

00571
3
2E
8

MEDICIÓN DE ACTIVIDAD NUCLEAR
CON DETECTORES DE Ge
Y SU INCERTIDUMBRE

TESIS QUE PRESENTA PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS
EL FÍS. CAYETANO ALFONSO CORTÉS PALACIOS

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

27A780

1999



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Al Dr. Ariel Tejera Rivera
Mi gran Amigo y Orientador

A mi esposa Ofelia

A mis hijos:
Fabiola
Andrea
Mariana
Alfonso

A mis padres:
Benjamín Cortés
y
Ester Palacios

A mi gran amigo
el Dr. Arturo Becerril Vilchis

Agradecimientos.

Agradezco infinitamente al Dr. Guillermo Espinosa García sus interesantes comentarios, que me ayudaron a mejorar en calidad y en contenido este trabajo.

Y principalmente al Dr. Rafael Martínez Lugo por su orientación, asesoría y paciencia para la terminación de esta Tesis.

Al M. en C. Juan Lartigue Gordillo, al Dr. Carlos Longoria Gándara, al M. en C. Luis Cabrera Mosqueda y a la Dra. María de Nuria Segovia Aguilar, por sus útiles comentarios que incidieron en forma definitiva para el enriquecimiento de esta Tesis.

INDICE

	TEMA	Página
	Introducción	1
	Capítulo 1. Generalidades	3
1.1	Medición e Incertidumbre	3
1.2	Otras definiciones	7
	Capítulo 2. El Método Gravimétrico	9
2.1	Medición de la masa de una alícuota	10
2.2	Medición de la actividad	11
2.3	Elaboración de una fuente radiactiva con una actividad deseada	32
2.4	Resumen de las magnitudes de influencia que afectan a la medición de la actividad de una fuente elaborada por el método gravimétrico	35
	Capítulo 3. Equipo de Medición y Arreglo Experimental	36
3.1	Equipo de medición	36
3.2	Descripción y funcionamiento del espectrómetro gamma	36
3.3	Arreglo experimental	39
3.4	Fuente problema (o fuente de calibración)	41
	Capítulo 4. Determinación de la Incertidumbre de la Actividad de una Fuente Radiactiva	42
4.1	Determinación de la incertidumbre en la medición de la eficiencia del sistema de espectrometría	42
4.2	Determinación de la incertidumbre en la medición de la actividad de una fuente problema	59
4.3	Determinación de la incertidumbre de la actividad de una fuente elaborada por el método gravimétrico	64
	Capítulo 5. Discusión de Resultados y Conclusión	67
	Bibliografía	71

INTRODUCCIÓN

Dado que las aplicaciones de los radisótopos⁽⁴⁰⁾ son cada vez más comunes en las diferentes ramas de la ciencia y la tecnología⁽¹⁾, ha llegado a ser necesario establecer los métodos que se utilizan para la medición de sus características.

Entre las características más importantes de los radisótopos se pueden mencionar: su actividad, su vida media, el tipo de radiación que emiten y su energía. Siendo estas características las que, en principio determinan el grado de utilidad para cada una de las aplicaciones para las que son requeridos.

Asimismo, para que cumplan con el objetivo concreto al cual se destinarán, cada aplicación requiere que el radisótomo de interés esté disponible en la cantidad, forma química y forma física adecuadas.

También, los equipos para la medición de la actividad de los radisótopos utilizados en dichas aplicaciones deben ser calibrados con respecto a patrones o fuentes de referencia, para que proporcionen lecturas confiables relacionadas con este parámetro.

El objetivo de esta tesis es el de analizar las magnitudes de influencia que afectan a la medición de la actividad de fuentes radiactivas puntuales emisoras gamma, preparadas por medio del método gravimétrico, así como el de determinar la incertidumbre de dicha medición cuando se lleva a cabo con un sistema de espectrometría gamma con detector de Germanio.

Este objetivo se puede extrapolar a la elaboración de fuentes de referencia de tamaños y geometrías más complejas que sirvan como estándares con límites apropiados de incertidumbre, para la calibración de los instrumentos de medida de actividad que se utilizan en el extenso campo de aplicaciones de las radiaciones. Estas aplicaciones abarcan desde: la agricultura, la arqueología, la biología, la industria en general, la química, la cosmología, la producción de energía, las ciencias ambientales y la medicina entre otras.⁽¹⁾

Esta tesis se desarrolla en cinco capítulos:

En el primer capítulo, de generalidades, se hace una breve descripción acerca del significado de la palabra Medición y sus implicaciones, y se presentan los conceptos necesarios que se utilizan en este trabajo.

En el segundo capítulo se expone el Método Gravimétrico utilizado para la elaboración de fuentes de referencia puntuales emisoras gamma, se aborda el problema de determinar las

principales magnitudes de influencia que afectan en la medición de su actividad y se deducen los respectivos factores de corrección y sus incertidumbres.

En el tercer capítulo se describe el sistema de espectrometría gamma que se utiliza en este trabajo para la medición de la actividad de fuentes puntuales, así como su funcionamiento y el arreglo experimental que se utiliza.

En el cuarto capítulo se aplican los tres anteriores con el objeto de determinar la incertidumbre que se obtendría en la medición de la actividad de una fuente radiactiva puntual, elaborada con el método gravimétrico, en las condiciones experimentales menos favorables predichas por los resultados obtenidos en el capítulo 2.

Las conclusiones se presentan en el quinto capítulo y se aplican para establecer las condiciones óptimas para la medición de la actividad de una fuente radiactiva puntual emisora gamma, con un espectrómetro con detector de Germanio.

CAPITULO 1

GENERALIDADES

1.1. Medición e Incertidumbre.

La medición de los fenómenos físicos es de fundamental importancia para las diferentes ramas de la ciencia⁽²⁾.

Medir significa comparar la magnitud de interés con otra del mismo tipo que se toma como unidad y que se denomina patrón .

La medición es un conjunto de operaciones experimentales, cuyo propósito es asignar una magnitud a una propiedad física, o a cuantificarla, en términos de un número y una unidad⁽¹⁾.

El resultado de la medición de una magnitud física depende de lo que se mide (la magnitud misma), del procedimiento de medición y del instrumental utilizado, así como también del observador y de otros factores menores. Por lo tanto, para que el número atribuido a una cantidad física tenga sentido, debe ir acompañado explícita o implícitamente del procedimiento de medición y de las características de los instrumentos utilizados en la obtención del correspondiente número, es decir, debe darse la definición operacional de la magnitud considerada. Para medir una determinada magnitud física es necesario compararla con otra del mismo tipo que se toma como referencia. Por lo tanto una definición operacional de una determinada magnitud debe comprender la definición del patrón de medida utilizado.

El proceso de medida de una cantidad física depende de las definiciones operacionales de otras magnitudes físicas, y estas a su vez, de la estructura alcanzada por las teorías físicas.

Los procedimientos de medición se perfeccionan a medida que la física progresa y en cada momento, solamente pueden aplicarse definiciones operacionales aproximadas aplicables a casos simplificados⁽²⁾.

De lo anterior se desprende que, los procedimientos de medición de las magnitudes físicas son evolutivos y que dependen del grado de desarrollo de la física y de la precisión de los instrumentos de medición existentes. Existe también una recíproca influencia: todo progreso de la física permite mejorar los procedimientos de medición y todo perfeccionamiento de estos procedimientos asegura nuevos adelantos de las teorías físicas⁽²⁾.

No es posible medir una magnitud física con verdadera exactitud. Los distintos parámetros físicos que influyen en su determinación están sujetos a inevitables fluctuaciones por

rigurosas que sean las condiciones de control para mantener su constancia. No es posible la existencia de procedimientos de medición absolutamente perfectos que puedan repetirse un número indefinido de veces de manera y condiciones rigurosamente iguales. Por otra parte, todo instrumento de medición permite efectuar lecturas dentro de los límites de apreciación del mismo y no es posible construir ningún aparato de medida que pueda efectuar mediciones con incertidumbres menores que un determinado valor. Por lo tanto, en el proceso de medición de los diferentes observables físicos, a lo más que podemos aspirar es a determinar de la mejor manera posible, “el valor más probable” o la “mejor evaluación” que de dicha magnitud podemos hacer, teniendo en cuenta el conjunto de resultados obtenidos y a evaluar la incertidumbre del resultado de una medición⁽²⁾.

Por lo tanto, cada vez que se efectúe el conjunto de operaciones requeridas para medir una determinada magnitud, se obtendrá un número que representa sólo en forma aproximada a la medida buscada. Por esto, cada resultado de una medición está afectado por una incertidumbre.

La incertidumbre⁽³⁾ es un número asociado con el resultado de una medición, que caracteriza la dispersión de los valores que razonablemente podrían ser atribuidos al mensurable.

La incertidumbre de una medición expresa el hecho de que, para un mensurable dado y un resultado dado de una medición de él, no existe un sólo valor, sino un número infinito de valores dispersados alrededor de dicho resultado, que son consistentes con todas las observaciones, datos y conocimientos del mundo físico y que, con diferentes grados de confiabilidad podrían ser atribuidos a dicho mensurable⁽³⁾.

Los tipos de incertidumbre de medición se clasifican por la manera en cómo se evalúan⁽³⁾.

Existen dos tipos de incertidumbre⁽³⁾: la incertidumbre Tipo A y la incertidumbre Tipo B.

La incertidumbre Tipo A, accidental o aleatoria, depende exclusivamente de las fluctuaciones inevitables e imprevisibles, dentro de ciertos límites, de los parámetros físicos que determinan la magnitud que se mide. Esta incertidumbre proviene de múltiples factores cuya magnitud y signo es imposible predecir. Son estas interacciones las que provocan que las “mediciones en idénticas condiciones” no arrojen el mismo valor. La incertidumbre Tipo A se obtiene por medio de series de mediciones repetidas del observable, siendo el promedio aritmético de los resultados de estas mediciones el valor esperado atribuible a dicho observable y su desviación estándar, una valoración de la incertidumbre de la medición⁽³⁾.

En general, una incertidumbre Tipo B es aquella que no se evalúa estadísticamente a partir de mediciones repetidas sino que, se obtiene por otros medios, por ejemplo del uso del conocimiento de las leyes físicas para determinar factores de corrección, de distribuciones de probabilidad a priori, de las características técnicas de los instrumentos de medición o de las incertidumbres mismas de los valores de constantes obtenidas de otros laboratorios, etc⁽³⁾.

En la mayoría de los casos, un mensurable Y no es medible directamente sino que depende de otras N cantidades mensurables $X_1, X_2, X_3, \dots, X_N$, a través de una relación funcional f :

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N) \quad (1.1)$$

Las cantidades $X_1, X_2, X_3, \dots, X_N$, de las que depende la cantidad Y , pueden ser vistas como otros tantos mensurables que pueden depender de otras cantidades, incluyendo correcciones y factores de corrección para efectos sistemáticos, dando como resultado en algunos casos, una relación funcional f tan complicada que no pueda ser escrita explícitamente. Además, f puede ser determinada experimentalmente o existir sólo como un algoritmo que deba ser evaluado numéricamente⁽³⁾.

La incertidumbre estandar Tipo A de una cantidad de entrada X_i , es la que se obtiene a partir de n observaciones repetidas y se define como el cociente de la desviación estandar s de las n observaciones, entre la raíz cuadrada de n .⁽³⁾

Si se denotan con letras minúsculas los valores de los mensurables Y y X , esta incertidumbre es dada por:

$$u(x_i) = \frac{s(x_i)}{\sqrt{n}} \quad (1.2)$$

La incertidumbre estandar Tipo B de una cantidad de entrada X_i , también designada como $u(x_i)$, es aquella que no ha sido obtenida a partir de observaciones repetidas, ésta se evalúa de acuerdo al criterio, usando toda la información relevante sobre la posible variabilidad de X_i . Esta cantidad de información puede incluir datos medidos previamente, experiencia con, o conocimiento general del comportamiento y propiedades de los materiales e instrumentos relevantes, especificaciones del fabricante, datos proporcionados en certificados de calibración o de otro tipo e incertidumbres asignadas a datos de referencia tomados de manuales⁽³⁾, etc..

La incertidumbre estandar combinada de Y es su incertidumbre total, que se obtiene combinando apropiadamente las incertidumbres estandar de las cantidades de entrada X_i . Esta incertidumbre se designa por $u_c(y)$ y está dada por⁽³⁾

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u_{x_i}^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u(x_i, x_j)} \quad (1.3)$$

donde x_i y x_j son los valores de las cantidades de entrada X_i y X_j , y $u(x_i, x_j)$ es el valor de la covarianza de x_i y x_j . A esta relación se le llama también "Principio de propagación de incertidumbres".

El grado de correlación entre x_i y x_j está caracterizado por el valor del coeficiente de correlación dado por:

$$r(x_i, x_j) = \frac{u(x_i, x_j)}{u(x_i)u(x_j)} \quad (1.4)$$

donde $r(x_i, x_j)$ es el coeficiente de correlación con la propiedad de que $-1 \leq r(x_i, x_j) \leq +1$. Si los valores de x_i y x_j son independientes o sea, no están correlacionados, entonces $r(x_i, x_j) = 0$ y un cambio en uno de ellos no implica un cambio en el otro⁽³⁾.

Entonces, si las variables x_i no están correlacionadas, el segundo término dentro de la raíz cuadrada de la ecuación (1.3) valdrá cero y en este caso, la incertidumbre estandar combinada de Y estará dada por⁽³⁾:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i)} \quad (1.5)$$

La incertidumbre expandida⁽³⁾ es una cantidad que define el intervalo alrededor del resultado de una medición, dentro del cual, con un alto nivel de confianza se puede esperar que estén los valores que podrían razonablemente ser atribuidos al mensurable. Esta incertidumbre se obtiene multiplicando a la incertidumbre estandar combinada $u_c(y)$ por un factor de cobertura k , o sea:

$$U = k u_c(y) \quad (1.6)$$

donde U = incertidumbre expandida de y .

El valor del factor de cobertura k , se escoge de acuerdo al nivel de confianza p , que se desee asociar al intervalo $y-U$ a $y+U$.

El cálculo de los intervalos de confianza requieren de la variable $\frac{y - Y}{u_c(y)}$ porque en la práctica, todo de lo que se dispone es de y , una evaluación de Y obtenida a partir de $y = \sum_{i=1}^N c_i x_i$ donde x_i es un valor obtenido para X_i y de su varianza $u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N c_i^2 u^2(x_i)$, donde $u(x_i)$ es la incertidumbre estandar de x_i ⁽³⁾.

La distribución de probabilidad de la variable $t = \frac{\bar{z} - \mu_z}{s(\bar{z})}$, es la distribución de Student si la variable z está distribuida en forma normal con valor esperado μ_z , donde \bar{z} es el promedio

aritmético de n observaciones z_i de z y $s(\bar{z})$ es la desviación estandar experimental del promedio de \bar{z} ⁽³⁾.

Consecuentemente, si el mensurable Y es simplemente una sola cantidad X distribuida en forma normal, $Y = X$; y si X se obtiene como el promedio aritmético \bar{X} de n observaciones X_i de X , con desviación estandar experimental $s(\bar{X})$, entonces el mejor valor atribuible a Y es $y = \bar{X}$ y su desviación estandar es dado por $u_c(y) = s(\bar{X})$. Entonces:

$$t = \frac{\bar{z} - \mu_z}{s(\bar{z})} = \frac{\bar{X} - X}{s(\bar{X})} = \frac{y - Y}{u_c(y)} \quad (1.7)$$

está distribuida de acuerdo con la distribución de Student.

Ahora, para esta distribución⁽³⁾:

$$\Pr[-t_p(\nu) \leq t \leq +t_p(\nu)] = p \quad (1.8)$$

donde $\Pr[]$ significa "probabilidad de", y de (1.7):

$$\Pr\left[-t_p(\nu) \leq \frac{y - Y}{u_c(y)} \leq +t_p(\nu)\right] = p \quad (1.9)$$

Esta ecuación nos da el intervalo de confianza:

$$y - t_p(\nu)u_c(y) \leq Y \leq y + t_p(\nu)u_c(y) \quad (1.10)$$

que tiene el nivel de confianza p , donde $t_p(\nu)$ es el valor de t (para un valor dado del parámetro ν o grado de libertad) tal que, la fracción p de la distribución t , esté comprendida por el intervalo $-t_p(\nu)$ a $+t_p(\nu)$. Entonces la incertidumbre expandida:

$$U_p = t_p(\nu)u_c(y) \quad (1.11)$$

define un intervalo de confianza $y - U_p$ a $y + U_p$ para Y , con un nivel de confianza p , lo cual se escribe como $Y = y \pm U_p$ ⁽³⁾. Los valores de $t_p(\nu)$ ya existen tabulados⁽³⁾.

1.2. Otras definiciones.

En seguida se dan otras definiciones que son de utilidad para el desarrollo de este trabajo.

Magnitud ⁽⁵⁾	Atributo de un fenómeno, cuerpo o sustancia, que es susceptible de ser distinguido cualitativamente y determinado cuantitativamente
Conteo	Acción de registrar y llevar la cuenta de los pulsos producidos por la radiación que incide e interacciona en un detector
Patrón ⁽⁵⁾	Medida materializada, instrumento de medida, material de referencia o sistema de medida destinado a definir, realizar, conservar o reproducir una unidad o uno o varios valores de una magnitud para que sirvan de referencia.
Fuente puntual	Material radiactivo confinado dentro de un volumen determinado por un cilindro de radio menor o igual a 0.3 cm y altura despreciable.
Soporte de fuente radiactiva	Material libre de radisótopos sobre el que se deposita una muestra de material radiactivo para constituir una fuente.
Eficiencia absoluta ⁽⁶⁾	Cociente del número de pulsos registrados entre el número de fotones emitidos por la fuente en la unidad de tiempo.
Eficiencia intrínseca ⁽⁶⁾	Cociente del número de pulsos registrados entre el número de fotones que inciden en el detector en la unidad de tiempo.
Factor de corrección ⁽⁵⁾	Factor numérico por el que se multiplica el resultado sin corregir de una medición para compensar un error sistemático.
Calibración ⁽⁵⁾	Conjunto de operaciones que establecen, en condiciones especificadas, la relación entre los valores de una magnitud indicados por un instrumento de medida o un sistema de medida, o los valores representados por una medida materializada o por un material de referencia, y los valores correspondientes de esa magnitud realizados por patrones.
Actividad nuclear	La razón de desintegración de los núcleos radiactivos de los átomos de una muestra por unidad de tiempo.
Becquerel (Bq)	Unidad estandar de actividad nuclear, definida como una desintegración por segundo.

CAPÍTULO 2

EL MÉTODO GRAVIMÉTRICO

El Método Gravimétrico⁽⁷⁾ aplicado a la elaboración de una fuente radiactiva consiste en la medición de la masa M de una alícuota de una solución radiactiva homogénea, que llamaremos Solución Madre (SM) y en la medición de su actividad, que denotaremos por $Acti$, de tal manera que la actividad por unidad de masa ρ , de SM, será:

$$\rho = \frac{Acti}{M} \quad (2.1)$$

Conociendo ρ se puede saber la cantidad de SM que se necesita para tener una actividad nuclear deseada, A_f , es decir,

$$m = \frac{A_f}{\rho} \quad (2.2)$$

donde: m = masa de SM que contiene la actividad deseada A_f .

De esta manera, es posible elaborar fuentes radiactivas con actividades preestablecidas a partir de una SM cuya actividad por unidad de masa es conocida por medio de su certificado emitido por algún laboratorio acreditado o por medición en el propio laboratorio.

Entonces, el método gravimétrico se puede plantear en general desde un punto de vista metrológico, como un proceso de tres pasos:

1. Medición de la masa de una alícuota de la SM de interés.
2. Medición de la actividad nuclear de dicha alícuota para determinar la actividad por unidad de masa de la SM con la ecuación (2.1).
3. Elaboración de una fuente radiactiva con una actividad deseada a partir de la SM citada (ecuación (2.2)).

A continuación se discuten estos tres pasos para determinar las magnitudes de influencia que afectan a la medición de la actividad de una fuente elaborada por este método y al mismo tiempo obtener las expresiones algebraicas de sus correspondientes incertidumbres, las cuales afectan al resultado final de la actividad de dicha fuente.

2.1. MEDICIÓN DE LA MASA DE UNA ALÍCUOTA.

La técnica que se utiliza para dispensar una alícuota de una SM se basa en el uso de un picnómetro de plástico flexible^(7,8), con el cual se toma una cantidad de SM, se pesa con una balanza y se depositan las gotas necesarias en el recipiente de interés, se vuelve a pesar y por diferencia de pesos se determina la cantidad de SM que se ha depositado.

Si estas pesadas se hacen con una balanza cuya incertidumbre es de $\pm b$ gramos, la masa de la alícuota será dada por:

$$M = (M_1 \pm b_1) - (M_2 \pm b_2) = (M_1 - M_2) \pm b \quad (2.1.1)$$

donde:

M = masa de la alícuota.

M_1 = masa del picnómetro con SM, antes de depositar la alícuota.

M_2 = masa del picnómetro después de depositar la alícuota.

b_1 = incertidumbre en la medición de M_1 (en gramos).

b_2 = incertidumbre en la medición de M_2 (en gramos).

b = incertidumbre de la diferencia de masas M_1 menos M_2 (en gramos).

Por el Principio de Propagación de Incertidumbres⁽⁹⁾:

$$b^2 = b_1^2 \left(\frac{\partial M}{\partial M_1} \right)^2 + b_2^2 \left(\frac{\partial M}{\partial M_2} \right)^2 \quad (2.1.2)$$

De (2.1.1):

$$\frac{\partial M}{\partial M_1} = 1 \quad \text{y} \quad \frac{\partial M}{\partial M_2} = -1 \quad (2.1.3)$$

sustituyendo en (2.1.2):

$$b^2 = b_1^2 + b_2^2 \quad \Rightarrow \quad b = \sqrt{b_1^2 + b_2^2} \quad (2.1.4)$$

Multiplicando ambos miembros de esta ecuación por $\left(\frac{100}{M}\right)^2$ para expresarlos en porcentaje y arreglando se tiene:

$$\left[\frac{b}{M} \times 100 \right]^2 = \left[\left(\frac{b_1}{M} \times 100 \right)^2 + \left(\frac{b_2}{M} \times 100 \right)^2 \right] \quad (2.1.5)$$

$$\left[\frac{b}{M} \times 100 \right]^2 = \frac{\left(\frac{M_1 b_1}{M_1} \times 100 \right)^2 + \left(\frac{M_2 b_2}{M_2} \times 100 \right)^2}{M^2} \quad (2.1.6)$$

notando que:

$$\frac{b}{M} \times 100 = \text{incertidumbre de } M \text{ en por ciento} = u_M.$$

$$\frac{b_1}{M_1} \times 100 = \text{incertidumbre de } M_1 \text{ en por ciento} = u_{M1}.$$

$$\frac{b_2}{M_2} \times 100 = \text{incertidumbre de } M_2 \text{ en por ciento} = u_{M2}.$$

$$\therefore u_M = \frac{\sqrt{(M_1 u_{M1})^2 + (M_2 u_{M2})^2}}{M} = \frac{\sqrt{(M_1 u_{M1})^2 + (M_2 u_{M2})^2}}{M_1 - M_2} \quad (2.1.7)$$

Entonces, cuando M se obtiene por diferencia de pesos, su incertidumbre u_M en por ciento es dada por (2.1.7) o en gramos, b , por (2.1.4).

2.2. MEDICION DE LA ACTIVIDAD

En la medición de la actividad de una fuente radiactiva puntual existen varios factores que se deben tomar en cuenta para poder obtener un resultado confiable. Estos factores son:

- i. El material radiactivo que constituye a la fuente.
- ii. El soporte de la fuente.
- iii. La distancia fuente a detector.
- iv. El material que se encuentra entre la fuente y el detector.
- v. El tipo de detector.
- vi. La electrónica asociada al detector.
- vii. La naturaleza aleatoria del decaimiento radiactivo.
- viii. La eficiencia del detector.

i. El material radiactivo que constituye a la fuente consiste de un radisótopo que tiene características propias, tales como el tipo de radiación que emite, el porcentaje de emisión, la energía de dicha radiación y su vida media.

ii. El soporte de la fuente, que se describirá en el capítulo 3, generalmente se escoge de un material de bajo número atómico con el objeto de disminuir, en lo posible, la atenuación de la radiación emitida por el material radiactivo que se coloque en él para constituir a la fuente. Además, se elabora con paredes suficientemente delgadas como para lograr: el aislamiento hermético del material radiactivo respecto del medio ambiente, la rigidez adecuada para su uso y disminuir en todo lo que sea posible la atenuación ya mencionada.

iii. Ya que la emisión de radiación es isotrópica, no toda la radiación que proviene de la fuente de interés incide sobre el detector. Sólo incidirá aquella fracción de radiación que sea emitida en una dirección delimitada por el ángulo sólido definido por la fuente radiactiva y el detector. Desde este punto de vista, la distribución del material radiactivo respecto del detector, la forma del detector mismo y la distancia fuente a detector, son factores determinantes para la medición de la actividad puesto que, de ellas depende la fracción del número de radiaciones que logran llegar al detector y ser cuantificadas.

iv. El material que se encuentra entre la fuente y el detector producirá atenuación de la radiación emitida por la fuente en su paso hacia el detector por lo que, se debe evitar que se encuentre en cantidades excesivas.

v. Para llevar a cabo el análisis cuantitativo de una muestra radiactiva es conveniente que el detector sea de los que trabajan en el modo de pulsos ya que, es el adecuado para hacer la espectrometría gamma^(6, 10) de la radiación que proviene del o de los radisótopos que contiene la muestra y también permite determinar sus cantidades.

vi. La electrónica asociada al detector debe ser estable en su funcionamiento respecto a las variaciones de las condiciones ambientales y respecto del paso del tiempo para garantizar la repetibilidad de las mediciones y por lo tanto, la buena precisión de los resultados.

vii. El decaimiento radiactivo es aleatorio por lo que, el resultado de una medición de actividad será el promedio de un número de observaciones repetidas del conteo de las radiaciones que llegan al detector.

viii. Ya que la radiación gamma no tiene carga eléctrica cede su energía a los electrones de la materia por interacción directa y entonces, existe la probabilidad de que algunos fotones interaccionen y otros no, es decir, de todos los fotones de radiación gamma que llegan al detector sólo una fracción interaccionará y por lo tanto cederá su energía al material de dicho detector para ser cuantificada. A la fracción del número total de fotones que inciden e interaccionan en la región sensible del detector se le llama eficiencia absoluta⁽⁶⁾ y depende del tipo de radiación, de su energía, del tipo de detector utilizado y de la geometría fuente-detector, etc.

De todo lo anterior, las causas más importantes que influyen en la medición de la actividad de una fuente radiactiva puntual y que por lo tanto contribuyen a la incertidumbre del resultado son:

- La atenuación de la radiación por los materiales que se encuentran entre la fuente y el detector
- La variación de la distancia fuente a detector.
- El decaimiento de la fuente durante el tiempo de detección.
- El apilamiento de pulsos.
- La eficiencia de detección.
- La variación estadística de la emisión y de la detección de la radiación

A continuación se discuten cada una de estas cantidades que influyen directamente en la medición de la actividad y se encontrarán las expresiones para los correspondientes factores de corrección y las incertidumbres que ocasionan.

2.2.1. Atenuación de la radiación gamma por los materiales que se encuentran entre la fuente y el detector.

La radiación electromagnética (X y gamma) cede su energía a la materia con la cual interacciona por medio de interacciones directas con los átomos (electrones y campos eléctricos de los núcleos) que la componen. Así, si un haz de rayos gamma de intensidad I_0 , incide perpendicularmente sobre un bloque de material homogéneo, de forma regular plana y

de espesor x compuesto de $n \frac{\text{atomos}}{\text{cm}^3}$, cada capa de espesor dx , de este material le presentará $ndx \frac{\text{atomos}}{\text{cm}^2}$ de tal manera que, si cada átomo opone un área de sección eficaz microscópica σ al paso de la radiación, cada capa de espesor dx opondrá una área eficaz de $n\sigma dx \text{ cm}^2$ por unidad de área. Si el haz de radiación cruza por un área total W , el haz encontrará $ndxW$ átomos por cada capa de grueso dx , los cuales opondrán una área efectiva total de $n\sigma dx W$ y entonces la fracción de área que opondrá la superficie del material al paso de la radiación será $\frac{n \sigma dx W}{W} = n \sigma dx$. (Figura 2.2.1.1).

Por lo tanto, la intensidad del haz disminuirá en dI al pasar a través de esta capa de material de grueso dx , o sea:

$$-dI = (n\sigma dx)I \quad (2.2.1.1)$$

por lo que, integrando sobre x , se obtiene la atenuación total del haz al atravesar un espesor total x de este material.

Si la intensidad del haz es I_0 en $x=0$ e I en x , arreglando se tiene:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -n\sigma \int_{x=0}^x dx \quad (2.2.1.2)$$

$$\therefore \ln I \Big|_{I_0}^I = -n\sigma x \Big|_{x=0}^x = -n\sigma x \quad (2.2.1.3)$$

$$\ln \frac{I}{I_0} = -n\sigma x \Rightarrow I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (2.2.1.4)$$

$n\sigma$ es llamado coeficiente de atenuación lineal del material y se simboliza por μ . Cada tipo de átomo tiene una σ característica que depende de la energía de los rayos gamma incidentes y cada clase de material tiene su propio número n de átomos por unidad de volumen, por lo tanto, a cada tipo de material le corresponde una μ característica que dependerá de la energía de la radiación que esté incidiendo sobre él de tal manera que, la ecuación (2.2.1.4) queda como:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.2.1.5)$$

Entonces, $I_0 = I e^{\mu x}$, por lo que el factor de corrección para obtener I_0 a partir de I , será⁽¹¹⁾.

$$C_a = e^{\mu x} \quad (2.2.1.6)$$

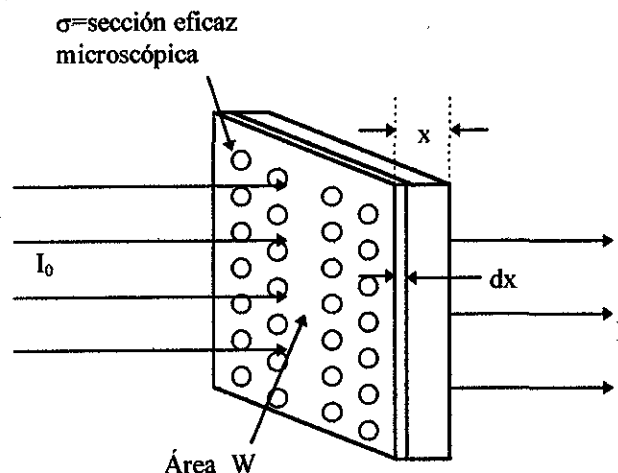


Figura 2.2.1.1.- Un haz de radiación gamma de intensidad I_0 y área transversal W , incide perpendicularmente sobre un bloque de materia de grueso x , cuyos átomos presentan una sección eficaz microscópica σ al paso de la radiación

Si las desviaciones estandar de μ y de x son σ_μ y σ_x respectivamente, aplicando el principio de propagación de incertidumbres⁽⁹⁾ a primera aproximación, se tendrá:

$$\sigma_{C_a} = \sigma_\mu^2 \left(\frac{\partial C_a}{\partial \mu} \right)^2 + \sigma_x^2 \left(\frac{\partial C_a}{\partial x} \right)^2 \quad (2.2.1.7)$$

de (2.2.1.6):

$$\left(\frac{\partial C_a}{\partial \mu} \right) = x e^{\mu x} \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial C_a}{\partial x} \right) = \mu e^{\mu x} \quad (2.2.1.8)$$

sustituyendo (2.2.1.8) en (2.2.1.7):

$$\sigma_{C_a}^2 = \sigma_\mu^2 (x e^{\mu x})^2 + \sigma_x^2 (\mu e^{\mu x})^2 \quad (2.2.1.9)$$

dividiendo entre C_a^2 y multiplicando por 100^2 para obtener la incertidumbre en porciento:

$$\left(\frac{\sigma_{C_a}}{C_a} \times 100 \right)^2 = \frac{\sigma_\mu^2 x^2 e^{2\mu x}}{e^{2\mu x}} \times 100^2 + \frac{\sigma_x^2 \mu^2 e^{2\mu x}}{e^{2\mu x}} \times 100^2 = (\sigma_\mu^2 x^2 + \sigma_x^2 \mu^2) \times 100^2 \quad (2.2.1.10)$$

dividiendo y multiplicando por $x^2 \mu^2$ y arreglando se tiene:

$$\frac{\sigma_{C_a}}{C_a} \times 100 = \mu x \sqrt{\left(\frac{\sigma_\mu}{\mu} \times 100 \right)^2 + \left(\frac{\sigma_x}{x} \times 100 \right)^2} \quad (2.2.1.11)$$

y haciendo $\frac{\sigma_{C_a}}{C_a} \times 100 = u_{C_a}$, $\frac{\sigma_\mu}{\mu} \times 100 = u_\mu$ y $\frac{\sigma_x}{x} \times 100 = u_x$, se tendrá:

$$u_{C_a} = \mu x \sqrt{u_\mu^2 + u_x^2} \quad (2.2.1.12)$$

donde, u_{C_a} , u_μ y u_x , son las incertidumbres en porciento de C_a , μ y x respectivamente.

2.2.2. Variación de la distancia fuente a detector.

Si Q es el número total de fotones emitidos por una fuente puntual en la unidad de tiempo, y suponiendo que la emisión de radiación es isotrópica, el número de fotones que emite por unidad de ángulo sólido por unidad de tiempo será el mismo para cualquier ángulo sólido y

por lo tanto, el número de fotones que incidirán sobre un detector cuya cara frontal sea un círculo de radio a , dependerá directamente de la distancia fuente a detector⁽⁶⁾ y del área de su cara frontal (Figura 2.2.2.1).

Designando con la letra Ω al ángulo sólido determinado por la fuente puntual y la cara frontal del detector y si: N_1 es el número de fotones que inciden en el detector cuando la fuente está a una distancia d_1 , N_2 es el número de fotones incidentes cuando la fuente está a una distancia d_2 y a es el radio de la cara frontal del detector, entonces⁽¹¹⁾:

$$\frac{Q}{4\pi} = \frac{N_1}{\Omega_1} \Rightarrow Q = 4\pi \frac{N_1}{\Omega_1} \quad (2.2.2.1)$$

$$\frac{Q}{4\pi} = \frac{N_2}{\Omega_2} \Rightarrow Q = 4\pi \frac{N_2}{\Omega_2} \quad (2.2.2.2)$$

$$\therefore \frac{N_1}{\Omega_1} = \frac{N_2}{\Omega_2} \Rightarrow N_1 = N_2 \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \quad (2.2.2.3)$$

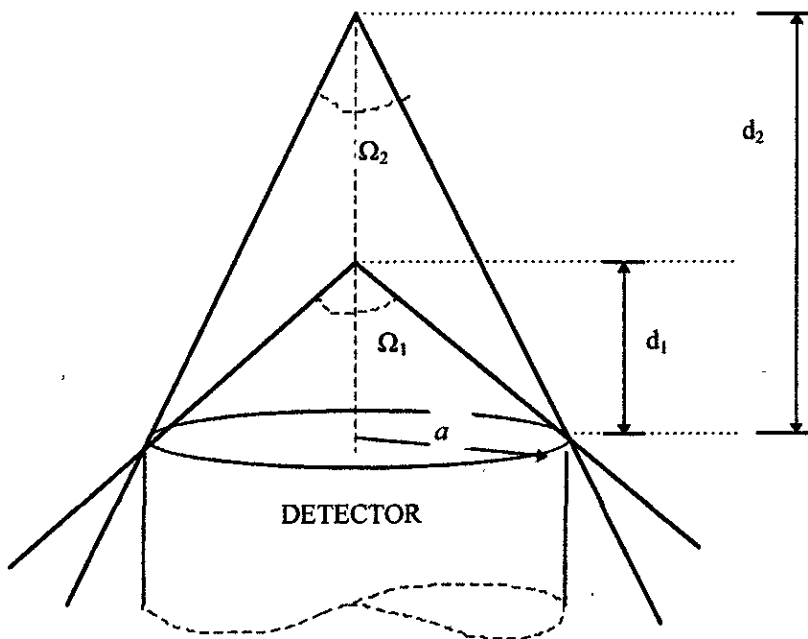


Figura 2.2.2.1- El ángulo sólido Ω disminuye conforme aumenta la distancia fuente a detector.

$$\text{pero}^{(6)}: \Omega_1 = 2\pi \left(1 - \frac{d_1}{\sqrt{d_1^2 + a^2}} \right) \quad (2.2.2.4)$$

$$\text{y: } \Omega_2 = 2\pi \left(1 - \frac{d_2}{\sqrt{d_2^2 + a^2}} \right) \quad (2.2.2.5)$$

por lo que sustituyendo (2.2.2.4) y (2.2.2.5) en (2.2.2.3):

$$N_1 = N_2 \left[\frac{1 - \frac{d_1}{\sqrt{d_1^2 + a^2}}}{1 - \frac{d_2}{\sqrt{d_2^2 + a^2}}} \right] \quad (2.2.2.6)$$

Por esto, si d_1 es la distancia de referencia fuente a detector y d_2 , la distancia a la que se hace otra medición de la misma fuente, el factor de corrección por el que se debe multiplicar al resultado N_2 , que se obtiene al hacer la medición a la distancia d_2 , para obtener N_1 , en las condiciones de referencia es:

$$C_d = \frac{1 - \frac{d_1}{\sqrt{d_1^2 + a^2}}}{1 - \frac{d_2}{\sqrt{d_2^2 + a^2}}} \quad (2.2.2.7)$$

donde, C_d = factor de corrección por variación en la distancia fuente a detector.

Si σ_{C_d} , es la desviación estandar de C_d , σ_{d_1} es la desviación estandar de d_1 , σ_{d_2} es la desviación estandar de d_2 y considerando a , como una constante, aplicando el principio de propagación de incertidumbres a la ecuación (2.2.2.7) se tiene:

$$\sigma_{C_d}^2 = \sigma_{d_1}^2 \left(\frac{\partial C_d}{\partial d_1} \right)^2 + \sigma_{d_2}^2 \left(\frac{\partial C_d}{\partial d_2} \right)^2 \quad (2.2.2.8)$$

pero las derivadas parciales de C_d con respecto de d_1 y con respecto de d_2 son:

$$\frac{\partial C_d}{\partial d_1} = \frac{\frac{\sqrt{d_1^2 + a^2} - \frac{1}{2}(d_1^2 + a^2)^{-\frac{1}{2}} 2d_1^2}{(d_1^2 + a^2)}}{1 - \frac{d_2}{\sqrt{d_2^2 + a^2}}} \quad (2.2.2.9)$$

arreglando:

$$\frac{\partial C_d}{\partial d_1} = \frac{\frac{-1}{\sqrt{d_1^2 + a^2}} \left[\left(1 - \frac{d_1}{\sqrt{d_1^2 + a^2}} \right) \left(1 + \frac{d_1}{\sqrt{d_1^2 + a^2}} \right) \right]}{1 - \frac{d_2}{\sqrt{d_2^2 + a^2}}} \quad (2.2.2.10)$$

$$\therefore \frac{\partial C_d}{\partial d_1} = -C_d \left(\frac{\sqrt{d_1^2 + a^2} + d_1}{d_1^2 + a^2} \right) \quad (2.2.2.11)$$

y:

$$\frac{\partial C_d}{\partial d_2} = \frac{\left[\frac{\sqrt{d_2^2 + a^2} - \frac{1}{2}(d_2^2 + a^2)^{-\frac{1}{2}} 2d_2^2}{(d_2^2 + a^2)} \right] \left[1 - \frac{d_1}{\sqrt{d_1^2 + a^2}} \right]}{\left[1 - \frac{d_2}{\sqrt{d_2^2 + a^2}} \right]^2} \quad (2.2.2.12)$$

$$\therefore \frac{\partial C_d}{\partial d_2} = \frac{C_d}{(d_2^2 + a^2)} \left[\frac{a^2}{\sqrt{d_2^2 + a^2} - d_2} \right] \quad (2.2.2.13)$$

sustituyendo (2.2.2.11) y (2.2.2.13) en (2.2.2.8), dividiendo entre C_d^2 y multiplicando por 100^2 para obtener las incertidumbres en porciento se tiene:

$$\left(\frac{\sigma_{C_d}}{C_d} \times 100 \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{d_1}}{d_1} \times 100 \right)^2 \left[\frac{\sqrt{1 + \frac{a^2}{d_1^2}} + 1}{1 + \frac{a^2}{d_1^2}} \right]^2 + \left(\frac{\sigma_{d_2}}{d_2} \times 100 \right)^2 \left[\frac{\frac{a^2}{d_2^2}}{\left(1 + \frac{a^2}{d_2^2} \right) \left(\sqrt{1 + \frac{a^2}{d_2^2}} - 1 \right)} \right]^2 \quad (2.2.2.14)$$

dado que:

$$\frac{\sigma_{Cd}}{C_d} \times 100 = \text{incertidumbre de } C_d \text{ en porciento} = u_{Cd} \quad (2.2.2.15)$$

$$\frac{\sigma_{d1}}{d_1} \times 100 = \text{incertidumbre de } d_1 \text{ en porciento} = u_{d1} \quad (2.2.2.16)$$

$$\frac{\sigma_{d2}}{d_2} \times 100 = \text{incertidumbre de } d_2 \text{ en porciento} = u_{d2} \quad (2.2.2.17)$$

y haciendo:

$$\frac{a}{d_1} = r_1 \quad (2.2.2.18)$$

$$\frac{a}{d_2} = r_2 \quad (2.2.2.19)$$

se tiene:

$$u_{Cd} = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{1+r_1^2}+1}{1+r_1^2}\right)^2 u_{d1}^2 + \left(\frac{r_2^2}{(1+r_2^2)(\sqrt{1+r_2^2}+1)}\right)^2 u_{d2}^2} \quad (2.2.2.20)$$

que es la incertidumbre del factor de corrección C_d .

2.2.3. Decaimiento de la fuente durante el tiempo de detección.

La vida media del radisótomo que constituye a la fuente radiactiva es un factor de influencia importante en la medición de la actividad porque, debido al decaimiento radiactivo, el promedio de emisión de radiación al inicio, no será el mismo que al final del intervalo de conteo, sobre todo cuando la vida media es comparable con la magnitud del tiempo durante el cual se lleva a cabo dicha medición. Por esta razón, es necesario corregir el resultado respecto de un tiempo de referencia. En este trabajo se deduce el factor de corrección para corregir el conteo promedio al instante en el que comienza a correr el tiempo de conteo.

Sea N_0 , el número de núcleos radiactivos existentes en la muestra en el tiempo $t = 0$ y N , el número de núcleos radiactivos que quedan en la muestra después de un tiempo $t > 0$.

El número de núcleos radiactivos que decaen entre t y $t+dt$ es:

$$N\lambda dt = N_0 \lambda e^{-\lambda t} dt \quad (2.2.3.1)$$

Por lo tanto, el número total n , de núcleos que habrán decaído desde $t = 0$ hasta $t = T$ será:

$$n = \int_{t=0}^{t=T} N_0 \lambda e^{-\lambda t} dt = N_0 \lambda \int_{t=0}^{t=T} e^{-\lambda t} dt = N_0 [1 - e^{-\lambda T}] \quad (2.2.3.2)$$

$$\therefore N_0 = \frac{n}{1 - e^{-\lambda T}} \quad (2.2.3.3)$$

multiplicando por λ , se obtiene el valor de la actividad en función del número de núcleos que han decaído desde $t = 0$ hasta $t = T$:

$$N_0 \lambda = n \frac{\lambda}{1 - e^{-\lambda T}} \quad (2.2.3.4)$$

multiplicando y dividiendo por T :

$$N_0 \lambda = \left(\frac{n}{T} \right) \frac{\lambda T}{1 - e^{-\lambda T}} \quad (2.2.3.5)$$

y como $\frac{n}{T}$, es el número promedio de núcleos que han decaído por unidad de tiempo desde $t = 0$ hasta $t = T$, corresponde al conteo promedio obtenido durante este intervalo de tiempo por lo que, el factor por el que hay que multiplicar a este promedio para obtener su valor al comienzo de dicho intervalo es^(11,12):

$$C_m = \frac{\lambda T}{1 - e^{-\lambda T}} \quad (2.2.3.6)$$

donde T es el intervalo de tiempo de conteo.

A C_m se le llama factor de corrección por decaimiento de la fuente durante el tiempo de detección. La incertidumbre involucrada en este factor de corrección se obtiene aplicando a la ecuación (2.2.3.6), el principio de propagación de incertidumbres como sigue:

Si σ_{C_m} es la desviación estandar de C_m , σ_λ es la desviación estandar del valor de λ y σ_T es la desviación estandar del valor del intervalo de tiempo de conteo, entonces:

$$\sigma_{C_m}^2 = \sigma_\lambda^2 \left(\frac{\partial C_m}{\partial \lambda} \right)^2 + \sigma_T^2 \left(\frac{\partial C_m}{\partial T} \right)^2 \quad (2.2.3.7)$$

pero:

$$\frac{\partial C_m}{\partial \lambda} = C_m \frac{1 - e^{-\lambda T} C_m}{\lambda} \quad (2.2.3.8)$$

y:

$$\frac{\partial C_m}{\partial T} = C_m \frac{1 - e^{-\lambda T} C_m}{T} \quad (2.2.3.9)$$

Sustituyendo (2.2.3.8) y (2.2.3.9) en (2.2.3.7):

$$\sigma_{C_m}^2 = \sigma_\lambda^2 C_m^2 \frac{(1 - e^{-\lambda T} C_m)^2}{\lambda^2} + \sigma_T^2 C_m^2 \frac{(1 - e^{-\lambda T} C_m)^2}{T^2} \quad (2.2.3.10)$$

multiplicando por $\left(\frac{100}{C_m}\right)^2$ para obtener las incertidumbres en porciento, se tiene:

$$\frac{\sigma_{C_m}^2}{C_m^2} \times 100^2 = (1 - C_m e^{-\lambda T})^2 \left[\frac{\sigma_\lambda^2}{\lambda^2} \times 100^2 + \frac{\sigma_T^2}{T^2} \times 100^2 \right] \quad (2.2.3.11)$$

y haciendo:

$$u_{C_m} = \frac{\sigma_{C_m}}{C_m} \times 100 = \text{incertidumbre porcentual de } C_m \quad (2.2.3.12)$$

$$u_\lambda = \frac{\sigma_\lambda}{\lambda} \times 100 = \text{incertidumbre porcentual de } \lambda \quad (2.2.3.13)$$

$$u_T = \frac{\sigma_T}{T} \times 100 = \text{incertidumbre porcentual de } T \quad (2.2.3.14)$$

se obtiene⁽¹¹⁾:

$$u_{C_m} = (1 - C_m e^{-\lambda T}) \sqrt{u_\lambda^2 + u_T^2} \quad (2.2.3.15)$$

que es la incertidumbre porcentual del factor de corrección por decaimiento durante el tiempo de detección C_m .

2.2.4.- Apilamiento de pulsos.

Debido a que la emisión de radiación es aleatoria, existe la posibilidad de que lleguen al detector dos o más rayos gamma provenientes de la fuente de interés en un intervalo de tiempo menor que el tiempo de resolución del amplificador lineal, esto ocasiona que los pulsos producidos por estos fotones se apilen ocasionando que a la salida del amplificador lineal se obtenga un sólo pulso de amplitud mayor que cualquiera de los que hubieran sido producidos por cualquiera de estos fotones individualmente. Este fenómeno, llamado "Apilamiento de pulsos (pile-up)", produce deformaciones en el espectro de la radiación y pérdidas en el conteo de la fuente ya que, da como resultado que en vez de que el sistema registre el arribo de dos o más fotones, sólo permite que se registre uno sólo en otra región de energía⁽⁶⁾.

Debido a su naturaleza, el efecto del apilamiento de pulsos es más severo conforme aumenta la actividad de la fuente en cuestión, llegando al grado de limitar la utilidad de los sistemas de espectrometría gamma a actividades menores que una cota máxima, arriba de la cual este fenómeno empieza a degradar la resolución para la que fueron diseñados.

Un sistema de espectrometría sólo registrará como tales, aquellos eventos separados entre sí por tiempos mayores o iguales al ancho de los pulsos que provienen del amplificador lineal (7 veces la constante de tiempo de formación del amplificador lineal = $7\tau_A = 2.4$ veces el tiempo total de subida del pulso + 4.6 veces el tiempo total de caída del pulso = $2.4\tau_A + 4.6\tau_A = \tau$)^(38, 39) y todos aquellos que se sucedan entre sí por tiempos menores que este ancho generarán una sola señal (pulso) de amplitud mayor que cualquiera de las que produciría uno sólo de dichos eventos. Ver Figura 2.2.4.1.

Cada evento produce a la salida del amplificador lineal, un pulso que tiene una amplitud directamente proporcional a la energía de la radiación correspondiente, de tal manera que, en una región del espectro se acumularán el número de eventos de energías correspondientes a esta región, pero si dichos eventos suceden separados por tiempos menores que el ancho promedio de dichos pulsos, se apilarán y producirán una señal de amplitud mayor y por lo tanto correspondiente a una energía mayor que la considerada en la región de interés.

Por lo anterior, es necesario establecer un factor de corrección para corregir por la pérdida del conteo que se tiene por el apilamiento de pulsos, lo cual se hace a continuación^(6, 11, 38, 39).

Ya que la emisión de radiación es al azar, ésta obedece a una distribución de Poisson por lo cual, la probabilidad de que incidan sobre el detector x fotones cuando m , es el número promedio que llegan en el intervalo de tiempo de interés, será:

$$P_x = \frac{m^x}{x!} e^{-m} \quad (2.2.4.1)$$

De esta ecuación, la probabilidad de que no llegue al detector ningún fotón durante un intervalo de tiempo t , dado que están llegando en promedio a fotones por unidad de tiempo ($m = at$), es:

$$P_0 = \frac{(at)^0}{0!} e^{-(at)} = e^{-(at)} \quad (2.2.4.2)$$

La probabilidad de que llegue un fotón durante el intervalo de tiempo dt es:

$$P_1 = \frac{(adt)^1}{1!} e^{-(adt)} \quad (2.2.4.3)$$

pero: $(adt) \ll 1 \Rightarrow e^{-(adt)} \approx 1$

$$\therefore P_1 \approx adt \quad (2.2.4.4)$$

Entonces, la probabilidad combinada de que al detector no le lleguen fotones durante el intervalo de tiempo t e incida sólo un fotón durante el intervalo de tiempo dt comprendido entre t y $t+dt$, será el producto de (2.2.4.2) y (2.2.4.4):

$$dP = ae^{-at} dt \quad (2.2.4.5)$$

o sea, dP es la probabilidad de que dos fotones lleguen separados por un tiempo t cuando están llegando al detector a una razón promedio de a , fotones de rayos gamma por unidad de tiempo.

Entonces, si el ancho de los pulsos a la salida del amplificador lineal es τ , todos los fotones que lleguen separados entre sí por tiempos mayores o iguales a τ se sumarán al conteo de pulsos correspondientes a la región de interés y todos aquellos que lleguen separados por tiempos menores significarán una pérdida para el conteo de eventos correspondientes al intervalo de energías que se está considerando.

La probabilidad de que los fotones de rayos gamma vengán separados por tiempos mayores o iguales a τ , es la suma de las probabilidades dP [ecuación (2.2.4.5)] para toda $t \geq \tau$, o sea:

$$P = \int_{t=\tau}^{\infty} ae^{-at} dt = a \left[-\frac{1}{a} e^{-at} \right]_{\tau}^{\infty} = a \left[0 + \frac{e^{-a\tau}}{a} \right] = e^{-a\tau} \quad (2.2.4.6)$$

por lo tanto, de los a fotones por unidad de tiempo que llegan al detector, sólo serán registrados n :

$$n = aP = ae^{-a\tau} \Rightarrow a = ne^{a\tau} \quad (2.2.4.7)$$

para razones de conteo moderadas, se puede hacer la aproximación $a\tau \approx n\tau$ por lo que, el factor por el que hay que multiplicar al conteo n para obtener la razón verdadera de eventos a , es:

$$C_{ap} = e^{n\tau} \quad (2.2.4.8)$$

y si $n = \frac{N}{t}$ donde N es el número total de eventos registrados durante el tiempo de conteo t , entonces⁽³⁹⁾:

$$C_{ap} = e^{\frac{N\tau}{t}} \quad (2.2.4.9)$$

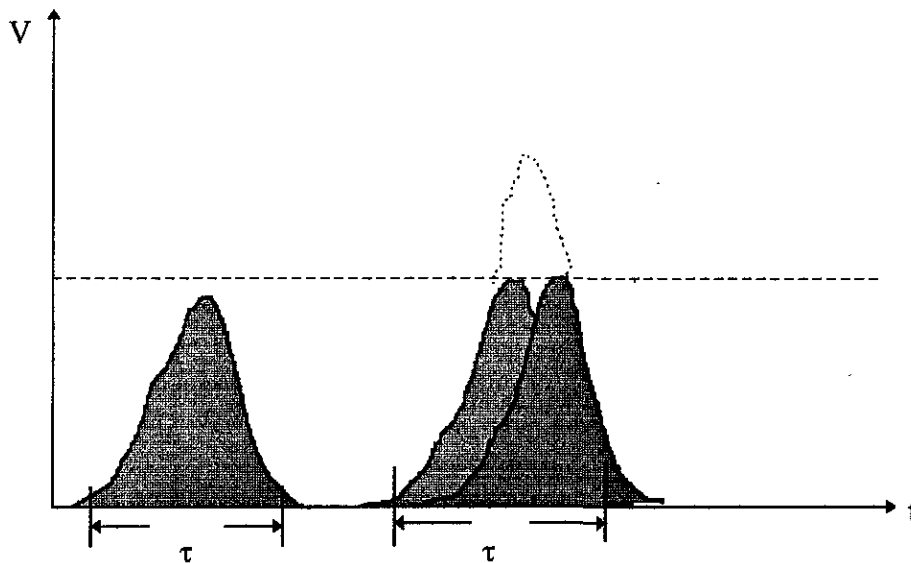


Figura 2.2.4.1.

A C_{ap} le llamaremos factor de corrección por apilamiento de pulsos. La incertidumbre en la determinación del valor de C_{ap} se obtiene aplicando el principio de propagación de incertidumbres a la ecuación (2.2.4.9) como sigue:

Sean: $\sigma_{C_{ap}}$ = desviación estandar de C_{ap} .

σ_N = desviación estandar de N = desviación estandar del conteo total del espectro.

σ_τ = desviación estandar del ancho τ , de los pulsos a la salida del amplificador lineal

Entonces:

$$\sigma_{C_{ap}}^2 = \sigma_N^2 \left(\frac{\partial C_{ap}}{\partial N} \right)^2 + \sigma_\tau^2 \left(\frac{\partial C_{ap}}{\partial \tau} \right)^2 + \sigma_t^2 \left(\frac{\partial C_{ap}}{\partial t} \right)^2 \quad (2.2.4.10)$$

pero:

$$\frac{\partial C_{ap}}{\partial N} = \frac{\tau}{t} e^{\frac{N\tau}{t}} \quad (2.2.4.11)$$

$$\frac{\partial C_{ap}}{\partial \tau} = \frac{N}{t} e^{\frac{N\tau}{t}} \quad (2.2.4.12)$$

$$\frac{\partial C_{ap}}{\partial t} = -\frac{N\tau}{t^2} e^{\frac{N\tau}{t}} \quad (2.2.4.13)$$

sustituyendo (2.2.4.11), (2.2.4.12) y (2.2.4.13) en (2.2.4.10):

$$\sigma_{C_{ap}}^2 = \sigma_N^2 \left(\frac{\tau}{t} e^{\frac{N\tau}{t}} \right)^2 + \sigma_\tau^2 \left(\frac{N}{t} e^{\frac{N\tau}{t}} \right)^2 + \sigma_t^2 \left(-\frac{N\tau}{t^2} e^{\frac{N\tau}{t}} \right)^2 \quad (2.2.4.14)$$

dividiendo entre C_{ap}^2 y multiplicando por 100^2 para convertir a porciento:

$$\frac{\sigma_{C_{ap}}^2}{C_{ap}^2} \times 100^2 = \frac{\sigma_N^2 \tau^2}{t^2} \times 100^2 + \frac{\sigma_\tau^2 N^2}{t^2} \times 100^2 + \frac{\sigma_t^2 N^2 \tau^2}{t^4} \times 100^2 \quad (2.2.4.15)$$

$$\left(\frac{\sigma_{C_{ap}}}{C_{ap}} \times 100 \right)^2 = \frac{\frac{\sigma_N^2 \tau^2 N^2}{N^2} \times 100^2 + \frac{\sigma_\tau^2 \tau^2 N^2}{\tau^2} \times 100^2 + \frac{\sigma_t^2 \tau^2 N^2}{t^2} \times 100^2}{t^2} \quad (2.2.4.16)$$

arreglando⁽¹¹⁾:

$$\therefore u_{C_{ap}} = \frac{N\tau}{t} \sqrt{u_N^2 + u_\tau^2 + u_t^2} \quad (2.2.4.17)$$

que es la incertidumbre en porciento del factor de corrección por apilamiento de pulsos,

donde: $u_N = \frac{\sigma_N}{N} \times 100 =$ incertidumbre, en porciento, de N

$u_\tau = \frac{\sigma_\tau}{\tau} \times 100 =$ incertidumbre, en porciento, de τ

$$u_t = \frac{\sigma_t}{t} \times 100 = \text{incertidumbre, en porciento, de } t$$

2.2.5. Eficiencia de conteo.

Ya que la radiación gamma no tiene carga eléctrica, sólo puede ceder su energía por medio de interacciones directas y discretas con las partículas que constituyen a la materia, principalmente con los electrones orbitales de los átomos y/o los campos eléctricos de los núcleos, en general, por medio de los tres fenómenos conocidos como Dispersión Compton, Efecto Fotoeléctrico y Creación de Pares. Cada uno de estos fenómenos tiene una probabilidad de llevarse a cabo por lo que, sólo una fracción del número de rayos gamma que inciden sobre un material, le ceden una fracción o toda su energía, lo que depende fuertemente de la energía de la radiación y de las características físicas del material de que se trate, como por ejemplo su estado físico (sólido, líquido o gaseoso), su número atómico, etc..

Por otro lado, se puede decir que un detector es una cantidad de materia que está dispuesta bajo un diseño adecuado, para registrar la presencia de la radiación que pasa a través de ella por medio de sus interacciones de cesión de energía a las partículas que componen el material detector, pero por las razones ya expuestas, no toda la radiación gamma podrá ser registrada, sino sólo una fracción de su intensidad total, que es la que interacciona directamente con dichas partículas y que por lo tanto produce un pulso a la salida del sistema de detección. A esta fracción se le llama la eficiencia absoluta⁽⁶⁾ del detector, definida como el cociente del número total de pulsos registrados, entre el número total de fotones de rayos gamma emitidos por la fuente por unidad de tiempo.

Entonces, para determinar la eficiencia de conteo de un detector, es necesario comparar el número de fotones gamma emitidos en la unidad de tiempo por un patrón de actividad, con el número de fotones registrados por el detector de interés, cuando éste es sometido al flujo de fotones emitidos por dicho patrón.

Si la actividad de la fuente patrón se denota por Act , el factor de emisión gamma de la energía de interés se denota por P_γ , el número de conteos se denota por A (es necesario aclarar que, un conteo es el registro de un rayo gamma que ha incidido e interaccionado con las partículas que componen al detector) y el tiempo de conteo por t , entonces la eficiencia ε del sistema de detección es dada por^(6,10,13):

$$\varepsilon = \frac{A}{ActP_\gamma t} \quad (2.2.5.1)$$

Pero el conteo debe ser corregido por cada uno de los factores de corrección que se discutieron en los parágrafos 2.2.1 a 2.2.4, por lo que (2.2.5.1) se transforma en:

$$\varepsilon = \frac{C_a C_d C_m C_{ap} A}{ActP, t} \quad (2.2.5.2)$$

Cuando para la determinación de ε se toma en cuenta toda la radiación gamma emitida en 4π por la fuente patrón y A es el conteo de los pulsos de absorción total correspondientes a una energía de interés únicamente, la eficiencia recibe el nombre de eficiencia absoluta de pico⁽⁶⁾. En este trabajo se hace uso de este tipo de eficiencia, que de aquí en adelante llamaremos simplemente eficiencia. Los pulsos de absorción total son los correspondientes a las interacciones que se llevaron a cabo por medio del Efecto Fotoeléctrico, en donde el fotón cede toda su energía de una sola vez, o los correspondientes a cuando el fotón cede toda su energía por medio de varias interacciones consecutivas de otros tipos y que para una energía particular bien determinada, en el espectro dan lugar a la región llamada fotopico o pico de absorción total correspondiente a esa energía.

El conteo A en la ecuación (2.2.5.2) es el número de pulsos que se registran en esta región que llamaremos área del fotopico.

2.2.6. Determinación del área del fotopico.

Desde la década de los 50's numerosos autores⁽¹⁴⁻²⁴⁾ han reportado diferentes métodos para calcular el conteo A acumulado en el área del fotopico entre los cuales, se pueden mencionar los que utilizan métodos numéricos para ajuste de curvas. Estos combinan diferentes tipos de funciones para encontrar la combinación que mejor se ajusta al fotopico de interés. Por ejemplo, Longoria⁽²⁵⁾ combina cinco diferentes tipos de función: una Gaussiana que abarca la mayor parte del fotopico, una función de paso y una exponencial inferior para formar la parte correspondiente a la subida del fotopico en la parte de las bajas energías, y una exponencial superior para la parte correspondiente a la caída del fotopico en las energías mayores así como un polinomio de bajo grado para representar al fondo debajo del fotopico (ver Figura 2.2.6.1) para finalmente obtener una función con diez parámetros, los cuales se determinan por métodos de ajuste de mínimos cuadrados. El conteo A , o área del pico de energía total, se obtiene integrando las dos exponenciales y la Gaussiana desde $-\infty$ hasta $+\infty$ y la incertidumbre se calcula por cálculos matriciales que involucran a las incertidumbres de los diez parámetros ya mencionados. Estos métodos son muy precisos pero tienen la desventaja de que, necesitan subrutinas muy potentes que requieren una computadora de gran capacidad de memoria para poder llevar a cabo los cálculos para la determinación de los parámetros mencionados y de sus incertidumbres.

En este trabajo, este cálculo se hace de una manera mucho más sencilla, como lo hacen varios multicanales comerciales como los del tipo Canberra 35 Plus⁽²⁶⁾ como sigue:

Si el fotopico se encuentra comprendido dentro de una región delimitada por N canales (como se muestra en la Figura 2.2.6.2), entonces A estará dada por:

$$A = T - F \quad (2.2.6.1)$$

donde:

$$T = \sum_{i=1}^N C_i \quad (2.2.6.2)$$

con:

C_i = número de conteos registrados en el i -ésimo canal.
 y F = fondo debajo del fotopico.

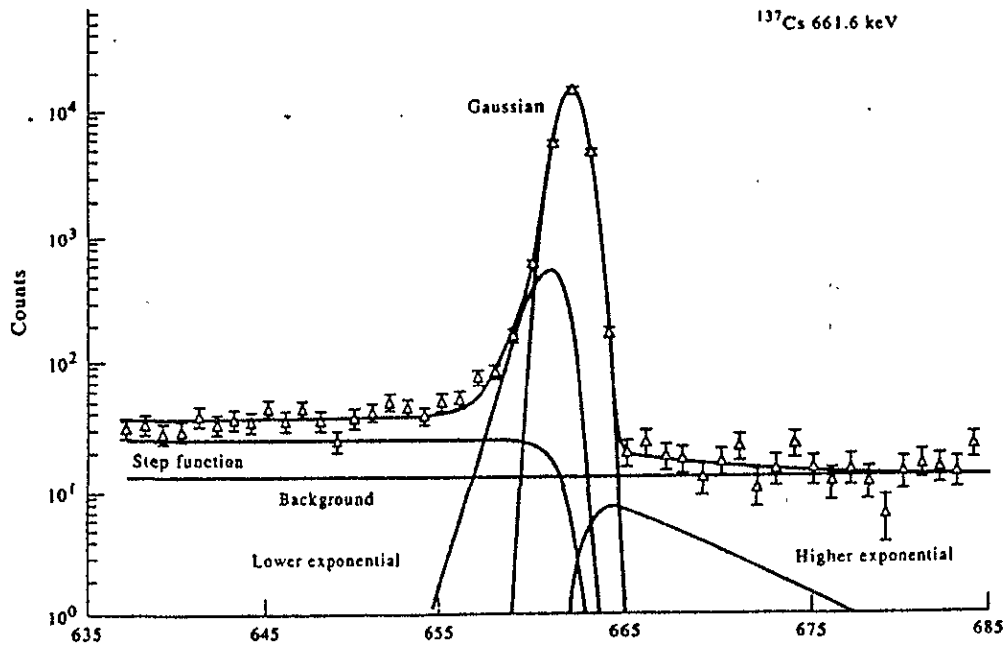


Figura 2.2.6.1. Ajuste analítico de un fotopico con una función de 10 parámetros⁽²⁵⁾.

En este trabajo el fondo debajo del fotopico se delimita con una recta que une los puntos (n_1, C_1) y (n_N, C_N) del espectro correspondiente, siendo n_1 y n_N , los números de canal primero y último de la región del fotopico, respectivamente. Por lo tanto F está dado por:

$$F = N \times \left(\frac{C_1 + C_N}{2} \right) \quad (2.2.6.3)$$

Si σ_A es la desviación estandar de A , σ_T es la desviación estandar de T y σ_F es la desviación estandar de F , aplicando el principio de propagación de incertidumbres a (2.2.6.1), suponiendo que no hay correlación entre el número de pulsos registrados en los diferentes canales, ni entre T y F , se tiene:

$$\sigma_A^2 = \sigma_T^2 \left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)^2 + \sigma_F^2 \left(\frac{\partial A}{\partial F} \right)^2 \quad (2.2.6.4)$$

pero de (2.2.6.1) se tiene:

$$\frac{\partial A}{\partial T} = 1 \quad \text{y} \quad \frac{\partial A}{\partial F} = -1 \quad (2.2.6.5)$$

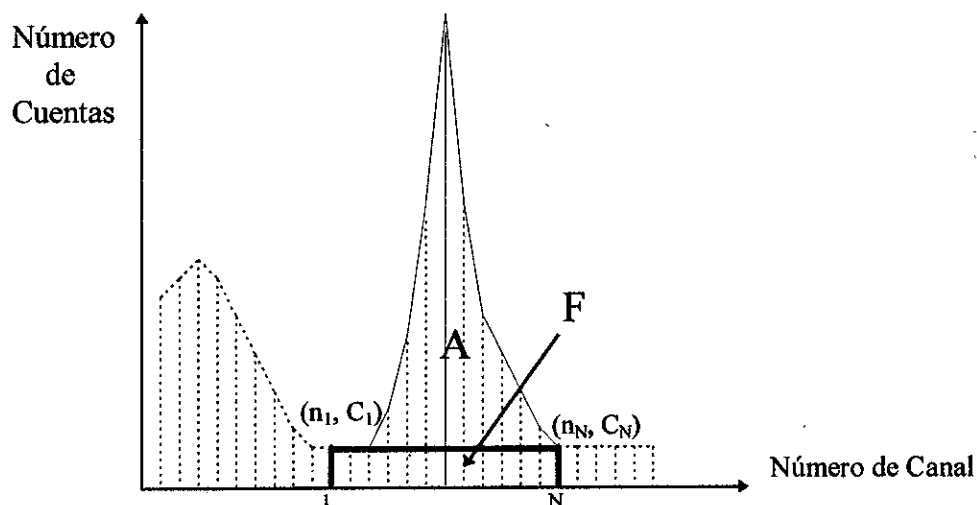


Figura 2.2.6.2.- Espectro de radiación gamma con un fotopico en el que se muestra su área A y el fondo F debajo de él.

por lo que:

$$\sigma_A^2 = \sigma_T^2 + \sigma_F^2 \quad (2.2.6.6)$$

suponiendo que T y F son distribuciones de Poisson, entonces:

$$\sigma_T = \sqrt{T} \quad \text{y} \quad \sigma_F = \sqrt{F} \quad (2.2.6.7)$$

$$\therefore \sigma_A^2 = T + F \quad (2.2.6.8)$$

de (2.2.6.1), $T = A + F$, por lo que sustituyendo este valor en (2.2.6.8), dividiendo entre A^2 y multiplicando por 100^2 se tendrá:

$$\frac{\sigma_A^2}{A^2} \times 100^2 = \frac{A + 2F}{A^2} \times 100^2 \Rightarrow \frac{\sigma_A}{A} \times 100 = 100 \frac{\sqrt{A + 2F}}{A} \quad (2.2.6.9)$$

notando que $\frac{\sigma_A}{A} \times 100 = u_A$, es la incertidumbre en por ciento de A , se puede escribir:

$$u_A = 100 \frac{\sqrt{A + 2F}}{A} \quad (2.2.6.10)$$

Para una sola medición, la ecuación (2.2.6.10) expresa la incertidumbre del valor del área del fotopico de la energía de interés.

Nótese que la ecuación (2.2.6.10) se dedujo tomando en cuenta el hecho de que la emisión de radiación obedece a una distribución de Poisson. Sin embargo, en la mayoría de las veces, es conveniente comprobar la precisión del espectrómetro que se está utilizando, por lo tanto es necesario hacer mediciones repetidas de A acumulando varios espectros de la misma fuente en las mismas condiciones experimentales.

2.2.7. Variación estadística de la detección de la radiación.

Si se toma una colección de n conteos repetidos en las mismas condiciones, o sea, n mediciones repetidas de A . El valor más probable o valor esperado de A , será el promedio aritmético de esta colección, con una desviación estandar s_A , donde:

$$\bar{A} = \frac{\sum_{i=1}^n A_i}{n} \quad (2.2.7.1)$$

$$s_A = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (A_i - \bar{A})^2}{n - 1}} \quad (2.2.7.2)$$

con: A_i = valor del resultado de la i -ésima medición de A .
 \bar{A} = valor promedio de las n mediciones de A

El nivel de confianza del valor obtenido para A dependerá del grado de libertad ($n-1$), dado por el número n de mediciones que se hallan hecho para determinar su promedio. Este nivel de confianza es dado por el factor T de Student, de tal manera que:

$$u_A = \frac{T_n}{\sqrt{n}} \left(\frac{s_A}{A} \times 100 \right) \quad (2.2.7.3)$$

donde:

T_n = factor de Student para un nivel de confianza dado por el grado de libertad ($n-1$).

u_A = incertidumbre del valor de A en porciento, con un nivel de confianza dado por T_n .

2.2.8. Incertidumbre en la medición de la eficiencia de conteo.

Aplicando el principio de propagación de incertidumbres a la ecuación (2.2.5.2) para obtener la incertidumbre u_ε de ε , se obtiene:

$$u_\varepsilon = \sqrt{\left(u_{Ca}^2 + u_{Cd}^2 + u_{Cm}^2 + u_{Cap}^2 + u_{Act}^2 + u_{Py}^2 + u_t^2 \right) + u_A^2} = \sqrt{u_{\varepsilon B}^2 + u_{\varepsilon A}^2} \quad (2.2.8.1)$$

Ya que, u_{Ca} , u_{Cd} , u_{Cm} y u_{Cap} , son incertidumbres ocasionadas por factores de corrección, y u_{Act} , u_{Py} , y u_t , son incertidumbres conocidas a través de publicaciones, entonces su suma cuadrática no es más que la incertidumbre Tipo B, $u_{\varepsilon B}$, de la eficiencia y u_A , que se obtiene a partir de una serie de mediciones repetidas de A , según la ecuación (2.2.7.3), es la incertidumbre Tipo A, $u_{\varepsilon A}$, de la eficiencia, o sea:

$$u_{\varepsilon B} = \sqrt{u_{Ca}^2 + u_{Cd}^2 + u_{Cm}^2 + u_{Cap}^2 + u_{Act}^2 + u_{Py}^2 + u_t^2} \quad (2.2.8.2)$$

y:

$$u_{\varepsilon A} = u_A \quad (2.2.8.3)$$

donde el nivel de confianza del valor obtenido para ε , está determinado por los niveles de confianza para los que fueron determinadas las diferentes componentes de incertidumbre en las ecuaciones (2.2.8.2) y (2.2.8.3).

2.2.9. Medición de la actividad de una fuente problema.

Por último, la medición de la actividad A_f , de una fuente problema elaborada con una alícuota de la SM, se lleva a cabo aplicando la ecuación (2.2.5.2) en la forma:

$$A_f = \frac{C_a C_d C_m C_{ap} A}{\varepsilon P_\gamma t} \quad (2.2.9.1)$$

Y aplicando nuevamente el principio de propagación de incertidumbres a esta expresión, se obtiene:

$$u_{A_f} = \sqrt{(u_{C_a}^2 + u_{C_d}^2 + u_{C_m}^2 + u_{C_{ap}}^2 + u_\varepsilon^2 + u_{P_\gamma}^2 + u_t^2) + u_A^2} = \sqrt{u_{A/B}^2 + u_{A/A}^2} \quad (2.2.9.2)$$

donde, por las mismas razones ya expresadas, $u_{A/B}$ es la incertidumbre Tipo B y $u_{A/A}$, la incertidumbre Tipo A para el resultado de la medición de la actividad A_f , de una fuente radiactiva desconocida, o sea:

$$u_{A/B} = \sqrt{u_{C_a}^2 + u_{C_d}^2 + u_{C_m}^2 + u_{C_{ap}}^2 + u_\varepsilon^2 + u_{P_\gamma}^2 + u_t^2} \quad (2.2.9.3)$$

y:

$$u_{A/A} = u_A \quad (2.2.9.4)$$

donde el nivel de confianza del resultado de la medición de A_f está determinado por los niveles de confianza con que se hallan determinado los factores de corrección C_a , C_d , C_m y C_{ap} , los parámetros ε , P_γ y t , y el valor del área A , del fotopico del espectro de la fuente radiactiva problema.

Nótese que, ε y u_ε , que fueron determinadas y establecidas previamente y que en este último caso han pasado a tomar el papel de parámetros característicos del sistema de detección, ahora contribuyen a la incertidumbre Tipo B del valor de la actividad de la fuente problema.

2.3. ELABORACIÓN DE UNA FUENTE RADIATIVA CON UNA ACTIVIDAD DESEADA.

La elaboración de una fuente con una actividad predeterminada, se lleva a cabo depositando la cantidad adecuada de SM en el soporte deseado⁽¹¹⁾.

Se pueden presentar dos casos:

- Se conoce la actividad por unidad de masa de la SM.
- Se desconoce la actividad por unidad de masa de la SM.

En seguida se discuten estos dos casos generales.

2.3.1. Se conoce la actividad por unidad de masa de la SM.

Si se cuenta con una SM de la cual se conoce su actividad por unidad de masa, sólo se debe aplicar la ecuación (2.2) para saber qué cantidad se debe utilizar para elaborar la fuente deseada, es decir:

$$A_f = \rho m \quad (2.3.1.1)$$

Aplicando el principio de propagación de incertidumbres se obtiene:

$$u_{A_f} = \sqrt{u_{\rho}^2 + u_m^2} \quad (2.3.1.2)$$

donde:

- u_{A_f} = incertidumbre de A_f en por ciento.
- u_{ρ} = incertidumbre de ρ en por ciento.
- u_m = incertidumbre de m en por ciento.

En este caso, u_{A_f} es una incertidumbre del Tipo B solamente ya que, en la práctica, m se deposita una sola vez en el soporte de la fuente que se va a elaborar y no hay manera de hacer mediciones repetidas de su valor por lo que, u_m estará determinada por la ecuación (2.1.4) o (2.1.7) según sea el caso y su valor dependerá de las características metrológicas de la balanza utilizada para su medición. Por otro lado, u_{ρ} es dada por el proveedor de la SM por lo que, el nivel de confianza del valor que se obtenga para A_f , estará dado por los niveles de confianza de los valores de ρ , m_1 y m_2 .

2.3.2. Se desconoce la actividad por unidad de masa de SM.

En el caso en el que el valor de ρ tenga que ser determinado en el laboratorio, para que sea representativo de la SM correspondiente, se tendrá que preparar una colección de n fuentes puntuales con alícuotas tomadas de esta SM, a las cuales se les llamará fuentes de calibración.

A continuación, con el espectrómetro de interés se acumulan espectros de dichas fuentes en las mismas condiciones experimentales de medición. Si:

A_{ai} = área del fotopico de la energía de interés correspondiente a la i -ésima alícuota.
 m_{ai} = masa de la i -ésima alícuota.

entonces el conteo por unidad de masa w_i , de la i -ésima alícuota será:

$$w_i = \frac{A_{ai}}{m_{ai}} \quad (2.3.2.1)$$

por lo que el valor esperado de w , será el promedio aritmético de las w_i y su incertidumbre estandar Tipo A estará dada por:

$$u_{wA} = \frac{T_n}{\sqrt{n}} \left[\frac{S_w}{\bar{w}} \times 100 \right] \quad (2.3.2.2)$$

donde:

u_{wA} = incertidumbre estandar Tipo A de w .

T_n = t de Student para $(n-1)$ grados de libertad.

n = número de fuentes de calibración tomadas en cuenta para la medición de w .

S_w = desviación estandar de las w_i .

\bar{w} = promedio aritmético de las w_i .

La actividad por unidad de masa ρ , de la SM estará dada por:

$$\rho = \frac{C_a C_d C_m C_{ap}}{\epsilon P_\gamma t} w \quad (2.3.2.3)$$

y su incertidumbre por:

$$u_\rho = \sqrt{u_{\rho A}^2 + u_{\rho B}^2} \quad (2.3.2.4)$$

donde:

u_ρ = incertidumbre de ρ .

$u_{\rho A}$ = u_{wA} .

$u_{\rho B}$ = u_{AFB} , dada por (2.2.9.3).

El nivel de confianza de la medición de ρ estará determinado por el número n , de fuentes de calibración que se hallan elaborado para tal efecto como lo indica la ecuación (2.3.2.2) y por el nivel de confianza de los parámetros de la ecuación (2.2.9.3).

Habiendo determinado el valor de ρ , se procede como en (2.3.1) para elaborar la fuente deseada.

2.4. RESUMEN DE LAS MAGNITUDES DE INFLUENCIA QUE AFECTAN A LA MEDICIÓN DE LA ACTIVIDAD DE UNA FUENTE ELABORADA POR EL METODO GRAVIMETRICO.

En la Tabla 2.4.1 se resumen las magnitudes de influencia que, según lo discutido anteriormente, se podría concluir que afectan a la medición de la actividad de una fuente elaborada por el método gravimétrico.

Tabla 2.4.1.

Factor de Influencia	Incertidumbre
Medición de la distancia fuente a detector	u_d
Atenuación de la radiación por todo el material entre la fuente y el detector	u_{Ca}
Variación de la distancia fuente a detector	u_{Cd}
Decaimiento de la actividad de la fuente durante el tiempo de conteo	u_{Cm}
Tiempo de conteo	u_t
Apilamiento de pulsos	u_{Cap}
Determinación del área del fotopico	u_A
Fuente patrón utilizada para la calibración	u_{Act}
Factor de emisión gamma	$u_{P\gamma}$
Eficiencia de conteo	u_ϵ
Medición de la masa del material radiactivo	u_m

CAPITULO 3

EQUIPO DE MEDICIÓN Y ARREGLO EXPERIMENTAL

En este capítulo se describe el equipo con el que se hicieron las mediciones que se reportan en el capítulo 4, se da una breve explicación del funcionamiento del espectrómetro gamma y se muestra el arreglo experimental que se usó.

3.1 Equipo de medición

Este equipo consiste de:

- Microbalanza marca Mettler, modelo M5, N° de Serie 366352
- Fuentes Radiactivas Patrón proporcionadas por el Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) y por el Laboratoire de Metrologie des Rayonnements Ionisants (LMRI).
- Vernier marca Mitutoyo, modelo CD-12", N° de Serie 7033646.
- Espectrómetro Gamma consistiendo de :
 1. Detector de Germanio Hiperpuro marca Canberra, modelo 7229P, N° de Serie 8851323.
 2. Preamplificador marca Canberra, modelo 2001C, N° de Serie 3854014.
 3. Amplificador Lineal marca Canberra, modelo 2020, N° de Serie 8882772.
 4. Fuente de Alto Voltaje marca Ortec, modelo 459, N° de Serie 5404.
 5. Chasis con Fuente de Alimentación marca Enertec Schlumberger, Tipo 7000H, N° de Serie 4422.
 6. Multicanal marca Canberra, modelo 35Plus, N° de Serie 2892328.
 7. Portamuestras para colocar a las fuentes a diferentes distancias fuente a detector.
 8. Blindaje de plomo de 10 cm de grueso, de forma cilíndrica cuyas dimensiones interiores son 50 cm de diámetro por 70 cm de alto.
- Fuentes problema elaboradas en el laboratorio.

3.2. Descripción y Funcionamiento del Espectrómetro Gamma.-

En la Figura 3.2.1 se muestra un diagrama a bloques del espectrómetro gamma.

El detector que se utilizó en este trabajo es cilíndrico coaxial de 4.2 cm de diámetro por 4.35 cm de alto para hacer espectrometría gamma en el intervalo desde 50 keV hasta 10^4 keV con una resolución de 1.7 keV en el fotopico de 1332 keV del Co-60⁽²⁷⁾.

Si un fotón gamma incide en la región sensible del detector, produce una cantidad de carga libre directamente proporcional a la energía que pierde en la o las interacciones con los átomos del detector. Esta carga libre es colectada por los electrodos⁽²⁸⁾, constituyendo un pulso de carga que es enviado al primer elemento de la cadena de procesamiento de pulsos.

El primer elemento de la cadena de procesamiento de pulsos es el preamplificador⁽⁶⁾, que es la interface entre el detector y la electrónica de análisis de pulsos. Su función consiste en finalizar rápidamente el efecto capacitivo del detector y del cable de conexión y por lo tanto maximizar la razón señal a ruido. También sirve como un acoplador de impedancias presentando una alta impedancia al detector mientras que, en su salida presenta una baja impedancia hacia las demás componentes de la cadena.

Asimismo, el preamplificador proporciona un pulso de voltaje con un tiempo de subida consistente con el tiempo de colección de carga en el detector y un tiempo de caída lo suficientemente largo (50 a 100 μ s) como para que se complete la colección de carga antes de que el pulso haya decaído significativamente⁽⁶⁾.

El siguiente elemento de la cadena es el amplificador lineal⁽⁶⁾, el cual desempeña dos funciones principales: le da forma al pulso y lo amplifica. Acepta los pulsos de carga que provienen del preamplificador y en su salida proporciona pulsos lineales de 0 a 10 volts con polaridad y ancho estandar (con amplitud directamente proporcional a la carga liberada por los fotones incidentes) que pueden ser bipolares o unipolares. Los primeros se recomiendan cuando la aplicación se enfoca hacia las altas razones de conteo ya que son pulsos de ancho pequeño, mientras que los unipolares se recomiendan cuando lo que importa es la resolución, como en el caso del análisis espectrométrico.

Los factores de ganancia o amplificación de este elemento varían ampliamente con la aplicación deseada, sin embargo los valores típicos se encuentran entre 100 y 5000. En nuestro caso, los pulsos a la salida del amplificador fueron unipolares, positivos, de tipo semigaussiano y con tiempos de formación diferencial e integral de 4 μ s.

La última etapa de la cadena es el multicanal, el cual recibe en su convertidor analógico a digital, los pulsos lineales que provienen del amplificador y los colecta y almacena según su amplitud en las unidades de memoria llamadas canales, cuya numeración es directamente proporcional a la amplitud del pulso analizado de tal manera que, como un resultado, el multicanal es capaz de mostrar en su pantalla el histograma de pulsos de los eventos que la radiación origina en el detector.

El convertidor analógico a digital (ADC) del multicanal utilizado en este trabajo es del tipo Wilkinson⁽⁶⁾.

El tiempo de conteo se controla en el multicanal con un reloj de cristal de cuarzo por uno de dos procedimientos: el modo de "tiempo de reloj" y el modo de "tiempo vivo"⁽⁶⁾. En el primer caso el tiempo de conteo corresponde al registrado por un reloj común y corriente

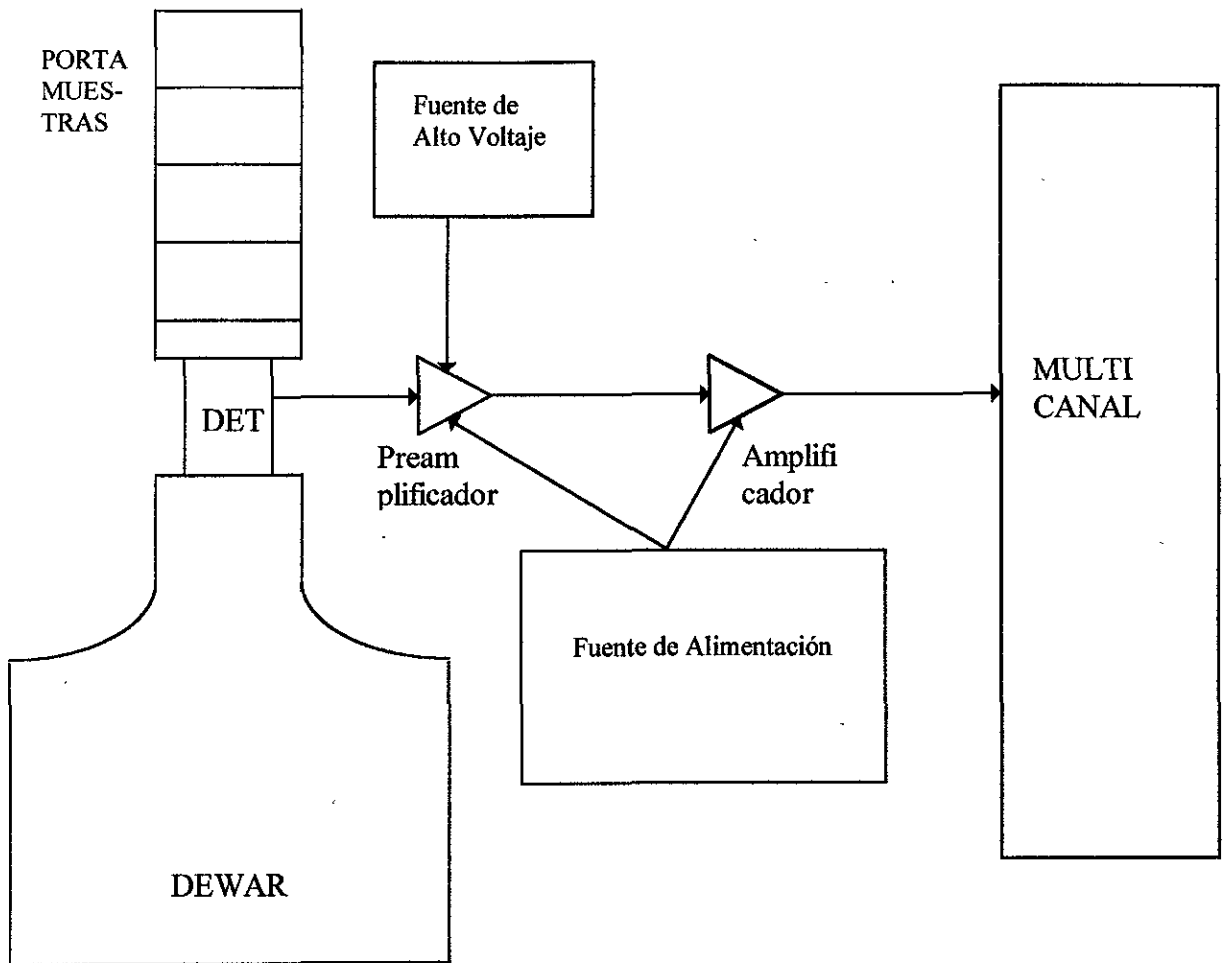


Figura 3.2.1- Esquema del espectrómetro gamma.

mientras que, en el segundo caso, el reloj del multicanal se detiene siempre que el ADC esté ocupado analizando un pulso y sigue funcionando cuando el ADC está disponible para recibir pulsos, de tal manera que, cuantifica el tiempo en el que el multicanal está disponible para recibir pulsos, por este motivo se le llama modo de tiempo vivo, y es un modo con el cual se están corrigiendo automáticamente las pérdidas por tiempo muerto en el conteo de la muestra de interés. En este trabajo se utilizó el modo de tiempo vivo.

Por último, la información contenida en el espectro almacenado en las unidades de memoria del multicanal puede ser procesada por paquetes de cálculo con ayuda de computadoras, los

cuales aplican métodos matemáticos para ajuste de curvas. En este trabajo el cálculo del área de los fotopicos se llevó a cabo como se describe en 2.2.6.

3.3. Arreglo Experimental.

En la Figura 3.3.1, se muestra el arreglo experimental fuente-detector que se utilizó

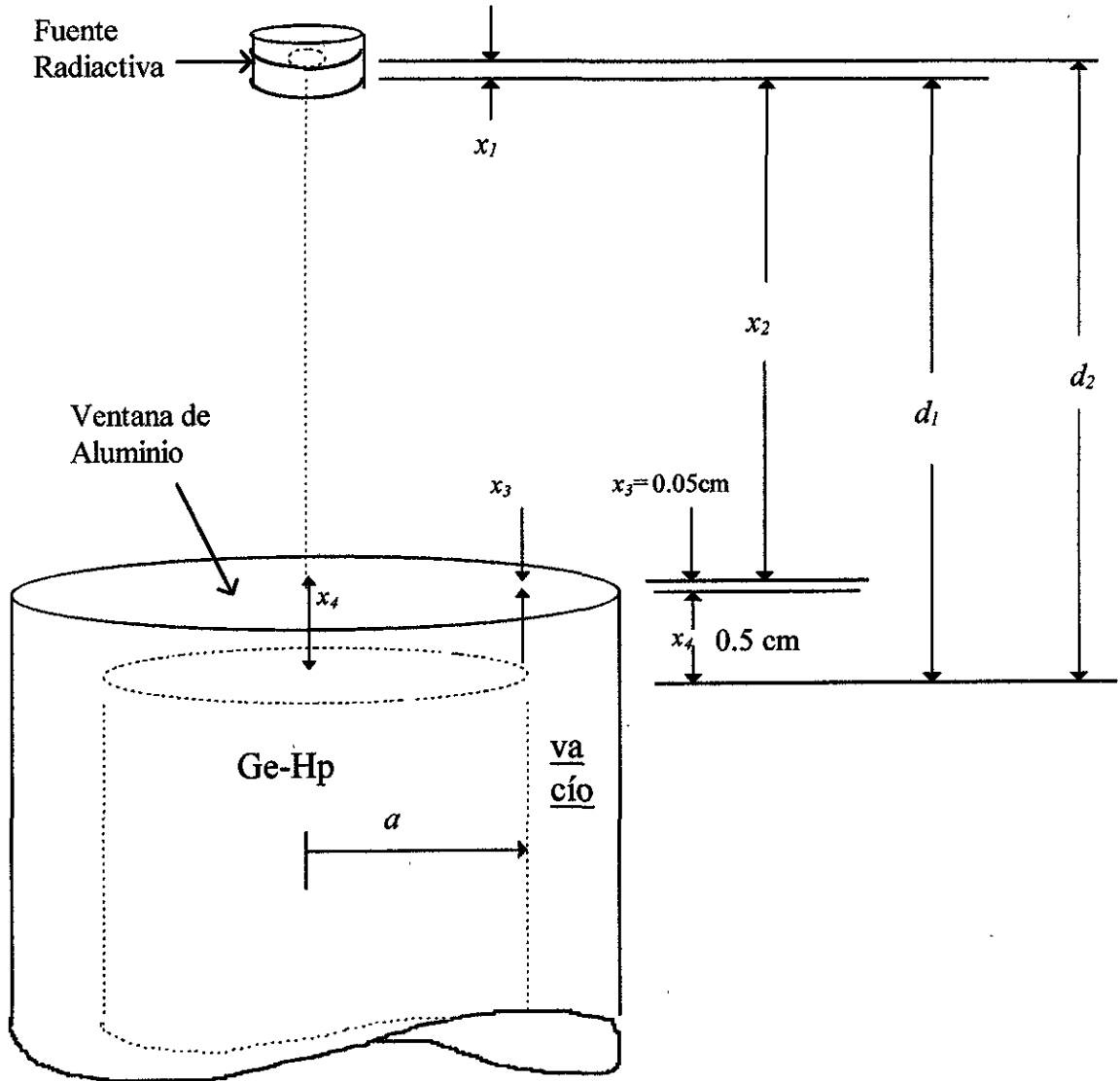


Figura 3.3.1.- Arreglo fuente-detector donde se muestran las diferentes distancias utilizadas en el cálculo de C_{ad} .

Como se puede ver, la distancia fuente a detector d_2 , es:

$$d_2 = x_1 + d_1 \quad (3.3.1)$$

con:

$$d_1 = x_2 + x_3 + x_4 \quad (3.3.2)$$

donde:

x_1 = grueso de la base del soporte de la fuente.

x_2 = distancia desde la cara inferior de la fuente hasta la ventana del detector

x_3 = grueso de la ventana del detector.

x_4 = distancia desde la ventana del detector hasta el bloque de Ge-Hp.

La posición de las fuentes respecto del detector se fijó por medio de un portamuestras con el cual, se pueden colocar a 5 diferentes distancias del detector sobre su eje longitudinal como se puede ver en la Figura 3.3.2.

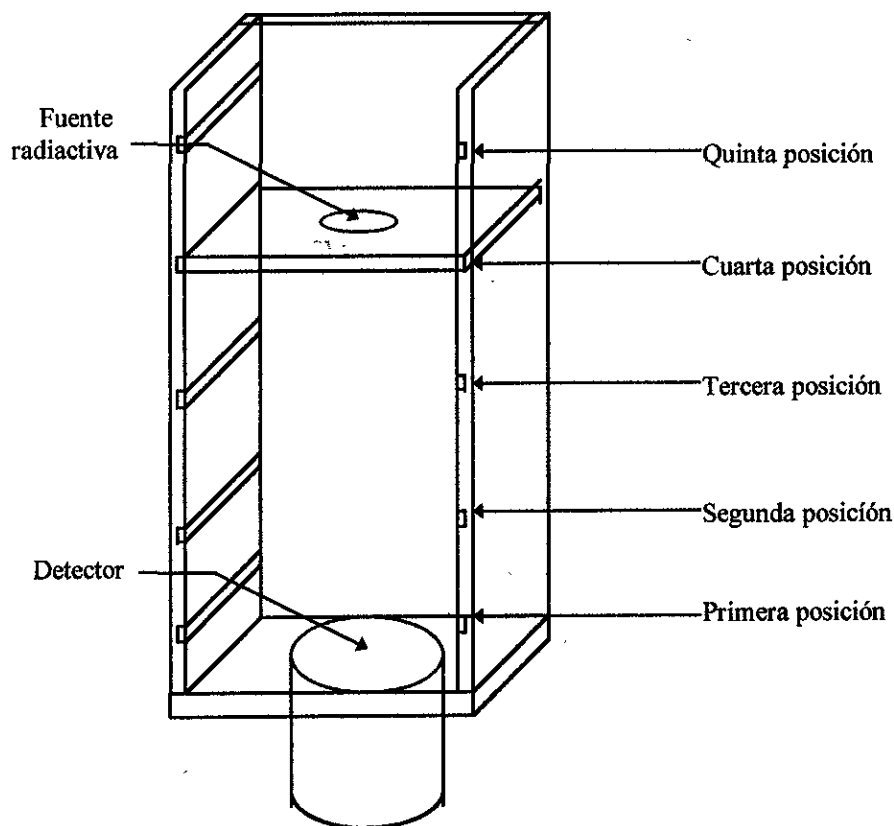


Figura 3.3.2. Portamuestras para colocar las fuentes radiactivas a diferentes distancias fuente a detector.

3.4. Fuente problema (o fuente de calibración).

Las fuentes pueden elaborarse dentro de diferentes tipos de soportes o envases. En este trabajo las fuentes de calibración se elaboraron en envases consistentes de dos discos planos de acrílico de 2.54 cm de diámetro, uno llamado base y el otro llamado tapa. La base tiene un espesor de 3 mm, con una cavidad de 6 mm de diámetro y 2 mm de profundidad en el centro geométrico de su área circular. En esta cavidad se depositó el material radiactivo. La tapa es un disco de 2 mm de grueso que se encuentra pegada a la base con pegamento para acrílico de manera que, la cavidad queda sellada herméticamente.(Figura3.4.1).

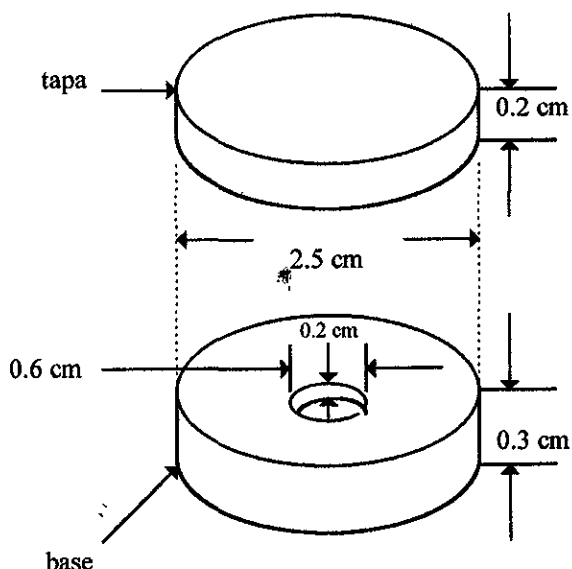


Figura 3.4.1.- Soporte o envase de acrílico de una fuente puntual.

CAPÍTULO 4

DETERMINACIÓN DE LA INCERTIDUMBRE DE LA ACTIVIDAD DE UNA FUENTE RADIATIVA.

Para determinar la incertidumbre en la medición de la actividad de una fuente elaborada por el método gravimétrico, es necesario determinar las incertidumbres reportadas en la Tabla 2.4.1 para los siguientes casos:

1. La determinación de la incertidumbre en la medición de la eficiencia del sistema de espectrometría utilizado.
2. La determinación de la incertidumbre en la medición de la actividad de una fuente problema (de calibración).
3. La determinación de la incertidumbre de la actividad de una fuente elaborada por el método gravimétrico.

Se escogió este orden porque, primero es necesario determinar la eficiencia del espectrómetro para que, en base a este resultado se pueda llevar a cabo la medición de la actividad de las fuentes problema de interés (en este caso, las fuentes de calibración) y por lo tanto la determinación de la actividad por unidad de masa de la SM y así, poder determinar la cantidad de SM que se usará para la elaboración de la fuente deseada.

Por otro lado, con el objeto de conocer el valor máximo de la incertidumbre en la medición de la actividad, en cada uno de los casos que se presentan se considerarán las condiciones de aplicación menos favorables sugeridas por los resultados del capítulo 2.

4.1. DETERMINACIÓN DE LA INCERTIDUMBRE EN LA MEDICIÓN DE LA EFICIENCIA DEL SISTEMA DE ESPECTROMETRÍA.

4.1.1. Medición de la distancia fuente a detector.

Como se puede ver en la Figura 3.3.1, la distancia fuente a detector d_2 es:

$$d_2 = x_1 + x_2 + x_3 + x_4 \quad (4.1.1.1)$$

Todas las mediciones de distancia se hicieron con el vernier marca Mitutoyo, modelo CD-12" ya mencionado, el cual es un instrumento digital cuyo rango de indicación es de 30 cm y que proporciona lecturas con tres dígitos decimales. Este vernier no tiene Certificado de Calibración, sin embargo se comparó en el intervalo desde 1 cm hasta 30 cm, con otro semejante que sí lo tiene y no se notó ninguna diferencia apreciable por lo que, estos dos instrumentos se tomarán como equivalentes.

Suponiendo que las lecturas de este instrumento tienen una probabilidad de un 50 % de estar en el intervalo delimitado por \pm un medio de la tercera cifra al rededor del valor esperado de la medición correspondiente y suponiendo una distribución aproximadamente gaussiana, entonces su incertidumbre Tipo B será de⁽³⁾:

$$u_{xB} = \pm \frac{0.0005\text{cm} - (-0.0005\text{cm})}{2} \times 1.48 = \pm 0.00074\text{cm} \quad (4.1.1.2)$$

(con un factor de cobertura de $k = 1$, es decir, un nivel de confianza del 68.27%)

La incertidumbre Tipo A de las mediciones de distancia serán dadas por las desviaciones estandar de las medidas repetidas de cada caso, o sea:

$$u_{xA} = \pm \frac{T_n}{\sqrt{n}} \left[\frac{s_x}{\bar{x}} \times 100 \right] \quad (4.1.1.3)$$

donde:

u_{xA} = incertidumbre Tipo A de la medición de distancia.

\bar{x} = promedio de los resultados de las n mediciones de distancia.

s_x = desviación estandar de las n mediciones de distancia.

4.1.1.1. Distancia x_1 , grueso de la base del soporte de la fuente.-

En el caso de las fuentes patrón expedidas por el LMRI, el catálogo correspondiente⁽²⁹⁾ estipula que el material radiactivo se encuentra a una distancia de 0,1 cm de la base del soporte de la fuente por lo cual, esta distancia se tomará como una constante y la incertidumbre en la medición de x_1 será:

$$u_{x1} = \pm 0.0 \%$$

En el caso de las fuentes patrón expedidas por el IAEA, su certificado⁽³⁰⁾ estipula que el grueso de los materiales absorbentes en la dirección del eje de la fuente es de alrededor de 0.22 mm de poliestireno y 0.52 mm \pm 0.02 mm de aluminio y que se anexa una muestra del poliestireno, pero en el momento de hacer estas mediciones no se tiene esta muestra. Además, el grueso de la fuente, que debería ser de $2 \times (0.52 + 0.22)$ mm = 1.48 mm, no

coincide con las medidas preliminares que se hicieron con el vernier, por lo tanto se hicieron 10 mediciones del grueso de los soportes de estas fuentes y se supuso que el material radiactivo se encuentra en el centro de ellos. Se obtuvo:

Promedio de las 10 mediciones = 0.173 cm
con una desviación estandar de $\pm 1.33\%$

$$\text{Entonces } x_1 = \frac{0.173\text{cm}}{2} = 0.0865\text{cm}$$

Incertidumbre Tipo A.-

para un 95 % de confianza, o sea un factor de cobertura $k = 2$, $T_9 = 2.26 \Rightarrow$

$$\text{incertidumbre de } x_1 = \frac{2.26}{\sqrt{10}} \times (\pm 1.33\%) = \pm 0.95\%$$

$$\text{y para } k = 1, u_{x1A} = \pm \frac{0.95\%}{2} = \pm 0.48\% \quad (4.1.1.1.1)$$

Incertidumbre Tipo B.-

Tomando en cuenta la incertidumbre Tipo B del vernier (4.1.1.2), se tendrá:

$$u_{x1B} = \pm \frac{0.00074\text{cm}}{0.0865\text{cm}} \times 100 = \pm 0.86\% \quad (4.1.1.1.2)$$

Entonces la incertidumbre combinada de x_1 será:

$$u_{x1} = \sqrt{u_{x1A}^2 + u_{x1B}^2} = \sqrt{0.48^2 + 0.86^2} = \pm 0.98\% \quad (4.1.1.1.3)$$

$$\therefore x_1 = 0.0865\text{cm} \pm 0.98\% \quad (4.1.1.1.4)$$

4.1.1.2. Medición de la distancia x_2 , desde la superficie inferior de la base del soporte de la fuente a la ventana del detector.-

Se hicieron diez mediciones de la distancia, desde la superficie inferior de la base del soporte de la fuente, hasta la ventana del detector (Figura 3.3.2) para cada una de las posiciones proporcionadas por el portamuestras. Se obtuvo:

Para la primera posición:

$$x_2 = 1.680 \text{ cm.}$$

$$\text{Desviación estándar} = \sigma_{x_2} = \pm 1.74 \%$$

Incertidumbre Tipo A al 95 % de confianza ($k=2$ o sea $T_9=2.26$)

$$= \frac{2.26}{\sqrt{10}} \times (\pm 1.74\%) = \pm 1.24\%$$

$$\therefore \text{ para } k = 1, \quad u_{x_{2A}} = \pm \frac{1.24\%}{2} = \pm 0.62\% \quad (4.1.1.2.1)$$

$$\text{Incertidumbre Tipo B} = u_{x_{2B}} = \pm \frac{0.00074 \text{ cm}}{1.680 \text{ cm}} \times 100 = \pm 0.044\% \quad (4.1.1.2.2)$$

$$\therefore \text{ Incertidumbre combinada de } x_2 = u_{x_2} = \sqrt{0.62^2 + 0.044^2} = \pm 0.62\% \quad (4.1.1.2.3)$$

Se procedió de la misma manera para las cuatro posiciones restantes. Los resultados se muestran en la Tabla 4.1.1.2.1.

Tabla 4.1.1.2.1

Posición proporcionada por el portamuestras	Prom. de 10 mediciones de x_2 (cm)	Desviación estándar σ_{x_2} (%)	Incertidumbre Tipo A $u_{x_{2A}}$ (%)	Incertidumbre Tipo B $u_{x_{2B}}$ (%)	Incertidumbre combinada de x_2 u_{x_2} (%)
1°	1.680	± 1.74	± 0.62	± 0.044	± 0.62
2°	5.184	± 0.16	± 0.06	± 0.014	± 0.062
3°	10.185	± 0.14	± 0.05	± 0.01	± 0.05
4°	15.191	± 0.05	± 0.018	± 0.005	± 0.019
5°	20.181	± 0.05	± 0.018	± 0.004	± 0.018

4.1.1.3. Distancias x_3 y x_4 .-

El grueso de la ventana del detector (x_3) y la distancia de la ventana al bloque de Ge-Hp⁽²⁷⁾ (x_4), son dos distancias reportadas por los fabricantes, desgraciadamente sin calidad metrológica ya que, no estipulan la incertidumbre de estas dimensiones y en la práctica^{(10, 31,}

³²⁾, se ha encontrado que no corresponden a la realidad. En la Figura 4.1.1.3.1 se muestra una fotografía tomada con rayos X⁽¹⁰⁾, en la que se puede observar que la posición del eje del bloque de Ge (que es el detector propiamente dicho) no coincide con el eje del criostato y por lo tanto con el centro geométrico de lo que se supone que sería su ventana. Esto provoca un error en los cálculos hechos con las fórmulas (2.2.2.7) y (2.2.2.20), que es imposible de estimar, a menos que se abra el encapsulamiento del detector lo cual, en la mayoría de los casos no es recomendable.

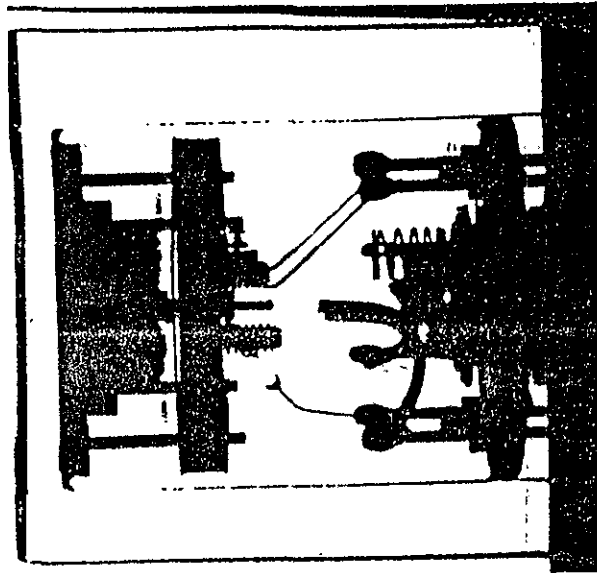


Figura 4.1.1.3.1. Radiografía de un detector planar de germanio de alta pureza en la que se puede observar la excentricidad del eje del detector respecto del eje de su encapsulamiento y por lo tanto del centro geométrico de su ventana⁽¹⁰⁾.

Además, la distribución del Germanio no es completamente cilíndrica ya que, su cara superior es ligeramente redondeada⁽²⁸⁾ y en su parte central inferior, tiene un hueco cuyas dimensiones no es posible determinar. También se ha encontrado que, en muchas ocasiones estos bloques están montados de manera diferente a como lo reportan los fabricantes. Todo esto tiene como resultado que los usuarios no puedan evaluar con algún grado de confianza la distancia fuente a detector y el volumen del mismo, y que sea necesario llevar a cabo la medición de la eficiencia experimentalmente para cada una de las distancias fuente a detector que se vayan a utilizar, no siendo posible su extrapolación a grandes distancias por medio de las fórmulas (2.2.2.7) y (2.2.2.20) que aplican la ley del inverso del cuadrado de la distancia, siendo esto una de las causas por las que, estas ecuaciones se recomiendan sólo para variaciones de distancia pequeñas como es el caso de su aplicación en este trabajo.

Por lo tanto, x_3 y x_4 son tomadas como constantes ya que en la hoja de datos del detector que aquí se utiliza, no se reporta ninguna incertidumbre para estas distancias.

Entonces^(27,28): $x_3 = 0.05 \text{ cm} = \text{cte.}$ y $x_4 = 0.50 \text{ cm} = \text{cte.}$ (4.1.1.4.1)

con: $u_{x_3} = \pm 0.0\%$ y $u_{x_4} = \pm 0.0\%$ (4.1.1.4.2)

4.1.1.4. Distancias d_1 , desde la superficie inferior de la base del soporte de la fuente al detector y d_2 , desde la superficie superior de la base de la fuente al detector.-

$$d_1 = x_2 + x_3 + x_4 \quad (4.1.1.4.3)$$

Por el principio de propagación de incertidumbres:

$$u_{d_1} = \frac{\sqrt{(u_{x_2}x_2)^2 + (u_{x_3}x_3)^2 + (u_{x_4}x_4)^2}}{x_2 + x_3 + x_4} \quad (4.1.1.4.4)$$

Como x_3 y x_4 son constantes, sus incertidumbres son cero, por lo tanto:

Para la primera posición del portamuestras se tiene:

$$u_{d_1} = \frac{\sqrt{(0.62 \times 1.680)^2 + 0.0}}{1.680 + 0.05 + 0.5} = \pm 0.47\% \quad (4.1.1.4.5)$$

$$\therefore d_1 = (1.680 \text{ cm} + 0.05 \text{ cm} + 0.5 \text{ cm}) \pm 0.47 \% = 2.230 \text{ cm} \pm 0.47 \%. \quad (4.1.1.4.6)$$

Respecto de d_2 , se tiene:

$$d_2 = d_1 + x_1 \quad (4.1.1.4.7)$$

Entonces:

$$d_2 = (2.230 \text{ cm} \pm 0.47 \%) + (0.0865 \text{ cm} \pm 0.98 \%)$$

usando (4.1.1.4.4), se tiene:

$$d_2 = 2.317 \text{ cm} \pm \frac{\sqrt{(0.47 \times 2.230)^2 + (0.98 \times 0.0865)^2}}{2.317} = 2.317 \text{ cm} \pm 0.45\% \quad (4.1.1.4.8)$$

y por el mismo procedimiento se obtuvieron los valores de d_1 y d_2 para las demás posiciones establecidas por el portamuestras. Los resultados se muestran en la Tabla 4.1.1.4.1.

Tabla 4.1.1.4.1

Posición proporcionada por el portamuestras	distancia desde la superficie inferior de la base del soporte de la fuente hasta la ventana del detector (x_2) (cm)	Distancia desde la superficie inferior de la base del soporte de la fuente hasta el bloque de Ge-Hp ($d_1 = x_2 + x_3 + x_4$) (cm)	Distancia desde el material radiactivo hasta el bloque de Ge-Hp ($d_2 = x_1 + d_1$) (cm)
1 ^a	1.680 ± 0.62 %	2.230 ± 0.47 %	2.317 ± 0.45 %
2 ^a	5.184 ± 0.062 %	5.734 ± 0.06 %	5.821 ± 0.06 %
3 ^a	10.185 ± 0.05 %	10.735 ± 0.05 %	10.822 ± 0.05 %
4 ^a	15.191 ± 0.019 %	15.741 ± 0.02 %	15.828 ± 0.02 %
5 ^a	20.181 ± 0.018 %	20.731 ± 0.02 %	20.818 ± 0.02 %

4.1.2. Atenuación de la Radiación y Variación en la Distancia Fuente a Detector.-

Los factores de corrección por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector se analizarán en conjunto para las diferentes posiciones que nos permite el portamuestras debido a que, la distancia fuente a detector es igual a la suma de los gruesos de los materiales atenuadores que se encuentran entre el material radiactivo y el detector, más la distancia desde la ventana del detector hasta el detector mismo.

Tomando en cuenta que la fuente propiamente dicha es el material radiactivo que la constituye, el material que se encuentra entre la fuente y el detector es: 1) el material de la base del soporte de la fuente, 2) la capa de aire entre la fuente y la ventana del detector, y 3) el material de la ventana del detector. En la ecuación (2.2.1.5), se puede ver que cada uno de estos materiales producirá una atenuación que dependerá de su espesor x_1 , x_2 y x_3 , y de su coeficiente de atenuación μ_1 , μ_2 y μ_3 respectivamente (en este trabajo se utilizarán coeficientes de atenuación lineales). El correspondiente factor de corrección está dado por (2.2.1.6). Entonces, el factor de corrección por atenuación total para estos tres materiales, que denotaremos por C_a , será:

$$C_a = C_{a1} C_{a2} C_{a3} \quad (4.1.2.1)$$

Las incertidumbres de C_{a1} , C_{a2} , y C_{a3} están dadas por la ecuación (2.2.1.12) para cada caso.

La incertidumbre de C_a , que denotaremos por u_{Ca} , estará dada por:

$$u_{Ca} = \sqrt{u_{Ca1}^2 + u_{Ca2}^2 + u_{Ca3}^2} \quad (4.1.2.2)$$

Por otro lado, con el portamuestras se pueden fijar las distancias desde la superficie inferior de la base de la fuente hasta la cara frontal del bloque de Ge, por lo cual esta distancia, o sea d_1 (Figura 3.3.1), se tomará como la distancia de referencia para cada una de las posiciones proporcionada por dicho portamuestras. Esto es necesario porque no todas las bases de las fuentes tienen el mismo espesor (x_1), y como el material radiactivo se encuentra depositado encima de la base, habrá que tomar en cuenta su alejamiento del detector debido a dicho espesor. Entonces, será necesario corregir el conteo obtenido a la distancia d_2 , para obtenerlo a la distancia de referencia d_1 , con la expresión (2.2.2.7), para poder comparar lo más fielmente posible los conteos producidos por fuentes diferentes.

El factor de corrección por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector es:

$$C_{ad} = C_a C_d \quad (4.1.2.3)$$

donde:

C_{ad} = factor de corrección por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector.

C_a = factor de corrección por atenuación de la radiación (ecuación (4.1.2.1)).

C_d = factor de corrección por variación en la distancia fuente a detector debido al alejamiento del material radiactivo respecto del detector, debido al espesor de la base de la fuente (ecuación (2.2.2.7)).

La incertidumbre de C_{ad} , que denotaremos por u_{ad} será:

$$u_{ad} = \sqrt{u_{Ca1}^2 + u_{Ca2}^2 + u_{Ca3}^2 + u_{Cd}^2} \quad (4.1.2.4)$$

donde:

u_{Ca1} = incertidumbre del factor de corrección por atenuación debida al soporte de la fuente.

u_{Ca2} = incertidumbre del factor de corrección por atenuación debida al aire entre la fuente y el detector.

u_{Ca3} = incertidumbre del factor de corrección por atenuación debida al material de la ventana del detector.

u_{Cd} = incertidumbre del factor de corrección por variación de la distancia fuente a detector debida al espesor de la base de la fuente.

El primer factor de corrección $C_{a1} \pm u_{Ca1}$, depende en primer lugar del tipo de fuente. Al respecto, hay dos tipos de fuentes patrón que se pueden utilizar para la medición de la

eficiencia de conteo del sistema: los patrones calibrados en actividad y los calibrados en fluencia gamma. Los calibrados en fluencia gamma certifican⁽³⁵⁾ el número de gammas por unidad de tiempo que emergen de la fuente, por lo que ya toman en cuenta la atenuación que produce el soporte, por lo tanto, en estos casos $C_{ai}=1$ y su incertidumbre será tomada como $u_{Cal}=0$. En cambio los otros, certifican⁽³⁰⁾ su actividad, es decir, el número de decaimientos por unidad de tiempo, y sus certificados de calibración dan información acerca de la atenuación que produce el soporte de la fuente.

En nuestro caso, los patrones LMRI son patrones de fluencia gamma y los del OIEA son patrones de actividad. Estos últimos reportan, en su certificado, una curva del porcentaje de atenuación del soporte contra la energía de los rayos gamma que emiten. (Figura 4.1.2.1.). A continuación se analiza este último caso ya que, u_{Cal} es mayor para las fuentes del OIEA que para las del LMRI.

Si η , es el porcentaje de atenuación producido por el soporte de la fuente, entonces:

$$\eta = \frac{I_0 - I}{I_0} \times 100 = \frac{I_0 - I_0 e^{-\mu_1 x_1}}{I_0} \times 100 = (1 - e^{-\mu_1 x_1}) \times 100 \quad (4.1.2.5)$$

$$\therefore \mu_1 = \frac{\ln \left(\frac{1}{1 - \frac{\eta}{100}} \right)}{x_1} \quad (4.1.2.6)$$

Ya que μ_1 es mayor para las energías más pequeñas, se tomará en cuenta la energía de 53.16 keV del Ba-133, para la cual, en la curva antes mencionada se puede leer una atenuación del 4.5%. El espesor de la base del soporte es el reportado para x_1 en el inciso 4.1.1 ($x_1=0.0865\text{cm}\pm 0.98\%$). Poniendo estos dos valores en la ecuación (4.1.2.6), se obtiene para su coeficiente de atenuación lineal:

$$\mu_1 = 0.5323 \text{ cm}^{-1} \quad (4.1.2.7)$$

Como en este certificado, así como en las Tablas de datos consultadas en este trabajo^(33,34), no se mencionan las incertidumbres de los valores de los coeficientes de atenuación, sólo se reporta dicha incertidumbre como un dato general⁽³³⁾, entonces para todos los valores de los coeficientes de atenuación mencionados aquí, se tomará la máxima reportada⁽³³⁾ a saber, $\pm 4\%$ y se le atribuirá un factor de cobertura de $k = 3$ (un nivel de confianza del 99.73%)⁽³⁾. Entonces, a un nivel de confianza del 68.27 %, le corresponde un factor de cobertura de $k = 1$, por lo tanto:

$$u_{\mu_1} = \pm \frac{4\%}{3} = \pm 1.33\% \quad (4.1.2.8)$$

En la Tabla 4.1.2.1 se resumen los datos de las distancias y de los coeficientes de atenuación que se usarán para calcular los factores de corrección por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector para cada una de las posiciones proporcionadas por el portamuestras.

Aplicando estos datos (que se resumen en la Tabla 4.1.2.1):

- a las ecuaciones(4.1.2.1) y (4.1.2.2) para calcular la atenuación debida a los diferentes medios por los que atraviesa la radiación gamma de 53.16 keV del Ba-133;
 - a las ecuaciones (2.2.2.7) y (2.2.2.20) para la corrección por variación en la distancia fuente a detector para cada una de las posiciones proporcionadas por el portamuestras (Tabla 4.1.1.4.1) y
 - y a las ecuaciones (4.1.2.3) y (4.1.2.4) para la corrección combinada por la atenuación y la variación en la distancia fuente a detector,
- se obtuvieron los resultados mostrados en la Tabla 4.1.2.2.

Tabla 4.1.2.1.- Datos utilizados para el cálculo de C_{ad} para cada una de las posiciones proporcionadas por el portamuestras.

Magnitud	Incertidumbre
x_1 = espesor de la base de la fuente radiactiva = 0.0865 cm.	$u_{x1} = \pm 0.98 \%$
x_2 = distancia desde la superficie inferior de la base de la fuente a la ventana del detector (Tabla 4.1.1.4.1).	u_{x2} (Tabla 4.1.1.4.1)
x_3 = grueso de la ventana de aluminio del detector = 0.05 cm = cte.	$u_{x3} = 0$
x_4 = distancia desde la ventana del detector al bloque de Ge-Hp que constituye al detector (espacio vacío) = 0.5 cm = cte.	$u_{x4} = 0$
μ_1 = coeficiente de atenuación de la base del soporte de la fuente radiactiva = 0.5323 cm^{-1}	$u_{\mu1} = \frac{\pm 4\%}{3} = \pm 1.33\%$
μ_2 = coeficiente de atenuación del aire ⁽³⁴⁾ = $2.6080 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$u_{\mu2} = \frac{\pm 4\%}{3} = \pm 1.33\%$
μ_3 = coeficiente de atenuación del aluminio ⁽³⁴⁾ = 0.9201 cm^{-1}	$u_{\mu3} = \frac{\pm 4\%}{3} = \pm 1.33\%$
μ_4 = coeficiente de atenuación del espacio vacío = 0	$u_{\mu4} = 0$
d_1 = distancia desde la sup. inferior de la base del soporte de la fuente al bloque de Ge-H la cual, se toma como distancia de referencia para cada una de las posiciones proporcionadas por el portamuestras = $x_2 + 0.55 \text{ cm}$ (Tabla 4.1.1.4.1).	u_{d1} (Tabla 4.1.1.4.1)
d_2 = distancia desde la cara superior de la base del soporte de la fuente, donde se encuentra el material radiactivo, al bloque de Ge-Hp = $d_1 + 0.0865 \text{ cm}$ (Tabla 4.1.1.4.1).	u_{d2} (Tabla 4.1.1.4.1)
a = radio de la cara frontal del bloque Ge-Hp ⁽²⁷⁾ = 2.1 cm = cte.	$u_a = 0$

Tabla 4.1.2.2.- Factores de corrección C_{ad} , por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector.

d_1 (cm)	d_2 (cm)	C_a	u_{Ca} (%)	C_d	u_{Cd} (%)	C_{ad}	u_{ad} (%)
2.230±0.47 %	2.317 ±0.45 %	1.0969	0.098	1.0502	0.60	1.1520	0.61
5.734±0.06 %	5.821 ±0.06 %	1.0980	0.098	1.0278	0.11	1.1285	0.14
10.735±0.05%	10.822±0.05%	1.0994	0.098	1.0158	0.10	1.1168	0.14
15.741±0.02%	15.828±0.02%	1.1008	0.098	1.0104	0.04	1.1128	0.11
20.731±0.02%	20.818±0.02%	1.1022	0.098	1.0083	0.04	1.1113	0.11

En esta Tabla se puede observar que la mayor incertidumbre introducida por la corrección por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector corresponde a la menor de estas distancias ($d_1 = 2.230$ cm):

$$\therefore u_{ad} = \pm 0.61 \%$$

(4.1.2.9.)

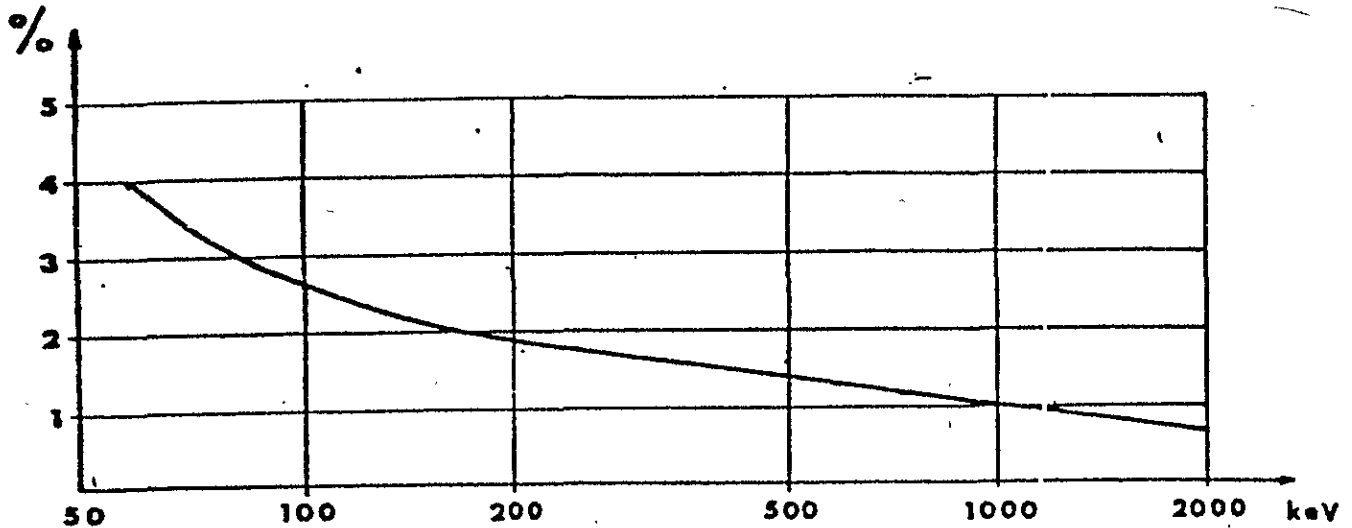


Figura 4.1.2.1.- Curva del porcentaje de atenuación de la radiación gamma por el soporte de las fuentes patrón proporcionadas por el OIEA en función de la energía de la radiación⁽³⁰⁾.

4.1.3.- Decaimiento de la Fuente Durante el Tiempo de Conteo.-

De acuerdo con la ecuación (2.2.3.6), el decaimiento de la fuente afecta más a la medición de actividad cuanto más corta es la vida media del radisótopo que la constituye. Uno de los radisótopos de vida media más corta y más utilizados en el campo de la medicina, con fines de radiodiagnóstico, es el Tc-99m cuya vida media es de $6.007 \text{ h} \pm 0.20 \%$ ⁽³⁶⁾. Por esta razón se utilizará para hacer una evaluación de la incertidumbre introducida por este concepto. La incertidumbre de la vida media de este radisótopo se tomó de Tablas de Radisótopos⁽³⁶⁾ por lo que se considera con un nivel de confianza del 99.73 % y suponiendo una distribución gaussiana, su incertidumbre estandar, para $k=1$, será de $\pm \frac{0.20\%}{3} = \pm 0.07\%$

Entonces:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{6.007 \text{ h}} = \frac{\ln 2}{21625.2 \text{ s}} = 3.2053 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \quad (4.1.3.1)$$

y por el principio de propagación de incertidumbres:

$$u_{\lambda} = \pm 0.07\% \quad (4.1.3.2)$$

Por otro lado, según la literatura⁽²⁸⁾, los relojes de cristal de cuarzo del tipo correspondiente al que tiene el multicanal utilizado, son capaces de medir el tiempo con incertidumbres del orden de $\pm 0.0025 \%$. En este trabajo la incertidumbre en las mediciones de tiempo se tomará como de $\pm 0.01 \%$ con un nivel de confianza del 99.73 % por lo que, la incertidumbre estandar correspondiente con $k=1$, será de:

$$u_t = \pm \frac{0.01\%}{3} = \pm 0.003\% \quad (4.1.3.3)$$

Entonces, aplicando la ecuación (2.2.3.6) con un tiempo de conteo de $2.5 \text{ h} \pm 0.003 \%$ = $9000 \text{ s} \pm 0.003\%$ de fuentes de Tc-99m, se tiene:

$$C_m = \frac{3.2053 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \times 9000.0 \text{ s}}{1 - e^{-3.2053 \times 10^{-5} \times 9000.0}} = 1.1512 \quad (4.1.3.4)$$

y por (2.2.3.15), para $k=1$:

$$u_{Cm} = (1 - 1.1512 \times e^{-3.2053 \times 10^{-5} \times 9000.0}) \sqrt{0.07^2 + 0.003^2} = 0.01\% \quad (4.1.3.5)$$

entonces:

$$C_m = 1.1512 \pm 0.01\%$$

(4.1.3.6)

4.1.4.- Apilamiento de Pulsos⁽⁶⁾.-

Según la ecuación (2.2.4.9), las mediciones de actividad se verán más afectadas por este fenómeno para razones de conteo más altas ya que, el exponente de esta función es directamente proporcional a ellas. De hecho, un espectrómetro de este tipo deja de ser útil a razones de conteo mayores a un cierto límite, que depende de la geometría fuente a detector y de la actividad de la fuente. En la práctica, arriba de algunos cientos de miles de Bq (actividades mayores de dos o tres decenas de μCi), colocados a una distancia del detector del orden de 10 cm, el espectro empieza a deformarse depreciándose en su resolución, en cuyo caso se dice que el espectrómetro se ha "saturado".

Por esta razón, para dar un ejemplo de la magnitud de la incertidumbre introducida por este factor, se usó una de las fuentes puntuales de mayor emisión de radiación gamma con las que se trabaja normalmente. Esta es de Eu-152 cuya actividad, en el momento de hacer el experimento era de 222 kBq y cuyo factor total de emisión gamma es de 148.5 %⁽³⁶⁾.

Ya que en general, las mediciones de actividad se acostumbra hacer a una distancia fuente a detector de 10.735 cm \pm 0.14 %, la medición de esta fuente se hizo a esta distancia y se acumuló un espectro durante 9000.0 s \pm 0.003 % de tal manera que, en los fotopicos se acumularan del orden de 20000 cuentas o más. En estas condiciones se obtuvo un conteo total para todo el espectro de 2.961×10^7 cuentas. Ya que se trata de emisión de radiación, esta obedece a una distribución de Poisson por lo que, su desviación estandar será de:

$$u_N = \pm \left[\frac{\sqrt{2.961 \times 10^7}}{2.961 \times 10^7} \times 100 \right] = \pm 0.02\%$$

(4.1.4.1)

El ancho de los pulsos se midió con un osciloscopio. Este ancho se tomó a la décima parte de la altura máxima de dichos pulsos (FWTM) por considerarse que, a esta altura, el ruido electrónico ya no afecta a esta medición y que pulsos más cercanos que este ancho ya empiezan a causar pérdidas en la determinación de las áreas de los fotopicos. La incertidumbre en la medición de este ancho se estimó visualmente. Se obtuvo:

$$\tau = 20 \times 10^{-6} \text{ s} \pm 10 \%$$

(4.1.4.2)

Entonces, al aplicar las ecuaciones (2.2.4.9) y (2.2.4.17) con

$$\begin{aligned}
N &= 2.961 \times 10^7 \text{ cuentas} \\
\tau &= 20 \times 10^{-6} \text{ s} \\
t &= 9000.0 \text{ s} \\
u_N &= \pm 0.02 \% \\
u_\tau &= \pm 10 \% \\
u_t &= \pm 0.003 \%
\end{aligned}$$

se obtiene:

$$C_{ap} = 1.0680 \quad (4.1.4.3)$$

y una incertidumbre estandar de:

$$u_{Cap} = \pm 0.66 \% \quad (4.1.4.4)$$

4.1.5.- Cálculo del Área del Fotopico.-

Según la ecuación (2.2.6.10), la incertidumbre obtenida en el cálculo del área del fotopico aumenta conforme aumenta la relación $\frac{F}{A}$, es decir, entre mayor sea el fondo respecto del fotopico, mayor será la incertidumbre de A . Esta relación es mayor para los fotopicos de menor energía y menor factor de emisión gamma de espectros complejos ya que, dichos fotopicos quedan sobrepuestos sobre la suma de las regiones Compton de los fotopicos de mayor energía.

Además depende de la extensión de la región que se escoja para delimitar al fotopico^(14,15).

Por la experiencia de varios años, se ha llegado a la conclusión de que, con el espectrómetro utilizado en este trabajo, la mayor precisión en la medición de A se logra escogiendo esta región con una extensión de 13 keV. Para este trabajo se utilizó una calibración en energías de 1 keV por canal, por lo que esta región correspondió a 13 canales. Por esta razón y para evitar variaciones debidas al criterio muy personal de cada experimentador para la selección de esta región, en todos los casos los fotopicos se delimitaron dentro de 13 canales, con el séptimo canal correspondiendo con el de máximo conteo.

Para evaluar el monto de la incertidumbre para diferentes casos, se acumularon espectros de diferentes radisótopos, uno a la vez. Se escogieron radisótopos con espectros desde muy sencillos como el Am-241, Cs-137 y Co-60 hasta los de espectros complejos como son el Ba-133 y el Eu-152, y se acumularon espectros por tiempos de conteo tales que, en los fotopicos se acumularan del orden de 40000 cuentas. Al aplicar las ecuaciones (2.2.6.1), (2.2.6.2), (2.2.6.3), (2.2.6.10) y (2.2.7.3), se obtuvieron los resultados mostrados en la

Tabla 4.1.5.1, en la que se muestran las incertidumbres estandar u_A , tanto para una sola medición de A , como para el promedio de cinco mediciones repetidas de A .

Tabla 4.1.5.1.- Valores de u_A , calculados con la ecuación (2.2.6.10), para una sola medición de A , y con la ecuación (2.2.7.3) para 5 mediciones repetidas de A con un nivel de confianza del 68.27 % ($k=1$).

Radisótopo	Energía (keV)	Factor de emisión gamma (%)	Área promedio de 5 mediciones repetidas del Fotopico (cuentas)	Desviación estandar s_A , de las 5 mediciones repetidas del fotopico (%)	Fondo debajo del Fotopico (cuentas)	u_A para una sola medición de A (%)	u_A para 5 mediciones repetidas de A (%)
Ba-133	53.16	2.2	45614.0	2.65	592072.0	2.43	1.35
	276.39	7.1	40349.0	0.55	10946.0	0.62	0.28
	302.85	18.3	41110.0	0.35	3536.0	0.53	0.18
	356.02	62.0	41941.5	0.35	890.5	0.49	0.18
	383.85	8.9	41843.5	0.33	2606.5	0.52	0.17
Eu-152	121.78	28.4	41140.0	0.90	9737.0	0.60	0.46
	244.7	7.5	40447.0	0.63	20189.0	0.70	0.32
	344.28	26.5	41589.0	0.47	5265.0	0.55	0.24
	411.12	2.2	40357.0	4.25	51038.0	0.94	2.17
	444.00	3.1	40628.0	0.63	38233.0	0.84	0.32
	778.90	12.9	41370.5	0.59	13305.5	0.63	0.30
	867.38	4.2	40026.0	0.69	48906.0	0.93	0.35
	1112.08	13.5	43060.5	0.76	7260.5	0.56	0.39
1408.03	20.8	41602.5	0.37	812.5	0.50	0.19	
Am-241	59.54	35.90	41144.5	0.71	10367.5	0.60	0.36
Cs-137	661.66	85.20	42887.0	0.10	455.0	0.49	0.05
Co-60	1173.24	99.89	39218.5	0.43	2060.5	0.53	0.22
Co-60	1332.50	99.98	41205.5	0.55	377.0	0.50	0.28

Se puede observar que las mayores incertidumbres estandar se obtuvieron para los casos mostrados en la Tabla 4.1.5.2.

En todos los demás casos las incertidumbres estandar obtenidas con 5 mediciones repetidas de A son menores que ± 0.28 % excepto para la energía de 411.12 keV del Eu-152, siendo el único caso con esta característica. Con el objeto de obtener la máxima incertidumbre en la medición de la actividad, adoptaremos el valor de:

$$u_A = \pm 2.17\%$$

(4.1.5.1)

Tabla 4.1.5.2

Radisótopo	Energía (keV)	u_A para una sola medición de A (%)	u_A para 5 mediciones repetidas de A (%)
Ba-133	53.16	2.43	1.35
Eu-152	244.7	0.70	0.32
Eu-152	411.12	0.94	2.17
Eu-152	444.00	0.84	0.32
Eu-152	867.38	0.93	0.35

4.1.6.- Actividad de la Fuente Patrón.-

Los patrones de actividad utilizados para la calibración de la eficiencia de conteo del espectrómetro fueron de dos tipos, los obtenidos del IAEA⁽³⁰⁾ que están calibrados en actividad y los proporcionados por el LMRI⁽²⁹⁾ que están calibrados en emisión gamma. Para los primeros, su Certificado de Calibración reporta los valores de actividad con sus incertidumbres Tipo B (sistemática) y Tipo A (estadística) y especifica que la incertidumbre Tipo A es con un nivel de confianza del 99% por lo que, la incertidumbre Tipo B se tomará con este mismo nivel de confianza y así también la incertidumbre global. Suponiendo que la distribución de probabilidad de estos valores es normal, su factor de cobertura será de 2.576, por otro lado, la máxima incertidumbre global relativa que reporta este Certificado es de $\pm 2.0\%$ (para el Eu-152) por lo que, la máxima incertidumbre estandar de la actividad del Patrón de calibración IAEA será de:

$$u_{Act} = \frac{2.0}{2.576} = \pm 0.78\%$$

Los Certificados de los patrones emitidos por el LMRI especifican un factor de cobertura de $k=2$ para un nivel de confianza del 95% y la máxima incertidumbre global relativa es de $\pm 2.5\%$ para el Am-241 por lo que, la máxima incertidumbre estandar para este tipo de patrón será de:

$$u_{Act} = \frac{2.5}{2} = \pm 1.25\% \quad u_{Act} = \pm 1.25\% \quad (4.1.6.1)$$

Entonces, para los presentes cálculos se tomará la incertidumbre estandar máxima de:

$$u_{Act} = \pm 1.25\%$$

(4.1.6.1)

4.1.7.- Factor de Emisión Gamma.-

Los factores de emisión gamma fueron tomados de Tablas de Radisótopos^(34,36) por lo que, serán tomados con un nivel de confianza del 99.73 % y suponiendo una distribución de probabilidad normal, su factor de cobertura será de $k=3$. Tomando $\pm 2\%$ como el valor máximo de la incertidumbre de este factor, la máxima incertidumbre estandar será:

Para $k = 1$:

$$u_{P\gamma} = \pm 0.67 \%$$

(4.1.7.1)

4.1.8.- Eficiencia de Conteo del Espectrómetro Gamma.-

De acuerdo con la ecuación (2.2.8.1), la incertidumbre combinada u_c , de la eficiencia de conteo es la suma cuadrática de las incertidumbres estandar de los nueve primeros factores de influencia mencionados en la Tabla 2.4.1 y que se resumen en la Tabla 4.1.8.1

Tabla 4.1.8.1.- Incertidumbres estandar máximas de los factores de influencia en las mediciones de actividad de fuentes radiactivas puntuales con un nivel de confianza del 68.27 % ($k=1$).

Factor de Influencia	Incertidumbre	Incertidumbre Estandar (%)
1) Medición de la distancia fuente a detector	u_{d2}	± 0.47
2) Atenuación de la Radiación por todo el Material entre la Fuente y el Detector	u_{Ca}	± 0.098
3) Variación en la Distancia Fuente a Detector	u_{Cd}	± 0.60
4) Decaimiento de la Actividad de la Fuente durante el Tiempo de Conteo	u_{Cm}	± 0.01
5) Tiempo de Conteo	u_t	± 0.003
6) Apilamiento de pulsos	u_{Cap}	± 0.66
7) Determinación del área del fotopico	u_A	± 2.17
8) Fuente Patrón utilizada para la calibración	u_{Act}	± 1.25
9) Factor de Emisión Gamma	$u_{P\gamma}$	± 0.67

Aplicando la ecuación (2.2.8.1) con estos valores, se tiene:

$$u_{\epsilon} = \sqrt{(0.101^2 + 0.60^2 + 0.01^2 + 0.66^2 + 1.25^2 + 0.67^2 + 0.003^2) + 2.17^2}$$

$$\therefore u_{\epsilon} = \pm 2.74 \%$$

(4.1.8.1)

4.2. DETERMINACIÓN DE LA INCERTIDUMBRE EN LA MEDICIÓN DE LA ACTIVIDAD DE UNA FUENTE PROBLEMA.

La actividad y su incertidumbre, de una fuente problema, están dadas por las fórmulas (2.2.9.1) y (2.2.9.2) respectivamente. Como se puede ver en estas ecuaciones, los factores de influencia que afectan a la medición de la actividad son los mismos que los que afectan a las mediciones de eficiencia, con la diferencia de que ahora, la influencia de las características del patrón de calibración se encuentran implícitas en el factor de eficiencia, y la incertidumbre de éste pasa a formar parte de la incertidumbre Tipo B de la actividad de la fuente problema.

Procediendo en el mismo orden que en 4.1:

4.2.1. Medición de la distancia fuente a detector.

En este trabajo las fuentes problema son las fuentes de calibración que se elaboran para la medición de la actividad por unidad de masa de la SM. En la Figura 3.4.1 se muestra un esquema de este tipo de fuente.

4.2.1.1. Medición de x_i .

Se tomaron al azar 10 soportes para fuente de calibración y se midió el espesor de la base de la cavidad de cada uno de ellos. Se obtuvo:

$$x_i = \bar{x}_i = 0.1214 \text{ cm con una desviación estandar de } \pm 10.89\%$$

$$\therefore u_{x1A} = \pm \frac{1.06}{\sqrt{10}} \times 10.89 = \pm 3.65\% \quad \text{con un factor de cobertura de } k=1$$

donde $T = 1.06 =$ factor t de Student para 9 grados de libertad y un nivel de confianza del 68.27 %.

$$\text{y } u_{x1B} = \frac{0.00074 \text{ cm}}{0.1214 \text{ cm}} \times 100 = \pm 0.61\%$$

$$\therefore u_{x_1} = \sqrt{3.65^2 + 0.61^2} = \pm 3.7\% \quad (4.2.1.1.1)$$

entonces:

$$x_1 = 0.1214 \text{ cm} \pm 3.7\% \quad (4.2.1.1.2)$$

4.2.1.2. Medición de x_2 .

Para x_2 se utilizaron los mismos resultados que los reportados en la Tabla 4.1.1.2.1 ya que la distancia desde la superficie inferior de la base de la fuente a la ventana del detector es fijada por el portamuestras, el cual se usa en todos los casos.

4.2.1.3. Distancias x_3 y x_4 .

Se utilizaron los mismos resultados que los obtenidos en el inciso 4.1.1.3. ya que, se trata del mismo detector.

4.2.1.4. Distancia d_1 .

Se utilizaron los mismos resultados que los reportados en la Tabla 4.1.1.4.1 ya que d_1 es la suma de $x_2+x_3+x_4$.

4.2.1.5. Distancia d_2 .

Por el mismo procedimiento que el utilizado en 4.1.1.4, pero con $x_1 = 0.1214 \text{ cm} \pm 3.7\%$ (resultado (4.2.1.1.2)), se obtuvieron los resultados reportados en la Tabla 4.2.1.5.1.

Tabla 4.2.1.5.1. Distancias hasta el detector, facilitadas por el portamuestras para las fuentes de calibración.

Posición proporcionada por el portamuestras	distancia desde la superficie inferior de la base del soporte de la fuente hasta la ventana del detector (x_2) (cm)	Distancia desde la superficie inferior de la base del soporte de la fuente hasta el bloque de Ge-Hp ($d_1 = x_2 + x_3 + x_4$) (cm)	Distancia desde el material radiactivo de la fuente problema hasta el bloque de Ge-Hp ($d_2 = x_1 + d_1$) (cm)
1 ^a	1.680 ± 0.62 %	2.230 ± 0.47 %	2.3514 ± 0.48 %
2 ^a	5.184 ± 0.062 %	5.734 ± 0.06 %	5.8554 ± 0.10 %
3 ^a	10.185 ± 0.05 %	10.735 ± 0.05 %	10.8564 ± 0.06 %
4 ^a	15.191 ± 0.019 %	15.741 ± 0.02 %	15.8624 ± 0.03 %
5 ^a	20.181 ± 0.018 %	20.731 ± 0.02 %	20.8524 ± 0.03 %

En esta Tabla se puede observar que la mayor incertidumbre de d_2 , es la correspondiente a la primera posición del portamuestras por lo que, para los siguientes cálculos se tomará:

$$d_2 = 2.3514\text{cm} \pm 0.48 \%$$

(4.2.1.5.1)

4.2.2. Atenuación de la Radiación y Variación en la Distancia Fuente a Detector.-

En este caso, el material con el que se fabrican las fuentes de calibración es diferente del de las fuentes patrón tratadas en el inciso 4.1.2, por lo que su coeficiente de atenuación no es el mismo. Estas fuentes se elaboran con lámina de acrílico comercial.

El coeficiente de atenuación lineal de este acrílico se midió experimentalmente⁽³⁷⁾. En la Tabla 4.2.2.1 se presentan los resultados obtenidos para los valores del coeficiente de atenuación en función de la energía de la radiación.

Tabla 4.2.2.1.- Valores experimentales del coeficiente de atenuación lineal del acrílico utilizado para elaborar las fuentes de calibración. Para cada caso se indica el número de mediciones repetidas que se hicieron.

Energía (keV)	Coefficiente de atenuación lineal (cm^{-1})	Número de mediciones	Incertidumbre estandar con un 95 % de confianza $k=2$ (%)
80.99	0.2045	15	± 1.60
121.78	0.1932	13	± 2.30
244.70	0.1575	13	± 2.06
276.39	0.1387	14	± 1.85
302.85	0.1312	14	± 2.19
344.28	0.1360	13	± 2.90
356.02	0.1262	15	± 1.38
383.85	0.1260	13	± 2.78
444.00	0.1154	13	± 4.53
778.90	0.0886	12	± 4.45
867.38	0.0958	13	± 4.35
964.08	0.0892	14	± 6.75
1085.83	0.0896	14	± 6.58
1112.08	0.0869	13	± 5.62
1408.03	0.0728	14	± 6.00

Con el objeto de conocer la incertidumbre más alta que se podría obtener en la determinación del factor de corrección por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector, adoptaremos el coeficiente de atenuación correspondiente a la energía de 80.99 keV y le adjudicaremos la incertidumbre más alta, de $\pm 6.75\%$, correspondiente a la energía de 964.08 keV. Esta incertidumbre tiene un factor de cobertura de $k=2$, por lo que:

$$\text{para } k=1: \quad u_{\mu_1} = \frac{\pm 6.75\%}{2} = \pm 3.38\% \quad (4.2.2.1)$$

$$\therefore \mu_1 = 0.2045 \text{ cm}^{-1} \pm 3.38\% \quad (4.2.2.2)$$

Entonces, para calcular los valores de C_a , C_d y C_{ad} para las fuentes de calibración se tomó en cuenta que:

- Los valores de x_2 y d_1 , de la Tabla 4.1.1.4.1, permanecen los mismos ya que, son fijadas por el portamuestras
- En cambio d_2 y μ_1 , son determinadas por las dimensiones y el material de las fuentes problema. Entonces d_2 está dado por (4.1.1.4.2), con $x_1=0.1214 \text{ cm} \pm 3.7\%$ dado por (4.2.1.1.2) y μ_1 está dado por (4.2.2.2).
- Los demás valores de distancia (x_3 y x_4), y coeficientes de atenuación del aire y del aluminio (μ_2 y μ_3) permanecen los mismos que en la Tabla 4.1.2.1.

De esta manera se obtuvieron los resultados de la Tabla 4.2.2.2 para las fuentes problema.

Tabla 4.2.2.2.- Factores de corrección C_a , C_d y C_{ad} , por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector para las fuentes de calibración elaboradas para la aplicación del método gravimétrico.

d_1 (cm)	d_2 (cm)	C_a	u_{Ca} (%)	C_d	u_{Cd} (%)	C_{ad}	u_{ad} (%)
2.230 \pm 0.47 %	2.3514 \pm 0.48 %	1.0739	\pm 0.14	1.0702	\pm 0.60	1.1493	\pm 0.62
5.734 \pm 0.06 %	5.8554 \pm 0.10 %	1.0749	\pm 0.14	1.0388	\pm 0.13	1.1166	\pm 0.19
10.735 \pm 0.05%	10.8564 \pm 0.06%	1.0763	\pm 0.14	1.0220	\pm 0.10	1.1000	\pm 0.17
15.741 \pm 0.02%	15.8624 \pm 0.03%	1.0777	\pm 0.14	1.0150	\pm 0.04	1.0939	\pm 0.15
20.731 \pm 0.02%	20.8524 \pm 0.03%	1.0791	\pm 0.14	1.0119	\pm 0.04	1.0919	\pm 0.15

Nuevamente, la mayor incertidumbre se observa para la primera posición del portamuestras, por lo que, se adoptará:

$$C_{ad} = C_a C_d = 1.1493 \pm 0.62\% \quad (4.2.2.3)$$

Los restantes factores de influencia en la medición de la actividad de una fuente problema son: el decaimiento de la fuente durante el tiempo de conteo, el tiempo de conteo, el apilamiento de pulsos, el cálculo del área del fotopico, la eficiencia de conteo del sistema de detección y el factor de emisión gamma. Todos ellos se deben a características del radisótomo del que se trate y del sistema de espectrometría mismo, los cuales ya fueron discutidos, por lo que para los cálculos que siguen se tomarán en cuenta de la siguiente manera:

- El decaimiento de la fuente durante el tiempo de conteo y el tiempo de conteo, según lo expresado en 4.1.3, resultados (4.1.3.3) y (4.1.3.6).
- El apilamiento de pulsos, según 4.1.4, resultados (4.1.4.3) y (4.1.4.4).
- El cálculo del área del fotopico, según 4.1.5, resultados (4.1.5.1).
- El factor de emisión gamma, según 4.1.7, resultados (4.1.7.1).
- La eficiencia de conteo del sistema de espectrometría, según 4.1.8, resultados (4.1.8.1).

4.2.3. Actividad de la fuente problema.

Las mediciones y consideraciones hechas en 4.2.1 y 4.2.2, se pueden resumir en la Tabla 4.2.3.1:

Tabla 4.2.3.1. Incertidumbres de los valores de los parámetros que intervienen en el cálculo de la actividad de una fuente problema. Se consideraron los valores que presentaron la máxima incertidumbre a un nivel de confianza del 68.27 %, o sea $k=1$.

Parámetro	Incertidumbre máxima (%)
C_a = Factor de corrección por atenuación de la radiación	$u_{Ca} = \pm 0.14$
C_d = Factor de corrección por variación en la distancia fte. a det.	$u_{Cd} = \pm 0.60$
$C_{ad} = C_a C_d$	$u_{Cad} = \pm 0.62$
C_m = Factor de corrección por decaimiento de la fte. durante el tiempo de conteo	$u_{Cm} = \pm 0.01$
t = Tiempo de conteo	$u_t = \pm 0.003$
C_{ap} = Factor de corrección por apilamiento de pulsos	$u_{Cap} = \pm 0.66$
A = Área del fotopico con 5 mediciones repetidas	$u_A = \pm 2.17$
P_γ = Factor de emisión gamma	$u_{P\gamma} = \pm 0.67$
ϵ = Eficiencia de conteo	$u_\epsilon = \pm 2.74$

Aplicando la ecuación (2.2.9.3) con los valores de estas incertidumbres para evaluar la incertidumbre Tipo B máxima, en la medición de la actividad de una fuente problema, se tendrá;

$$u_{A/B} = \sqrt{0.14^2 + 0.60^2 + 0.01^2 + 0.66^2 + 2.74^2 + 0.67^2 + 0.003^2}$$

$$\therefore u_{AfB} = \pm 2.89 \%$$

(4.2.3.1)

mientras que, su incertidumbre Tipo A según la ecuación (2.2.7.3), depende del número de mediciones repetidas que se hagan de la fuente. Según esta ecuación, este Tipo de incertidumbre disminuye su valor cuando aumenta el número de mediciones repetidas.

El mayor valor de este Tipo de incertidumbre para una sola medición, según la Tabla 4.1.5.1, es el correspondiente a la energía de 53.16 keV del Ba-133, o sea:

$$u_{AfA} = u_A = \pm 2.43 \%$$

(4.2.3.2)

la cual se tomará con un nivel de confianza del 68.27 %, o sea $k=1$.

Por lo tanto, el máximo valor de la incertidumbre combinada en la medición de la actividad de una fuente problema será:

$$u_{Af} = \sqrt{u_{AfA}^2 + u_{AfB}^2} = \sqrt{2.43^2 + 2.89^2}$$

$$\therefore u_{Af} = \pm 3.77 \%$$

(4.2.3.3)

4.3. DETERMINACIÓN DE LA INCERTIDUMBRE DE LA ACTIVIDAD DE UNA FUENTE ELABORADA POR EL MÉTODO GRAVIMÉTRICO.

De los dos casos posibles, mencionados en el inciso 2.3, el primero depende del valor de ρ sobre el cual no tenemos ningún control ya que, es un dato suministrado por otro laboratorio. Por lo tanto, trataremos el segundo caso, en el que se desconoce la actividad por unidad de masa de la SM y por lo tanto debe ser determinada experimentalmente.

Según la ecuación (2.3.2.2), la incertidumbre en la medición del conteo por unidad de masa de la SM, depende del número de fuentes de calibración que se preparen.

Para estimar la mayor incertidumbre, se tratará el caso en el que se elabora una sola fuente de calibración, cuya actividad se mide una sola vez.

De las ecuaciones (2.3.2.1) y (2.3.2.3) se tendrá:

$$\rho = \frac{C_a C_d C_m C_{ap} A_{a1}}{\varepsilon P_\gamma t m_{a1}} \quad (4.3.1)$$

y por el principio de propagación de incertidumbres y (2.2.9.2):

$$u_\rho = \sqrt{\left(u_{Ca}^2 + u_{Cd}^2 + u_{Cm}^2 + u_{Cap}^2 + u_\varepsilon^2 + u_{P_\gamma}^2 + u_t^2\right) + u_{Aa1}^2 + u_{ma1}^2} = \sqrt{u_{Af}^2 + u_{ma1}^2} \quad (4.3.2)$$

donde u_{Af} está dada por (4.2.3.3) y u_{ma1} está dada por la calidad metrológica de la balanza con la que se haga la medición de la masa de la alícuota depositada para la elaboración de la fuente de calibración.

En este caso la balanza fue la microbalanza ya mencionada en 3.1, cuya capacidad es de 20 g y su sensibilidad, de 1 μg . La división mínima de su escala es de 5 μg por lo que se pueden hacer lecturas de estas divisiones, más menos un medio de su valor, o sea, $\pm 2.5 \mu\text{g}$.

Si se supone que estas lecturas obedecen a una distribución de probabilidad Gaussiana y que tienen una probabilidad del 50 % de caer dentro de este intervalo centrado en una división, entonces su incertidumbre Tipo B estará dada por⁽³⁾:

$$u_{mB} = \pm \frac{2.5 \times 10^{-6} - (-2.5 \times 10^{-6})}{2} \text{ g} \times 1.48 = \pm 3.7 \times 10^{-6} \text{ g} \quad (4.3.3)$$

Por la experiencia de varios años (lo cual se puede corroborar en los datos que aparecen en la Libreta de Control de la microbalanza) se ha visto que su incertidumbre Tipo A es de:

$$u_{mA} = \pm 25 \times 10^{-6} \text{ g}$$

$$u_{mA} = \pm 25 \times 10^{-6} \text{ g} \quad (4.3.4)$$

Entonces, la incertidumbre de esta microbalanza para cada pesada es de:

$$\therefore u_m = \sqrt{(25 \times 10^{-6})^2 + (3.7 \times 10^{-6})^2} = \pm 25.3 \times 10^{-6} \text{ g} \quad (4.3.5)$$

con un nivel de confianza del 68.27%, o sea $k=1$.

Por la ecuación (2.1.7), la máxima incertidumbre en la medición de la masa de una alícuota de solución radiactiva, se consigue cuando esta alícuota tiene una masa, lo más pequeña posible.

La masa de los picnómetros que se utilizan para depositar las alícuotas de SM es del orden de 1g, y la menor cantidad de solución que se puede dispensar en cada ocasión es del orden de 1.0×10^{-2} g por lo que, si en la ecuación (2.1.7) se hace:

$$M_1 = 1.01 \text{ g}$$

$$M_2 = 1.00 \text{ g}$$

$$u_{M1} = \frac{25.3 \times 10^{-6} \text{ g}}{1.01 \text{ g}} \times 100 = \pm 2.5 \times 10^{-3} \%$$

$$u_{M2} = \frac{25.3 \times 10^{-6} \text{ g}}{1 \text{ g}} \times 100 = \pm 2.5 \times 10^{-3} \%$$

Entonces, la máxima incertidumbre en la medición de la masa de una alícuota que se depositaría en una fuente de calibración sería de:

$$u_m = \frac{\sqrt{(1.01 \times 2.5 \times 10^{-3})^2 + (1.00 \times 2.5 \times 10^{-3})^2}}{1.01 - 1.00} = \pm 0.35\% \quad (4.3.6)$$

Sustituyendo en (4.3.2) los valores de: u_{Af} , dada por (4.2.3.3), y de u_{m1} , dada por (4.3.6), se obtendrá la máxima incertidumbre en la medición de ρ :

$$u_\rho = \sqrt{3.77^2 + 0.35^2} = \pm 3.79\% \quad (4.3.7)$$

con un nivel de confianza del 68.27 %.

Según la ecuación (2.3.1.1), al conocer ρ , sólo se debe pesar la cantidad adecuada de SM para obtener la fuente con la actividad que se desee, y como entre menor es la masa de solución, mayor es su incertidumbre, nuevamente usaremos la mínima cantidad que se puede depositar con un picnómetro, o sea 0.01 g \pm 0.35 % de SM, para elaborar una fuente.

Entonces, según la ecuación (2.3.1.2), la incertidumbre de la actividad de una fuente elaborada con la mínima cantidad de SM que se puede depositar, será de:

$$u_{Af} = \sqrt{3.79^2 + 0.35^2} = \pm 3.81\% \quad (4.3.8)$$

con un nivel de confianza del 68.27 %, o sea $k=1$.

Por lo tanto, la máxima incertidumbre en la actividad de una fuente puntual elaborada por el método gravimétrico, al 95% de confianza ($k=2$), será de:

$$u_{Af} = 2 \times (\pm 3.81\%) = \pm 7.62\% \quad (4.3.9)$$

CAPÍTULO 5

DISCUSIÓN DE RESULTADOS Y CONCLUSIÓN

DISCUSIÓN DE RESULTADOS

En este trabajo se ha analizado la propagación de las incertidumbres a lo largo de todo el proceso de medición, tanto de la eficiencia de conteo del sistema de espectrometría como de la actividad de una fuente problema y una fuente elaborada por el método gravamétrico.

En las Tablas 4.1.1.2.1 y 4.1.1.4.1, se reportan las mediciones de distancia fuente a detector. En ella podemos observar que la mayor incertidumbre porcentual corresponde a la menor distancia fuente a detector. Esto era de esperarse ya que, las pequeñas variaciones en la medición de este parámetro, pesan más para las distancias más pequeñas, como puede observarse también en las incertidumbres Tipo A y Tipo B, en (4.1.1.1.1) y (4.1.1.1.2), del grueso del soporte de una fuente patrón.

En la Tabla 4.1.2.2 se reportan los valores del factor de corrección por atenuación de la radiación en su recorrido desde el material radiactivo hasta el bloque de Germanio para la radiación gamma de 53.16 keV del Ba-133. Se puede observar que, hay una diferencia de un 0.5% en la atenuación para una diferencia de distancias desde 2.317 cm a 20,818 cm. Esta diferencia se debe al aumento de la capa de aire entre la fuente y el detector conforme aumenta su distancia de separación. Es interesante notar que para radiación gamma de energía tan baja como ésta, su atenuación producida por la suma de los materiales de la base del soporte de la fuente, el aire y el aluminio de la ventana del detector, llega a ser del orden del 10% mientras que, si se hicieran los cálculos para energías mayores de 600 keV, esta atenuación sería del orden del 2% aproximadamente.

En la quinta columna de esta misma Tabla se reportan los factores de corrección por variación en la distancia fuente a detector, en donde se puede observar que un alejamiento de la fuente al detector, de 0.0865 cm, puede provocar una corrección del orden de un 5% para la distancia fuente a detector de 2,317 cm, mientras que provocaría una corrección de 0.83% a una distancia fuente a detector de 20,818 cm.

El factor de corrección combinado, por atenuación y por variación en la distancia fuente a detector se reporta en la séptima columna, en donde se puede observar que este efecto combinado puede provocar correcciones de hasta un 15.2% a una distancia fuente a detector de 2.317 cm y del 11.13 % a la distancia fuente a detector de 20.818 cm para la radiación de 53.16 keV del Ba-133. También se nota que para distancias mayores que 10 cm y hasta 20 cm, ya no hay mucha diferencia en el valor de C_{ad} .

Estos valores son del mismo orden de magnitud que los encontrados en la Tabla 4.2.2.2 para las fuentes de calibración (problema) elaboradas para la medición de la actividad por unidad de masa de una SM.

De esto se concluye que se podría mejorar la calidad de los resultados de la medición de actividad, si se utilizaran fuentes elaboradas en soportes suficientemente delgados, como para disminuir sensiblemente los valores de estos factores de corrección. Por ejemplo, si la base del soporte, tanto de la fuente patrón como de las fuentes de calibración, fueran tan delgadas como, digamos 0.01 cm de grueso, con una uniformidad de $\pm 0.1\%$, o sea, $x_1 = 0.01 \text{ cm} \pm 0.1\%$, con el mismo coeficiente de atenuación para la energía de 53.16 keV, que el acrílico de las fuentes de calibración (Tabla 4.2.2.1) y se contara con un mecanismo de vernier para fijar la distancia fuente a detector con lo cual, según (4.1.1.2), la incertidumbre en la distancia x_2 , sería de $\pm 0.00074 \text{ cm}$, entonces, con todos los demás parámetros iguales a los reportados en la Tabla 4.1.2.1, los factores de corrección por atenuación de la radiación y por variación en la distancia fuente a detector para la primera posición del portamuestras serían de:

$$\begin{aligned} C_a &= 1.0053 \pm 0.007\% \\ C_d &= 1.0108 \pm 0.05\% \\ C_{ad} &= 1.0108 \pm 0.05\% \end{aligned} \quad (5.1)$$

con lo cual, en vez de tener correcciones del orden del 15%, se tendrían del 1.08%.

Con respecto al decaimiento de la fuente durante el tiempo de conteo, depende exclusivamente del radisótomo de que se trate. En este trabajo se escogió al Tc-99m por tener una vida media de 6.007 horas para el cual, se obtuvo un factor de corrección por este concepto de $C_m = 1.1512 \pm 0.01\%$, pero generalmente los radisótopos comunmente utilizados tienen vidas medias más largas, por ejemplo para el I-131, cuya vida media es de 8.021 días $\pm 0.3\%$, este factor de corrección sería de $C_m = 1.0045 \pm 0.001\%$. Por lo tanto, C_m sólo afectará en forma notable a la medición de actividad, en los casos de radisótopos de vidas medias del orden de un día o menos.

El efecto de apilamiento de pulsos puede llegar a producir factores de corrección tan grandes como lo amerite la actividad de la fuente que se esté midiendo (ver ecuación, (2.2.4.9)), llegando al extremo de impedir esta medición al provocar la saturación del sistema de espectrometría. En este trabajo se utilizó una fuente con una emisión de radiación gamma, de las más altas que generalmente se utilizan en el laboratorio, pero sin llegar al extremo mencionado, para la cual se obtuvo, $C_{ap} = 1.0680 \pm 0.66\%$. Una fuente de 370 kBq colocada a 10.735 cm del detector, provocaría un factor de corrección de 1.1159, lo que significa una corrección del 11.59%, que ya es grande. Por esta razón, se podría recomendar que la actividad que se va a medir no sea mayor que 370 kBq.

Con respecto del área del fotopico, esta obedece a la distribución de Poisson, con una incertidumbre dada por la ecuación (2.2.6.10), que puede ser escrita como:

$$u_A = 100 \times \frac{\sqrt{1 + 2 \frac{F}{A}}}{\sqrt{A}} \quad (5.2)$$

Según esta ecuación, la incertidumbre de A aumenta conforme aumenta la relación $\frac{F}{A}$, y tomando en cuenta que si F fuera cero, la incertidumbre de A sería $u_A = 100 \times \frac{1}{\sqrt{A}}$, entonces, con que $F = \frac{A}{2}$, el valor del fondo debajo del fotopico ya no afectaría significativamente al valor de la incertidumbre de A .

Por otro lado, el valor de la actividad de la fuente patrón y su incertidumbre, son dados por el fabricante, por lo que es aconsejable comprar las de mejor calidad que se encuentren en el mercado para garantizar el más bajo valor de incertidumbre posible. Al respecto, se pueden conseguir patrones con actividades cuya incertidumbre es del orden de 1.0%.

Con respecto al valor del factor de emisión gamma, es tomado de Tablas que, en general son publicadas por instituciones reconocidas mundialmente, por lo que se podría decir que éste es representativo del estado del arte.

Todos los factores de influencia mencionados arriba, afectan a la medición de la eficiencia de conteo del sistema de espectrometría, obteniéndose en cada caso una incertidumbre dada por la ecuación (2.2.8.1) con la cual se obtuvo una incertidumbre de $u_\epsilon = \pm 2.74\%$.

Sin embargo, suponiendo que se hicieran las mejoras señaladas en (5.1), se obtendría una $u_\epsilon = \pm 2.68\%$, que comparada con $\pm 2.78\%$, sólo se mejoraría en un 3,4 %. Pero, si de alguna manera se eliminara el fondo debajo del fotopico,

$$u_A = 100 \times \frac{1}{\sqrt{40000}} = \pm 0.5\%, \quad (5.3)$$

que es un valor más o menos representativo de los reportados en la séptima columna de la Tabla 4.1.5.1, y se calculara u_ϵ con este valor de u_A , se obtendría $u_\epsilon = \pm 1.64\%$, que comparado con $\pm 2.78\%$, se mejoraría en un 41%. Por lo tanto, la calibración en eficiencia de conteo, se debe llevar a cabo con radisótopos que nos permitan acercarnos lo más posible a estas condiciones de fondo debajo del fotopico. Esto se consigue usando radisótopos que emitan fotones gamma de una o dos energías como máximo.

Con respecto a la medición de la actividad de una fuente problema o de calibración, con el procedimiento descrito en 4.2, se obtuvo una incertidumbre máxima de $u_A = \pm 3.77\%$. Si utilizáramos las mejoras dadas por (5.1) y (5.3), la incertidumbre en la medición de la actividad de una fuente problema bajaría a $u_A = \pm 1.96\%$, que comparada con $\pm 3.77\%$, se obtendría una mejora del 48%.

ESTA COPIA
DE LA BIBLIOTECA

Por último, la medición de la actividad de una fuente elaborada por el método gravimétrico depende principalmente de la calidad de la balanza utilizada. En el caso presentado en la sección 4.3, se utilizó una microbalanza con la cual se pueden medir masas con una incertidumbre de $u_m = \pm 25.3 \times 10^{-6} \text{ g}$ (resultado (4.3.5)) por lo que, en la determinación de la masa de una alícuota por diferencia de masas, se obtiene una incertidumbre de $u_m = \pm 0.35\%$ para la mínima cantidad de SM que es posible depositar con un picnómetro, o sea, una gota de 0.01g. La incertidumbre en la medición de ρ , con una gota como la mencionada, resultó ser de $u_\rho = \pm 3.79\%$ con lo que, la actividad de una fuente preparada con el método gravimétrico resultó ser de $u_{Af} = \pm 3.81\%$. Nuevamente, haciendo un cálculo con las mejoras mencionadas en (5.1) y (5.3), esta incertidumbre bajaría a $u_{Af} = \pm 2.02\%$.

CONCLUSIÓN

Se encontró que, las principales causas que contribuyen a la incertidumbre en la medición de su actividad nuclear son (Tablas 4.1.8.1 y 4.2.3.1): la determinación del área del fotopico y las características de la fuente patrón ya que, son indispensables para la medición de la eficiencia de conteo del sistema de espectrometría y son las que presentaron los más altos valores de incertidumbre. Les siguieron en importancia: el factor de emisión gamma, el apilamiento de pulsos, la variación en la distancia fuente a detector, la atenuación de la radiación por todo el material entre la fuente y el detector, el decaimiento de la actividad de la fuente durante el tiempo de conteo y el tiempo de conteo.

Por otro lado, se determinó que las condiciones más favorables para la medición de la actividad son: una relación de $\frac{A}{F} \geq 0.5$, un espesor de la base del soporte de la fuente menor que 0.1 cm, la actividad de la fuente que se va a medir no debe ser mayor que 370 kBq y la distancia fuente a detector debe ser mayor que 10 cm.

En este trabajo se presentó el menos favorecido de los casos en que no se cuenta con todas estas condiciones, por lo cual se obtuvo una incertidumbre de $\pm 3.79\%$, con un nivel de confianza del 68.27%, sin embargo se encontró que siempre que se satisfacen dichas condiciones, se pueden obtener incertidumbres menores o iguales a $\pm 2.02\%$ con un nivel de confianza del 68.27%.

BIBLIOGRAFÍA

1. W. B. Mann, A. Rytz and A. Spagnol, *Appl. Radiat., Isot.*, Vol. 39, N° 8, 1988.
2. Félix Cernuchi, Francisco I. Greco, "Teoría de Errores y Mediciones", Editorial Universitaria de Buenos Aires, 2ª Edición, junio de 1974.
3. ISO/TAG 4/WG3 : June, "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement", First Edition, 1992.
4. Alberto Moreno Bonett, Francisco J. Jauffred, "Elementos de Probabilidad y Estadística", Ed. Representaciones y Servicios de Ingeniería, S. A., 1969.
5. ISO, "Vocabulario Internacional de Términos Básicos y Generales de Metrología", 2ª Edición, 1993.
6. Glenn F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", Ed. John Wiley and Sons, 1979.
7. Janet S. Merritt, J.G.V Taylor, "Gravimetric Sampling in the Standardization of Solutions of Radionuclides", CRGP-1256, Atomic Energy of Canada Limited, 1967.
8. Alfonso Cortés P., Procedimiento P.LPR-04, "Preparación de una Fuente Puntual Sólida", ININ, México, 1994.
9. Philip R. Bevington, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", Editorial McGraw-Hill Book Company, 1969, Cap. 4.
10. K. Debertin, Richard G. Helmer, "Gamma and X-Ray Spectrometry With Semiconductor Detector", North Holland, 1988.
11. Alfonso Cortés P., Ariel Tejera R., "Procedimiento para Medir la Actividad de Fuentes Emisoras Gamma", Informe Técnico LPR-CMRI-01-88, ININ, México, 1988.
12. ANSI N42.14-1978, "Calibration and Usage of Germanium Detectors for Measurement of Gamma Ray Emission of Radionuclides".
13. Alfonso Cortés P., Procedimiento P.LPR-06, "Elaboración de Fuentes Radiactivas en Diferentes Geometrías", ININ, México, 1994.
14. D. F. Covell, *Analytical Chemistry*, Vol. 31, N° 11, noviembre de 1959, pp. 1785-1790.
15. Slawomir Sterlinski, *Analytical Chemistry*, Vol. 40, N° 13, noviembre de 1968, pp. 1995-1998.
16. J. T. Routti, S. G. Prussin, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 72, 1969, pp. 125-142.
17. P. Quittner, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 76, 1969, pp. 115-124.
18. Philip A. Baedeker, *Analytical Chemistry*, Vol. 43, N° 3, marzo de 1971, pp. 405-410.
19. H. Tominaga, M. Dojyo and M. Tanaka, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 98 (1972), pp. 69-76.
20. Kaf Heydorn and Witold Ladá, *Analytical Chemistry*, Vol. 44, N° 14, diciembre de 1972.
21. L. Kokta, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 112 (1973), pp. 245-251.
22. I. A. Slavic, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 112, pp. 253-260.
23. R. J. Ggerke, R. G. Helmer and R. C. Greenwood, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 178 (1980), pp. 499-512.
24. R. G. Helmer and M. A. Lee, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 178 (1980), pp. 499-512.
25. L. C. Longoria and J. S. Benítez, *Appl. Radiat. Isot.*, Vol. 47, N° 3, pp. 339-343, 1996.

26. Canberra, Series 35 Plus MCA, Operator's Manual, Version 2, diciembre de 1988.
 27. Canberra Industries Inc., Section 6, "Detector Specifications and Performance Data", Detector Serial Number 8851323, Aug-25-95.
 28. Canberra Nuclear, Instruments Catalog, Edition Nine, 1992
 29. CEA; DAMRI/LMRI, "Etalons de Radoactivité", pp 123, Catalogue 1992.
 30. IAEA, "Set of Calibrated Gamma-Emitting Sources", (EMS-A2), Set N° 19, Vienna, 28 de junio de 1983.
 31. A. Norea, Nucl. Instr. and Meth., 91 (1971), pp. 513-515.
 32. D. F. Crisler, J. J. Jarmer and H. B. Eldrige, Nucl. Instr. and Meth., 94 (1971), pp. 285-288.
 33. J. H. Hubell, Photon Mass Attenuation and Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV", Int. J. Appl. Radiat. Isot., Vlo. 33, pp. 1269-1290, 1982.
 34. U. S. Department of Health, Education and Welfare, , 1970, "Radiological Health Handbook".
 35. CEA, DAMRI/LMRI, "Certificat D"Etalonnage N° 011610", Cofret de Sources Gamma, Référence : 9 CHO 4-EGE A10, 1-07-1997.
 36. Frédéric Lagoutine, Nelcy Coursol, Jean Legrand,"Table de Radionucléides", ORIS ; DAMRI ;LMRI ;1983.
 37. Alfonso Cortés P., Ariel Tejera R., "Coeficiente de Atenuación del Plástico PG-Blanco", 2° Congreso Técnico-Científico ININ-SUTIN, CentroNuclear, México, noviembre de 1990.
 38. SILENA, Application Note, "An Introduction to Spectroscopy Amplifiers", Milano, Italy, 1982.
 39. ICRU, Report 52, "Particle Counting in Radioactivity Measurements", 1 November 1994.
 40. Real Academia Española, "Diccionario de la Lengua Española", Vigésima Edición, Madrid, p. 1138, diciembre de 1984.
- * Radisótopo.- m. Fís. Nucleido que, por ser inestable, emite radiaciones.