

CARACTERIZACIÓN DE UN CONTADOR PROPORCIONAL DE SIMETRÍA CILÍNDRICA

CARRERA: ESPECIALIZACIÓN EN RADIOQUÍMICA Y
APLICACIONES NUCLEARES

B.Sc. Bladimir Lenis Gil

Lic. Pablo Arenillas

Director

Lic. Mario Pablo Rossi

Co-director

Diciembre de 2016



UNSAM

UNIVERSIDAD
NACIONAL DE
SAN MARTÍN

A mi familia...

mi madre *Bertilda*

mi padre *Luis Angel*

mis hermanos *Luis Alberto* y *Jhon Jairo*

y especialmente a la memoria de mi abuela "*Trina*".

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de figuras	vii
Índice de tablas	ix
Índice de símbolos	xi
Resumen	xiii
Abstract	xv
1. Introducción	1
2. Decaimiento Radiactivo	5
2.1. Ley de decaimiento radioactivo	5
2.2. Tipos de decaimiento	7
2.2.1. Decaimiento alfa	7
2.2.2. Decaimiento beta	9
2.2.3. Emisión gamma y conversión interna	11
3. Interacción de partículas cargadas con la materia	13
3.1. Interacción de partículas α con la materia	14
3.2. Interacción de partículas β con la materia	14
4. Detectores de ionización gaseosa	15
4.1. Región de Cámara de Ionización	17
4.2. Región de Contador Proporcional	18
4.2.1. Factor de multiplicación	18
4.3. Región de Contador Geiger Müller	20
4.4. Modos de operación de los detectores	20
4.4.1. Modo pulso	21
4.4.2. Modo corriente	22

5. Detalles Experimentales	23
5.1. Montaje del detector	23
5.2. Circuito del gas de llenado	25
5.3. Esquema eléctrico	26
5.4. Cadena espectroscópica de adquisición de datos (modo pulso)	28
5.4.1. Fuente de tensión ORTEC 660 dual	28
5.4.2. Pre-amplificador Canberra modelo 2006	28
5.4.3. Amplificador ORTEC 672	29
5.4.4. Multiport II Canberra	29
5.4.5. Programa de adquisición de datos: Genie 2000	29
5.5. Cadena espectroscópica de adquisición de datos (modo corriente)	30
5.6. Fuente radiactiva	30
6. Cálculos teóricos	33
6.1. Campo eléctrico en el detector	33
6.2. Factor de multiplicación	36
6.3. Tiempo de colección de electrones	39
7. Resultados experimentales	43
7.1. Espectro del ^{241}Am	44
7.2. Curvas de caracterización	48
7.2.1. Incertidumbres	54
7.3. Resultados experimentales versus calculados	55
8. Conclusiones	57
A.	59
A.1. Esquema de decaimiento	59
A.2. Datos Nucleares	59
A.3. Transiciones α	60
A.4. Probabilidades de emisiones gamma	61
A.5. Modo de producción principal	65
Bibliografía	67
Agradecimientos	71

Índice de figuras

1.1. Diagramas de tipos de radiación en la Tierra	2
2.1. Tabla de nucleidos - Línea de estabilidad	6
2.2. Espectro electromagnético	12
3.1. Poder de penetración	13
3.2. Alcance de partículas cargadas	14
4.1. Curva característica de detectores gaseosos	17
4.2. Gráfica primer coeficiente de Townsend	19
4.3. Efecto avalancha	19
4.4. Circuito RC equivalente a la instrumentación electrónica del sistema de medición en modo pulso	21
4.5. Señales hipótéticas de salida de un detector	21
5.1. Esquema del contador proporcional caracterizado	24
5.2. Contador proporcional	25
5.3. Diagrama de flujo del gas de trabajo y generación de vacío	26
5.4. Esquema eléctrico	27
5.5. Diagrama de la cadena espectroscópica de adquisición de datos (modo pulso).	28
5.6. Diagrama de la cadena espectroscópica de adquisición de datos (modo corriente).	30
5.7. Fuentes de ^{241}Am	31
5.8. Esquema de decaimiento del ^{241}Am	31
6.1. Curvas equipotenciales en el centro del detector	34
6.2. Líneas de campo eléctrico en el centro del detector	36
6.3. Relación entre el potencial de polarización y la presión del gas de trabajo	38
6.4. Logaritmo natural del factor de multiplicación M en función del potencial de polarización	39

6.5. Tiempos de colección de cargas en función de la tensión aplicada y la distancia al ánodo	41
6.6. Velocidad de deriva de los electrones para diferentes proporciones de $Ar - CH_4$	42
7.1. Pico gaussiano experimental de conteo de partículas alfa.	44
7.2. Medición del espectro alfa 1:	46
7.3. Medición del espectro alfa 2:	47
7.4. Medición del espectro alfa 3:	48
7.5. Curva del contador proporcional: $P = 3 \text{ bares}$, $r_1 = 100 \mu m$, fuente 1.	50
7.6. Curva del contador proporcional: $P = 3 \text{ bares}$, $r_1 = 30 \mu m$, fuente 1.	51
7.7. Curva del contador proporcional: $P = 3 \text{ bares}$, $r_1 = 30 \mu m$, fuente2.	51
7.8. Posición del pico de mayor intensidad (en canales) en función del potencial de polarización	52
7.9. Curva del contador proporcional en modo corriente: $P = 3 \text{ bares}$, $r_1 = 30 \mu m$, fuente 1.	53
7.10. Curva del contador proporcional: $P = 4 \text{ bares}$, $r_1 = 30 \mu m$, fuente 1.	54
A.1. Probabilidades de emisiones gamma 1	61
A.2. Probabilidades de emisiones gamma 2	62
A.3. Probabilidades de emisiones gamma 3	63
A.4. Probabilidades de emisiones gamma 4	64
A.5. Probabilidades de emisiones gamma 5	65

Índice de tablas

4.1. Energía promedio para generar pares de ión-electrón	15
5.1. Parámetros geométricos detector	24
A.1. Transiciones alfa.	60

Índice de símbolos

$A(t)$: Actividad

μ_{e^-} : Movilidad de los electrones.

ρ : Densidad de carga.

E_b : Energía de enlace del electrón.

$B(A, Z)$: Energía de unión de los nucleones.

Q : Energía liberada en una reacción.

W : Energía necesaria para generar un par *cación-electrón*.

E_D : Energía de retroceso del núcleo hija.

Q_α : Energía de retroceso de la partícula alfa.

λ' : Longitud de onda.

A : Masa atómica.

Z : Número atómico.

N : Número de átomos.

$T_{1/2}$: Periodo de semidesintegración.

$p(t)$: Probabilidad de desintegración atómica.

h_i : Probabilidad de ionización de la i -ésima molécula.

\dot{N} : Razón de cambio del número de átomos.

Resumen

El presente trabajo fue realizado en Laboratorio de Metrología de Radioisótopos (*LMR*) del Centro Atómico Ezeiza (*CAE*). Consiste en la caracterización de un detector de ionización gaseosa de simetría cilíndrica, que por sus características de diseño permitirá trabajar en la zona de contador proporcional, permitiendo la ubicación de una fuente emisora de partículas alfa en el interior del mismo. Como gas de trabajo utiliza el $P - 10$ que es una mezcla de Argon (*Ar*) y Metano (CH_4) en una proporción 9:1 respectivamente.

Inicialmente se trabajó con el detector en la soldadura de dos alambres (ánodos) de diferentes diámetros colocados axialmente en el centro del cilindro, con cada configuración se llevaron a cabo medidas en *modo pulso* del número de cuentas para cada canal mediante el software de adquisición de datos Genie. Posteriormente se levantaron las curvas de caracterización, *Tasa de conteo y altura de pulso* en función de la *tensión de polarización*, también se midió en *modo corriente*, intensidad en función de la tensión aplicada, con el fin de encontrar donde comienza la región de proporcionalidad en cada configuración y realizar una evaluación de los resultados. Los diámetros de ánodo con los que se trabajó fueron de $100\mu m$ y $30\mu m$, con presiones del gas de trabajo de 3 y 4 *bares*.

Paralelamente se asumió un modelo teórico para el detector, realizando algunos cálculos, entre ellos el factor de multiplicación para diferentes presiones del gas de trabajo y radios del electrodo ánodo, se comparó los valores obtenidos con los hallados experimentalmente. También se calculó el tiempo de colección de electrones para explicar el comportamiento creciente de la altura de pulso en región de cámara de ionización.

Para el radio de $50\mu m$ ($D = 100 \mu m$) a 3 *bares* de presión, se calculó un factor de multiplicación de $V_M^{cal} = 4,9kV$, experimentalmente se obtuvo un valor de $V_M^{exp} = 2,5kV$. Mientras que con el ánodo de $30\mu m$ se encontró $V_M^{cal} = 1,7kV$ y $V_M^{exp} = 1,3kV$ con un error estimado de 49,0% y 23,5% respectivamente.

Palabras clave: DETECTORES DE IONIZACIÓN GASEOSA, CONTADOR PROPORCIONAL

Abstract

This work was performed in Radioisotope Metrology Laboratory (*LMR*) at Ezeiza Atomic Center (*CAE*). It is the characterization of a gaseous ionization detector with cylindrical symmetry, which by its design features allows to work in the proportional counter area, allowing the location of a station alpha particle source in the interior. As working gas the $P - 10$ which is a mixture of Argon (*Ar*) and Methane (CH_4) is used, in proporción of 9: 1 respectively.

Initially it was working with the detector in the welding of two wires (anode) of different diameters positioned axially in the center of the cylinder, with each configuration being measured in *pulse mode* the number of counts for each channel, using Genie as data acquisition software. Afterwards, the characterization curves, *count rate* and *pulse height* as a function of *bias voltage*, also measured in current mode, intensity as a function of applied voltage, in order to find where the region of proportionality begins in each configuration and perform an evaluation of the results. The diameter of the central electrode were 100 and 30 μm with working gas pressures of 3 and 4 *bar*.

At the same time, a theoretical model for the detector was assumed. Some calculations, including the multiplication factor for different working gas pressures and anode electrode radius, were used to compare the values obtained with those found experimentally. Electron collection time was also computed to explain the increasing pulse height behavior in ionization chamber region.

For a radius of 50 μm ($D = 100\mu m$) at 3 *bars* of pressure, a multiplication factor of $V =_{M}^{cal} = 4.9kV$ was calculated, experimentally a value of $V_M^{cal} = 2.5kV$ was obtained. While with the anode of 30 μm was found $V_M^{cal} = 1.7kV$ and $V_M^{exp} = 1.3kV$ with an estimated error of 49.0% and 23.5% respectively.

Keywords: DETECTOR OF GASEOUS IONIZATION, PROPORTIONAL COUNTER

Capítulo 1

Introducción

“Debemos intentar comprender el comienzo del Universo a partir de bases científicas. Puede que sea una tarea más allá de nuestras capacidades, pero al menos deberíamos intentarlo.”

— S. Hawking

El descubrimiento de la radiación ionizante data de 1895 cuando el científico alemán *Wilhelm Conrad Röntgen* produjo radiación electromagnética con longitudes de onda hasta el momento desconocidas [1]. Realizó experimentos con una pantalla de carton pintada con compuesto de Bario, la cual emitia luz fluorescente cuando se hacian incidir electrones provenientes de un tubo de rayos catódicos los cuales no llegaban hasta ella, al interponer una placa metalica entre los electrones incidentes y la pantalla, observo fluorescencia con menor intensidad. Un experimento más fue llevado a cabo por Röntgen, coloco su mano entre el tubo de Crookes y la pantalla, donde pudo observar que los huesos se reflejaban en ella se movian al mover su mano. Como el origen de estos rayos era desconocido, fueron llamados *Rayos X*. Röntgen también descubrió que cuando los rayos X atravesaban el aire, este se volvia conductor eléctrico [2, 3].

En 1899, *Ernest Rutherford* estudiando la naturaleza de rayos que provenian de diferentes elementos radiactivos como el uranio, descubrió que este al emitir ciertos rayos se transformaba en otro elemento, fenómeno al que llamó *“decaimiento radiactivo”*. También comprobó que una parte de estos rayos interactuaban con campos magnéticos, que los desviaban ligeramente de su trayectoria, otros eran desviados fuertemente en sentido contrario y otros no sufrían perturbación alguna. Estos rayos fueron llamados rayos alfa (α), beta (β) y gamma (γ) respectivamente, siendo la radiación o partículas alfa las más pesadas y poseedores de carga eléctrica positiva [2].

Las radiaciones ionizantes pueden tener origen tanto natural como artificial [3] (ver figura 1.1(a)). Constantemente nos vemos expuestos a este tipo de radiación por dife-

rentes causas como la radiación cósmica, cuando tenemos la necesidad de realizarnos un estudio clínico para el diagnóstico de determinadas patologías e inclusive para un potencial tratamiento de enfermedades, además de diferentes aplicaciones a nivel industrial. Pese a esto, el hombre carece de un sentido capaz de detectar la radiación de forma directa.

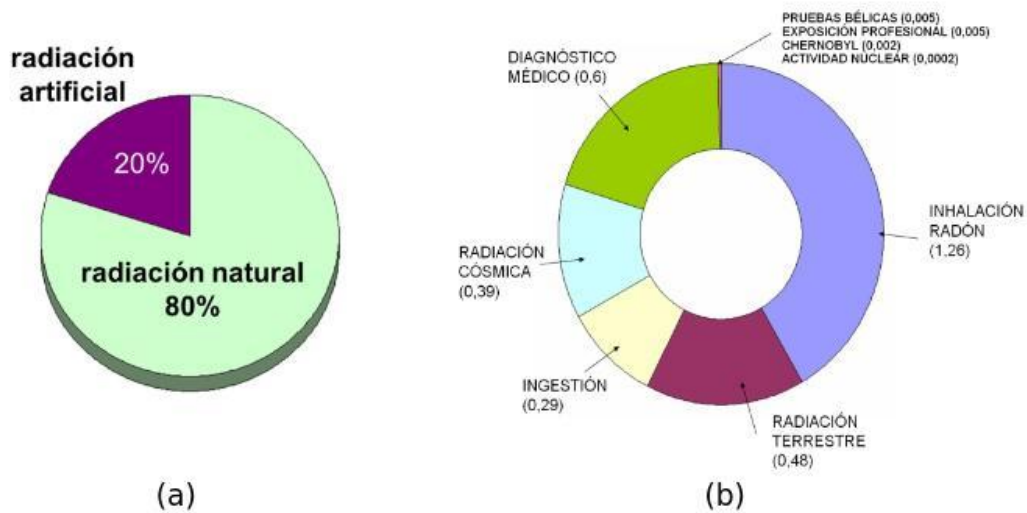


Figura 1.1: (a) Radiación natural vs radiación artificial. (b) Dosis media anual de radiación ionizante por fuente en [mSv][4].

En vista de la necesidad de detectar las radiaciones, *Thomson* en 1899, aprovechando la capacidad de las radiaciones de crear cargas eléctricas en el aire seco, las cuales podían ser recolectadas y formar un campo eléctrico a través de la masa del aire, empezó a comprender el funcionamiento de las llamadas *cámaras de ionización*, que más tarde *Marie Skłodowska Curie* utilizaría junto con un electrómetro, para medir la intensidad de los rayos X [3], lo que dio inicio a los detectores de radiación ionizante.

Son diversas las aplicaciones de las radiaciones ionizantes, con ellas cada una utiliza diferentes equipos de detección de la radiación. Entre las diferentes aplicaciones se tiene:

- ♣ **Tratamientos médicos:** Diferentes técnicas de radioterapia (RT) y medicina nuclear (MN), como Radioterapia Guiada por Imágenes (IGRT), Radioterapia de Intensidad Modulada (IMRT), Radiocirugía Estereotáctica Extracraneal (SBRT), Braquiterapia (BQ) y otras que se encuentran actualmente en investigación, como son: Terapia interna con partículas alfa y Terapia por Captura Neutrónica en Boro (BCNT).
- ♣ **Diagnóstico:** Uso de imágenes para diagnóstico que son obtenidas mediante equipos que usan radiación ionizante o en su defecto interactúan con esta, cuando son emitidas por el paciente una vez se le ha suministrado algún radiofarmaco,

como son: el Tomógrafo computarizado (CT), Tomografía por Emisión de Positrones (PET), (PET-CT), el Tomógrafo Computarizado por Emisión Monofotónica (SPECT) y el Tomógrafo PET/Resonancia Magnética (MR-PET).

- ♣ **Irradiación de alimentos:** Algunas de las finalidades de las RI en alimentos es evitar el brote de bulbos, tubérculos y raíces, o la eliminación de microorganismos patógenos no esporulados.
- ♣ **Exploración:** Empleados en la prospección de minerales de elementos radioactivos como uranio, torio, entre otros.

Solo hasta 1908, *Rutherford* y *Geiger* bosquejaron un detector de geometría cilíndrica para partículas alfa, el cual se perfeccionó en 1912 con el contador esférico. En 1940, *Frish* desarrolló una cámara de ionización de rejilla para partículas alfa. A finales de la década de los 40, apareció un nuevo detector de ionización gaseosa llamado *contador proporcional*, el cual permitía amplificar la carga generada en el gas, con amplio uso en espectrometría alfa, beta y gamma.

El objetivo principal de este trabajo final, es realizar un aporte en el proceso de caracterización de un contador proporcional de simetría cilíndrica. Se debe encontrar los rangos de tensión de polarización para los cuales el detector trabaja en zona de proporcionalidad. Este detector ha sido utilizado años atrás como prototipo de BF_3 (con sistema de guarda)[5] y se proyecta para ser utilizado para detectar partículas alfa provenientes de muestras biológicas en su interior, trabajo se encuentra en el marco de los nuevos proyectos de investigación en radioterapia, particularmente BNCT. En esta terapia, un compuesto que contiene Boro es suministrado al paciente y una vez se encuentre depositado en la región de interés, esta región es irradiada por un haz de neutrones térmicos produciéndose la reacción de captura neutrónica como se muestra en la ecuación 1.1. Las partículas emitidas en dicha reacción son de alto LET, provocando daños en el tejido biológico que se desea tratar[6, 7].



Capítulo 2

Decaimiento Radiactivo

“Quantum Mechanics is God’s version of ‘Trust me.’ ”

— Anónimo

2.1. Ley de decaimiento radioactivo

Del estudio de los diferentes modelos nucleares como: Modelo de la gota líquida, modelo de gas de Fermi, modelo Rotacional, modelo de partícula única, se obtuvieron diferentes configuraciones de nucleones. Aquellos que se encuentran en el estado de mínima masa-energía posible son los llamados nucleidos estables y están ubicados dentro de la línea de estabilidad en la llamada tabla de nucleidos o tabla de Segré (ver figura 2.1). Los nucleidos que se encuentran por fuera de dicha línea tienden a decaer o llevar a cabo una transformación de carácter nuclear en búsqueda del estado de mínima masa-energía, mediante la cual emiten diferentes tipos de partículas[8–10].

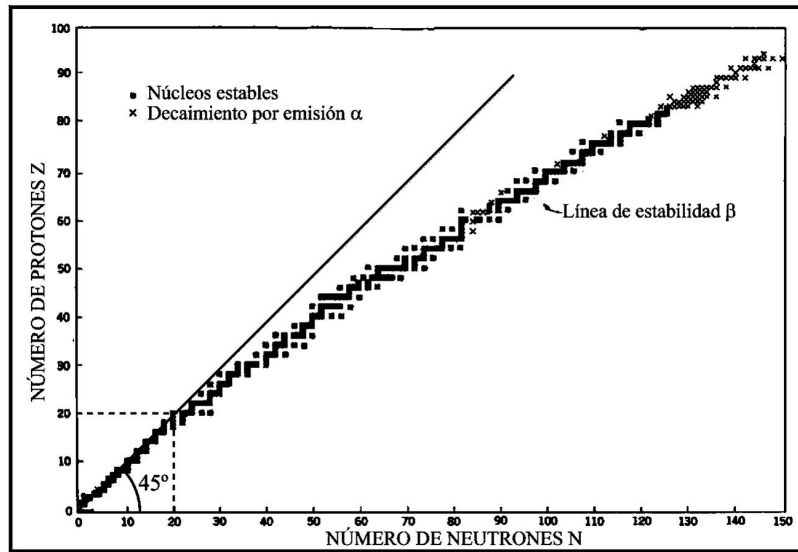


Figura 2.1: Línea de estabilidad de nucleidos en la tabla de Segré[10]

Se define entonces, dado un intervalo de tiempo $(t, t + dt)$, la probabilidad $p(t)$ de que un átomo se desintegre en ese tiempo con la ecuación. 2.1.

$$p(t) = \lambda dt \quad (2.1)$$

donde λ representa la probabilidad desintegración nucleídica y tiene unidades del inverso de tiempo [s^{-1}]. Si se tiene una cantidad inicial de átomos N_0 los cuales decaen de una única manera, la razón de cambio del número de átomos en el tiempo está dado por la ecuación 2.2.

$$\dot{N}(t) = -\lambda N(t) \quad (2.2)$$

Mediante separación de variables, integrando con límites apropiados y despejando $N(t)$, se tiene:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^t \lambda dt \quad (2.3)$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.4)$$

Si multiplicamos por λ a ambos lados de la ecuación 2.4

$$\lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.5)$$

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.6)$$

donde $A(t)$ representa la actividad en el tiempo t del átomo inestable.

La constante de probabilidad de decaimiento λ se puede reescribir en términos del tiempo que tarda una muestra en reducir su población a la mitad, conocido como periodo de semi-desintegración $T_{1/2}$, como muestra la ecuación 2.7.

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (2.7)$$

Y la vida media de un átomo se define como:

$$\tau = \frac{\int_{N_0}^0 dN t}{\int_{N_0}^0 dN} \quad (2.8)$$

$$= \frac{\int_0^{\infty} dt t \lambda N}{\int_0^{\infty} dt \lambda N} \quad (2.9)$$

$$= \frac{\int_0^{\infty} dt t e^{-\lambda t}}{\int_0^{\infty} dt e^{-\lambda t}} \quad (2.10)$$

$$= \frac{1}{\lambda} \quad (2.11)$$

2.2. Tipos de decaimiento

2.2.1. Decaimiento alfa

El decaimiento alfa es un proceso radiactivo que sucede generalmente sobre núcleos pesados, los cuales emiten núcleos de ${}^4_2\text{He}$ gracias (en parte) a la gran energía de ligadura de éstas partículas. Éste proceso es explicado por la teoría de Gamow, Condon y Gourney y es conocido como tunelamiento cuántico [10].

La ecuación 2.12 representa un decaimiento alfa, donde X e Y son las especies nucleares inicial y final respectivamente, X es conocida como la madre que decae en Y , la

hija. Q representa la cantidad de energía liberada igual a la diferencia del equivalente energético de las masas del nucleido inicial y los productos finales[8, 9].



El decaimiento alfa para un átomo de masa y número atómico A y Z respectivamente, es posible si se establecen las condiciones de masa-energía dadas por:

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M({}^4_2He) \quad (2.13)$$

$$ZM_H + (A - Z)m_n - B(A, Z) > (Z - 2)M_H + (A - Z - 2)m_n - B(A - 4, Z - 2) + 2M_H + 2m_n - B({}^4_2He) \quad (2.14)$$

$$B(A, Z) < B(A - 4, Z - 2) + B({}^4_2He) \quad (2.15)$$

donde $B(A, Z)$ es la energía de unión entre los nucleones, que puede ser calculada mediante la fórmula semiempírica de masas. George Gamow propone una teoría semiempírica para explicar el decaimiento alfa, donde parte de la existencia de una barrera de potencial y de la formación de núcleos pesados al interior del núcleo. Los puntos principales en la teoría son[11]:

- En el interior de los núcleos pesados se pueden formar núcleos de 4_2He .
- Dada la fuerte energía de ligadura de las partículas alfas, el proceso de decaimiento se genera en una reacción exotérmica, dejando a la partícula alfa en un estado energético diferente al estado fundamental, confinado por la barrera coulombiana.
- La partícula alfa puede atravesar la barrera coulombiana con una cierta probabilidad dada por el ancho de la barrera y la energía de la partícula.
- El núcleo de la especie hija quedará en su estado fundamental o en un estado excitado por lo que el espectro de partículas alfa resulta discreto.

Las partículas alfa se encuentran caracterizadas por emisiones monoenergéticas. En la transición entre los dos núcleos, inicial y final, la diferencia de energía Q caracteriza el decaimiento. Por conservación del momentum se tiene que la energía de retroceso de la partícula alfa está dada por:

$$E_{\alpha} = \frac{A-4}{A}Q \quad (2.16)$$

y la energía de retroceso para el núcleo de la hija será:

$$E_D = \frac{4}{A}Q \quad (2.17)$$

2.2.2. Decaimiento beta

También conocida como desintegración de Fermi. Ésta es la forma de decaimiento radioactivo más común, puesto que la mayoría de los elementos que se encuentren por fuera de la línea de estabilidad son susceptibles a decaer por ésta vía, esto es, elementos con exceso de neutrones tienden a emitir electrones (*decaimiento β^-*), aquellos con exceso de protones tienden a emitir positrones (*decaimiento β^+*) o a capturar algún electrón del medio (*Captura electrónica ε*) [9, 10].

Decaimiento β^-

En el decaimiento β^- los átomos presentan exceso de neutrones lo que lleva a su inestabilidad. En la búsqueda de la estabilidad, el átomo madre emite un electrón o partícula β^- , un neutrón en el núcleo se transforma en un protón y un electrón, por conservación de la masa-energía existe otra partícula emitida a la que se denominó antineutrino $\bar{\nu}$, como se muestra en la ecuación 2.18.



En el proceso de decaimiento, en el cual el átomo madre tiene masa atómica A y número atómico Z, éste pierde un neutrón, pero a la vez gana un protón, manteniendo su masa atómica constante y aumentando su número atómico en una unidad, éste proceso se describe en la ecuación 2.19



Durante el decaimiento se produce una liberación de energía Q, la cual se puede calcular con el balance de masa-energía del núcleo y posteriormente del átomo:

$$M_n(A, Z) = M_n(A, Z + 1) + m_e + Q \quad (2.20)$$

$$M(A, Z) = M(A, Z + 1) + m_e + Q - m_e \quad (2.21)$$

$$Q = M(A, Z) - M(A, Z + 1) \quad (2.22)$$

Decaimiento β^+

De forma analoga al decaimiento β^- . En el decaimiento β^+ los átomos presentan exceso de protones lo que lleva a su inestabilidad. En la búsqueda de la estabilidad, el átomo madre emite un positrón, un protón en el núcleo se transforma en un neutrón y un positrón, por conservación de la masa-energía debe existir una partícula emitida a la que se denominó neutrino ν , como se muestra en la ecuación 2.23.



En el proceso de decaimiento, en el cual el átomo madre tiene masa atómica A y número atómico Z, éste pierde un protón, pero a la vez gana un neutrón, manteniendo su masa atómica constante y disminuyendo su número atómico en una unidad, éste proceso se describe en la ecuación 2.24



A diferencia del decaimiento β^- , en el balance de masa-energía para el decaimiento β^+ , éste requiere un mínimo de energía para que se pueda llevar a cabo, que es igual a dos veces la masa del electrón, como se describe a continuación:

$$M_n(A, Z) = M_n(A, Z - 1) + m_e + Q \quad (2.25)$$

$$M(A, Z) = M(A, Z - 1) + m_e + Q + m_e \quad (2.26)$$

$$Q = M(A, Z) - M(A, Z - 1) - 2m_e \quad (2.27)$$

Captura electrónica

La captura electrónica es un proceso de decaimiento radiactivo que es competitivo con la emisión de positrones en el decaimiento β^+ . Cuando un átomo tiene exceso de protones, realiza la transformación dada por la ecuación 2.28.



pero, en lugar de emitir un positrón, captura un electrón de sus propias capas energéticas y emite un neutrino como describe la ecuación 2.29.



En el balance de masa-energía, el proceso de captura electrónica no requiere estar por encima de algún determinado umbral energético, lo que implica que siempre que haya exceso de protones en un átomo puede haber decaimiento por captura electrónica. La energía liberada en este proceso será:

$$M_n(A, Z) + m_e = M_n(A, Z - 1) + Q \quad (2.30)$$

$$M(A, Z) + m_e = M(A, Z - 1) + Q + m_e \quad (2.31)$$

$$Q = M(A, Z) - M(A, Z - 1) \quad (2.32)$$

2.2.3. Emisión gamma y conversión interna

Los procesos de decaimiento gamma y conversión interna no son mecanismos de desintegración análogos a los decaimientos alfa y beta, donde ocurre una transformación del radionucleido inestable. Es la consecuencia de emisiones electromagnéticas, donde ocurren procesos de desexcitación nuclear. Después de que un núcleo madre decae emitiendo una partícula, mediante las transformaciones descritas en las ecuaciones 2.12, 2.19, 2.24 o 2.29, por lo general, el núcleo hija queda en un estado excitado, ésta energía es perdida por medio de una de dos vías que son competitivas: emisión gamma y conversión interna [8–10]

Emisión gamma:

Un quantum o fotón de energía $h\nu$ que se origina en el núcleo es emitido por el núcleo excitado perdiendo el exceso de energía. Estos fotones son idénticos a los rayos X pero de diferente origen, además son de alta energía. En el espectro electromagnético, la radiación gamma se encuentra en el rango de la luz no visible con frecuencias del orden de $10^{19} Hz$ o superiores y longitudes de onda $\lambda'' < 10^{-11} m$, como se observa en la figura 2.2.

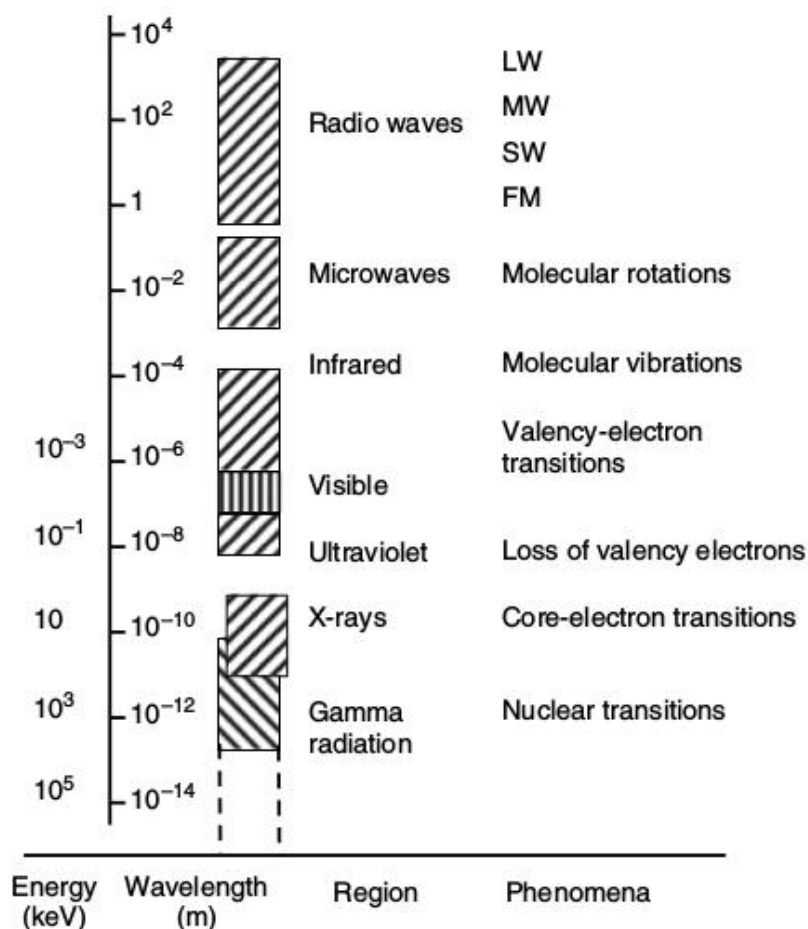


Figura 2.2: Espectro electromagnético [9].

Conversión interna:

El núcleo excitado puede en lugar de emitir un fotón de energía $h\nu$, impartir la misma cantidad de energía $h\nu > E_b$ a un electrón atómico, donde E_b es la energía de enlace del electrón. Éste adquiere una energía cinética $T = h\nu - E_b$ con la que es eyectado, éste electrón monoenergético es conocido como electrón de conversión interna. La salida de dicho electrón genera una vacancia en el átomo que debe ser llenada por otro electrón de una capa superior, lo que implica la aparición de otro fenómeno: emisión de *rayos X* o de *electrones Auger* [9, 11].

Capítulo 3

Interacción de partículas cargadas con la materia

“La ciencia natural, no se limita a describir y explicar la naturaleza, sino que es parte de la interacción entre la naturaleza y nosotros mismos.”

— W. Heisenberg

Las partículas cargadas (α y β) interactúan con la materia de forma muy diferente a las partículas no cargadas (n) y radiación electromagnética (*rayos x* y γ). Estas últimas pueden atravesar la materia sin interactuar con ella por ende no perderían energía, o podrían interactuar con ella perdiendo muy poca energía lo que hace que generalmente esta radiación electromagnética tenga un alto grado de penetración. Por otro lado, las partículas cargadas están rodeadas por un campo de carácter electromagnético, que hace que la partícula cargada incidente interactúe con los electrones de átomos y/o moléculas, inclusive con sus núcleos haciendo que las partículas pierdan toda su energía al cabo de unos pocos milímetros hasta varios centímetros de recorrido en el material, dependiendo del tipo de partícula y el material con el que interactúe. La figura 3.1 muestra el poder de penetración de diferentes partículas con la materia [8].

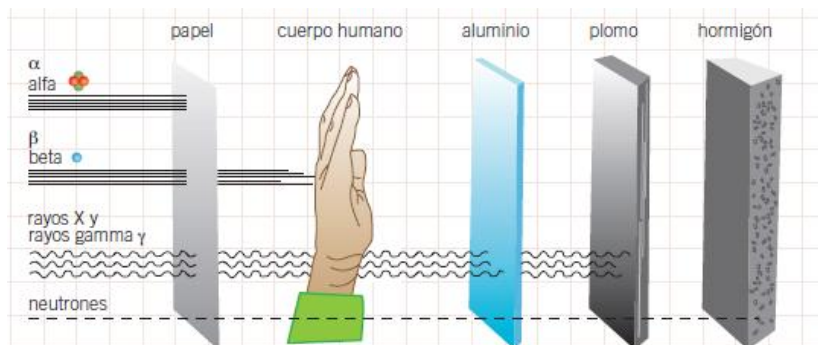


Figura 3.1: Poder de penetración de partículas y emisiones electromagnéticas con la materia¹

Una de las características de las interacciones con partículas es que se pueden producir cambios químicos, lo que se denomina radiólisis. Estos cambios involucran a una mezcla de intermediarios reactivos que incluye a moléculas excitadas, iones y, en una etapa posterior del proceso, radicales libres [12].

3.1. Interacción de partículas α con la materia

Las partículas alfa son de gran tamaño y además muy pesadas lo que hace que al interactuar con electrones atómicos no sufra desviaciones apreciables, por lo tanto su trayectoria será una línea recta, como se muestra en la figura 3.2 [8, 13].

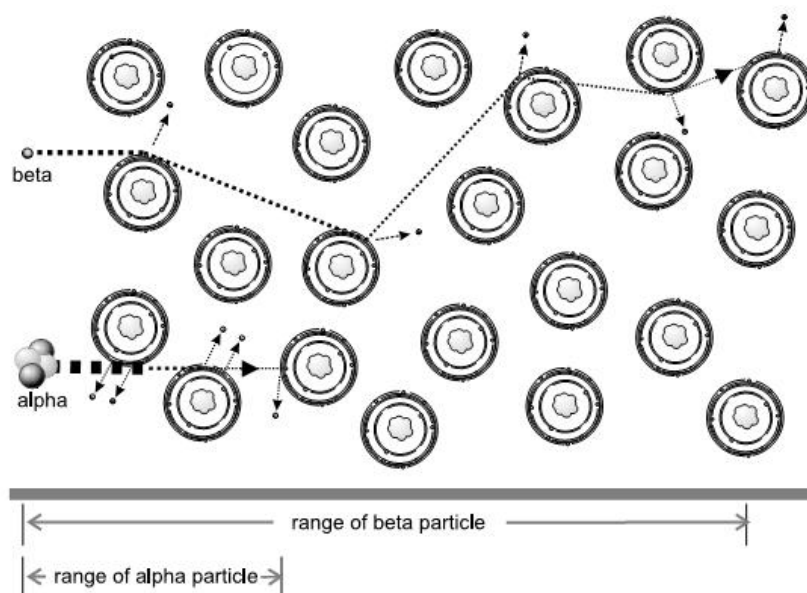


Figura 3.2: Alcance de partículas cargadas (α , β^+ y β^-) al interactuar con un medio absorbente²

3.2. Interacción de partículas β con la materia

A diferencia de las partículas alfa, las partículas beta son pequeñas y livianas, por lo que al colisionar con electrones atómicos y/o núcleos van perdiendo gran cantidad de energía y sufriendo numerosas desviaciones con cada choque haciendo que se detenga en pocos centímetros, como se muestra en la figura 3.2 [8, 13].

Capítulo 4

Detectores de ionización gaseosa

“Medir lo que es medible y tratar de hacer medible lo que todavía no lo es”

— G. Galilei

Los detectores gaseosos, como su nombre lo indica operan conteniendo un gas, generalmente tienen forma planar, esférica o cilíndrica. Cuando la radiación ionizante interactúa con el gas contenido por dicho detector, las partículas cargadas incidentes producen excitaciones e ionizaciones, de éstas últimas, por cada ionización resulta un par ión-electrón que se forman cuando la partícula le transfiere energía entre 10 a 20 eV a las moléculas del gas. Sin embargo, existen casos en los que se requiere una mayor energía para provocar una ionización, debido a pérdida de energía; además, cada par iónico puede generar ionizaciones secundarias. Suponiendo que una partícula alfa incide sobre el detector, si la energía necesaria para producir un par *ión*– e^- es W y la energía de la partícula incidentes es E_α , la cantidad n de pares *ión*– e^- generados, está dada por la ecuación 4.1.

La tabla 4.1 muestra las energías de ionización para algunas partículas y gases determinados.

Gas	Electrones rápidos [eV]	Partículas alfa [eV]
<i>Ar</i>	26.4	26.3
<i>He</i>	41.3	42.7
<i>H₂</i>	36.5	36.4
<i>N₂</i>	34.8	36.4
<i>Aire</i>	33.8	35.1
<i>O₂</i>	30.8	32.2
<i>CH₄</i>	27.3	29.1

Tabla 4.1: Energía promedio para generar un par ión-electrón para diferentes gases y partículas[14]

$$n = \frac{E_\alpha}{W} \quad (4.1)$$

El promedio de pares $\text{i}ón-e^-$ generados \bar{n} , también se puede escribir en términos del camino libre medio μ de los e^- por medio de la distribución de Poisson y la trayectoria recorrida en el gas L , ecuación 4.2.

$$\bar{n} = \frac{L}{\mu} = LN h_i \quad (4.2)$$

donde, h_i es la probabilidad de que en la i -ésima molécula del gas se produzca una ionización por unidad de longitud y N es el número de átomos o moléculas a lo largo de la longitud L .

Una vez generado el par $\text{i}ón-e^-$ y previamente habiendo polarizado el detector con una diferencia de potencial ΔV , la cual crea un campo eléctrico \vec{E} en el interior del mismo, éste hace que los iones positivos se movilizan hacia el electrodo negativo y de forma análoga, los electrones se movilizan hacia el electrodo positivo, creando dos corrientes de portadores de carga positiva y negativa, respectivamente. Ésta distribución de cargas al interior del detector hace que haya una variación en el campo eléctrico y por ende un cambio en el potencial, el cual puede ser medido. Si la capacidad de acumular cargas del detector es C , dicha variación de potencial dará la amplitud de la señal obtenida, la cual está dada por la ecuación 4.3.

$$V = \frac{q}{C} = \frac{ne^-}{C} \quad (4.3)$$

Los detectores gaseosos pueden trabajar en diferentes modos (modo pulso y modo corriente). La ecuación 4.3 da la amplitud de la señal en modo pulso, mientras que para el modo corriente, tenemos en cuenta que la velocidad con la que desplazan los electrones es mayor a la de los iones, la corriente de electrones está dada por una variación en el tiempo de la carga, de forma tal que la corriente alcanzada por el flujo de electrones será:

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{ne^-}{t} \quad (4.4)$$

Donde el tiempo de colección de cargas es del orden de $10^{-6}s$.

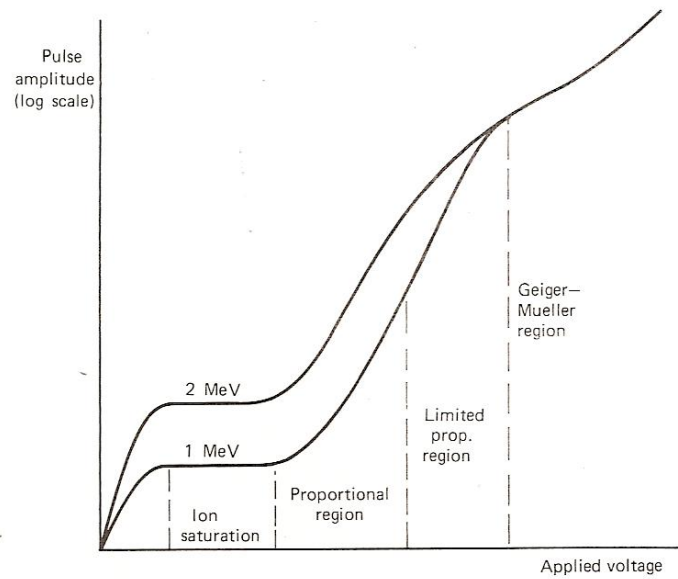


Figura 4.1: Amplitud del pulso en función de la tensión de polarización del detector gaseoso para dos radiaciones de diferente poder de ionización. 1. Región de recombinación. 2. Región de cámara de ionización. 3. Región de proporcionalidad estricta. 4. Región de proporcionalidad limitada 5. Región de Geiger müller. [14].

La operación de los detectores gaseosos pueden clasificarse en cinco zonas o regiones, como muestra la figura 4.1, que dependen del potencial de polarización. Describiremos brevemente las principales características de tres de éstas regiones de operación: cámara de ionización, contador proporcional y contador Geiger.

4.1. Región de Cámara de Ionización

Cuando la diferencia de potencial de polarización es relativamente pequeña y el campo eléctrico es débil, la velocidad a la que se mueven de manera independiente los pares *cación*-*e*⁻ es tan pequeña que existe una alta probabilidad de recombinación. Ésta es la denominada la región de recombinación. Aquí, la velocidad de recombinación está dada por la ecuación 4.5.

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha n^+ n^- \quad (4.5)$$

donde:

n^+ : es la densidad de cationes.

n^- : es la densidad de electrones.

α : es el coeficiente de recombinación

A medida que aumenta el potencial de polarización, aumenta el campo eléctrico en el interior del detector y disminuye la probabilidad de recombinación. El detector ingresa

entonces a la zona 2 en la figura 4.1, que es la zona de cámara de ionización. Aquí, el número de cargas colectadas en los electrodos no cambia aunque se incrementa el potencial de polarización. Los electrodos colectan las cargas originadas en ionizaciones primarias.

Las cámaras de ionización pueden discriminar entre partículas con diferente poder de ionización.

4.2. Región de Contador Proporcional

En la zona de cámara de ionización, si el potencial de polarización aumenta lo suficiente como para que cambie el número de cargas colectadas en los electrodos, esta nueva colección de cargas tendrá contribución de ionizaciones primarias y secundarias, puesto que el campo eléctrico se hace lo suficientemente intenso, como para que los electrones generados en las ionizaciones primarias adquieran la energía necesaria para producir nuevas ionizaciones en el gas, efecto que se conoce como *multiplicación*. Ésta es la llamada zona de proporcionalidad, dentro de la cual se pueden identificar dos regiones: región de proporcionalidad estricta y proporcionalidad limitada, como muestra la figura 4.1.

4.2.1. Factor de multiplicación

El fenómeno de la multiplicación se da en función del incremento de la magnitud del campo eléctrico y no se experimenta a lo largo de todo el volumen del detector si no, para una región acotada por un radio al que se denominó *radio crítico* (r_c) tal que $r_{\text{ánodo}} < r_c < r_{\text{cátodo}}$, a partir del cual se genera la avalancha de electrones hasta la vecindad del ánodo del detector, la cual está gobernada por la ecuación de Townsend (ecuación 4.6).

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (4.6)$$

donde α es el primer coeficiente de Townsend, siendo su valor cero para un determinado valor de campo eléctrico el cual determina el umbral de la no multiplicación, como se observa en la figura 4.2. La solución de dicha ecuación muestra el crecimiento exponencial de la densidad de electrones con la distancia en la región de multiplicación (ecuación 4.7).

$$n(x) = n(0)e^{\alpha x} \quad (4.7)$$

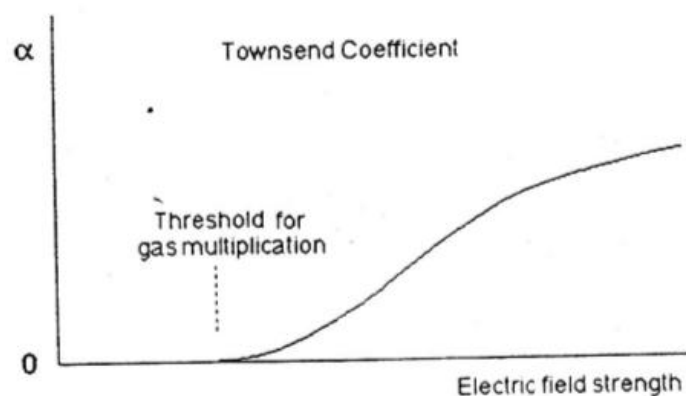


Figura 4.2: Gráfica para el primer coeficiente de Townsend α en función del campo eléctrico para un gas típico[14].

En la zona de proporcionalidad estricta, el número de ionizaciones aumenta en un factor M conocido como *factor de multiplicación*. Así se genera un efecto avalancha tal que por cada par *ión*- e^- creado por radiación primaria, se crean MN nuevas ionizaciones, como muestra la figura 4.3.

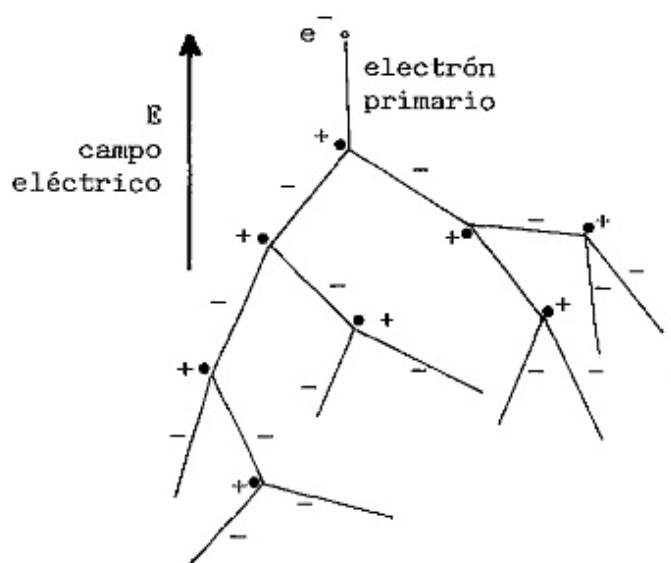


Figura 4.3: Efecto avalancha en un contador proporcional[14].

Si la capacitancia del detector es C , la amplitud del pulso generado está dado por la ecuación 4.8.

$$V = \frac{q}{C} = \frac{Mne^-}{C} \quad (4.8)$$

Al igual que la cámara de ionización, la zona de contador proporcional estricta, puede discriminar entre energías con diferente poder de ionización. Para contadores con geometría cilíndrica la magnitud del campo eléctrico creado en el detector esté dado por la ecuación 4.9.

$$E = \frac{\Delta V}{r \ln(b/a)} \quad (4.9)$$

donde

a : es radio del alambre que atraviesa axialmente el contador, que hace las veces de electrodo central.

b : es el radio del cascaron cilíndrico que encierra el gas, siendo $b \gg a$.

r : es la distancia al centro donde se quiere determinar el valor del campo eléctrico.

ΔV : es la diferencia de potencial aplicado entre el alambre y el cascaron del cilindro.

El factor de multiplicación M es del orden de $[1, 10^4]$, pero, a medida que aumenta la tensión de polarización, el detector entra a zona de proporcionalidad limitada, haciendo que la proporcionalidad se pierda por grandes acumulaciones de cargas en la vecindad del ánodo y por ende alterando el campo eléctrico. Esto hace que en la curva de la figura 4.1, haya un crecimiento más rápido para las partículas menos ionizantes y un crecimiento en la curva más lento para partículas más ionizantes.

4.3. Región de Contador Geiger Müller

La región de detectores Geiger Müller o simplemente contadores Geiger, trabajan en una zona con tensión de polarización mayor a los contadores proporcionales, inclusive mayor a la región conocida como *zona de proporcionalidad limitada*, se da entonces la propagación de descarga a lo largo del ánodo del detector que se construye con geometría cilíndrica. Esta descarga hace que el factor de multiplicación aumente considerablemente debido a los fotones en el rango de ultravioleta generados en una primera avalancha, los cuales, por medio del efecto fotoeléctrico, generan fotoelectrones que a su vez producen nuevas avalanchas que generan más fotones hasta llenar por completo el ánodo. [10, 14].

4.4. Modos de operación de los detectores

Cuando la radiación ionizante interactúa con el gas de trabajo contenido en el detector, se crea una carga q por cada ionización para un total $Q(t)$, donde t_c será el tiempo de colección de cargas. Entonces, una señal de intensidad de corriente $i(t)$ es inducida entre los electrodos como describe la ecuación 4.10, con lo que también se genera una señal de salida de tensión continúa.

$$Q(t) = \int_0^{t_c} dt i(t) \quad (4.10)$$

Existen dos métodos o modos en que operan los diferentes detectores: *modo pulso* y *modo corriente*[14].

4.4.1. Modo pulso

La operación del detector en modo pulso permite preservar información de la energía y de los tiempos de los eventos ionizantes. La forma de la amplitud del pulso depende de la electrónica asociada al sistema de medición, la cual se puede esquematizar como un circuito RC, como muestra la figura 4.4, donde R representa la resistencia de entrada al circuito y C la capacitancia del detector, del cable y del pre-amplificador.

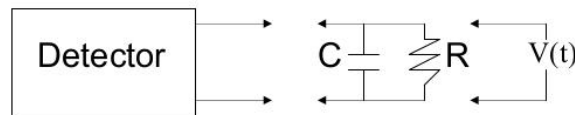


Figura 4.4: Circuito RC equivalente a la instrumentación electrónica del sistema de medición en modo pulso

Como el sistema de medición es un circuito RC, la amplitud del pulso $v(t)$ observado es fuertemente dependiente de la constante de tiempo $\tau = RC$, de ahí se establecen dos valores extremos que alteran la forma del pulso: *caso 1* ($\tau \ll t_c$) y *caso 2* ($\tau \gg t_c$).

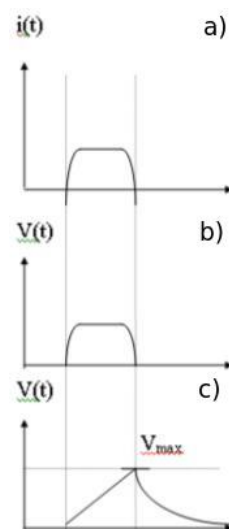


Figura 4.5: Señales hipotéticas de salida de un detector. a) Modo corriente. b) Modo pulso ($\tau \ll t_c$). c) Modo pulso ($\tau \gg t_c$).

4.4.2. Modo corriente

Para operar el detector en modo corriente es suficiente con colocar un electrómetro de alta precisión (que pueda medir en el orden de pA) a la salida del detector. sin embargo, los tiempos de colección de carga y de respuesta del electrómetro son muy diferentes. Si se considera como T el tiempo de respuesta del electrómetro, la intensidad de corriente observada después de una serie de eventos ionizantes durante un tiempo t , está dado por la ecuación 4.11.

$$I(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t dt' i(t') \quad (4.11)$$

Con esto, tenemos que el tiempo T utilizado por electrómetro es mayor a los tiempos t de colección de cargas. Este modo es usualmente utilizado cuando la tasa de eventos ionizantes es relativamente alta, lo que genera una corriente más estable.

Capítulo 5

Detalles Experimentales

“Los argumentos más fuertes no prueban nada, siempre y cuando las conclusiones no son verificadas por la experiencia. La ciencia experimental es la reina de las ciencias y la meta de toda especulación.”

— R. Bacon

5.1. Montaje del detector

El detector a caracterizar posee una geometría cilíndrica como se comentó anteriormente, como se muestra en la figura 5.1. Este consta de un cilindro en aluminio que cumple la función de cátodo, limitado en sus bordes con plásticos como aislante eléctrico.

Para conformar el electrodo central (ánodo), se eligieron dos alambres de tungsteno (W) con $100\mu m$ y $30\mu m$ de diámetro, el cual pasa por un juego de cilindros pequeños ubicados en los extremos del detector con el fin de que el alambre pase axialmente por el centro del detector. La idea es caracterizar el contador con cada uno de estos ánodos y observar que el efecto del factor de multiplicación (Factor M), se encuentre a tensiones de polarización más bajas para el alambre de menor diámetro.

El alambre fue soldado con estaño a los extremos del detector, donde uno de ellos contiene un pequeño resorte dentro del juego de cilindros, de forma tal que en el momento de estañar éste se encontraba comprimido para que una vez acoplado el alambre, se quita la compresión haciendo que se restituya el resorte a su estado de equilibrio, templando el mismo.

Finalmente, al cascaron cilíndrico se le colocó en uno de sus extremos un resorte de mayor tamaño que el anterior y en conjunto fueron llevados a un cilindro de mayor longitud y diámetro el cual fue cerrado para luego ser presurizado. Este último resorte

se colocó para fijar el cilindro pequeño dentro del grande.

El cilindro pequeño posee un agujero aproximadamente en la parte central de la carcasa cilíndrica donde se coloca la fuente radiactiva. El montaje del detector es mostrado en la figura 5.1 y sus dimensiones están consignados en la tabla 5.1.

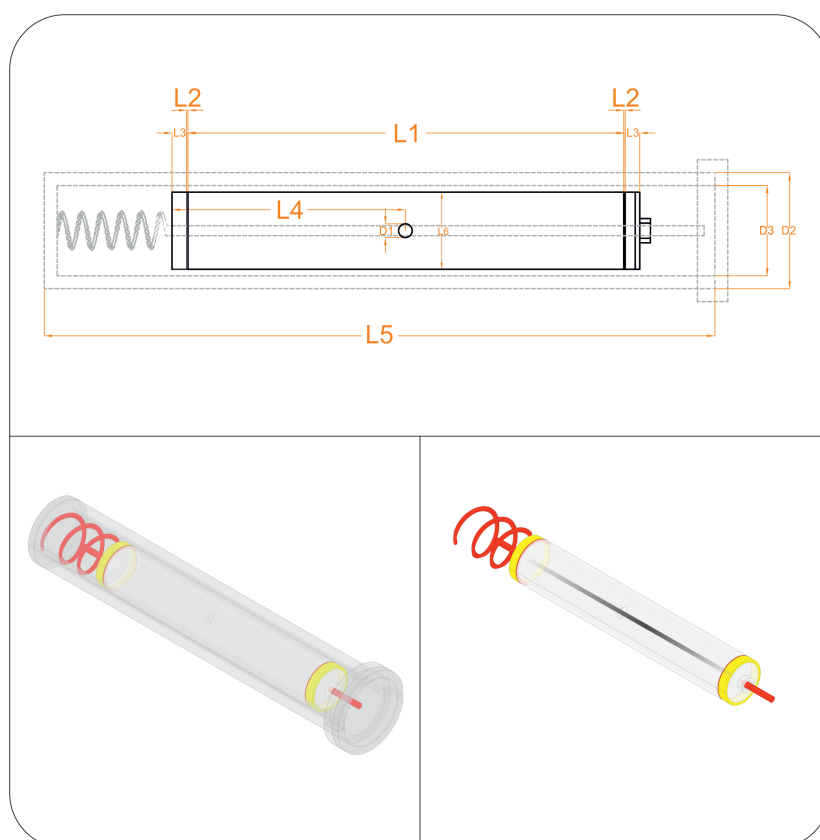


Figura 5.1: Esquema del detector gaseoso caracterizado en la zona de proporcionalidad

$L_1 = 28,9 \pm 0,1 \text{ cm}$	$L_2 = 2,40 \pm 0,05 \text{ mm}$	$L_3 = 9,65 \pm 0,05 \text{ mm}$
$L_4 = 133,95 \pm 0,05 \text{ mm}$	$L_5 = 440,0 \pm 0,1 \text{ cm}$	$L_6 = 49,30 \pm 0,05 \text{ mm}$
$D_1 = \{30\mu\text{m}, 100\mu\text{m}\}$	$D_2 = 76,35 \pm 0,05 \text{ mm}$	$D_3 = 67,90 \pm 0,05 \text{ mm}$

Tabla 5.1: Valores de parámetros geométricos del contador proporcional a caracterizar, según la figura 5.1.



Figura 5.2: Partes del contador proporcional previo a su montaje final

5.2. Circuito del gas de llenado

En principio, cualquier gas con alto poder de ser ionizado puede ser usado como blanco ante la incidencia de radiación ionizante, debido a que en condiciones adecuadas, siempre habría generación de pares *cación*– e^- y por consiguiente flujo de carga que asociadas con la electrónica se puede determinar actividad. Sin embargo, la elección del gas de llenado está sujeto a una serie de parámetros como baja tensión de polarización, alta ganancia, buena proporcionalidad, entre otros, que llevan a la necesidad de elegir una mezcla de un gas noble y uno poliatómico, en el primero, el factor de multiplicación en la región de proporcionalidad se da en voltajes de operación relativamente bajos, mientras el segundo, éste absorbe fotones que aporten poco o nada a la cantidad de cargas que finalmente serán colectadas [15, 16].

Como gas de llenado se utilizó *P10*, una mezcla de Argón (90%) y Metano (10%). Esta mezcla ha sido utilizada ampliamente para propósitos de caracterización[14, 15]. El *Ar* es un gas noble que requiere una intensidad de campo eléctrico muy baja para la formación de avalanchas con una energía $W = 26,4 \text{ eV}$ más baja que otros gases (ver tabla 4.1), permite que partículas alfa provenientes del ^{241}Am cuya energía principal de la partícula alfa es $E_\alpha = 5,486 \text{ MeV}$ (ver apéndice A), hace que se generen n ionizaciones. A partir de la ecuación 4.1, se obtiene:

$$n = \frac{5,486 \times 10^6 \text{ eV}}{26,4 \text{ eV}} = 2,078 \times 10^5 \text{ par } cation - e^- \quad (5.1)$$

El CH_4 es un gas poliatómico, que tiene la capacidad de absorber los fotones producidos por la desexcitación de átomos y moléculas, evitando así un aporte significativo

de cargas debido a ellos. Esta mezcla disminuye el camino libre medio [16].

Antes de poner en marcha nuestro detector, en éste se genera vacío a una presión de $100 \text{ mTorr} \sim 1,33 \times 10^{-4} \text{ bares}$ mediante una bomba mecánica, luego es llenado con gas $P10$ a presiones de trabajo de 3 y 4 *bares*, como se muestra en la figura 5.3.

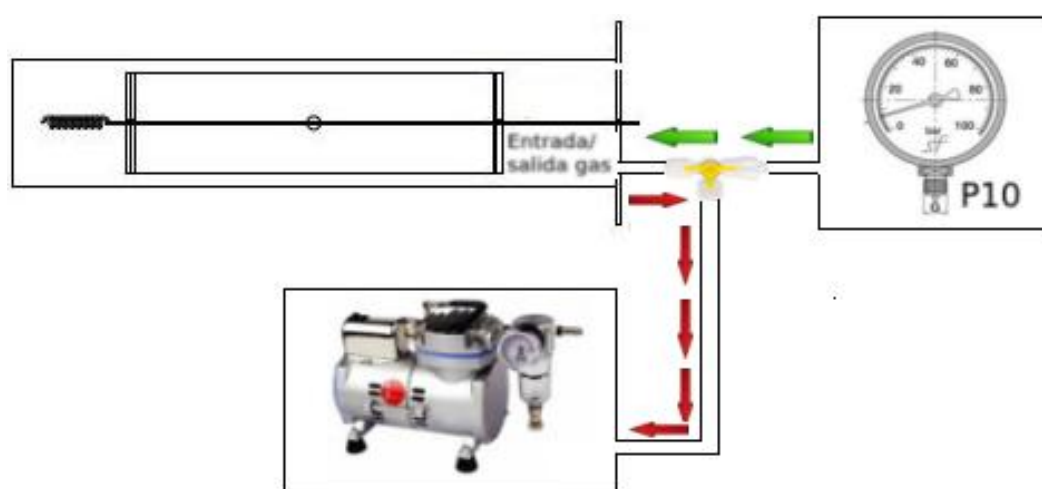


Figura 5.3: Diagrama del circuito de llenado del gas de trabajo y generación de vacío

5.3. Esquema eléctrico

Se polariza negativamente la carcasa cilíndrica con una fuente dual, su borne positivo es llevado a tierra, al igual que el cilindro exterior. El alambre en el interior del detector se deja como “punto flotante”, es por ahí donde se toma la señal. La figura 5.4 muestra el esquema eléctrico señalado.

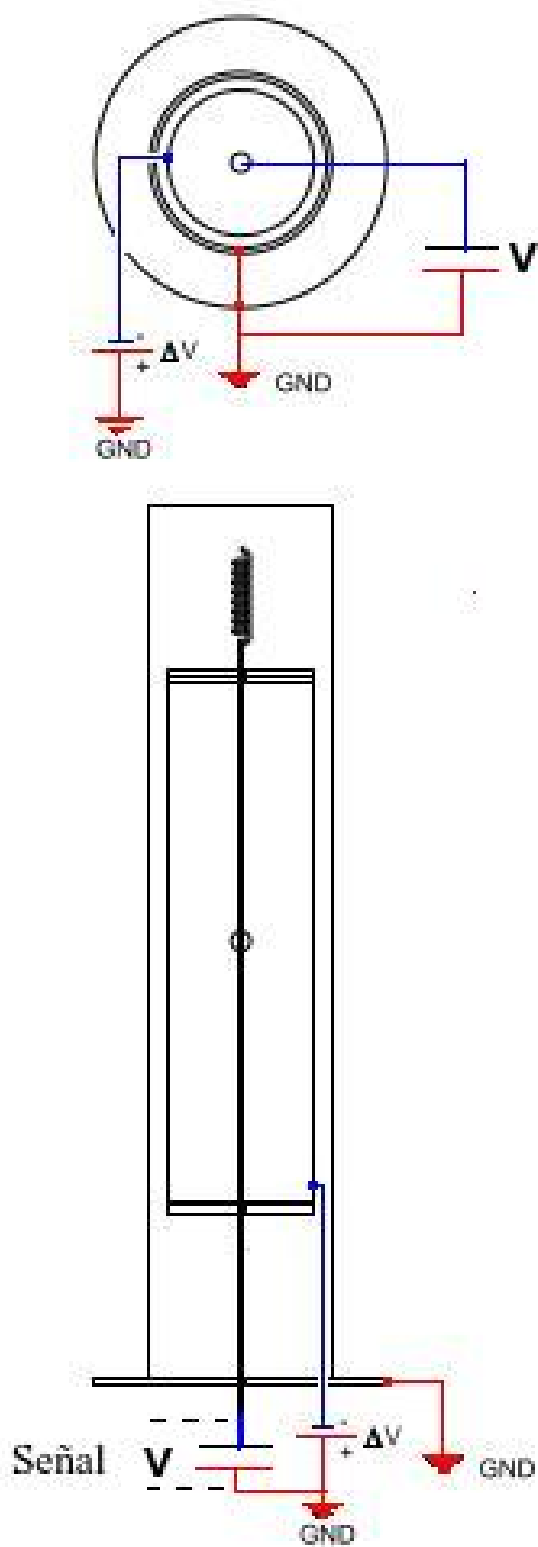


Figura 5.4: Esquema eléctrico del contador proporcional

5.4. Cadena espectroscópica de adquisición de datos (modo pulso)

El contador proporcional es polarizado con una fuente dual de tensión continua. La señal que es recolectada en el interior del detector es relativamente pequeña por lo que debe ser amplificada, entonces es llevada a un pre-amplificador y posteriormente a un amplificador, de éste último es llevada a un osciloscopio para ser visualizada y a un convertidor análogo-digital para binarizar la señal y procesar los datos en una computadora mediante el software de adquisición *Genie 2000*. La cadena espectroscópica utilizada se esquematiza en la figura 5.5.

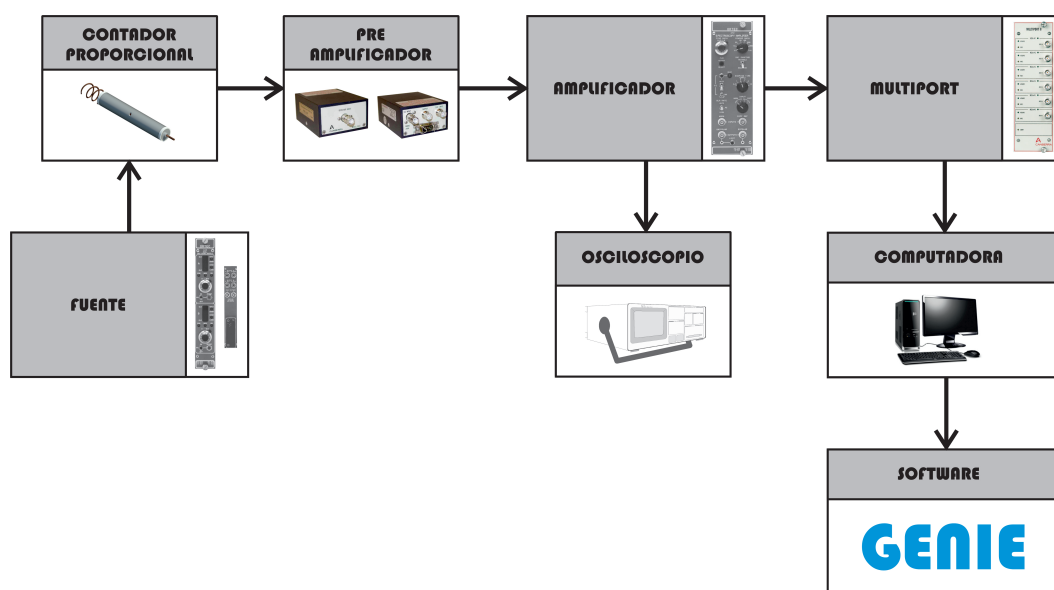


Figura 5.5: Diagrama de la cadena espectroscópica de adquisición de datos (modo pulso).

5.4.1. Fuente de tensión ORTEC 660 dual

La fuente de tensión ORTEC 660 dual, es un dispositivo que contiene dos fuentes de polarización independientes usado en detectores de silicio y germanio. Maneja un rango de tensión de $0 - 5 \text{ kV}$ o $0 - 500 \text{ V}$ a una corriente de $0 - 100 \mu\text{A}$, el voltaje puede ser polarizado positiva o negativamente. La linealidad de salida no excede el 3%. La sensibilidad de temperatura al voltaje de salida es menor a $\pm 0,08 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ en un rango de operación de $10 - 50^\circ\text{C}$ [17].

5.4.2. Pre-amplificador Canberra modelo 2006

El pre-amplificador recibe directamente la señal obtenida en el detector, se encarga de transformar el pulso de carga en un pulso de voltaje y de adaptar la impedancia del detector con el resto de la cadena espectroscópica de adquisición de datos [18].

Este pre-amplificador está diseñado para su uso en detectores de ionización gaseosa, específicamente en contadores proporcionales. Este amplifica el pulso de voltaje que se genera al interior del detector como consecuencia de la ionización; la amplitud del pulso es proporcional a la carga total recogida en cada evento [19].

5.4.3. Amplificador ORTEC 672

La señal que sale del pre-amplificador va hacia el amplificador, el cual cumple dos funciones principales, elevar la señal de entrada a niveles que pueda ser medida por la instrumentación clásica y dar forma conveniente al pulso amplificado[18].

Este es un amplificador de energía con gran uso en detectores de partículas, especialmente en contadores proporcionales. Acepta señales de entrada positiva o negativa generando una señal de salida de $0 - 10 V$ con una ganancia de 2,5 a 1500 [20].

La configuración del amplificador es la siguiente:

- *Ganancia gruesa*: Variable, de acuerdo a la conformación del pulso.
- *Ganancia fina*: Se fija en 50, de acuerdo a experiencias anteriores realizadas en el LMR.
- *Shaping time*: Es el selector de tiempo de formación de pulsos, se fija en $1 \mu s$.

5.4.4. Multiport II Canberra

El multiport II de Canberra, es un conversor análogo-digital con seis salidas compatibles con el software Genie. Este instrumento recibe la señal analógica que proviene del amplificador, transformandola en señal digital que denominamos canales, de forma proporcional al máximo de la señal analógica[18].

Es ampliamente usado en aplicaciones desde espectroscopía alfa, medición de residuos hasta controles de seguridad nuclear, entre otras. La señal analógica de entrada puede ser unipolar o bipolar positiva de $0 - 5 V$ o $0 - 10 V$ [21].

5.4.5. Programa de adquisición de datos: Genie 2000

La familia de software Genie 2000, es un conjunto de programas desarrollado por industrias Canberra que permite integrar los diferentes equipos diseñados por ellos.

Específicamente, el programa utilizado de la familia Genie 2000 es el *Software de espectroscopía básica Genie 2000*, el cual es un medio que permite la adquisición de datos de espectroscopía gamma y alfa.

El software contiene una ventana de espectroscopía integrada que permite la adquisición y visualización de datos [22].

5.5. Cadena espectroscópica de adquisición de datos (modo corriente)

La instrumentación de medición asociada al modo corriente es muy simple, solo consta de una fuente de tensión cuya resolución es de $1V$ para polarizar el detector y de un electrómetro con resolución variable de acuerdo a la escala utilizada, este se conecta directamente al detector para leer la cantidad de cargas acumuladas en un determinado tiempo. La figura 5.6 muestra un esquema del sistema destinado a medir en modo corriente.

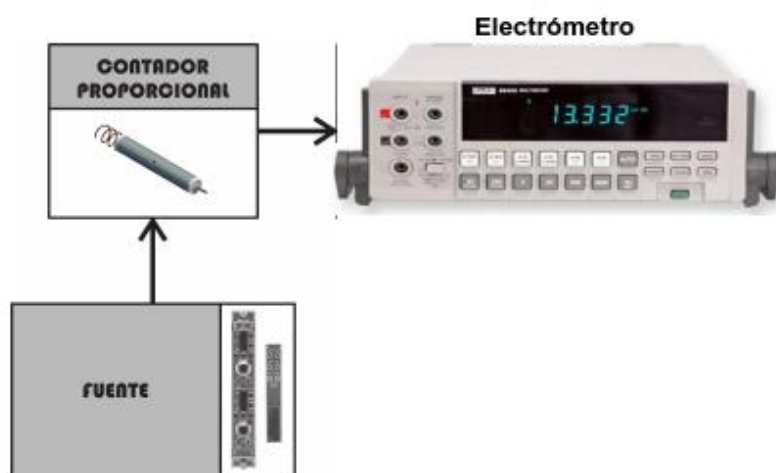


Figura 5.6: Diagrama de la cadena espectroscópica de adquisición de datos (modo corriente).

5.6. Fuente radiactiva

El ^{241}Am es una fuente de partículas α y de *rayos* γ con número atómico 95 y período de semidesintegración $T_{1/2} = 432,6$ años [23].

Se ha elegido una fuente de ^{241}Am para la caracterización del detector por su alta emisividad, que es casi tres veces la emisividad del *Ra*. Además el ^{241}Am es un nucleido artificial de fácil producción.

Se trabajó con dos fuentes (ver figura 5.7) cuyas referencias en el LMR son:

- Fuente 1:
 - Referencia: 1749-7-1
 - (Fuente comprada) elaborada por electrodeposición sobre un disco electropulido.
- Fuente 2:

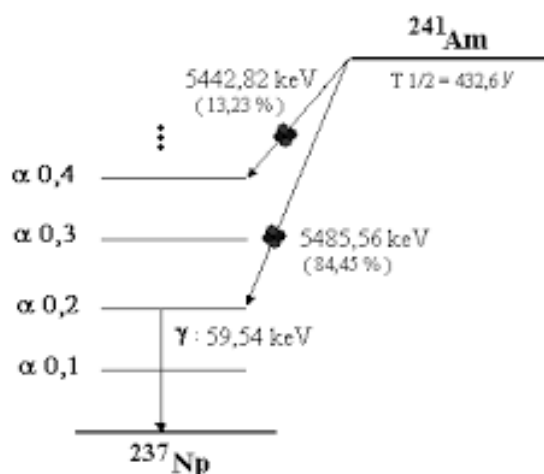
- Referencia: 150.08
- Esta fuente fue elaborada en el LMR por el método de deposición sobre un disco electropulido. La gota de $1 \mu\text{L}$ del material radiactivo fue depositada mediante un picnómetro.



Figura 5.7: Fuentes de ^{241}Am utilizadas en las mediciones. Fuente 1 (izquierda), Fuente 2 (derecha)

El fin de utilizar dos fuentes diferentes es observar si existen fenómenos de absorción debido a la fuente 1, ya que como se aprecia en la Figura 5.7, esta presenta bordes metálicos mas gruesos que los de la fuente 2 y de esta forma relacionar o descartar la presencia de los bordes con la aparición de un pico en una posición constante en el espectro del ^{241}Am , como se observa en las figuras 7.2 a la 7.4.

El esquema de decaimiento del ^{241}Am se muestra en la figura 5.8.



(b)

Figura 5.8: Esquema de decaimiento del ^{241}Am

En el apéndice A se detallan las características del ^{241}Am .

Capítulo 6

Cálculos teóricos

“Antes y por encima de todo cálculo está la idea, moldeadora del material en forma resistente, para cumplir su misión”

— E. Torroja

En el presente capítulo se realizan algunas estimaciones teóricas. Se calcula para qué valor de *potencial de polarización / campo eléctrico* comienza a generarse la multiplicación, es decir, para qué valor de potencial se inicia la zona de contador proporcional. Además se considera que la señal de salida es debido solo a la acumulación de electrones. Para esto se consideran las siguientes hipótesis: [14].

- ♣ Se considera solo el campo eléctrico en el centro del detector, lejos de los bordes, por lo tanto, se realiza el cálculo para una geometría infinita.
- ♣ Las cargas producidas al interior del detector, se producen en su totalidad con el efecto avalancha, independientemente de la zona donde se produce la ionización primaria.
- ♣ Se considera que la formación de la señal de salida del detector se debe en su totalidad a la acumulación de electrones y no de cargas positivas.

6.1. Campo eléctrico en el detector

Primero se obtendrá una expresión para la diferencia de potencial entre el alambre (ánodo) y la carcasa conductora cilíndrica (cátodo). Este último está a un potencial negativo mientras el primero se encuentra como punto flotante, por lo tanto las líneas de campo eléctrico van dirigidas radialmente hacia el exterior del cilindro.

La diferencia de potencial entre dos puntos del espacio está dada por:

$$\Delta V = V_{r_2} - V_{r_1} = \int_{r_1}^{r_2} \mathcal{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (6.1)$$

La figura muestra las líneas equipotenciales en el detector en el centro de este, donde se puede asumir una geometría infinita, graficadas mediante el software *Mathematica* 10.4 [24].

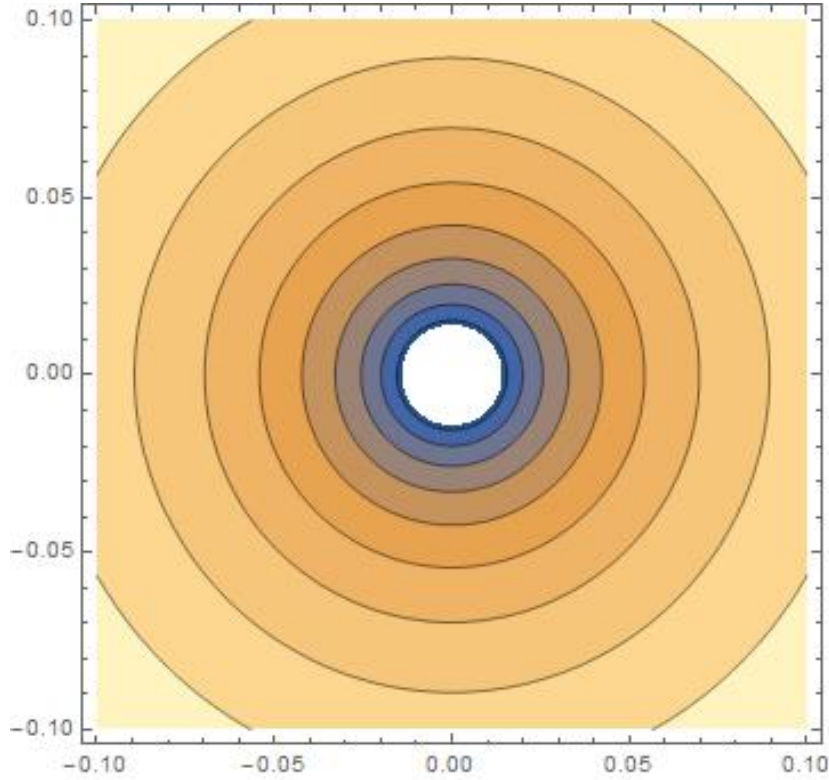


Figura 6.1: Curvas equipotenciales en el centro del detector

El campo eléctrico en un punto a una distancia $r > r_o$ donde r_o es el radio de una barra cargada está dado por:

$$\mathcal{E} = \frac{2k_e\rho}{r}\hat{\mathbf{r}} \quad (6.2)$$

donde $\hat{\mathbf{r}}$ va dirigida radialmente hacia el exterior del cilindro.

$$\Delta V = \int_{r_1}^{r_2} dr \frac{2k_e\rho}{r} \quad (6.3)$$

$$= 2k_e\rho \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (6.4)$$

Si consideramos el potencial en el alambre (ánodo) como cero $V_{r_1} = 0$ y la carcasa cilíndrica (cátodo) a un potencial negativo $V_{r_2} = -V$, entonces el potencial a una distancia r desde el eje es:

$$V = 2k_e\rho \ln\left(\frac{r_1}{r}\right) \quad (6.5)$$

Luego, el campo eléctrico \mathcal{E} se define como:

$$\mathcal{E} = -\frac{\partial V}{\partial r} \hat{\mathbf{r}} \quad (6.6)$$

Por lo que el módulo de será:

$$\mathcal{E} = -2k_e \rho \left(\frac{r}{r_1} \right) \left(\frac{-r_1}{r^2} \right) \quad (6.7)$$

$$= \frac{2k_e \rho}{r} \quad (6.8)$$

De la ecuación 6.4, se tiene:

$$2k_e \rho = \frac{\Delta V}{\ln(r_2/r_1)} \quad (6.9)$$

Por lo tanto, reemplazando ecuación 6.9 en la ecuación 6.8, se obtiene la magnitud del campo eléctrico en un punto entre el ánodo y el cátodo, dada por la ecuación 6.10.

$$\mathcal{E} = \frac{\Delta V}{\ln(r_2/r_1)} \left(\frac{1}{r} \right) \quad (6.10)$$

Mediante el software *Mathematica 10.4* [24] se calcularon las líneas de campo eléctrico en el centro del detector, lejos de los bordes, las cuales se pueden observar en la figura 6.2.

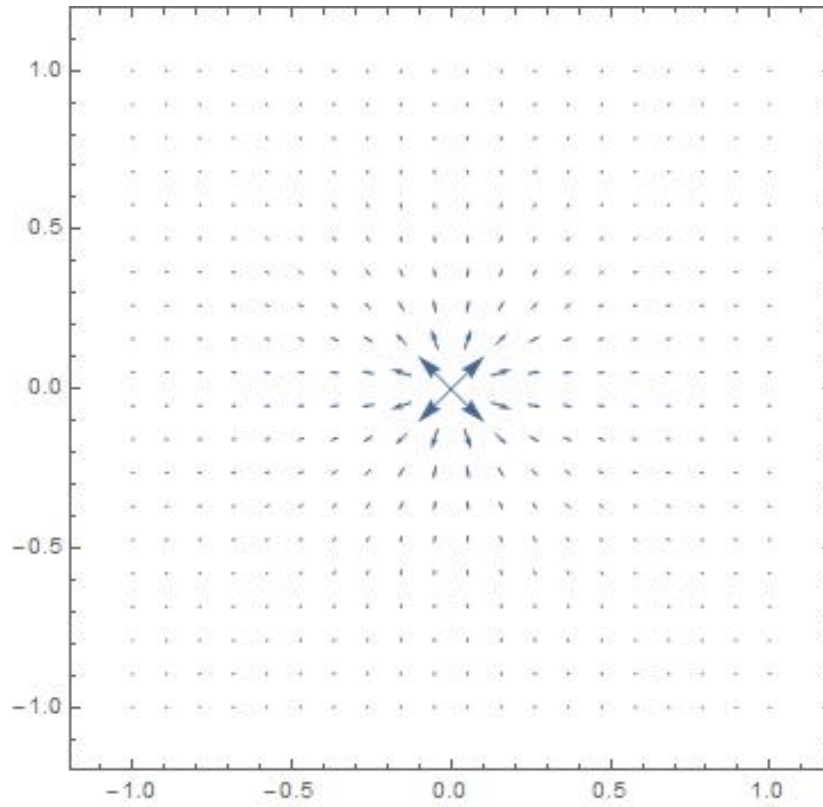


Figura 6.2: Líneas de campo eléctrico en el centro del detector

6.2. Factor de multiplicación

Haciendo

$$\ln M = \int_{\mathcal{E}(r_1)}^{\mathcal{E}(r_c)} d\mathcal{E} \alpha(\mathcal{E}) \frac{\partial r}{\partial \mathcal{E}} \quad (6.11)$$

De la ecuación 6.10, tenemos que:

$$r = \frac{\Delta V}{\mathcal{E}(r) \ln(r_2/r_1)} \quad (6.12)$$

$$\frac{\partial r}{\partial \mathcal{E}} = -\frac{\Delta V}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{\mathcal{E}^2(r)} \quad (6.13)$$

Luego,

$$\ln M = \int_{\mathcal{E}(r_1)}^{\mathcal{E}(r_c)} d\mathcal{E} \left(-\frac{\Delta V}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{\mathcal{E}^2(r)} \right) \quad (6.14)$$

Ahora, asumiendo linealidad entre el coeficiente de Townsend y el campo eléctrico como $\alpha(\mathcal{E}) = \kappa \mathcal{E}$ sugiere Diethorn (ver [14]), nos queda

$$\ln M = -\frac{\Delta V}{\ln(r_2/r_1)} \int_{\mathcal{E}(r_1)}^{\mathcal{E}(r_c)} d\mathcal{E} \frac{\kappa}{\mathcal{E}(r)} \quad (6.15)$$

$$= -\frac{\Delta V}{\ln(r_2/r_1)} \kappa \left(\ln \frac{\Delta V}{Pr_c \ln(r_2/r_1)} - \ln \frac{\Delta V}{Pr_1 \ln(r_2/r_1)} \right) \quad (6.16)$$

$$= \frac{\Delta V}{\ln(r_2/r_1)} \frac{\ln 2}{\Delta V'} \left(\ln \frac{\Delta V}{Pr_1 \ln(r_2/r_1)} - \ln K \right) \quad (6.17)$$

donde $\kappa = \frac{\ln 2}{\Delta V'}$, aquí $\Delta V'$ y $K = \frac{\Delta V}{Pr_c \ln(r_2/r_1)}$ son constantes. K representa el valor mínimo de E/P para el cual la multiplicación no puede ocurrir, ésto implica que para que la ecuación 6.17 se haga mínimo, el término entre paréntesis debe ser cero:

$$\ln \frac{\Delta V}{Pr_1 \ln(r_2/r_1)} - \ln K = 0 \quad (6.18)$$

Según Diethorm en [14] (pág. 173), el valor de $(E/P)_{\min}$ para un gas P10 es $K = 4,8 \times 10^4 V/cm \cdot atm$ con lo que se puede obtener una expresión para el potencial en función de la presión del gas de trabajo (ecuación 6.19).

$$\Delta V = \left(Kr_1 \ln \frac{r_2}{r_1} \right) P \quad (6.19)$$

Esta expresión (ecuación 6.19) da la relación entre el potencial de polarización y la presión del gas de trabajo para los cuales se encuentra el valor mínimo de \mathcal{E}/P , es decir, es el límite cuando el factor de multiplicación es nulo. La figura 6.3 muestra dicha relación para dos valores de diámetro del ánodo diferentes. Se observa que en el límite de la no multiplicación, a presión constante, ánodos con mayor diámetro requieren una tensión de polarización mayor, además, a mayores presiones del gas de trabajo, la brecha de tensión de polarización entre ánodos de diferente diámetro crece.

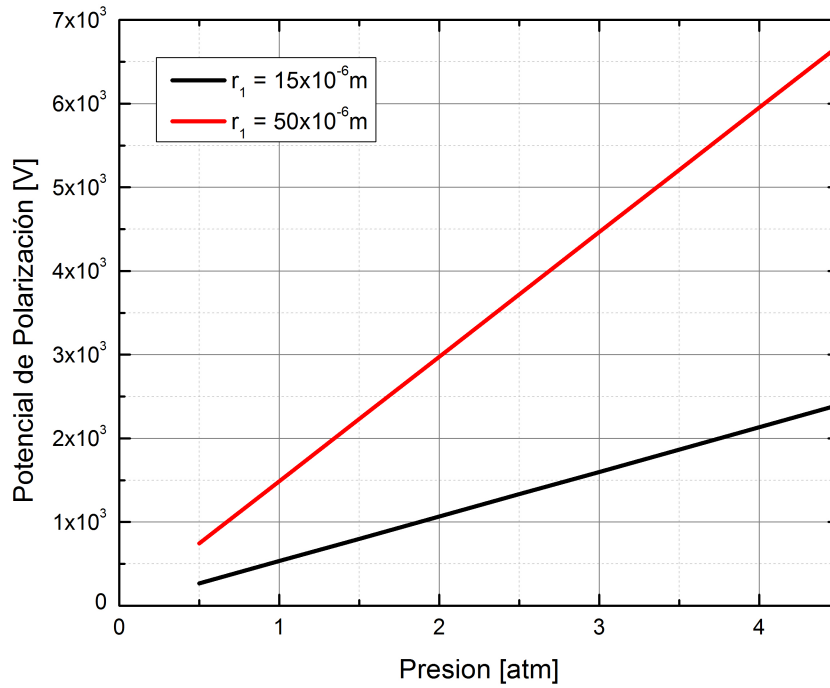


Figura 6.3: Relación entre el potencial de polarización y la presión del gas de trabajo para los cuales se establece el límite de no multiplicación ($M = 0$).

Luego, retomando la ecuación 6.17, para valores de $K = 10^4 \text{ V/cm} \cdot \text{atm}$ y $\Delta V' = 23,6 \text{ eV}$ para un gas P10 (ver [14], pág. 173), y los parámetros geométricos de nuestro detector (ver Tabla 5.1), se obtiene la gráfica de la figura 6.4.

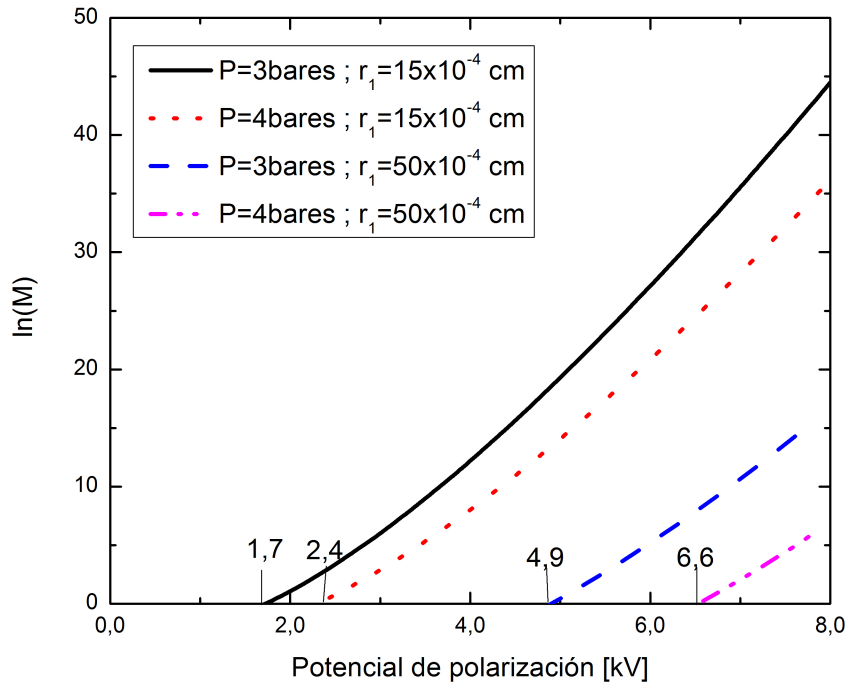


Figura 6.4: Variación del logaritmo natural del factor de multiplicación M en función del potencial de polarización para diferentes presiones y diámetros de alambre (ánodo) diferente, en un gas tipo $P10$.

En la figura 6.4 se observa cómo varía el logaritmo del factor de multiplicación con la tensión de polarización. A bajas presiones del gas de trabajo y con ánodos de diámetro más finos, se logra conseguir intensidades de campo eléctrico mucho más fuertes que a altas presiones y diámetros mayores, con lo que se obtienen factores de multiplicación a tensiones de polarización relativamente más bajas.

6.3. Tiempo de colección de electrones

Cuando los iones y electrones de un gas se encuentran inmersos en un campo eléctrico, las fuerzas coulombianas moverán las cargas desde donde se originaron hacia los electrodos de signo contrario con una velocidad de deriva v dada en la ecuación 6.20 [14].

$$v = \mu \frac{\mathcal{E}}{p} \quad (6.20)$$

donde \mathcal{E} la magnitud del campo eléctrico, p la presión del gas de trabajo y μ la movilidad de cargas.

Considerando exclusivamente la velocidad de deriva de los electrones y la ecuación

6.10, tenemos:

$$\begin{aligned} v^{e^-} &= \frac{\mathcal{E}}{p} \mu_{e^-} \\ &= \frac{\mu_{e^-}}{p} \frac{\Delta V}{\ln(r_2/r_1)} \left(\frac{1}{r} \right) \end{aligned} \quad (6.21)$$

Se tiene que la velocidad de deriva depende de la posición de los electrones y sabemos que $\frac{dr}{dt} = v$, reemplazando v^{e^-} en la ecuación de movimiento e integrando desde la posición donde se originan los electrones $r(t)$ hasta la superficie del ánodo r_1 .

$$\int_{r(t)}^{r_1} dr \frac{1}{v^{e^-}(r)} = \int_0^t dt \quad (6.22)$$

$$- \int_{r(t)}^{r_1} dr \frac{p}{\mu_{e^-}} \frac{\ln(r_2/r_1)}{\Delta V} r = \int_0^t dt \quad (6.23)$$

$$- \frac{p}{\mu_{e^-}} \frac{\ln(r_2/r_1)}{\Delta V} \left(\frac{r_1^2 - r^2(t)}{2} \right) = t \quad (6.24)$$

El signo menos en las ecuaciones 6.23 y 6.24 aparece sabiendo que $\Delta V < 0$. Finalmente, la posición donde se originan los electrones está dado por la ecuación 6.25:

$$r(t) = \sqrt{2 \frac{\mu_{e^-}}{p} \frac{V_0}{\ln(r_2/r_1)} t + r_1^2} \quad (6.25)$$

Haciendo $r(t) = r_2$ tenemos el tiempo de colección de electrones en la ecuación 6.26.

$$t^{e^-} = \frac{(r_2^2 - r_1^2) p \ln(r_2/r_1)}{2 V_0 \mu_{e^-}} \quad (6.26)$$

La gráfica de la figura 6.5 muestra los tiempos de colección de electrones en función de la tensión de polarización aplicada y distancias al ánodo de $30 \mu m$ de diámetro en un ambiente de $P = 10$ a 3 bares.

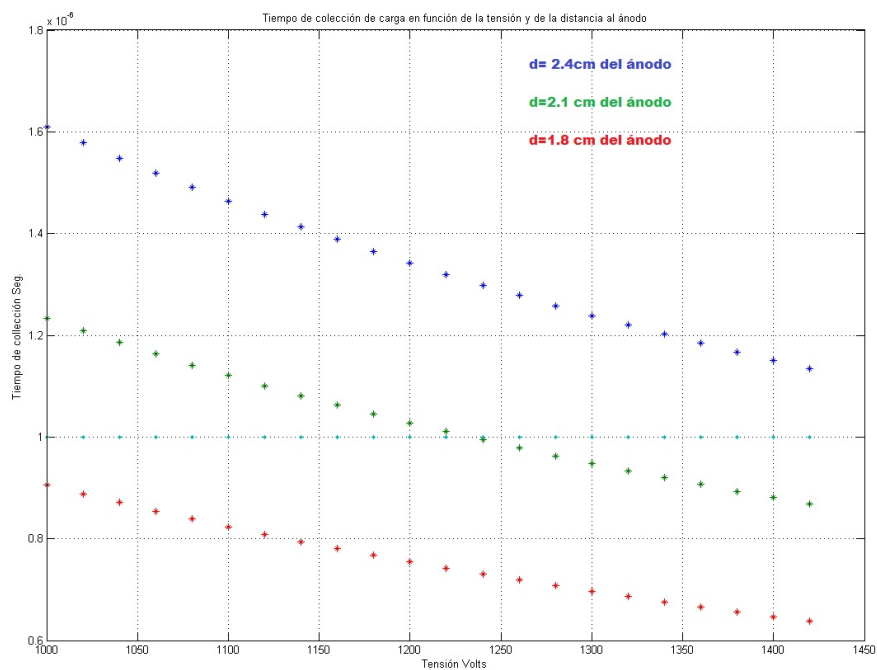


Figura 6.5: Tiempos de colección de cargas en función de la tensión aplicada y la distancia al ánodo

La movilidad de los electrones se asumió como $36,000 \text{ atm} \cdot \text{cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}$ [25]. Esta se tomó aproximando con una recta en la región de interés en la curva de $P - 10$ en la figura 6.6.

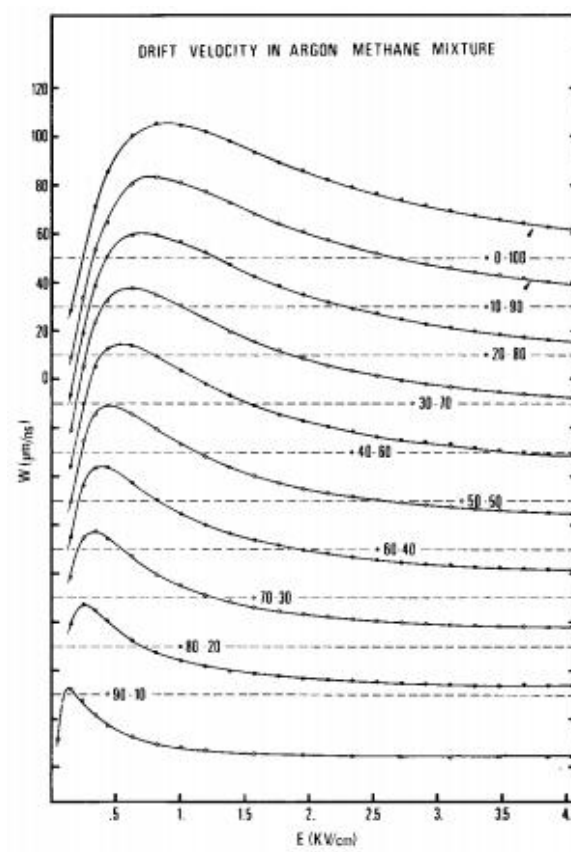


Figura 6.6: Velocidad de deriva de los electrones para diferentes proporciones de $Ar - CH_4$ [25]

Capítulo 7

Resultados experimentales

“Busca la satisfacción en lo que haces no en los resultados”

— J. Dean

Inicialmente se ensambló el detector con la fuente de ^{241}Am (ver figura 5.2). Se generó vacío en el detector a una presión de $1,33 \times 10^{-4}$ bares con el fin de asegurar un aporte despreciable de las moléculas que componen el aire en el interior del detector. Luego, este fue llenado de gas *P-10* a presiones de 3 bares y 4 bares para diferentes mediciones.

Se conectó la instrumentación electrónica de medición como muestra la figura 5.5, polarizando el detector como describe la figura 5.4. Se verificó que la señal o el conteo que se visualiza a través del software *Genie 2000* fuese consecuencia de la interacción de partículas alfa con el gas *P-10* o en su defecto no hayan descargas en el interior del detector. Para esto se utilizó un osciloscopio, en el cual se puede visualizar los picos gaussianos como resultados del conteo de partículas alfa. La figura 7.1 muestra uno de estos picos formado con una tensión de polarización de $2,3\text{kV}$ en un alambre de $30\mu\text{m}$, la señal observada tiene una altura de 220mV y un ancho de $2,5\mu\text{s}$.

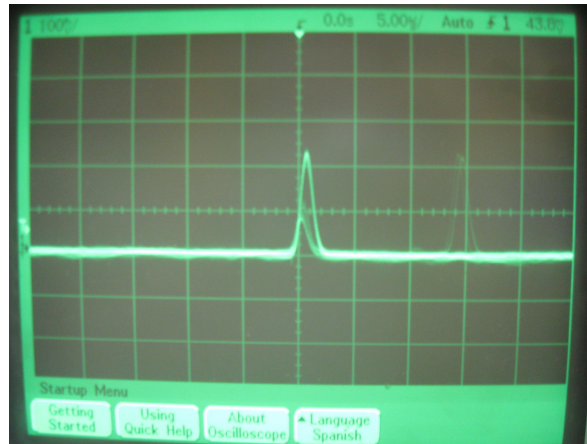


Figura 7.1: Visualización de un pico gaussiano de $220mV$ de altura y ancho de $2,5\mu s$, formado por una tensión de polarización de $2,3kV$ con un alambre de $30\mu m$ (ánodo) en un ambiente de $P - 10$ a $3bares$.

El amplificador se operó principalmente variando ganancia gruesa con un *shaping time* de $1\mu s$. Otras configuraciones habían sido fijadas en trabajos anteriores usando ganancia fina (50).

7.1. Espectro del ^{241}Am

El espectro del ^{241}Am presenta cinco líneas características, entre ellas las de mayor intensidad son la de $5486keV$ con el 84% de las emisiones y la de $5443keV$ con el 13% de las emisiones totales, el 3% restante está distribuido entre las otras tres líneas. Para la obtención experimental del espectro del isótopo ^{241}Am se procedió a realizar las medidas respectivas, estas fueron tomadas utilizando intervalos de conteo de 180 segundos, variando el potencial de polarización, usando diferentes rangos para cada medición las cuales estuvieron entre $0,3kV$ y $3,1kV$, en pasos de $20V$, $50V$, $60V$ y $100V$.

Al realizar cada medición, se tomaron lecturas de diferentes parámetros, tales como *tensión de polarización*, *tasa de conteo de todo el espectro y del pico de interes*, *el canal del máximo y el ancho a media altura del máximo (FWHM)*.

En las figuras 7.2 a la 7.4 se muestra el espectro experimental característico del ^{241}Am variando la presión del gas de trabajo. En todas las mediciones se trabajó con el mismo gas ($P10$) y el mismo diámetro de ánodo de $30\mu m$.

En la figura 7.2, los diferentes espectros se consiguieron variando la tensión de polarización desde $300V$ hasta $3,1kV$ a una presión del gas de trabajo de $p = 3bares$. Se muestran las cuentas para los primeros 1000 canales.

Para tensiones inferiores a $660V$, se observan dos picos que se superponen, esto ocurre en los primeros 200 canales. Para tensiones un poco mayores, estos picos se dividen, manteniendo un primer pico en una posición aproximadamente constante al-

rededor del canal 50, mientras que el segundo pico se va corriendo hacia la derecha con el aumento de la tensión de polarización.

Para tensiones alrededor de 660 V hasta aproximadamente 2,48 kV se nota que este segundo pico también se superpone con otro pico de menor intensidad, donde dichos picos pueden atribuirse a las dos líneas más dominantes del americio: 5,486 MeV que es emitida por el 84 % de los decaimientos, y la línea de 5,443 MeV emitida por el 13 % del total de decaimientos. Como la diferencia de energías es relativamente pequeña comparada con el *FWHM* del pico de mayor intensidad, las líneas se superponen.

Para tensiones mayores de 2,48kV solo se observa claramente la línea de mayor intensidad del ^{241}Am , puesto que su *FWHM* aumenta, pero, su altura disminuye de forma proporcional. Esto mantiene aproximadamente constante la tasa de conteo en el pico. Por otro lado, el primer pico que aparece en el espectro, también disminuye en altura, pero, este se ensancha y aumenta su tasa de conteo.

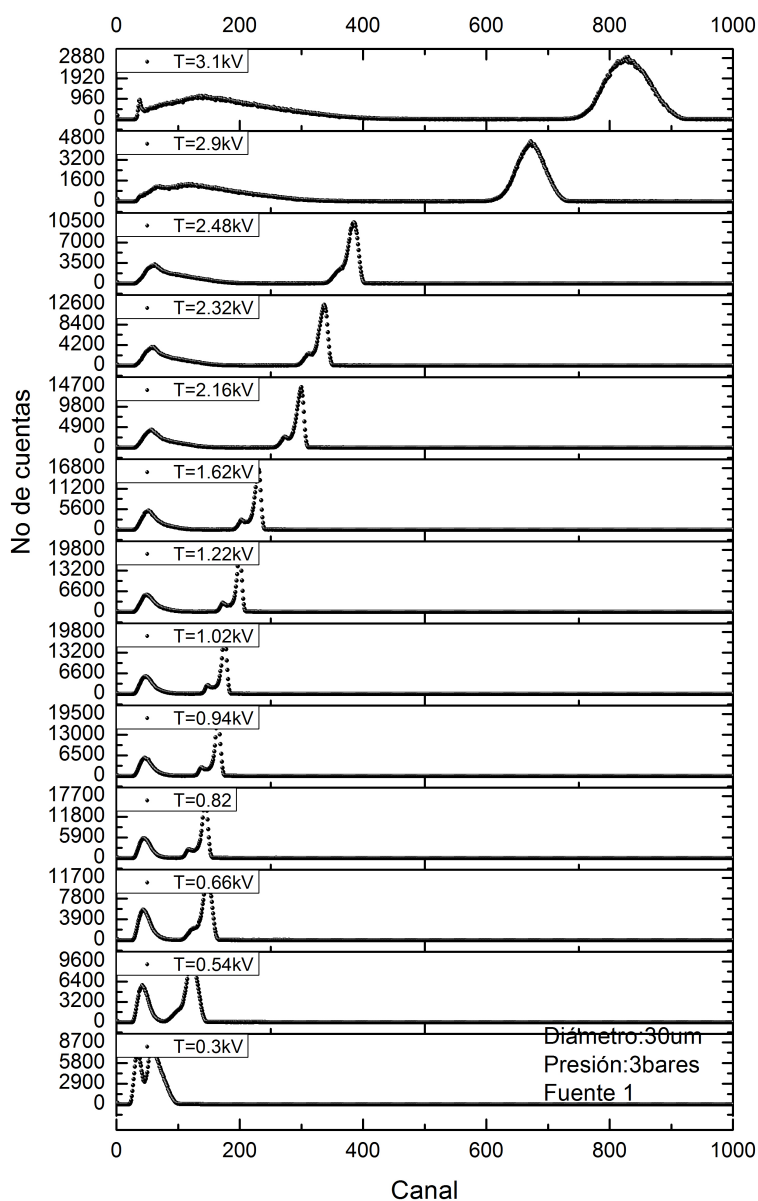


Figura 7.2: Espectro alfa medido con el software *Genie 2000* $P = 3$ bares.

En la figura 7.3, se varió la tensión de polarización desde 1,30 kV hasta 2,40 kV con una presión del gas de trabajo de 4 bares utilizando la fuente 1, aquí se muestran los espectros para los primeros 300 canales.

Al igual que en la figura 7.2, se observa un primer pico que se mantiene constante aproximadamente en el canal 50, su tasa de conteo aumenta con la tensión de polarización y se va achatando. En cuanto a las líneas características del ^{241}Am , también se observa una superposición de estas, con la diferencia que los máximos aparentes de estos picos no parecen ser tan diferentes como en el espectro de la figura 7.2. Las tasas

de conteo para estas líneas permanecen casi constantes a lo largo de los espectros.

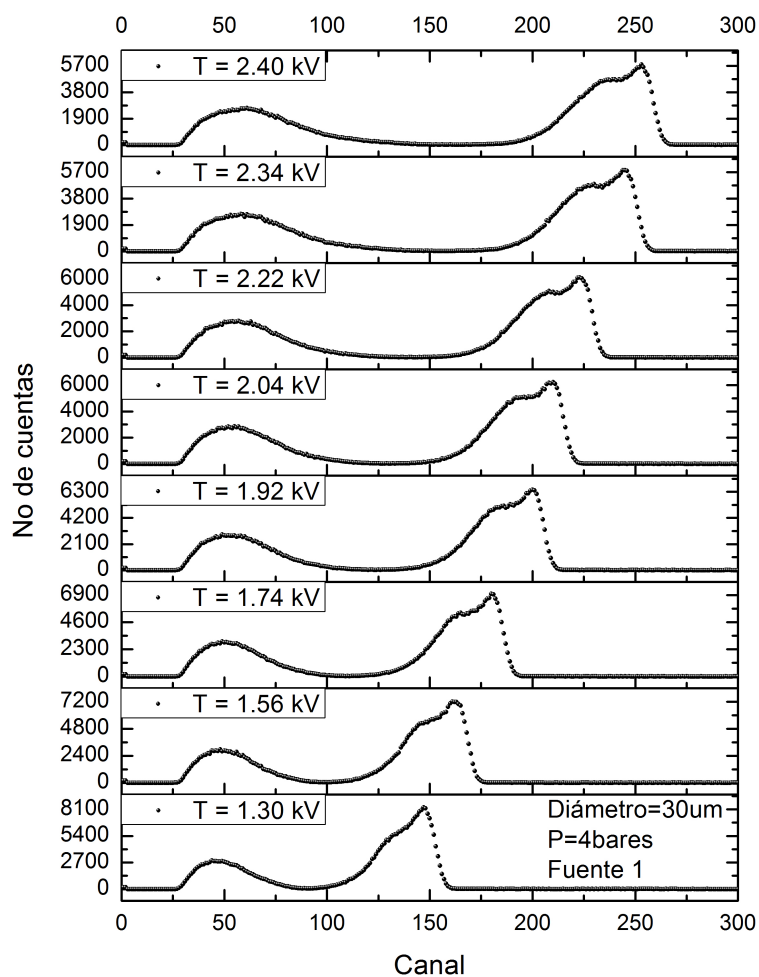


Figura 7.3: Espectro alfa medido con el software *Genie 2000* $P = 4$ bares.

La forma del espectro (figura 7.3) resulta no esperable, aun no se tiene una explicación satisfactoria. Se hicieron diferentes conjeturas, algunas asociadas a la geometría y/o a la posible auto absorción de la fuente pero no resultaron comprobables. Por otro lado, la cantidad de cuentas observadas en ese pico deformado, son las mismas que en el espectro obtenido con el detector en 3bares (en este caso el pico alfa se observa mejor conformado que en el caso anterior). Se debe tener en cuenta que el detector está en etapa de desarrollo, quizás se necesite hacer correcciones a futuro.

En la figura 7.4 se muestran los primeros 400 canales de los espectros, estos fueron adquiridos con tensiones desde 400 V hasta 2,0 kV, con una presión del gas de trabajo de 3 bares, utilizando la fuente 2.

El comportamiento de los espectros de la figura 7.4 es análogo al de los espectros anteriores (figuras 7.2 y 7.3). Para tensiones bajas, se superponen dos picos, los cuales se separan con el aumento de la tensión, uno de ellos se mantiene aproximadamente

constante en el canal 50, disminuyendo su altura, aumentando su ancho y su tasa de conteo con el aumento del potencial de polarización, mientras el otro pico, de las líneas del ^{241}Am mantienen la tasa de conteo aproximadamente constante y se va corriendo a lo largo de los canales. A diferencia de los anteriores espectros, no se observa muy bien la presencia de la segunda línea más intensa del americio, solo se alcanza a percibir un pequeño sobresalto en el espectro con una polarización de $2,0\text{kV}$, que puede atribuirse a esta línea.

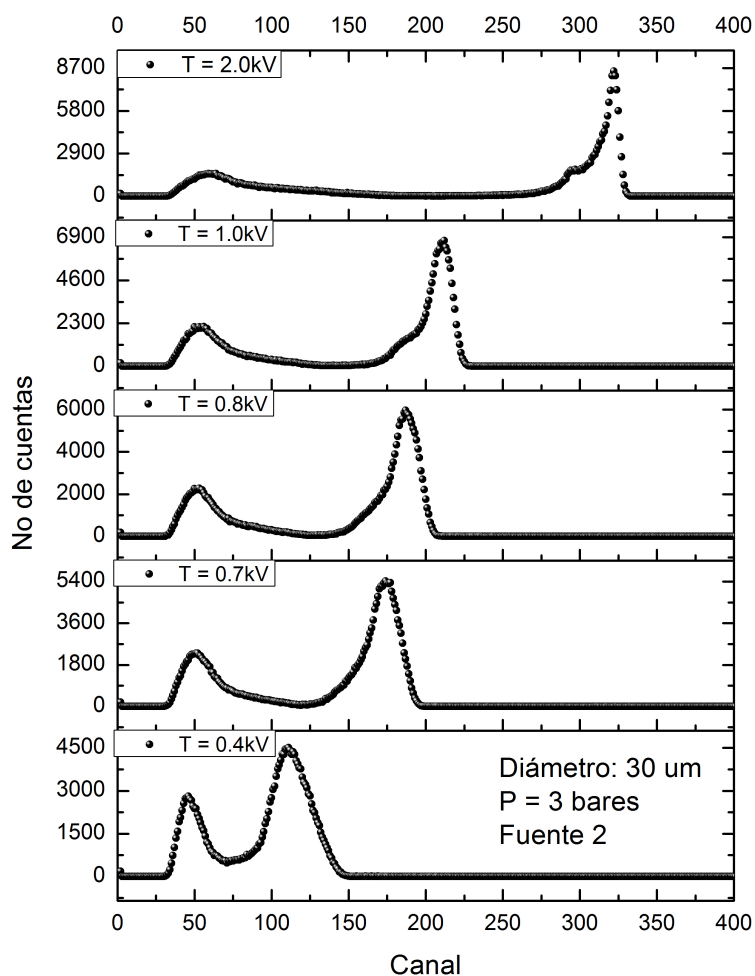


Figura 7.4: Espectro alfa medido con el software *Genie 2000* $P = 3$ bares, usando la fuente 2.

7.2. Curvas de caracterización

Las curvas características se obtuvieron mayormente operando el detector en modo pulso, como se observa en las figuras 7.5, 7.6, 7.7 y 7.10, se grafica Tasa de conteo [$\text{ctas} * \text{s}^{-1}$] (*circulos negros*) y la Altura de pulso [mV] (*rombos azules*) en función de la tensión de polarización [kV]. Una de las curvas (figura 7.9) se obtuvo operando

el detector en modo corriente, donde se grafico la intensidad de corriente generada al interior del detector en función de la tensión de polarización aplicada.

En el modo pulso, los puntos de altura de pulso en las gráficas de las figuras 7.5, 7.6, 7.7 y 7.10 se calcularon mediante la ecuación 7.1, la cual se obtuvo en un trabajo previo de calibración con el software *Genie 2000* y el osciloscopio (voltaje por canal) en el LMR [26], mientras que la gráfica de la figura 7.8 se obtuvo con una calibración posterior, dada mediante la ecuación 7.2, para efectos de comparar con la calibración historica del laboratorio.

$$V = 6,56559 \times 10^{-1}(ch_m) - 3,49 \text{ [mV]} \quad (7.1)$$

$$V = 7,06395 \times 10^{-1}(ch_m) - 11,04 \text{ [mV]} \quad (7.2)$$

La diferencia estimada entre ambas calibraciones es a lo más del 5% para los rangos de interés.

La figura 7.5 se genero realizando un barrido en la tensión de polarización desde 0,2 kV hasta 3,5 kV obteniendo tasas de conteo alrededor de $1200 \text{ ctas} * s^{-1}$ y altura de pulso hasta 270 mV.

En la misma figura 7.5, en la curva de altura de pulso, se puede observar una región que tiende a ser constante entre 1,2 kV y 2,2 kV aproximadamente, lo que podría sugerir que el detector se encuentra en región de cámara de ionización. Se observa que para tensiones de polarización mayores a 2,5kV empieza a aumentar considerablemente la pendiente de dicha curva, este comportamiento es característico de la zona de trabajo de proporcionalidad. Por otro lado, la curva de tasa de conteo revela un comportamiento aproximadamente constante a lo largo de toda la curva.

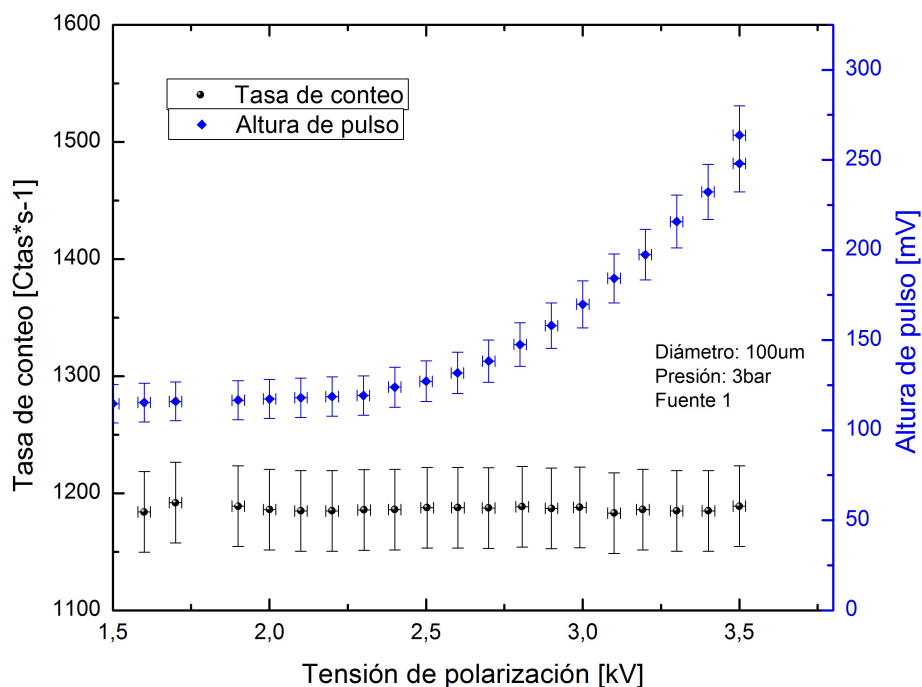


Figura 7.5: Curva característica experimental del contador proporcional con presión del gas de trabajo de 3 bares y diámetro del alambre del ánodo de 100 μm con la fuente 1.

En el detector, se redujo el diámetro del ánodo de 100 μm a 30 μm , inicialmente se mantuvo la misma presión del gas de trabajo de 3 bares y la fuente 1 al interior del contador, con esta configuración se realizó un barrido en la tensión de polarización desde 0,4 kV hasta 1,8 kV con incrementos de 50 V, lo cual arrojó un comportamiento con tendencia constante en la tasa de conteo alrededor de las 1200ctas*s⁻¹ y creciente para la altura de pulso hasta 270 mV, esto aparentemente indica que el detector se encuentra en zona de proporcionalidad, sin embargo, la curva presenta una concavidad negativa que no es propio de esta zona de trabajo, pero si lo es de la zona de recombinación, en este sentido la gráfica no es determinante para establecer dicha zona.

Al cambiar la *fente 1* por la *fente 2*, se realizaron nuevas mediciones desde 0,3kV variando la tensión en intervalos de 60V hasta 3,0KV. Se obtuvo la gráfica de la figura 7.7, donde se observa tasas de conteo con tendencia constante alrededor de 850 ctas*s⁻¹, mientras la altura de pulso crece con concavidad positiva hasta 520 mV. La gráfica podría inferir que el detector está en zona de contador proporcional, pero no se observa ningún comportamiento constante en la altura de pulso que permita identificar la zona de cámara de ionización y poder definir el factor de multiplicación.

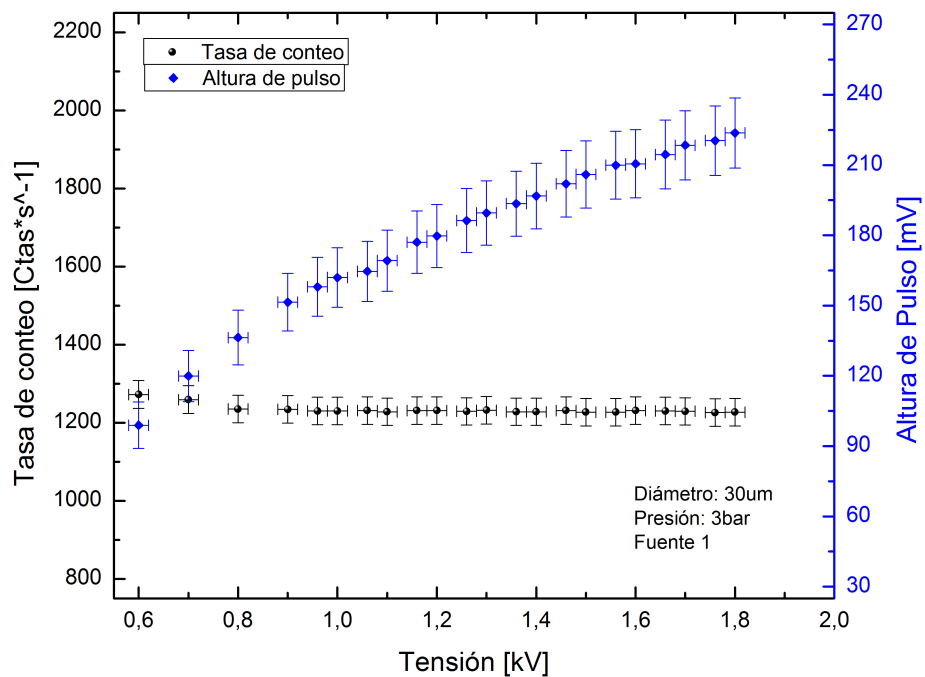


Figura 7.6: Curva característica experimental del contador proporcional con presión del gas de trabajo de 3 *bares* y diámetro del alambre del ánodo de 30 μm con la fuente 1.

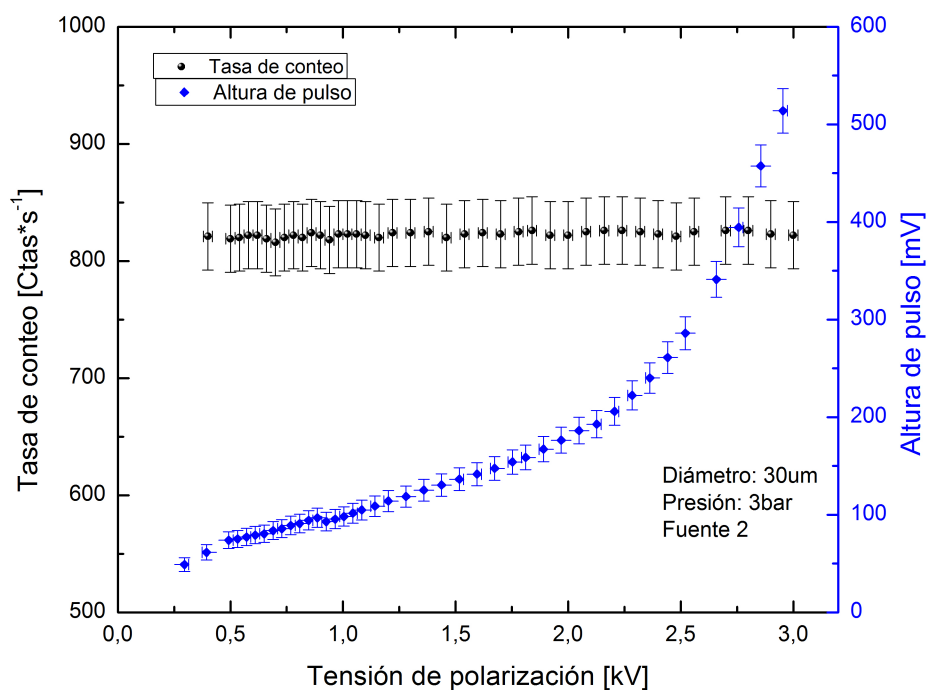


Figura 7.7: Curva característica experimental del contador proporcional con presión del gas de trabajo de 3 *bares* y diámetro del alambre del ánodo de 30 μm con la fuente 2.

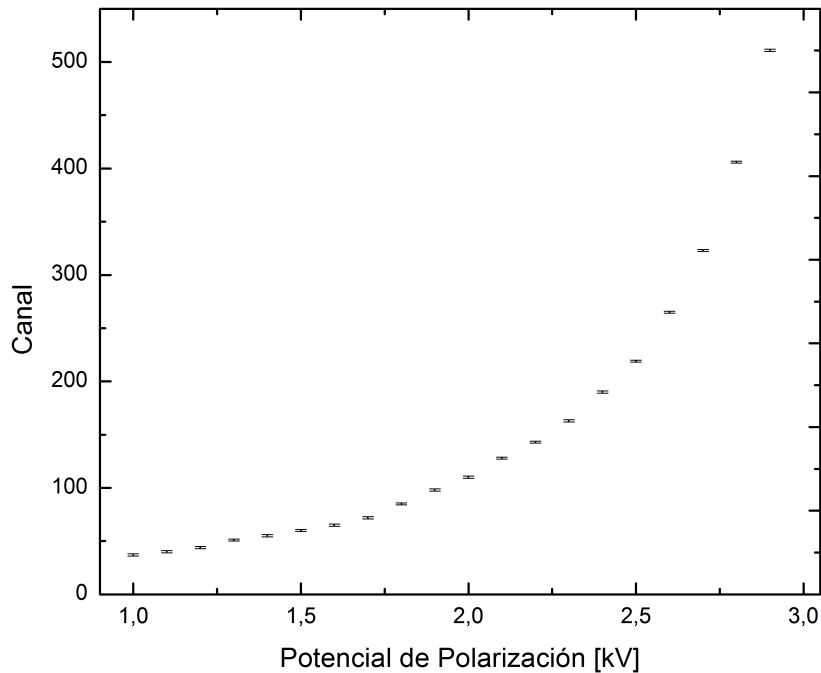


Figura 7.8: Posición del pico de mayor intensidad (en canales) en función del potencial de polarización ($D = 30\mu m$, $p = 3\text{bares}$, fuente 1).

Se realiza un nuevo barrido de la tensión de polarización desde $1,0kV$ hasta $3,0kV$ utilizando una fuente de tensión de mayor precisión. En la figura 7.8 se grafica la posición (en canal) del pico de mayor intensidad del ^{241}Am dado en el *Genie2000* en función de la tensión aplicada al detector, gracias a la relación de proporcionalidad directa entre canal y altura de pulso se puede inferir que al aumentar el canal con la tensión aplicada, la altura de pulso también lo hace, pero a diferencia de la figura 7.6, la concavidad es positiva.

Debido a los resultados contradictorios en la última configuración del detector (ánodo de $30\mu m$ y $p = 3\text{bares}$) no se ha determinado la tensión a la que empieza la multiplicación, por tanto se realiza un barrido más amplio en la tensión aplicada con la fuente de tensión de mayor precisión, desde 0 hasta $3,0kV$ en modo corriente (ver figura 7.9), gracias a las características del diseño del detector que posee sistema de guarda, el cual le permite trabajar en modo pulso y corriente, característica destacable de este instrumento; con la idea de obtener la curva característica del detector en forma completa.

Se observa entonces el detector con sus diferentes zonas de trabajo; inicialmente la intensidad de corriente crece con la tensión con una concavidad negativa, característico de la zona de recombinación, luego permanece aproximadamente constante entre $1,0kV$ y $1,3kV$ que puede atribuirse a zona de cámara de ionización, finalmente, a partir

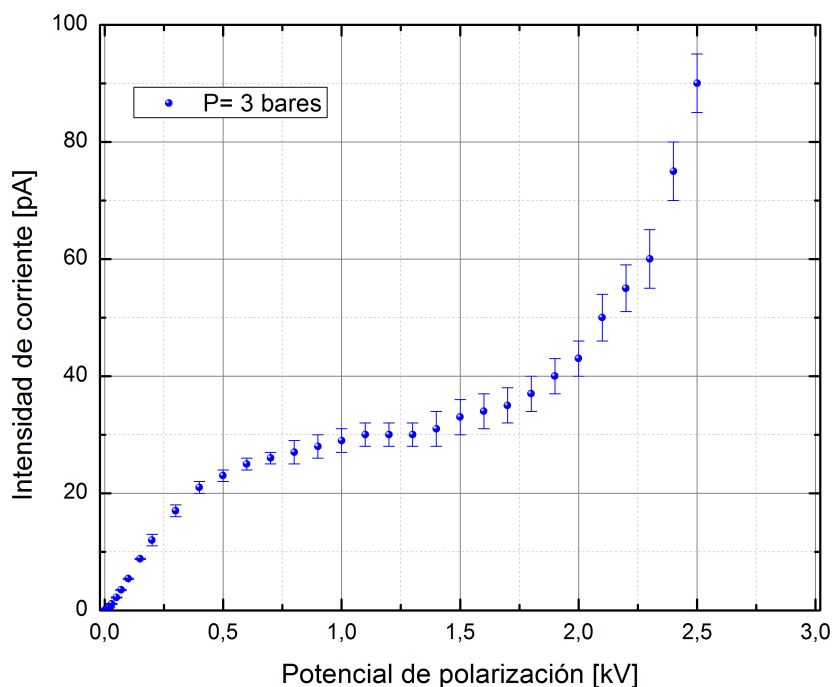


Figura 7.9: Curva característica experimental del contador proporcional en modo corriente con presión del gas de trabajo de 3 *bares* y diámetro del alambre del ánodo de 30 μm con la fuente 1.

de este último valor comienza el efecto avalancha, al crecer de nuevo la intensidad aumentando cada vez más su pendiente y con una concavidad positiva, propio de la zona de proporcionalidad.

Una nueva configuración para el detector se establece, aumentando la presión del gas de trabajo a 4 *bares*, la figura 7.10 muestra la gráfica de tasa de conteo y amplitud de pulso en función de la tensión de polarización. Al variar la tensión, haciendo incrementos de 20V desde 300 V hasta 2,4 kV, se obtuvieron tasas de conteo alrededor de los 1250 $\text{ctas} \cdot \text{s}^{-1}$ y altura de pulso hasta un poco más de 160 mV.

Al igual que en la figura 7.6. En la figura 7.10, la curva de altura de pulso es monotonamente creciente a lo largo de toda la gráfica, mientras que la tasa de conteo se mantiene aproximadamente constante, por lo tanto, se supone que el detector se encontraba en la zona de contador proporcional, y se estima que el límite de la no proporcionalidad está por debajo de los 300 V.

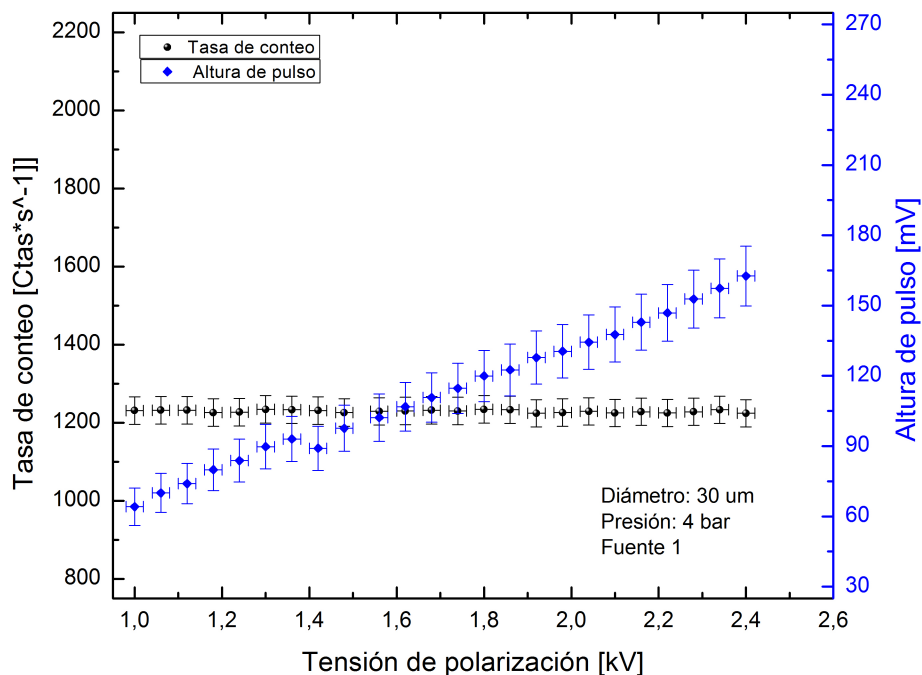


Figura 7.10: Curva característica experimental del contador proporcional con presión del gas de trabajo de 4 bares y diámetro del alambre del ánodo de 30 μm con la fuente 1.

7.2.1. Incertidumbres

Las incertidumbres que se observan en las gráficas se tomaron de forma diferente, según la procedencia de los datos:

- ✓ Para los valores de la tensión de polarización, las incertidumbres se tomaron de acuerdo al mínimo valor de diferencia de potencial que la fuente de alimentación podía suministrar. En cada modo de operación del contador este se polarizó con diferentes fuentes de tensión con incertezas diferentes, siendo en modo pulso de 20V, mientras que en el modo corriente es de 1V.
- ✓ Para la altura de pulso y la tasa de conteo, la incertidumbre se calculó a partir de la desviación estándar de los datos (\sqrt{N}).
- ✓ La incertidumbre de la intensidad de corriente en el modo corriente se estableció de acuerdo a la escala del electrómetro en cada medición.

7.3. Resultados experimentales versus calculados

En la configuración del detector de la figura 7.5 ($D = 100\mu m$ y $p = 3bares$) se encontró experimentalmente el límite de la no multiplicación $V_M^{exp} = 2,5kV$, por su parte, en los cálculos realizados previamente para la misma configuración, según lo observado en la figura 6.4 el límite corresponde a un valor de $V_M^{cal} = 4,9kV$, lo que equivale a un error del 49,0 %.

Por otro lado, al reducir el diámetro del ánodo a $30\mu m$ con la misma presión del gas de trabajo, se obtuvo experimentalmente que la zona de proporcionalidad se da a partir de $V_M^{exp} = 1,3kV$ según discusión previa (figuras 7.6, 7.7 y 7.9). El valor calculado en esta configuración es $V_M^{cal} = 1,7kV$ (ver figura 6.4), dando un error relativo de 23,5 %.

Como se mencionó, en el rango de $1,0kV$ a $1,3kV$ de la tensión aplicada según la gráfica de la figura 7.9 el detector se encuentra en zona de cámara de ionización cuya pendiente tiende a cero, como es de esperarse no hay un incremento significativo en la cantidad de corriente generada, sin embargo, en las figuras 7.6 y 7.7 se observa un comportamiento creciente en la altura de pulso para el mismo rango de tensión, esto contradice lo obtenido al medir en modo corriente. En la cadena espectroscópica de medición en modo pulso este fenómeno se puede asociar al tiempo del detector en la colección de carga y del amplificador en la formación del pulso de salida. La figura 6.5 muestra los cálculos obtenidos para el tiempo de colección de carga en el detector para diferentes distancias al ánodo (r_c : *radio crítico*) en función de la tensión aplicada, se tiene que a mayores radios de multiplicación, los tiempos de colección de carga serán mayores, por lo tanto, se debe permitir que por cada ionización primaria, las M cargas colectadas en el detector puedan ser representadas en el pulso que se forma en el amplificador.

El “*shaping time*.” en el amplificador es el selector del tiempo de conformación del pulso, el cual se fijó en $1\mu s.$, tiempo menor al necesario para coleccionar la cantidad de carga total que formará adecuadamente el pulso (ver figura 6.5). Se puede inferir que en el tiempo fijado para conformar el pulso, el sistema estaba en colección de cargas, por lo tanto la cantidad de estas crecía y con ello, el pulso. Esto explica el comportamiento creciente de la amplitud del pulso en zona de cámara de ionización en las figuras 7.6 y 7.7.

Cuando se aumentó la presión a $4 bares$ con el ánodo de $30\mu m$ de diámetro, se calculó que el límite de la no multiplicación se da en $2,4kV$, sin embargo, experimentalmente no se encontró un valor de tensión aplicada para el cual el detector entraba en zona de proporcionalidad (ver figura 7.10).

Capítulo 8

Conclusiones

- ♣ A una presión de 3 *bares*, para el diámetro del ánodo menor se obtuvo mejores resultados experimentales frente a los calculados. Experimentalmente, los factores de multiplicación hallados son $V_M^{exp} = 2,5kV$ y $V_M^{exp} = 1,3kV$, los valores calculados obtenidos son $V_M^{cal} = 4,9kV$ y $V_M^{cal} = 1,7kV$, con errores relativos de 49,0 % y 23,5 % para 100 μm y 30 μm respectivamente.
- ♣ Se pudo comprobar que el detector puede ser usado para trabajar en las zonas de cámara de ionización y de contador proporcional, la primera con una tensión aplicada entre 1,0kV a 1,3kV y a partir de este último valor de tensión como contador proporcional.
- ♣ La relación entre el comienzo de la multiplicación y la tensión aplicada mejoró notablemente:
 - Con la disminución del diámetro del ánodo.
 - Con un mejor control en la presión, evitando fugas en el detector para el ánodo de menor diámetro.
- ♣ Según los cálculos realizados en el capítulo 6.3, puede haber una mejora en los datos obtenidos experimentalmente al tener un “*shaping time*” mayor a 1 μs , que permita una mejor conformación del pulso, debido a que este tiempo es mayor al utilizado por el amplificador.
- ♣ Los resultados teóricos obtenidos difieren apreciablemente de los valores experimentales. Las curvas de caracterización mostraron valores muy inferiores a los esperados en los cálculos realizados previamente para el factor de multiplicación M, esto como posible consecuencia de diversas fuentes de error, a saber:
 - El valor de los diámetros de los alambres de tungsteno que sirvieron como ánodos en el detector no se conocían con certeza, debido a que no se disponía

de un instrumento de medición con la resolución requerida, por lo tanto se asumieron los datos proporcionados por el LMR. Esto implica que si los valores exactos son más pequeños que los asumidos, el valor del campo eléctrico generado al interior del contador es mucho más intenso, haciendo que el factor de multiplicación tenga un valor inferior al calculado.

- El control de la presión del gas de trabajo al interior del detector no es óptimo. La posible existencia de fugas disminuye la presión del gas de trabajo y con ella, disminuye el valor de tensión de polarización para el cual se forma la avalancha de Townsend, alejándose de los valores calculados previamente y aumentando el error relativo.
- ♣ Los espectros experimentales del ^{241}Am muestran un pico que se achata con la tensión de polarización, pero, su posición permanece invariante. Se descartó posibles contribuciones de las fuentes debido a su geometría. El mencionado pico se atribuye a señales espurias.

Apéndice A



Esta información fue sustraída en su totalidad de la Oficina Internacional de Pesas y Medidas (*Bureau International des Poids et Mesures - BIPM*)[23].

A.1. Esquema de decaimiento

El ^{241}Am decae en un 100 % mediante transiciones alfa al ^{237}Np . La mayoría de los decaimientos (84,6 %) poblan el nivel excitado del ^{237}Np con una energía de 59,54 keV. Una parte muy pequeña del ^{241}Am lo hace por fisión espontánea ($4,3(18) \times 10^{-10}$ %).

A.2. Datos Nucleares

$T_{1/2}(^{241}\text{Am})$:	432,6	(6)	a
$T_{1/2}(^{237}\text{Np})$:	2,14	(1)	10^6 a
$Q^\alpha(^{241}\text{Am})$:	5637,81	(12)	keV

A.3. Transiciones α

	Energía [keV]		probabilidad		F
$\alpha_{0,36}$	48,37,81	(16)	0,00004	(3)	47
$\alpha_{0,34}$	4881,81	(16)	0,000086		44
$\alpha_{0,33}$	4915,86	(13)	0,0007		9,5
$\alpha_{0,32}$	4971,6	(2)			
$\alpha_{0,30}$	5039,8	(3)			
$\alpha_{0,29}$	5044,8	(3)			
$\alpha_{0,28}$	5047,53	(20)			
$\alpha_{0,27}$	5092,22	(20)	0,0001		1000
$\alpha_{0,25}$	5140,79	(14)			
$\alpha_{0,24}$	5151,85	(17)	0,00011		2300
$\alpha_{0,23}$	5178,17	(13)	$\sim 0,0004$		~ 1000
$\alpha_{0,22}$	5185,28	(13)	$\sim 0,0004$		~ 1000
$\alpha_{0,21}$	51993, 03	(16)			
$\alpha_{0,20}$	5203,69	(20)	0,0004		1400
$\alpha_{0,19}$	5220	(4)			
$\alpha_{0,18}$	5242,29	(13)	0,0007		1400
$\alpha_{0,17}$	5266,88	(13)	0,0003		4600
$\alpha_{0,16}$	5269,22	(13)	0,0009	0,0009	1600
$\alpha_{0,15}$	5278,1	(2)	0,0006		2700
$\alpha_{0,14}$	5305,45	(13)			
$\alpha_{0,13}$	5313,39	(13)	0,0013		2100
$\alpha_{0,12}$	5321,0	(3)			
$\alpha_{0,11}$	5332,75	(13)	0,0022	(3)	1600
α_{0-9}	5370,27	(14)	0,0005		12000
$\alpha_{0,8}$	5411,85	(12)	0,014	(3)	770
$\alpha_{0,6}$	5479,32	(13)	1,66	(3)	16,4
$\alpha_{0,5}$	5507,81	(13)	0,01		4000
$\alpha_{0,4}$	5534,85	(12)	13,23	(10)	4,3
$\alpha_{0,3}$	5561,91	(12)	0,04		2000
$\alpha_{0,2}$	5578,27	(12)	84,45	(10)	1,3
$\alpha_{0,1}$	5604,61	(12)	0,23	(1)	6100
$\alpha_{0,0}$	5637,81	(12)	0,38	(1)	6100

Tabla A.1: Transiciones alfa.

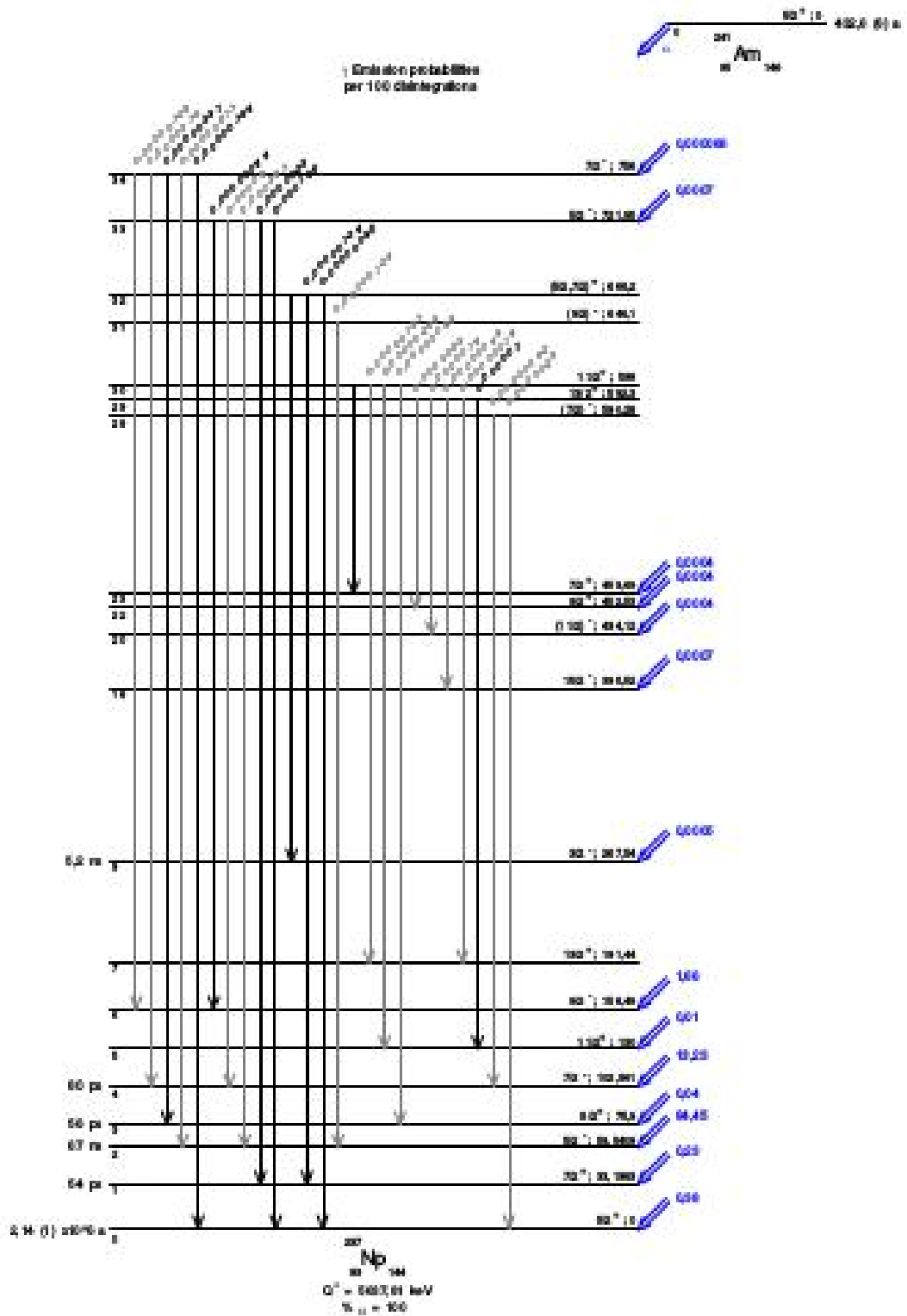


Figura A.2: Probabilidades de emisiones gamma por 100 desintegraciones

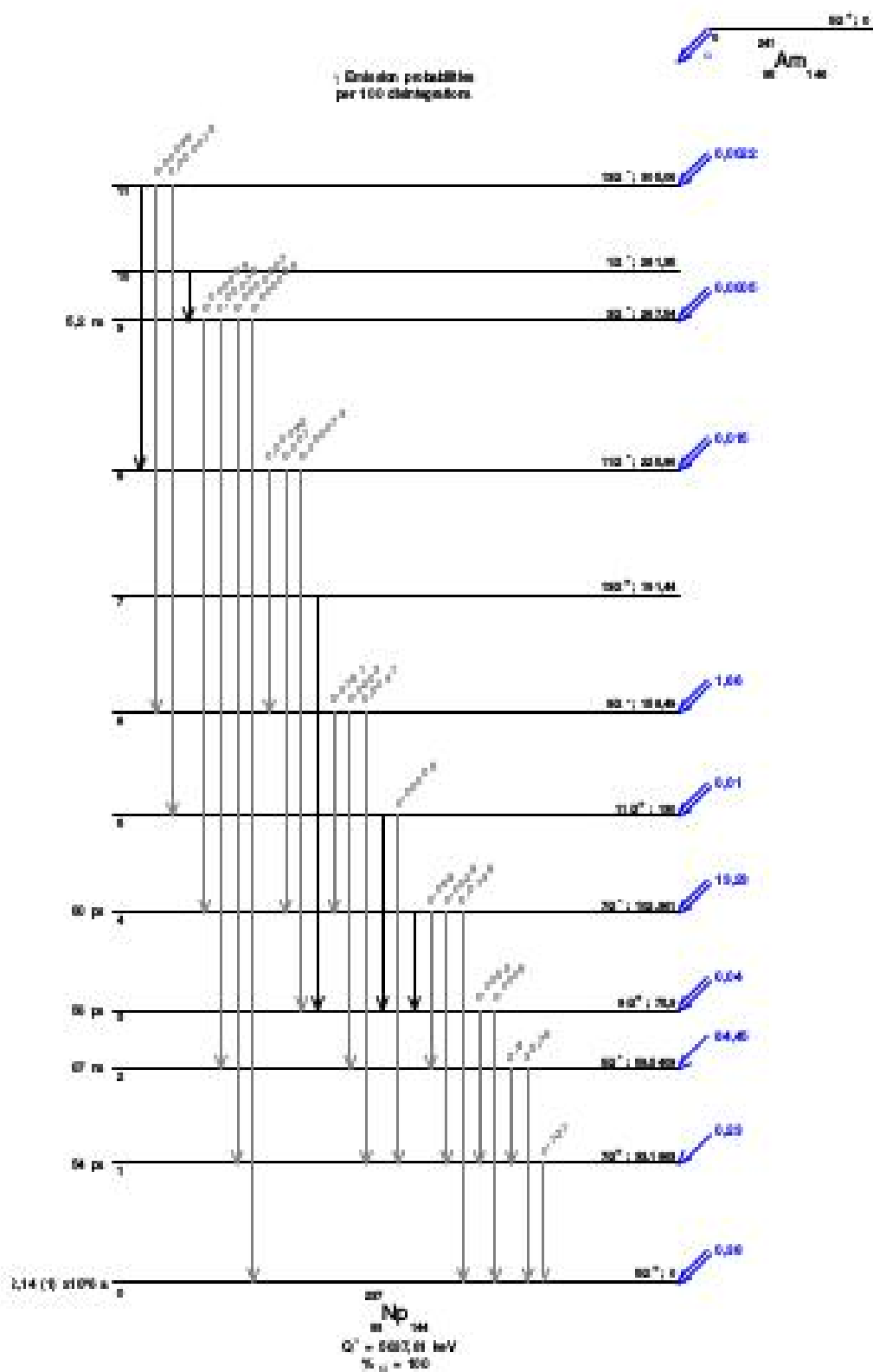


Figura A.5: Probabilidades de emisiones gamma por 100 desintegraciones

A.5. Modo de producción principal

Hija del ^{241}Pu

Bibliografía

- [1] Brazzini Arméstar, A., Arias Schereiber, M., Méniz Leiva, V. En: Desarrollo de la Radiología. Centenario del descubrimiento de los Rayos X. Boletín de la Sociedad Peruana de Medicina Interna, **Vol. 9**, No 1, 1996. [1](#)
- [2] Sales, A. En: Historia de la Radioactividad. Apunte de cátedra de Radioquímica, Facultad de Bioquímica, Química y Farmacia, Universidad Nacional de Tucumán. 2009. [1](#)
- [3] Flakus, F. N. En: Detección y medición de las radiaciones ionizantes: historia sucinta. Boletín OIEA, **Vol. 23**, No 4, 1981. [1](#), [2](#)
- [4] González, A. J. En: Una mirada a la radiación natural (Serie: Hojitas de conocimiento. Tema: Ambiente). Instituto de Energía y Desarrollo Sustentable, Comisión Nacional de Energía Atómica, 2011. [2](#)
- [5] Santa Cruz, G. A., Thorp, S. I. En: Determinación cuantitativa de concentraciones en ppm de *Boro* – 10 utilizando detectores del tipo proporcionales gaseosos. Presentación de poster en el congreso de la Asociación de Física Argentina. [3](#)
- [6] Molinari, A. J. En: Captura neutrónica en Boro (BNCT) para el tratamiento de cancer bucal: desarrollo de nuevas modalidades de BNCT, evaluación de su radiobiología, eficacia terapéutica y potencial radiotoxicidad en un modelo de hámster. (tesis doctoral) Universidad de Buenos Aires, 2013. [3](#)
- [7] Burlon, A. A. En: Aplicaciones de aceleradores a la terapia por captura neutrónica en boro BNCT (Boro neutron capture therapy). (tesis doctoral) Instituto de Tecnología Prof. Jorge A. Sabato & Universidad Nacional de San Martín, Argentina, 2001. [3](#)
- [8] Attix, F. H. En: Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, **Vol. 1**. Wiley-vch, 2004. [5](#), [8](#), [11](#), [13](#), [14](#)
- [9] Gilmore, G. R. En: Practical Gamma-ray Spectrometry. John Wiley & Sons. Ltd, **Vol 1**, No 2, 2008. [8](#), [9](#), [12](#)

- [10] Soria, A. F. En: Física Nuclear y dse Partículas. Quiles Artes Gráficas, S.A. - Universitat de València, No 1, 2003. [5](#), [6](#), [7](#), [9](#), [11](#), [20](#)
- [11] Dawidowski, J. En: Apunte de cátedra Física Nuclear - Física de Radiaciones y Dosimetría. Maestría en Física-Médica, Instituto Balseiro, 2011. [8](#), [12](#)
- [12] Mondino, A. V. En: Introducción a la química de las radiaciones. Apunte de la cátedra de Fundamentos de las Disciplinas Nucleares II, Especialización en Radioquímica y Aplicaciones Nucleares, Instituto de Tecnología Nuclear Dan Beninson. [14](#)
- [13] Tanarro Sanz, A. En: Detectores de radiaciones nucleares. Apunte de curso Introducción a la Ingeniería Nuclear. Junta de Energía Nuclear, Madrid, España, No 1, 1959. [14](#)
- [14] Knoll, G. F. En: Radiation detection and measurement. John Wiley and Sons Inc, 1988. [15](#), [17](#), [19](#), [20](#), [21](#), [25](#), [33](#), [36](#), [37](#), [38](#), [39](#)
- [15] Delgado González, M. J. En: Diseño y construcción de una cámara proporcional de multialambres (MWPC). Departamento de Física, Facultad de Ciencias Naturales y Exactas, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia, 2014. [25](#)
- [16] Coy Mondragon, D. M. 2014. [25](#), [26](#)
- [17] Ortec. En: Operation Manual: dual 5-kV Detector Bias Supply 660, Ametek, Advanced Measurement Technology. www.ortec-online.com. [28](#)
- [18] Barrera, M., Romero, M. L. , Valiño, F. En: Puesta a punto de un sistema de espectrometría gamma para la determinación de ^{137}Cs en suelos españoles. Informes técnicos Ciemat, **1147**, 2008. [28](#), [29](#)
- [19] Canberra. Operation Manual: Model 2006 Proportional Counter Preamplifier, Nuclear Measurement Solutions for Safety, Security and the Enviroment. www.canberra.com 2007. [29](#)
- [20] Ortec. Operation Manual: Spectroscopy Amplifier 672, Ametek, Advanced Measurement Technology, www.ortec-online.com. [29](#)
- [21] Canberra. Operation Manual: Manual Multiport II Multichannel Analyzer, Nuclear Measurement Solutions for Safety, Security and the Enviroment. www.canberra.com 2008. [29](#)
- [22] Canberra. Operation Manual: Genie TM 2000 Basic Spectroscopy Software, Nuclear Measurement Solutions for Safety, Security and the Enviroment. www.canberra.com 2013. [29](#)

-
- [23] Bé, M.-M., Chisté, V, Dulieu, C, Browne, E, Chechev, V , y otros, . En: Table of Radionuclides. BIPM, **Vol. 2**, 2004. [30](#), [59](#)
- [24] Wolfram. En: Manual: Wolfram *Mathematica*®Software 10.4, Student Edition. 2016. [34](#), [35](#)
- [25] Jean-Marie, B, Lepeltier, V., L'Hote, D. En: Sistematic measurement of electron drift velocity and study of some properties of four gas mixtures: $A-CH_4$, $A-C_2H_4$, $A-C_2H_6$, $A-C_3H_8$, págs. 213–219. Nuclear Instruments and Methods, No 159, 1979. [41](#), [42](#)
- [26] Depaoli, E., Rossi, M. P., Arenillas, P. En: Diseño y caracterización de un contador proporcional de doble hilo. Presentación poster en el Congreso de la Asociación de Física Argentina, Laboratorio de Metrología de Radioisótopos, Centro Atómico Ezeiza, Argentina, 2015. [49](#)

Agradecimientos

Al finiquitar un trabajo de posgrado, es inevitable llenarse de emoción, probablemente explotar en el propio ego al atribuirse el mérito del propio aporte hecho. Sin embargo, al mirar con objetividad como se logró tal resultado, no se puede descartar la ayuda de instituciones y personas que facilitaron las cosas para llevar el trabajo a feliz término, a las cuales debo expresar mis más sinceros agradecimientos.

Debo agradecer al Instituto de Tecnología Nuclear Dan Beninson en cabeza de la Lic. Carla Notari y Dra. Ana Lerner, además de la dirección y coordinación de la Especialización en Radioquímica y Aplicaciones Nucleares, al Dr. Juan Carlos Furnari y a la M.Sc. Sandra Siri, por brindarme la oportunidad de formarme en este campo de las ciencias naturales aplicadas.

Agradezco enormemente a mi director el Lic. Pablo Arenillas, al igual que a mi co-director el Lic. Mario Pablo Rossi, por la confianza que me dieron al aceptar dirigir el presente trabajo. No puedo dejar de agradecer a Eliana Depaoli por su constante colaboración durante todo el desarrollo del trabajo.

También debo agradecer a aquellas personas que hicieron comfortable mi estadía durante todo el periodo de clases y desarrollo del trabajo, a las secretarias del Instituto Dan Beninson, Karina Socolovsci, Valeria Kaplan y Natalia Bidart.

Agradezco también a los científicos y docentes del Instituto Dan Beninson y del Centro Atómico Ezeiza, por la orientación en cada curso: M.Sc. Maria Celeste Fórnciari, Dr. Sergio Strocovsky, Lic. Adrian Daoud, Lic. Adrian Durán, Lic. Marcelo Miller, Ing. Alejandro Stankevicius, Lic. Jorge Diodati, Lic. Federico Müller, Lic. Veronica Cerizola, Dr. Oscar R. Pozzi, Ing. Claudia Barbero, Md. Diana Dubner, Md. Ana Rojo, Lic. Lucas Chao, Dr. Hugo Perl, Ing. Mariana Arias, entre otros.

Agradezco a compañeros de cada curso por su colaboración cada vez que esta fue requerida, especialmente a la Ing. Cintia Caldez por su gran apoyo desinteresado.

Finalmente agradezco al Dr. Javier Dawidowski, quién recomendó ante las directivas del Instituto Dan Beninson para que avalaran mi solicitud de admisión.