



Universidad Nacional de Tucumán  
Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología  
Licenciatura en Física

**Tesis de Licenciatura**

**Estudio del campo de radiación ionizante  
producido por fuentes radiactivas en  
condiciones aplicables a una planta de  
irradiación semi industrial**

**Juan Pablo Vazquez**

Director: Lic. Teresita Heredia  
Co-Director: Ing. Miguel A. Carrillo

Diciembre de 2018

# Índice

<b>Introducción</b>	4
<b>Capítulo 1. Radiación Ionizante</b>	6
1.1 Campo de radiación ionizante	6
1.2 Fuentes radiactivas	6
1.3 Detector Geiger-Müller	8
<b>Capítulo 2. Interacción de la radiación gamma con la materia</b>	14
2.1 Radiación gamma	14
2.2 Desintegración gamma	14
2.3 Flujo de Fotones – Definiciones	15
2.3.1 Fuente radiactiva puntual	16
2.3.2 Ángulo Sólido	16
2.3.3 Sección Eficaz	17
2.4 Interacción gamma con la materia	18
2.5 Efecto Compton	21
2.5.1 Colisión de Compton y leyes de conservación	21
2.5.2 Sección Eficaz de Klein-Nishina para radiaciones polarizadas y no Polarizadas	24
2.5.3 Sección Diferencial de Colisión para Radiaciones Polarizadas	25
2.5.4 Sección Diferencial de Dispersión para radiación incidente polarizada	28
2.5.5 Sección Diferencial de Dispersión y de Colisión para radiaciones incidentes no polarizadas	29
2.5.6 Distribución Angular de Energía en la Dispersión Compton	31
2.6 Atenuación de radiación gamma	33
2.7 Flujo Directo de fotones	34
<b>Capítulo 3. Factor de Build Up</b>	37
3.1 Antecedentes	37
3.2 Cálculo del Flujo de Build Up	39
<b>Capítulo 4. Geometría del Experimento para la Determinación del FBU</b>	44

4.1 Configuración Experimental	44
4.2 Procedimiento para la toma de datos	46
4.3 Método de Medición	46
<b>Capítulo 5. Electrónica asociada</b>	47
5.1 Reparación y Modificación de una Fuente de Alta Tensión	47
5.1.1 Descripción de una Fuente de Alta Tensión	47
5.1.2 Relevamiento de la Fuente de Alta Tensión	51
5.1.3 Pruebas de Funcionamiento	55
5.1.4 Modificaciones al Circuito Inicial	55
5.1.5 Circuito Final	57
5.1.6 Disposición Final	59
5.1.7 Pruebas de Calidad	60
5.2 Detector Geiger-Müller	61
5.2.1 Construcción del nuevo medidor Geiger-Müller	61
5.2.2 Contador Electrónico	65
5.2.3 Pruebas de Funcionamiento	66
<b>Capítulo 6. Dimensionamiento del experimento</b>	67
6.1 Geometría del Recipiente de Agua	67
6.1.1 Estimación de las dimensiones del recipiente	67
6.2 Construcción del recipiente de agua	71
6.3 Base y Soporte regulable para Detector GM	72
<b>Capítulo 7. Resultados y Discusión</b>	74
7.1 Resultados experimentales	74
7.2 Discusión sobre las Mediciones Realizadas	77
7.3 Nueva propuesta y mediciones	78
7.4 Conclusiones	81
<b>Referencias</b>	83

## Introducción

La tecnología de irradiación ionizante se emplea para esterilizar y eliminar agentes patógenos, conservar alimentos, desinsectizar, inhibir el crecimiento de brotes, descontaminar, etc. La aplicación de radiaciones ionizantes consiste en exponer el producto a dicha radiación durante un tiempo predeterminado y más conveniente para cada caso, proporcional a la cantidad de energía que se desea que el producto reciba, atendiendo a las características del mismo. La energía absorbida por kilogramo de producto expuesto se llama “dosis absorbida”. Una dosis absorbida mayor o menor que la adecuada causa el fracaso del tratamiento intentado, y para la conservación de alimentos los requisitos sobre la uniformidad de la dosis absorbida tienen exigencias en el ámbito internacional. La tasa de dosis absorbida depende del campo de radiación ionizante y del producto que se ubica en dicho campo.

Los lugares en los que se desarrollan estas prácticas se denominan Plantas de Irradiación y un ejemplo es la Planta de Irradiación Semi Industrial (PISI) localizada en el Centro Atómico Constituyentes, en la ciudad de Ezeiza (Buenos Aires, Argentina) y que depende de la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA).

En la PISI se irradian alimentos y otros productos en un recinto aislado a través de un sistema compuesto por rieles y carros que se exponen a un conjunto de fuentes radiactivas de Cobalto-60, emisoras de radiación gamma. El mecanismo es manipulado electrónicamente y cuenta con todas las normas de seguridad internacionales.

Un problema frecuente que se da en la PISI es determinar (o aproximar) el campo de irradiación que se produce en el recinto con el objetivo de aprovechar al máximo la actividad de las fuentes colocando la mayor cantidad de productos que necesitan una determinada dosis en el lugar adecuado.

El campo de irradiación sufre modificaciones cuando se coloca materia en él. En los casos mencionados se trata de material biológico que por lo general posee bajo número atómico y en los cuales el agua es el constituyente mayoritario. Las interacciones más relevantes entre la radiación gamma y el material biológico son el Efecto Compton y el proceso de Atenuación de la radiación.

En el Efecto Compton, un fotón interactúa con un electrón del medio y como resultado se produce un electrón con energía cinética transferida, más un nuevo fotón con energía menor al fotón incidente que es dispersado en una dirección generalmente diferente a su dirección inicial. Un efecto masivo de eventos de Compton dan como resultado un aumento de los fotones con respecto a la cantidad de fotones emitidos por la fuente radiactiva (White, 1950). Este aumento recibe el nombre Build Up y su variación se suele expresar en términos del Factor de Build Up, que es el valor de la ionización observada a la ionización esperada de los rayos gamma primarios solamente, sin tener en cuenta las múltiples dispersiones.

El objetivo de esta Tesis es estudiar el campo de radiación ionizante producido por fuentes radiactivas y sus modificaciones debido a la presencia de un producto, de bajo número atómico, a irradiar. El estudio comprende: (1) enfoque físico teórico, (2) enfoque físico experimental, (3)

el diseño de un experimento para obtener la contribución de Build Up en una configuración experimental sencilla.

Con este estudio se espera poder contribuir a la PISI en su diagramado y análisis de la disposición de fuentes radiactivas y productos. Estos resultados son preliminares y se espera que puedan servir para posteriormente desarrollar experimentos que cumplan con los parámetros requeridos por la PISI.

Actualmente se suelen modelar las situaciones particulares de irradiación con diferentes programas tipo Montecarlo. En 1950, White realizó un experimento en el que pudo observar un aumento del Factor de Build Up en Agua usando una fuente radiactiva de Cobalto 60 y un detector Geiger-Müller (GM). Años antes Spencer y Fano cimentaron las bases para las estimaciones teóricas del Factor de Build Up.

White usa una fuente radiactiva de  $^{60}\text{Co}$  de 4.75 Ci de actividad. En sus resultados se muestra cómo el dosaje decrece rápidamente con la distancia a través de la ley  $\exp(-\mu_0 r)/r^2$ , debido al aporte de rayos secundarios dispersados, donde  $\mu_0$  es el coeficiente de atenuación del agua para la energía del Cobalto (Attix, 1991). La estimación de la ionización esperada en la ausencia de scattering está basada en el resultado de una medición en Aire, donde el scattering es despreciable, y la atenuación en agua es calculada de acuerdo a la ley  $\exp(-\mu_0 r)/r^2$ . Como consecuencia, al calcular el Factor de Build Up se encuentra con un crecimiento del mismo en forma exponencial y concuerda con lo calculado por Spencer y Fano, que predice un aumento a grandes distancias según  $r^{1.4}$ , siendo  $r$  la distancia del detector a la fuente.

En este trabajo se determina el aumento del Factor de Build Up cuando se irradia una lámina semi infinita de agua con una fuente  $^{60}\text{Co}$  y un detector GM, considerando una distancia fija entre la fuente y el detector y un aumento paulatino del espesor de la lámina de agua interpuesta.

Esta Tesis se estructura de la siguiente forma:

En el Capítulo 1 se estudia la radiación ionizante junto a las fuentes radiactivas y el principio de funcionamiento de un detector de radiación gamma.

En el Capítulo 2 se aborda el estudio de la interacción de la radiación gamma con la materia y los principales fenómenos relacionados.

En el Capítulo 3 se define al Build Up y su forma de expresarse a través del Factor de Build Up.

En el Capítulo 4 se describe la geometría usada en la obtención experimental del Factor de Build Up junto al método de medición utilizado.

En el Capítulo 5 se estudia y construye la electrónica asociada para llevar a cabo el experimento.

En el Capítulo 6 se describe el sistema experimental definitivo con todos sus elementos, y se realiza un estudio de la geometría y dimensiones del recipiente de agua que se utilizará en las mediciones.

En el Capítulo 7 se presentan los resultados experimentales obtenidos.

En el Capítulo 8 se presentan las discusiones y conclusiones del trabajo.

## 1 – Radiación Ionizante

En este capítulo se van a desarrollar los aspectos principales que tienen que ver con la determinación del campo de radiación ionizante de una fuente radiactiva puntual que llega a una porción del espacio ocupada por un detector Geiger Muller.

### 1.1 – Campo de radiación ionizante

Se entiende por campo de radiación a la región del espacio en la que hay una radiación ionizante. Generalmente, se reserva esta denominación para regiones donde el nivel de radiación es claramente distinguible del fondo natural. ([www.sne.es](http://www.sne.es)), Sociedad Nuclear Española).

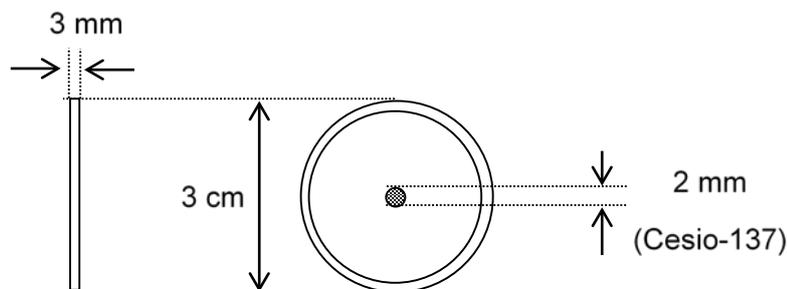
Determinadas radiaciones son capaces de producir iones a su paso por la materia, por lo que reciben el nombre genérico de radiaciones ionizantes: en unos casos la radiación está formada por partículas cargadas que poseen energía cinética suficiente para producir iones en su colisión con los átomos que encuentran a su paso (por esa razón se las llama radiaciones directamente ionizantes); en otros casos la radiación está formada por partículas no cargadas que pueden dar lugar en la materia a la liberación de partículas directamente ionizantes, por lo que reciben el nombre de radiaciones indirectamente ionizantes.

Las principales radiaciones ionizantes, son: las radiaciones alfa, beta, y gamma, los rayos X y los neutrones. De ellas, las dos primeras son radiaciones directamente ionizantes, y las demás son indirectamente ionizantes. ([www.foronuclear.org.es](http://www.foronuclear.org.es))

### 1.2 Fuentes Radiactivas

En la realización del presente trabajo se usan fuentes radiactivas que son principalmente emisoras de fotones  $\gamma$ . Estas fuentes fueron provistas por la Comisión Nacional de Energía Atómica al Laboratorio de Física Nuclear de la UNT y se conservan y manipulan siguiendo las estrictas normas de seguridad previstas en estos casos.

Las fuentes radiactivas utilizadas, son fuentes selladas de acuerdo a normas internacionales. El material radioactivo se confina en el interior de un recipiente cilíndrico de pequeñas dimensiones. Se centra el material en el recipiente, de manera que nunca se está en contacto directo con la sustancia radiactiva. En la figura 1.1 se puede ver un esquema.



**Figura 1.1:** Fuentes selladas. Se observa el centro radiactivo sostenido por un aro de metal y plástico transparente.

Las fuentes radiactivas utilizadas son de  $^{60}\text{Co}_{27}$  y  $^{137}\text{Cs}_{55}$ , cuyas características se presentan en la Tabla 1.1

**Tabla 1.1.** Características de las fuentes radiactivas utilizadas

Identificación	Nucleído (fuente)	$T_{1/2}$	$A_0$	$t_0$
CNEA 12-85	$^{60}\text{Co}_{27} (\gamma)$	5.72 años	1.3 $\mu\text{Ci}$	01-03-00
			48 kBq	
CNEA 102-90	$^{137}\text{Cs}_{55} (\gamma)$	30.03 años	1.34 $\mu\text{Ci}$	01-10-90
			48.58 kBq	

Donde

$A_0$ : actividad inicial (tiempo  $t_0$ )

$T_{1/2}$ : período de semi-desintegración (half-life)

1 Bq = 1 desintegración/s, 1 Ci =  $3.7 \times 10^{10}$  Bq

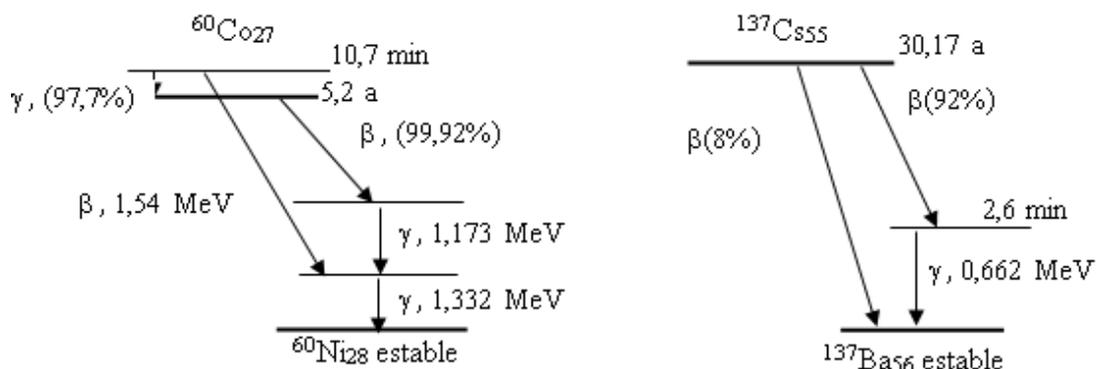
Para el cálculo de la actividad en un tiempo  $t$ , se usa

$$A(t) = A_0 \exp [-\lambda (t - t_0)] \quad 1.1$$

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} \quad 1.2$$

donde  $\lambda$  es la constante de decaimiento radiactivo.

Los diagramas de decaimiento de las fuentes radiactivas usadas se muestran en la figura siguiente (figura 1.2), indicando las transiciones, energías y probabilidades de emisión:

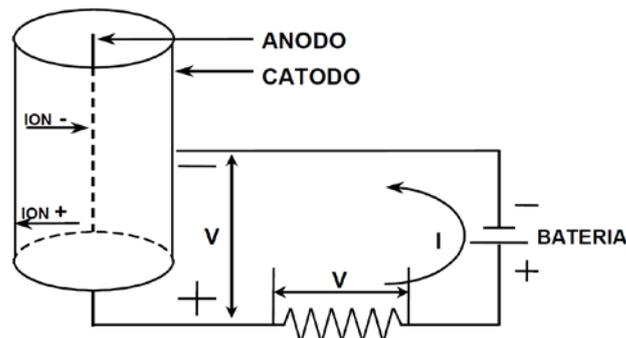


**Figura 1.2:** Diagramas de decaimiento de los isótopos  $^{60}\text{Co}_{27}$  y  $^{137}\text{Cs}_{55}$ .

### 1.3 Detector Geiger-Müller

El dispositivo de detección del tipo Geiger-Müller es una de las variantes de los denominados detectores gaseosos. Este tipo de detectores constan de un recinto que contiene el gas que será sometido a la acción de un campo eléctrico producido por la diferencia de potencial entre dos electrodos. Generalmente, uno de estos electrodos cumple la función de contener al gas.

En la Figura 1.3 se observa un diagrama básico de este tipo de detectores.



**Figura 1.3:** Esquema básico de un detector gaseoso. Puede observarse la disposición de los electrodos y un circuito tipo de alimentación.

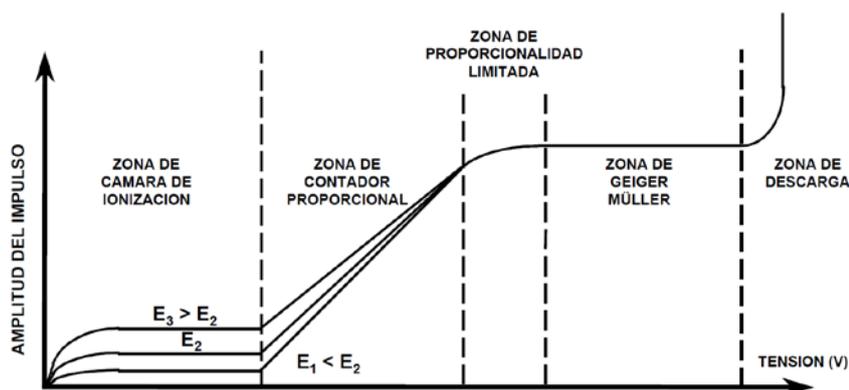
El proceso de conversión de la energía de la radiación incidente en una señal eléctrica se produce mediante la *Ionización*. Cuando el dispositivo se expone a un campo de radiación, la interacción entre las partículas ionizantes y el gas que llena el recinto o con el material de sus paredes, genera pares de iones (uno con carga eléctrica positiva y el otro, negativa). En presencia del campo eléctrico, los iones se aceleran hacia los electrodos polarizados eléctricamente con signo contrario. Después de haber recorrido la distancia que los separa de los respectivos electrodos, las cargas eléctricas circulan por el circuito exterior, configurando la señal eléctrica. Una característica fundamental del detector gaseoso es que suministra instantáneamente la información producida en el proceso de ionización.

Dentro del tubo que contiene al gas pueden ocurrir dos tipos de ionización:

*Ionización primaria:* producida directamente por la partícula,

*Ionización secundaria:* los electrones de la ionización primaria adquieren energía suficiente para producir pares electrón-ion.

Cuando la polarización en el detector gaseoso es tal que todos los iones primarios generados en su interior (excepto los recombinados) son recolectados por los electrodos, se dice que opera en la zona de cámara de ionización. Esta condición de operación del detector gaseoso se extiende dentro del rango de valores de tensión de polarización como se muestra en la Figura 1.4.



**Figura 1.4:** Gráfica de la amplitud del pulso en función de la tensión aplicada. Se observan también las diferentes zonas de trabajo.

Las corrientes generadas en las cámaras de ionización suelen ser de muy bajo valor,  $\sim 10^{-12}$  amperes, lo que impone precauciones especiales para su medición tal como la amplificación de la señal. En esta zona de trabajo la amplitud de la señal es proporcional a la energía depositada por la partícula en el proceso de ionización.

En la zona de cámara de ionización, la amplitud del pulso producido se mantiene constante aunque varíe la tensión.

Si a partir de un cierto valor la tensión aplicada aumenta lo suficiente, también aumenta la amplitud del pulso aun cuando el número de iones primarios no haya variado. Ello se debe a que, en su camino hacia los correspondientes electrodos, los iones primarios adquieren energía cinética suficiente como para ionizar por colisión a otros átomos neutros, liberando cargas que pasan a engrosar la corriente inicial. Los nuevos electrones libres son, a su vez, capaces de producir otros iones, formándose así proceso de *avalancha* de cargas que aumenta la amplitud del pulso en el circuito. A los detectores gaseosos polarizados en esa zona de funcionamiento se los denomina *contadores proporcionales*. En estas condiciones la amplitud de los pulsos obtenidos guarda proporcionalidad, tanto con la energía transferida por la partícula ionizante incidente que interactúa con el detector, como con la tensión de polarización de los electrodos. En estos detectores, para igualdad de energía de la partícula ionizante, la amplitud del pulso obtenido es mayor que el obtenido en las cámaras de ionización.

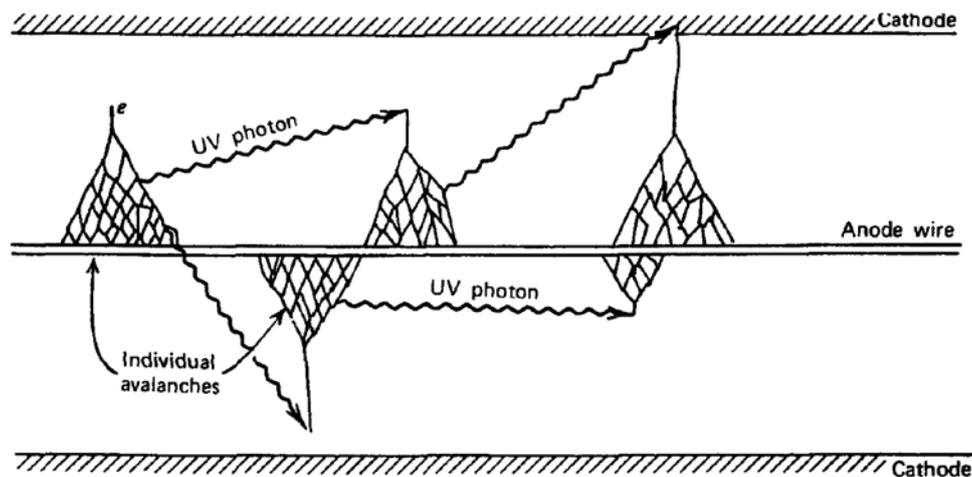
Si se continúa aumentando la diferencia de potencial más allá de los valores que corresponden al rango de funcionamiento como contador proporcional, el factor de multiplicación de iones deja de ser lineal con la tensión aplicada. Ello se debe a que al ser la masa de los iones positivos mucho mayor que la de los electrones, estos se desplazan a menor velocidad que aquellos, llegando a constituir una carga espacial que altera la forma del campo eléctrico dentro del detector y, por ende, la linealidad.

Si se aumenta aún más la diferencia de potencial, el efecto de la carga espacial resulta dominante frente a la diferencia de potencial exterior. Cuando se llega a esta situación, deja de aumentar

la multiplicación y la amplitud del pulso resulta máxima. Esta región de operación del detector gaseoso recibe el nombre de Geiger – Müller (GM).

En este tipo de detectores se produce una reacción en cadena con multitud de avalanchas de electrones en el gas que se dirige hacia el ánodo. Además, la desexcitación de moléculas da lugar a fotones UV capaces de generar electrones que, a su vez, generan nuevas avalanchas. La descarga finaliza cuando la concentración de cargas positivas alrededor del ánodo anula el campo eléctrico. Luego, la nube de cargas positivas deriva hacia el cátodo induciendo una variación del voltaje, lo que da lugar a la señal.

En la figura 1.5 se muestra, en forma esquemática, el interior del tubo GM y la producción de las avalanchas.



**Figura 1.5:** Esquema interno de un tubo Geiger. Se observan las avalanchas producidas por los electrones mientras que las flechas simbolizan los fotones UV producidos en la descarga.

La principal característica de un contador Geiger-Müller es que la amplitud de la señal eléctrica es independiente de la energía y naturaleza de la partícula, ya que la amplitud de los pulsos (para cualquier valor de la energía de la partícula incidente) alcanzarán el máximo valor con esa configuración del detector.

Al llegar al cátodo, las cargas positivas son neutralizadas, pero existe la probabilidad de que se emitan electrones en el proceso. Esos electrones, al llegar al ánodo, pueden originar de nuevo una avalancha y comenzar el proceso de reacción en cadena. Esto ocasiona que uno o más pulsos espurios acompañen al pulso producido originalmente, lo cual no es conveniente por que el contador electrónico no puede distinguir este efecto.

Para evitar este fenómeno se hace uso del mecanismo de *Quenching* (“extinción” en inglés) que se explica a continuación:

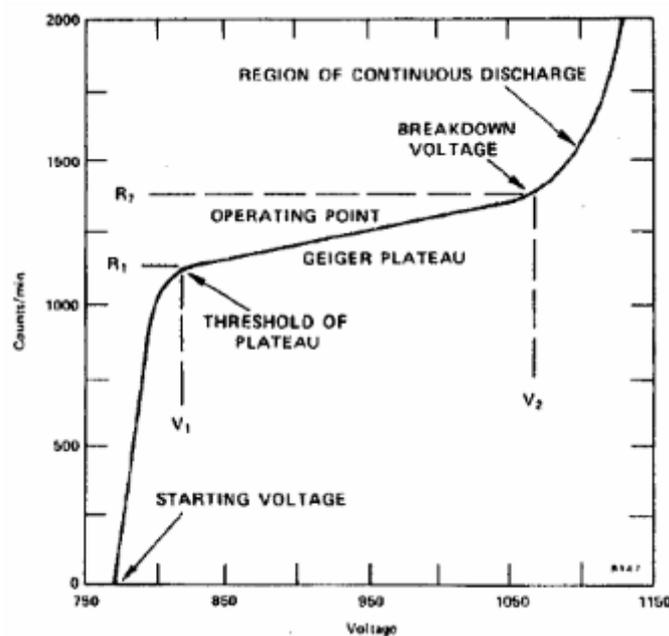
*Quenching* Externo - Consiste en reducir el voltaje aplicado después de cada pulso, durante cierto tiempo, para evitar nuevas multiplicaciones.

*Quenching* Interno - Se añade un segundo componente con menor potencial de ionización y estructura molecular más compleja. En su deriva, los iones positivos transfieren la carga a las moléculas del gas de *quenching*. Si la concentración es suficientemente alta (5-10 %), los iones que llegan al cátodo son todos del gas de *quenching*. Así, la energía en exceso se invierte en disociar las moléculas del gas en vez de emitir electrones libres. Los gases de *quenching* usados consisten moléculas orgánicas y gases halógenos.

Más allá de esta región de trabajo, si se continúa aumentando la diferencia de potencial entre electrodos, se produce una descarga en el gas por efecto de la alta intensidad del campo eléctrico. Esta zona no es de interés desde el punto de vista de la detección de la radiación; además, en general, provoca la destrucción del detector.

Los detectores Geiger-Müller se caracterizan por poseer una región denominada “Plateau” en la cual el valor de la tasa de cuentas para una excitación fija es aproximadamente constante cuando se hace variar la tensión. Este fenómeno se debe a que cualquier partícula que llega al tubo ioniza por completo el gas en su interior. Los límites entre los cuales se produce este fenómeno dependen de cada detector en particular.

En el caso de un tubo marca PHILIPS y modelo 18504 el rango de tensión para el estudio del Plateau es de 400 a 600V (Ver Apéndice 1: Ficha fabricante Tubo Philips 18504). En la Figura 1.6 se observa un ejemplo típico de esta situación.



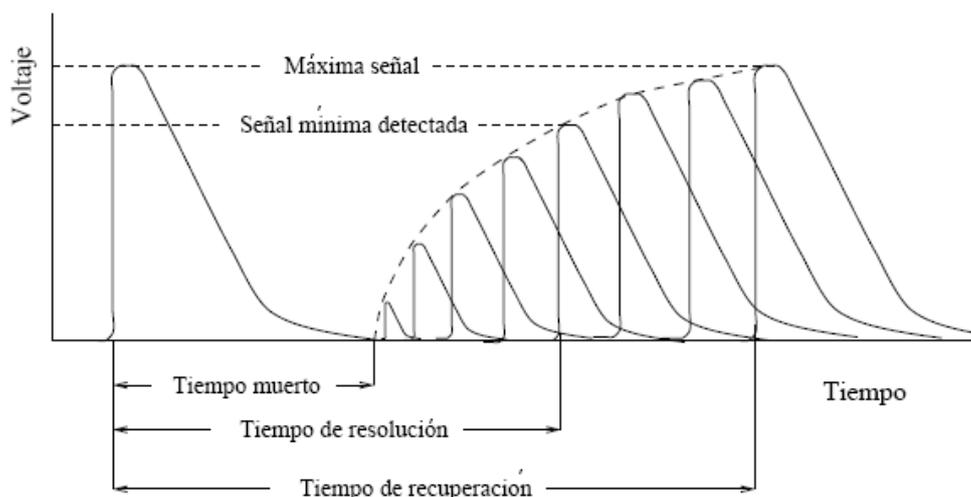
**Figura 1.6:** Curva de Plateau típica de un detector Geiger Müller.  $V_1$  y  $V_2$  son las tensiones límites de la zona de Plateau. Se indica también la zona óptima de trabajo para un contador de estas características.

A medida que se aumenta la tensión, crece la amplitud de los pulsos por que las avalanchas se hacen más intensas, aumentando por consiguiente la probabilidad de que el gas de *quenching* no llegue a neutralizar todos los iones positivos formados. En estas condiciones, alguno de ellos

puede alcanzar el cátodo y arrancar un nuevo electrón, lo que puede generar una nueva avalancha y producir un nuevo pulso eléctrico. Esto hace que la gráfica deje de ser horizontal y se eleve apreciablemente su pendiente.

La evaluación de la pendiente de la curva de Plateau permite conocer su funcionamiento y su potencial óptimo de trabajo. Si el contador se halla en buen estado, ésta pendiente ha de ser ligeramente inferior al 10%. La utilización prolongada del detector acorta la anchura del Plateau y hace crecer su pendiente, fundamentalmente debido a fallos en el proceso de extinción.

Debido a la alta concentración de iones positivos en las proximidades del ánodo, la carga espacial generada distorsiona el campo eléctrico interior del detector e impide la aparición de nuevas avalanchas por interacciones posteriores. Esta situación se prolonga hasta tanto se hayan recolectado los iones positivos y fija el tiempo durante el cual, después de una primera interacción, el detector queda inhabilitado para responder a posteriores interacciones. No obstante, antes de que todos los iones positivos hayan alcanzado el cátodo, puede detectarse una segunda partícula, aunque dando lugar a un pulso más pequeño por no haberse restablecido todavía en su totalidad la magnitud del campo eléctrico en las proximidades del ánodo. El tiempo necesario después de un pulso de máxima amplitud hasta otro de amplitud detectable se denomina *tiempo muerto*, y el requerido para que el contador pueda entregar otro pulso de amplitud máxima se denomina *tiempo de recuperación*.

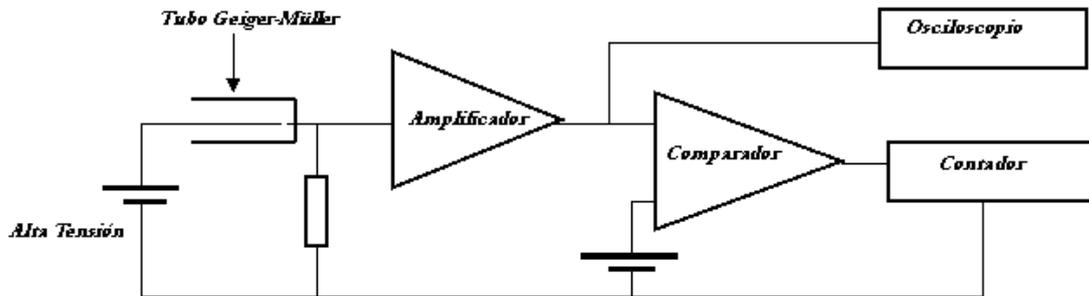


**Figura 1.7:** Tiempo Muerto, de Resolución y de Recuperación en una señal de un detector Geiger-Müller.

El *tiempo muerto* de los contadores Geiger oscila entre los 100 y 200  $\mu\text{s}$ . El *tiempo de resolución* es el tiempo transcurrido entre un pulso inicial y el momento en que un segundo pulso alcanza el umbral mínimo de detección.

## Sistema de Detección Geiger Müller

Un Sistema de detección Geiger Müller típico consta de una Fuente de alta tensión, un contador electrónico, el Tubo Geiger y su electrónica asociada, la cual convierte las cuentas en señales legibles para el contador electrónico. Se presenta aquí la configuración experimental en la que se aprecian el tubo GM y la electrónica asociada como se puede ver en la fig. 1.8. Un estudio exhaustivo de la fuente de Alta Tensión, Tubo Geiger y Contador se realiza en el capítulo 3.



**Figura 1.8:** Diagrama en Bloque que representa al sistema de medición Geiger-Müller.

## 2 – Interacción de la Radiación Gamma con la materia

### 2.1 Radiación Gamma

La radiación gamma (rayos gamma) es radiación electromagnética constituida por fotones  $\gamma$  de alta energía de entre 1 MeV y 1 GeV y de  $10^{-12}$  y  $10^{-15}$  m de longitud de onda.

La radiación gamma es la radiación electromagnética que acompaña a las transiciones nucleares y como tal tiene su origen en la desintegración de elementos radiactivos, así como en la aniquilación de un par positrón-electrón.

Por ser radiación electromagnética, los rayos gamma no son desviados por campos eléctricos ni magnéticos. Son muy penetrantes y su poder ionizante es bajo. Por ejemplo, los rayos gamma del  $^{226}\text{Ra}$  (Radio, 186 keV) atraviesan hasta 15 cm de acero.

Esta radiación tiene múltiples aplicaciones. Por ser radiación ionizante, tienen la capacidad de provocar cambios moleculares, pudiendo tener efectos cancerígenos si se afecta el ADN. A pesar de las propiedades cancerígenas, los rayos gamma también se utilizan en medicina en el tratamiento de ciertos tipos de cáncer y para el diagnóstico.

También, se suelen utilizar en el procesamiento de productos alimentarios (carne, setas, huevos y vegetales) con el fin de mantener su frescura. También se utilizan en ambientes industriales para la detección de fundiciones de metales y puntos débiles de las estructuras soldadas.

Por su capacidad de penetrar en los tejidos, los rayos gamma y los rayos X tienen un amplio espectro de usos médicos, como tomografías y radioterapias. Se utiliza en medicina nuclear para diagnósticos, y en gammagrafías.

### 2.2 Desintegración Gamma

En la desintegración de núcleos pesados por emisión de partículas  $\alpha$  o  $\beta$ , el núcleo hijo puede continuar en un estado excitado. Si el núcleo hijo excitado no decae emitiendo una partícula, este puede desexcitarse al estado fundamental mediante la emisión de un fotón de alta energía:



Donde  $(X_Z^A)^*$  es un núcleo en estado excitado y  $\gamma$  es un fotón gamma. La vida media, representativa de un estado nuclear excitado, es  $\sim 10^{-10}$  s.

Es sabido de la física atómica que la energía de un fotón emitido o absorbido por un átomo es igual a la diferencia de energía entre los dos estados electrónicos involucrados en la transición. Por lo tanto, la energía  $h\nu$  de ese fotón  $\gamma$  será:

$$h\nu = \Delta E = E_f - E_i \quad 2.2$$

Es sabido que un núcleo puede alcanzar un estado excitado como resultado de una colisión violenta con otra partícula. Sin embargo, es más común que el núcleo alcance ese estado excitado después de haber sufrido un decaimiento alfa o beta.

En la fig. 2.1 se muestra una secuencia de eventos que representan una situación típica en la que se produce decaimiento gamma:

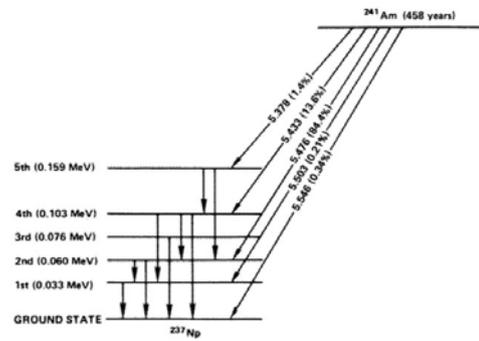
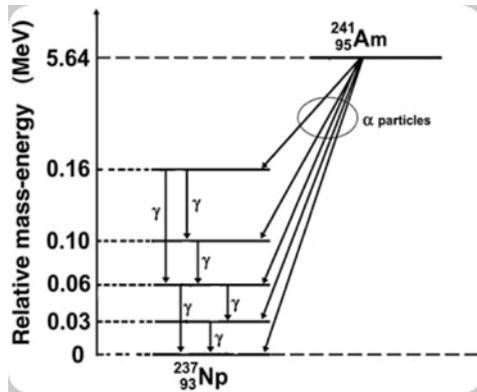
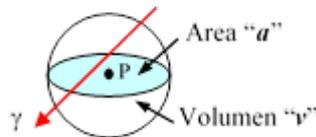


Fig. 4.8. Decay of  $^{241}\text{Am}$ .

**Figura 2.1.** Secuencia de eventos en un decaimiento gamma, para el caso del  $^{241}\text{Am}_{95}$ . (a) Se observa el tipo de radiación involucrada. (b) Se observan los niveles de energía así como la probabilidad de transición  
 Ref.: (a) <https://physics.stackexchange.com/questions/318397/why-speed-of-alpha-particle-is-a-characteristic-property>.  
 (b) <https://steemit.com/steemstem/@proteus-h/photo-disintegration-splitting-atomic-nuclei-with-light-kind-of>.

### 2.3 Flujo de fotones - Definiciones

Se considera un punto  $P$  del espacio, al que se le asocia un área máxima  $a$  (o  $da$ ) y un volumen máximo  $v$  (o  $dv$ ), tal como muestra la figura 2.2.



**Figura 2.2:** Un punto  $P$  del espacio, y su área y volumen asociados.

Se define *Fluence* ( $\Phi$ ) [ $\text{m}^{-2}$ ] al número de fotones gamma que inciden en la esfera y atraviesan cualquier área máxima " $da$ ". Si  $N$  es el valor de expectación de los fotones que llegan a la esfera, se define:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad 2.3$$

De aquí en más se consideran de interés sólo los fotones gamma, de modo que cuando se mencione fotones, se referirá a los fotones gamma.

*Fluence rate* (o *Flux density*) ( $\varphi$ ) [ $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ] es el número de fotones que inciden en la esfera y atraviesan cualquier área máxima " $da$ " por unidad de tiempo. Esta magnitud también se denomina *Flujo de Fotones*. Así:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} \quad 2.4$$

### 2.3.1 Fuente Radiactiva Puntual

Sea  $P$  un punto del espacio y  $F$  una fuente radiactiva colocada en el origen de coordenadas, tal que su tamaño es despreciable respecto de la distancia  $D$  que la separa del punto  $P$ .

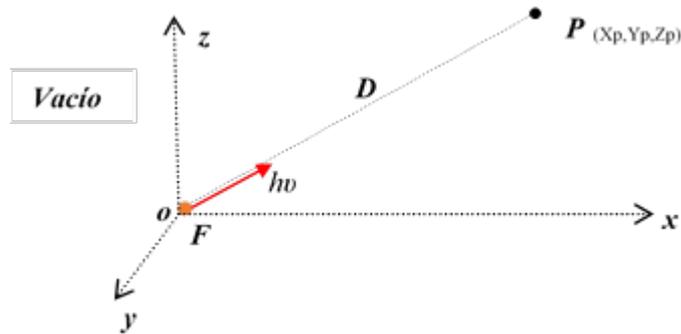


Figura 2.3: Concepto del Flujo de Fotones de una fuente radiactiva puntual

En esta geometría esférica, la distancia  $D$  es el módulo del vector  $r$  que se origina en  $O$  y llega al punto  $P$ .

Se define el Flujo de radiación gamma para una fuente puntual como:

$$\psi_P = \frac{A\epsilon_\gamma}{4\pi D^2} \left[ \frac{\text{desintegraciones}}{\text{s}\cdot\text{m}^2} \right] \quad 2.5$$

Donde  $A$  es la actividad de la fuente en desintegraciones por segundo,  $\epsilon_\gamma$  es la eficiencia gamma del radio nucleído.

La ec. 2.5 es válida cuando la distancia  $D$  entre la fuente radiactiva  $F$  y el punto  $P$  es lo suficientemente grande como para considerar que la fuente  $F$  es puntual.

### 2.3.2 Ángulo Sólido

Se define el ángulo sólido ( $\Omega$ ) bajo el cual se ve una superficie desde el punto  $O$  como el área de la proyección cónica de dicha superficie sobre una esfera de radio unidad centrada en  $O$ . El diferencial de ángulo sólido ( $d\Omega$ ) en coordenadas esféricas es

$$\begin{aligned} da &= 2\pi R^2 \sin\theta d\theta \\ d\Omega &= da/R^2 = 2\pi \sin\theta d\theta \end{aligned} \quad 2.6$$

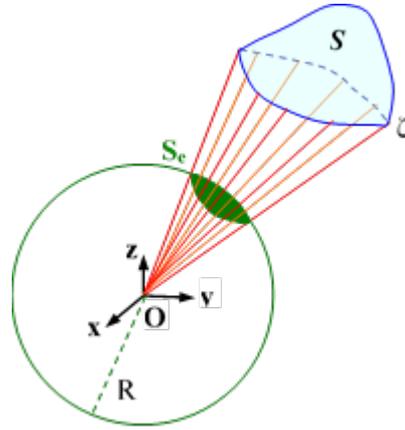
$da$  = diferencial de área sobre la esfera

$R$  = radio de la esfera

Para una esfera de radio  $R$ ,

$$S = \int_0^\pi 2\pi R^2 \sin\theta d\theta = 4\pi R^2 \quad 2.7$$

Sea una superficie  $S$  en el espacio, delimitada por una curva cerrada  $\zeta$ . Se toma un punto  $O$  que no pertenece a  $S$  y se considera la superficie cónica con centro en  $O$  y directriz  $\zeta$ .



**Figura 2.4:** Concepto de *ángulo sólido*.

El conjunto de las semirrectas encerradas dentro de la superficie cónica se llama el ángulo sólido  $\Omega$  bajo el cual se ve a la superficie  $S$  desde el punto  $O$ .

La medida del ángulo sólido es el área ( $S_e$ ) que recorta el ángulo sólido en la esfera de radio uno ( $R$ ) con centro en el vértice:

$$\Omega = S_e/R^2 \quad 2.8$$

Y en forma diferencial:

$$d\Omega = dS_e/R^2 \quad 2.9$$

Donde  $dS_e$  es el diferencial de superficie en la esfera.

### 2.3.3 Sección Eficaz

El estudio de las colisiones entre partículas atómicas o nucleares (Trincavelli, 1995) es una parte esencial de la física experimental. No es posible, por su naturaleza cuántica, apuntar un átomo o partícula subatómica contra otra partícula objetivo; en lugar de esto se debe pensar en colisiones aleatorias que ocurren cuando un “rayo” incidente o partículas proyectiles cruzan el espacio de partículas objetivo. Se denomina sección eficaz a la probabilidad de que ocurra una colisión entre dos partículas. Este parámetro está relacionado con la naturaleza de las partículas que colisionan y las fuerzas de interacción entre ellas.

Desde el punto de vista corpuscular, la sección eficaz es una magnitud relacionada con la probabilidad de que ocurra una interacción, es decir, con la razón entre el número  $n$  de fotones que interactuaron y el número  $n_o$  de fotones que incidieron. Resulta de interés contar con una magnitud que refleje exclusivamente la probabilidad de un dado proceso y sea independiente

de la cantidad de centros dispersores presentes en el medio material donde éste tiene lugar, por este motivo se define la sección eficaz  $\sigma$  de un proceso determinado como:

$$= \frac{n}{n_o} \frac{1}{n_c/A} \quad 2.10$$

donde  $n_c/A$  es el número de centros dispersores del blanco por unidad de área. Vemos que con esta definición se cumple que  $[\sigma]=\text{cm}^2/n_c$  de centros dispersores. Es útil introducir una unidad, el barn, acorde con la escala de los procesos de interacción atómicos:

$$1\text{barn}=10^{-24} \text{ cm}^2$$

Una forma de visualizar la sección eficaz es asociar un área  $\sigma$  a cada partícula dispersora del blanco; cuanto más grande sea el área, mayor será la probabilidad de que un fotón incidente interactúe contra ella.

Si son varios los tipos de interacciones posibles y  $n$  es el número de fotones que interactuaron,  $\sigma$  constará de otros sumandos:

$$\sigma = \frac{1}{n_o} \sum_i \frac{n_i}{n_{ci}/A} \quad 2.11$$

donde  $n_i$  es el número de fotones que sufrieron una interacción del tipo  $i$ , por ejemplo, Compton y  $n_{ci}$  es el número de centros dispersores relevantes para el proceso  $i$ , por ejemplo electrones.

La probabilidad por centro dispersor por unidad de área de que ocurra una determinada dispersión hacia cierto ángulo particular  $\theta$ , por unidad de ángulo sólido  $\Omega$  alrededor del ángulo  $\theta$ , se denomina sección eficaz diferencial por unidad de ángulo sólido:

$$\frac{d\sigma_\theta}{d\Omega} \quad 2.12$$

La sección eficaz total del efecto considerado es:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad 2.13$$

## 2.4 Interacción Gamma con la materia

Existen numerosos procesos que producen absorción y dispersión de rayos  $\gamma$  (Evans, 1955). Las posibles interacciones entre el campo electromagnético de los rayos  $\gamma$  y la materia, pueden sintetizarse en la siguiente tabla.

**Tabla 2.2.** Interacción de la radiación gamma con la materia.

Clases de interacción	Efectos de la Interacción
(1) Interacción con electrones atómicos	(a) Absorción completa
(2) Interacción con nucleones	(b) Dispersión elástica (coherente)
(3) Interacción con un campo eléctrico	(c) Dispersión Inelástica alrededor de núcleos o electrones (incoherente)
(4) Interacción con campo de mesones alrededor de núcleos	

En la Tabla 2.2 se muestran las diferentes interacciones de la radiación gamma con la materia y el tipo de dispersión implicada. En teoría existen 12 procesos, combinaciones de ambas columnas, en los cuales los rayos  $\gamma$  pueden ser absorbidos o dispersados.

Algunos de estos procesos son infrecuentes y otros no se pueden observar. Los efectos que sí son de interés en casos especiales son:

**Efecto Fotoeléctrico (1a):** Un fotón con energía  $h\nu > E_c$  puede extraer un electrón ligado a un átomo cuya energía de ligadura es  $E_c$ . La subsiguiente desexcitación puede dar lugar a rayos X característicos. El proceso puede esquematizarse como:



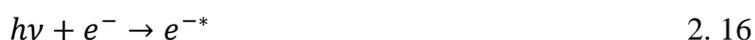
con  $A$  se denota el átomo.

**Fotoexcitación (1a):** Un fotón puede ser absorbido por un electrón atómico si aquél tiene la energía exacta para elevar éste a un nivel energético superior. El proceso puede esquematizarse como:



donde  $A^*$  indica un estado excitado del átomo  $A$ .

**Bremsstrahlung inverso (1a):** Un electrón libre puede absorber un fotón aumentando su energía:



donde  $e^{-*}$  indica que ha aumentado la energía del electrón.

**Dispersión de Rayleigh (1b):** Es la dispersión coherente de luz visible o cualquier otra radiación electromagnética por partículas cuyo tamaño es mucho menor que la longitud de onda de los fotones incidentes.

**Dispersión Thomson (1b):** Es la dispersión elástica de un fotón por un electrón libre. Constituye el límite clásico y no relativista del efecto Compton; sólo se produce cuando  $E_c \ll h\nu \ll m_0c^2$ , donde  $m_0$  es la masa en reposo del electrón. El límite inferior debe cumplirse para que el electrón atómico pueda considerarse como libre, mientras que el superior se debe a

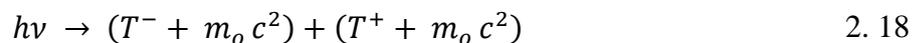
que este es un efecto no relativista. En este proceso no hay cambio de frecuencia en los fotones pero sí hay cambio de dirección.

**Efecto Compton (1c):** Como en el caso anterior, se asume que el electrón atómico es libre, es decir, su energía de ligadura  $E_c$  debe cumplir la condición  $E_c \ll h\nu$ . El proceso puede esquematizarse como:



donde  $h\nu'$  es la energía del fotón dispersado.

**Creación de pares (2a):** El fotón es absorbido en el campo eléctrico del núcleo y se produce un par electrón-positrón, con energías cinéticas  $T^-$  y  $T^+$ , respectivamente. Sólo puede producirse si  $h\nu > 1,012 \text{ MeV} = 2m_0c^2$ . El proceso puede esquematizarse como:



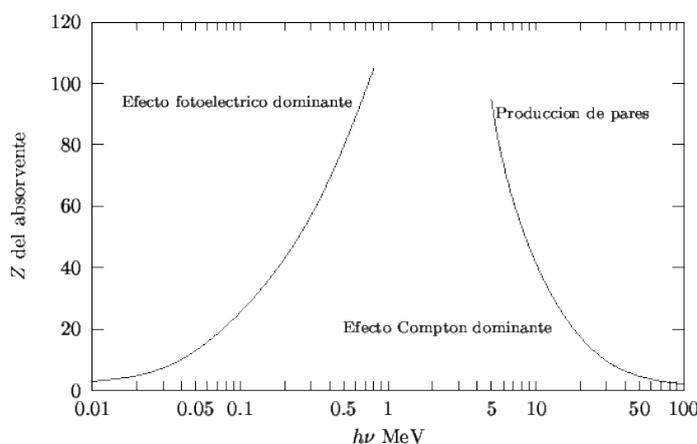
**Foto-desintegración de núcleos (2a).** Es energéticamente posible siempre que la energía del fotón exceda a la energía de separación de un neutrón o un protón. Excepto para  $\text{Be}^9(\gamma, n)$  y  $\text{H}^2(\gamma, n)$ , estos efectos están confinados a las regiones de alta energía cerca de 8 MeV.

**Dispersión de Delbruck (3b):** es la formación virtual de pares en el campo del núcleo. Es muy difícil de observar y se da entre 1,3 y 2,7 MeV donde rayos  $\gamma$  son dispersados por átomos de Plomo.

**Dispersión por resonancia nuclear (2c):** este tipo de dispersión involucra a la excitación de un nivel nuclear por un fotón incidente con subsiguiente reemisión de la energía de excitación.

**Producción de mesones (4a):** la producción de mesones requiere que la energía de los fotones incidentes posean una energía cercana a 150 MeV.

El rango de energía para transiciones nucleares está entre 0.01 a 10 MeV y sólo tres de los doce procesos se producen en este rango. Estos procesos son el Efecto Compton (1c), el efecto Fotoeléctrico (1a) y la Producción de pares (3a).



Fuente: (Evans 1958.712)

**Figura 2.5:** Efectos dominantes en función de la energía de los fotones y del número atómico del absorbente.

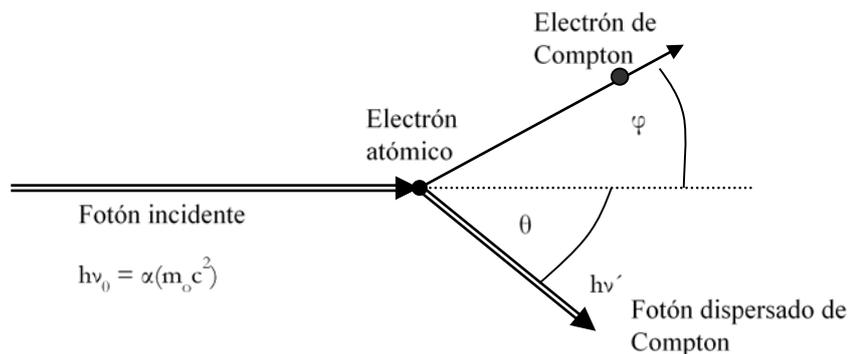
## 2.5 Efecto Compton

### 2.5.1 Colisión de Compton y Leyes de Conservación

La dispersión de fotones de muy baja energía ( $h\nu \ll m_0c^2$ ) por electrones libres es descrita adecuadamente por la teoría clásica no relativista de J.J. Thomson (Coherente). Esta teoría tiene una validez para energías menores a 0.51 MeV. Entonces es necesario desarrollar una teoría relativista de dispersión.

Cuando los fotones incidentes poseen una energía  $h\nu_0$  comparable con  $m_0c^2$  aparecen un conjunto de nuevas complicaciones. El momento lineal del fotón no sólo no puede despreciarse sino debe conservarse entre el fotón dispersado y el electrón colisionado. El fotón dispersado debe tener un momento menor, y por lo tanto una energía menor, que el fotón incidente. El resto de energía y momento son impartidos al electrón.

Vamos a considerar el caso especial de un electrón libre y en reposo. El caso general puede obtenerse de aquí usando las transformadas de Lorentz. En la práctica, estas simplificaciones limitan la teoría a aquellos casos en que la energía de ionización atómica es despreciable comparada con  $h\nu_0$ . Casi todos los casos prácticos caen en esta región. En aquellos casos en que la energía de ionización es comparable con la energía del fotón, la sección eficaz del efecto fotoeléctrico excede en gran medida a la sección eficaz de Efecto Compton por lo que este último carece de importancia.



**Figura 2.6:** Representación esquemática del Efecto Compton.

En la fig. 2.6 y en lo que sigue, se va a representar la energía  $h\nu_0$  del fotón incidente en términos del parámetro adimensional  $\alpha \equiv h\nu_0/m_0c^2$ . El fotón dispersado es emitido con un ángulo  $\theta$  y con energía  $h\nu'$ , y el electrón colisionado a un ángulo  $\phi$ , momento  $p$  y energía cinética  $T$ .

Las trayectorias de los fotones incidente y dispersado definen el *plano de dispersión*. El momento lineal normal a este plano es nulo; entonces la trayectoria del electrón también estará sobre el mismo plano. En este caso, la polarización de los fotones no tiene influencia.

Las ecuaciones de conservación de momento para esta colisión son:

La conservación de momento en la dirección de  $h\nu_0$  es:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \phi \quad 2.19$$

Mientras que la conservación de momento en la dirección normal es

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \text{sen } \theta - p \text{sen } \phi \quad 2.20$$

Una tercera relación entre las variables se obtiene de la conservación de la energía.

$$h\nu_0 = h\nu' + T \quad 2.21$$

Además, usamos la relación relativista

$$pc = \sqrt{T(T + 2m_0c^2)} \quad 2.22$$

Se pueden eliminar dos parámetros de estas tres relaciones. Debe notarse que estas ecuaciones representan sólo las leyes de conservación fundamentales aplicables al sistema de dos cuerpos.

En base a las ecuaciones anteriores obtenemos las siguientes relaciones

Corrimiento Compton

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu_0} = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta) \quad 2.23$$

con  $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$

Energía del cuanto dispersado

$$h\nu' = \frac{m_0c^2}{1 - \cos \theta + (1/\alpha)} \quad 2.24$$

$$\frac{\nu'}{\nu_0} = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad 2.25$$

Para fotones incidentes de alta energía,  $\alpha \gg 1$ , la energía de back-scattering es  $m_0c^2/2 = 0.25$  MeV a  $\theta = 180^\circ$ , mientras que la energía de los fotones dispersados a  $90^\circ$  es 0.51 MeV.

Energía del electrón colisionado

$$T = h\nu_0 - h\nu' \quad 2.26$$

$$T = h\nu_0 \frac{2\alpha \cos^2 \phi}{(1 + \alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2 \phi} \quad 2.27$$

$$T = h\nu_o \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad 2.28$$

Máxima energía de transferencia

$$T_{máx} = \frac{h\nu_o}{1 + (1/2\alpha)} \quad 2.29$$

o bien

$$h\nu_o = \frac{1}{2} T_{máx} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2m_o c^2}{T_{máx}}} \right) \quad 2.30$$

Relación entre los ángulos  $\theta$  y  $\phi$

$$\cot \phi = (1 + \alpha) \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} = (1 + \alpha) \tan \frac{\theta}{2} \quad 2.31$$

La cantidad  $h/m_o c^2 = 2.426 \times 10^{-10}$  cm es la llamada “longitud de onda de Compton”  $\lambda_C$ . La ecuación (1.25) puede reescribirse como:

$$\frac{1}{h\nu'} - \frac{1}{h\nu_o} = \frac{1}{m_o c^2} (1 - \cos \theta) \quad 2.32$$

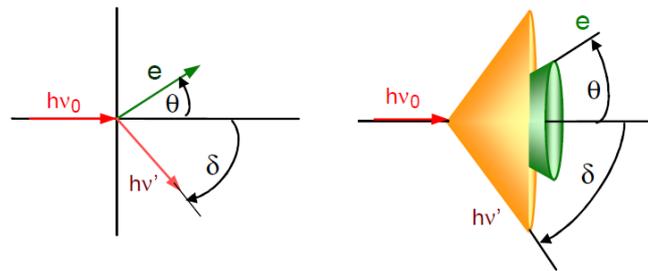
Es de gran importancia notar que el cambio de la longitud de onda ( $\Delta\lambda$ ) en el Efecto Compton, en una dirección en particular, es independiente de la energía del fotón incidente. En cambio, la variación de energía (T) sí depende  $h\nu_o$ . Fotones de baja energía son dispersados sólo con un pequeño cambio en la energía, pero los fotones de alta energía sufren un cambio muy grande. Por ejemplo, a  $\theta = 90^\circ$  si  $h\nu_o = 10$  keV, entonces  $h\nu' = 9,8$  keV (~2% cambio), pero si  $h\nu_o = 10$  MeV entonces  $h\nu' = 0,49$  MeV.

Numerosos casos experimentales muestran la validez de las leyes de conservación de energía y momento.

En resumen, la dispersión Compton ocurre cuando un fotón con energía  $h\nu_o$  interacciona con un electrón cuya energía es mucho menor que la energía del fotón. El fotón inicial  $h\nu_o$  desaparece y se crea un nuevo fotón con energía  $h\nu' < h\nu_o$ . La energía remanente ( $h\nu_o - h\nu'$ ) es transferida al electrón como energía cinética y el electrón se mueve por el medio alejándose de su posición anterior a la interacción.

La dirección del fotón  $h\nu'$  forma un ángulo  $\delta$  con la dirección del fotón incidente  $h\nu_o$  (fig 2.7) mientras que la dirección inicial del electrón forma un ángulo  $\theta$  con la dirección del fotón incidente. En el espacio, las direcciones tienen simetría de revolución y las trayectorias tanto

del fotón  $h\nu'$  como la del electrón “e” comienzan en una dirección paralela a una generatriz de los conos rectos. La geometría de la dispersión Compton se muestra en la figura 2.7.



**Figura 2.7.** Dispersión Compton. Fotón original  $h\nu_0$ , fotón secundario  $h\nu'$  y el electrón acelerado “e”.

### 2.5.2 Sección Eficaz de Klein-Nishina para radiaciones polarizadas y no polarizadas

El scattering de *Compton* tuvo una interpretación clásica simple en términos de osciladores inducidos de los electrones dispersados por el vector campo eléctrico incidente. La colisión involucra a fotones de alta energía con una descripción en términos de los mecanismos clásicos conocidos. Luego se pensó que el campo magnético podía jugar algún rol sumado al de campo eléctrico.

El momento magnético finito de los electrones puede tener alguna interacción con el campo magnético de las ondas incidentes o dispersadas. Las oscilaciones del electrón producen una corriente elemental que, de acuerdo a la experiencia de *Lorentz*, es afectada por una fuerza normal al vector campo magnético de la radiación electromagnética incidente.

Para fotones de energías moderadas, algunas correcciones al modelo de *Thomson* son desarrolladas por *Compton*, *Bret* u otros pero el método clásico es incapaz de explicar la colisión que involucra a fotones de alta energía.

En 1928 Klein y Nishina (Klein, 1929) aplicaron la entonces nueva teoría relativista del electrón al problema y sus resultados fueron comprobados satisfactoriamente en los experimentos. La llamada “fórmula de Klein-Nishina” funcionó como una confirmación de la teoría de Dirac del electrón. En esta teoría Dirac utilizó el concepto de energía negativa para el electrón. En esta teoría el momento  $p$  de un electrón libre no tiene su estado determinado completamente. Para cada valor del momento  $p$  corresponden dos estados de energía total, uno positivo y otro negativo. De acuerdo a la ecuación (2.24) estos valores son

$$T + m_0c^2 = \pm\sqrt{(pc)^2 + (m_0c^2)^2} \quad 2.33$$

El valor positivo de la energía es el de la experiencia cotidiana. Todos los estados de energía negativa son denominados normalmente como el “mar universal de electrones”, y estos estados son observados experimentalmente sólo cuando una vacancia ocurre en uno de ellos; entonces este “hueco” es visto como un *positrón* en el laboratorio. Los valores de energía negativa que normalmente no se observan son los capaces de jugar un rol en la interacción entre un campo

electromagnético cuantizado y un electrón libre. En la electrodinámica cuántica, estas interacciones consisten en un estado inicial, un estado intermedio y un estado final, pero en el estado intermedio la teoría requiere solamente conservación de momento y no de energía. Es en estos casos en los cuales la energía negativa está involucrada en el electrón. Entonces un electrón libre de momento  $p$  puede tener dos valores de energía. Por consiguiente, cada uno de estos estados puede tener otras dos direcciones de spin. Entonces para cada estado de momento intermedio, cuatro estados existen alternadamente.

Se puede notar que en la electrodinámica cuántica, la clásica distinción entre los mecanismos de interacción entre un campo electromagnético y un electrón desaparece. El proceso matemático de cuantización de un campo electromagnético es equivalente a separar el mismo en partículas, los fotones. Durante un estado intermedio, electrones pueden absorber fotones y también emitir fotones. Un electrón en reposo puede, durante un estado intermedio, emitir un fotón virtual, en violación de la ley de conservación de energía ordinaria, y puede subsecuentemente absorber energía en la forma de otro cuanto de una radiación de campo incidente, para restaurar la conservación de la energía y tomar una posible transición hacia el estado final.

Todos los procesos de scattering de radiación electromagnética por electrones se convierten en la suma de los dos tipos de procesos, cada uno involucrando diferentes estados intermedios.

1. El fotón incidente  $h\nu_o$  es absorbido por el electrón. En el estado intermedio el electrón tiene un momento  $h\nu_o/c$ , y no hay fotones presentes. En la transición al estado final, el fotón  $h\nu'$  es emitido por el electrón.

2. El electrón emite primero un fotón  $h\nu'$ . En el estado intermedio el electrón tiene un momento  $-h\nu'/c$ , y dos fotones  $h\nu'$  y  $h\nu_o$  están presentes. En la transición al estado final, el fotón  $h\nu_o$  es absorbido por el electrón.

### 2.5.3 Sección Diferencial de Colisión para Radiaciones Polarizadas

Se puede demostrar que en este caso la sección diferencial es

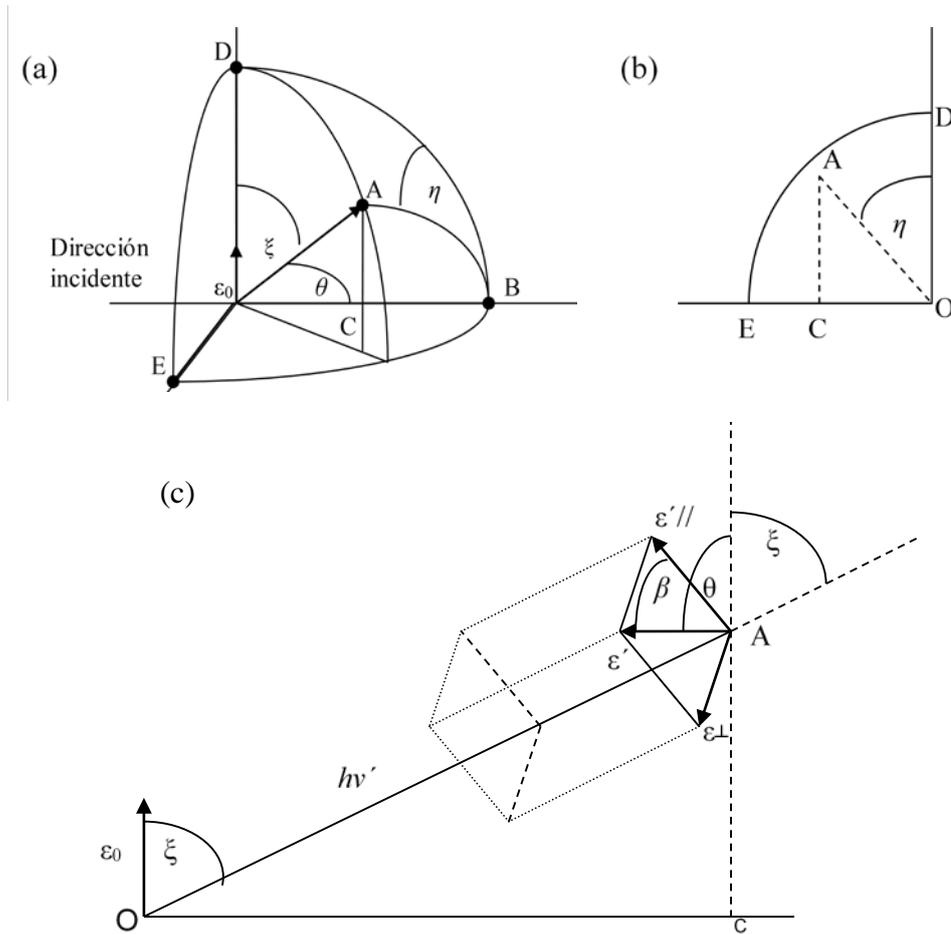
$$d(\epsilon\sigma) = \frac{r_o^2}{4} d\Omega \left( \frac{h\nu'}{h\nu_o} \right)^2 \left( \frac{h\nu_o}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu_o} - 2 \cos^2 \theta \right) cm^2/e \quad 2.34$$

Donde  $\theta$  es el ángulo entre los vectores de la radiación incidente y dispersada  $\epsilon_o$  y  $\epsilon'$  respectivamente;  $r_o$  es el radio clásico del electrón y  $d\Omega$  es el elemento de ángulo sólido a través del cual el fotón dispersado emerge de la colisión.

Físicamente  $d(\epsilon\sigma)$  es el valor absoluto de la probabilidad de que un fotón de energía  $h\nu_o$ , mientras pasa a través de un absorbente cuyo espesor es tal que contiene un electrón por centímetro cuadrado, sufra una colisión particular en la que emerja un fotón dispersado con energía  $h\nu'$  en un ángulo sólido  $d\Omega$ , y su vector eléctrico de polarización forme un ángulo  $\Theta$  con el vector eléctrico  $\epsilon_o$  de la radiación incidente.

En todos los casos prácticos comunes la dirección de polarización del fotón dispersado no tiene importancia experimental.

En las figuras a, b y c se muestra la situación de colisión y las variables en juego.



**Figura 2.8:** (a) Una interacción de Compton en O.  $\epsilon_0$  es el vector eléctrico del fotón incidente, OA es la dirección de los fotones dispersados. (b) La proyección de A y C en el plano ODE donde se observa el ángulo  $\eta$ . (c) La interacción de Compton en el plano ODAC mostrando la polarización de los fotones dispersados. El vector eléctrico de los fotones dispersados  $\epsilon'$  toma un ángulo  $\theta$  con la dirección de  $\epsilon_0$  y un ángulo  $\beta$  con el plano ODAC

Además  $(\epsilon'^{\perp})^2 + (\epsilon'^{\parallel})^2 = (\epsilon')^2$ . La intensidad total de dispersión en la dirección  $\xi$  es proporcional a  $(\epsilon')^2$ .

Para  $\epsilon'^{\perp}$  tenemos  $\cos \beta = 0$  y por lo tanto  $\cos \theta = 0$ . Esto se deduce de la figura 2.8 c en la cual  $\cos \theta = \cos \beta \sin \xi$ . En el caso de  $\epsilon'^{\parallel}$  tenemos  $\cos \beta = 1$  y  $\cos \theta = \sin \xi$ .

Entonces, observando la figura, podemos decir que la componente  $\epsilon'^{\parallel}$  tiende a ser la más intensa de las dos componentes de  $\epsilon'$ . Esto es de esperarse porque en el caso clásico de fotones de bajas energías donde  $v' \approx v_0$ , la componente perpendicular es cero. Sin embargo, en el extremo de altas energías de los fotones, en la dirección de back-scattering ( $\theta \approx 180^\circ$ ,  $v' \ll v_0$ ) las dos componentes son iguales. Por esta razón los fotones devueltos poseen una “no polarización estrecha”, siendo la radiación incidente completamente polarizada. La sección

eficaz diferencial para una colisión en que los fotones dispersados son emitidos a ángulos particulares de  $\theta$  y  $\xi$ , sumando sobre todas las direcciones de polarización de los fotones dispersados, es dada por:

$$\begin{aligned}
 d(e\sigma) &= d(e\sigma)_{//} + d(e\sigma)_{\perp} \\
 &= \frac{r_o^2}{4} d\Omega \left(\frac{v'}{v_o}\right)^2 \left(\frac{v_o}{v'} + \frac{v'}{v_o} - 2 \cos^2 \xi\right) + \frac{r_o^2}{4} d\Omega \left(\frac{v'}{v_o}\right)^2 \left(\frac{v_o}{v'} + \frac{v'}{v_o} - 2\right) \\
 &= \frac{r_o^2}{2} d\Omega \left(\frac{v'}{v_o}\right)^2 \left(\frac{v_o}{v'} + \frac{v'}{v_o} - 2 \cos^2 \xi\right)
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

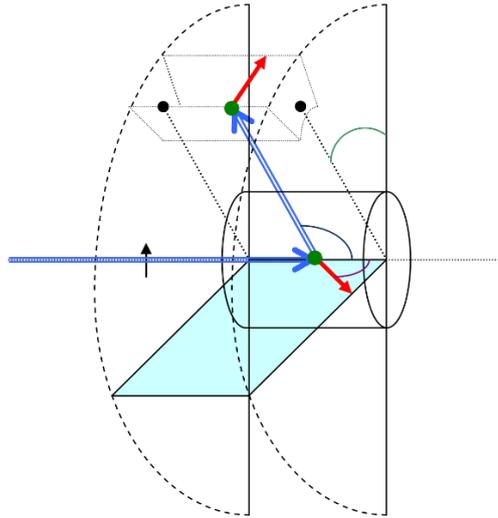
Este resultado general incluye el resultado clásico de Thomson como un caso límite, porque cuando  $\alpha \ll 1$ ,  $v' \approx v_o$ , y  $d(e\sigma) = r_o^2 d\Omega \sin^2 \xi$

Usando la relación angular  $\cos^2 \xi = \sin^2 \theta \cos^2 \eta$  la ecuación (2.35) puede escribirse como

$$d(e\sigma) = \frac{r_o^2}{2} d\Omega \left(\frac{v'}{v_o}\right)^2 \left(\frac{v_o}{v'} + \frac{v'}{v_o} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta\right) \tag{2.36}$$

Para un ángulo de dispersión  $\theta$  vemos que la probabilidad de scattering tiene un valor máximo cuando  $\eta = 90$ . Por lo tanto los fotones dispersados y los electrones dispersados tienden a ser arrojados con una inclinación hacia la derecha del vector eléctrico  $\epsilon_o$  de la radiación incidente.

La ecuación (2.36) constituye la operación básica para distintos tipos de prácticas con polarímetros de rayos  $\gamma$ . Una de éstas se muestra esquemáticamente en la figura 2.9, los fotones dispersados son observados a un valor fijo del ángulo de dispersión  $\theta$  como función de  $\eta$ . Un mínimo para valores locales del ángulo  $\eta = 0$ , en el que  $\epsilon_o$  es paralelo al plano de dispersión, mientras que el valor máximo se observa a  $\eta = 90$ . El radio asimétrico entre el máximo y el mínimo valor de la intensidad de dispersión depende de  $h\nu_o$  y  $\theta$  y decae a la unidad cuando  $\theta = 0$  o  $90^\circ$ . En general, la gran asimetría es encontrada para ángulos de dispersión levemente menores a  $90^\circ$ . Por ejemplo, el ángulo de dispersión óptimo es casi  $82^\circ$  para fotones de 0.51 MeV y de  $78^\circ$  para fotones de 1.0 MeV. El radio asimétrico máximo es 5 para fotones de 0.51 MeV en geometría ideal y decrece cuando la energía del fotón se incrementa.



**Figura 2.9:** Ilustración esquemática de los elementos básicos para de un polarímetro de rayos gama. Dos detectores de centelleo son usados en un circuito de coincidencia. Una coincidencia es registrada cuando el fotón incidente produce un electrón de retroceso de Compton en un contador, mientras el fotón dispersado en  $\theta$ ,  $\eta$  es detectado en un segundo contador, en el cual se produce un electrón de Compton o un fotoelectrón.

### 2.5.4 Sección Diferencial de Dispersión para radiación incidente polarizada

Ahora es el momento de prestar atención al valor de la energía transportada por los fotones dispersados.

Consideramos un haz incidente de área  $S \text{ cm}^2$ , consistente de  $n$  fotones incidentes por segundo, cada fotón con energía  $h\nu_0$ . Entonces la intensidad incidente es

$$I_0 = \frac{n}{S} h\nu_0 \quad \text{erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) \quad 2.37$$

Cuando el rayo pasa sobre un único electrón,  $d(e\sigma)$  es la fracción de los  $n/S$  fotones incidentes por  $\text{cm}^2$  y por segundo que son dispersados en una trayectoria tal que  $h\nu'$  entrará en un ángulo sólido  $d\Omega$  a  $\theta$  y  $\eta$  dados.

Esto es,  $dn = (n/S) d(e\sigma)$  fotones/s.  $d(eQ)$  es la energía total dispersada dentro de este ángulo sólido en un tiempo  $t$ . Entonces tenemos

$$\begin{aligned} \frac{d(eQ)}{t} &= h\nu' dn = h\nu' \frac{n}{S} d(e\sigma) = I_0 \frac{\nu'}{\nu_0} d(e\sigma) \\ &= I_0 \frac{r_0^2}{2} d\Omega \left( \frac{\nu'}{\nu_0} \right)^3 \left( \frac{\nu_0}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu_0} - 2 \cos^2 \xi \right) \end{aligned} \quad 2.38$$

La fracción  $d(eQ)/I_0 t$  tiene las dimensiones de  $\text{cm}^2$  por electrón y es conocida como la sección diferencial de dispersión,  $d(e\sigma_s)$ .

Notemos que

$$d(e\sigma_s) = \frac{v'}{v_o} d(e\sigma) \quad 2.39$$

Esto es porque  $d(e\sigma)$  representa la probabilidad de colisión, resultante de desviar los fotones incidentes  $h\nu_o$  del rayo colimado. No toda la energía  $h\nu_o$  es dispersada, sin embargo, sólo la fracción  $h\nu'/h\nu_o$ .

Por lo tanto, la sección eficaz de dispersión, que es proporcional a la energía dispersada dentro de  $d\Omega$  a  $\theta$  y  $\eta$  es solamente  $v'/v_o$  veces la sección eficaz diferencial de colisión.

La ecuación (2.38) toma la forma más convencional expresada en términos de  $\alpha$ ,  $\theta$  y  $\xi$ . Si sustituimos por  $v'/v_o$  de la ecuación (2.25), podemos escribir

$$d(e\sigma_s) = \frac{d(eQ)}{I_o t} = r_o^2 d\Omega \left[ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^3 \left\{ \text{sen}^2 \xi + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{2[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right\} \text{cm}^2/e \quad 2.40$$

Como demostraron primero Klein y Nishina (Klein, 1929) y después Tamm. Se debe prestar atención al significado físico de cada término:

El término entre corchetes corresponde a la disminución de la dispersión por el movimiento de los electrones durante la colisión. En el término entre llaves  $\text{sen}^2 \xi$  representa la componente clásica polarizada de la energía dispersada. El segundo sumando es la corrección de Klein-Nishina. Esta corrección es independiente de  $\xi$  y representa la radiación dispersada no polarizada con respecto a la primera radiación. La componente no polarizada es cero en la dirección  $\theta = 0$  y máxima en la dirección  $\theta = 180$ . Se observa también una dependencia con  $\alpha^2$  que nos dice que para fotones de alta energía la radiación **backscattering** consiste predominantemente de radiación no polarizada.

### 2.5.5 Sección Diferencial de Dispersión y de Colisión para radiaciones incidentes no polarizadas

Todas las expresiones se derivarán del caso especial de radiación incidente polarizada. En el caso más común de radiación incidente no polarizada, es conveniente descomponer la radiación en dos partes ortogonales, cada una de las cuales tiene una mitad de la radiación incidente. Elegimos estas dos componentes como la línea perpendicular al plano de scattering ( $\eta = 90$ ) y otra paralela a dicho plano ( $\eta = 0$ ). Entonces la Sección Diferencial de Colisión para la radiación incidente no polarizada es la suma de dos componentes obtenidas de la ecuación (2.35) y es

$$d(e\sigma) = \frac{1}{2} [d(e\sigma)_{\eta=90}] + \frac{1}{2} [d(e\sigma)_{\eta=0}]$$

$$d(e\sigma) = \frac{r_o^2}{2} d\Omega \left( \frac{v'}{v_o} \right)^2 \left( \frac{v_o}{v'} + \frac{v}{v_o} - \text{sen}^2 \theta \right) \quad 2.41$$

donde los fotones dispersados entran en un ángulo sólido  $d\Omega = 2\pi \text{sen} \theta d\theta$ .

La figura 2.10 es una gráfica polar de la ecuación (2.41). Notar el gran incremento en la fracción de fotones dispersados hacia delante cuando  $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$  crece.

La sección diferencial de scattering para la radiación no polarizada puede escribirse nuevamente con ayuda de la ecuación (2.39):

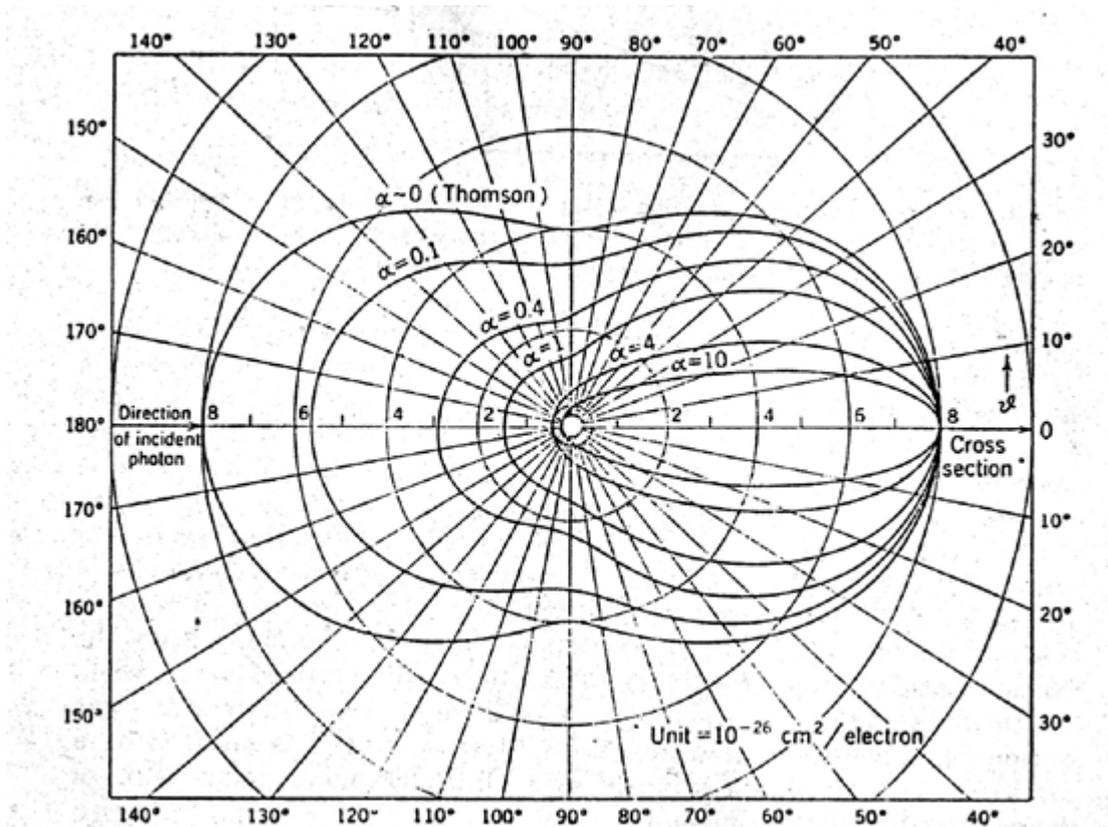
$$d(e\sigma_s) = \frac{d(eQ)}{I_0 t} = \frac{r_0^2}{2} d\Omega \left(\frac{\nu'}{\nu_0}\right)^2 \left(\frac{\nu_0}{\nu'} + \frac{\nu}{\nu_0} - \text{sen}^2\theta\right) \quad 2.42$$

o

$$d(e\sigma_s) = r_0^2 d\Omega \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}\right]^3 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2}\right) \left\{1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]}\right\} \quad 2.43$$

En la ecuación (2.43) los términos deben acomodarse para poner de manifiesto el término de corrección cuántica de Klein-Nishina (como en el caso del segundo término entre paréntesis).

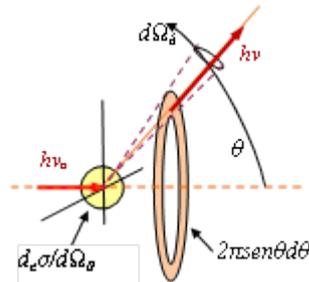
Para bajas energías,  $\alpha \rightarrow 0$ , el valor límite de la expresión general es el scattering clásico de Thomson.



**Figura 2.10:** El número de fotones dispersado dentro de una unidad de ángulo sólido  $d(e\sigma)/d\Omega$ , a un ángulo medio de dispersión  $\theta$ , ecuación 2.43.

## 2.5.6 Distribución Angular de Energía en la Dispersión Compton

La sección eficaz diferencial de colisión ( $d_e\sigma/d\Omega_\theta$ ) depende de  $\theta$ ; para visualizar esa dependencia, se considera que la dispersión Compton ocurre en un medio infinito (en una situación experimental ideal es el caso de un medio rodeado de un detector esférico centrado en el lugar de la interacción). La situación se muestra en la figura siguiente.

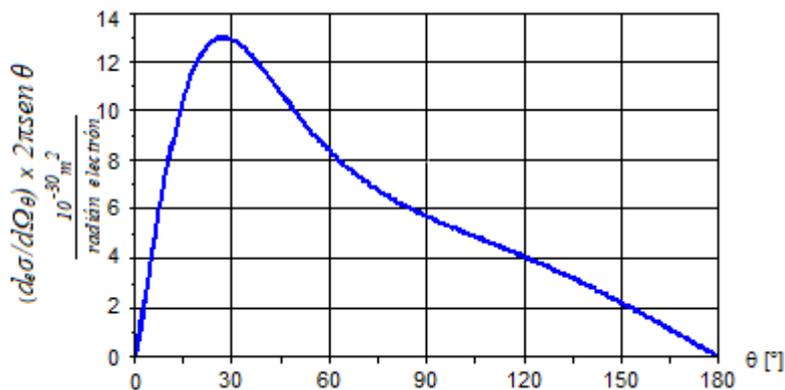


**Figura 2.11:** Situación ideal de una dispersión Compton en un medio infinito.

Se usan coordenadas cilíndricas y se obtiene para el ángulo sólido:  $d\Omega_\theta = 2\pi \text{sen}\theta d\theta$ ; si se reemplaza en la sección eficaz de colisión se obtiene:

$$\left(\frac{d_e\sigma}{d\theta}\right) = \left(\frac{d_e\sigma}{d\Omega_\theta}\right) \left(\frac{d\Omega_\theta}{d\theta}\right) = \frac{r_o^2}{2} \left(\frac{h\nu}{h\nu_o}\right)^2 \left(\frac{h\nu_o}{h\nu} + \frac{h\nu}{h\nu_o} - \text{sen}^2\theta\right) 2\pi \text{sen}\theta \quad 2.44$$

La ecuación anterior se puede representar en ejes cartesianos para  $\theta$  entre  $0^\circ$  y  $180^\circ$  y se muestra en el gráfico siguiente. Esta representación permite estimar rápidamente en qué dirección (definida por  $\theta$ ) está el mayor número de fotones  $h\nu$ .

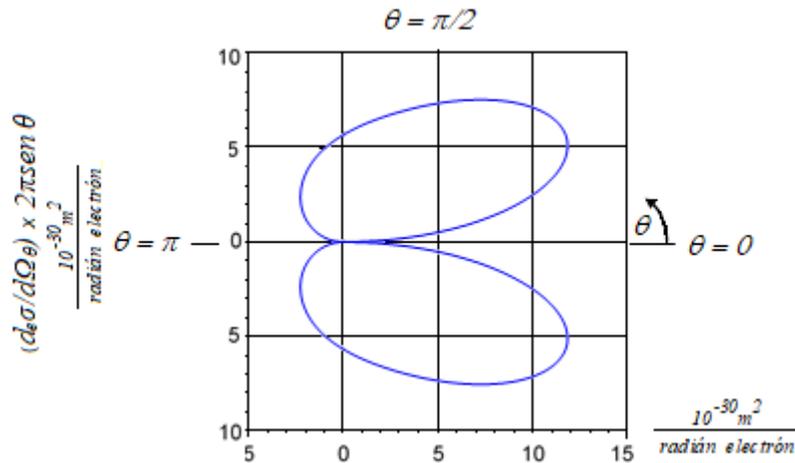


**Figura 2.12:** Representación gráfica de  $(d_e\sigma/d\Omega_\theta) \cdot 2\pi \text{sen}\theta$  en función de  $\theta$ . Esta representación permite estimar rápidamente en qué dirección (definida por  $\theta$ ) está el mayor número de fotones  $h\nu$ .

Representando  $(d_e\sigma/d\Omega_\theta)$  en coordenadas polares se obtiene una visión “más espacial” porque puede interpretarse como un corte en un plano vertical de una simetría de revolución alrededor del eje horizontal (que es la dirección de  $h\nu_o$ ). El gráfico tendrá dos lóbulos.

La ecuación para  $(d_e\sigma/d\Omega_\theta)$  da el lóbulo superior, y la “visión espacial” se obtiene dibujando el lóbulo inferior como una reflexión sobre el eje horizontal.

Esta representación se muestra en la figura siguiente donde el origen del eje polar corresponde al punto donde sucede la interacción Compton.



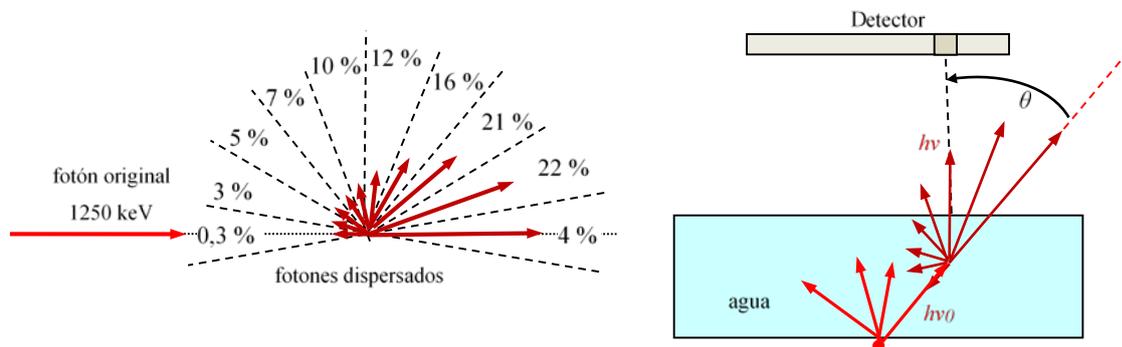
**Figura 2.13:** Representación de  $(d_e\sigma/d\Omega_\theta)$  en coordenadas polares. El origen del eje polar corresponde al punto donde sucede la interacción Compton.

La distribución angular en  $\theta$  de los fotones dispersados en una interacción Compton pueden representarse en un esquema discreto de intervalos ( $\Delta\theta$ ); el esquema incluye sus energías  $h\nu$  y sus probabilidades, ambas son funciones de  $\theta$ .

Los sectores  $\Delta\theta$  están delimitados por líneas de puntos, las longitudes de las flechas son proporcionales a la energía  $h\nu$  y la probabilidad (que se expresa como una fracción porcentual) se calcula de la siguiente manera:

$$(\Delta_e\sigma/\Delta\Omega_\theta) / \Sigma(\Delta_e\sigma/\Delta\Omega_\theta) \quad 2.45$$

Esta representación se muestra en la figura siguiente que no es un gráfico sino un esquema ilustrativo dibujado aproximadamente a escala.



**Figura 2.14:** Distribución angular en  $\theta$  de los fotones dispersados en una interacción Compton representados en un esquema discreto de intervalos ( $\Delta\theta$ ). A la izquierda de la figura se muestra la distribución angular de los fotones dispersados con su energía (largo de la flecha) y su probabilidad (en porcentajes). A la derecha de la figura se muestran los fotones dispersados ubicados en la situación de medición.

## 2.6 Atenuación de radiación gamma

El coeficiente de atenuación lineal  $\mu[L^{-1}]$  representa la fracción de fotones que interaccionan por unidad de espesor del material absorbente, y por lo tanto, la probabilidad de interacción por unidad de recorrido.

Los fotones interaccionan con la materia fundamentalmente por tres tipos de procesos: la interacción fotoeléctrica, la interacción Compton y la creación de pares.

En la Interacción Fotoeléctrica el fotón invierte toda su energía en arrancar un electrón (que suele ser de los más ligados) y eventualmente comunicarle energía cinética. El coeficiente de atenuación lineal fotoeléctrico  $\tau$  o la probabilidad de que se produzca un efecto fotoeléctrico se obtiene como:

$$\tau = \frac{{}_a\tau \cdot N_A \cdot Z \cdot \rho}{M_A} \quad 2.46$$

Dónde  ${}_a\tau$  es la sección eficaz por átomo,  $N_A$  = Número de Avogadro (átomos o moléculas/mol),  $\rho$  = densidad ( $kg/m^3$ ),  $Z$  = número atómico (número de electrones/átomo y  $M_A$  = masa molar ( $kg/átomo$  o molécula).

El efecto fotoeléctrico es la interacción dominante en tejidos biológicos a bajas energías (por debajo de 100 keV).

El coeficiente de atenuación lineal Compton  $\sigma$  o la probabilidad de que se produzca una interacción Compton se obtiene como:

$$\sigma = \frac{{}_e\sigma \cdot N_A \cdot Z \cdot \rho}{M_A} \quad 2.47$$

donde  ${}_e\sigma$  es la Sección eficaz total por electrón.

y además:

$$\sigma = \sigma_S + \sigma_a$$

donde  $\sigma_S$  es el Coeficiente de Scattering de Klein-Nishina.

y  $\sigma_a$  es el Coeficiente de Absorción de Klein-Nishina.

La interacción Compton es la interacción dominante en tejidos biológicos a energías intermedias (entre 100 y 1000 keV).

El coeficiente de atenuación lineal por producción de pares,  $\kappa$ , se obtiene como:

$$\kappa = \frac{{}_a\kappa \cdot N_A \cdot Z \cdot \rho}{M_A} \quad 2.48$$

Donde  ${}_a\kappa$  es la sección eficaz por átomo.

Un haz colimado de fotones con flujo de energía  $I_0$  que atraviesa un espesor  $x$  de un absorbente, tendrá un flujo de energía  $I < I_0$ , constituido por los fotones no afectados por las interacciones en el absorbente:

$$\begin{aligned}
 I &= I_0 e^{-\sigma x} \times I_0 e^{-\tau x} \times I_0 e^{-\kappa x} \\
 I &= I_0 e^{-(\sigma + \tau + \kappa)x} \\
 I &= I_0 e^{-\mu x}
 \end{aligned}
 \tag{2.49}$$

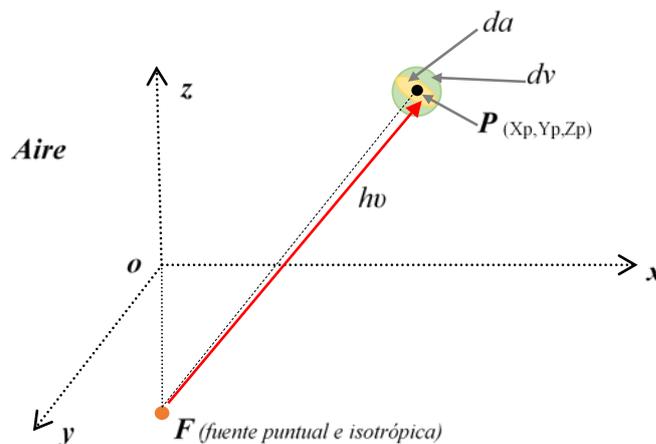
Se define como Coeficiente de atenuación lineal

$$\mu = (\sigma + \tau + \kappa)
 \tag{2.50}$$

Desde la teoría y el experimento se obtienen secciones eficaces para cada uno de estos procesos. Los coeficientes de atenuación se calculan a partir de las secciones eficaces.

## 2.7 Flujo Directo de fotones

Se considera la figura 2.15 donde se observa un punto  $P$  del espacio y su área máxima  $a$  (o  $da$ ) y su volumen máximo  $v$  (o  $dv$ ) asociados cuando se describe el paso de un fotón gamma en su entorno. En dicha figura se observa una situación genérica en la cual el punto  $P$  se encuentra en las cercanías de una fuente radiactiva puntual  $F$ .



**Figura 2.15:** Flujo directo en una situación general de estudio.

Se define *Flujo directo*,  $\psi_d$  [fotones/m<sup>2</sup>s<sup>1</sup>], al número de fotones  $N$  que llegan al área  $da$  por unidad de tiempo en una situación genérica como se muestra en la Figura 2.15. En el caso en que la fuente radiactiva  $F$  (puntual e isotrópica) y el punto  $P$  están inmersos en Vacío, de acuerdo a la ecuación 2.5, el *Flujo directo* se expresa como:

$$\psi_d = \frac{(A\varepsilon_\gamma) \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)}{da}
 \tag{2.51}$$

Donde  $A$  es la actividad de la fuente radiactiva [desintegraciones/s],  $\Omega$  es el ángulo sólido [steradianes] y  $\varepsilon_\gamma$  es la eficiencia de emisión gamma de la fuente radiactiva.

La distancia entre  $F$  y  $P$  ( $\overline{FP}$ ), el área  $da$  y el ángulo sólido  $\Omega$  están relacionados mediante la ecuación 2.52, que es desarrollo en serie de Taylor.

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(da)^2}{4(\overline{FP})^2}}} \right) \quad 2.52$$

En el caso en que la fuente radiactiva  $F$  y el punto  $P$  están inmersos en Aire, los fotones son atenuados en su camino hacia  $P$ . Se puede suponer que el punto  $P$  se encuentra lo suficientemente alejado de  $F$  para que todas las distancias recorridas por los fotones que llegan a  $da$  sean iguales.

Entonces, si se considera iguales a las distancias que recorren todos los fotones que llegan al área  $da$ , el *Flujo directo* en aire se escribe como:

$$\psi_d = \frac{(A \varepsilon_\gamma) \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)}{da} e^{-(\mu_{aire} \overline{FP})} \quad 2.53$$

Donde  $\mu_{aire}$  es el coeficiente de atenuación del aire. Si la energía  $h\nu$  es lo suficientemente grande, se puede despreciar el efecto de atenuación del aire.

**Tabla 2.1:** (Attix, 1991) Valores del cociente  $\mu/\rho$  para diferentes medios en función de la energía de los fotones incidentes.  $\rho$  es la densidad del material.

Photon Energy [MeV]	Air			Water			ICRU Compact Bone			ICRU Striated Muscle		
	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu_{en}/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu_{en}/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu_{en}/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu_{en}/\rho$
0.01	5.04	4.61	4.61	5.21	4.79	4.79	20.3	19.2	19.2	5.30	4.87	4.87
0.015	1.56	1.27	1.27	1.60	1.28	1.28	6.32	5.84	5.84	1.64	1.32	1.32
0.02	0.758	0.511	0.511	0.778	0.512	0.512	2.79	2.46	2.46	0.796	0.533	0.533
0.03	0.350	0.148	0.148	0.371	0.149	0.149	0.962	0.72	0.72	0.375	0.154	0.154
0.04	0.248	0.0668	0.0668	0.267	0.0677	0.0677	0.511	0.304	0.304	0.267	0.0701	0.0701
0.05	0.206	0.0406	0.0406	0.225	0.0418	0.0418	0.346	0.161	0.161	0.224	0.0431	0.0431
0.06	0.187	0.0305	0.0305	0.205	0.0320	0.0320	0.273	0.0998	0.0998	0.204	0.0328	0.0328
0.08	0.167	0.0243	0.0243	0.185	0.0262	0.0262	0.209	0.0537	0.0537	0.183	0.0264	0.0264
0.1	0.155	0.0234	0.0234	0.171	0.0256	0.0256	0.181	0.0387	0.0387	0.170	0.0256	0.0256
0.15	0.136	0.0250	0.0250	0.151	0.0277	0.0277	0.150	0.0305	0.0305	0.150	0.0275	0.0275
0.2	0.124	0.0268	0.0268	0.137	0.0297	0.0297	0.133	0.0301	0.0301	0.136	0.0294	0.0294
0.3	0.107	0.0287	0.0287	0.119	0.0319	0.0319	0.114	0.0310	0.0310	0.118	0.0317	0.0317
0.4	0.0954	0.0295	0.0295	0.106	0.0328	0.0328	0.102	0.0315	0.0315	0.105	0.0325	0.0325
0.5	0.0868	0.0297	0.0296	0.0966	0.0330	0.0330	0.0926	0.0317	0.0317	0.0958	0.0328	0.0328
0.6	0.0804	0.0296	0.0295	0.0894	0.0329	0.0329	0.0856	0.0315	0.0314	0.0886	0.0326	0.0325
0.8	0.0706	0.0289	0.0289	0.0785	0.0321	0.0321	0.0751	0.0307	0.0306	0.0778	0.0318	0.0318
1	0.0635	0.0280	0.0278	0.0706	0.0311	0.0309	0.0675	0.0297	0.0295	0.0699	0.0308	0.0306
1.5	0.0517	0.0256	0.0254	0.0575	0.0284	0.0282	0.0549	0.0272	0.0270	0.0570	0.0282	0.0280
2	0.0444	0.0236	0.0234	0.0493	0.0262	0.0260	0.0472	0.0251	0.0249	0.0489	0.0259	0.0257
3	0.0358	0.0207	0.0205	0.0396	0.0229	0.0227	0.0382	0.0221	0.0219	0.0392	0.0227	0.0225
4	0.0308	0.0189	0.0186	0.0340	0.0209	0.0206	0.0331	0.0204	0.0200	0.0337	0.0207	0.0204
5	0.0276	0.0178	0.0174	0.0303	0.0195	0.0191	0.0297	0.0192	0.0187	0.0300	0.0193	0.0189
6	0.0252	0.0168	0.0164	0.0277	0.0185	0.0180	0.0274	0.0184	0.0178	0.0274	0.0183	0.0178
8	0.0223	0.0157	0.0152	0.0243	0.0170	0.0166	0.0244	0.0173	0.0167	0.0240	0.0169	0.0164
10	0.0205	0.0151	0.0145	0.0222	0.0162	0.0157	0.0226	0.0198	0.0219	0.0219	0.0160	0.0155

## 3 – Factor de Build-Up

### 3.1 Antecedentes

En el estudio de la distribución de la radiación de fuentes radiactivas en interacción con la materia, el problema de la penetración de la radiación es determinar la intensidad y el espectro de la radiación que fluye en cada dirección y de cada punto del material (Manjunatha, 2011).

Cuando los fotones ingresan al medio material, degradan su energía y se acumulan en el medio, dando lugar a radiación secundaria, la que se puede estimar mediante un factor denominado "Factor de Build-Up" (FBU).

Los cálculos de la energía absorbida en un medio incluyen no sólo la contribución de fotones emitidos por la fuente que no han colisionado, sino que también deben incluir contribuciones de fotones colisionados y secundarios. En la práctica, esto se hace multiplicando la contribución de los fotones no colisionados con el factor de absorción de energía (Harima, 1993, Shultis y Faw, 2005).

El FBU es un parámetro importante en la distribución del flujo de fotones. En algunas disposiciones experimentales, se "siembran" semillas radioactivas (Chibani, 2005, Tsiakalos, 2006) por lo que es importante considerar el FBU de fotones en el cálculo de la dosis de radiación a recibir por el material que se quiere irradiar.

Singh et al. (2008) estudiaron la variación de los FBU de energía con la energía de fotones incidente.

En el estudio de la propagación en un medio infinito y uniforme, Spencer, 1951 desarrollaron un método polinomial adecuado para calcular la penetración de los rayos gamma en profundidades moderadas, mientras que el problema de penetración profunda ha sido bien clarificado por las investigaciones teóricas de U. Fano (libro).

En 1950, White, realiza un experimento en el que usa un tanque con agua (25 pies de diámetro x 60 pies de profundidad), dos fuentes de Co60 de 0.33 y 4.75 Ci, dosímetros y un detector Geiger-Müller, (fig. 3.1).

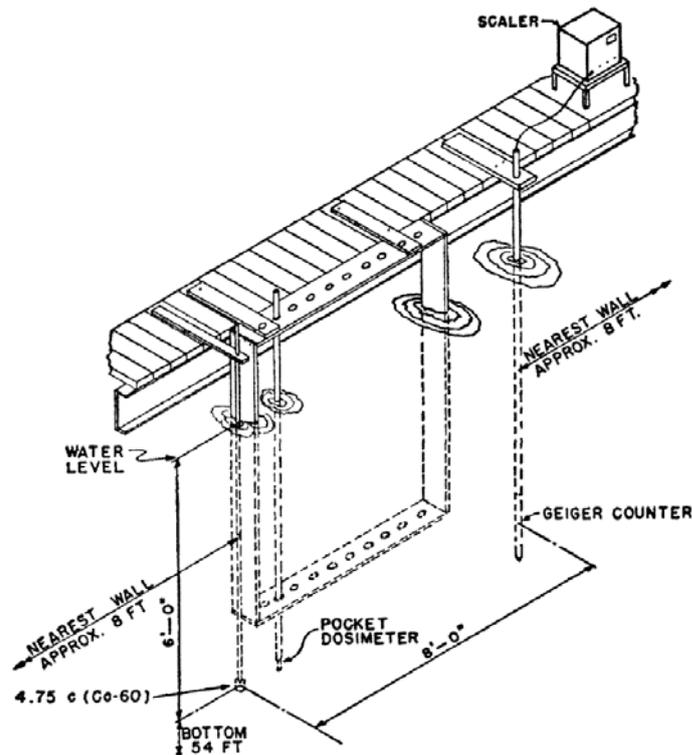


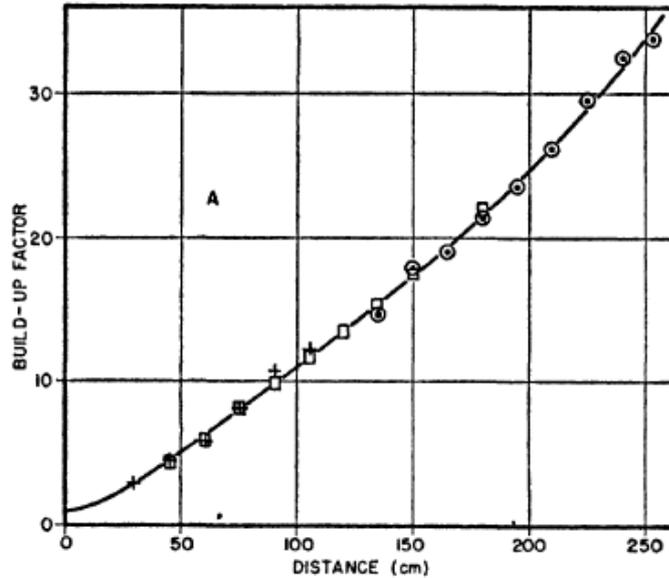
Figura 3. 1: Arreglo experimental usado por White.

En la Tabla 3.1 se muestra cómo el dosaje decrece rápidamente con la distancia siguiendo la ley  $\exp[-\mu r/r^2]$ , debido al aporte de rayos secundarios dispersados. Los resultados se expresan como Factor de Build Up en función de la distancia. La estimación de la ionización esperada en la ausencia de scattering está basada en el resultado de una medición en aire, donde el scattering es despreciable, y la atenuación en agua se calcula de acuerdo a la ley  $\exp[-\mu r/r^2]$ .

Tabla 3.1. Valores obtenidos usando la fuente de 4.75 Curies, en el arreglo experimental de White

Distancia [cm]	46	61	76	91	106	120	135	150	165	180	195	210	225	240	252
Tiempo para 160 mR	1'	4'	12'	35'	2 <sup>H</sup>	5 <sup>H</sup>	13 <sup>H</sup>	36 <sup>H</sup>	100 <sup>H</sup>						
mR/min	134	37	13	4.1	1.4	.50	.18	.064	.027	.008					
Cuentas/s							1343	590	214	82	30	12	5	2	1

En la interacción de la radiación con un medio, se define el Factor de Build Up como el cociente entre toda la radiación que llega a un punto (luego de haber sufrido interacciones o no) y la radiación que llega al mismo punto sin haber sufrido ninguna colisión (despreciando el múltiple scattering). (National Bureau of Standards, 1957).



**Figura 3. 2:** Tablas obtenidas por White para el Factor de Build Up en función de la distancia. +, datos obtenidos a través de un dosímetro y de una fuente de 0,33 Curies; □ datos obtenidos a través de un dosímetro y de una fuente de 4,75 Curies; ● datos obtenidos a través de un contador electrónico y de una fuente de 4,75 Curies.

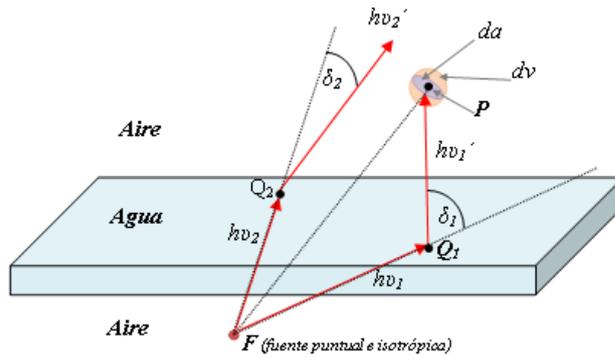
En la fig. 3.2 se ha graficado el factor de Build Up en función de la distancia a la fuente. Allí se observa que el factor de Build Up sufre un incremento y que su crecimiento tiende rápidamente a linealizarse. Se observa que en el límite de la distancia, 252 cm, el valor de la radiación es 33.8 veces mayor que la radiación en el punto inicial.

### 3.2 Cálculo del Flujo de Build Up

Si entre una fuente radiactiva  $F$  y un punto  $P$  se intercala una lámina de un dado material, agua por ejemplo, los fotones emitidos por  $F$  tendrán diversas posibilidades de interactuar con el material (fig. 3.3):

- los fotones atraviesan la lámina sin interacción alguna y llegan a  $P$
- los fotones se atenúan en Aire y/o Agua
- se producen Interacciones de Compton y los fotones secundarios NO llegan al punto  $P$
- se producen Interacciones de Compton y los fotones secundarios SI llegan al punto  $P$

Debido a su baja densidad, se desprecian las interacciones de Compton en el aire.



**Figura 3.3:** Esquema general donde se pueden deducir las interacciones de los fotones incidentes y el material irradiado.

Aquellos fotones que llegan a  $P$  sin interacción alguna con la lámina constituyen el *Flujo Directo*.

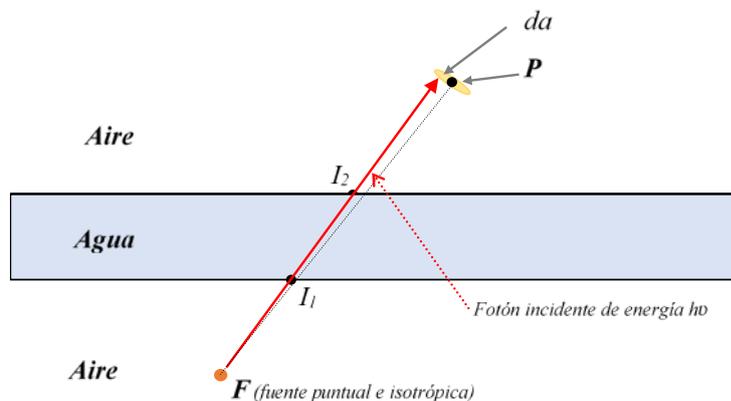
Debido al efecto Compton se originan fotones secundarios de energía  $h\nu'$ , los que serán emitidos con un ángulo  $\delta$  respecto a la dirección de los fotones primarios. Los fotones  $h\nu'$  que lleguen al área  $da$  (o volumen  $dv$ ), se sumarán a los fotones de energía  $h\nu$  del *Flujo directo* que también llegan al área  $da$ . Esto se traduce en un incremento del número de fotones  $N$  que llegan al área  $da$ .

Este incremento  $N$  es lo que se conoce como “*Build Up*” o “*Flujo de Build Up*”.

En resumen, se define el *Flujo Total*,  $\psi_T$ , como la suma de las contribuciones del *Flujo Directo*  $\psi_d$  y del *Flujo de Build Up*  $\psi_{BU}$ .

$$\psi_T = \psi_d + \psi_{BU} \quad 3.1$$

Los fotones del *Flujo Directo*, en su camino al área  $da$  tendrán 3 tipos diferentes de atenuaciones: primero un tramo en aire, luego el recorrido por la lámina de Agua y finalmente el tramo de Aire hasta llegar a  $da$ . En la siguiente fig. pueden observarse los tramos recorridos por los fotones de energía  $h\nu$  del *Flujo Directo*.



**Figura 3.4:** Corte vertical de la fig. 3.3. Se observan los diferentes caminos recorridos de los fotones incidentes directos de energía  $h\nu$  en su camino a  $da$ .  $I_1$  e  $I_2$  son los puntos de intersección del camino de los fotones con la interfaz aire-agua y agua-aire respectivamente.

Entonces el Flujo directo puede expresarse como:

$$\psi_d = \frac{(A \varepsilon_\gamma) \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)}{da} e^{-[(\mu_{aire}x_1)+(\mu_{H_2O}x_2)+(\mu_{aire}x_3)]} \quad 3.2$$

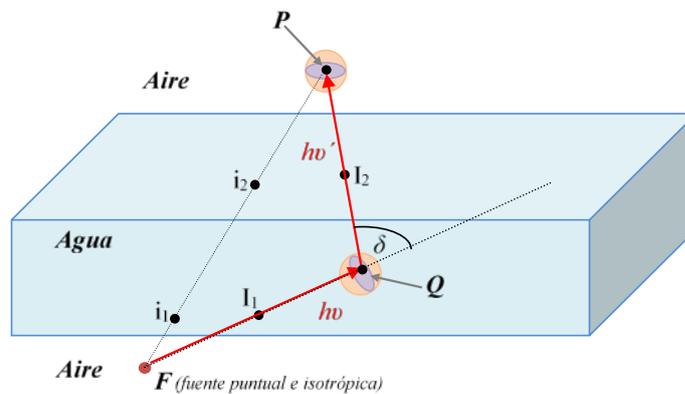
Donde

$x_1 = \overline{FI_1}$ , segmento entre  $F$  e  $I_1$ ,

$x_2 = \overline{I_1I_2}$

$x_3 = \overline{I_2P}$

La fig. 3.5 muestra cómo se interpreta la interacción de Compton en el Agua producida por los fotones que llegan desde la fuente radiactiva. Se ha ejemplificado el caso en que los fotones de Compton llegan al punto P. Al igual que antes,  $I_1$  e  $I_2$  son los puntos de intersección



**Figura 3.5:** Descripción gráfica de una interacción de Compton producida en el Agua y que llega al punto P.  $\delta$  es el ángulo que forman las direcciones del fotón incidente y el fotón dispersado en Q.  $i_1$  e  $i_2$  son los puntos de intersección del camino de los fotones directos que inciden en P con la interfaz aire-agua y agua-aire respectivamente.

Se observa que el punto Q, inmerso en el Agua, tiene también asociada un área y un volumen que denominaremos  $da_o$  y  $dv_o$ . Dicha área determinará el ángulo sólido para la colisión de Compton.

El Flujo de Build Up producido desde el punto Q,  $\psi_{BU}^{(Q)}$ , se puede expresar de la siguiente forma:

$$\psi_{BU}^{(Q)} = \psi_{FQ} \cdot \eta_{QP} \quad 3.3$$

$\psi_{FQ}$  es el número de fotones por segundo y por unidad de área (con energía  $hv$ ) que llegan a la esfera determinada por el punto Q y que provienen de la fuente radiactiva F.

$$\psi_{FQ} = \frac{(A \varepsilon_\gamma) \left(\frac{\Omega_{esferaQ}}{4\pi}\right)}{da} \cdot e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1})+(\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1Q})]} \quad 3.4$$

$\eta_{QP}$  es la fracción de fotones (con energía  $h\nu'$ ) que sufrieron dispersión Compton en la esfera determinada por el punto Q y que llegan al punto P.

$$\eta_{QP} = \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} N_e e_{atrav} \Omega_{QP} e^{-[(\mu_{H_2O} \cdot \overline{QI_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]} \quad 3.51$$

Donde:

$N_e$  es el número de electrones por unidad de volumen en el medio (agua) [electrón /cm<sup>3</sup>].

$e_{atrav}$  = espesor atravesado (por un fotón  $h\nu$ ) en el elemento de volumen centrado en Q.

$\Omega_{QP}$  = ángulo sólido [sr] entre el punto Q y el área asociada al punto P.

$\Omega_{esferaQ}$  [sr] = ángulo sólido entre F y la esfera determinada por Q.

$\mu_{H_2O}$  = coeficiente de atenuación lineal en agua para fotones de energía  $h\nu'$  [cm<sup>-1</sup>].

$\partial_e \sigma / \partial \Omega$  = sección eficaz de Klein Nishina

Entonces, el *Flujo de Build Up* resulta:

$$\psi_{BU}^{(Q)} = \frac{(A\varepsilon_\gamma) \left( \frac{\Omega_{esferaQ}}{4\pi} \right)}{da} e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1Q})]} \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} N_e e_{atrav} \Omega_{QP} e^{-[(\mu_{H_2O} \cdot \overline{QI_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]} \quad 3.6$$

Si se multiplica y divide por  $(\Omega_{FP} e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1I_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]})$  se puede escribir:

$$\psi_{BU}^{(Q)} = \left( \frac{(A\varepsilon_\gamma) \left( \frac{\Omega_{FP}}{4\pi} \right)}{da} e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1I_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]} \right) \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} \times \quad 3.7$$

$$\times N_e e_{atrav} \Omega_{esferaQ} \frac{\Omega_{QP}}{\Omega_{FP}} \times \frac{e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1Q}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{QI_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]}}{e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1I_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]}}$$

La expresión entre paréntesis es el *Flujo directo* de fotones en el punto P con las respectivas atenuaciones en aire y agua:

$$\psi_d = \frac{(A\varepsilon_\gamma) \left( \frac{\Omega_{FP}}{4\pi} \right)}{da} \cdot e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1I_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]} \quad 3.8$$

Luego:

$$\frac{\psi_{BU}^Q}{\psi_d} = C_Q = \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} N_e e_{atrav} \Omega_{esferaQ} \frac{\Omega_{QP}}{\Omega_{FP}} \times \frac{e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1Q}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{QI_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]}}{e^{-[(\mu_{aire} \cdot \overline{FI_1}) + (\mu_{H_2O} \cdot \overline{I_1I_2}) + (\mu_{aire} \cdot \overline{I_2P})]}} \quad 3.9$$

Ahora podemos conocer la ecuación para el *Flujo Total* que llega al punto P con la única contribución de un punto Q en el agua:

$$\psi_T^Q = \psi_d + \psi_{BU}^Q = \psi_d + B_Q \cdot \psi_d = \psi_d \cdot (1 + C_Q) \quad 3.10$$

Para conocer el *Flujo Total* en el punto P que contiene la contribución de *Build Up* de todo el volumen de agua V, debe integrarse la ec. 3.10 en ese volumen:

$$\psi_T = \int_V \psi_T^Q \equiv \psi_d \cdot \left[ 1 + \int_V C_Q \right] \quad 3.11$$

Esta integral suele presentar algunas dificultades en su resolución, debiéndose recurrir a cálculos con elementos de volumen discretos ayudados de una buena elección del sistema de coordenadas. No obstante, al aumentar el número de elementos de volumen  $\Delta v_Q$  se requiere, generalmente, un software que realice el cálculo.

En la mayoría de las situaciones el *Flujo Directo* puede calcularse sin dificultad. El flujo total se puede aproximar introduciendo el denominado *Factor de Build Up* ( $B_Q$ ), que depende de la geometría, del medio y de la energía de los fotones primarios ( $h\nu$ ).

La *National Bureau of Standards* define al *Factor de Build Up* como el cociente entre el flujo total de fotones y el flujo directo de fotones en un punto, mientras que White menciona que este factor es el valor de la ionización observada a la ionización esperada de los rayos gamma primarios solamente, sin tener en cuenta el múltiple scattering.

Una expresión usual para el *Factor de Build Up* es un desarrollo en serie de exponenciales, llamada fórmula de Taylor, la cual se deduce en los trabajos de L. V. Spencer and U. Fano (Spencer, 1951) sobre la penetración de rayos gamma en un medio infinito y uniforme.

En la práctica sólo se requieren dos términos del polinomio para ajustar al 5% los datos de Goldstein – Wilkins (Goldstein, 1954) para una fuente puntual isotrópica en un medio infinito.

$$B_{(h\nu, \mu r)} = A_1 e^{-\alpha_1 \cdot \mu \cdot r} + A_2 e^{-\alpha_2 \cdot \mu \cdot r} \quad 3.12$$

Donde:

$B_{(h\nu, \mu r)} = \text{Factor de Build Up}$

$h\nu =$  energía del fotón incidente.

$\mu =$  coeficiente lineal de atenuación del medio para los fotones con energía  $h\nu$ .

$r =$  distancia recorrida por los fotones en el medio.

El coeficiente  $A_2$  se calcula con  $A_2 = 1 - A_1$ . Los coeficientes  $A_1$ ,  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$  son funciones de  $h\nu$  para un medio dado y están disponibles en la bibliografía. (Foderaro, 1978).

## 4 – Geometría del Experimento para la Determinación del FBU

En este capítulo se detalla el diseño del experimento que permita observar el aumento del Factor de Build Up en una configuración experimental sencilla.

### 4.1 Configuración Experimental

El sistema experimental consta de una fuente radiactiva *puntual*, el material a irradiar y un detector (junto a su electrónica asociada) dispuestos como puede verse en la fig. 4.3, en donde se han considerado todos los elementos, excepto la electrónica

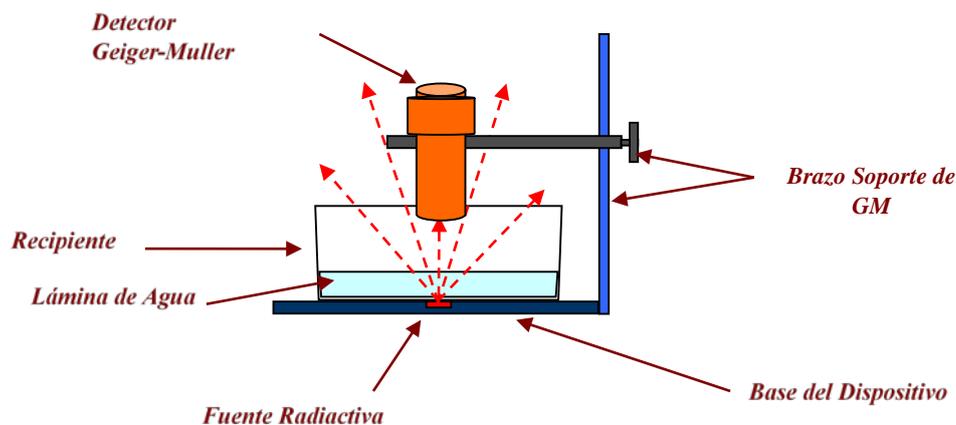
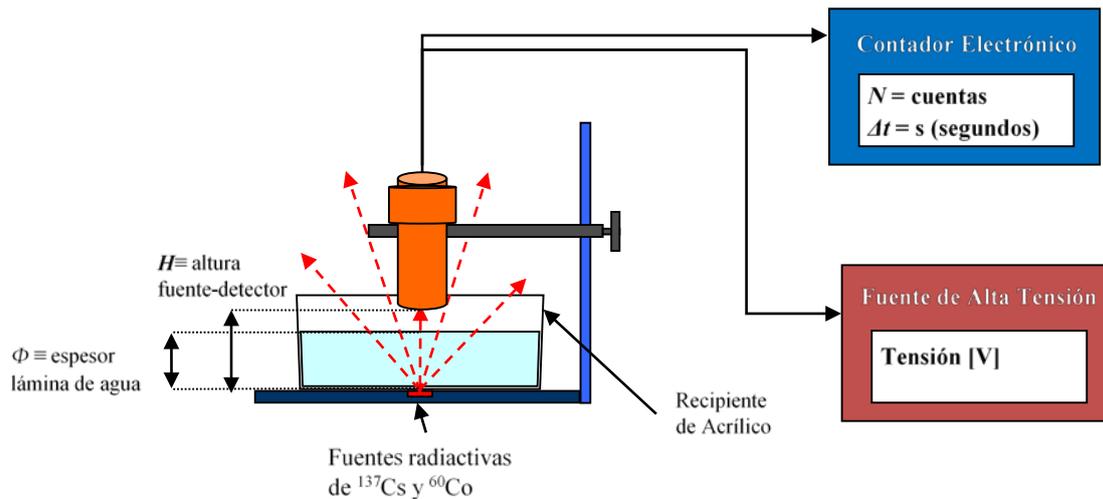


Figura 4. 1: Diseño del sistema de medición.

Este diseño permite obtener el flujo de fotones  $\psi$  [fotones/m<sup>2</sup>s] proveniente de una fuente radiactiva puntual midiendo la tasa de cuentas  $R$  [cuentas/s]. El diseño permite, además, que el flujo de fotones atraviese una lámina de agua de extensión superficial finita y de espesor variable.

La tasa de cuentas  $R$  se obtiene midiendo el número de cuentas  $N$  que llega al detector en un intervalo de tiempo definido  $\Delta t$ . Se elige usar un detector Geiger-Müller por su capacidad de detectar la radiación gamma, por ser usado en experimentos similares por White, 1950, por poseer un principio de funcionamiento sencillo y por estar en funcionamiento en el Laboratorio de Física Nuclear de la UNT.

En la fig. 4.2 se observa el sistema de medición junto a la electrónica asociada para la recolección de datos: el detector Geiger Müller, la fuente de alta tensión que alimenta al dispositivo y el contador electrónico que recolecta los datos. En el recipiente de acrílico con agua quedan definidos el espesor de la lámina de agua ( $\Phi$ ), mientras que la altura fuente-detector ( $H$ ) puede variarse regulando el brazo soporte. Las distancias  $H$  (distancia fuente-detector) y  $\Phi$  se toman con una regla que se ubica al costado del sistema.



**Figura 4. 2:** Esquema del dispositivo de medición diseñado para medir la contribución de Build Up. Se pueden ver algunos de los elementos utilizados.

Los elementos usados en la medición son:

- \* Fuentes Radiactivas de  $^{60}\text{Co}_{27}$  y  $^{137}\text{Cs}_{55}$
- \* Recipiente de acrílico con agua en su interior
- \* Detector Geiger-Müller
- \* Soporte para el Recipiente de acrílico y para el detector
- \* Fuente de Alta Tensión
- \* Contador electrónico

Las fuentes radiactivas utilizadas son de  $^{60}\text{Co}_{27}$  y  $^{137}\text{Cs}_{55}$ , cuyas características son (Tabla 1.1).

**Tabla 1.1.** Características de las fuentes radiactivas utilizadas

Identificación	Nucleído (fuente)	$T_{1/2}$	$A_0$	$t_0$
CNEA 12-85	$^{60}\text{Co}_{27} (\gamma)$	5.72 años	1.3 $\mu\text{Ci}$	01-03-00
			48 kBq	
CNEA 102-90	$^{137}\text{Cs}_{55} (\gamma)$	30.03 años	1.34 $\mu\text{Ci}$	01-10-90
			48.58 kBq	

El detector Geiger-Müller se construye especialmente para este experimento a partir de un tubo que existía en el laboratorio.

En el capítulo 5 se detallan los pasos para la construcción de este detector, como así también los detalles de la fuente de alta tensión y el contador electrónico.

La construcción del soporte y del recipiente contenedor del agua se describe en el capítulo 6.

## 4.2 Procedimiento para la toma de datos

Las mediciones que se tomen deben corregirse por el fondo radiactivo. Se entiende por fondo radiactivo a la radiación proveniente de la radiación cósmica, paredes de la sala y ambiente en general. Se excluyen a las muestras radiactivas por considerar que están selladas según las normas de seguridad.

La medición del fondo radiactivo se efectúa sin la muestra radiactiva en el dispositivo, con el detector GM sin tapa protectora. Se consideran tiempos largos de medición para disminuir el error. Se entiende por tiempos largos a periodos de 1 hora o más, los que se toman de esta manera para disminuir el error de la tasa de cuenta.

### *Mediciones Propiamente dichas*

Inicialmente las mediciones se realizan con el recipiente de acrílico vacío o espesor de agua  $\Phi$  nulo. A estas mediciones se las denomina de Radiación Directa (sin medio interpuesto entre fuente radiactiva y detector). A continuación se agrega agua de modo de completar diferentes espesores.

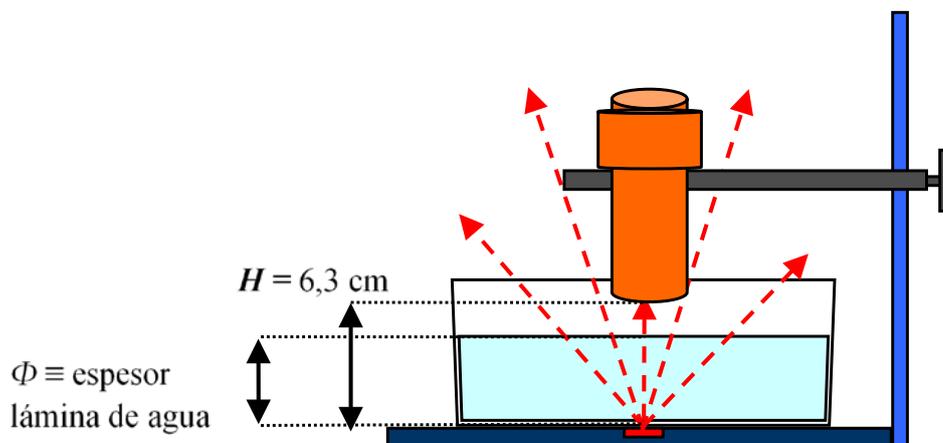
La Tasa de cuentas ( $R$ ) se obtiene como el cociente entre el número de cuentas ( $N$ ) y el tiempo ( $\Delta t$ ), ambos valores recogidos por el contador electrónico.

La Tasa de Cuentas Corregida ( $R_c$ ) es la diferencia entre la Tasa de cuenta ( $R$ ) y el Fondo Radiactivo correspondiente ( $R_{fondo}$ ):

$$R_c = R - R_{fondo}$$

## 4.3 Método de Medición

En el método propuesto, la tasa de cuentas corregida ( $R_c$ ) se obtiene según la disposición experimental mostrada en la fig 4.3. El detector se mantiene fijo a una altura  $H = 6,3$  cm y se agrega agua de modo de obtener distintos valores de  $\Phi$  en un rango que abarque niveles de agua que se eleven hasta la posición del detector sin tocarlo.



**Figura 4. 3:** Disposición de los elementos en el método de medición utilizado.

## **5 – Electrónica Asociada**

### **5.1 Reparación y Modificación de una Fuente de Alta Tensión**

Tal como se vio en el apartado anterior, el tubo detector GM debe ser alimentado por una fuente de alta tensión. Con el objetivo de alimentar un nuevo sistema de detección con el cual se realizarán las mediciones finales, se realiza la reparación de una fuente de alta tensión que el Laboratorio de Física Nuclear posee en desuso. En primer lugar se verifica el estado de funcionamiento de los componentes y se obtiene un diagnóstico inicial. A partir de estos resultados se realizan modificaciones para mejorar el funcionamiento y adaptar los rangos de alta tensión al de los detectores Geiger-Müller y Fotomultiplicador (para aplicación en una extensión de este trabajo). Se obtiene los rangos Geiger-Müller entre 385 y 670 V, y Fotomultiplicador entre 640 y 1000 V. Además se logra una gran estabilidad de la tensión y un cómodo manejo analógico de sus parámetros.

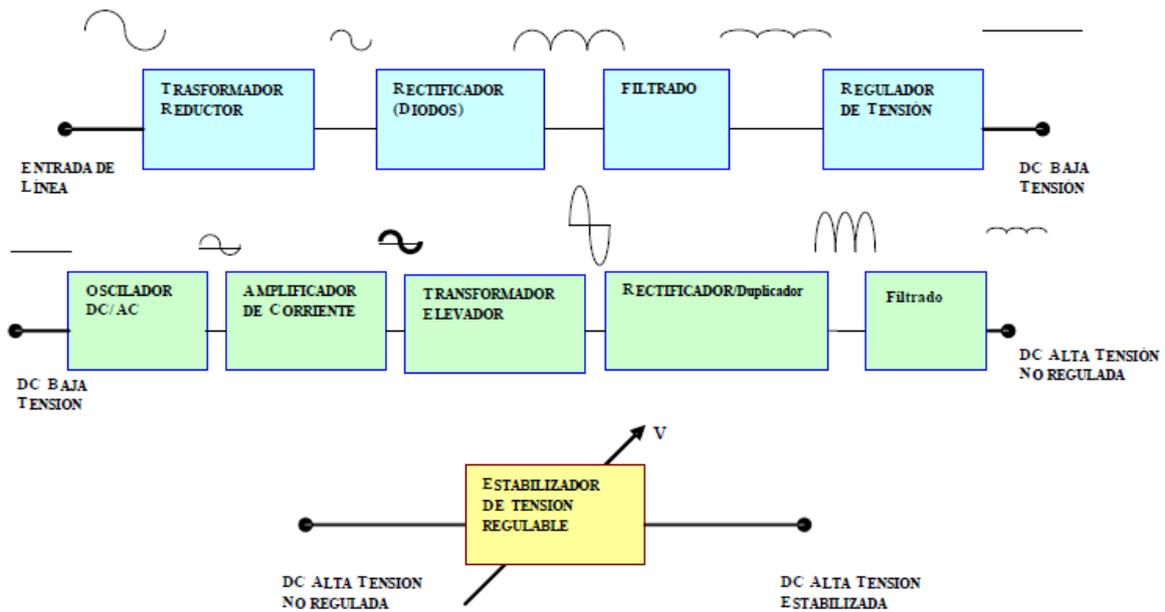
#### **Introducción**

Se sabe por la documentación que existe en el laboratorio que la fuente en desuso fue usada anteriormente para alimentar un fotomultiplicador. Por lo tanto el rango de tensión que esta suministra debe ser de entre 700 y 950 V. El tubo detector Geiger-Müller (marca Philips, modelo 18504, con hoja de datos disponible en la web) que posee el Laboratorio de Transductores y Física Nuclear (LTFN) necesita una tensión que varíe entre 400 y 600 V. No obstante, para tener tensiones que permitan apartarse de los límites se espera obtener un rango total de la fuente reparada de entre 350 y 1000 V.

#### **5.1.1 Descripción de una Fuente de Alta Tensión**

Existen varios circuitos que son usados para la construcción de una Fuente de Alta Tensión. Sin embargo, todos ellos poseen una estructura común de grupos funcionales.

En la fig. 5.1 se muestra un diagrama en bloque de una fuente de alta tensión tipo. Este diagrama se explica a continuación.



**Figura 5.1:** Diagrama en Bloques del Funcionamiento de una Fuente de Alta Tensión

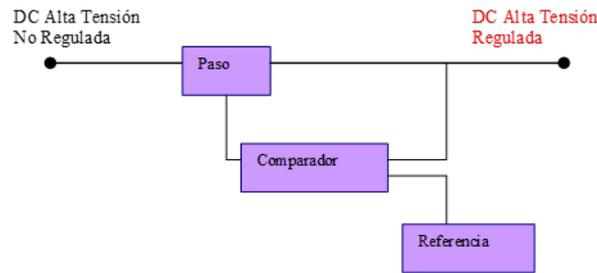
En una Fuente de alta tensión, se quiere obtener una tensión continua y estable de un valor mucho mayor a la inicial.

Se tiene la tensión de entrada de la red domiciliaria (220 V). Esta tensión se reduce mediante un transformador reductor a valores de entre 10 y 20 V. Luego, esta tensión baja, pero alterna, es rectificadora mediante un juego de diodos y posteriormente filtrada, reduciendo la tensión de *ripple* mediante un capacitor electrolítico. De esta tensión partimos y comenzamos nuestro proceso para elevarla. Este procedimiento se realiza para que los transformadores tengan mejor rendimiento y para que los capacitores usados en la rectificación sean más pequeños.

Para amplificar esta tensión es necesario primero llevarla a tensión alterna. Este proceso se realiza mediante el uso de un Oscilador, por ejemplo un Oscilador de Puente de Wien. Luego se pasa a la etapa de amplificación de la corriente. Luego esta señal se dirige al Transformador elevador que proporcionará la alta tensión.

Esta alta tensión alterna es rectificadora, filtrada y también duplicada o triplicada en un mismo proceso.

Por último se coloca el sistema de regulación de tensión (estabilizador), cuyo funcionamiento interno se describe en la fig. 5.2.



**Figura 5.2:** Diagrama del funcionamiento interno de un regulador de tensión o estabilizador del tipo Regulador Lineal Serie.

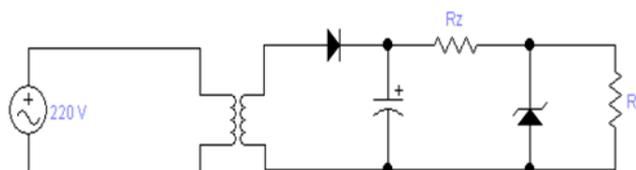
Este circuito se coloca al final para estabilizar la tensión ante cualquier inconveniente. Por ejemplo, es posible que la tensión de la fuente disminuya si la resistencia de carga a la cual se conecta la fuente exige una gran corriente de la misma. En ese caso, es este circuito el encargado de estabilizar la tensión.

Consta de un bloque denominado Comparador, el cual toma una muestra de la señal de salida para observar su estado y compararla con una tensión de referencia (bloque Referencia). Esta última tensión es de mucho más bajo valor y se obtiene en general de la tensión continua de alimentación del sistema. Para comparar este valor de referencia con el de alta tensión se coloca un divisor de tensión a esta última para que permita tal comparación.

El sistema de Paso está constituido fundamentalmente por un transistor que cumplirá la función de reestablecer la tensión variando adecuadamente su ganancia. El sistema Comparador informa al sistema de Paso cuándo la señal debe ser corregida y cómo. Un estudio más detallado del funcionamiento de los circuitos de regulación se ofrece en el apartado siguiente.

### Funcionamiento del módulo de regulación

Se basa en el funcionamiento de un diodo Zener. En el circuito 1 se muestra un primer ejemplo. El juego diodo-capacitor rectifica la tensión a la salida del transformador, es decir que se tienen sólo semiciclos positivos. El diodo Zener se coloca de manera de aprovechar su tensión de ruptura inversa. Este zener junto a la resistencia  $R_z$  cumplen la función de recortar la tensión rectificada al valor de la tensión de ruptura inversa del diodo zener. Para que el recortador funcione de manera óptima la corriente que circula por el Zener debe ser mucho mayor que la que circula por la carga, lo que equivale a decir que necesitamos una  $R_z$  de baja resistencia.

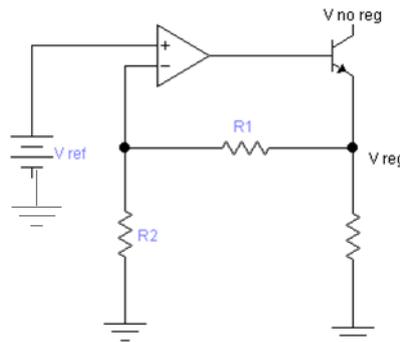


**Circuito 1:** Circuito de Regulación basado en el uso de un diodo Zener.

Cuando  $R_L$  es pequeña, el sistema tiene problemas: la corriente por ella y por  $R_z$  es demasiado grande. Además, la corriente por el diodo zener es también muy grande por lo

que se debe colocar un diodo que resista dicha corriente, y más aún: por el zener pasará una corriente grande (por ej. 5 A) para obtener luego una pequeña corriente en  $R_L$  (ej. 500 mA) y esto es anti-económico. Por estas razones, se usan circuitos reguladores diferentes basados en los principios de un Amplificador Operacional. Aquí analizamos dos, a) y b).

a) Este circuito de regulación usa los principios de un transistor y un operacional. Como se observa en el Circuito 2, el transistor funciona como seguidor de tensión y no gana en tensión pero sí en corriente.



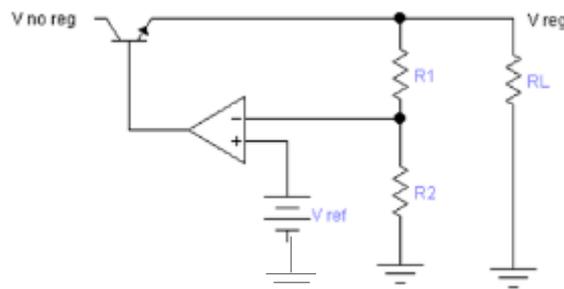
**Circuito 2:** Circuito de Regulación a)

La ecuación para la ganancia de tensión del circuito es:

$$V_{out} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{ref}$$

**Observación:** En este caso  $V_{ref}$  se la obtiene de un diodo Zener como en el apartado anterior. Además, de la ecuación anterior se deduce que la ganancia de este circuito es siempre mayor que 1.

b) En este caso se considera al circuito como regulador en el sentido que si es que hay una variación en la tensión de  $R_L$  por alguna razón (recordar que  $R_L$  puede ser variable), este circuito regulador se encarga de compensar esa variación de manera que la tensión en el punto de unión de las resistencias  $R_1$  y  $R_2$  sea idéntica a  $V_{ref}$ . Este amplificador se denomina “de error” ya que corrige la tensión inmediatamente ante cualquier cambio.



**Circuito 3:** Regulador de Tensión b)

**Observación:** Se sabe que  $V_{ref}$  no puede ser mayor que  $V_{reg}$ . Pero la verdadera limitación del circuito son las tensiones de saturación en el transistor y en el amplificador y que ronda en 3V. Es decir, el amplificador trabaja en el rango  $(V_{ref}, V_{noReg} - 3V)$ , esto para que

funcione correctamente. Para poder tener una tensión de salida que varíe en este rango se coloca resistencia variable en lugar de  $R_1$  (esto se deduce de la ecuación anterior).

### 5.1.2 Relevamiento de la Fuente de Alta Tensión

Se realiza un relevamiento del circuito de la fuente de alta tensión que el Laboratorio de Transductores y Física Nuclear posee en desuso. Esta fuente de alta tensión funciona cuando se le conecta una fuente de continua de 12V que posee el laboratorio. Esta fuente adicional no es analizada en este relevamiento. Un primer esbozo del circuito se observa en la siguiente fig. 5.3.

Luego se realiza una identificación de los componentes que tiene este circuito.

- \* BD 136 Transistor PNP
- \* BF422S: Transistor NPN de Alta Tensión
- \* TL081: Amplificador Operacional

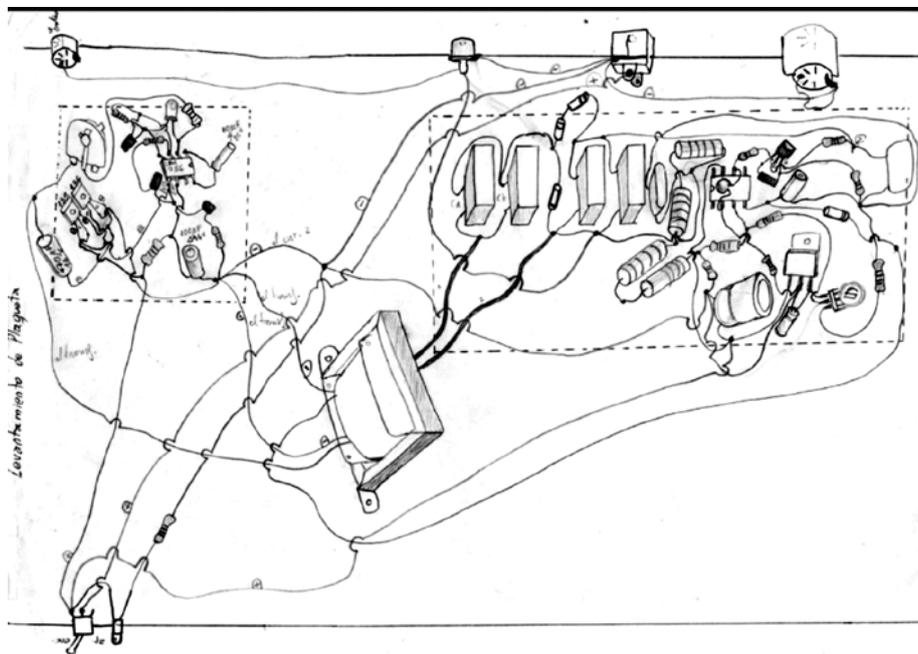


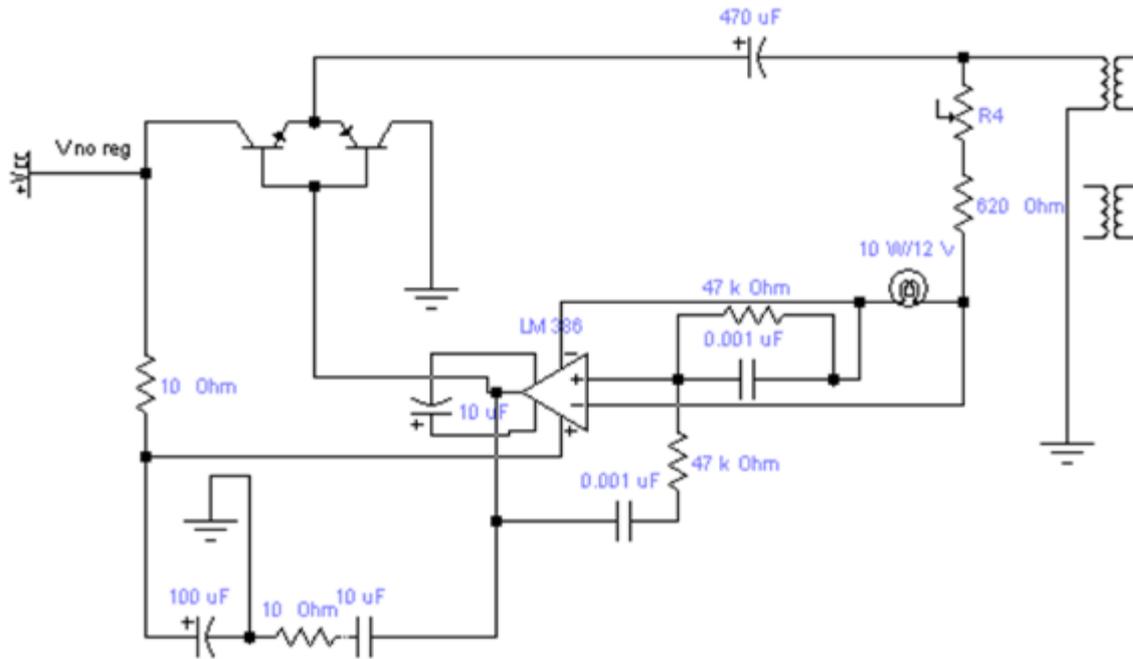
Figura 5.3: Relevamiento de las plaquetas de la fuente de Alta Tensión .

- \* LM386: Amplificador de Potencia de Audio de baja tensión
- \* LM 7805: Regulador de Voltaje
- \* BD135: Transistor NPN

### Identificación de grupos funcionales en las plaquetas

#### Primera Plaqueta

Se propone el Circuito 4 como solución a la primera plaqueta de nuestra fuente de alta según el dibujo del apartado anterior

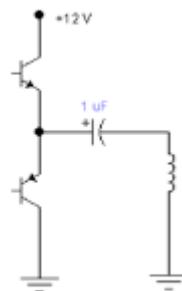


**Circuito 4:** Primera Plaqueta del Circuito de la Fuente de Alta Tensión.

En este circuito se identifican los siguientes grupos:

### A - Amplificador Lineal Complementario

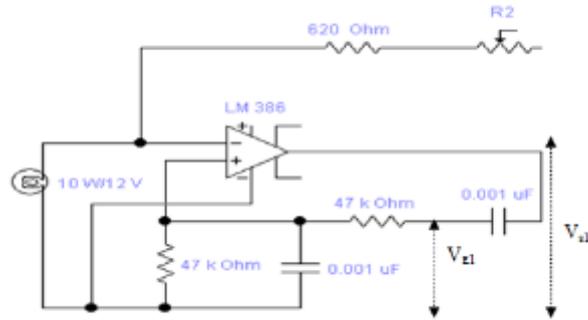
Los transistores se colocan en la forma de un amplificador lineal clase B complementario. Su nombre se debe al trabajo complementario que realizan dos transistores, uno *pnp* y otro *nnp*. El primero conduce en el semiciclo positivo mientras que el *nnp* conduce en semiciclo negativo. Al colocarlos en forma complementaria se logra una amplificación en toda la señal, tanto en ciclos positivos como negativos. Cada transistor es alineal, pero el conjunto es lineal.



**Circuito 5:** Disposición de los transistores en la forma de un Amplificador Lineal Clase B Complementario.

### B - Oscilador Puente de Wien

Se observa en detalle las conexiones al operacional y se lo compara con un oscilador Puente de Wien cuya información se extrae de la bibliografía. Como resultado de este análisis, se expresa el módulo oscilador de la fuente de alta tensión en la siguiente forma:

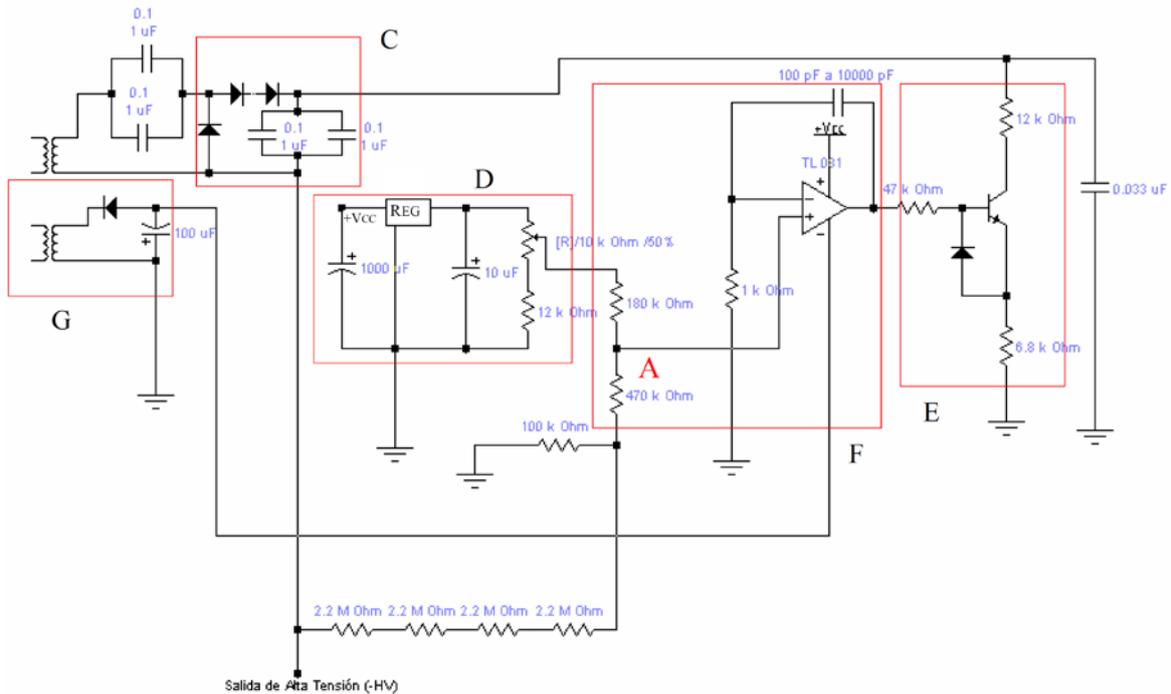


**Circuito 6:** Oscilador de Puente de Wien en el circuito de la fuente de alta tensión.

En este circuito se observa que se coloca un foco de filamento en lugar de una resistencia ordinaria. El filamento es usado como resistencia variable con la temperatura para regular la amplitud de la tensión alterna de salida del oscilador. La tensión de salida de este tipo de oscilador tiene el defecto de acrecentar su amplitud desde el encendido del sistema. El foco de filamento mantiene la tensión de salida en una misma amplitud usando el hecho de que su resistencia aumenta cuando aumenta la temperatura en el filamento debido al paso de la corriente.

### Segunda Plaqueta

El circuito propuesto para la segunda plaqueta se muestra en el Circuito 7. En él pueden distinguirse los siguientes grupos funcionales:



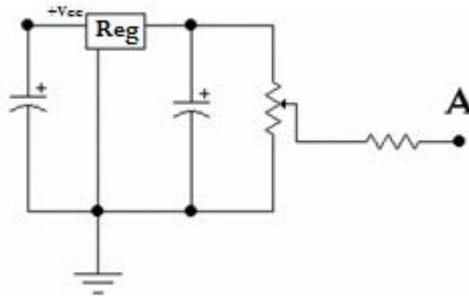
**Circuito 7:** Segunda Plaqueta de la Fuente de Alta Tensión.

**C – Rectificador-Duplicador-Filtro**

Una vez que se aumenta la tensión con el transformador elevador, se puede aumentar más la tensión haciendo uso de este elemento duplicador. La tensión que sale de éste es No regulada.

**D - Fuente de Referencia**

El circuito 8 simboliza este elemento. La tensión continua de esta fuente servirá para la referencia que necesita el regulador de tensión descrito en la fig. 5.3.



**Circuito 8:** Fuente de tensión que servirá de alimentación a la tensión de Referencia.

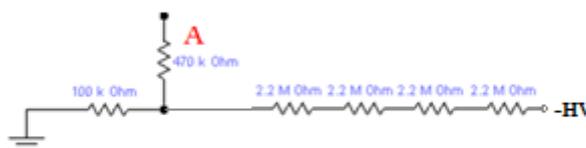
La entrada al regulador de tensión de 5V está dada por la fuente de continua que alimenta el circuito completo.

**E – Sistema de Paso**

El Estabilizador de tensión necesita de un sistema de paso que restituya la tensión al valor normal cuando se desestabiliza. El transistor es el encargado de cumplir dicha función.

**F – Comparador**

El Operacional compara en el punto A las tensiones provenientes de la fuente de referencia y de la Alta Tensión negativa regulada dada por el duplicador de tensión. Este sistema comparador es más complejo que los analizados al comienzo y su dificultad radica en que toma como referencia al punto A donde la tensión debe ser cero. Las resistencias ubicadas a la salida de la fuente de 5 V permiten elegir la tensión de referencia entre 2,7 V y 5 V. Esta tensión debe sumarse con la tensión negativa que es proporcional a la alta tensión de salida. Para poder ser comparadas estas tensiones, se coloca un divisor de tensión a la Alta Tensión para atenuarla y tener valores comparables a 5V. Las resistencias de este divisor son las de 2,2 MΩ; 100 kΩ y 470 kΩ.



**Circuito 9:** Divisor de tensión usado en el bloque Comparador.

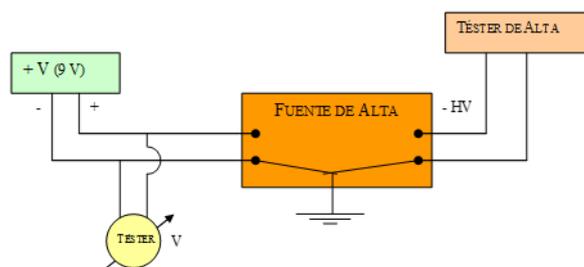
Para que la tensión en A sea cero, la alta tensión negativa, a través del divisor, debe compensar a la tensión valor de referencia. Aumentando o disminuyendo el potenciómetro se puede variar esa tensión de referencia. Es decir que este comparador tiene la doble función de Estabilizador de Tensión y de determinar el valor de la Alta Tensión. El capacitor colocado entre la pata negativa y la salida del operacional tiene la función de evitar que el circuito oscile.

## G – Fuente de Continua Negativa

El Operacional necesita de una fuente de alimentación positiva +Vcc y otra negativa – Vcc. La primera es obtenida de la fuente de alimentación del circuito total (+12 V) y para obtener la segunda se usa un bobinado secundario adicional del transformador que una vez rectificado y filtrado nos da una tensión de -12V para la correcta alimentación del operacional.

### 5.1.3 Pruebas de Funcionamiento

Una vez analizado el circuito, se procede a poner en funcionamiento la fuente. El circuito que se usó es el siguiente:



**Figura 5.4:** Disposición de los instrumentos de medición en las pruebas de funcionamiento.

El funcionamiento no es satisfactorio y se apaga de inmediato. Luego se controla que cada uno de los elementos del circuito se encuentre en correcto funcionamiento.

Se encuentra que el potenciómetro (10 k) que regula la tensión está en falso contacto y se lo reemplaza por un Preset de 10 k multivuelta.

Luego se realiza una nueva prueba y esta vez se obtiene un buen funcionamiento con un rango de tensión entre 728 - 988 V.

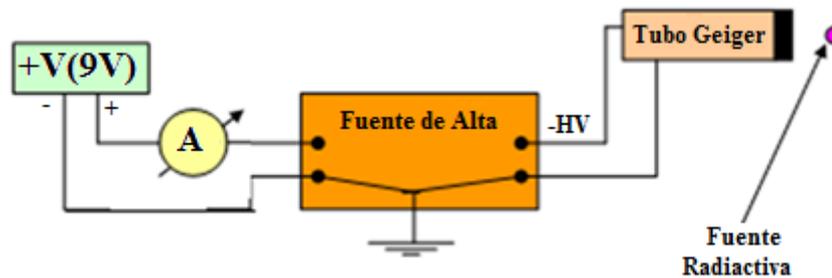
### 5.1.4 Modificaciones al Circuito Inicial

#### Alimentación de la Fuente de Alta Tensión

La primera modificación al circuito inicial consiste en alimentar la fuente de alta tensión con 9 V para el modo Geiger y con 12 V para el modo Fotomultiplicador. Esto se realiza pues el Geiger necesita una alta tensión más baja (500 V aproximadamente) que el Fotomultiplicador. Si la salida del duplicador siguiese siendo de más de 1000 V, caerían entre colector y emisor del transistor de paso los otros 500 V. Eso implicaría necesitar un transistor con tensión de ruptura colector-emisor de más de 500 V y una gran disipación de potencia en ese transistor.

Para profundizar en esta modificación, se realiza una medición de la corriente que consume la fuente de alta tensión alimentada con 9 V mientras suministra 500 V a un tubo Geiger trabajando a buen régimen de cuentas. El objetivo de esta medición es poder determinar que componentes usar en la alimentación del modo Geiger.

El circuito de medición es el siguiente



**Figura 5.5:** Disposición de los instrumentos de medición en la determinación de la corriente de entrega. Se encuentra que la corriente varía entre 75,9 mA (no se detectan cuentas) y 76,1 mA (contador saturado). En base a este ensayo del modo Geiger, se decide colocar una fuente de 500 mA con dos salidas estabilizadas de 9 V y 12 V para Geiger y Fotomultiplicador respectivamente.

### Rangos de Tensión para Geiger y Fotomultiplicador

Además, se requiere que la Fuente de Alta Tensión tenga un rango de 350 a 650 V para contener el rango del detector Geiger Müller; y otro de 650 a 950 V aproximadamente, para comprender el rango del detector de centelleo con Fotomultiplicador.

Para obtener una medida estimativa de los valores de tensión en la salida del potenciómetro que correspondan a los deseados, se realiza una medición en la cual se colocan diferentes resistencias en paralelo y en serie a las resistencias en cuestión mientras se monitorea la HV y la salida del potenciómetro. Por otro lado se realizan pruebas empíricas de los valores de alta tensión obtenidos cuando se varía la tensión de entrada entre 9 y 12 V. Las pruebas se resumen en el siguiente circuito:



**Circuito 10:** Esquema Inicial y Modificado para el ajuste de los rangos de tensión buscados.

Se encuentra que para el caso GM, si  $R_1$  y  $R_0$  tienen un valor de 13,4 k $\Omega$  cada una y la tensión de alimentación es de 9 V, el rango de tensión es de entre 385 y 670 V. En el caso fotomultiplicador, si se mantiene  $R_0 = 12k$  y  $R_1 = 0$  y se alimenta el circuito con 12 V, se logra un rango entre 640 y 1000 V. Los rangos obtenidos permiten una variación continua

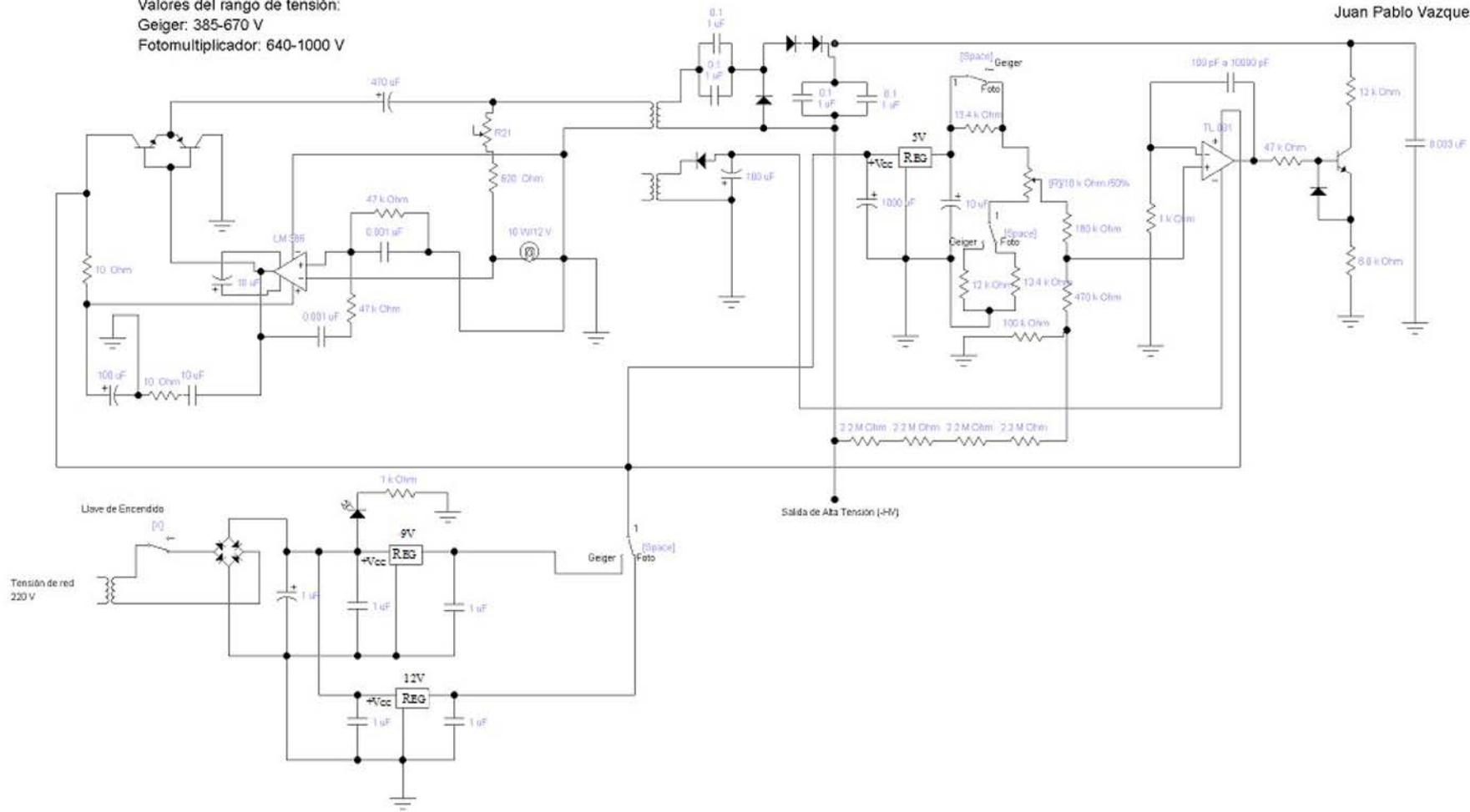
de la tensión entre 385 y 1000 V que satisfacen las metas propuestas al inicio de este trabajo. Para intercambiar estos valores de resistencia se colocará una llave de tres polos y dos posiciones.

### **5.1.5 Circuito Final**

El circuito final de la Fuente de Alta tensión, luego de las modificaciones, se muestra en la siguiente figura tal como se lo diseña para su construcción:

Fuente de Alta Tensión  
 Valores del rango de tensión:  
 Geiger: 385-670 V  
 Fotomultiplicador: 640-1000 V

Juan Pablo Vazquez



**Circuito 11:** Circuito final de la Fuente de Alta Tensión.

### 5.1.6 Disposición Final

Se muestran imágenes de la disposición final de los elementos de la fuente.

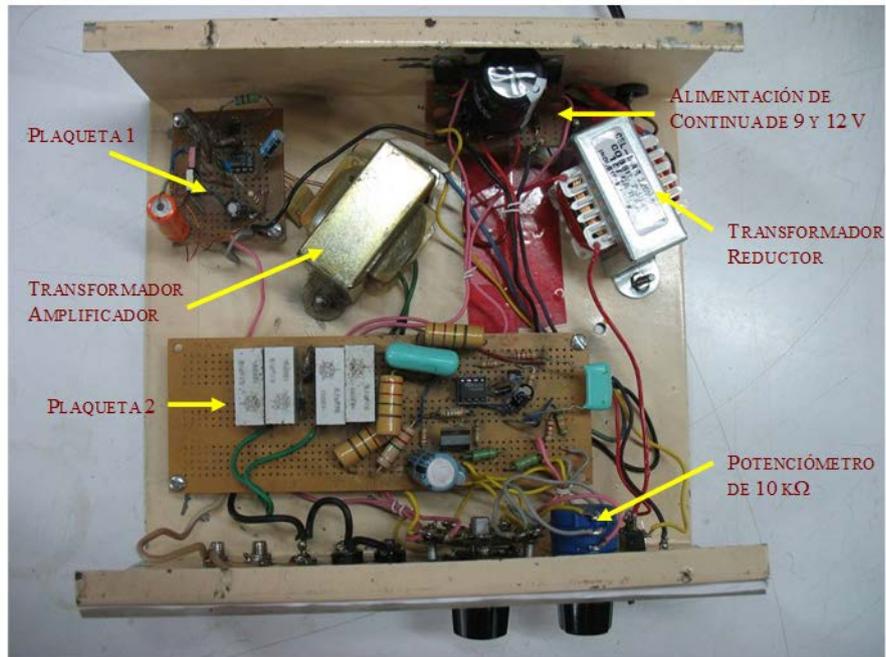


Figura 5.6: Vista de la Fuente de Alta Tensión y la nueva ubicación de sus componentes.



Figura 5.7: Vista del frente de la Fuente de Alta Tensión y sus controles analógicos.

### 5.1.7 Pruebas de Calidad

#### Estabilidad Térmica

Se fija la Fuente de Alta tensión en 500 V y se controla este valor a lo largo de 1 hora.

Tiempo (m; s)	Tensión (V)
00; 00	500
05; 37	499
13; 50	500
22; 41	500
33; 50	500
55; 37	499
60; 00	500

De las mediciones se concluye que la Fuente de Alta Tensión posee una excelente estabilidad térmica.

#### “Ruidos” de la Fuente

Se realiza una medición de la amplitud de las tensiones parásitas de la Alta Tensión. Para ello se observa esta tensión de salida en un Osciloscopio atenuada mediante un divisor de tensión que divide aproximadamente por 1000. Cuando se tienen 750 V de Alta Tensión se observa una tensión de 0,6 V en el osciloscopio, lo que equivale a decir que el divisor divide en 1250. La tensión parásita tiene en este divisor una amplitud de 0,05 V aproximadamente. La amplitud aproximada del ruido es de 62,5 V cuando se tienen 750 V de Alta tensión.

Se procede a analizar el origen de esta tensión parásita. En primer lugar se analiza en el Osciloscopio la tensión a la salida de los reguladores de tensión de 9 y 12 V. Se obtiene una señal sin ruido (aparentemente pura) en ambos casos.

Luego se analiza la salida de la fuente de continua negativa que sirve de alimentación al operacional. Se encuentra una tensión parásita de 0,15 V.

Se continúa la exploración realizando un análisis del Oscilador Puente de Wien del apartado 5.1.2 (B). En base a su combinación de resistencias y capacitores se calcula la frecuencia teórica de oscilación:

$$f = \frac{1}{2\pi RC} \text{ donde } R = 470 \text{ k y } C = 1\text{nF}$$

La frecuencia teórica es  $f = 338,79 \text{ Hz}$ .

Luego se monitorean en el Osciloscopio las tensiones  $V_{e1}$  y  $V_{s1}$  del circuito 6 del Oscilador Puente de Wien. Se encuentran dos señales parásitas cuyas frecuencias en cada caso son:  $f_{e1} = 11764 \text{ Hz}$  y  $f_{s1} = 20000 \text{ Hz}$ . Estas tensiones no corresponden con ninguna frecuencia normal del circuito (50 Hz de la red y 338 Hz del Oscilador).

Para disminuir esta tensión parásita, se coloca un capacitor de 1pF en la salida de alta tensión y que no figura en el circuito 11, cuya función es filtrar realimentaciones positivas parásitas para evitar que el circuito de regulación de alta tensión auto oscile y genere esa tensión parásita del orden de los 10kHz.

Luego de la corrección se mide nuevamente el ruido de la fuente. Se conecta la fuente al detector sobre el cual está actuando una fuente radiactiva de Cesio.

El ruido en la alta tensión (atenuada) tiene una frecuencia de 100 Hz y una altura de 40 mV cuando la tensión es de 500 V. Es decir que se tiene un 8 % de ruido pico a pico.

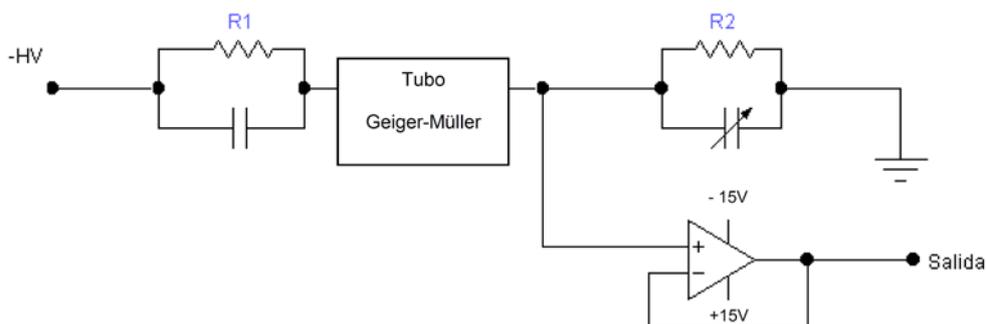
Luego se mide el ruido en la señal del detector. Con ello se quiere conocer cuánto de este ruido se transfiere a la señal. Se observa un ruido de 15 mV cuando la altura del pulso es de 3,25 V, lo que corresponde a un 0,5 %.

## 5.2 Detector Geiger-Müller

### 5.2.1 Construcción del nuevo medidor Geiger-Müller

En la construcción del dispositivo, se debe tener en cuenta que el tubo GM debe ser colocado en una carcasa protectora ya que sobre él (sobre su superficie) está actuando una tensión máxima de 600 V. En el diseño del sistema de medición se coloca al tubo GM y a su electrónica asociada dentro de una única carcasa protectora. Este conjunto tendrá la movilidad deseada para realizar mediciones en distintos puntos del espacio. La alta tensión, la alimentación del circuito y la señal provista por el detector llegan a este conjunto mediante un cable de alta calidad.

El circuito propuesto para el nuevo sistema detector es el siguiente:



**Figura 5.8:** Circuitos de alimentación del nuevo detector G-M.

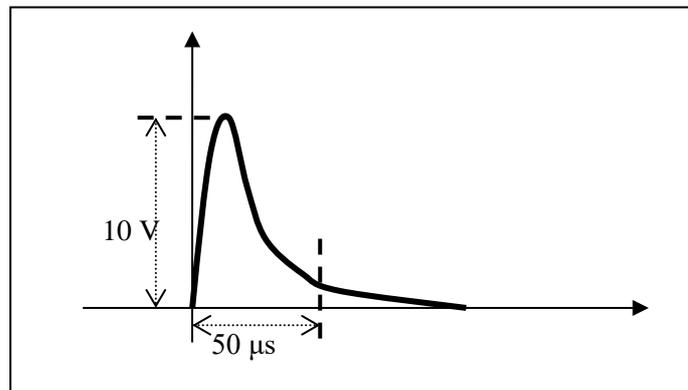
En este circuito se añade un Amplificador Operacional (TL 081). La función de este operacional es la Amplificación de la corriente (Adaptador de Impedancia). Para ello colocamos el operacional funcionando como seguidor de tensión, en el que la ganancia de tensión es la unidad. Cuando este elemento es conectado aparecen capacidades parásitas entre él y los cables y para corregir este defecto se coloca un capacitor variable que compensará dicha capacidad parásita de una forma análoga a lo que ocurre en la punta de un osciloscopio.

Colocando el operacional de esta forma se logra una gran impedancia de entrada y baja impedancia a la salida, de forma de poder conectar este dispositivo al tubo Geiger y al contador respectivamente.

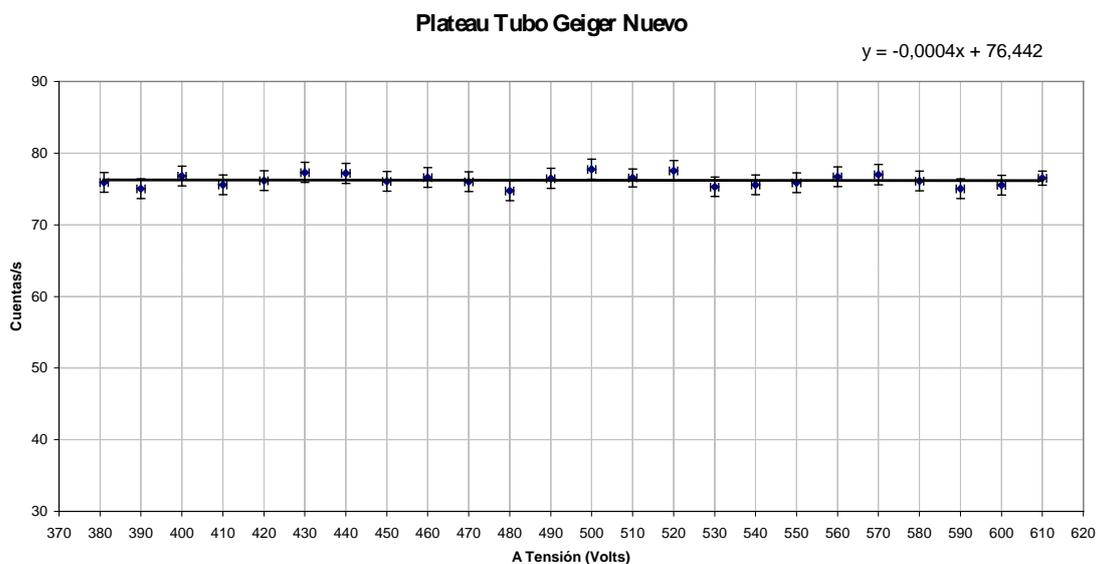
Para este proceso se cuenta con el mencionado Tubo Detector GM marca PHILIPS y modelo 18504 del que no se conoce su estado de funcionamiento ya que estuvo guardado mucho tiempo. A su vez, este tubo es del mismo modelo del tubo que usa el detector que actualmente usa el laboratorio. Entonces, para analizar si su funcionamiento es el correcto se lo reemplaza en el

antiguo equipo que posee el laboratorio y se hacen las siguientes mediciones referentes al Plateau del tubo GM y a la Altura de Pulso obtenido en un osciloscopio.

En primer lugar, se intercambian los tubos (se coloca el nuevo en el sistema de medición antiguo) y se calibra el circuito. Luego de conectar el circuito a la fuente de alta tensión, se observan los pulsos del tubo a 505 V de alta tensión (HV - High Voltaje).



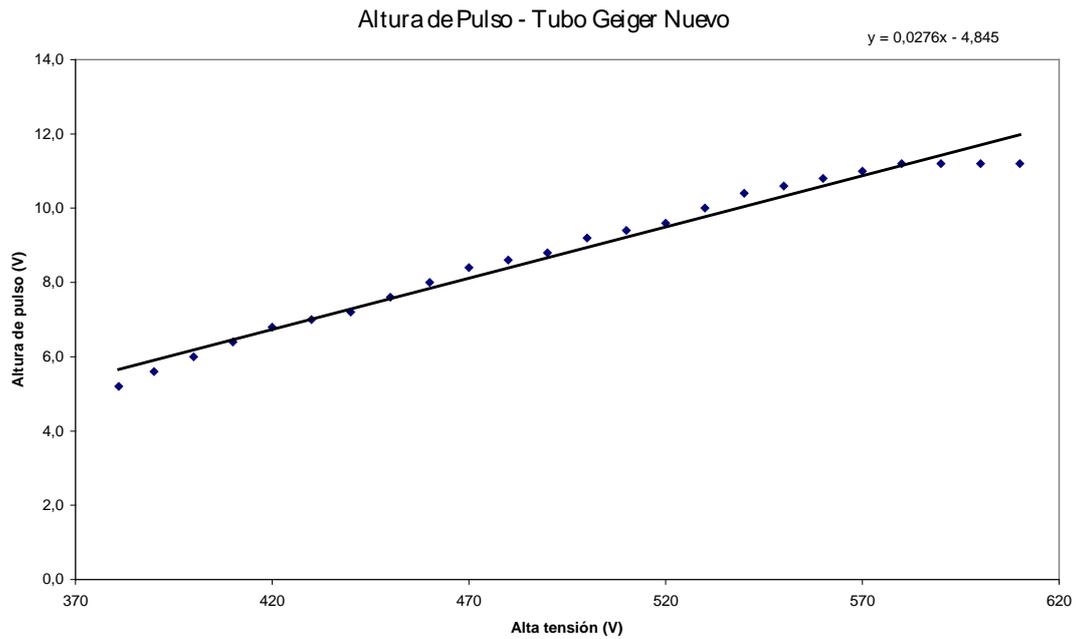
**Figura 5.9:** Altura de pulso del nuevo detector G-M.



**Figura 5.10:** Plateau del nuevo detector G-M.

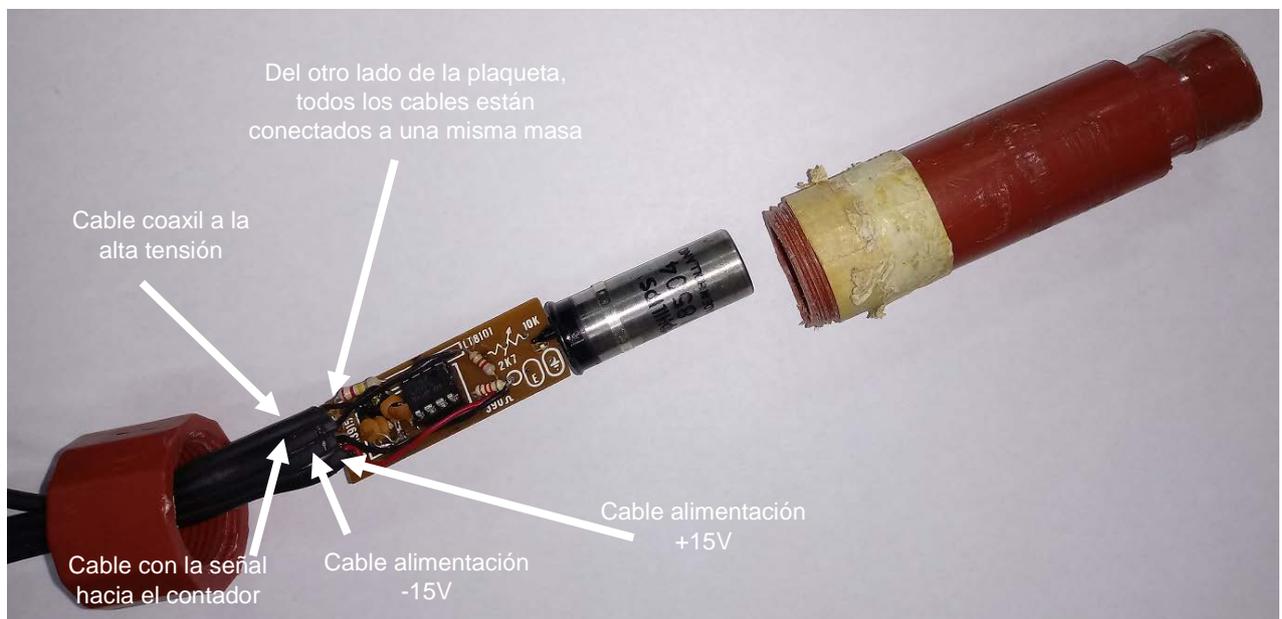
En la recta de tendencia de Plateau, se obtiene un valor de la pendiente  $m = - (0,0004 \pm 0,004)$ . El error fue calculado con el método de cuadrados mínimos.

Del análisis de la Figura 5.10, se concluye que en el detector GM existe una zona de Plateau entre los valores de 400 y 600 V tal como lo indica el fabricante.



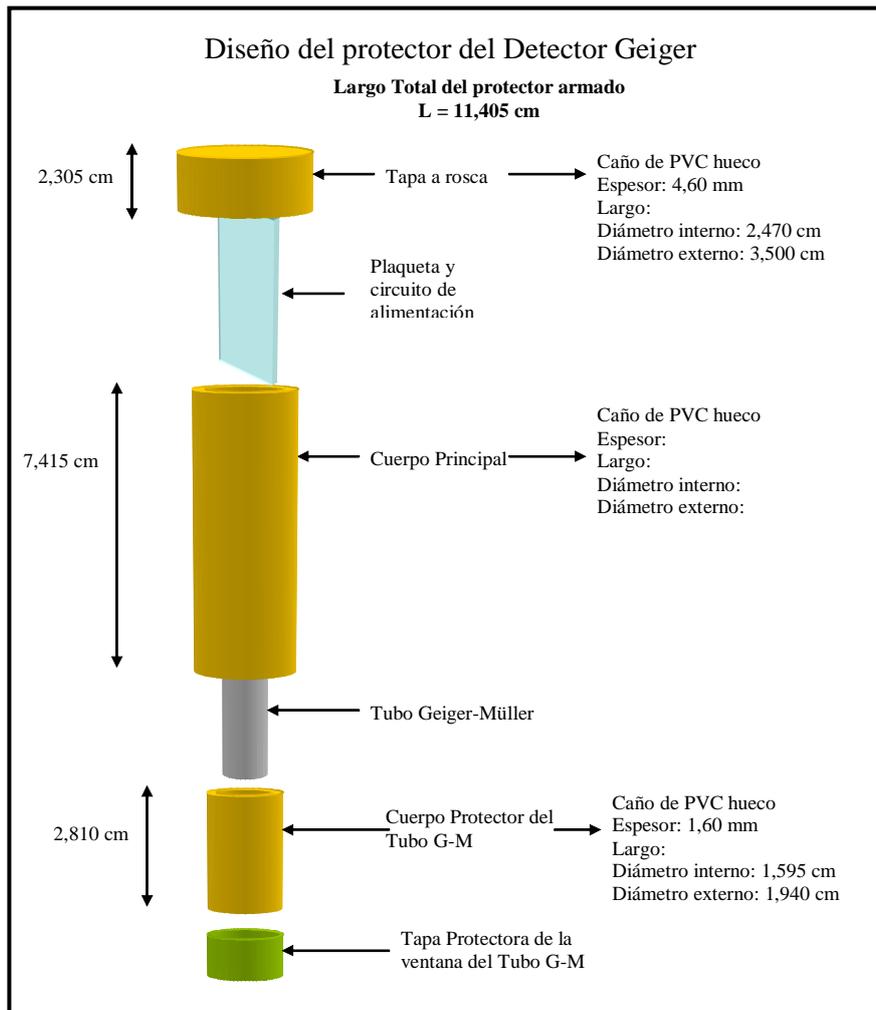
**Figura 5.11:** Altura de pulso del nuevo detector G-M.

La plaqueta donde se realizó el circuito descrito anteriormente se recuperó de una en desuso y sus medidas fueron adecuadas a la geometría del cuerpo principal de la carcasa protectora. En la siguiente figura se muestra en detalle la plaqueta con los elementos ya soldados del circuito.



**Figura 5.12:** Plaqueta y conexiones del nuevo detector G-M.

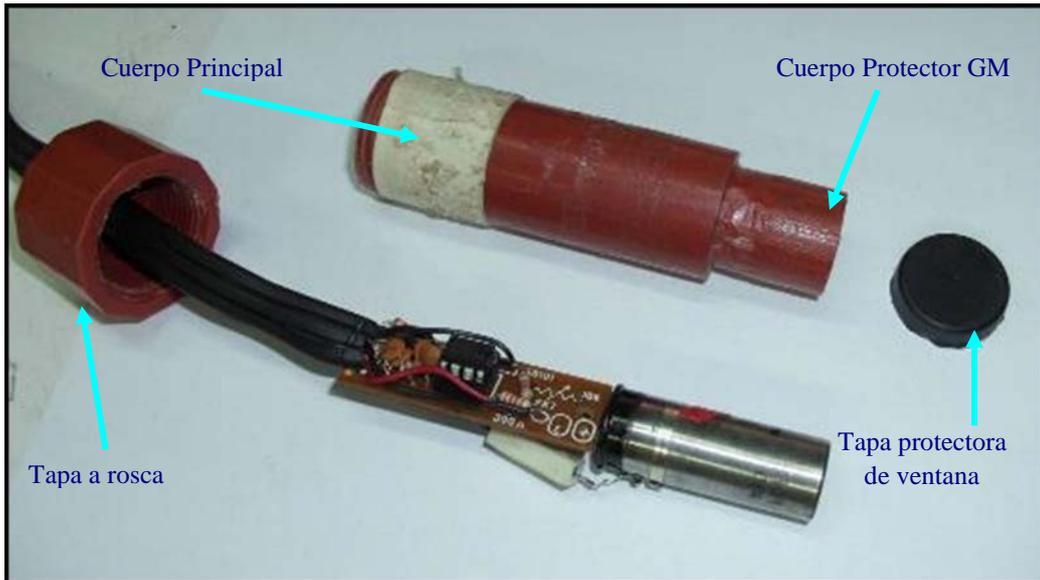
El diseño de la carcasa protectora del circuito se muestra en la siguiente figura:



**Figura 5.13:** Armado de la carcasa del nuevo detector G-M.

Este protector se ensambla encajando los componentes mediante presión excepto la tapa a rosca que posee al final y la cual está perforada en el extremo para salida de los cables que llevan a la alimentación y señal del circuito.

La carcasa protectora junto al detector y electrónica asociada se muestra en la siguiente figura:



**Figura 5.14:** Armado final del nuevo detector G-M.

### 5.2.2 Contador Electrónico

El Contador Electrónico, o módulo de conteo, fue construido en el Laboratorio de Física Nuclear de la UNT y los detalles de construcción están en Carrillo M. A.<sup>9</sup>, “Sistema de Medición Geiger basado en microcontrolador”.

Este módulo de conteo está basado en un microcontrolador y tiene la capacidad de contar los pulsos provenientes del detector, determinar la altura mínima de pulso (umbral de detección) y medir el tiempo de conteo. Su diseño permite una sencilla evolución con miras a automatizar mediciones y transferir los resultados a una PC minimizando el tiempo de exposición del operador.

Para su funcionamiento, y previendo expansiones futuras, se eligió un microcontrolador PIC 16F877A de Microchip<sup>®</sup> que incluye 8 entradas analógicas, 2 salidas analógicas, 2 comparadores y comunicación serie. El software se desarrolló en código Assembler dentro del entorno de programación MPLAB de Microchip<sup>®</sup>.



(a)



(b)

**Figura 5.15:** Forma final del Contador Electrónico y sus conexiones a los diferentes equipos del sistema de medición.

Permite conectar el detector GM y obtener el número de cuentas en un tiempo deseado por el operador.

### 5.2.3 Pruebas de Funcionamiento

Para comprobar el buen funcionamiento del sistema detector GM se lo conecta a una fuente de alta tensión y a una fuente de continua  $\pm 12$  V para la alimentación del operacional. Se coloca una fuente radiactiva de Cesio<sup>137</sup> para observar los pulsos en un osciloscopio.

Luego de la calibración, se observa que la señal tiene una altura de pulso de 6 V y 12 V cuando se tienen 400 V y 590 V de HV respectivamente. La saturación del pulso se observa recién a los 590 V de HV. También se mide el ancho del pulso y se obtienen los valores 0,30 ms, 0,36 ms y 0,40 ms para los valores de HV de 400 V, 500 V y 590 V respectivamente. Las tensiones parásitas (ruidos) son buscadas con el osciloscopio y se concluye que son despreciables frente a la señal del tubo GM.

## 6 - Dimensionamiento del experimento

### 6.1 Geometría del Recipiente de Agua

Si se tuvieran a disposición los materiales ideales para realizar el experimento, estos serían una lámina infinita de agua con espesor variable y una fuente radiactiva puntual. De esta manera nos aseguramos de que todos los fotones que emite la fuente radiactiva y que inciden en la lámina de agua tienen una probabilidad finita de producir una desviación de Compton y llegar al detector. Así también, se asegura una geometría cilíndrica perfecta que simplifica el método de cálculo.

Una forma muy cómoda de realizar las mediciones variando el espesor de agua, consiste en alinear verticalmente el detector y la fuente radiactiva para colocar la lámina interpuesta de manera horizontal. Esta disposición permite que el espesor de la lámina de agua se modifique añadiendo o quitando líquido.

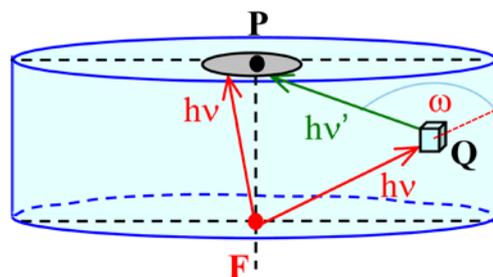
Se buscará simular una lámina infinita a través de un recipiente que contenga el agua y que sea lo suficientemente grande para considerarse infinito frente a las mediciones del Factor de Build Up.

Para ello se realizará un cálculo que obtenga las cotas del recipiente que contendrá el agua en la experiencia y que debe simular una lámina infinita. Para adentrarnos en ello, se analiza el camino, atenuación y probabilidad de Compton de los fotones que nacen en la fuente radiactiva, atraviesan la lámina de agua y llegan al detector.

#### 6.1.1 Estimación de las dimensiones del recipiente

De acuerdo a lo expuesto en el apartado 1.12 de ésta tesis, los fotones dispersados por interacción Compton tienen energías menores que la energía de los fotones incidentes. Además, la energía de los fotones dispersados disminuye al aumentar el ángulo que forma la dirección del fotón incidente con la dirección del fotón dispersado.

En el experimento, las direcciones de los fotones están fijadas por las posiciones de la fuente radiactiva, del detector y del elemento de volumen de agua donde se produce la dispersión tal como lo muestra la fig. 6.1.



**Fig. 6.1.:** Esquema que muestra las direcciones de los fotones en caso particular del experimento.  $\omega$  es el ángulo entre las direcciones del fotón incidente y el fotón dispersado.

Se deduce entonces que los elementos de volumen **Q** de agua más alejados de la línea vertical que une la fuente con el detector generan fotones dispersados de menor energía.

Estos nuevos fotones dispersados, al tener menor energía, tendrán un coeficiente de atenuación mayor en su recorrido en el agua. Al estar estos elementos más alejados las distancias recorridas por los fotones desde la fuente al elemento de volumen y desde el elemento de volumen al detector serán mayores y la atenuación en el recorrido total será mayor.

Se espera que a medida que los elementos de volumen estén más alejados de la línea fuente radiactiva – detector su contribución al Build Up sea menor.

Es usual expresar el Flujo de Build Up como proporcional al flujo directo de fotones:  $\psi_{BU} = \psi_d \times B$ , donde  $B$  será función de la geometría y a través de ella de  $h\nu'$ , la energía de los fotones dispersados.

Para un elemento de volumen del medio centrado en el punto Q será:

$$\psi_{BU}^{(Q)} = \psi_d \times B_Q \quad 6.1$$

y en consecuencia

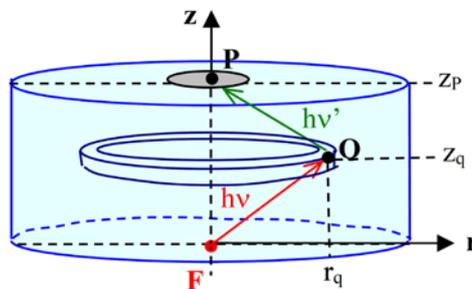
$$B_Q = \psi_{BU}^{(Q)} / \psi_d \quad 6.2$$

El flujo directo se calcula con la siguiente expresión,

$$\psi_d = (A \cdot \epsilon_\gamma) \left( \frac{\Omega_{FP}}{4\pi} \right) \cdot e^{-\mu \overline{FP}} \quad 6.3$$

expresado en fotones/s y donde  $\mu$  es el coeficiente de atenuación lineal en agua para fotones de energía  $h\nu$  [ $\text{cm}^{-1}$ ].

En geometría cilíndrica, el Flujo de Build Up que llega al punto P se puede calcular particionando el volumen en anillos determinado por un punto Q (coordenadas  $r_q, z_q$ ). Cada anillo contribuye con un flujo de Build Up  $\psi_{BU}^{(Q)}$ .



**Fig. 6.2:** Esquema que muestra los anillos de cálculo caracterizados por el punto Q.

Usando las expresiones de Klein Nishina desarrolladas en el apartado 1.13, el Flujo de Build Up se obtiene de la siguiente manera:

$$\psi_{BU}^{(Q)} = \phi_{FQ} \times \phi_{QP} \quad 6.4$$

Donde:

$\phi_{FQ}$  es el número de fotones por segundo (con energía  $h\nu$ ) que llegan al anillo determinado por el punto Q y que provienen de la fuente radiactiva F.

$\phi_{QP}$  es la fracción de fotones (con energía  $h\nu'$ ) que sufrieron dispersión Compton en el anillo determinado por el punto Q y que llegan al punto P.

$$\phi_{FQ} = (A \cdot \varepsilon_\gamma) \left( \frac{\Omega_{Anillo}}{4\pi} \right) \cdot e^{-\mu \cdot \overline{FQ}} \quad 6.5$$

Donde  $\Omega_{Anillo}$  [sr] es el ángulo sólido entre F y el anillo determinado por Q, y

$$\phi_{QP} = \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} \cdot N_e \cdot e_{atrav} \cdot \Omega_{QP} \cdot e^{-\mu' \cdot \overline{QP}} \quad 6.6$$

Donde:

$N_e$  es el número de electrones por unidad de volumen en el medio (agua) [electrón /cm<sup>3</sup>].

$e_{atrav}$  = espesor atravesado (por un fotón  $h\nu$ ) en el elemento de volumen centrado en Q.

$\Omega_{QP}$  = ángulo sólido [sr] entre el punto Q y el área asociada al punto P.

$\mu'$  = coeficiente de atenuación lineal en agua para fotones de energía  $h\nu'$  [cm<sup>-1</sup>].

$\partial_e \sigma / \partial \Omega$  = sección eficaz de Klein Nishina cuya expresión es:

$$\frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} = \frac{r_0^2}{4} \left( \frac{h\nu'}{h\nu} \right)^3 \left( \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \text{sen} \omega \right) \quad \text{cm}^2/e \quad 2.36$$

Con  $h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos \omega)}$  y  $r_0 = 2,818 \times 10^{-13}$  cm.

Por consiguiente, la ecuación 2.4 toma la siguiente forma:

$$\psi_{BU}^{(Q)} = (A \cdot \varepsilon_\gamma) \left( \frac{\Omega_{anillo}}{4\pi} \right) e^{-\mu \cdot \overline{FQ}} \cdot \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} \cdot N_e \cdot e_{atrav} \cdot \Omega_{QP} \cdot e^{-\mu' \cdot \overline{QP}} \quad 6.7$$

Si se multiplica y divide por  $(\Omega_{FP} \cdot e^{-\mu \cdot \overline{FP}})$  se puede reescribir:

$$\psi_{BU}^{(Q)} = \left( A \cdot \varepsilon_\gamma \cdot \frac{\Omega_{FP}}{4\pi} \cdot e^{-\mu \cdot \overline{FP}} \right) \cdot \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} \cdot N_e \cdot e^{-\mu \cdot (\overline{FQ} - \overline{FP})} \cdot e^{-\mu' \cdot \overline{QP}} \cdot \frac{\Omega_{QP}}{\Omega_{QF}} \cdot \Omega_{anillo} \cdot e_{atrav} \quad 6.8$$

Como la expresión entre paréntesis es el flujo directo de fotones,  $\psi_d$ , se puede escribir:

$$B_Q = \frac{\psi_{BU}^{(Q)}}{\psi_d} = \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} \cdot N_e \cdot e^{-\mu \cdot (\overline{FQ} - \overline{FP})} \cdot e^{-\mu' \cdot \overline{QP}} \cdot \frac{\Omega_{QP}}{\Omega_{QF}} \cdot \Omega_{anillo} \cdot e_{atrav} \quad 6.9$$

Ahora que se tiene el factor de Build Up que corresponde al punto Q, se procede a dividir el medio para realizar un cálculo discreto de la contribución de Build Up.

Se divide la lámina de agua en anillos de radio medio  $r_0$ , radio externo  $r_2$ , radio interno  $r_1$  y ancho  $\Delta r = r_2 - r_1$ . Estos anillos se encuentran a una altura  $z_0$  y tienen una altura  $\Delta z$ . Se asume que  $\Delta z = \Delta r$  y para la coordenada azimutal  $\varphi$ ,  $\Delta\varphi = \Delta r/r_0$ . Además se asocian a los puntos P y Q las áreas  $S_P$  y  $S_Q$  respectivamente e iguales a  $(\Delta r)^2$ .

Los ángulos sólidos se aproximan mediante las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}\Omega_{FP} &= S_P/(FP)^2 = (\Delta r)^2/(FP)^2; \\ \Omega_{QP} &= S_P/(QP)^2 = (\Delta r)^2/(QP)^2; \\ \Omega_{FQ} &= S_Q/(FQ)^2 = (\Delta r)^2/(FQ)^2. \\ \Omega_{Anillo} &= \text{Área anillo}/(FQ)^2 = \pi \times (r_2^2 - r_1^2)/(FQ)^2\end{aligned}\tag{6.10}$$

Además se considerará para el cálculo la siguiente aproximación:

$$e_{atrav} = \Delta r = r_2 - r_1\tag{6.11}$$

Reemplazando en la ecuación 2.9 se obtiene:

$$B_Q = \frac{\psi_{BU}^Q}{\psi_d} = \frac{\partial_e \sigma}{\partial \Omega} \cdot N_e \cdot e^{-\mu \cdot (FQ - FP)} \cdot e^{-\mu \cdot QP} \cdot \frac{\overline{FP}^2}{QP^2 \cdot FQ^2} \cdot \pi(r_2^2 - r_1^2) \cdot (r_2 - r_1)\tag{6.12}$$

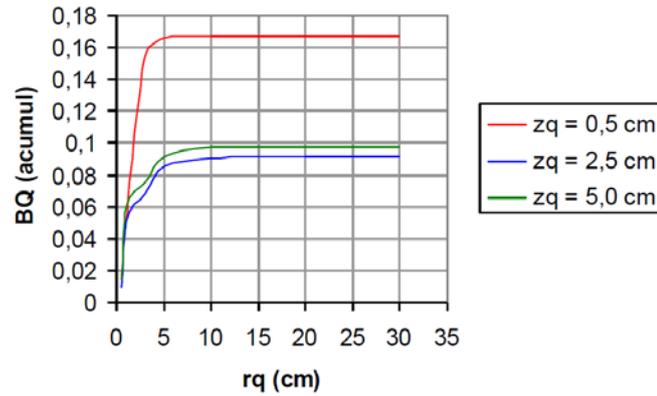
El ángulo  $\omega$  de la fig. 2.6 se calcula usando el triángulo definido por los puntos F, Q y P.

Los valores de  $B_Q$  calculados para 3  $z_q$  y para 7  $r_q$  se muestran en la tabla siguiente junto con  $B_{Qacum}$  que es la suma acumulada para cada  $z_q$ .

Los valores iniciales usados son:  $h\nu = 1250$  keV; distancia  $Z_P = 6,3$  cm.

$r_q$ (cm)	$z_q = 0,5$ cm		$z_q = 2,5$ cm		$z_q = 5,0$ cm	
	$B_Q$	$B_{Qacum}$	$B_Q$	$B_{Qacum}$	$B_Q$	$B_{Qacum}$
0.5	0.01649	0.01649	0.00933	0.00933	0.01406	0.01406
1.0	0.03573	0.05222	0.04156	0.05089	0.04549	0.05955
3.0	0.10284	0.15506	0.01758	0.06847	0.01631	0.07586
5.0	0.01150	0.16656	0.01697	0.08544	0.01584	0.09170
10.0	0.00045	0.16701	0.00545	0.09089	0.00537	0.09707
20.0	0.00016	0.16717	0.00064	0.09153	0.00018	0.09725
30.0	$7.24 \times 10^{-6}$	0.16718	$2.56 \times 10^{-6}$	0.09153	$7.65 \times 10^{-6}$	0.09726

En el gráfico siguiente se muestran los  $B_{Qacum}$  en función del radio para los 3  $z_q$ .



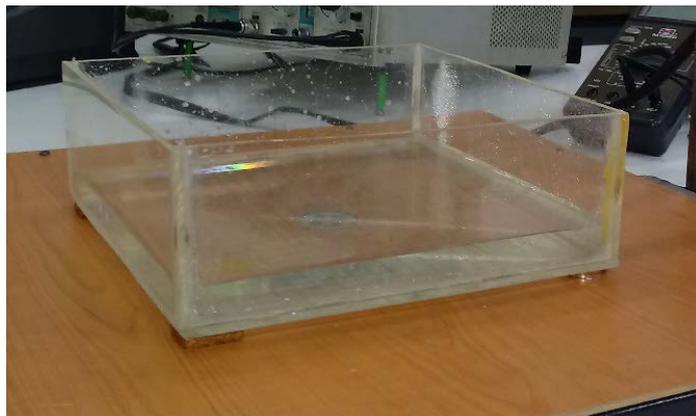
**Fig. 6.3:** Gráfico que muestra el Factor de Build Up acumulado,  $B_{Qacum}$ , para tres valores diferentes de la coordenada  $z$ .

Se observa que a partir de los 10 cm, la contribución al Build Up se puede considerar despreciable.

Se concluye que un contenedor cilíndrico con agua, con radio de 10 cm o mayor, se comporta aproximadamente como una lámina infinita con respecto a la contribución de Build Up, para fotones con energía incidente de 1250 keV y altura del cilindro (distancia fuente-detector) menor o igual a 6,3 cm.

## 6.2 Construcción del recipiente de agua

Para la construcción del recipiente contenedor de agua se elige al acrílico ya que de este material se dispone de valores tabulados del coeficiente de atenuación gamma para futuros modelos numéricos (Attix, 1991) mientras que del plástico no se tienen datos.



**Fig. 6.4:** Foto del recipiente de acrílico construido en el laboratorio con uniones de silicona.

### 6.3 Base y Soporte regulable para Detector GM

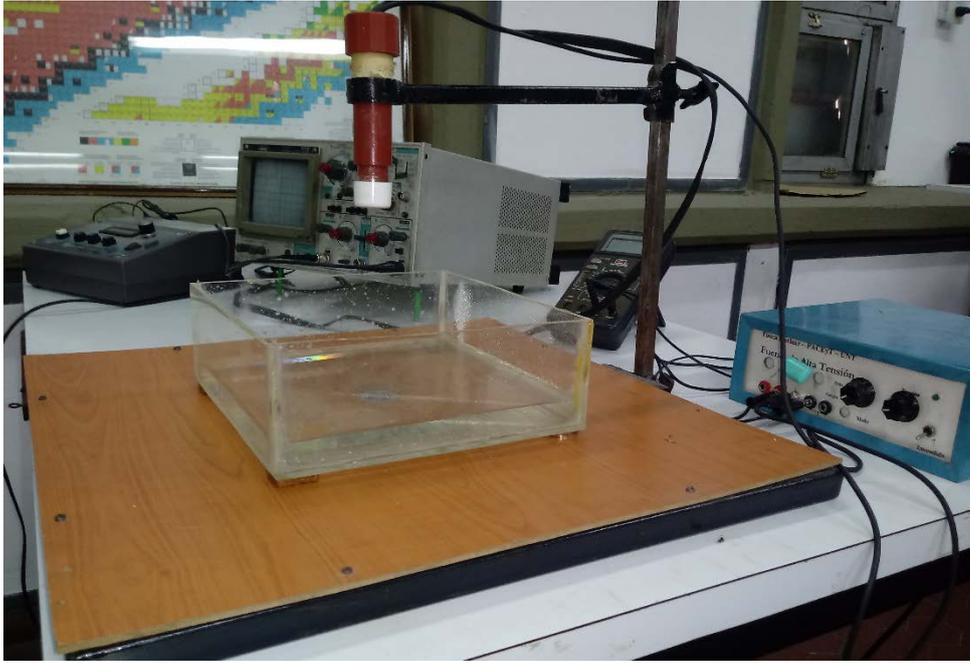
Se construye una “mesada” de hierro y madera, cuadrada de 50 cm de lado que soporte el recipiente con agua, que aloje los portafuentes radiactivos CNEA y que permita mantener el nivel y la geometría del sistema.

La base se construye con una estructura realizada en caño de hierro estructural reforzado y una placa de chapadur, en la que se cala una abertura circular de manera que la fuente radiactiva se encuentre en el mismo nivel que la base.

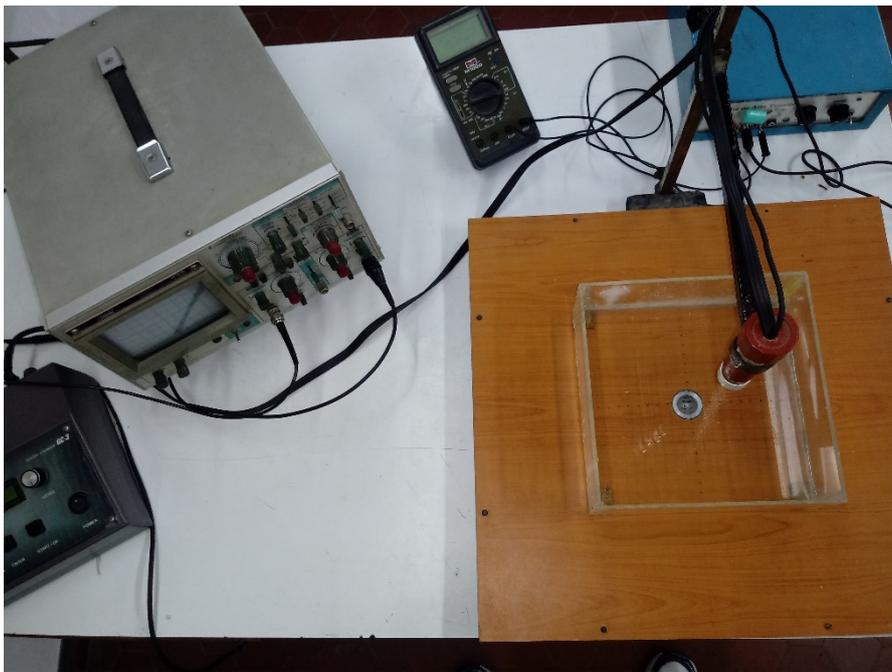
Se construye un soporte metálico que mantiene al detector en su posición vertical y permite ajustarlo en altura (Fig. 6.5 a, b, c). Se alinea verticalmente el soporte con el centro de la base.



**Figura 6.5.a:** Vista en perspectiva del Dispositivo detector Geiger-Müller terminado.



(b)



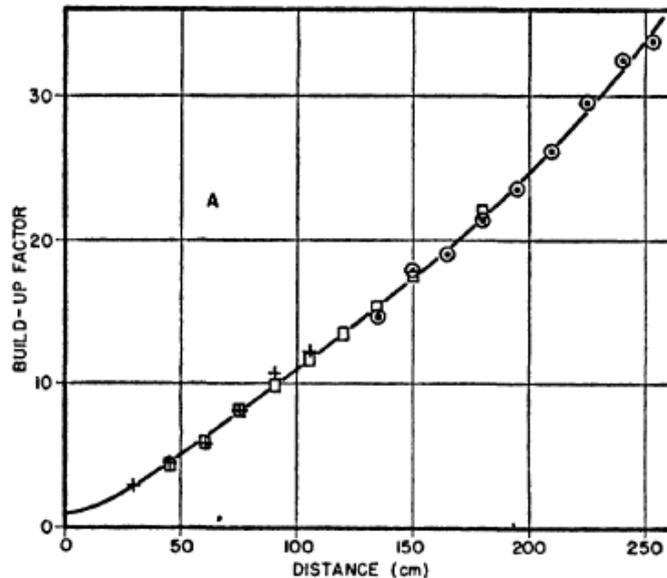
(c)

**Figura 6.5:** Dispositivo detector Geiger-Müller terminado (b) visto de costado; (c) desde arriba.

## 7 – Resultados y Discusión

### 7.1. Resultados Experimentales

White (1950) menciona que el factor de Build Up es el valor de la ionización observada a la ionización esperada de los rayos gamma primarios solamente, sin tener en cuenta el múltiple scattering.



**Figura 3. 1:** Tablas obtenidas por White para el Factor de Build Up en función de la distancia. +, datos obtenidos a través de un dosímetro y de una fuente de 0,33 Curies; □ datos obtenidos a través de un dosímetro y de una fuente de 4,75 Curies; ⊙ datos obtenidos a través de un contador electrónico y de una fuente de 4,75 Curies.

La ionización observada está representada en las mediciones por la tasa de cuentas corregida  $R_c$ , que mide la radiación de la fuente radiactiva atenuada por el agua y los fotones producidos en el agua por efecto Compton, descartando el fondo radiactivo, mientras que la Tasa Esperada,  $R_e$ , es el valor esperado de tasa de cuentas obtenido considerando sólo la atenuación de los fotones en el agua en su camino al detector. La expresión para  $R_e$  es la siguiente:

$$R_{e(\Phi)} = R_{C(\Phi=0)} e^{-\mu_{H_2O} \cdot \Phi} \quad 7.1$$

Donde  $R_{C(\Phi=0)}$  es el valor de la Tasa de Cuentas Corregida sin agua en el recipiente y que sirve de referencia para los cálculos de atenuación.

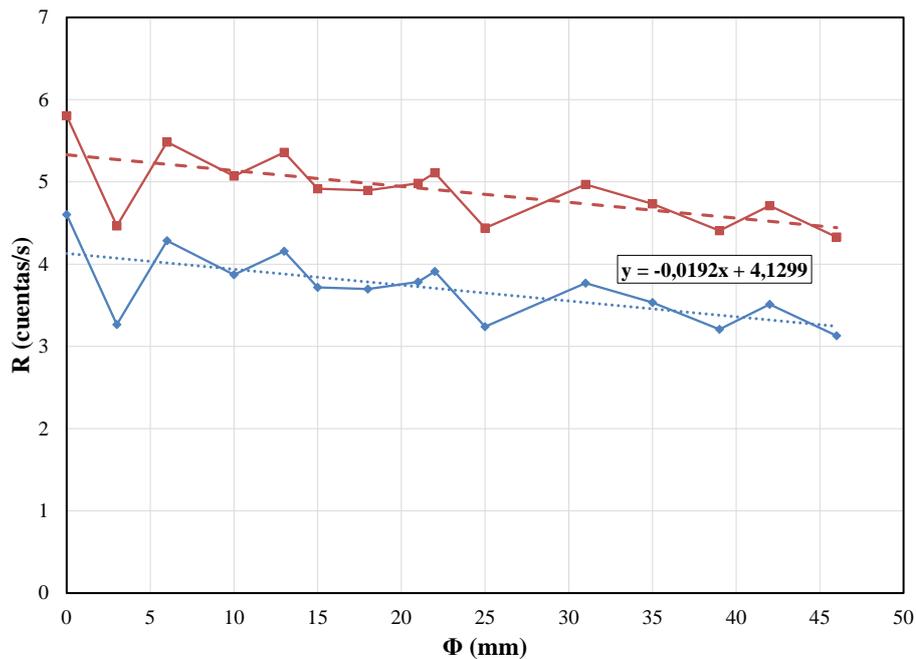
Además, se supone que el camino de los fotones hacia el detector es el mismo para todos los fotones emitidos, lo que facilita el cálculo y puede usarse el coeficiente de atenuación lineal del agua  $\mu_{H_2O}$ . Dado que el coeficiente de atenuación lineal disminuye al aumentar la energía de los fotones, el coeficiente de atenuación lineal para el  $^{60}\text{Co}$  es menor que para el  $^{137}\text{Cs}$ . (Attix, 1991)

Se mide el fondo radiactivo con el equipo de medición en posición de medir pero sin la fuente radiactiva y se obtiene:

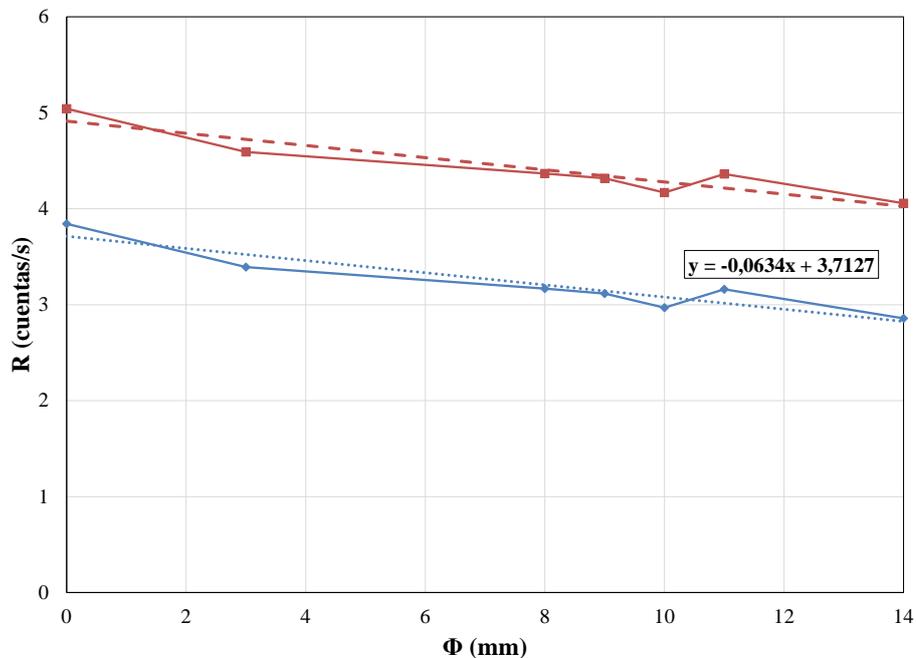
$$Fondo_{Radiac} = 1.20 \pm 0.05 \text{ cuentas/s}$$

lo cual brinda una cota de error en las mediciones del 4%. Tanto las mediciones del fondo radiactivo como las del Factor de Build Up fueron realizadas el 4 de noviembre de 2008.

En la fig. 7.1 se muestran los resultados de las mediciones crudas de la Tasa de Cuentas,  $R$ , y de la Tasa de Cuentas Corregida por el fondo radiactivo,  $R_c$ .



(a)



(b)

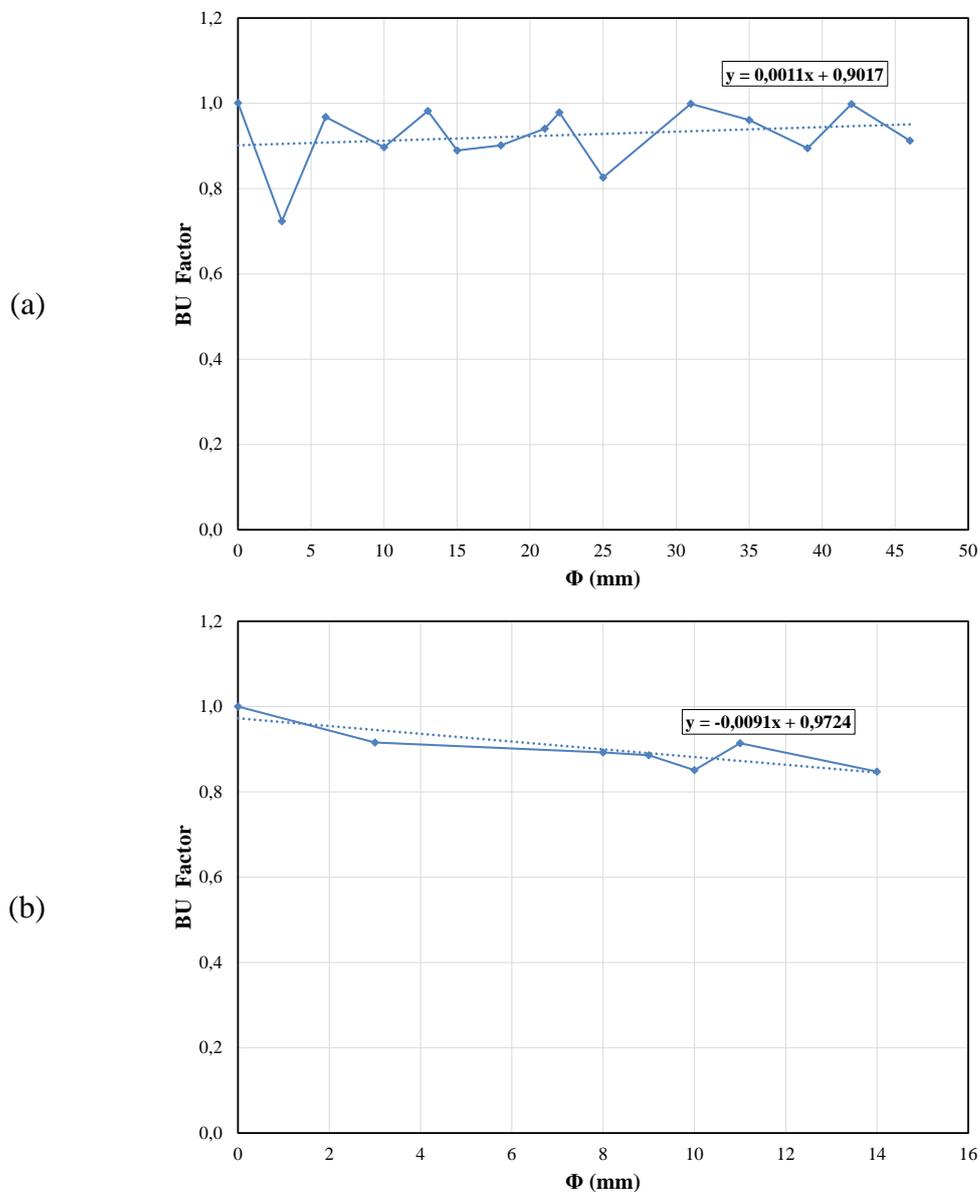
**Figura 7.1:** Tasa de Cuentas  $R$  (--) (■) y Tasa de Cuentas Corregida  $R_c$  (—) (◆) en las fuentes de (a)  $^{60}\text{Co}$  y (b)  $^{137}\text{Cs}$ .

Los errores en el cálculo de  $R_c$  son en promedio del 6,5% en el Cesio y del 5,2% en el Cobalto.

La figura 7.2 muestra la dependencia del BU Factor (Factor de Build Up) en función del espesor de agua  $\Phi$ . Recordando, este factor es el cociente entre la tasa de cuentas corregida  $R_c$  y la tasa de cuentas esperada  $R_e$ .

En el cálculo del Factor de BU hay que considerar el espesor de agua y su error de acuerdo a la ec. 7.1. Por lo tanto en la propagación de errores, el error del  $\Phi$  debe ser tenido en cuenta en la determinación del el error de Factor de BU.

Al hacer las cuentas se observa un error porcentual promedio del 10% para el Factor de BU, y también que va disminuyendo al incrementar el espesor, como era de esperar. Se puede hacer una primera conclusión diciendo que si se consideraran espesores de agua mayores, se conseguirían disminuir el error del Factor de BU.



**Figura 7.2:** Factor de Build Up en función del espesor de la lámina de agua  $\Phi$ , en las en las fuentes de (a)  $^{60}\text{Co}$  y (b)  $^{137}\text{Cs}$ .

El error con el cual se determina la pendiente de la rectas de tendencia, se muestra en la siguiente tabla.

Pendientes	Normal – $^{60}\text{Co}$	Normal – $^{137}\text{Cs}$
$m$ ( $\text{mm}^{-1}$ )	0,001	-0,009
$\Delta m$	0,001	0,002

**Figura 7.3. Tabla 7.1:** Valores de la pendiente de la recta de tendencia,  $m$ , para las dos fuentes radiactivas de  $^{60}\text{Co}$  y  $^{137}\text{Cs}$ .

Se observa una marcada aleatoriedad de los valores del Factor de BU. Esto está justificado por la estadística que domina los fenómenos nucleares. Esta aleatoriedad podría reducirse aumentando el tiempo de toma de datos en cada medición.

## 7.2 Discusión sobre las Mediciones Realizadas

Del análisis de la fig. 7.2 (b) se puede concluir que usando la fuente radiactiva de  $^{137}\text{Cs}$  (CNEA 102-90) en este experimento, no se observan posibilidades de detectar un aumento del Factor de Build Up. Esto puede deberse al bajo valor de su actividad en el día de la medición ( $8.42\text{E}-07$  Ci) y/o a que la energía de los fotones (662 keV) es muy baja. Esto produciría que el efecto de atenuación sea más importante que el efecto Compton.

El resultado obtenido nos hace tomar la decisión de desechar la fuente de Cesio para futuros avances en el presente trabajo por la imposibilidad de poder detectar el aumento del Factor de BU.

Por otro lado, en la fig. 7.2 (a) se puede apreciar que el  $^{60}\text{Co}$  permite observar un leve aumento del Factor de Build Up a medida que el nivel de agua en el recipiente aumenta. Sin embargo, la pendiente de la recta de tendencia es  $m = (0.001 \pm 0.001) \text{ m}^{-1}$ , cuyo valor contiene al valor 0.

La baja actividad de la fuente ( $4.53\text{E}-07$  Ci en el día de la medición) y el consecuente acotado rango de variación en el espesor de agua, hacen pensar que no se pueda observar con claridad el incremento del Factor de Build Up.

Esta situación sugiere que si se pudiera realizar el experimento con una fuente de Cobalto cuya actividad permitiese extender el rango de espesores a valores mayores que 6 cm, se lograría disminuir el error del factor de BU. Por lo dicho anteriormente el aumento de  $\Phi$  disminuye el error porcentual. Al tener un menor error porcentual, sería más evidente el aumento del Factor de BU, por ejemplo si el espesor fuera de unos 20- 30 cm (White, 1950), se conseguiría un error de hasta un 3% o menos.

Pero, como existe un compromiso entre la actividad de la fuente y el espesor de agua, y además se dispone sólo de esta fuente de Cobalto, se considera al método de medición y al experimento como incapaces experimentalmente de determinar un aumento del Factor de BU.

En el experimento de White se usó una fuente de  $^{60}\text{Co}$  con 4.75 Ci, con lo que existen 7 órdenes de magnitud respecto a las fuentes usadas en este trabajo. Esto por una parte hace pensar que la baja actividad de nuestra fuente estaría dificultando la llegada de los fotones al detector.

Las mediciones de este trabajo no pueden compararse con las White, por dos aspectos importantes: el primero reside en la actividad de las fuentes, ya mencionado, y porque la configuración experimental es diferente.

En el caso del experimento de White, el detector está inmerso en el agua, y la distancia fuente detector se varía a lo largo de las mediciones. En el caso aquí expuesto la distancia fuente-detector permanece fija y se aumenta gradualmente el volumen del medio interpuesto.

### **7.3 Nueva Propuesta y Mediciones**

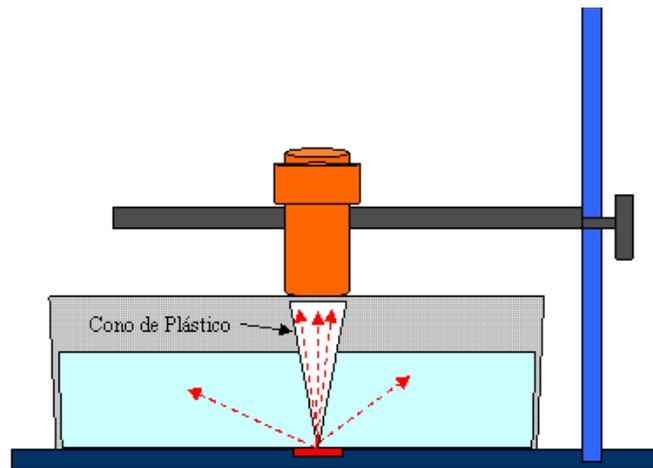
Como los resultados obtenidos no son los esperados, en especial en el caso de la fuente de Cesio, se propone un nuevo método de medición. En este nuevo método se modifica la geometría del esquema de medición desarrollado en el capítulo 4. Los resultados y conclusiones obtenidos con esta nueva configuración escapan al alcance de esta tesis.

Sin embargo se incluyen solamente los resultados preliminares porque esta modificación dio lugar a una nueva línea de investigación.

En su camino hacia el detector, se espera que los fotones se atenúen y se busca un método alternativo que permita observar mejor el crecimiento del Factor de Build Up.

Se propone entonces “excluir” el agua de una región cónica centrada en la fuente radiactiva y base en el detector como se ve en la fig. 7.4. Para ello se construye una superficie cónica realizada con plástico transparente de 0,5 mm de espesor y se suelda justo por encima de la fuente radiactiva, en el centro del recipiente de agua.

La presencia del cono impide que el agua llene el volumen delimitado por él. De esta manera se suprime el agua de la región de “radiación directa” de los fotones hacia la ventana del detector, y por lo tanto se elimina su atenuación por el agua. El detector nuevamente se mantiene fijo a una altura  $H = 6.3$  cm mientras se generan diferentes niveles de agua en el recipiente.



**Figura 7.4:** Disposición experimental cuando se utiliza el cono de plástico para las mediciones.

En este método no hay agua entre la fuente y el detector. Se espera que lleguen al detector los fotones emitidos por la fuente radiactiva únicamente atenuados por el aire según la ecuación  $e^{-\mu_{aire} \cdot \Phi}$ .

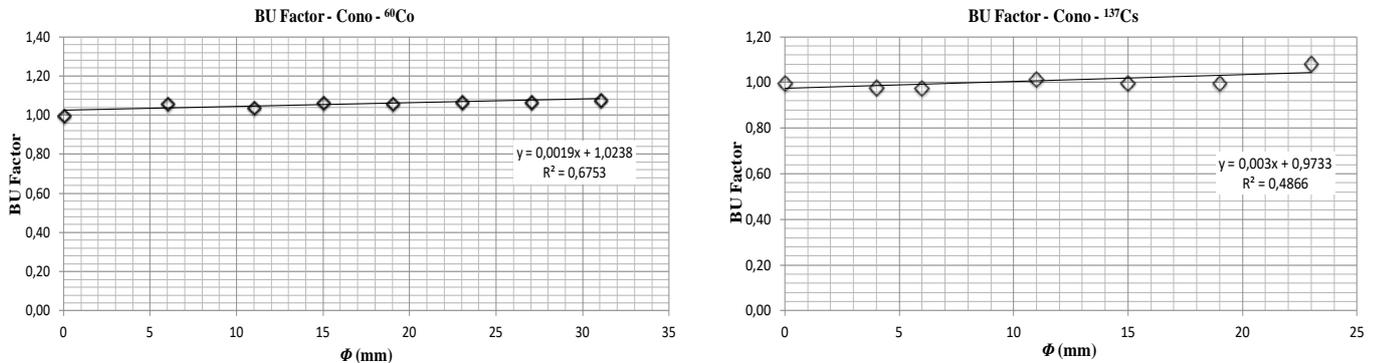
En la siguiente tabla confeccionada por Attix, se muestran los valores relativos del coeficiente de atenuación respecto de la densidad del material. Se observa que al obtener el coeficiente de atenuación del aire ( $\mu_{aire}$ ) para la energía de 1,25 MeV ( $^{60}\text{Co}$ ), resulta despreciable frente al coeficiente de atenuación del agua ( $\mu_{H_2O}$ ) dado la diferencia de 3 órdenes de magnitud en la densidad de cada material.

**Tabla 2.1:** Valores del cociente  $\mu/\rho$  para diferentes medios en función de la energía de los fotones incidentes.  $\rho$  es la densidad del material.

Photon Energy [MeV]	Air			Water			ICRU Compact Bone			ICRU StriatedMuscle		
	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu_{en}/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu_{en}/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu_{en}/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	$\mu_{en}/\rho$
0.01	5.04	4.61	4.61	5.21	4.79	4.79	20.3	19.2	19.2	5.30	4.87	4.87
0.015	1.56	1.27	1.27	1.60	1.28	1.28	6.32	5.84	5.84	1.64	1.32	1.32
0.02	0.758	0.511	0.511	0.778	0.512	0.512	2.79	2.46	2.46	0.796	0.533	0.533
0.03	0.350	0.148	0.148	0.371	0.149	0.149	0.962	0.72	0.72	0.375	0.154	0.154
0.04	0.248	0.0668	0.0668	0.267	0.0677	0.0677	0.511	0.304	0.304	0.267	0.0701	0.0701
0.05	0.206	0.0406	0.0406	0.225	0.0418	0.0418	0.346	0.161	0.161	0.224	0.0431	0.0431
0.06	0.187	0.0305	0.0305	0.205	0.0320	0.0320	0.273	0.0998	0.0998	0.204	0.0328	0.0328
0.08	0.167	0.0243	0.0243	0.185	0.0262	0.0262	0.209	0.0537	0.0537	0.183	0.0264	0.0264
0.1	0.155	0.0234	0.0234	0.171	0.0256	0.0256	0.181	0.0387	0.0387	0.170	0.0256	0.0256
0.15	0.136	0.0250	0.0250	0.151	0.0277	0.0277	0.150	0.0305	0.0305	0.150	0.0275	0.0275
0.2	0.124	0.0268	0.0268	0.137	0.0297	0.0297	0.133	0.0301	0.0301	0.136	0.0294	0.0294
0.3	0.107	0.0287	0.0287	0.119	0.0319	0.0319	0.114	0.0310	0.0310	0.118	0.0317	0.0317
0.4	0.0954	0.0295	0.0295	0.106	0.0328	0.0328	0.102	0.0315	0.0315	0.105	0.0325	0.0325
0.5	0.0868	0.0297	0.0296	0.0966	0.0330	0.0330	0.0926	0.0317	0.0317	0.0958	0.0328	0.0328
0.6	0.0804	0.0296	0.0295	0.0894	0.0329	0.0329	0.0856	0.0315	0.0314	0.0886	0.0326	0.0325
0.8	0.0706	0.0289	0.0289	0.0785	0.0321	0.0321	0.0751	0.0307	0.0306	0.0778	0.0318	0.0318
1	0.0635	0.0280	0.0278	0.0706	0.0311	0.0309	0.0675	0.0297	0.0295	0.0699	0.0308	0.0306
1.5	0.0517	0.0256	0.0254	0.0575	0.0284	0.0282	0.0549	0.0272	0.0270	0.0570	0.0282	0.0280
2	0.0444	0.0236	0.0234	0.0493	0.0262	0.0260	0.0472	0.0251	0.0249	0.0489	0.0259	0.0257
3	0.0358	0.0207	0.0205	0.0396	0.0229	0.0227	0.0382	0.0221	0.0219	0.0392	0.0227	0.0225
4	0.0308	0.0189	0.0186	0.0340	0.0209	0.0206	0.0331	0.0204	0.0200	0.0337	0.0207	0.0204
5	0.0276	0.0178	0.0174	0.0303	0.0195	0.0191	0.0297	0.0192	0.0187	0.0300	0.0193	0.0189
6	0.0252	0.0168	0.0164	0.0277	0.0185	0.0180	0.0274	0.0184	0.0178	0.0274	0.0183	0.0178
8	0.0223	0.0157	0.0152	0.0243	0.0170	0.0166	0.0244	0.0173	0.0167	0.0240	0.0169	0.0164
10	0.0205	0.0151	0.0145	0.0222	0.0162	0.0157	0.0226	0.0198	0.0219	0.0219	0.0160	0.0155

Es por ello que se establece que la Tasa de Cuentas Esperada,  $R_e$ , esperada tendrá un mismo valor entre 0 y 6.3 cm de agua y se calculará como:

$$R_e = R_C (\Phi=0)$$



**Figura 7.5:** Factor de Build Up para el nuevo método propuesto en las dos fuentes radiactivas citadas.

De la Figura 7.5 se observa un aumento leve del Factor de Build Up (B) en ambas fuentes radiactivas. La notable mejora en los valores del BU Factor en el método con cono puede deberse a la ausencia de la atenuación en la región que abarca el ángulo sólido entre la fuente radiactiva y el detector. Sin embargo, existe una disminución de los valores  $R_{C(0)}$  respecto del método de medición desarrollado en el capítulo 4.

## 7.4 Conclusiones

Este trabajo ha sido rico en aprendizajes, los que enumero a continuación sin ningún orden de importancia, y a los que considero que contribuyeron a los resultados “no esperados” de esta Tesis.

La búsqueda de bibliografía y antecedentes en el tema. La determinación del Factor de Build Up no es un tema muy investigado. La primera publicación en el tema data de 1950, y en una búsqueda exhaustiva, al momento de analizar mis resultados experimentales, no se encontraron muchas publicaciones actuales. Ese aspecto ya tendría que estar indicando algo en el desarrollo de este experimento: que no es sencillo, que no tiene demasiadas aplicaciones, o que es una temática que no reviste mayor interés científico por algún motivo.

De haber encontrado el trabajo de White con suficiente antelación, hubiera podido darme cuenta de que las fuentes que existen en el Laboratorio de Física Nuclear no eran las adecuadas para llevar adelante las mediciones que se proponían en esta Tesis. Las fuentes que se usaron no tenían la actividad suficiente que permitieran “observar” el Factor de Build Up.

Realizar “mediciones exploratorias” me hubiera permitido descartar la fuente de Cesio al inicio de las mediciones. Su radiación se veía atenuada por el espesor de aire entre la fuente y el detector.

Una vez que esos aspectos han sido tenidos en cuenta recién se puede diseñar y dimensionar el experimento y su geometría. Lo que tal vez hubiera conducido a la necesidad de utilizar otro dispositivo de medición, y construir la electrónica apropiada.

El resultado de esta Tesis ha sido altamente productivo porque he podido detectar los aspectos que se debieron haber considerado; adquirí criterios experimentales que serán útiles en mi futura vida profesional.

## Referencias

- Attix, F. H. (1991), *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley-VCH.
- Carrillo, M. A, J. Ramos, J. Vazquez (2008)a. “Sistema de medición Geiger basado en microcontrolador para el estudio de campos de radiación en sistemas de irradiación”. 93 Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina y XI Reunión de la Sociedad Uruguaya de Física. Buenos Aires – Argentina.
- Chibani, O. (2005), A sub-minute Monte Carlo dose calculation engine for prostate implants. *Med. Phys.* 32(12), 3688–3698MCPI(c).
- Evans, R.D. (1955), *The Atomic Nucleus*, TATA McGraw-Hill Publishing Company Ltd, IN, 674 pp.
- Fano, U. (1953), Penetration of X- and Gamma Ray to Extremely Great Depths. *J. Res. Nat. Stand.* 51, 95.
- Foderaro, A. (1978) *The photon shielding manual*. Pennsylvania State University, EU, 11-15, 97-101 pp.
- Goldstein, H., J. Wilkins (1954), *Calculations of the Penetration of Gamma Rays*. Nuclear Development Associates, Inc., NYO-3075.
- Harima, Y. (1993), An historical review and current status of build up factor calculations and applications. *Radiat. Phys. Chem.* 41(4–5), 631–672.
- Klein, O., Y. Nishina (1929), Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Z. Phys.* 52 (11-12): 853 and 869.
- Mangussi, J. (2013), *Modelos para la Tasa de Dosis en la Irradiación Gamma*.
- Manjunatha, H. C., B. Rudraswamy (2011), Computation of exposure build-up factors in teeth. *Radiations Physics and Chemistry* 80, 14-21.
- National Bureau of Standards (1957), Penetration and diffusion of gamma rays, *Applied Spectroscopy. Res.*, 11, Issue 1, 49-56 pp.
- Shultis, J.K., R. Faw (2005), Radiation shielding technology. *Health Phys.* 88(6), 587–612.
- Singh, P.S., Singh, Tejbir, Kaur, Paramajeet (2008), Variation of energy absorption build-up factors with incident photon energy and penetration depth for some commonly used solvents. *Ann. Nucl. Energy* 35, 1093–1097.
- Spencer, L. V., U. Fano (1951), Penetration and Diffusion of X rays, Calculation of Spatial Distributions by Polynomial Expansion. *Phys. Rev. Res.*, 81, 464.
- Trincavelli, J. (1995), *Interacción de la radiación con la materia*. Apunte. Famaf, UNC.
- Tsiakalos, M.F. (2006), Monte Carlo dosimetric evaluation of high energy vs low energy photon beams in low density tissues. *Radiother. Oncol.* 79, 131–138.

White, G. M. (1950), The Penetration and Difusion of Co<sup>60</sup> Gamma-Rays in Whater Using Spherical Gaometry. Phys. Rev. 80, 154.