1.

x_i (Canales)	$\mathbb{E}$ (keV)	x_i (Canales)	$\mathbb{E}$ (keV)
11543.97	5148.85	4468.73	5148.85
12299.23	5478.38	4760.48	5478.38
12999.69	5794.85	5031.85	5794.85
(a) Rango Ch1: $V_1 = 0.6 V$		(b) Rango Ch1: $V_1 = 1.4 V$	
x_i (Canales)	$\mathbb{E}$ (keV)	x_i (Canales)	$\mathbb{E}$ (keV)
1709.70	5148.85	670.69	5148.85
1821.37	5478.38	714.49	5478.38
1925.10	5794.85	755.16	5794.85
(c) Rango Ch1: $V_1 = 3.7 V$		(d) Rango Ch1: $V_1 = 9.5 V$	

Tabla 4: Puntos para la calibración del detector $\mathbb{E}$.

¹³El vacío de la cámara es suficiente para despreciar el frenado durante la trayectoria antes del impacto sobre el detector.

Podemos determinar la pendiente y ordenada con un ajuste de mínimos cuadrados a los puntos anteriores, para cada rango de tensión del canal de entrada correspondiente al detector $\mathbb{E}$ (canal 1). En la Tabla 5 se indican los valores de estos parámetros y el coeficiente de correlación R .

V_1 (V)	a (keV/canal)	c_x (keV)	R
0.6	0.4437	25.339	0.99995
1.4	1.1470	21.746	0.99996
3.7	2.9985	20.663	0.99995
9.5	7.6461	18.948	0.99995

Tabla 5: Parámetros de la calibración del detector $\mathbb{E}$. Estos parámetros se obtuvieron por ajuste lineal de los puntos de la Tabla 4.

Con ΔE

En una primera parte identificamos la posición de los picos en el histograma bidimensional (Tabla 3), obtenida mediante el montaje completo. La posición de cada pico nos indica la energía, en canales, que depositan las partículas alfa en cada detector. En una segunda parte encontramos la calibración del detector $\mathbb{E}$ (Tabla 5). A partir de dichas tablas, calculamos la energía que depositan las partículas alfa en el detector $\mathbb{E}$ (véase la Tabla 6), para los diferentes rangos de entrada del canal 1.

x_i (Canales)	$\mathbb{E}$ estimada (keV)	x_i (Canales)	$\mathbb{E}$ estimada (keV)
6533	2923.83	2508	2898.32
7522	3362.62	2871	3314.66
8377	3741.96	3248	3747.07
(a) Rango Ch1: $V_1 = 0.6$ V		(b) Rango Ch1: $V_1 = 1.4$ V	
x_i (Canales)	$\mathbb{E}$ estimada (keV)	x_i (Canales)	$\mathbb{E}$ estimada (keV)
970	2929.17	375	2886.23
1106	3336.96	435	3345.00
1234	3720.76	481	3696.72
(c) Rango Ch1: $V_1 = 3.7$ V		(d) Rango Ch1: $V_1 = 9.5$ V	

Tabla 6: Estimación de la energía que depositan las partículas alfa en el detector $\mathbb{E}$, y que han atravesado el detector ΔE previamente. Los canales de energía x_i fueron obtenidos a partir del histograma bidimensional (Tabla 3).

El tercer paso es calibrar el detector ΔE . Para ello, asumimos que la energía depositada en él es la diferencia de la energía característica de la fuente¹⁴ triple alfa, E_0 , y la energía que registra el detector $\mathbb{E}$ (tabla 6), ésto es, $\Delta E = E_0 - \mathbb{E}$.

¹⁴Las energías características de la fuente triple alfa se han especificado en la sección 2.1.1.

Estas diferencias de energía, correspondientes a la energía depositada en ΔE se muestran en la Tabla 7, junto con la posición de los picos obtenidos en el detector ΔE del histograma bidimensional sin calibrar (Tabla 3).

x_i (Canales)	ΔE estimada (keV)
7424	2225.02
6984	2115.76
6735	2052.89

(a) Rango Ch1: $V_1 = 0.6 V$

x_i (Canales)	ΔE estimada (keV)
7529	2250.53
7159	2163.72
6795	2047.78

(b) Rango Ch1: $V_1 = 1.4 V$

x_i (Canales)	ΔE estimada (keV)
7459	2219.68
7049	2141.42
6751	2074.09

(c) Rango Ch1: $V_1 = 3.7 V$

x_i (Canales)	ΔE estimada (keV)
7489	2262.62
7027	2133.38
6818	2098.13

(d) Rango Ch1: $V_1 = 9.5 V$

Tabla 7: Puntos para la calibración del detector ΔE . La energía ha sido estimada a partir de la calibración previa del detector $\mathbb{E}$.

A partir de los puntos canal-energía de la Tabla 7, podemos obtener la calibración del detector ΔE . Si suponemos que la relación energía depositada y el canal siguen una relación lineal, ésto es,

$$E = b \cdot y + c_y \quad (3)$$

siendo “E” la energía, en keV; “y”, canales de energía del detector ΔE ; “b” y “ c_y ” pendiente y ordenada de la calibración, respectivamente. En la tabla 8 se indican los valores de estos parámetros y el coeficiente de correlación R, para cada rango de tensión de entrada del canal 1 (correspondiente al detector $\mathbb{E}$), obtenidos por ajuste de mínimos cuadrados de los puntos canal-energía de la Tabla 7:

V_1 (V)	b (keV/canal)	c_y (keV)	R
0.6	0.24965	371.78	0.99999
1.4	0.27611	176.77	0.99618
3.7	0.20475	694.16	0.99886
9.5	0.25085	380.81	0.99456

Tabla 8: Parámetros de la calibración lineal del detector ΔE . Esta calibración fue obtenida con el montaje experimental dado en la Fig. 4.

3.1.3. Histogramas 2D calibrados

Podemos replotear los histogramas bidimensionales incorporando la calibración que acabamos de hacer.

En la Fig. 13 se presenta el histograma bidimensional, obtenido con un rango de tensión de entrada de 0.6 V para ambos canales del digitalizador. Así mismo, se presentan también los histogramas ampliados y con diferentes bineados¹⁵. Se aprecia que esta configuración puede detectar hasta una energía máxima de 7.5 MeV.

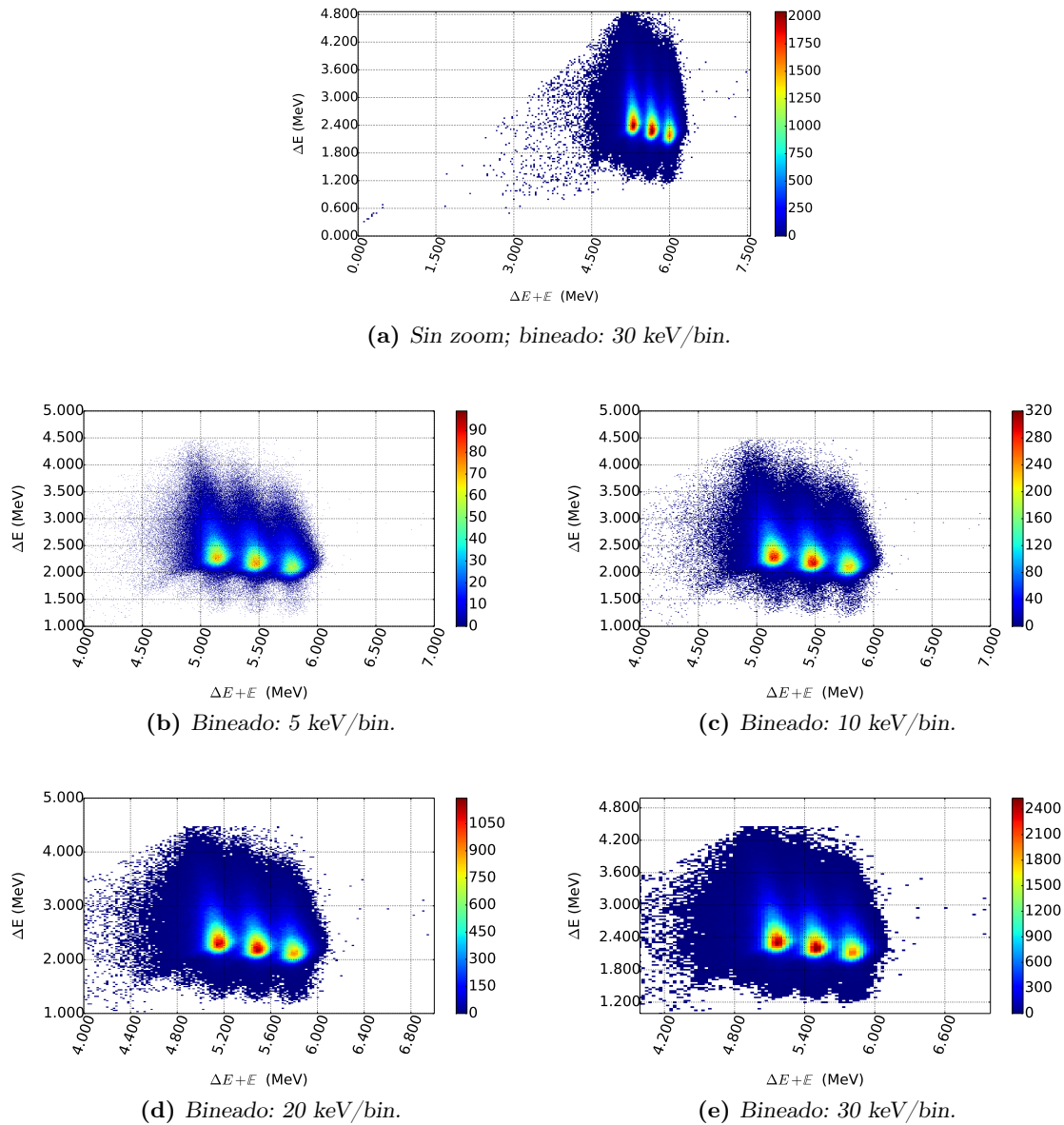


Figura 13: Histogramas 2D calibrados, con diferentes bineados. Rango de entrada 0.6 V para ambos canales.

¹⁵“Bineado 5” significará que el programa agrupará canales de energía de 5 en 5 para formar un bin (si se introduce calibración, agrupará keV de energía de 5 en 5). La imagen de los histogramas sin binear tiene muy poco contraste y no se presenta.

En la Fig. 14 se presenta el histograma bidimensional, obtenido con diferentes rangos de tensión de entrada. El rango de tensión de entrada para canal 1 (correspondiente al detector $\mathbb{E}$) fue de 1.4 V, mientras que se mantuvieron los 0.6 V para canal 0 (correspondiente al detector ΔE). El aumento del rango de tensión de entrada del canal 1 (correspondiente al detector $\mathbb{E}$, eje X en el histograma) se traduce en un valor máximo de energía mayor, y por eso parece que el histograma ha sido plegado hacia la izquierda. Esta configuración permite detectar iones de hasta 20.2 MeV.

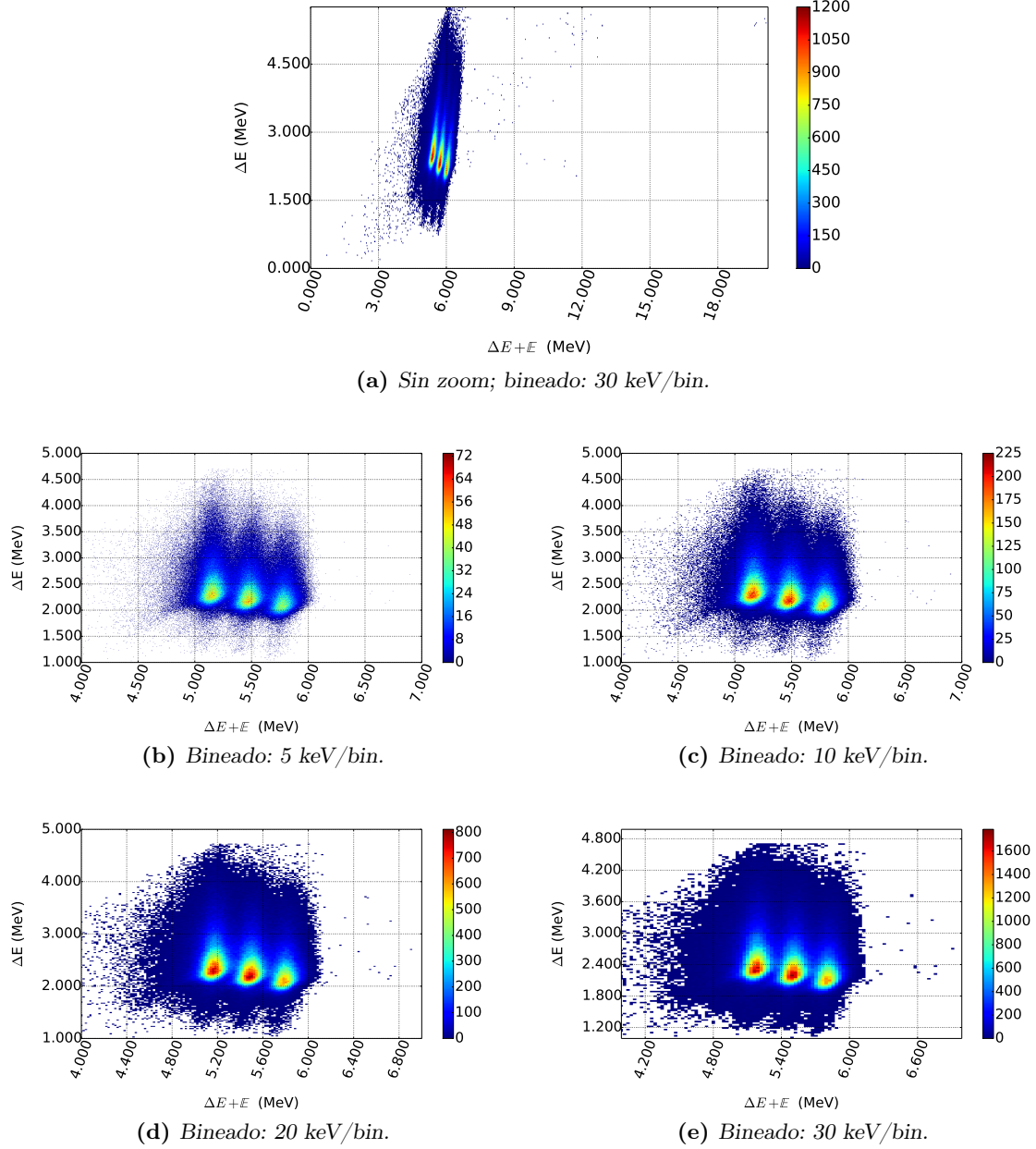
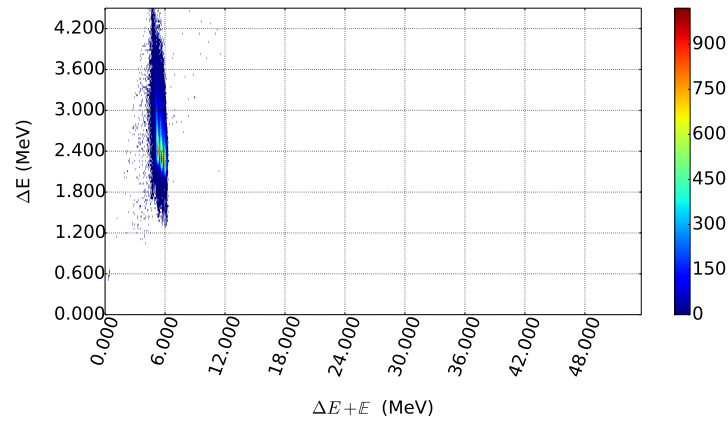
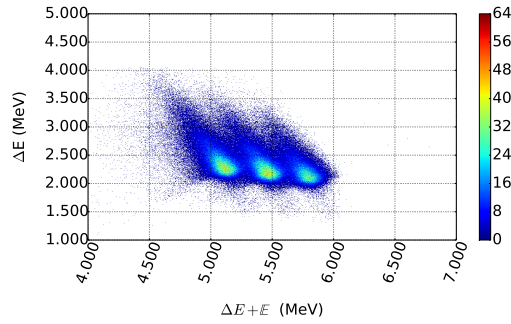


Figura 14: Histogramas 2D calibrados, con diferentes bineados. Rango de entrada 1.4 V para el canal 1 (detector $\mathbb{E}$), 0.6 V para canal 0 (detector ΔE).

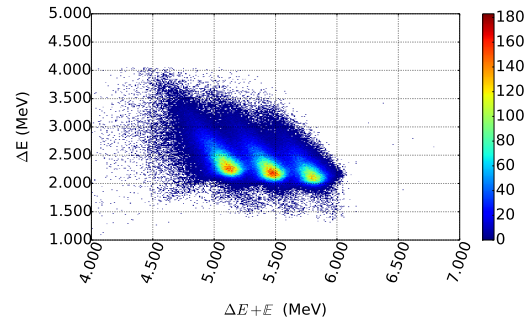
En la Fig. 15 se presentan los histogramas bidimensionales, correspondientes a un rango de tensión de entrada para canal 1 (correspondiente al detector $\mathbb{E}$) de 3.7 V; mientras que se mantuvieron los 0.6 V para canal 0 (correspondiente al detector ΔE). Esta configuración permite llegar a una energía máxima de 53.6 MeV.



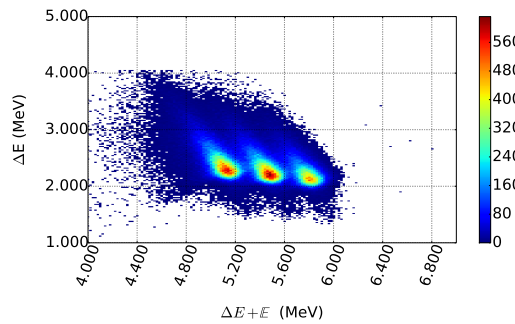
(a) Sin zoom; bineado: 30 keV/bin.



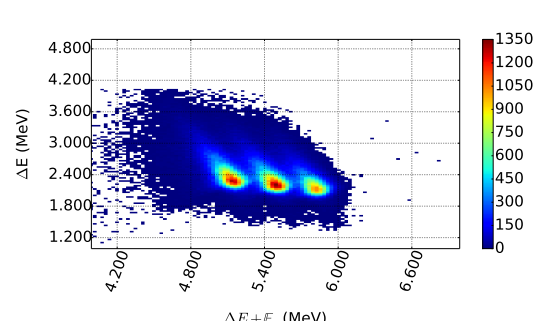
(b) Bineado: 5 keV/bin.



(c) Bineado: 10 keV/bin.



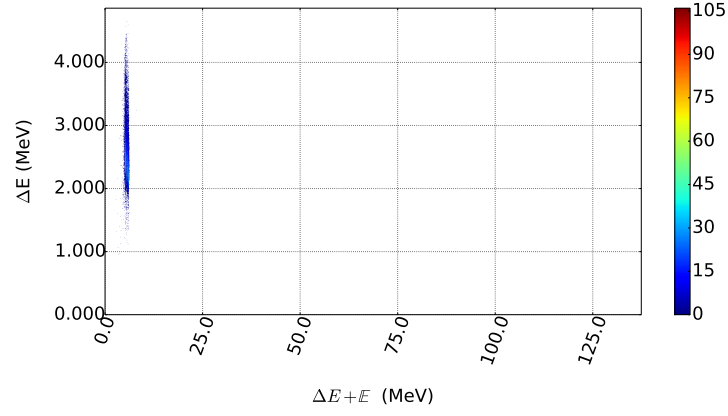
(d) Bineado: 20 keV/bin.



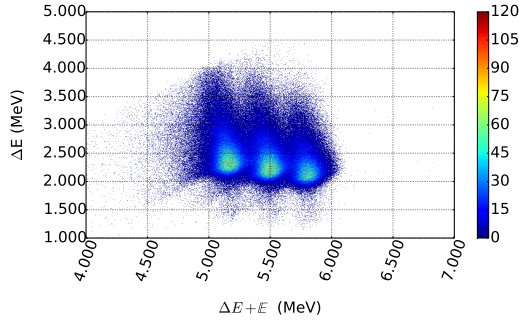
(e) Bineado: 30 keV/bin.

Figura 15: Histogramas 2D calibrados, con diferentes bineados. Rango de entrada 3.7 V para el canal 1 (detector $\mathbb{E}$), 0.6 V para el canal 0 (detector ΔE).

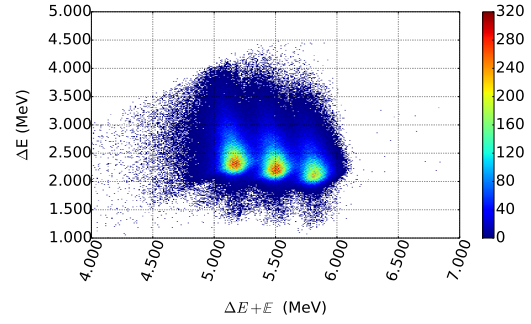
En la figura 16 se presentan los histogramas bidimensionales, correspondientes a un rango de tensión de entrada para canal 1 (correspondiente al detector $\mathbb{E}$) de 9.5 V; mientras que se mantuvieron los 0.6 V para canal 0 (correspondiente al detector ΔE). En esta configuración, la energía máxima que se puede detectar es de 137.5 MeV.



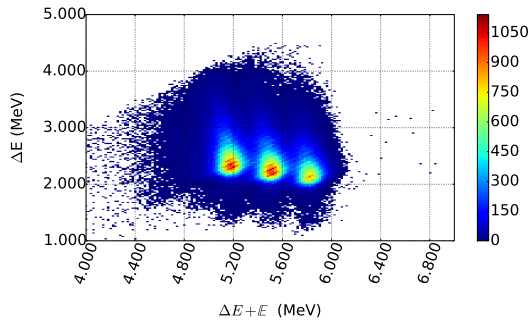
(a) Sin zoom; bineado 30 keV/bin.



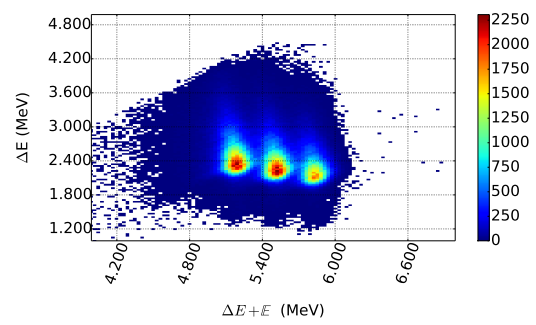
(b) Bineado: 5 keV/bin.



(c) Bineado: 10 keV/bin.



(d) Bineado: 20 keV/bin.



(e) Bineado: 30 keV/bin.

Figura 16: Histogramas 2D calibrados, con diferentes bineados. Rango de entrada 9.5 V para canal 1 (detector $\mathbb{E}$), 0.6 V para canal 0 (detector ΔE).

3.1.4. Resolución del sistema completo ($\Delta E + \mathbb{E}$)

Si proyectamos los histogramas bidimensionales sobre el eje $\Delta E + \mathbb{E}$, y ajustamos los tres picos simultáneamente, obtenemos diferentes FWHM en función del bineado y del rango de entrada. En la Fig. 17 muestra el efecto del bineado sobre la resolución.

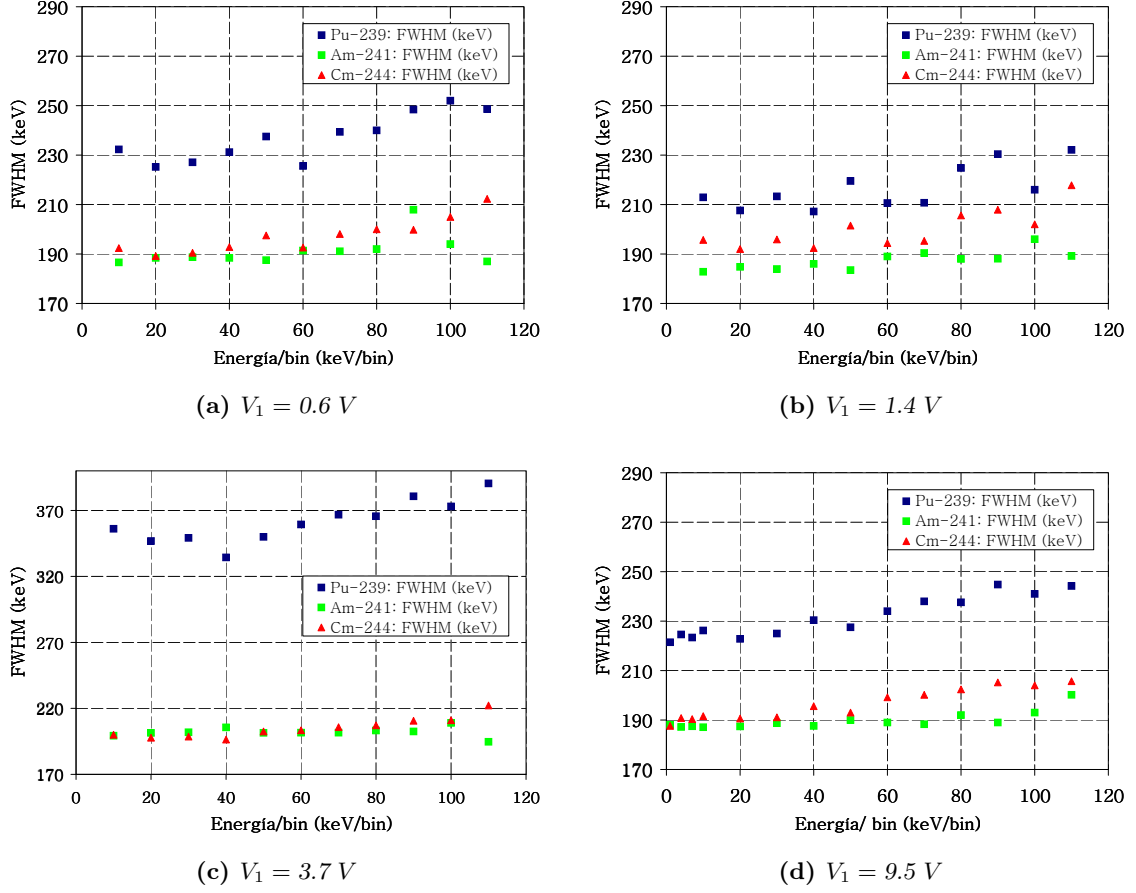


Figura 17: Anchura a media altura en función del bineado, y para diferentes rango de tensión entrada del canal 1 (V_1) correspondiente al detector $\mathbb{E}$. Para bineados mayores de 120 keV/bin no se puede realizar el ajuste a gaussianas porque los histogramas no tienen suficientes puntos.

Como se detalla en [17], si el bineado es menor que la anchura del pico a ajustar no introducirá un error apreciable. Sin embargo, a medida que el bineado (el número de keV por bin) crece, la anchura del pico también aumenta.

Los ajustes se realizaron mediante un ajuste no lineal iterativo, sobre un histograma construido con $5 \cdot 10^5$ eventos, salvo para el caso de la Fig. 17c para el que sólo se disponían de $3 \cdot 10^5$, causando una FWHM para el pico correspondiente al Pu-239 excesivamente grande.

3.2. GEANT4 (laboratorio)

Con la librería para interacciones electromagnéticas *Livermore*, y la geometría del montaje experimental (Tabla 9) se obtienen los resultados mostrados en la Fig. 18. Las librerías de interacciones electromagnéticas permiten la simulación de electrones secundarios de alta energía (algunos keV). Ninguna de las librerías de interacciones electromagnéticas generales incorpora el tratamiento de otros efectos, tales como electrones Auger.

Los resultados de GEANT4 se convolucionaron con una distribución gaussiana, cuya anchura σ fue ajustada de forma que la simulación reprodujera los resultados experimentales. Este valor se mantuvo en las simulaciones para HIE-ISOLDE.

Detector	ΔE	$\mathbb{E}$
Espesor activo (μm)	13.5	300
Capa muerta (μm)	0.1	0.5
Distancia a la fuente (mm)	5	9
Material	Si	Si

Tabla 9: Geometría de los detectores implementada en GEANT4. El espesor de la capa muerta se encuentra tanto en la parte posterior como en la anterior del volumen activo de los detectores.

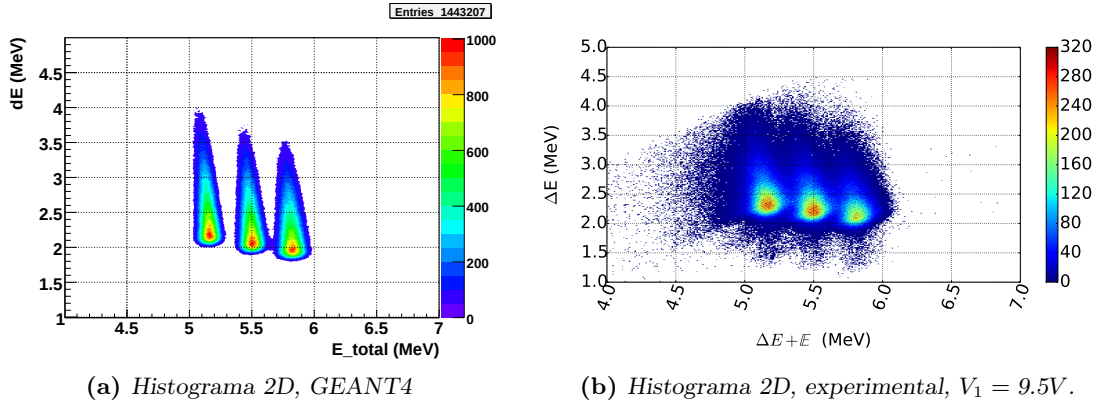


Figura 18: Histogramas bidimensionales: a) se corresponde con la simulación del montaje de laboratorio mediante GEANT4, y presentación de datos con ROOT; b) se corresponde con los datos obtenidos en el laboratorio.

A continuación mostramos los histogramas unidimensionales correspondientes al detector ΔE y la suma de ambos detectores, $\Delta E + E$. En cada histograma presentamos los datos correspondientes a la simulación de GEANT4 (en negro), y los datos experimentales obtenidos en el laboratorio (puntos rojos). Los histogramas tienen un bineado de 10 keV.

En la Fig. 19 representamos los histogramas unidimensionales correspondientes a la energía depositada en el detector ΔE .

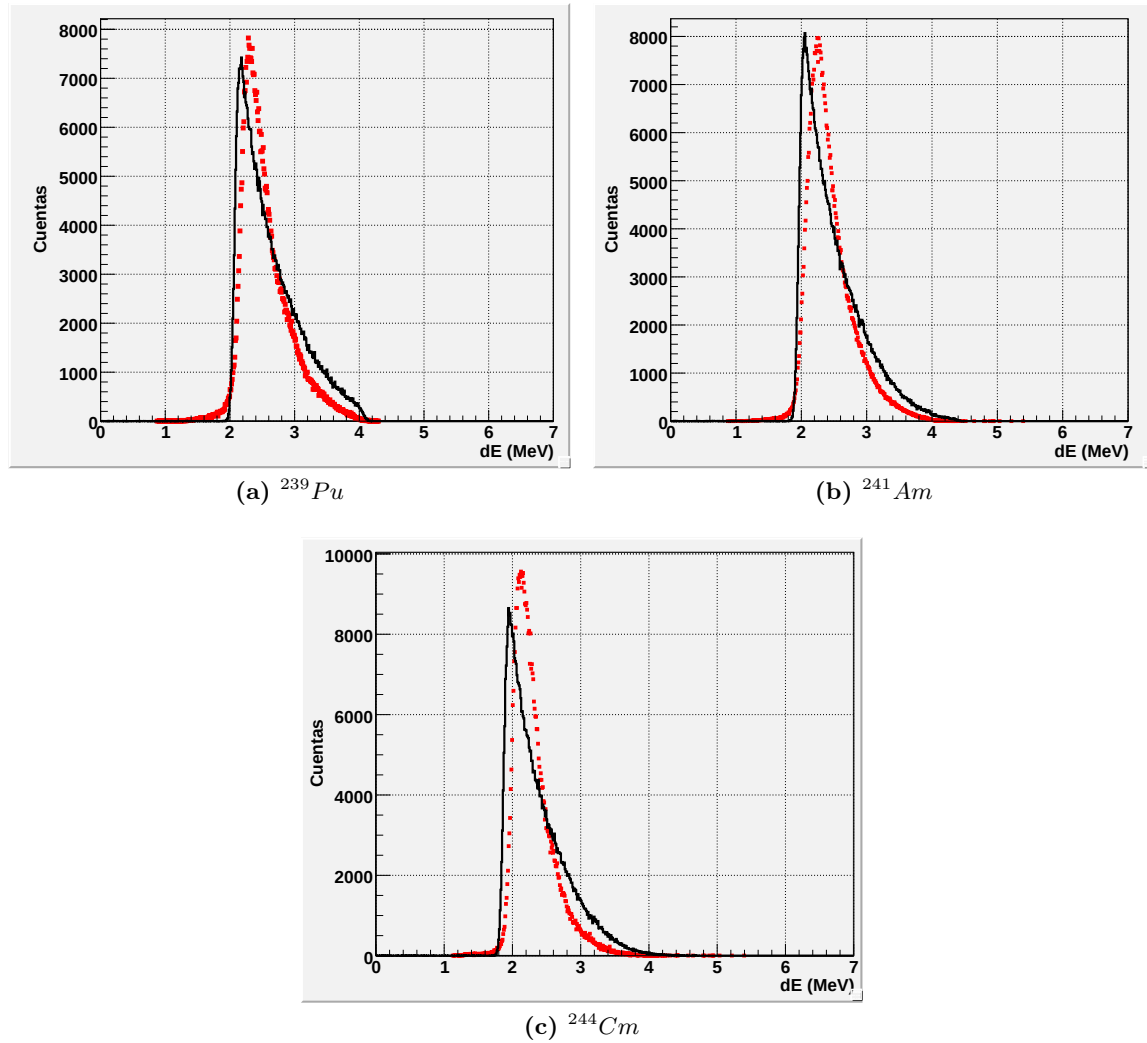


Figura 19: Histograma unidimensional correspondiente a la energía depositada en el detector ΔE . En negro, la simulación de GEANT4, y en rojo los datos experimentales..a) es el histograma correspondiente a partículas alfa del ^{239}Pu , b) a partículas alfa del ^{241}Am , y c) a partículas alfa del ^{244}Cm .

En la Fig. 20 se muestra el histograma unidimensional correspondiente a la energía total depositada en los dos detectores, de forma que la simulación de GEANT4 y los datos experimentales solapen. Por simplicidad se simuló el mismo número de partículas alfa para los tres isótopos, y por ese motivo los picos correspondientes a GEANT4 no coinciden en altura (*cuentas*) con los datos experimentales.

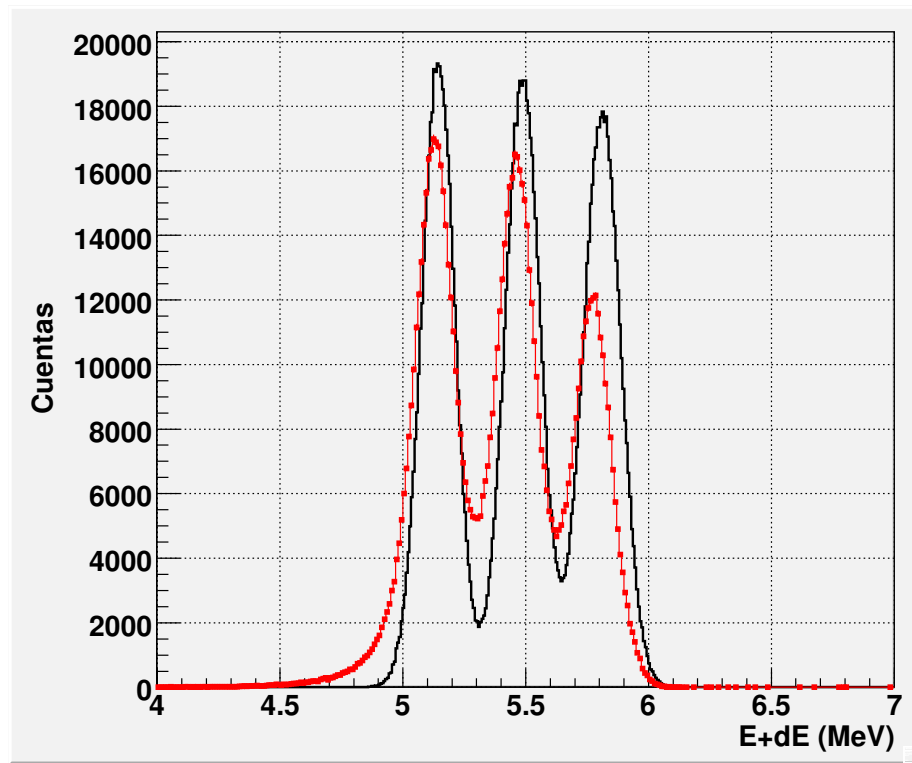


Figura 20: Histograma unidimensional correspondiente a la energía total (suma de la depositada en los dos detectores). En negro, la simulación de GEANT4, y en rojo los datos experimentales.

3.3. GEANT4 (HIE-ISOLDE)

3.3.1. Energía: 5 AMeV

En la Fig. 21 y en la Fig. 22 se muestra el resultado de la simulación de GEANT4 para diferentes isótopos que podrán producirse en HIE-ISOLDE, con energías de 5 AMeV. El perfil de energía de emisión era gaussiano, centrado en 5 AMeV y con una sigma de 0.2 % de la energía nominal.

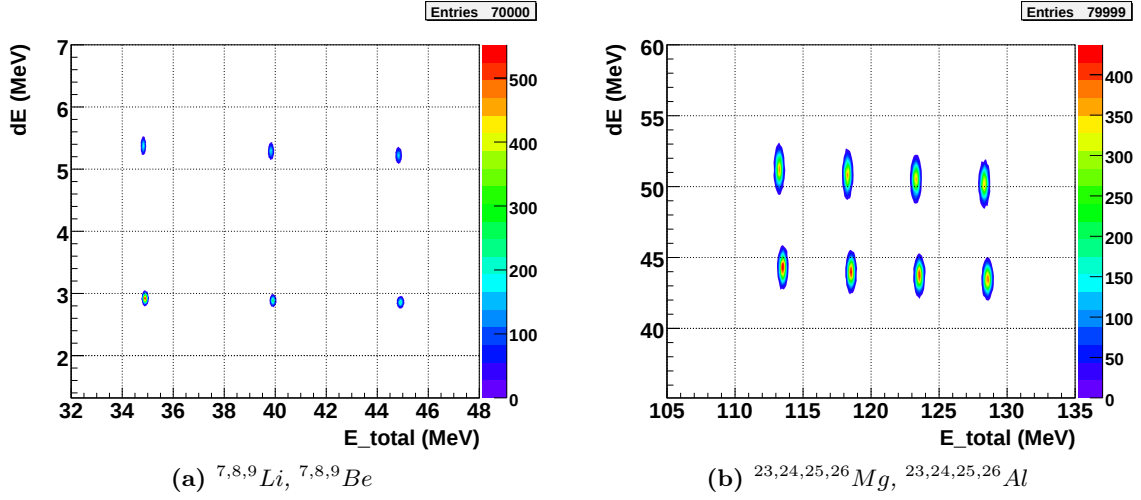


Figura 21: Histogramas 2D para isótopos ligeros de energía 5 AMeV, con ΔE de $30\ \mu\text{m}$ y $\mathbb{E}$ de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.1\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio.

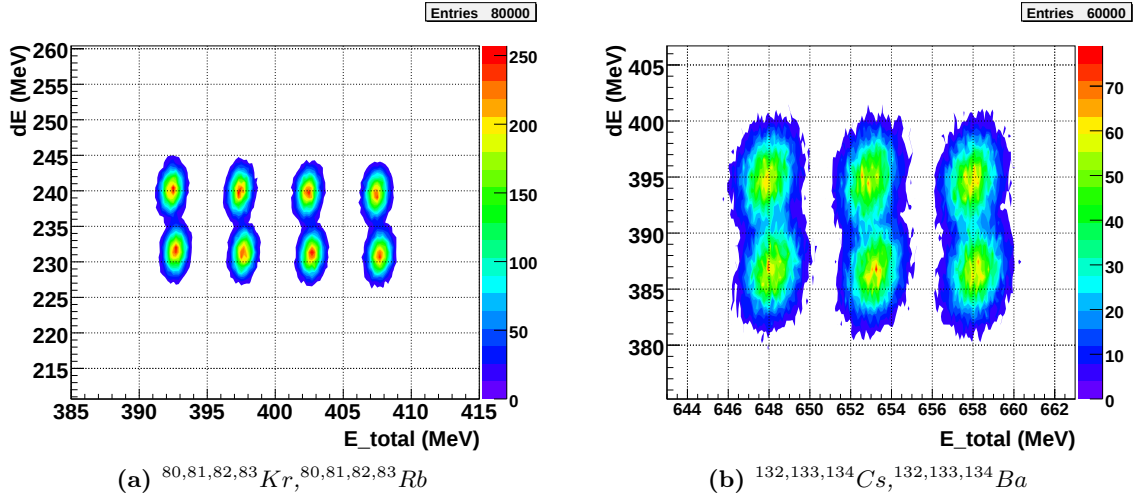


Figura 22: Histogramas 2D para isótopos pesados de energía 5 AMeV, con ΔE de $30\ \mu\text{m}$ y $\mathbb{E}$ de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.1\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio.

Con un detector ΔE más grueso se pueden separar (*resolver*) más los isótopos ligeros, pero se corre el riesgo de frenar completamente los isótopos pesados a energías de 5 AMeV. En la Fig. 23 y en la Fig. 24 se muestra el resultado de la simulación de GEANT4 para diferentes isótopos a 5 AMeV y un detector ΔE más grueso.

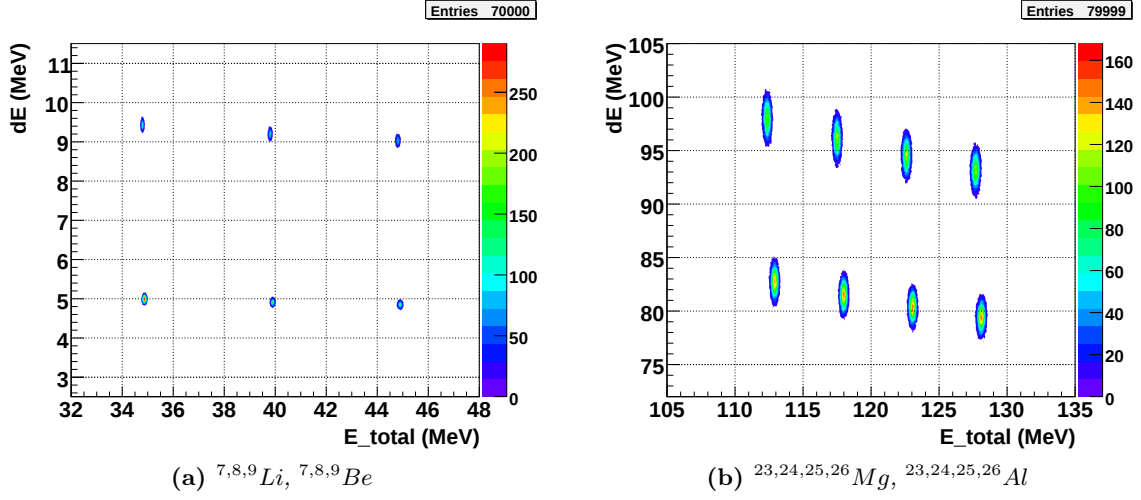


Figura 23: Histogramas 2D para isótopos ligeros de energía 5 AMeV, con ΔE de $50\ \mu\text{m}$ y $\mathbb{E}$ de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.2\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio.

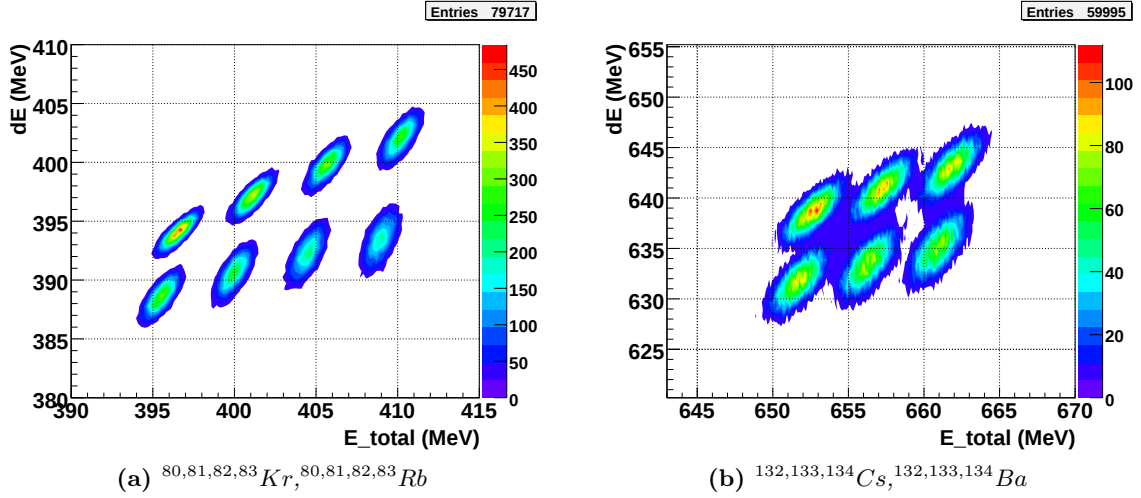


Figura 24: Histogramas 2D para isótopos pesados de energía 5 AMeV, con ΔE de $50\ \mu\text{m}$ y $\mathbb{E}$ de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.2\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio. Nótese que prácticamente depositan su energía en el detector ΔE .

3.3.2. Energía: 10 AMeV

En las Fig. 25 y 26 se muestra el resultado de la simulación de GEANT4 para diferentes isótopos. El perfil de energía de emisión era gaussiano, centrado en 10 AMeV y con una sigma de 0.2% de la energía nominal. La resolución del sistema es la misma que en el apartado anterior.

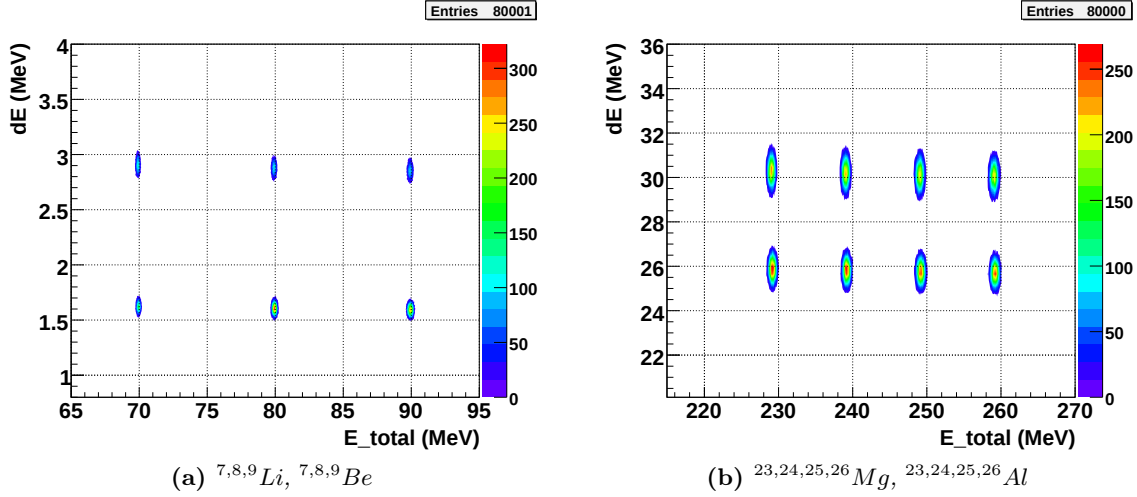


Figura 25: Histogramas 2D para isótopos ligeros de energía 10 AMeV, con ΔE de $30\ \mu\text{m}$ y $\mathbb{E}$ de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.1\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio.

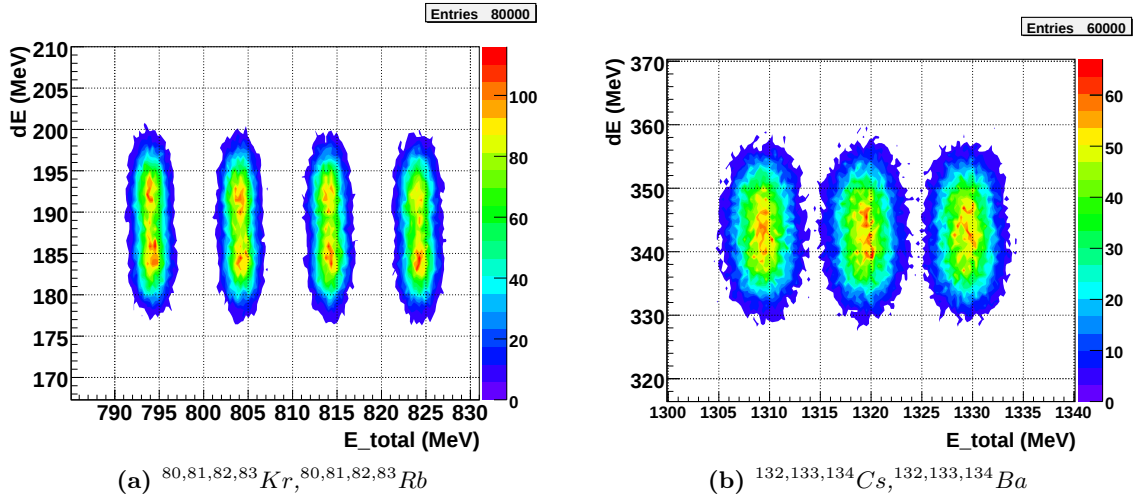


Figura 26: Histogramas 2D para isótopos pesados de energía 10 AMeV, con ΔE de $30\ \mu\text{m}$ y $\mathbb{E}$ de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.1\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio.

El detector ΔE es demasiado fino para poder separar isótopos pesados con energías de 10 AMeV. En las Fig. 27 y 28 se muestra el resultado de la simulación de GEANT4 para diferentes isótopos a 10 AMeV y un detector ΔE más grueso.

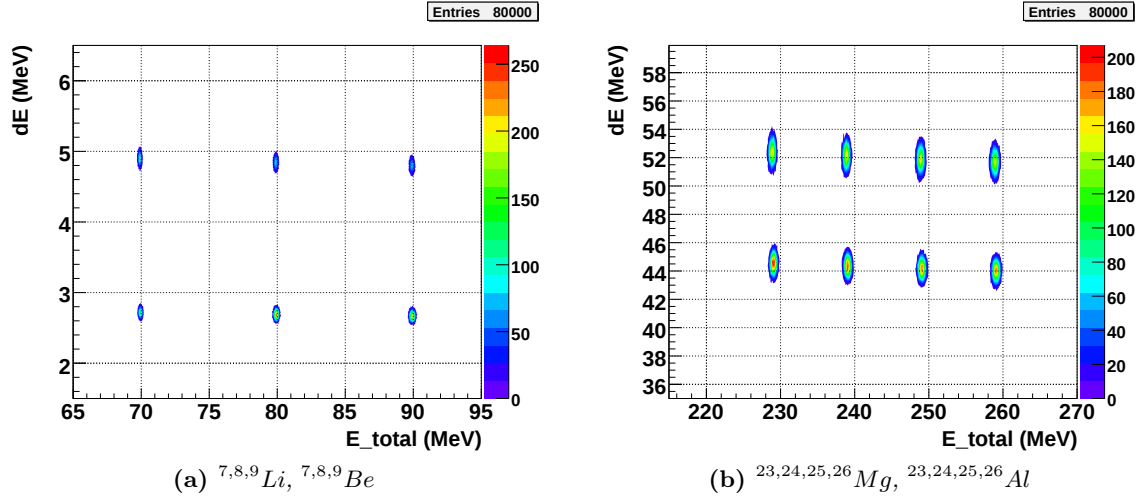


Figura 27: Histogramas 2D para isótopos ligeros de energía 10 AMeV, con ΔE de $50\ \mu\text{m}$ y $\mathbb{E}$ de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.2\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio.

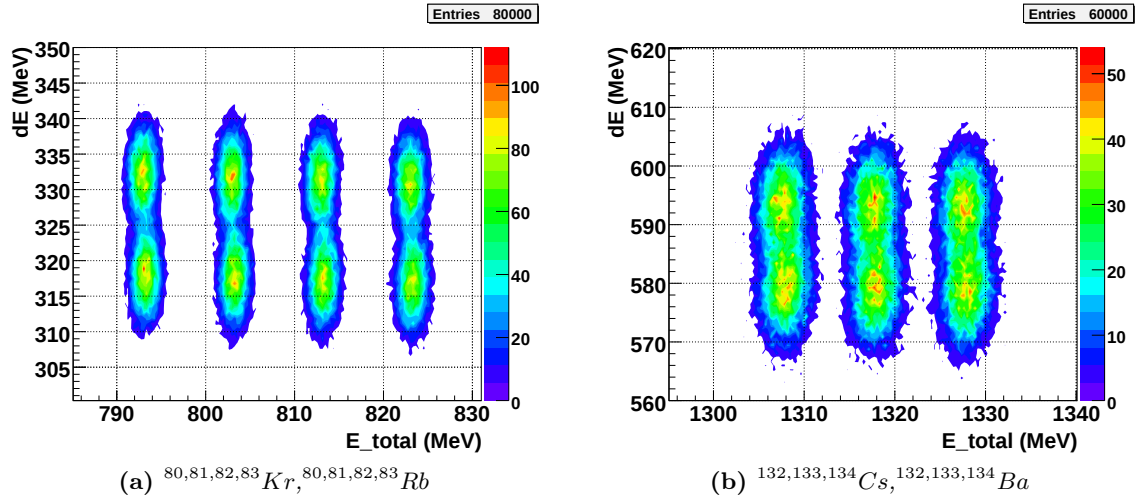


Figura 28: Histogramas 2D para isótopos pesados @10 AMeV, con ΔE de $50\ \mu\text{m}$ y $\mathbb{E}$ de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.2\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio.

Con un detector ΔE aun más grueso se pueden separar más los isótopos pesados de 10 AMeV, como puede verse en la Fig. 29.

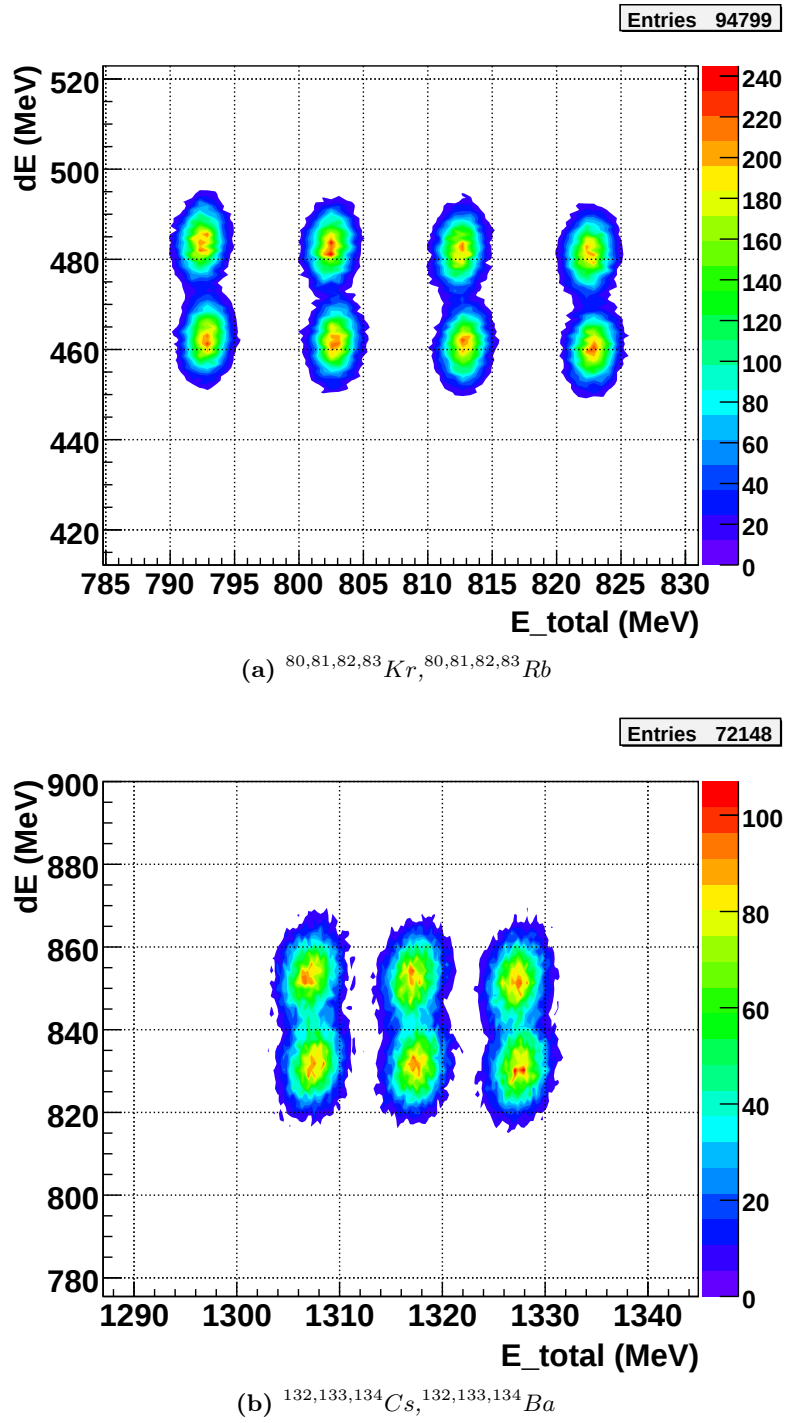


Figura 29: Histogramas 2D para isótopos pesados de energía 10 AMeV, con ΔE de $70\ \mu\text{m}$ y E de $800\ \mu\text{m}$, con una capa muerta de $0.2\ \mu\text{m}$ y $0.8\ \mu\text{m}$ respectivamente, ambos de silicio.

4. Conclusión

4.1. Medidas de laboratorio, fuente triple alfa.

1. La simulación con GEANT4 del montaje de laboratorio y los resultados experimentales encajan dentro de los intervalos de confianza, como demuestran los histogramas unidimensionales de la Fig. 19 y la Fig. 20. Las diferencias entre los resultados de la simulación y experimentales son explicadas por algunas hipótesis iniciales:
 - a) Capa muerta: Aunque en la simulación de GEANT4 se incluyó la capa muerta, su espesor fue un valor estimado (se tomó $0.1 \mu m$). El espesor total ($13.7 \mu m$) fue calculado a partir de la fórmula de Bethe-Bloch (los cálculos están detallados en el anexo 5.1.1).
 - b) Resolución y energía: en la simulación se implementó una relación entre la resolución del detector y la energía del tipo $FWHM \propto \sqrt{E}$. Esta relación es demasiado simple y no explica los resultados experimentales, como puede verse en los histogramas unidimensionales de la Fig. 19 y la Fig. 20, y en el cálculo de los anexos 5.1.3 y 5.1.4 .
 - c) Altura picos: la altura de los tres picos es aproximadamente la misma en la simulación, a diferencia del histograma experimental. Ésto se debe a que en la simulación se lanzaron el mismo número de partículas alfa de cada isótopo; sin embargo, la actividad de cada isótopo de la fuente triple alfa usada en el laboratorio no es la misma para los tres isótopos.

A pesar de todo, la simulación Monte Carlo es una buena primera aproximación al comportamiento del sistema de detección, permitiendo el estudio y diseño de un potencial telescopio de silicio para diagnóstico de haz en HIE-ISOLDE.

2. Así mismo, la prueba en el laboratorio permitió comprobar que el digitalizador CAEN DT5780[9] y los preamplificadores Mesytec MPR-1-Si[12] forman un sistema autónomo funcional. La resolución temporal y en energía de este sistema lo convierte en candidato ideal para el sistema automático de diagnóstico *on-line* de haz que se necesita implementar en la futura instalación HIE-ISOLDE.
3. El programa de desarrollo dedicado puede procesar hasta $2 \cdot 10^5$ eventos por segundo. El bineado y la frecuencia de muestreo del histograma bidimensional disminuirán la velocidad del programa. El bineado sólo empeorará la resolución del sistema cuando sea comparable con la resolución del propio sistema (ésto es, del orden de 100 keV/bin). Por ello, se recomienda un bineado tan alto como sea posible, para permitir máxima velocidad al programa de desarrollo dedicado, pero teniendo en cuenta que sea menor que la resolución del sistema a la energía a la que se usa. Para mayor detalle sobre la velocidad del programa de diseño dedicado véase la sección 5.4.1; en el apartado 3.1.4 se presentan los resultados sobre el error introducido al binear.
4. Según la calibración obtenida en el apartado 3.1.2, podemos llegar en el detector $\mathbb{E}$ a 7.5, 20.2, 53.6 y 137.5 MeV para los rangos de tensión de entrada en el digitalizador 0.6, 1.4, 3.7, 9.5 V, respectivamente. El canal correspondiente al detector ΔE tuvo siempre 0.6 V de tensión de rango de entrada, así que sólo podemos hablar de una energía máxima, en torno a 5 MeV. Como se apunta en el apartado 3.1.4, la resolución para los diferentes rangos es muy similar.

Por todo ésto, para el empleo de este sistema en la futura instalación HIE-ISOLDE, se recomienda el uso de diferentes detectores ΔE y el mayor rango de entrada posible

(9.5 V) para trabajar con el detector $\mathbb{E}$, de modo que se puedan detectar iones con energías máximas de 137 MeV.

Sin embargo, la energía de final de escala podría multiplicarse por cinco mediante la ganancia extra del preamplificador: en todas las medidas el conmutador estaba seleccionado en x5, es decir, amplificaba la salida cinco veces sobre la ganancia nominal de preamplificación.

5. Por otro lado, habría que tener en cuenta si existen iones cuyo rango en silicio sea mayor que la profundidad de los detectores, y puedan llegar a atravesarlos sin haber depositado en ellos toda su energía: si disparamos protones con más de 30 MeV hacia nuestro telescopio de 513 μm de silicio, lo podrían atravesar (dependiendo del ángulo) y la energía depositada en los detectores no permitiría identificar a la partícula. Para identificar partículas cuyo rango sea mayor que la profundidad de los detectores pueden hacerse varias medidas, variando la profundidad de la zona de carga espacial, y deducir a partir de ello la partícula que los atravesó.
6. Además, si la carga del ión es muy alta encontramos efectos no lineales en el detector ΔE , conocidos como “defecto de altura”, y que habría que tener en cuenta en su calibración.

4.2. Simulación futura instalación HIE-ISOLDE

4.2.1. GEANT4

En base a la simulación (Fig. 21 y Fig. 22), la resolución de energía de nuestro sistema, y la dispersión de energía del haz que hemos supuesto (0.2 % de la energía nominal), concluimos que con el par de detectores ΔE de 30 μm y $\mathbb{E}$ de 800 μm podemos cubrir todo el rango de isótopos con energías de 5 AMeV, e isótopos ligeros con energías de 10 AMeV.

Para separar isótopos pesados con energías de 10 AMeV se necesitará un detector ΔE de al menos 50 μm . Sin embargo, con un detector ΔE más grueso, se corre el riesgo de frenar completamente los isótopos pesados a energías de 5 AMeV.

Con todo, un telescopio que disponga de detectores ΔE de diferentes espesores (30 μm y 50 μm como mínimo) podrá identificar los núcleos que forman el haz.

4.2.2. Otras consideraciones

Durante el funcionamiento se deberán tener en cuenta los siguientes puntos.

- Colimador y rejilla: es necesario disminuir el flujo de partículas que llega al detector [18].
- Haces de iones radiactivos: pueden implantarse núcleos radiactivos en el sistema (colimador, rejilla, detectores), y sus emisiones contribuirán al ruido de fondo.
- Electrones Secundarios (ES): los ES son aquellos arrancados del detector ΔE por el haz incidente. La distribución angular y el espectro de energía de estos electrones depende de la energía y tipo de haz. En general, la mayoría de los ES tienen baja energía (menos de 10 eV), y una pequeña fracción tendrá energía del orden de keV [19]. Pueden llegar al detector $\mathbb{E}$ e influir en el ruido (y en su resolución). Podemos

minimizar su efecto si disponemos los detectores de forma que los ES encuentren un potencial eléctrico creciente que los repela: la cara posterior del detector ΔE debe estar a mayor potencial que la cara anterior del detector $\mathbb{E}$. La alimentación de los detectores puede cumplir este papel.

- Fondo debido a las cavidades de radiofrecuencia: el campo eléctrico puede ser suficientemente intenso para generar un flujo de electrones y rayos X detectable en el telescopio. Este flujo podría causar un fondo significativo, siendo especialmente problemático para haces de baja intensidad. El uso de cuadrupolos eléctricos tras las cavidades puede reducir este flujo de electrones [19].

Anexos

5.1. Detectores de silicio

Del detector ΔE , de desarrollo no comercial, sólo tenemos datos relativos a su geometría: tiene un área activa de 1 cm^2 y polarizado tiene una profundidad de $13.7 \mu\text{m}$ (véase el anexo 5.1.1 para más detalles sobre su cálculo).

El detector $\mathbb{E}$, de la serie de detectores “Ultra alpha detectors”, tiene un área activa de 3 cm^2 , y una profundidad de zona activa de $500 \mu\text{m}$. En la hoja de especificaciones técnica se dice que debería tener una corriente de fuga de 0.5 mA en su polarización correcta.

La respuesta de un detector de silicio puede ser modelada como una fuente ideal de corriente: la salida es un pico de corriente de 50 ns de anchura (tiempo de subida de aproximadamente 30 ns) y amplitud $I_{pp} < 1 \text{ nA}$. El ajuste de los parámetros del digitalizador depende de la forma temporal de la señal del detector y de I_{pp} .

Los detectores que se usarán en el CERN deberán ser más gruesos, como se desprende de las simulaciones de GEANT4 mostradas en la sección 3.3. Comercialmente encontramos montajes prefabricados de detectores de diferentes grosores y soportes. En la Fig. 30 se muestran algunos ejemplos de estos montajes de detectores en configuración de telescopio.

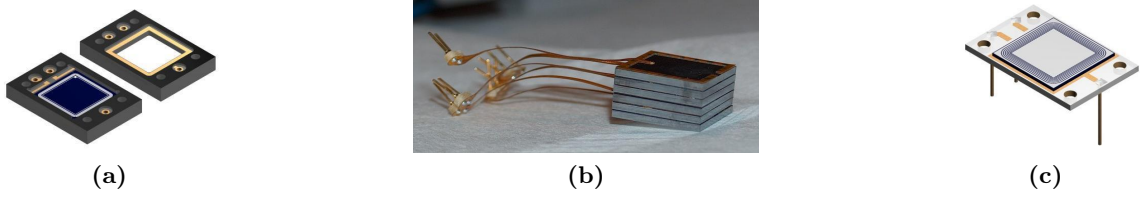


Figura 30: Diferentes soportes para detectores planos: en 30a el soporte es de FR4 y permite agrupar detectores en modo telescopio de forma compacta; en 30b el soporte es de kapton y permite una distancia mínima de $120 \mu\text{m}$; en 30c el soporte es de cerámica, útil para ambientes de ultra-alto vacío. Ejemplos tomados de [20].

5.1.1. Espesor del detector ΔE .

La fórmula de Bethe da el poder de frenado de una partícula en función de su velocidad v y carga z , desplazándose por un material con una densidad electrónica n y un potencial de excitación medio I ; en el Sistema Internacional de Unidades se escribe como:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{n z^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (4)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, ϵ_0 la permitividad eléctrica del vacío, $\beta = \frac{v}{c}$, e y m_e la carga y la masa del electrón en reposo respectivamente.

Debido a que la energía de las partículas alfa es suficientemente baja, el inverso del poder de frenado puede aproximarse por una relación lineal con la energía. En la Fig. 31 se muestran los datos del poder de frenado de partículas alfa en silicio, obtenidos de [11], y el ajuste lineal correspondiente.

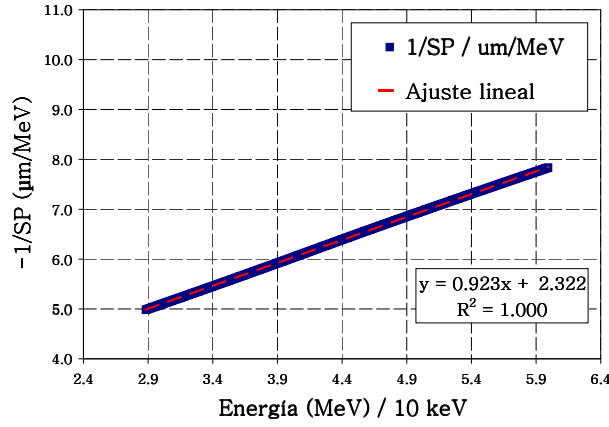


Figura 31: Relación entre el inverso del poder de frenado y la energía. Mediante un ajuste lineal por mínimos cuadrados obtenemos que la pendiente tiene un valor $m = 0.923 \mu\text{m}/\text{MeV}^2$, y la ordenada $n = 2.322 \mu\text{m}/\text{MeV}$.

La fórmula de Bethe depende de la velocidad; sin embargo, al utilizar la energía en vez de la velocidad en dicha fórmula, estamos haciendo que las constantes de proporcionalidad engloben a la carga (y la masa) de la partícula que se frena. Por tanto, el valor de la pendiente y ordenada del ajuste mostrado en la Fig. 31 será válido para las partículas alfa, pero no para otros iones.

Integrando el inverso del poder de frenado, llegamos a la ecuación que relaciona el espesor w , y la energía inicial y final¹⁶, E_0 y E_f respectivamente, de la partícula alfa incidente:

$$\int_0^w dx = \int_{E_0}^{E_f} \frac{-1}{SP(E | m, Z)} dE = \int_{E_f}^{E_0} (m \cdot E + n) dE \quad (5)$$

Operando llegamos a la expresión final:

$$w = \frac{1}{2}m(E_0^2 - E_f^2) + n(E_0 - E_f) \quad (6)$$

En la Tabla 10 se muestran los espesores obtenidos para cada configuración, y para cada energía característica de la fuente radiactiva triple alfa. El valor promedio de todos los valores es de $\langle w \rangle = 13.697 \mu\text{m}$.

V_{pp} canal entrada 1		0.6 V	1.4 V	3.7 V	9.5 V
Pu-239	Espesor (μm)	13.457	13.585	13.430	13.645
Am-241	Espesor (μm)	13.546	13.806	13.685	13.642
Cm-244	Espesor (μm)	13.803	13.774	13.925	14.064

Tabla 10: Espesores del detector ΔE obtenidos por frenado de las partículas alfa, según energía característica y tensión del canal de entrada 1. El error debido a la interpolación del inverso del poder de frenado es $0.006 \mu\text{m}$ en todos los casos; de haber tenido en cuenta la calibración como fuente de error, esta magnitud tendría un valor mayor.

¹⁶La energía final de la partícula alfa es registrada por el detector $\mathbb{E}$. El detector $\mathbb{E}$ fue conectado durante todas las medidas al canal de entrada 1 del digitalizador.

5.1.2. Disposición de telescopio.

Con un solo detector semiconductor no podemos identificar la carga y la masa de una *misma* partícula. Sin embargo, sí se puede identificar la carga y masa de una partícula mediante dos detectores dispuestos consecutivamente, de forma que el primero deje pasar a todas las partículas y el segundo las frene completamente. La pérdida de energía en el primer detector será característica de la carga y la velocidad de la partícula incidente, según la fórmula de Bethe-Bloch.

5.1.3. Resolución del detector $\mathbb{E}$.

A partir de la calibración del detector $\mathbb{E}$, y mediante un ajuste a distribuciones gaussianas del histograma sin el detector ΔE (Fig. 12), se obtiene la anchura de los respectivos picos. Para las tres energías obtenemos una anchura a media altura de unos 80 keV, como puede verse en la Fig. 32. Esta resolución será menor que la del mismo detector en el telescopio: el hecho de que las partículas tengan que atravesar primero el detector ΔE introducirá una dispersión en energía que aumentará la anchura de los picos (bajará su resolución).

En general, la anchura de los picos depende de la cantidad de carga liberada por la partícula en el volumen activo del detector semiconductor, de los procesos de recolección de carga (proceso de formación de la señal), y del sistema de preamplificación y adquisición. Entre los procesos que aumentan la anchura de los picos son el ruido y el uso previo del detector.

Nuestras medidas están sujetas a un quinto efecto: las partículas alfa de cada isótopo se emiten a diferentes energías discretas, muy próximas entre ellas (decenas de keV), y con diferentes intensidades. Dado que la resolución de nuestro sistema no es suficiente para separarlas encontramos un solo pico (para cada isótopo), y su anchura es mayor que la resolución real de nuestro sistema.

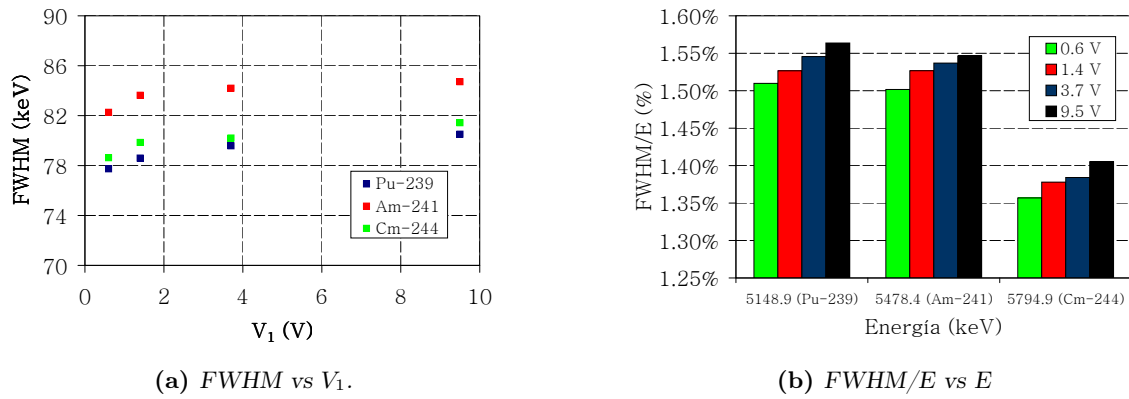


Figura 32: Anchura a media altura, para cada rango de tensión de entrada del digitalizador (V_1) e isótopo.

5.1.4. Resolución del detector ΔE .

El rango de frenado de las partículas alfa de la fuente radiactiva es mayor que el espesor del detector ΔE . Por este motivo, la resolución del detector no puede calcularse directamente.

Sin embargo, sí podemos estimar una “resolución efectiva” del detector a partir de un ajuste de los histogramas experimentales, presentados en la Fig. 19.

5.1.4.1. Modelo teórico El poder de frenado (o *stopping power*, en adelante denotado por SP) viene dado por la fórmula de Bethe-Bloch,

$$SP(E | m, Z) = -\frac{dE}{dx} \quad (7)$$

Las partículas alfa de la fuente radiactiva tienen una energía suficientemente baja como para aproximar el poder de frenado como

$$SP(E | m, Z) = \frac{\lambda}{E} \quad (8)$$

con λ una constante que engloba la carga y la masa de las partículas alfa, y otras constantes que aparecen en la fórmula completa.

Por otro lado, de la definición de poder de frenado dada en la ecuación (7), podemos relacionar la distancia recorrida por las partículas alfa en el interior del detector con la energía que depositan:

$$SP(E | m, Z) = -\frac{dE}{dx} \implies dx = \frac{-1}{SP(E | m, Z)} dE \quad (9)$$

Integrando ambos miembros de la ecuación llegamos a

$$\int_0^l dx = \int_{E_0}^{E_f} \frac{-1}{SP(E | m, Z)} dE \quad (10)$$

con E_0 la energía con la que inciden las partículas alfa, E_f la energía con la que salen del detector, y l el camino recorrido en su interior. Como se puede ver en la Fig. 33, el camino recorrido está relacionado con el ángulo de incidencia:

$$l = \frac{w}{\cos \theta} \quad (11)$$

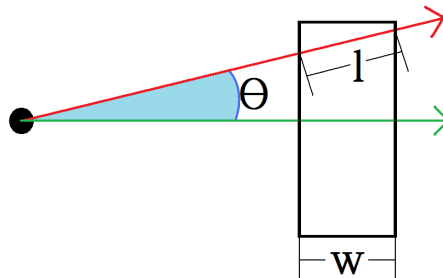


Figura 33: Esquema de la trayectoria de las partículas alfa (en el esquema se denota por l) en función del ángulo de incidencia θ . Con la letra w se denota al espesor.

Por otro lado, si tenemos en cuenta que $SP(E | m, Z) = \lambda/E$, la ecuación (10) se resuelve como:

$$\frac{w}{\cos \theta} = \frac{1}{2\lambda}(E_0^2 - E_f^2) \implies \tilde{\lambda} \cos \theta = E_0^2 - E_f^2(\theta) \quad (12)$$

Recordamos que E_f es la energía con la que las partículas alfa salen del detector ΔE y llegan al detector $\mathbb{E}$. Dado que queremos reconstruir el histograma del detector ΔE tenemos que sustituir E_f por $E_0 - \Delta E$.

$$\frac{\tilde{\lambda}}{\cos \theta} = E_0^2 - (E_0 - \Delta E)^2 \implies \Delta E(\theta) = E_0 - \sqrt{E_0^2 - \frac{\tilde{\lambda}}{\cos \theta}} \quad (13)$$

La constante $\tilde{\lambda}$ se deduce de los parámetros de entrada E_0 y $\Delta E(\theta = 0)$. Estos dos parámetros de entrada se encuentran en la Tabla 1 y Tabla 7 respectivamente.

$$\tilde{\lambda} = E_0^2 - (E_0 - \Delta E(\theta = 0))^2 \quad (14)$$

5.1.4.2. Simulación La fuente radiactiva no estaba colimada, así que supondremos que la emisión de partículas alfa fue isótropa. La simulación consistió en varios pasos:

1. Generar 10^7 ángulos θ . Cada ángulo identifica la trayectoria de una partícula alfa.
2. Calcular la energía depositada en el detector ΔE mediante la ecuación (13) por cada partícula alfa.
3. Convolucionar con una gaussiana. Su anchura σ es el parámetro que determinará la resolución efectiva del detector.
4. Histogramar con el mismo bineado tanto los datos experimentales como los del modelo. Los resultados mostrados se obtuvieron con 10 keV/bin.
5. Normalizar cuentas (al número máximo de cuentas por bin).
6. Ajustar por mínimos cuadrados: la anchura σ que buscamos hace mínima la suma de los residuos al cuadrado.

5.1.4.3. Resultados En la Fig. 34 presentamos los resultados de la simulación.

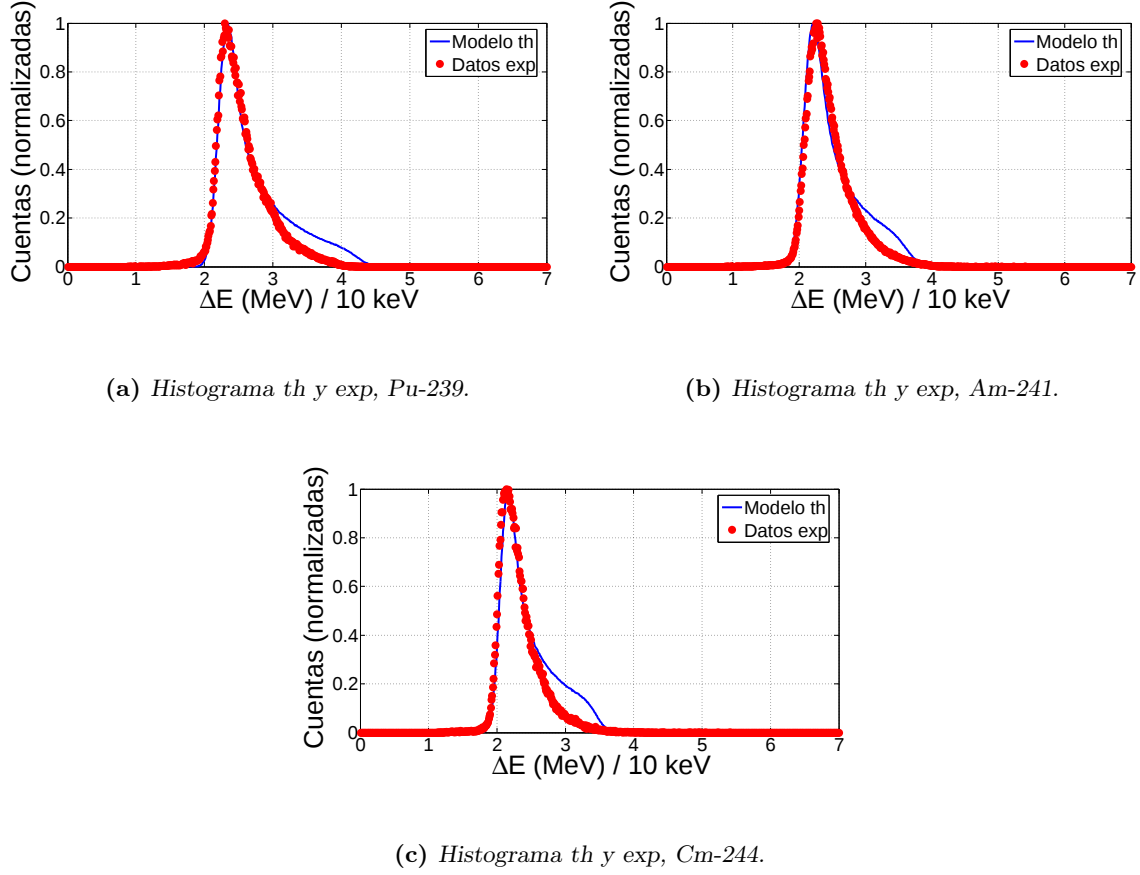


Figura 34: Histogramas de la energía depositada en el detector ΔE , según el modelo y el experimento.

Cada isótopo emite a una energía promedio característica, y con una cierta dispersión en energía. Esta dispersión se ve reflejada en las “resoluciones efectivas” que se obtienen mediante este modelo. El pico correspondiente al Pu-239 tiene una FWHM de 173 keV, al Am-241 una FWHM de 194 keV, y al Cm-244 una FWHM de 155 keV. Recordemos que estas resoluciones no se corresponden a ajustar los histogramas a gaussianas, sino al modelo teórico y a una convolución con una gaussiana de esa anchura a media altura.

El modelo falla a una energía de 3 MeV aproximadamente. Ésto puede deberse a diferentes motivos, como que la trayectoria real de las partículas alfa no es rectilínea para ángulos de incidencia grandes, y que hemos supuesto que la fuente es puntual y centrada con respecto al eje de simetría del telescopio.

5.2. Preamplificadores

Para intentar caracterizar la señal del detector, en tensión y no en corriente, aprovechamos la salida de *Current* (véase la Fig. 36): el condensador en serie elimina el DC, y junto con la resistencia de entrada del osciloscopio se comporta como un circuito convertidor corriente-tensión.

En la Fig. 35 puede observarse la señal del detector $\mathbb{E}$ tras pasar por el preamplificador MPR-1-Si. El tiempo de subida de la salida de un preamplificador estará limitado por la velocidad del detector o la velocidad del preamplificador, dependiendo cuál sea menor. En los casos donde el tiempo de subida del pulso esté limitado por la velocidad del preamplificador, el tiempo de subida tiene una relación lineal con la capacidad parásita de entrada. Esta capacitancia de entrada será la suma de la capacidad de entrada del preamplificador y de la capacitancia de los cables que van del detector al preamplificador; por este motivo se recomienda usar cables cortos.

En dicha imagen se puede observar un tiempo de subida de unos 90 ns, por lo que la duración del pulso de corriente del detector es menor que esa cantidad. La salida característica de este preamplificador tiene un tiempo de caída de 100 μs .

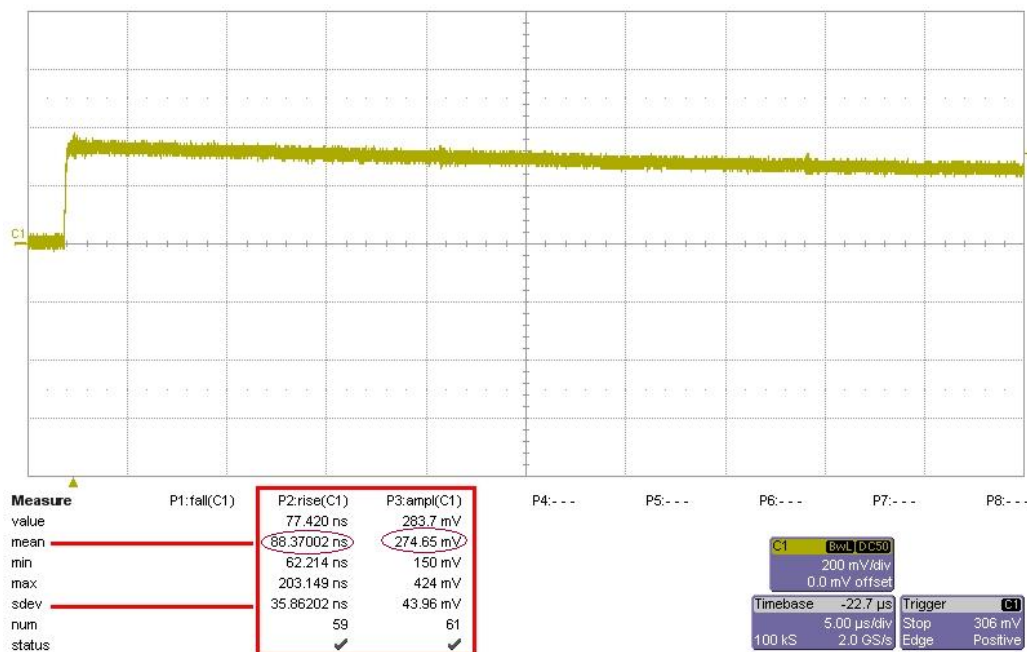


Figura 35: Salida del preamplificador MPR-1-Si correspondiente al detector $\mathbb{E}$ y fuente triple alfa, visualizada mediante el osciloscopio Wavepro 7100A, LeCroy. El osciloscopio incorpora funciones que nos dan tiempo de subida y bajada.

5.2.1. Filtro

Los detectores de semiconductor utilizan la misma línea de transmisión para ser polarizados y para transmitir la carga recolectada. Por este motivo, se necesita de un filtro como el de la Fig. 36, que separe la tensión de polarización (*detector bias*) de la corriente debida a la recolección de carga en el detector.

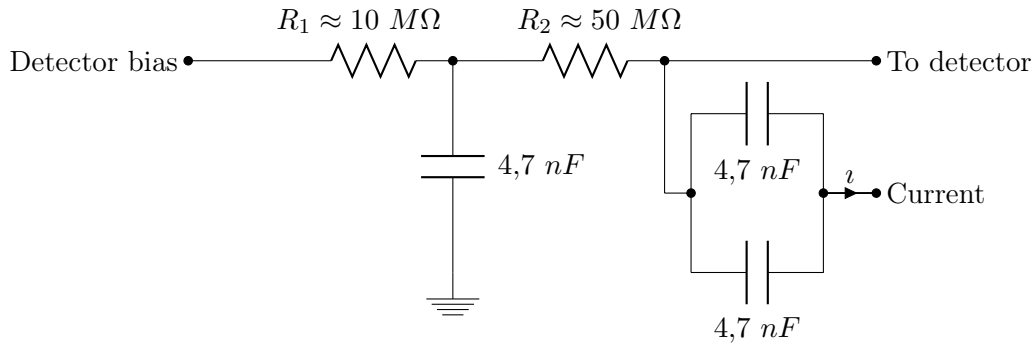


Figura 36: Este filtro separa el pulso de corriente, generado al ser atravesado por una partícula ionizante, de la corriente continua (*detector bias*). El circuito de preamplificado continua a partir del nodo de *Current*. Este filtro en concreto se encuentra en el preamplificador MPR-1-Si.

5.2.2. Acople de impedancias.

Existen dos estándares de mayor uso en cuanto a las impedancias de entrada/salida: alta impedancia (idealmente infinita), y el estandar de $50\ \Omega$.

Todos los cables del laboratorio siguen el estandar de $50\ \Omega$, así como la impedancia de salida del preamplificador MPR-1-Si. Sin embargo, el digitalizador DT5780 tiene una impedancia de entrada de $1000\ \Omega$. Para disminuir las reflexiones hubo que disminuir la impedancia de entrada del digitalizador añadiendo una resistencia en paralelo de $50\ \Omega$, como puede verse en el esquema de la Fig. 37.

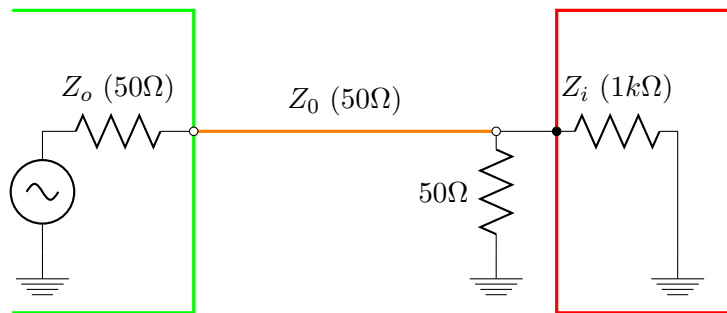


Figura 37: Para evitar reflexiones a lo largo de la línea de transmisión entre el preamplificador (verde) y el digitalizador (rojo), la impedancia del cable (naranja) y las impedancias de entrada y salida deben ser todas iguales.

5.2.3. HIE-ISOLDE

Los preamplificadores MPR-1-Si permiten elegir una ganancia extra de x5 sobre la ganancia nominal, de forma que son más versátiles que los ORTEC 142PC, de ganancia fija. Por este motivo, son buenos candidatos para ser usados en HIE-ISOLDE con iones de mayor energía.

5.3. Digitalizador CAEN DT 5780

5.3.1. Funcionamiento

El principio de funcionamiento es el siguiente: la señal que llega al digitalizador es muestreada y cuantificada con 14 bits por el ADC cada 10 ns. Los valores digitales de las muestras se guardan en una memoria de acceso rápido (*memoria caché*). En caso de que el trigger se dispare y se valide (se auto-validará cuando el valor de una muestra sea mayor que el umbral¹⁷), la FPGA toma un cierto número de muestras anteriores temporalmente (el número de muestras se conoce como pretrigger) y un cierto número de muestras posteriores al trigger. A partir de estas muestras, la FPGA amplifica y conforma trapezoidalmente la señal, y actúa de TTF (*Timing and Trigger Filter*), generando un valor del registro de tiempo y valor de carga (en relación lineal con la altura de la señal del preamplificador).

TTF (*Trigger and Timing Filter*) es el equivalente digital a un filtro analógico¹⁸ RC- $(CR)^2$; primero integra la señal, para eliminar el ruido de alta frecuencia, y luego deriva dos veces para obtener la derivada numérica. Cuando la derivada numérica pase por cero (*zero-crossing*) indicará que la señal ha pasado por el máximo y generará un registro de tiempo.

El conformado de la señal se hace digitalmente (a partir de la señal muestreada) mediante un filtro trapezoidal. A partir de la señal de larga duración del preamplificador (100 μs en el caso de los preamplificadores MPR-1-Si) se obtiene un trapecio de menor duración (entre 2 y 5 μs), cuya altura es proporcional a la amplitud de dicha señal. Mediante diferentes parámetros puede controlarse el tiempo de conformado (a mayor tiempo de conformado mayor tiempo muerto) y su tiempo de subida/bajada, así como otras propiedades del filtrado y tratamiento de la señal. En la Fig. 38 se detalla de forma gráfica el modo de actuar del filtro trapezoidal.

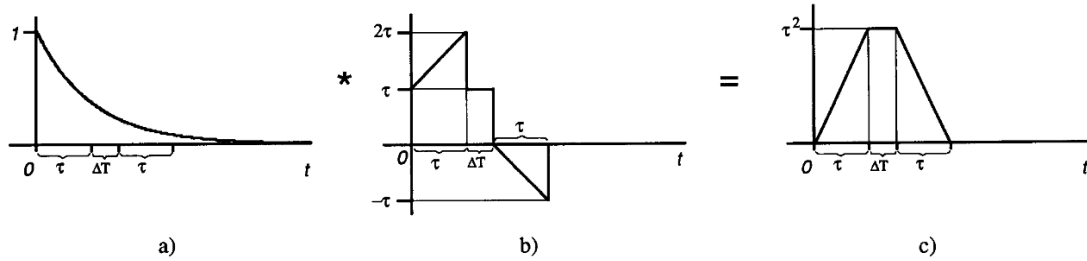


Figura 38: La señal del preamplificador decae exponencialmente, figura 38.a). El resultado de deconvolucionarlo con la función que aparece en 38.b) es un trapecio, figura 38.c). [21].

Una vez que se ha realizado el filtrado trapezoidal, la energía de la partícula detectada sigue una relación lineal con la altura del trapecio con respecto a su línea base. Este valor puede ser guardado en la memoria del digitalizador, y transmitido al ordenador para ser almacenado. La memoria reservada para las muestras temporales de la señal se refresca cada poco tiempo para minimizar el flujo de datos del digitalizador al ordenador. Ésto, junto con el bloque del digitalizador que resuelve el solapamiento entre dos eventos consecutivos permite mayor velocidad de adquisición. Una velocidad de adquisición alta es uno de los requisitos del sistema de diagnóstico de haz para HIE-ISOLDE.

¹⁷El umbral de ruido se ajusta empíricamente.

¹⁸Un filtro RC-CR en diseño analógico es un filtro paso-banda: elimina el ruido de alta y baja frecuencia

5.3.2. Parámetros

Los parámetros más importantes del digitalizador CAEN DI5780 son:

- “Decimator”: magnitud que puede tomar los valores (1, 2, 4, 8). Es el valor por el que se divide la frecuencia de muestreo. En caso de señales lentas y baja tasa de partículas, puede tomarse un valor mayor que la unidad.
- Baseline restorer: calcula la línea de base unos puntos antes del zero-crossing. El DPP-PHA tiene como salida la diferencia de altura entre la línea de base y el máximo del trapecio.
- “Base line mean”: número de muestras que tomará para calcular la línea base de la señal del TTF.
- “DC - offset”: offset antes de muestrear. Puede tomar valores $\pm 50\%$ respecto del rango de tensión de entrada.
- “Input digital gain”: añade una ganancia a la señal muestreada a la salida del ADC. En combinación con Decimator, mejora la resolución.
- “Threshold”: umbral para la señal de TTF, que arma y dispara el trigger.
- “Smoothing factor”: indica el número de muestras que se usarán en la ventana de tiempo del integrador/filtro paso baja/circuito RC del TTF. Permite eliminar el ruido de alta frecuencia.
- “Delay”: es el número de muestras que retrocede para calcular la derivada numérica de una muestra dada. Para encontrar el óptimo se recomienda empezar con el valor de Rise time de la señal de entrada, y cambiarlo hasta que la señal TTF tenga la amplitud máxima.
- “Hold off”: tiempo que espera antes de validar el siguiente trigger.
- “Decay time”: es el equivalente digital de calibrar la cancelación de polo cero en la cadena analógica.
- “Rise time”: tiempo de subida del trapecio. El concepto es similar al tiempo de conformado en la cadena analógica. Es el valor τ en la Fig. 38. El tiempo muerto del digitalizador será el tiempo de conformado, dado por el *Rise time*, más el tiempo de espera hasta el siguiente trigger, dado por el *Hold off*.
- “Flat top”: es un concepto similar al anterior. En la figura 38 es el parámetro $\Delta\tau$.
- “Trapezoidal gain”: valor por el que se multiplica la escala del filtro trapezoidal.
- “Peaking delay”: es el tiempo que espera para tomar el valor de la altura del trapecio, desde el paso por cero de la señal TTF.

Las medidas que se utilizaron para construir los histogramas presentados en el apartado de resultados fueron tomadas con los siguientes valores de estos parámetros:

Detector	ΔE		$\mathbb{E}$		
Rango de tensión de entrada (V)	0.6	0.6	1.4	3.7	9.5
DC offset (%)	27	35	35	35	37
Digital gain	1	1	1	1	1
threshold (LSB)	1600	1000	400	50	119
smoothing factor	8	8	8	8	8
delay (ns)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
hold-off (μs)	2	2	2	2	2
decay time (μs)	100	100	100	100	100
rise time (μs)	1	1	1	1	1
flat top (μs)	0.5	0.9	0.9	0.9	0.9
baseline mean (<i>samples</i>)	256	256	256	256	256
peaking delay (μs)	0.4	0.5	0.5	0.5	0.5
peak mean (<i>samples</i>)	16	16	16	16	16
baseline holdoff (μs)	2	2	2	2	2
peakhold off (μs)	2	2	2	2	2

Tabla 11: Parámetros del digitalizador usados para las medidas. Los parámetros correspondientes al detector ΔE (canal 0) fueron fijos para todas las medidas.

5.4. Otros métodos de calibración

Si suponemos que la relación canal-energía es lineal, bastarán haces de partículas monoenergéticas con 4 energías conocidas para calibrar el histograma bidimensional. Se necesitarán al menos cuatro puntos para determinar las cuatro incógnitas de la calibración: pendiente y ordenada de la calibración lineal canal-energía del detector $\mathbb{E}$, y pendiente y ordenada de la calibración lineal canal-energía del detector ΔE .

Si la energía depositada en el detector ΔE , $ax + c_x$, donde x es el canal en el que se centra la distribución de eventos, más la energía depositada en el detector $\mathbb{E}$, $by + c_y$, donde y es el canal en el que se centra la distribución de eventos, debe ser igual a la energía de la partículas del haz monoenergético, E , podemos escribir que

$$\underbrace{ax + c_x}_{\mathbb{E}} + \underbrace{by + c_y}_{\Delta E} = E \quad (15)$$

Si tenemos haces monoenergéticos a diferentes energías E_i , las distribuciones de eventos aparecerán centradas en (x_i, y_i) , y podemos generalizar la expresión anterior

$$\underbrace{ax_i + c_x}_{\mathbb{E}} + \underbrace{by_i + c_y}_{\Delta E} = E_i \quad (16)$$

Para determinar los parámetros de la calibración (a, b, c_x, c_y) necesitaremos al menos cuatro puntos $\{(x_i, y_i)\}_{i=1}^4$ en el histograma bidimensional (haces monoenergéticos a cuatro energías diferentes). Si calibramos con más puntos, el sistema de ecuaciones probablemente será incompatible: para determinar los parámetros de calibración necesitaremos recurrir a algún método estadístico (algoritmo de Levenberg-Marquadt, método de máxima verosimilitud, etc).

Este método incluye los efectos de la capa muerta sobre la energía final en la propia calibración. En nuestro caso, la capa muerta de ambos detectores era del orden de decenas de nanómetros, valor despreciable frente al espesor del detector ΔE .

5.4.1. Velocidad del programa de desarrollo dedicado

El bineado puede influir en la resolución, pero también en la velocidad del programa de desarrollo dedicado. En la Fig. 39 se muestra la velocidad de ejecución de nuestro programa, con ficheros correspondientes a diferentes condiciones experimentales.

Se observa una dependencia logarítmica de la velocidad de ploteado en función del bineado. El valor al que parecen converger está limitado por la propia acción de plotear: en todos los casos re-plotea cada 10^5 eventos leídos, salvo para el caso en que se indica entre paréntesis en la leyenda. Así mismo se puede ver que aunque leer en binario y convertirlo a entero sea mucho más rápido que leer ASCII y convertirlo a entero, el factor limitante es el la propia acción de plotear. El caso de la tanda Triplealfa 012 se puede entender si tenemos en cuenta la cantidad total de eventos es la mitad que en el resto.

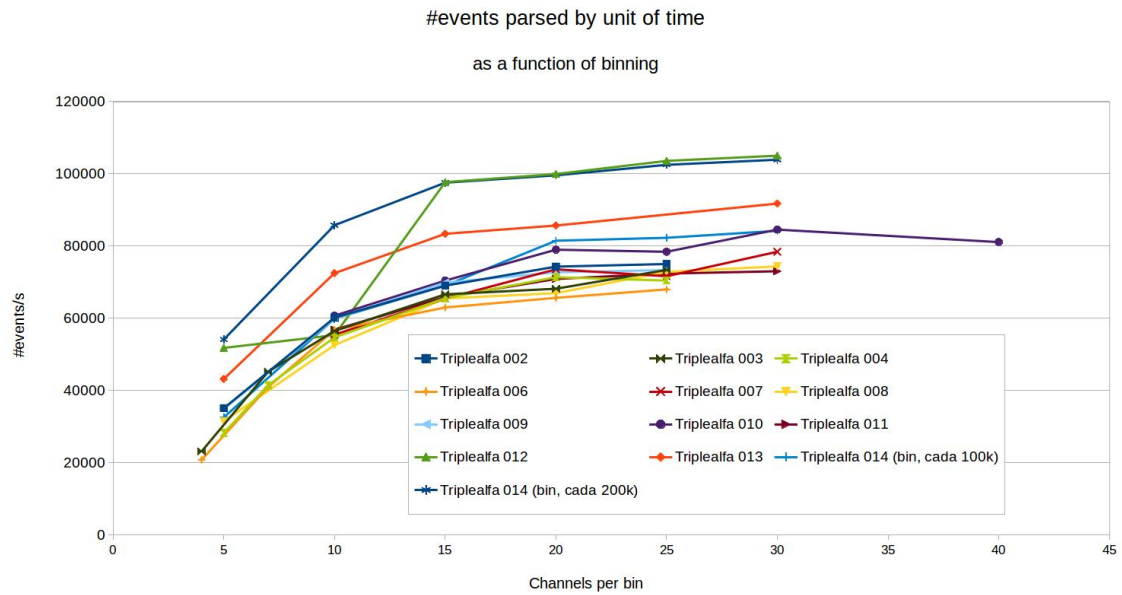


Figura 39: Velocidad del programa, en función del bineado.

Bibliografía

- [1] Instalación ISOLDE (*Isotope Separator On-Line*), en el CERN (“Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire”, actualmente “Organización Europea para la investigación nuclear”). Web oficial: <http://isolde.web.cern.ch/>
- [2] REXTRAP: trampa de Penning para agrupar los iones en paquetes. Web oficial: <http://rex-isolde.web.cern.ch/rextrap>
- [3] F. Wenander et al., *REXEBIS - the electron beam ion source for the REX-ISOLDE project*. CERN-OPEN-2000-320. <https://cds.cern.ch/record/478399/files/open-2000-320.pdf>
- [4] Instalación HIE-ISOLDE, CERN. Web oficial: <https://hie-isolde.web.cern.ch/hie-isolde/>
- [5] M. Pasini - SC UPGRADE OF ISOLDE.
- [6] Jose Alberto Rodriguez, BE-OP-PSB (x167538). 73rd ISOLDE Collaboration Committee meeting - 2015/06/30.
- [7] E.D. Cantero, E. Bravin, M. A. Fraser, D. Lanaia, A. Sosa, D. Voulot, F. Zocca. Energy and time of flight measurements of REX-ISOLDE stable beams using Si detectors. HIE-ISOLDE-Project-Note-0039. CERN.
- [8] Instituto de Estructura de la Materia, IEM, CSIC (Madrid, España). Web oficial: <http://www.iem.csic.es>
- [9] CAEN, DT5780 Digital MCA, CAEN S.p.A. Manual oficial: <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=64&idmod=756#>
- [10] GEANT4 (GEometry ANd Tracking): conjunto de herramientas para la simulación del paso de partículas a través de la materia. Web oficial: <http://www.geant4.org>
- [11] Aplicación ASTAR del NIST (National Institute of Standards and Technology). <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html>
- [12] MESYTEC, MPR-1-Si. Manual oficial: <http://www.mesytec.com/datasheets/MPR-1.pdf>
- [13] ORTEC[®], 142PC, preamplificador para Proportional Counters. Manual oficial: <http://www.ortec-online.com/download/142PC.pdf>
- [14] R. B. Firestone. Table of Isotopes. Eight Edition. Volume II.
- [15] B. Blanc, B. Maaraoui. *Endianness, or Where is Byte 0?*. <http://3bc.bertrand-blanc.com/endianness05.pdf>
- [16] ROOT: infraestructura digital para análisis de datos desarrollado en el CERN. Web oficial: <https://root.cern.ch>
- [17] ORTEC[®]. Application Note AP58. Páginas 6 y 7. <http://nusim.servebbs.org/WebPT/ORTEC/application-notes/application-notes.htm>
- [18] F. Zocca, M.A. Fraser, E. Bravin, M. Pasini, D. Voulot, F. Wenander. Development of a Silicon Detector Monitor for the HIE-ISOLDE Superconducting Upgrade of the REX-ISOLDE Linac. HIE-ISOLDE-Project-Note-0008. CERN.

- [19] K. Kruglov, L. Weissman, P. Van den Bergh, M. Huyse, P. Van Duppen. A beam diagnostic system for REX-ISOLDE. Nuclear Physics A 701 (2002) 193c-198c.
- [20] Micron. Catálogo de detectores de silicio (2015). <http://www.micronsemiconductor.co.uk/pdf/cat.pdf>
- [21] V. Jordanov, G. Knoll, Digital synthesis of pulse shapes in real time for high resolution radiation spectroscopy. Nuclear instruments and Methods in Physics Research A 345(2):337-345.

