

130a  
2 ejem



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

FACULTAD DE QUÍMICA

OPTIMIZACIÓN DE UN  
ESPECTROMETRO GAMMA

**T E S I S**

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
INGENIERO QUÍMICO  
P R E S E N T A  
GILBERTO VELAZQUEZ ARELLANO

MEXICO, D. F.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

1994



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

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

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

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



EXAMENES PROFESIONALES  
FAC. DE QUÍMICA

Jurado asignado:

Presidente: Prof. Juan Lartigue Gordillo.

Vocal: Prof. Guillermina Burillo Amezcua.

Secretario: Prof. Humberto Arriola Santamaría.

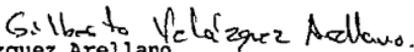
1er. Suplente: Prof. Luis Cabrera Mosqueda.

2do. Suplente: Prof. Martín Jesús Soberón Mobarak.

Facultad de Química, U.N.A.M.

Asesor:

M. en C.  Humberto Arriola Santamaría.

Sustentante:   
Gilberto Velázquez Arellano.

## INDICE POR CAPITULOS.

CAPITULO I. INTRODUCCION.

CAPITULO II. BASES TEORICAS.

CAPITULO III. PARTE EXPERIMENTAL Y RESULTADOS.

CAPITULO IV. CONCLUSIONES.

CAPITULO V. BIBLIOGRAFIA.

## I. INTRODUCCION.

En aplicaciones de distintas técnicas nucleares se requieren diferentes tipos de espectrómetros. Sin embargo para trabajar en análisis de rayos gamma de captura o rayos "prompt" gamma por medio de la activación con neutrones lentos comunmente llamado método P.G.N.A.A. (Prompt Gamma Neutron Activation Analysis) se necesita un espectrómetro gamma de alta calidad que responda a altas tasas de conteo.

En la facultad de química se pretende hacer un estudio basado en el método P.G.N.A.A. en petróleo, por lo tanto, en el presente trabajo se hace una selección del equipo adecuado y una optimización de un sistema espectrométrico de rayos gamma de captura, la cual es muy necesaria en esta técnica de análisis relativamente nueva.

Una técnica de este tipo nos da la posibilidad de hacer medidas de concentraciones de elementos presentes en alguna muestra; los resultados se obtienen en forma rápida y de manera muy precisa. De esta forma se tiene también la posibilidad de medir, en línea de proceso en algunas industrias, la cantidad de algún elemento que esté pasando por alguna corriente del proceso. Por ejemplo, en una refinería medir la concentración de azufre y vanadio que son elementos problema por su alto grado de contaminación y envenenamiento de los catalizadores usados dentro de la refinería.

Esta técnica se basa en las interacciones que el neutrón llega a tener con los núcleos de los elementos contenidos en la muestra analizada, o sea, se basa en la reacción nuclear neutrón gamma ( $n, \gamma$ ). Esto significa que en los elementos, sus núcleos resultantes y excitados por la captura de neutrones, tienen energías de excitación altas, esta energía es disipada (si el neutrón no es reemitido), por la emisión inmediata de rayos gamma. Estos rayos gamma son característicos de cada elemento y por lo tanto nos proporcionan la información necesaria para hacer el análisis que nos interesa.

## II. BASES TEORICAS.

### RADIACION IONIZANTE.

Radiación ionizante. Estas emisiones son partículas atómicas o subatómicas con cierta energía cinética o radiaciones electromagnéticas de determinada energía.

Las radiaciones ionizantes se pueden clasificar de acuerdo a su interacción con la materia de la siguiente manera:

radiación ionizante. <sup>(6)</sup>	[	partículas	[	electrones rápidos
		cargadas.		parti. cargadas pesadas
		radiación	[	radiación electromagnética
		sin carga.		neutrones

Electrones rápidos. Incluyen partículas beta ( $\beta$ ) positivas o negativas emitidas en decaimiento radiactivo, así como los electrones energéticos producidos en otros procesos.

Partículas cargadas pesadas. Son aquellas cuya masa es igual o mayor que una unidad de masa atómica, tales como los productos de fisión, los protones, las partículas alfa o los productos de muchas reacciones nucleares.

Radiación electromagnética. Dentro de ésta la que nos interesa incluye los rayos X emitidos por las capas electrónicas internas de los átomos y los rayos gamma, los cuales se originan por transiciones dentro del núcleo mismo.

Los neutrones son generados por varios procesos nucleares y son clasificados en neutrones rápidos y neutrones lentos de acuerdo a su energía cinética.

### IONIZACION ESPECIFICA.

Cuando la radiación incide sobre un electrón de los átomos

que atraviesa, se transfiere una cantidad de energía al electrón, el que es separado del átomo en forma de ión negativo. El átomo permanece como un ión positivo y así se forma un par de iones o un par iónico. La ionización específica para cualquier radiación, es definida como el número de pares iónicos producidos por cada milímetro de trayectoria en un medio dado.

Las radiaciones también pueden incidir sobre el núcleo, y de hecho este tipo de eventos produce las reacciones nucleares. No obstante si consideramos que el diámetro de un átomo puede ser del orden de  $10^{-8}$  cm., mientras que el diámetro del núcleo es igual a  $10^{-12}$  cm., o sea, 10 mil veces menor en términos aproximados, podremos explicar por qué resulta mucho menos probable que un haz de radiaciones incida sobre el núcleo que sobre los electrones girando en órbitas alrededor suyo. La probabilidad de que un tipo de radiación determinado choque con un núcleo de propiedades definidas para producir una reacción nuclear característica, se establece usando una superficie transversal efectiva a la radiación, llamada sección eficaz y representada por la letra griega  $\sigma$  (sigma).

#### INTERACCION DE LAS RADIACIONES ELECTROMAGNETICAS CON LA MATERIA.

Los rayos gamma ( $\gamma$ ) son emitidos por el núcleo, cuando éste se encuentra en un estado de excitación y decae a un nivel inferior de energía.

La emisión de rayos X tiene lugar cuando ocurre una transición entre un estado de excitación del átomo, a otro de inferior energía, por el cambio de un electrón a una órbita interior. Como estos procesos ocurren entre dos niveles definidos de energía, las radiaciones resultantes tienen una energía definida.

La energía de los rayos  $\gamma$  abarca un intervalo de KeV a MeV en tanto que aquella de los rayos X va de valores próximos a cero hasta 50 KeV. La forma de interacción de los rayos X y  $\gamma$  con la materia es el mismo en esencia, difiriendo solamente en la cantidad de energía que disipan en la materia al ser absorbidos.

La radiación emitida por el átomo puede esquematizarse de

tal manera que se relacionen el número de fotones emitidos por el átomo con la energía característica de cada fotón, formandose de esta manera el espectro de emisión.

La línea de emisión de energía a la cual corresponde un mayor número de fotones será la que caracteriza al elemento. En esta forma el fenómeno de rayos  $\gamma$  de captura nos permite identificar a un elemento a partir de su espectro de emisión.

Aunque existe un gran número de tipos de interacción de radiación gamma con la materia, solo tres tienen importancia en la detección de radiación, estas son:

El efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares.

Efecto fotoeléctrico. Esta es la interacción de la radiación electromagnética (fotón ya sea  $\gamma$  o  $X$ ) incidente sobre los electrones de un átomo absorbedor, el fotón desaparece totalmente y se produce un electrón con gran energía cinética, es decir, un fotoelectrón. El fotoelectrón resulta con una energía dada por<sup>(1)</sup>:

$$E_e = h\nu - E_b$$

Donde;  $E_e$  es la energía cinética del fotoelectrón.

$E_b$  representa la energía de enlace de la capa donde se origina el fotoelectrón.

$h\nu$  es la energía del fotón (radiación electromagnética).

Después de la salida del fotoelectrón las capas electrónicas del átomo que cedió al electrón se rearreglan emitiendo rayos X característicos del átomo primario, que producen más ionizaciones y excitaciones en otros átomos y éstos a su vez al rearreglarse producen rayos X de menor energía.

El proceso fotoeléctrico es el modo predominante de interacción para rayos X o rayos  $\gamma$  de baja energía y para materiales absorbedores de alto número atómico.

La expresión analítica válida para la probabilidad de absorción fotoeléctrica por átomos sobre todos los rangos de energía  $E_\gamma$  y número atómico  $Z$ , es complicada pero una aproximación sería:

$$\tau = \frac{NZ^n}{E\gamma^{3.5}}$$

Donde; N es el número de átomos por unidad de volumen.

El exponente n varia entre 4 y 5 sobre la región de energía que nos interesa.

Esta fuerte dependencia de la absorción fotoeléctrica con el número atómico del absorbedor es la razón por la cual se usan como blindaje materiales con alto número atómico, tales como el plomo.



$$E_e = hv - E_b$$

#### EFFECTO FOTOELECTRICO.

Efecto Compton. Este se produce entre un fotón gamma de mayor energía que en el caso anterior y un electrón del material absorbedor. Muy a menudo este es el mecanismo predominante de interacción en el rango de energías típicas que emiten los radioisótopos. En el efecto Compton el fotón gamma incidente es desviado un ángulo  $\phi$  con respecto a su dirección original. El fotón transfiere una cantidad de su energía al electrón, el cual es conocido como electrón de retroceso.

Como todos los ángulos de desviación son posibles, la energía es transmitida en energías que van desde cero, hasta grandes fracciones de la energía del rayo gamma. La expresión que relaciona la energía transferida y el ángulo de desviación puede ser obtenida de las ecuaciones de conservación de energía y momento, ésta es <sup>(2)</sup>:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2(1 - \cos\phi)}}$$

Donde  $mc^2$  es la masa equivalente del electrón.

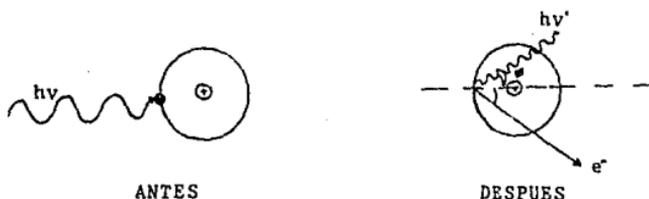
$h\nu'$  es la energía del fotón desviado un ángulo  $\phi$ .

$h\nu$  es la energía del fotón incidente.

La probabilidad del efecto Compton se incrementa con el número atómico del absorbedor, ya que a mayor  $Z$ , habrá mas electrones que sirvan de blanco. Esta probabilidad est dada por:

$$\sigma = \frac{NZ}{h\nu} \ln \frac{2h\nu}{mc^2 + \frac{1}{2}}$$

Esta probabilidad también depende en forma inversa de la energía de la radiación gamma ( $h\nu$ ).



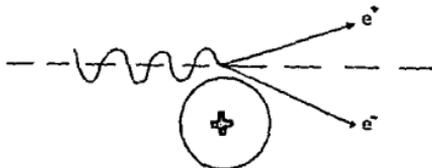
EFEECTO COMPTON.

Producción de pares. Si la energía de los rayos gamma excede el doble de la energía equivalente de la masa del electrón en reposo (1.02 MeV), el proceso de producción de pares es energéticamente posible y por tanto este proceso es solo viable para rayos gamma de alta energía. En esta interacción (en la cual toma parte el campo coulumbiano del núcleo), el fotón gamma desaparece y es reemplazado por un par electrón positrón. El electrón y el positrón ceden su energía cinética al medio, pero mientras el electrón se recombina con el medio, el positrón toma un electrón del medio, ambos se colapsan y se aniquilan produciendo dos fotones gamma de 0.51 MeV. que salen en sentidos

opuestos.

La probabilidad de este proceso (representada por K) empieza en 1.02 MeV. y aumenta en forma cuadrática con la carga nuclear de la siguiente manera:

$$K=NZ^2(h\nu-2mc^2)$$



PRODUCCION DE PARES.

#### INTERACCION DE NEUTRONES CON LA MATERIA.

Al igual que los rayos gamma, los neutrones no tienen carga eléctrica y no interactúan con la materia a través de fuerzas coulombianas. Los neutrones pueden atravesar muchos centímetros de materia sólida sin tener ningún tipo de interacción y por tanto pueden ser "invisibles" para algunos detectores de tamaño común. Se clasifica a los neutrones de acuerdo con su energía, (límites no del todo establecidos) como<sup>(6)</sup>:

Térmicos	$E < 1. V.$
Epitérmicos	$1eV. < E < 0.2 \text{ MeV.}$
Rápidos	$0.2 \text{ MeV.} < E < 20 \text{ MeV.}$

También de acuerdo a su energía es la probabilidad relativa de los tipos de interacciones que los neutrones puedan tener con la materia.

Cuando son neutrones térmicos tienden a tener colisiones elásticas y cuando son rápidos se tienen colisiones inelásticas.

Algunos mecanismos de interacción de neutrones con la materia son los siguientes:

Dispersión elástica (n,n). El neutrón es absorbido y reemitido con su energía cinética inicial completa. El núcleo

absorbedor no queda en estado excitado.

Dispersión inelástica  $(n,n')$ ,  $(n,n\gamma)$ ,  $(n,2n)$ . Este proceso es energéticamente posible solo para neutrones rápidos.

En la reacción  $(n,n\gamma)$ , la energía de excitación del núcleo es eliminada con una emisión gamma. En el proceso  $(n,n')$  el núcleo permanece en estado metaestable y el proceso  $(n,2n)$  ocurre sólo para neutrones con energías mayores de 8 MeV.

Captura simple  $(n,\gamma)$ . Esta es probablemente la reacción mas común pues los neutrones térmicos inducen esta reacción en casi todos los núclidos y también es muy probable para neutrones epitérmicos en algunos núclidos. Este proceso es también llamado captura resonante o captura radiativa y la energía del gamma emitido es de varios MeV.

Emisión de partículas cargadas  $(n,p)$ ,  $(n,d)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,t)$ ,  $(n,\alpha p)$ , etc. Para que una partícula cargada salga del núcleo debe vencer la barrera coulumbiana, este tipo de interacciones es mas probable para núcleos ligeros y neutrones rápidos; aunque existen algunas excepciones importantes en donde la reacción es viable con neutrones térmicos gracias a que son suficientemente exotérmicas.

Fisión  $(n,F)$ . En este proceso el núcleo original se rompe en dos fragmentos de fisión y uno o mas neutrones. La fisión ocurre con neutrones térmicos en  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$  y con neutrones rápidos con muchos núcleos pesados.

#### FUENTES DE NEUTRONES.

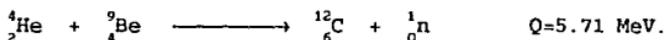
Fisión espontánea. Muchos de los elementos transuránidos tienen una apreciable probabilidad de fisión espontánea. Varios neutrones rápidos son emitidos en cada fisión, otros productos son los fragmentos de fisión, rayos gamma, partículas beta y rayos gamma retardados.

Cuando se utiliza una fuente de neutrones de un isótopo que se fisiona espontáneamente, éste es encapsulado de manera que solo salgan rayos gamma y neutrones.

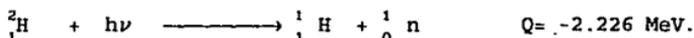
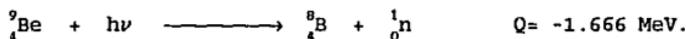
Reacciones  $(\alpha,n)$ .

Si se dispone de un radionúclido emisor de partículas alfa  $(\alpha)$  energéticas, es posible fabricar una fuente de neutrones. Se

usa para esto un sistema en el que las partículas alfa golpeen un núcleo blanco y produzcan una reacción que suministre neutrones. Una reacción típica es en la que el berilio se escoge como blanco:



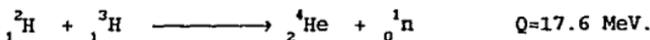
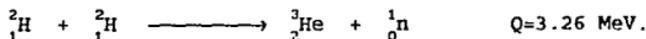
Fuentes neutrónicas. Algunos radioisótopos emisores de gammas pueden ser usados para producir neutrones cuando se combinan con un material adecuado que sirva de blanco a las gammas. La fuente fotoneutrónica se basa en que el rayo gamma dé la suficiente energía al núcleo blanco para permitir la salida de neutrones libres. Solo dos núcleos blancos son prácticamente útiles para las fuentes fotoneutrónicas, éstas son:



Donde Q es el valor mínimo de energía del rayo gamma que se requiere para obtener neutrones.

Reacciones con partículas cargadas aceleradas.

Algunas reacciones con deuterones acelerados se pueden usar para producir neutrones. Las reacciones mas comunes son:



Estas reacciones son ampliamente usadas en los generadores de neutrones en los cuales los iones incidentes son acelerados entre 120 y 300 KeV y se obtienen neutrones con energías de 3 MeV para la primera reacción y 14 MeV para la segunda.

El análisis de rayos gamma de captura o rayos "prompt" gamma por medio de la activación con neutrones lentos (0 a 1000 eV) es comunmente llamado PGNA (Prompt Gamma Neutron Activation Analysis). Este tipo de análisis se basa en la detección de rayos gamma emitidos (dentro del intervalo de  $10^{-14}$  a  $10^{-12}$  segundos), por los núcleos excitados formados por la captura de un neutrón térmico.

La captura de un neutrón y la emisión de la radiación gamma de la desexcitación de los núcleos compuestos, son prácticamente simultáneas. Para un elemento dado, el número detectado de núcleos excitados N puede ser escrito como:

$$N = N_0 \sigma \phi \epsilon \Omega t$$

Donde;  $N_0$  = número de núcleos en el blanco.

$\phi$  = flujo de neutrones térmicos ( $n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ).

$\sigma = \sum \sigma_i f_i$  la sección de absorción para neutrones térmicos ( $\text{cm}^2 \text{ \AA barns} \times 10^{-24}$ ) igual al valor medio de la sección eficaz  $\sigma_i$  para los varios isótopos de la abundancia isotópica  $f_i$ .

$\epsilon$  = eficiencia del detector en energía  $E_\gamma$ .

$\Omega$  = ángulo sólido.

$I$  = intensidad relativa, debido a la captura del neutrón, de los rayos gamma de energía  $E_\gamma$ .

$t$  = tiempos de irradiación (y conteo).

Una buena estimación de la sensibilidad de detección, puede ser obtenida por consideración del parámetro S definido como:

$$S = \frac{I_{\max} \sigma}{M}$$

Donde M es la masa atómica y  $I_{\max}$  es la intensidad máxima de un rayo gamma para un elemento dado. El parametro S es máximo para tierras raras (gadolinio, samario, disprosio), boro y cadmio y mínimo para carbón, berilio, oxígeno y nitrógeno.

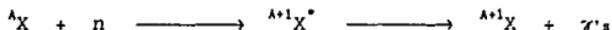
Captura radiativa o reacción (n,  $\gamma$ ).

En ésta reacción es en la que se basa la técnica de análisis PGNAA.

Dada la reacción los núcleos compuestos resultantes de la captura de un neutrón tienen una energía de excitación alta. Si el neutrón no es reemitido, esta energía debe ser disipada en alguna otra forma de desexcitación, comunmente esta desexcitación es acompañada por la emisión de rayos gamma y la reacción en consecuencia es conocida como captura radiativa.

La producción de núclidos radiactivos por captura radiativa es una consecuencia del hecho de que esta emisión inmediata de rayos gamma usualmente no elimina toda la energía de excitación dejando a los núcleos inestables. El exceso de energía es entonces disipada por el proceso conocido como radiactividad.

La reacción de captura radiativa del neutrón puede ser descrita como:



La captura del neutrón da como resultado un isótopo del mismo elemento, habiendose incrementado su número de masa de A a A+1.

#### PROPIEDADES GENERALES DE DETECTORES DE RADIACION.

Antes de discutir específicamente algún tipo de detector, veremos en general algunas propiedades comunes a todos los tipos de detectores. Incluyendo algunas definiciones básicas de propiedades de los detectores, tales como la eficiencia y resolución, junto con algunas formas de operación y métodos de obtener los datos.

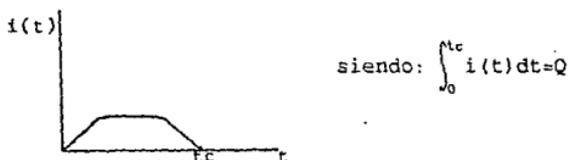
#### Modelo simplificado de un detector.

Suponemos un detector hipotético sometido a varios tipos de radiaciones y el detector responde a todos. Primero enfocaremos la vista hacia una sola partícula o un fotón de radiación, por ejemplo una partícula alfa o un rayo gamma.

El resultado de la interacción de la radiación da una

cantidad de carga eléctrica. El modelo dice que aparece una carga a un tiempo  $t=0$  debido a la interacción de una partícula o a un fotón de radiación. A continuación la carga debe ser colectada para formar la señal eléctrica básica. La colección de la carga se lleva a cabo por un campo eléctrico dentro del detector. El tiempo requerido para coleccionar las cargas varía de un detector a otro. Por ejemplo, en uno de cámara de ionización el tiempo de recolección es de algunos milisegundos mientras que en un detector semiconductor el tiempo es de solo algunos nanosegundos.

El dibujo muestra un ejemplo para la dependencia de la corriente en el detector y el tiempo; donde  $t_c$  representa el tiempo de recolección de la carga.



Donde la integral representa el área bajo la curva y es igual a  $Q$ , que es la cantidad total de carga generada en esta interacción específica.

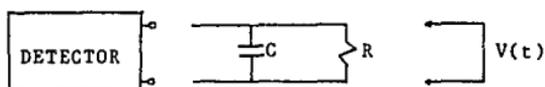
En una situación real, varios rayos gamma interaccionan en un periodo de tiempo y suponemos que la velocidad de interacción es baja para que cada interacción se distinga de las otras. La magnitud y duración de cada pulso varía dependiendo del tipo de interacción.

#### Modos de operación por corriente y pulso.

Existen dos modos de operación de los detectores de radiación. El primero es el llamado modo de corriente y éste mide el promedio de la corriente producida por el detector. Esta corriente promedio depende sólo del producto de la tasa de pulsos y la carga promedio por interacción.

Los detectores usados en dosimetría de radiación y para monitorear la potencia de reactores nucleares son a menudo utilizados en modo de corriente. Sin embargo, en lugar de buscar la corriente promedio de varias interacciones, se prefiere detectar la salida para cada rayo gamma y se dice entonces que el detector es operado en modo de pulsos.

La forma del pulso producido por un evento depende de las características de entrada en el circuito al cual el detector está conectado y del tipo de radiación detectada. El circuito equivalente a veces se representa como<sup>(2)</sup>:



Donde la  $R$  es la resistencia de entrada del circuito y  $C$  representa la capacitancia equivalente del propio detector y del circuito medidor. Por ejemplo si un preamplificador es conectado a un detector, entonces  $R$  es su resistencia de entrada y  $C$  es la suma de las capacitancias del detector, del cable usado para conectar el detector al preamplificador y la capacitancia de entrada del propio preamplificador. En la mayoría de los casos el voltaje dependiente del tiempo  $V(t)$  a través de la resistencia es la señal fundamental en la cual se basa la operación tipo pulso. De este modo se tienen dos formas de operación y estas dependen del valor de la constante de tiempo del circuito; esta constante esta dada por el producto de  $R$  y  $C$  o  $\tau=RC$ .

#### Forma 1. valor pequeño de $RC$ ( $\tau \ll t_c$ )

En este caso la constante de tiempo del circuito externo se mantiene pequeña comparada con el tiempo de recolección de carga, tanto que el flujo de corriente a través de la resistencia  $R$  es esencialmente igual al valor instantáneo del flujo de corriente en el detector. El voltaje señal  $V(t)$  producido bajo estas condiciones tiene una forma casi idéntica a

la corriente producida dependiente del tiempo en el detector como se ilustra en la Figura 1b. Los detectores de radiación son algunas veces operados en esta forma, especialmente cuando la información rápida es importante.

Forma 2. valor grande de RC ( $\tau \gg tc$ )

Este caso es poco común y en éste la constante de tiempo del circuito externo es mucho mas grande que el tiempo de recolección de carga del detector. En este caso, muy poca corriente fluirá en la resistencia durante el tiempo de recolección de carga y la corriente del detector es momentáneamente integrada por la capacitancia. La correspondiente señal de voltaje  $V(t)$  se ilustra en la figura 1c.

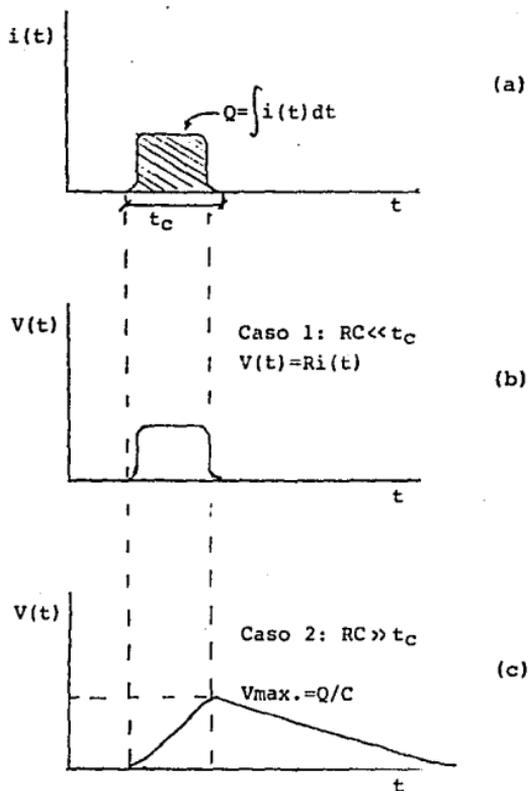
Conclusiones de la operación de algunos detectores en modo de pulsos son: el tiempo requerido para que el pulso alcance el máximo valor esta determinado por el tiempo de recolección de la carga en el detector. Las propiedades del circuito externo no influyen en el tiempo del pulso y el tiempo que requiere para reponer el pulso a cero esta determinado por la constante de tiempo de circuito.

Por otra parte la amplitud del pulso,  $V_{max}$ , (figura 1c) está determinada por la razón de la carga total  $Q$  creada en el detector dividida entre la capacitancia  $C$  del circuito. Como esta capacitancia normalmente es fija, la amplitud del pulso es directamente proporcional a la carga correspondiente generada en el detector y esta dada por la expresión:

$$V_{max} = \frac{Q}{C}$$

Entonces, la salida del detector operado en el modo de pulsos consiste en un tren de pulsos y cada uno representa la interacción de un fotón de radiación en el detector. Una medida de la tasa a la cual ocurren los pulsos dará la correspondiente tasa de interacciones de radiación en el detector. Y la amplitud de cada pulso refleja la cantidad de carga generada debida a cada interacción individual. Un método analítico muy común es

FIGURA 1



- (a). La corriente de salida de un detector hipotético.
- (b). La señal de voltaje  $V(t)$ , para el caso de una pequeña constante de tiempo del circuito.
- (c). La señal de voltaje  $V(t)$ , para el caso de una constante grande de tiempo del circuito.

obtener la distribución de estas amplitudes de donde se puede obtener información de la radiación incidente. En otros tipos (como el detector semiconductor), la capacitancia puede cambiar. En tales casos, pulsos de voltaje de diferente amplitud pueden resultar de eventos con la misma carga  $Q$ .

El modo de operación de pulsos es el mas usado para aplicaciones de detección de radiación ya que tiene muchas ventajas sobre el modo de corriente. Por ejemplo la sensibilidad es de varios factores mas grande que cuando usamos el modo de corriente porque cada fotón de radiación puede ser detectado como un pulso distinto. Los límites mas bajos de detección son normalmente impuestos por los niveles de radiación del fondo.

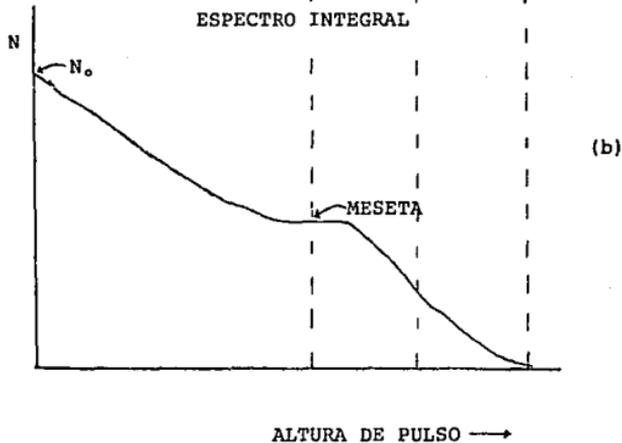
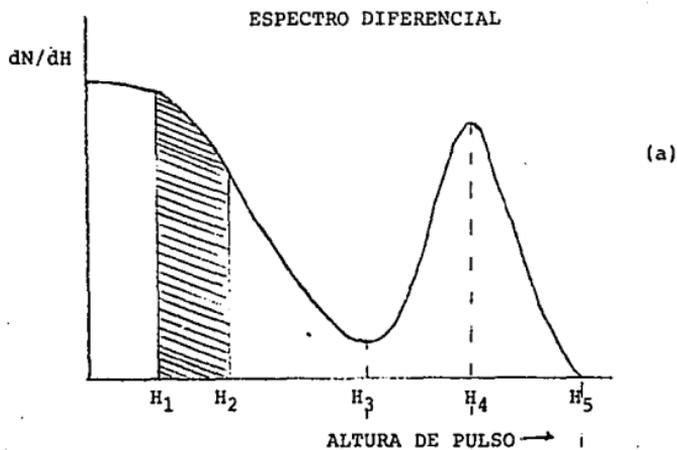
Otra ventaja, es que la amplitud de cada pulso lleva cierta información la cual es a menudo usada para una aplicación en particular. En el modo de corriente esta información se pierde ya que todas las interacciones sin considerar las amplitudes, contribuyen al promedio de corriente medido. Otra ventaja del modo de pulsos es que en instrumentación nuclear existe gran énfasis en circuitos y en técnicas de procesado de pulsos.

#### Espectro de alturas de pulsos.

Cuando un detector de radiación es operado en modo de pulsos, la amplitud de cada pulso lleva cierta información. Si examinamos un gran número de pulsos, sus amplitudes no serán todas iguales. Las variaciones pueden ser debidas a diferencias en la energía de radiación o a fluctuaciones en la respuesta del detector. La distribución de la amplitud de pulsos es una propiedad de la salida del detector la cual es utilizada para deducir información acerca de la radiación incidente o de la operación del propio detector.

Una forma común de desplegar la información de la amplitud del pulso es, a través de la distribución diferencial de las alturas de pulsos. Un ejemplo es la figura 2a, donde la abcisa es la escala lineal de la amplitud de pulso la cual va de cero a valores más grandes que la amplitud de cualquier pulso observado de la fuente. La ordenada es la diferencial del número de pulsos  $dN$  dividido entre el incremento diferencial  $dH$  de la amplitud  $6$

FIGURA 2



Ejemplos de espectros diferencial e integral de altura de pulso para una misma fuente.

$dN/dH$ . La escala horizontal tiene entonces unidades de amplitud de pulso (volts), mientras que la escala vertical tiene unidades del inverso de la amplitud ( $\text{volts}^{-1}$ ).

El número de pulsos cuya amplitud cae entre dos valores específicos,  $H_1$  y  $H_2$  puede ser obtenido por integración del área bajo la curva en el espectro entero.

$$N_0 = \int_{H_2}^{H_1} \frac{dN}{dH} dH$$

La altura del pulso máximo  $H_s$  es un punto a lo largo de la abscisa en la cual la distribución se hace cero. Algunos picos en la distribución, tales como  $H_4$ , indican pulsos cuyas amplitudes se pueden encontrar en gran número. Por otra parte, los valles del espectro, tales como  $H_3$ , indica amplitudes de pulsos alrededor del cual ocurren pocos pulsos. El valor de la ordenada  $dN/dH$  no tiene significado físico hasta haberse multiplicado por un incremento de la abscisa  $H$ .

Una forma menos común de mostrar la misma información es a través de la distribución integral de altura de pulsos. La Figura 2b muestra la distribución integral para la misma fuente mostrada en el espectro diferencial en la Figura 2a. La abscisa es la misma para las dos distribuciones, pero la ordenada ahora representa el número de pulsos cuya amplitud sobrepasa o es igual al valor de la abscisa  $H$ . La ordenada  $N$ , como función de  $H$  es siempre decreciente; el valor del espectro integral a  $H=0$  será el número total de pulsos  $N_0$  observados. El valor de la distribución integral decrece hasta cero a la altura máxima de un pulso observado ( $H_s$ ).

Las distribuciones diferencial e integral llevan exactamente a la misma información y una distribución puede ser obtenida a partir de la otra. Ya que es más sencillo el uso de la distribución diferencial, este ha sido el medio predominante para mostrar información de distribuciones de altura de pulso.

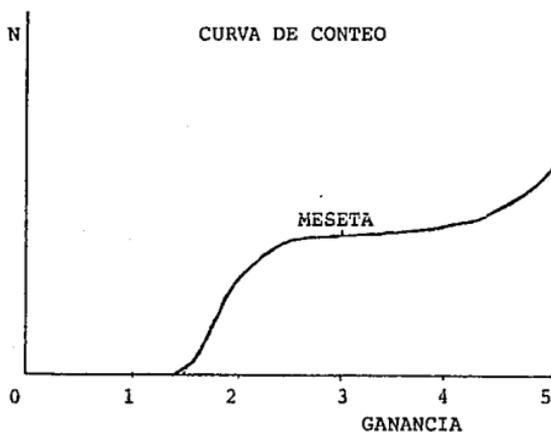
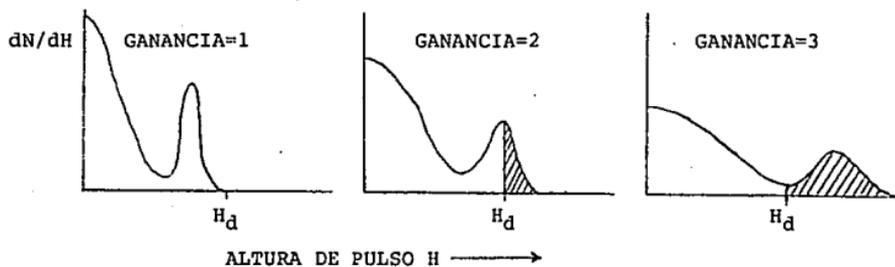
### Curvas y mesetas de conteo.

Cuando los detectores de radiación son operados en modo de pulsos, se usa mucho que los pulsos del detector sean alimentados a un contador con un nivel fijo de discriminación. Los pulsos deben de pasar de un nivel  $H_0$  dado, para poder ser registrado por el circuito de conteo. También es posible variar el nivel  $H_0$  para proveer la información que se desee de alguna radiación en especial.

Para trabajar bien un medidor de cuentas nucleares, a menudo se establece un punto de operación el cual dará un máximo de estabilidad sobre largos periodos de tiempo. En general, las regiones de pendiente mínima en la distribución integral son llamadas mesetas de conteo y representan áreas de operación en las cuales existe una sensibilidad mínima a variaciones en los niveles de discriminación. Aquí notamos también que las mesetas corresponden a valles en la distribución diferencial.

Para un detector de radiación en particular es a menudo posible variar la ganancia o amplificación dada por la carga producida en interacciones de radiación. Esta variación se da por cambiar el factor de amplificación de un amplificador lineal entre el detector y el circuito de conteo o en muchos casos más directamente por cambiar el voltaje aplicado en el propio detector. La figura 3 muestra la distribución diferencial de alturas de pulso correspondientes a tres diferentes valores de ganancias aplicadas a la misma fuente de pulsos. El valor de ganancia se define como la razón de amplitud para un evento en el detector a la misma amplitud antes de que algunos parámetros, tales como amplificación o el alto voltaje, sean cambiados. La mayor ganancia da como resultado la mayor altura del pulso máximo, pero en todos los casos el area bajo la distribución será una constante. En la figura 3, ninguna cuenta será detectada para la ganancia ubicada en uno,  $G=1$  porque bajo estas condiciones todos los pulsos serán mas pequeños que  $H_0$ . Los pulsos serán detectados entre una ganancia  $G=1$  y  $G=2$ . Una gráfica donde el número de pulsos detectados es función de la ganancia aplicada, a veces es llamada "curva de conteo", (figura

FIGURA 3



Curva de conteo generada al variar la ganancia en condiciones constantes de la fuente.

Las tres gráficas superiores muestran los espectros diferenciales de altura de pulso.

3); Ésta curva es una imagen de la distribución integral de alturas de pulsos.

En algunos tipos de detectores de radiación, tales como tubos Geiger-Muller o contadores de centelleo, la ganancia puede ser variada convenientemente al cambiar el voltaje aplicado al detector. Aunque la ganancia podría no cambiar linealmente con el voltaje aplicado, la curva de conteo puede ser trazada por una medida de la velocidad de conteo del detector como función del voltaje. Para seleccionar un punto de operación de máxima estabilidad, las mesetas se buscan otra vez en la curva de conteo y el voltaje aplicado es a menudo seleccionado por medio de un punto de mínima pendiente en la curva de conteo.

#### Resolución de la energía.

En varias aplicaciones de detectores de radiación, el objeto es medir la distribución de energía de la radiación incidente. A estos casos se les clasifica bajo el término general de espectroscopía de radiación.

Una propiedad importante de un detector en espectroscopía de radiación, puede ser examinada por su respuesta a una fuente monoenergética de esta radiación. La figura 4 ilustra la diferencia en la altura de la distribución de pulsos. Esta distribución es llamada la función respuesta del detector para la energía usada en la determinación.

La curva marcada como de resolución buena ilustra una distribución alrededor de la altura  $H_0$ , promedio del pulso. La segunda curva marcada como de resolución pobre ilustra la respuesta de un detector con un desarrollo inferior.

Aunque ambas distribuciones están centradas en el mismo valor  $H_0$ , el ancho en la distribución de resolución pobre es mucho mas grande. Este ancho refleja una gran cantidad de fluctuaciones de pulso a pulso, por medio de la energía depositada en el detector para cada evento. Si la cantidad de estas fluctuaciones se hace mas pequeña, el ancho de la distribución también se volverá mas pequeño y el pico se aproximará a la función matemática Delta. La posibilidad de que una medida ofrezca detalles finos acerca de la energía de la

radiación incidente se mejora conforme el ancho de la función respuesta se hace mas y mas pequeño.

Una definición de la resolución de energía se muestra en la Figura 5. La distribución diferencial para un detector es mostrada bajo la premisa de que sólo radiación monoenergética está siendo detectada. El ancho completo a la mitad del máximo, FWHM, (Full Width at Half Maximum<sup>(2)</sup>), es definido como el ancho de la distribución a un nivel a la mitad del máximo del pico. La resolución de energía del detector se define como el FWHM dividido entre la localización del centroide del pico,  $H_0$ . La resolución de energía  $R$  es entonces una fracción adimensional expresada como un porcentaje.

Los detectores semiconductores usados en espectroscopía alfa pueden tener una resolución de energía de menos del 1%, mientras que los detectores de centelleo usados en espectroscopía de rayos gamma normalmente muestran una resolución de energía del 5 al 10%.

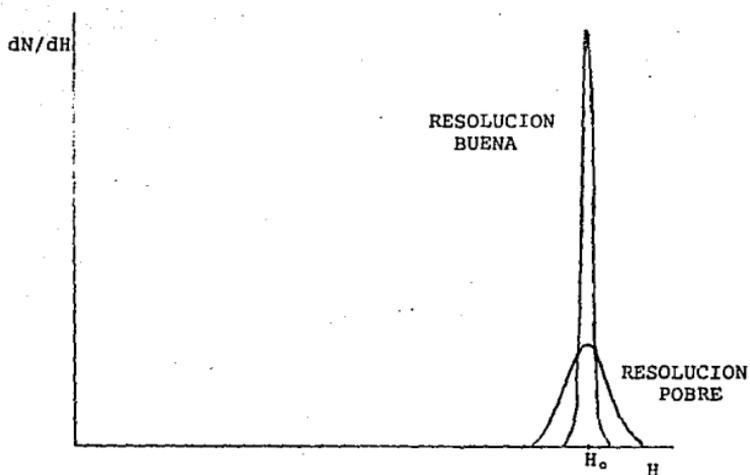
Un buen detector es capaz de distinguir entre dos energías cercanas una de la otra. Una regla aproximada es que un detector puede distinguir entre dos energías que estén separadas por mas de un valor del FWHM del detector.

Algunas fuentes de fluctuación en la respuesta de un detector que afectan en la resolución de energía, son: 1) algunas características en la operación del detector durante las mediciones, 2) fuentes de ruido aleatorio en el detector y en el sistema de instrumentación del mismo y 3) el ruido estadístico de naturaleza discreta de las señales medidas.

La tercera fuente es la mas importante ya que esta representa una cantidad de fluctuaciones que están siempre presentes en la señal del detector. En las aplicaciones de los detectores, el ruido estadístico representa una fuente dominante de fluctuaciones y por lo tanto esto impone un límite en el uso del detector.

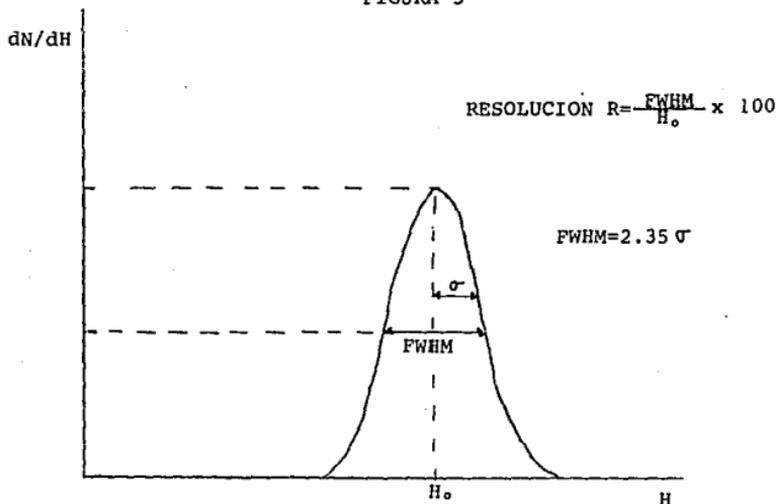
El incremento en el ruido estadístico aumenta el efecto que la carga  $Q$  generó dentro del detector. Esto no es una variable continua pero sí representa un número discreto de cargas acarreadas. En un contador de centelleo las cargas acarreadas

FIGURA 4



Funciones de respuesta para detectores con resolución buena y pobre.

FIGURA 5



Definición de resolución de un detector.

son los electrones colectados del fotocátodo del tubo fotomultiplicador. En todos los casos el número de acarreadores es discreto y está sujeto a fluctuaciones aleatorias de evento a evento aunque se deposite exactamente la misma cantidad de energía en el detector.

Se puede hacer una estimación de la cantidad de fluctuaciones, para suponer que cada acarreador de carga entra dentro de una distribución de Poisson. Bajo esta premisa, si un número total  $N$  de cargas acarreadas es generado en promedio, uno podría esperar una desviación estandar de  $N^{1/2}$  para caracterizar las fluctuaciones estadísticas. Podría tener también una forma gaussiana, ya que  $N$  es típicamente un número grande. Las respuestas que dan la mayoría de los detectores es aproximadamente lineal, tanto, que el pulso promedio de la amplitud es  $H_0 = KN$ , donde  $K$  es una constante de proporcionalidad. La desviación estandar  $\sigma$  del pico en la altura del pulso del espectro es entonces  $\sigma = KN^{1/2}$  y su FWHM (igual a  $2.35\sigma$  para un pico de forma gaussiana) es  $2.35KN^{1/2}$ . Podríamos entonces calcular un límite de la resolución debido sólo a fluctuaciones estadísticas en el número de cargas acarreadas como:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{H_0} \times 100 = \frac{2.35KN^{1/2}}{KN} \times 100 = \frac{2.35}{N^{1/2}} \times 100$$

Donde  $N$  es el número de cargas acarreadas; y la resolución mejora ( $R$  decrece) tanto como  $N$  se incrementa.

El factor Fano ha sido introducido en un intento para cuantificar la desviación de las fluctuaciones estadísticas observadas en el número de acarreadores de carga de estadística pura de Poisson y es definida como:

$$F = \frac{\text{variancia observada en } N}{\text{variancia predicha Poisson } (=N)}$$

Porque la variancia está dada por  $\sigma^2$  y la expresión equivalente a la ecuación de resolución es ahora:

$$R = \frac{2.35KN^{1/2}F^{1/2}}{KN} \times 100 = 2.35 \left[ \frac{F}{N} \right]^{1/2} \times 100$$

Aunque el factor Fano es substancialmente menor que la unidad para detectores semiconductores y contadores proporcionales, otros tipos como los detectores de centelleo muestran un límite de resolución consistente con la estadística de Poisson y el factor Fano podría ser en estos casos la unidad.

Cualquier otra fuente de fluctuaciones en la serie de señales se combinará con las fluctuaciones estadísticas del detector para dar la resolución de energía total del sistema de medición. Si cada fuente de fluctuación se toma como independiente, entonces el FWHM total será la suma de los cuadrados de los valores de los FWHM para cada fuente individual.

$$FWHM_{tot}^2 = FWHM_{stat}^2 + FWHM_{pul}^2 + FWHM_{drift}^2 + \dots$$

Cada término del lado derecho es el cuadrado del FWHM el cual debería ser observado si todas las otras fuentes de fluctuación fueran cero.

#### Eficiencia de detección.

Todos los detectores de radiación, en principio, darán un pulso de salida para cada fotón de radiación que interaccione dentro de su volumen activo. Para radiación cargada primaria tal como partículas alfa ( $\alpha$ ) o beta ( $\beta$ ), la interacción en la forma de ionización o excitación, se llevará a cabo inmediatamente sobre las partículas que se encuentran dentro del volumen activo del detector. La partícula solo debe viajar una distancia suficiente para que el pulso resultante sea suficientemente

grande para que sea mayor que las fuentes de ruido y así el evento sea notado. En una situación en la cual el detector vea todas las partículas que se encuentran en su volumen activo se dice que el detector tiene una eficiencia del 100%.

Por otra parte, las radiaciones sin carga tales como los neutrones o los rayos gamma, es posible que primero experimenten una gran interacción en el detector antes de ser detectadas; por lo tanto, los detectores tienen eficiencias abajo del 100%. Entonces es necesaria una idea precisa de la eficiencia del detector, para relacionar el número de pulsos contados al número de neutrones o fotones incidentes en el detector.

Las eficiencias de conteo se dividen en dos clases: absoluta e intrínseca; la eficiencia absoluta es definida como:

$$C_{\text{abs}} = \frac{\text{\# de pulsos detectados.}}{\text{\# de fotones de radiación emitidos por la fuente.}}$$

y no depende solo de las propiedades del detector sino también de los detalles de la geometría de conteo (principalmente distancia de la fuente al detector). La eficiencia intrínseca es definida como:

$$C_{\text{int}} = \frac{\text{\# de pulsos detectados.}}{\text{\# de fotones incidentes en el detector.}}$$

Esta no incluye grandes ángulos sólidos subtendidos por el detector como un factor implícito. Las dos eficiencias están relacionadas por:

$$C_{\text{int}} = \frac{4\pi}{\Omega} C_{\text{abs}}$$

Donde  $\Omega$  es el ángulo sólido entre la cara del detector y la posición de la fuente.

La eficiencia intrínseca de un detector depende principalmente del material del detector, la energía de radiación y el espesor físico del detector en la dirección de la

radiación incidente. También se tiene una muy ligera dependencia en la distancia entre la fuente y el detector, porque la longitud promedio, de la radiación, a travéz del detector cambiará con este espaciamiento.

Las eficiencias de conteo son también categorizadas por la naturaleza del evento detectado. Si aceptamos todos los pulsos del detector, entonces es apropiado usar la eficiencia total o absoluta. En este caso todas las interacciones de alta energía se toman para ser contadas. En términos de una distribución diferencial de alturas de pulso hipotética mostrada en la Figura 6, el área entera bajo el espectro es una medida del número de todos los pulsos detectados independientemente de su amplitud y podría ser usado para definir la eficiencia total.

La eficiencia del pico, sin embargo, supone que sólo las interacciones que depositan la energía máxima de la radiación incidente es contada. En una distribución diferencial de la altura de pulso, estos eventos son normalmente evidenciados por un pico el que aparece en lo mas alto al final del espectro. El número de eventos de máxima energía puede ser obtenido por una integración del área total bajo el pico, (área sombreada, Figura 6). La eficiencia total y la eficiencia del pico se relacionan por la razón  $r$  llamada "pico a total".

$$r = \frac{E_{\text{pico}}}{E_{\text{total}}}$$

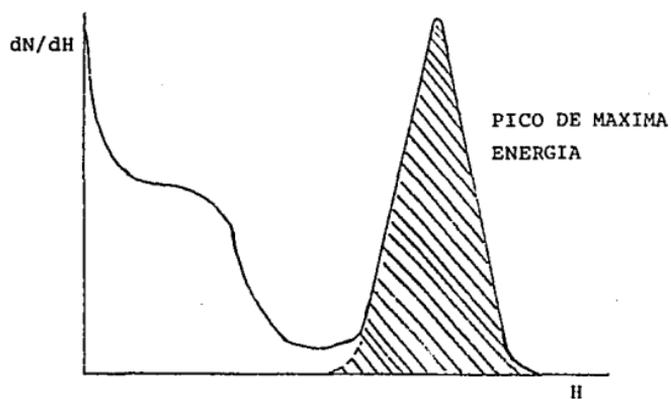
La cual se tabula por separado. A menudo es preferible utilizar la eficiencia pico para algún punto fijo experimental, porque el número de eventos de energía máxima no es sensible a algunos efectos como dispersión por objetos alrededor. Mientras que los valores de eficiencia total pueden ser influenciados por condiciones variables.

El tipo más común de eficiencia tabulada para detectores de rayos gamma es la eficiencia intrínseca del pico.

#### Tiempo muerto.

En casi todos los detectores, existe una pequeña cantidad de tiempo que separa dos eventos de tal forma que sean

FIGURA 6



Ejemplo de un pico de máxima energía en un espectro diferencial de altura de pulso.

detectados como dos pulsos separados. En algunos casos el límite de tiempo puede ser impuesto por procesos en el mismo detector y en otros casos puede ser impuesto por la electrónica asociada a él. Este tiempo de separación es llamado tiempo muerto del sistema de conteo. Debido a la naturaleza aleatoria del decaimiento radiactivo, la probabilidad de que este evento suceda puede perderse debido a que los eventos seguidos sucedan muy rápidamente. Este tiempo muerto puede volverse bastante severo cuando se usan altas tasas de conteo y las medidas precisas de conteo hechas bajo estas condiciones deben incluir correcciones para estas pérdidas.

#### Modelos de comportamiento de tiempo muerto.

Existen dos modelos ideales del comportamiento del tiempo muerto: de respuesta paralizable y no paralizable. Estos modelos, usados adecuadamente, a menudo parecen la respuesta de un sistema real de conteo, (Figura 7).

La figura 7 al centro muestra en una escala de tiempo, seis eventos aleatorios en un detector. En la parte de abajo tenemos la conducta del tiempo muerto correspondiente a un detector en una forma no paralizable, donde se supone un tiempo fijo  $\tau$  para seguir cada evento que ocurra durante el "periodo vivo" del detector. Los eventos que ocurren durante el periodo muerto se pierden y no tienen efecto en el comportamiento del detector. En este ejemplo el detector manejado en forma no paralizable podría detectar cuatro de las seis interacciones. El comportamiento de un detector manejado en forma paralizable se muestra en la parte superior de la figura. Y se supone el mismo tiempo muerto  $\tau$  para cada interacción que ocurra durante el periodo vivo del detector. Los eventos ocurridos durante el periodo muerto, aunque no son detectados como cuentas, se suponen que extienden el tiempo muerto por otro periodo  $\tau$  siguiente al evento que se perdió. En el ejemplo sólo tres cuentas son detectadas de los seis eventos existentes.

Los dos modelos predicen de igual manera en los primeros eventos pero difieren cuando las tasas de los eventos existentes son mas altas.

Un sistema de conteo real a menudo despliega una conducta que es intermedia entre estos dos casos.

En general, si nosotros quisieramos encontrar una expresión para la tasa verdadera de interacciones  $n$  como una función de la tasa medida de cuentas detectadas  $m$  y el tiempo muerto del sistema  $\tau$  y que tuviera las correcciones apropiadas para medir datos de cuentas en el tiempo muerto.

En el caso no paralizabile, la fracción del tiempo en que el detector está muerto está dado simplemente por el producto  $m\tau$ . Por lo tanto, la tasa de los eventos perdidos es simplemente  $n m \tau$ . Pero como  $n - m$  es otra expresión de la tasa de los eventos perdidos tenemos que <sup>(2)</sup>:

$$n - m = n m \tau$$

Ahora resolviendo para  $n$  tenemos:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau}$$

En el caso paralizabile los períodos muertos no tienen la misma duración, así que la tasa  $m$  es idéntica a la tasa de ocurrencia de intervalos de tiempo en los eventos que exceden el tiempo  $\tau$ . La distribución de intervalos entre eventos al azar en un promedio de tasa  $n$  esta dado como:

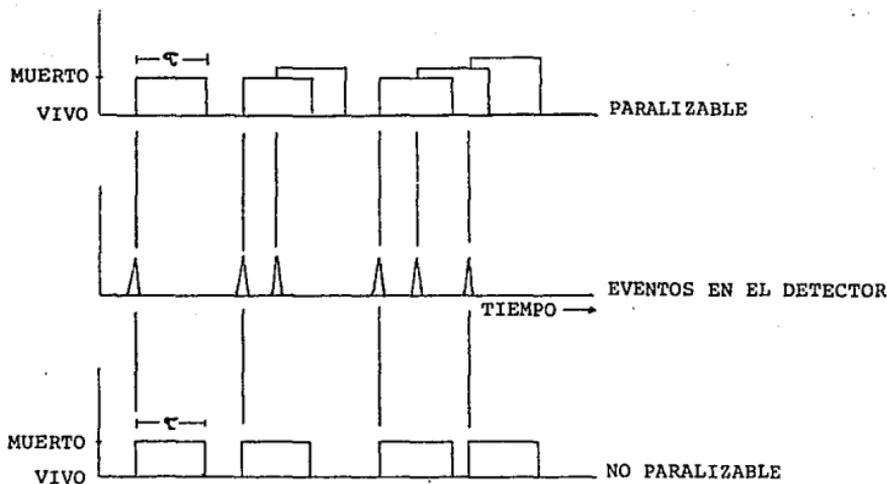
$$P_1(T) dT = n e^{-nT} dT$$

Donde  $P_1(T) dT$  es la probabilidad de observar un intervalo de longitud  $dT$  respecto a  $T$ . La probabilidad de los intervalos mayores que  $\tau$  puede ser obtenida por la integración de esta distribución entre  $\tau$  y  $\infty$ :

$$P_2(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} P_1(T) dT = e^{-n\tau}$$

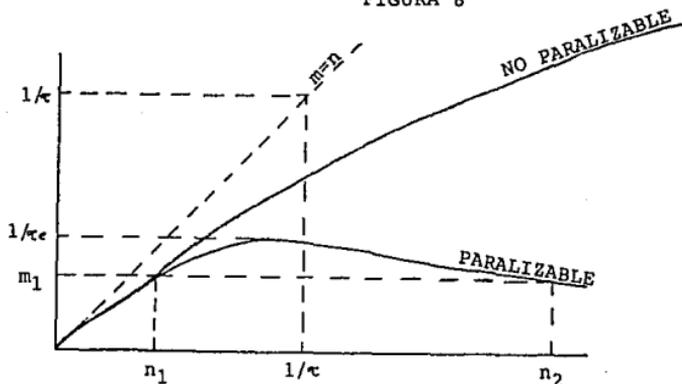
La tasa de ocurrencia de tal intervalo es entonces obtenida simplemente al multiplicar la expresión anterior por la tasa  $n$  y

FIGURA 7



Dos conductas diferentes para dos modelos distintos de tiempo muerto en detectores de radiación.

FIGURA 8



Variación de la tasa de conteo  $m$  como función de la tasa verdadera  $n$  para dos modelos de tiempo muerto.

queda:

$$m = ne^{-n\tau}$$

El modelo paralizable da resultados no muy buenos, por ejemplo si la ecuación que representa el modelo paralizable se resuelve para  $n$  con valores de  $m$  y  $\tau$  conocidos y se hace una gráfica de  $m$  vs.  $n$ , se ve que a bajas tasas los dos modelos son virtualmente iguales en cuanto a los resultados pero para altas tasas existe una marcada diferencia.

Un sistema no paralizable se aproximará a un valor asintótico de  $1/\tau$ , que representa la situación en que el contador apenas tiene tiempo para finalizar un periodo muerto antes de empezar otro. Para una conducta paralizable se observa un máximo. Y en tasas muy altas de interacciones tenemos una extensión múltiple de un periodo muerto seguido de una cuenta inicial detectada y por lo tanto, muy pocos eventos pueden ser detectados. Uno debe tener cuidado cuando usa un sistema de conteo paralizable para asegurarse que las bajas tasas de conteo observadas realmente correspondan a bajas tasas de interacciones y no a altas tasas en el lado opuesto del máximo.

Para tasas bajas ( $n \ll 1/\tau$ ) se pueden tener aproximaciones:

$$\text{No paralizable} \dots \dots \dots m = \frac{n}{1+n\tau} \approx n(1-n\tau)$$

$$\text{Paralizable} \dots \dots \dots m = ne^{-n\tau} \approx n(1-n\tau)$$

Aquí vemos que los dos modelos son idénticos en el límite de pequeños tiempos muertos perdidos, punto  $m$ . (Figura 8).

#### DETECTOR DE CENTELLED.

Cuando una partícula cargada o un rayo gamma o X atraviesan ciertas sustancias luminiscentes, pierden energía al excitar su luminiscencia, dando lugar a la emisión de luz visible o ultravioleta. Esta luz resultante puede alcanzar el cátodo de una fotocelda suficientemente sensible, resultando un pulso eléctrico como respuesta a la llegada de cada partícula o fotón.

Este conjunto constituye un detector de centelleo.

En general, un detector de centelleo consta de dos partes fundamentales: La sustancia luminiscente y la fotocelda, esta es generalmente un tubo fotomultiplicador. El conjunto se monta dentro de una envoltura opaca a la luz natural, pero a travez de la cual puede penetrar la radiación al detector.

Este dispositivo se utiliza sobre todo en la medición de la energía de radiaciones gamma, donde las cámaras de ionización y los contadores proporcionales no resultan adecuados por la poca densidad de masa gaseosa empleada en la detección.

La detección de radiación ionizante por medio de los materiales de centelleo es una de las mas viejas técnicas de detección.

Un material de centelleo ideal debe poseer las siguientes características:

1.) Debe convertir la energía cinética de la partícula cargada o radiación electromagnética, en luz detectable con alta eficiencia de centelleo.

2.) La conversión debe ser lineal, esto es, que la cantidad de luz emitida debe ser proporcional a la energía depositada tanto como sea posible.

3.) El medio debe ser transparente a la longitud de onda de su propia emisión para una buena colección de la luz.

4.) El tiempo en el que decae la luminiscencia inducida debe ser corto, para que las señales generadas sean rápidas.

5.) El material debe tener buena calidad óptica y debe manufacturarse en dimensiones que lo hagan un detector práctico.

6.) El índice de refracción debe ser cercano al del vidrio ( $\approx 1.5$ ), para permitir un paso eficiente de la luz del centellador al tubo fotomultiplicador.

Ningun material posee todas las características por lo que, al escoger un centelleador para un uso en particular, se debe hacer un balance entre todos estos factores.

Los materiales centelleadores mas ampliamente utilizados son los cristales inorgánicos (haluros alcalinos), de los cuales el yoduro de sodio es el favorito, y los líquidos y plásticos con base orgánica. Los inorgánicos tienen una mejor luz de

centelleo y mejor linearidad pero son relativamente lentos en su respuesta de tiempo. Los orgánicos son mas rápidos pero proveen menos luz.

Cuando una partícula cargada o un fotón gamma pasan a través del material centellador, pierden su energía al llevar algunos electrones de valencia a la banda de conducción. Dichos electrones pierden energía al volver a su estado normal por diversos procesos, de los cuales el mas importante es aquel que tiene lugar con emisión de luz en forma prácticamente inmediata al paso de la partícula nuclear, fenómeno que se conoce generalmente con el nombre de fluorescencia. Sucede en otras sustancias que los estados excitados son metaestables y perduran cierto tiempo; la fosforescencia corresponde a una emisión de mayor longitud de onda que la fluorescencia y con un tiempo característico generalmente mucho más lento. La fluorescencia retrasada corresponde al mismo espectro de emisión que la fluorescencia inmediata, pero el tiempo de emisión después de la excitación es mas largo. Todo buen centelleador debe convertir la fracción de la radiación incidente más alta posible en fluorescencia inmediata y minimizar las contribuciones, indeseables, de la fosforescencia y la fluorescencia retrasada.

Las sustancias fluorescentes inorgánicas más utilizadas en detectores de centelleo son el sulfuro de zinc activado con plata  $ZnS(Ag)$  y el ioduro de sodio activado con talio  $NaI(Tl)$ . La primera de ellas se utiliza generalmente para la detección de partículas cargadas pesadas. El  $NaI(Tl)$  es el centelleador inorgánico mas usado, debido a su alta eficiencia de conversión luminosa, a su transparencia para la radiación luminosa emitida y al hecho de que mas del 80% de su peso está constituido por átomos de Yodo, que presentan una gran sección eficaz para la interacción fotoeléctrica con la radiación gamma.

Por otro lado, los centelleadores emiten en el rango del ultravioleta, pero los tubos fotomultiplicadores tienen su captación óptima generalmente en el azul. La función del elemento activador en el cristal, es la de desplazar el espectro de emisión del cristal hacia el azul para que el fotomultiplicador trabaje en su región óptima.

Algunos otros cristales centelleadores inorgánicos y algunas de sus propiedades se muestran en la tabla 1.

Los centelleadores orgánicos son usados para la detección directa de electrones rápidos y partículas cargadas pesadas. Estos centelleadores tienen baja sección eficaz fotoeléctrica para los rayos gamma. Por lo tanto para la detección de rayos gamma es mas recomendable la utilización de cristales inorgánicos, que además tienen un mas fácil manejo.

#### Características del NaI(Tl).

El ioduro de sodio activado con talio fué descubierto en los años 50's; este material se puede construir en el tamaño deseado; la cantidad de talio agregado como activador es aproximadamente  $10^{-3}$  fracción mol. Con este cristal se pueden construir, si se desea, detectores de tamaños y formas complicadas. El NaI(Tl) es higroscópico y se deteriora debido a la absorción de agua. Los cristales por lo tanto deben estar en un contenedor sellado y sin humedad.

La más notable propiedad del NaI(Tl) es su excelente producción de luz, la cual es la más alta de cualquier otro material centellador. Su respuesta a rayos gamma es muy cercana a la linealidad en un amplio rango de energías. Esto hace que el NaI(Tl) sea aceptado como un material standard de centelleo para espectroscopía gamma. El cristal es un poco frágil y puede ser dañado por choques mecánicos o térmicos.

#### Tiempo de respuesta.

Generalmente, el rayo gamma atraviesa el cristal de centelleo en un tiempo muy corto, dejando átomos o moléculas excitados en su trayectoria, las cuales al desexcitarse emitirán fotones. Esta desexcitación no se realiza instantáneamente en todo los átomos o moléculas, sino que la intensidad total luminosa emitida tras el paso de la partícula decae en una forma exponencial dada por:

$$I = I_0 e^{-(t/T)}$$

TABLA<sup>(2)</sup> 1

MATE- RIAL	LONGITUD DE ONDA DE EMISION $\lambda$ (nm)	CTE DE DECAI- MIENTO $\tau$ ( $\mu$ s)	IND. DE REFRAC. A $\lambda$	DENSIDAD g/cm <sup>3</sup>	EFIC. DE CENTELLEO RELATIVA AL NaI(Tl) %
NaI(Tl)	410	0.23	1.85	3.67	100
CsI(Na)	420	0.63	1.84	4.51	85
CsI(Tl)	565	1.00	1.80	4.51	45
LiI(Eu)	470-475	1.40	1.96	4.08	35
ZnS(AG) <sup>a</sup>	450	0.20	2.36	4.09	130 <sup>b</sup>
CaF <sub>2</sub> (Eu)	435	0.90	1.44	3.19	50
Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub>	480	0.30	2.15	7.13	8
CsF	390	0.005	1.48	4.11	.5
Li	395	0.075	1.55	2.50	10

<sup>a</sup> Policristalino.

<sup>b</sup> Para partículas alfa.

Donde  $I_0$  es la intensidad luminosa alcanzada tras el paso de la partícula,  $I$  es la intensidad luminosa al tiempo  $t$  y  $\tau$  es la constante de tiempo que es una propiedad importante del centellador.  $\tau$  esta normalmente comprendida entre nanosegundos y microsegundos.

La constante de tiempo para gases es del orden de  $10^{-9}$ seg. para orgánicos es del orden de  $10^{-8}$ seg. y para cristales inorgánicos es del orden de  $10^{-6}$ seg.

#### FOTOMULTIPLICADOR.

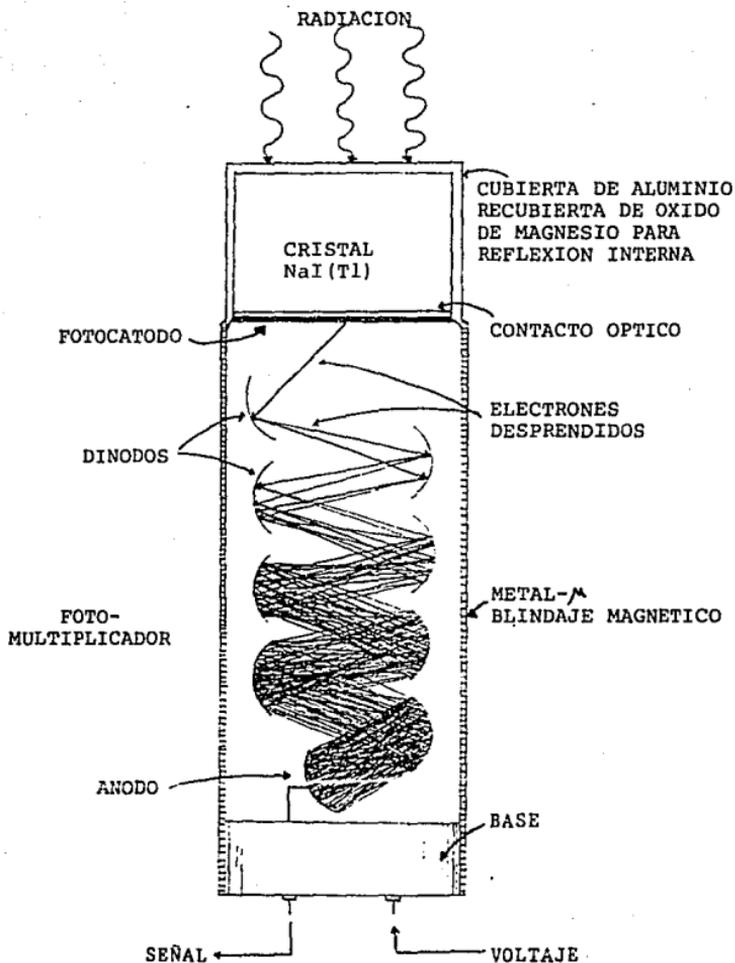
Un fotomultiplicador es en esencia, una celda fotoeléctrica de extraordinaria sensibilidad, provista de un fotocátodo que desprende electrones bajo la acción de la luz, (proceso de fotoemisión), y una serie de electrodos llamados dínodos contra los que van chocando sucesivamente los electrones desprendidos del fotocátodo, después de ser acelerados por una diferencia de potencial conveniente, todo ello encerrado en un tubo al alto vacío (Figura 9).

El proceso de fotoemisión es un proceso que se puede resumir en tres etapas consecutivas: 1) La absorción del fotón incidente y la transmisión de su energía a un electrón del material fotoemisor. 2) La migración de aquel electrón a la superficie. 3) El escape del electrón a la superficie del fotocátodo.

Los electrones al salir de la superficie del fotocátodo son acelerados por las diferencias de potencial entre los dínodos y cada electrón, al chocar contra un dínodo arranca tres o cuatro electrones secundarios, los cuales también son acelerados y van a chocar contra el dínodo siguiente, formándose así una avalancha de electrones que después de chocar y multiplicarse en el último dínodo inciden sobre un ánodo colector donde se origina el pulso eléctrico correspondiente.

La diferencia de potencial entre cada dínodo es manejada por un circuito externo que generalmente se diseña para que la diferencia de potencial total se divida en partes iguales entre todos los dínodos, excepto entre el cátodo y el primer dínodo, en donde se requiere mayor diferencia de potencial para

FIGURA 9



Elementos básicos de un detector de centelleo y multiplicación de electrones en el fotomultiplicador.

optimizar la recolección de los primeros electrones.

El número total de dínodos puede variar, aunque suele ser cercano a diez y las multiplicaciones electrónicas conseguidas normalmente están comprendidas entre  $10^5$  y  $10^6$ . En tales condiciones un electrón que se desprenda del fotocátodo, en la salida originará un pulso de voltaje de unos 16 milivoltios de amplitud.

Al asociar un fotomultiplicador con un material centellador, es preciso que la sensibilidad espectral del fotocátodo se ajuste, en el mayor grado posible, a la distribución espectral de la luz emitida por el material centellador. Aunque muchas veces es más fácil hacer que la distribución espectral de luz emitida se ajuste a la sensibilidad espectral del fotocátodo, función que desarrollan los elementos activadores, por ejemplo el talio en el ioduro de sodio (NaI-Tl) y la plata en el sulfuro de zinc (ZnS-Ag).

El número promedio de electrones secundarios desprendidos en cada dínodo, por cada electrón incidente, aumenta con la energía de dicho electrón y por consiguiente con el valor de la diferencia de potencial existente entre este dínodo y el anterior. Como se tienen diez o más dínodos, la razón del número de electrones colectados al número de electrones iniciales, llamada ganancia, varía grandemente con la diferencia de potencial; por esto se debe contar con un circuito exterior y una fuente de poder muy estables.

Una característica indeseable de los fotomultiplicadores y que limita la sensibilidad la constituyen los llamados pulsos parásitos. El origen de este fenómeno radica principalmente en la emisión de electrones del fotocátodo por efecto termoeléctrico y aumentará notablemente con la temperatura de dicho fotocátodo. Para reducir estos pulsos se recurre algunas ocasiones a enfriar el fotomultiplicador con hielo seco o con aire líquido, reduciéndose el ruido en un factor de 10 al descender la temperatura de  $10^{\circ}\text{C}$  a  $-40^{\circ}\text{C}$  y en un factor de 2000 hasta  $-150^{\circ}\text{C}$ . En todo caso se debe mantener aislado el fotomultiplicador de cualquier fuente de calor.

Otra contribución al ruido es la del fondo natural del

lugar donde se encuentra el detector de centelleo, aunque esta contribución generalmente es mas pequeña que la de la emisión termoeléctrica.

Como la mayoría de los pulsos de fondo son pequeños, en general se les elimina con un discriminador de pequeños pulsos.

Para la identificación de radioisótopos se debe usar un voltaje (voltaje de calibración) en el que se obtenga una ganancia que permita diferenciar, lo mejor posible, las energías de emisión de los radioisótopos esperados.

Ahora, supóngase que toda la superficie del fotocátodo de un fotomultiplicador recibe durante un breve lapso de tiempo un cierto flujo luminoso, los electrones desprendidos tendrán velocidades y trayectorias diferentes hasta alcanzar el primer dínodo. El impulso eléctrico resultante hasta alcanzar el primer dínodo será, por tanto, de una duración algo mayor que la del impulso luminoso. Análogamente sucede lo mismo en la trayectoria entre los dínodos, lo que origina una dispersión en el tiempo de tránsito, con lo que se obtiene un ensanchamiento del pulso de salida en relación al pulso luminoso de entrada.

Suponiendo el caso ideal de que el pulso luminoso de entrada fuera rectangular y durará  $10^{-10}$  segundos, el pulso de corriente que se obtendría en el ánodo, tendría una forma aproximada a una gaussiana cuya anchura media determina el poder de resolución en tiempos del fotomultiplicador. Esta anchura en fotomultiplicadores comerciales varia entre 2 y 10 nanosegundos.

Entonces, dos breves impulsos luminosos que inciden sobre el fotocátodo separados por un intervalo de tiempo de tan solo unos pocos nanosegundos, producen en el ánodo del fotomultiplicador dos impulsos que tienden a confundirse en uno solo. Sin embargo, es posible detectar por separado tales impulsos, diferenciándolos a la salida del fotomultiplicador mediante una constante de tiempo suficientemente corta, es decir, aprovechando sólo la llegada de los primeros electrones de cada avalancha. En estas condiciones y empleando fotomultiplicadores rápidos es posible alcanzar tiempos de resolución de  $10^{-9}$ s.

También debe señalarse que los campos magnéticos exteriores, desvian las trayectorias de los electrones y ejercen

una influencia desfavorable en el comportamiento de los fotomultiplicadores; esto se aprecia sobre todo, entre el fotocátodo y el primer dínodo. Para contrarrestar este efecto generalmente se blindo el fotomultiplicador con una capa delgada de metal  $\mu$ , que tiene alta permeabilidad magnética.

#### ESPECTROSCOPIA GAMMA CON DETECTORES DE CENTELLEO.

La forma de un espectro dado por un detector de centelleo depende de los mecanismos de interacción de radiación ionizante con el material del detector y con los materiales cercanos a él.

Como ya se dijo con anterioridad en la radiación gamma, se pueden tener tres tipos de interacción predominantes: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares.

El efecto fotoeléctrico provoca el fotopico en energía  $h\nu = E_T$  y excita sobre el material del blindaje sus rayos X de fluorescencia característicos (esta excitación se da también por efecto Compton).

Debido al efecto Compton sobre el detector se presenta la distribución Compton ("rodilla"). Su forma es debida a que la dispersión esta dada en muchos ángulos. En el material del blindaje sucede la retrodispersión y el pico de retrodispersión aparece muy alejado del fotopico por el gran ángulo de dispersión que se necesita ( $\approx 180^\circ$ ).

Cuando la producción de pares se da muy cercana a la orilla del detector puede suceder que uno o los dos rayos de aniquilación se escapen. Los escapes de un solo rayo de aniquilación daran el pico de escape simple en  $h\nu - m_0c^2$ , los dos picos de aniquilación darán el pico de escape doble en  $h\nu - 2m_0c^2$ . En la producción de pares sobre el material del blindaje, existe la posibilidad de que al escapar un rayo de aniquilación sea capturado por el detector, dandose así un pico de 0.511 MeV. Como la producción de pares no se da con energías menores de 1.02 MeV los últimos picos no se producen.

También cuando dos rayos gamma llegan al detector con una diferencia de tiempo menor al tiempo de resolución del detector, este los tomará como un solo rayo gamma con energía  $2h\nu$ , esto nos produce el pico suma.

En detectores de centelleo pequeños ( $\approx 1$ mm de espesor) la altura de la distribución Compton tiende a ser del mismo orden que la del fotopico y con gammas de  $E > 1.02$  MeV la probabilidad de escape doble es muy grande.

En centelladores de tamaño intermedio, del orden de 3.8cm. de diámetro por 3.8 cm. de largo, la probabilidad del efecto Compton disminuye y la del efecto fotoeléctrico aumenta. Para gammas con  $E > 1.02$  MeV, la probabilidad de escape doble disminuye, pero la de escape simple alcanza un valor apreciable.

Mientras las dimensiones del centellador aumentan, la probabilidad del efecto fotoeléctrico aumenta. El efecto Compton para un mismo rayo gamma tiende a darse mas de una vez, hasta que el rayo gamma final se absorbe fotoeléctricamente y así convierte toda su energía en luminiscencia, cooperando con esto al fotopico. La probabilidad de escape simple o doble también tiende a cero, por tanto mientras mayor es el centellador, el espectro tiende a ser solo el fotopico.

Pero si las dimensiones del centellador se incrementan, se incrementa el costo y también disminuye la eficiencia de colección de luz.

#### AMPLIFICADOR.

Amplificador. Este es un módulo muy importante del sistema ya que tiene dos funciones fundamentales; una de ellas es formar el pulso y la otra aumentar su amplitud. Los factores de ganancia varían grandemente dependiendo de las necesidades de cada equipo, las ganancias pueden ir desde 100 hasta 5000. De todos los elementos en un sistema analizador de pulsos, el amplificador es el que presenta la mayor posibilidad de variaciones operacionales. Altas razones de conteo favorecen pulsos bipolares angostos, mientras que altas resoluciones requieren de pulsos monopolares relativamente anchos.

#### PREAMPLIFICADOR.

Algunos detectores producen a la salida un pulso relativamente grande, pero aún así, para la mayoría de ellos la carga entregada es tan pequeña que es necesario utilizar un

preamplificador como interfase entre el detector y los elementos procesadores de la señal.

El preamplificador se coloca lo mas cerca posible del detector para reducir la capacitancia (por el cable) y asi aumentar la relación señal a ruido.

Una característica importante es que el preamplificador no cambia la forma del pulso y su amplificación es pequeña (de 1 a 10). El tiempo de subida del pulso de salida se hace tan corto como sea posible y el tiempo de bajada muy largo (nos referimos a largo entre 50 y 100  $\mu$ seg).

#### FUENTE DE ALTO VOLTAJE.

La mayoría de los detectores de radiación requieren de cierto alto voltaje externo para su operación. Algunas características importantes con las que deben contar estas fuentes de alto voltaje son las siguientes:

- a) Voltaje máximo, mínimo y polaridad.
- b) Corriente máxima disponible.
- c) Grado de regulación contra corrimientos a tiempos largos debidos a cambios de temperatura o a la alimentación de la línea.
- d) Capacidad de eliminar ruido de la frecuencia de línea o algunos otros ruidos de baja frecuencia.

En general, las necesidades de los diferentes detectores muestran una gran variedad tanto de voltaje como de corrientes; sin embargo las necesidades mas fuertes las imponen los fotomultiplicadores ya que requieren altos voltajes (hasta de 3000 volts) con corrientes de varios miliamperios.

#### ANALIZADOR MULTICANAL.

Un multicanal tiene varias funciones, pero dos funciones principales en instrumentación nuclear son: analizador de altura de pulsos y multiescalador.

Cuando un multicanal es operado como analizador de altura de pulsos, el multicanal se ocupa de acomodar los pulsos que van llegando, de acuerdo a su tamaño en los distintos canales que les correspondan. Si el multicanal es utilizado como

multiescalador entonces el multicanal, acomoda los pulsos en orden, de acuerdo a su llegada sin tomar en cuenta su tamaño y al terminar el último canal se regresa al primero y empieza otra vez.

### III. PARTE EXPERIMENTAL Y RESULTADOS.

#### MATERIAL Y EQUIPO.

Para la elaboración del trabajo experimental se utilizó el siguiente equipo y materiales:

Fuentes radioactivas:

Cs<sup>137</sup> de 10  $\mu$ Ci.

Co<sup>60</sup> de 10  $\mu$ Ci.

Cf<sup>252</sup> de 20  $\mu$ g.

Detectores de centelleo de NaI(Tl) con las siguientes dimensiones:

1 1/2" X 1 1/2".

2" X 2".

3" X 3".

6" X 4".

Fuente de alto voltaje de 0-3000 Volts. ORTEC mod. 556.

Preamplificador ORTEC mod. 142-PC.

Amplificador TENNELEC mod. TC-244.

Tarjeta multicanal The Nucleus de 8000 canales.

Computadora personal HYUNDAI mod. 386-D/33L.

Generador de pulsos.

Muestras de petróleo.

Sostén de bronce para fuentes de neutrones.

Filtro de bismuto para rayos gamma.

Blindaje de plomo.

Filtro de resina epóxica y boro para neutrones.

#### DESARROLLO.

Dentro del laboratorio de la Facultad de Química se desea hacer un estudio de concentraciones de elementos en petróleo mediante la técnica P.G.N.A.A. (Prompt Gamma Neutron Activation Analysis) y las demandas de este análisis son: tener un espectrómetro gamma muy eficiente y operarlo en su punto óptimo.

De lo anterior, se deriva la necesidad de hacer la optimización de un espectrómetro gamma de tipo modular. De acuerdo con esto, en este trabajo se pretende desarrollar un espectrometro gamma que use un detector muy eficiente ( $\approx 6" \times 4"$ ),

y que por lo tanto, maneje altas tasas de conteo, que tenga alta resolución y que sea modular, en un experimento de análisis por activación con rayos gamma de captura, lo que significa la mejor calidad posible.

Debido a ciertas condiciones requeridas, se debe optimizar el espectrómetro módulo a módulo, en tal forma que se tenga la seguridad de que llenamos las condiciones buscadas.

Un sistema detector como el que mencionamos anteriormente consta de varios módulos como son:

- 1.- Detector.
- 2.- Amplificador.
- 3.- Preamplificador.
- 4.- Tubo fotomultiplicador.
- 5.- Fuente de alto voltaje.
- 6.- Multicanal (tarjeta "The Nucleus" en P.C.).

El diagrama de este sistema con el que se va a trabajar se muestra en la figura 10.

A continuación se explica la optimización de los diferentes módulos.

#### DETECTOR.

El detector utilizado en este tipo de espectroscopía (PGNAA) debe ser un detector de centelleo de ioduro de sodio (NaI), por su alta eficiencia, debido a que se van a detectar rayos gamma inmediatos de baja intensidad.

Teniendo disponibles detectores de NaI de diferentes tamaños se podría escoger el mas grande, pero antes haremos un análisis de tamaños de detector contra resoluciones utilizando una fuente de cesio 137 ( $Cs^{137}$ ).

Lo anterior lo haremos tomando espectros de la fuente de cesio 137 con los diferentes detectores que se tengan disponibles. Estos detectores son de los siguientes tamaños: 1 1/2 X 1 1/2, 2 X 2, 3 X 3 y 6 X 4 pulgadas, todos de NaI. Tomando el espectro hasta que el fotopico llegue a 100000 cuentas, con esto aseguramos que las lecturas son confiables y con poca variación estadística. Estas lecturas también debemos hacerlas a un voltaje constante de trabajo, que será escogido en un valor

Figura 10

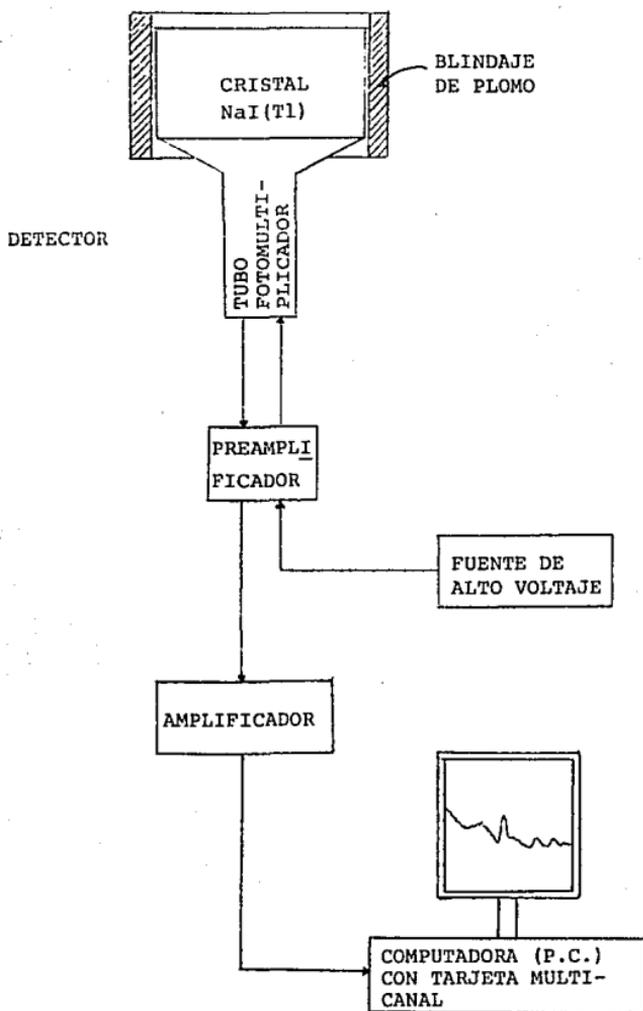


Diagrama del sistema de trabajo con sus módulos.

de 800 Volts.

Los espectros mencionados anteriormente para cada uno de los diferentes tamaños de detectores se muestran en las figuras 11, 12 Y 13.

Si vemos los valores obtenidos para la resolución (Figura 14) de cada detector y la cantidad de gammas por detectar, se escoge el detector mas grande, de 6 X 4 pulgadas, debido a que su resolución es una de las mejores y presenta la mejor eficiencia (Figura 18).

Durante el proceso seguido para la optimización del sistema, se hicieron medidas de áreas bajo la curva del pico de cesio 137, esto con el fin de obtener la eficiencia para cada uno de los detectores con los que se trabajo y así poder encontrar el detector de mayor eficiencia y al mismo tiempo de mejor resolución; así, sabríamos desde un principio que estamos trabajando con un equipo de alta calidad que nos permite lecturas confiables de la fuente de radiación que estamos analizando.

La gráfica de eficiencia contra tamaño del detector se muestra en la figura 15, donde se muestra el área bajo el pico como una medida de la eficiencia.

Estas gráficas fueron obtenidas a distancias y energías constantes.

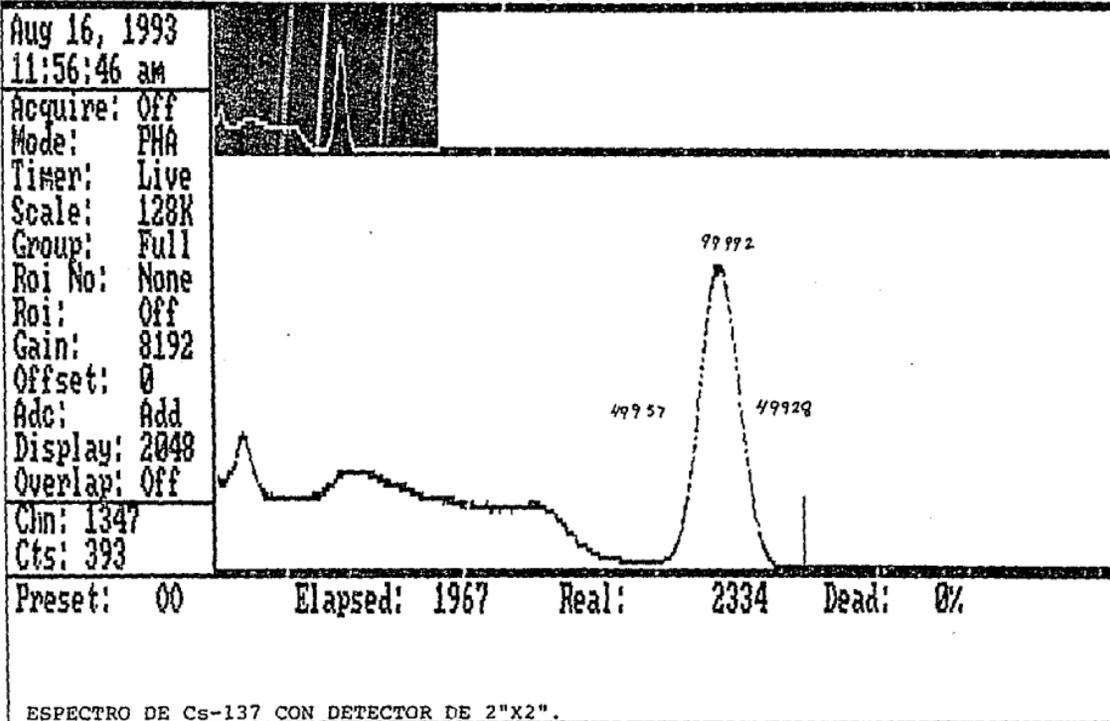
También se hicieron las gráficas de eficiencia contra distancia, con diferentes tamaños de detector; el tamaño representa el espesor del detector, debido a que el espesor es la parte que el rayo gamma ( $\gamma$ ) atraviesa en el detector. La gráfica donde se muestra este estudio se ve en la figura 16, en este caso se usó de la misma manera el área del pico como una medida de la eficiencia.

De la literatura<sup>(9)</sup> se obtuvieron datos de eficiencias de diferentes tamaños de detectores de NaI en función de la distancia y esto a diferentes energías.

Las gráficas obtenidas para los diferentes detectores se pueden observar en las figuras 17, 18, 19 y 20.

En estas gráficas observamos la tendencia que tienen estos valores para los diferentes espesores de detectores, y podemos

Acquire Start Time: 11:48:19 am Aug 16, 1993



50

FIGURA 12

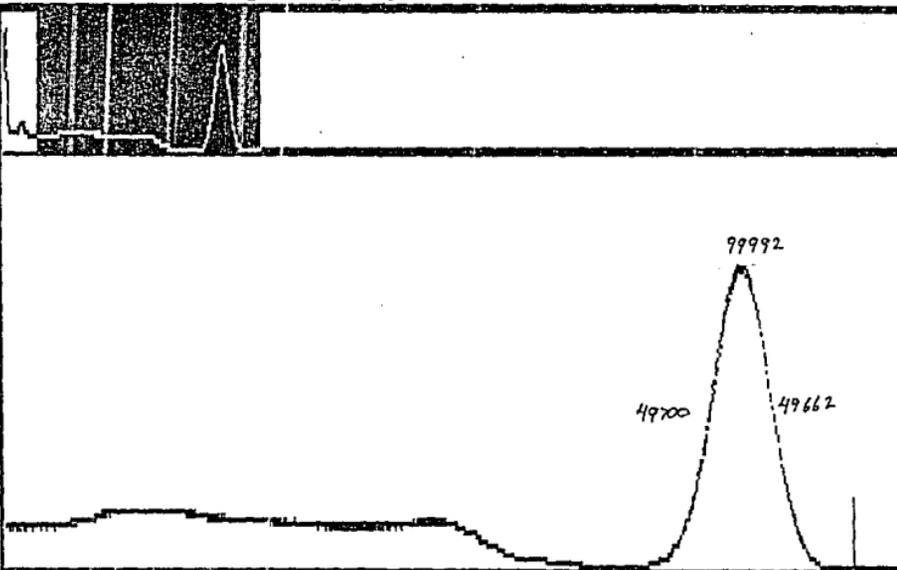
F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-ROI

Acquire Start Time: 12:13:41 pm Aug 16, 1993

Aug 16, 1993  
1:03:03 pm

Acquire: Off  
Mode: PHA  
Timer: Live  
Scale: 128K  
Group: Full  
Roi No: None  
Roi: Off  
Gain: 8192  
Offset: 0  
Ade: Add  
Display: 2048  
Overlap: Off

Chn: 2257  
Cts: 414



Preset: 00 Elapsed: 2095 Real: 2803 Dead: 25%

ESPECTRO DE Cs-137 CON DETECTOR DE 1 1/2 "X1 1/2".

F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-ROI

51

FIGURA 13

# TAMAÑO DE CRISTAL vs. % RESOLUCION

CESIO-137

52

% resolución

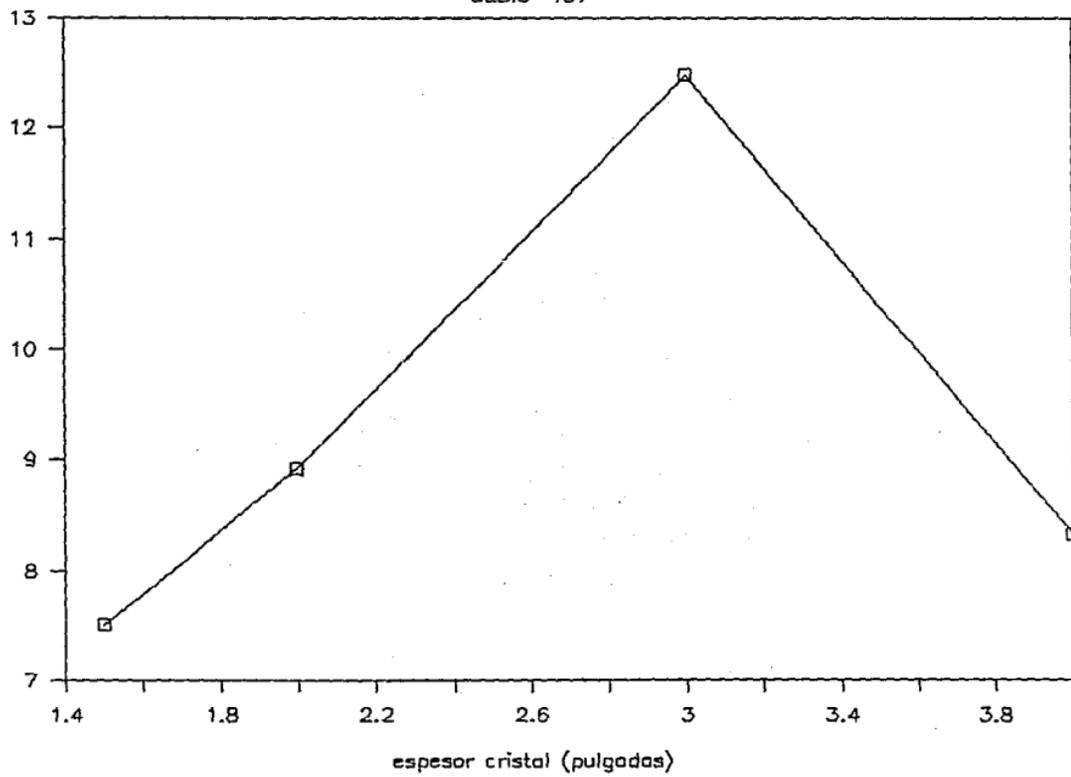


FIGURA 14

# A. FOTOPICO EN FUNCION DE ESPESOR CRIST

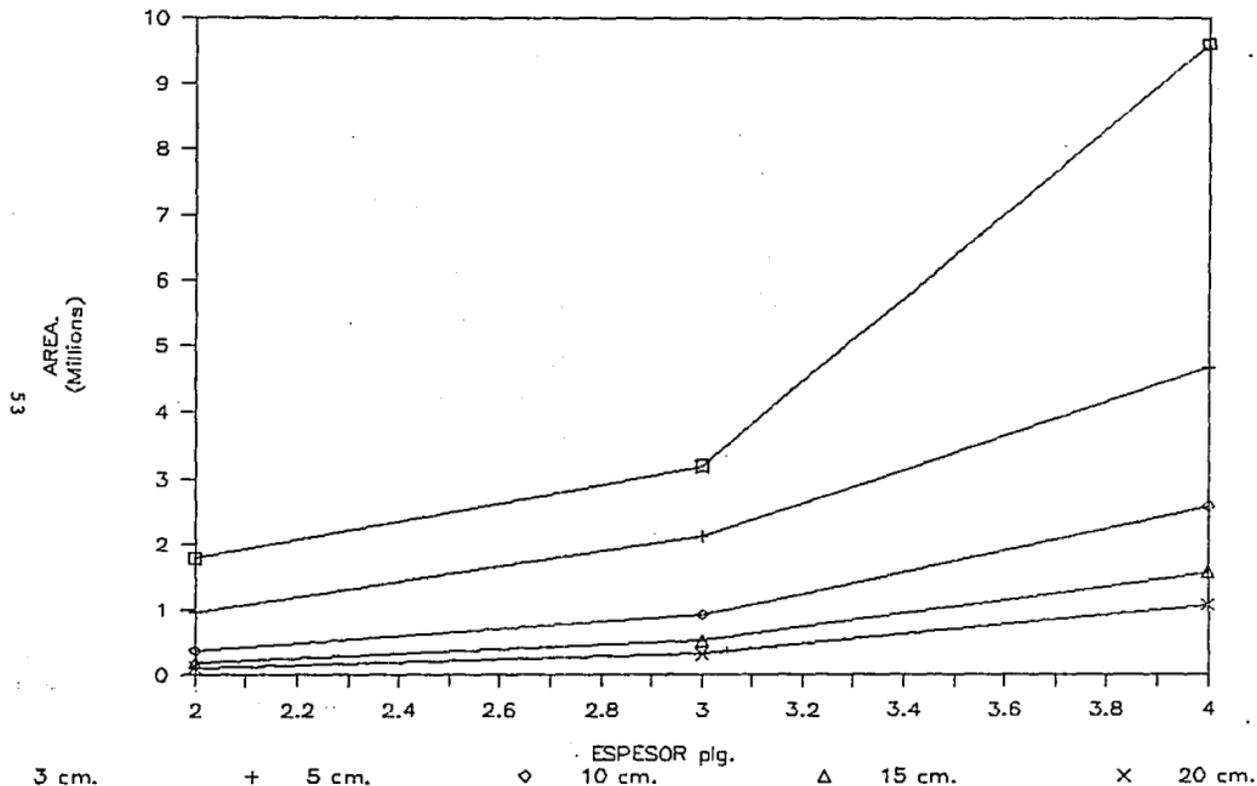


FIGURA 15

# A. FOTOPICO EN FUNCION DE DIST. FUENTE

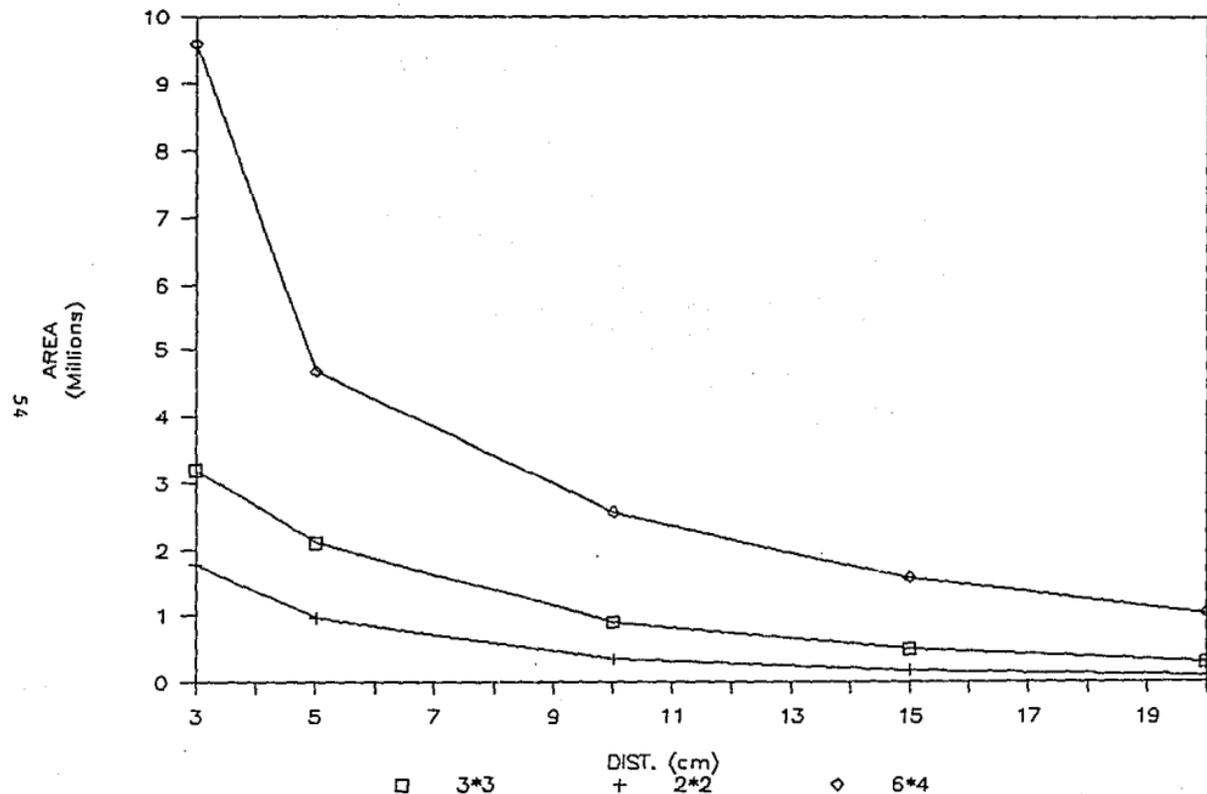


FIGURA 16

# efic. vs tamaño a dif. distancias

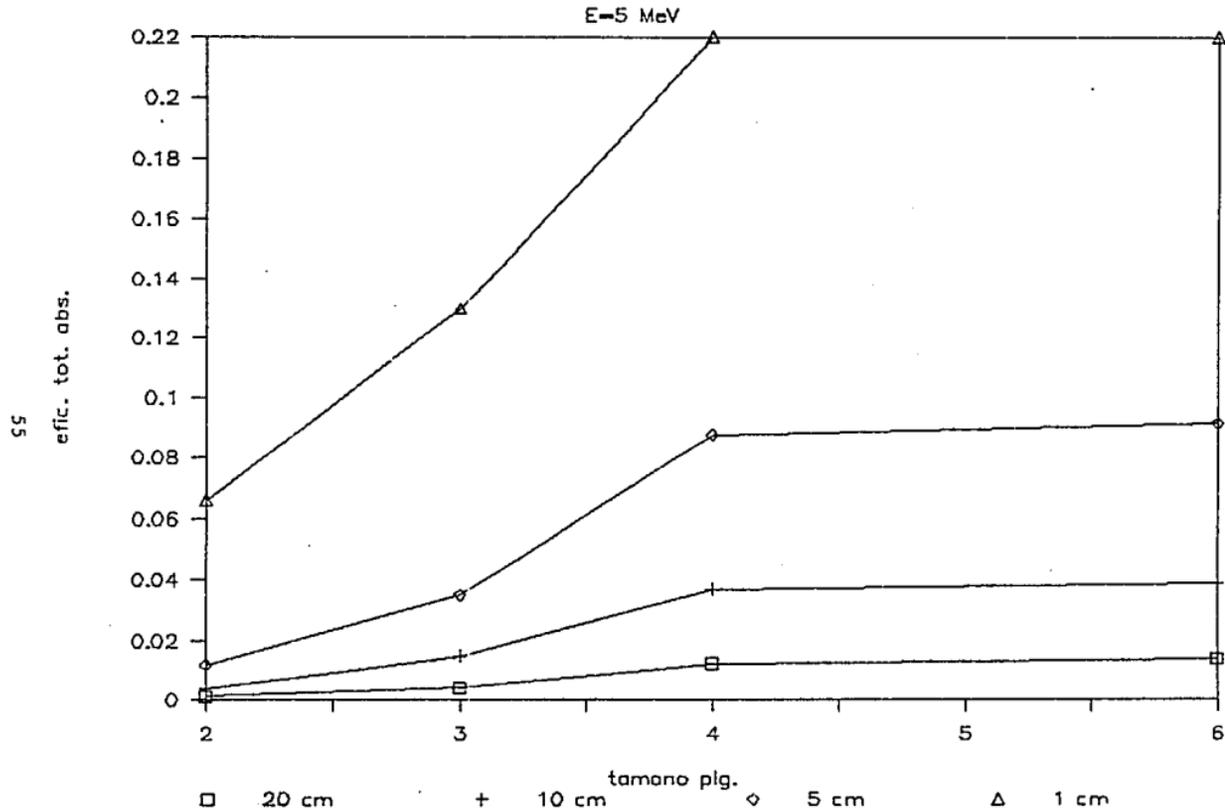


FIGURA 17

# efic. vs tamaño a dif. distancias

E=10 MeV

95

efic. tot. obs.

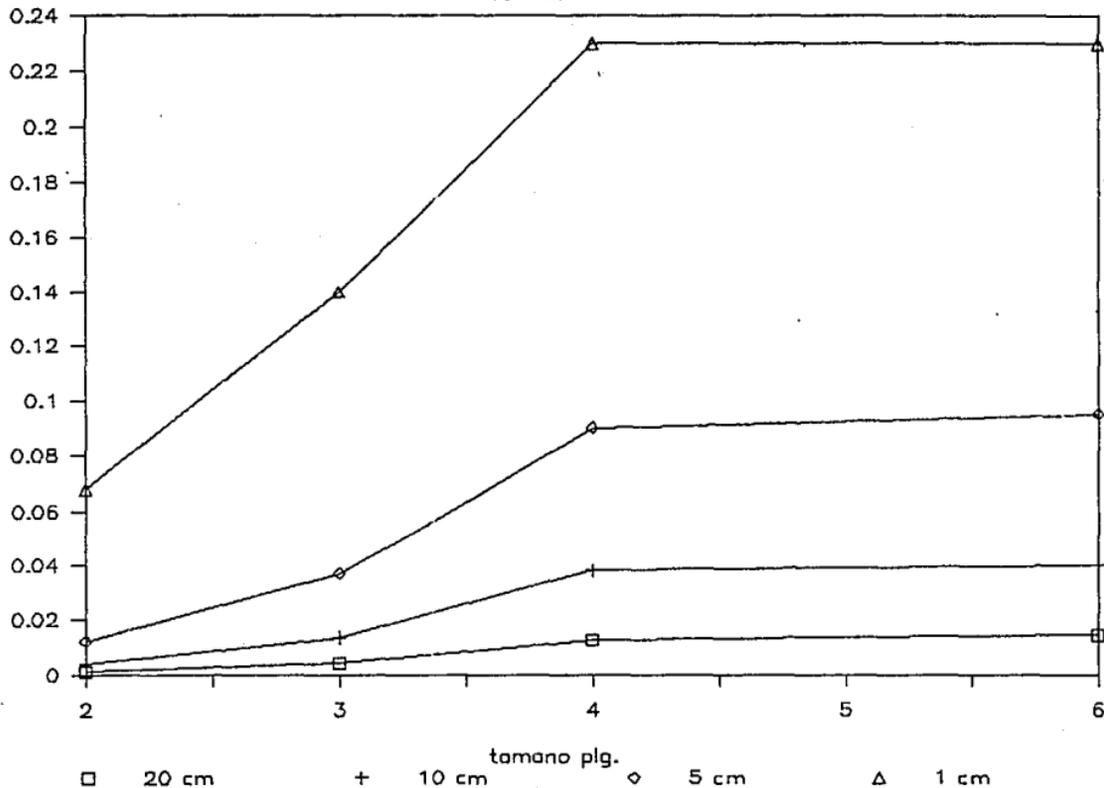


FIGURA 18

# efic. vs dist. a dif. energias

tomano cristal 5x4 plg.

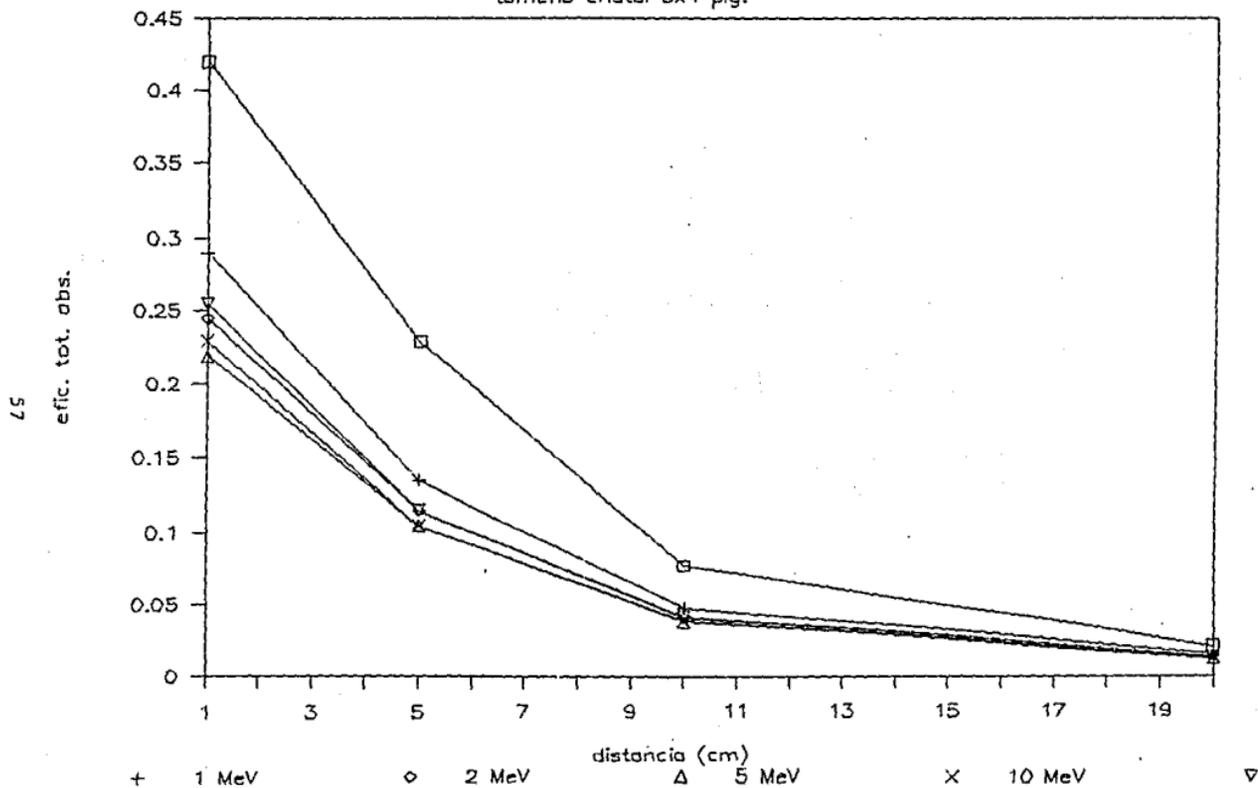
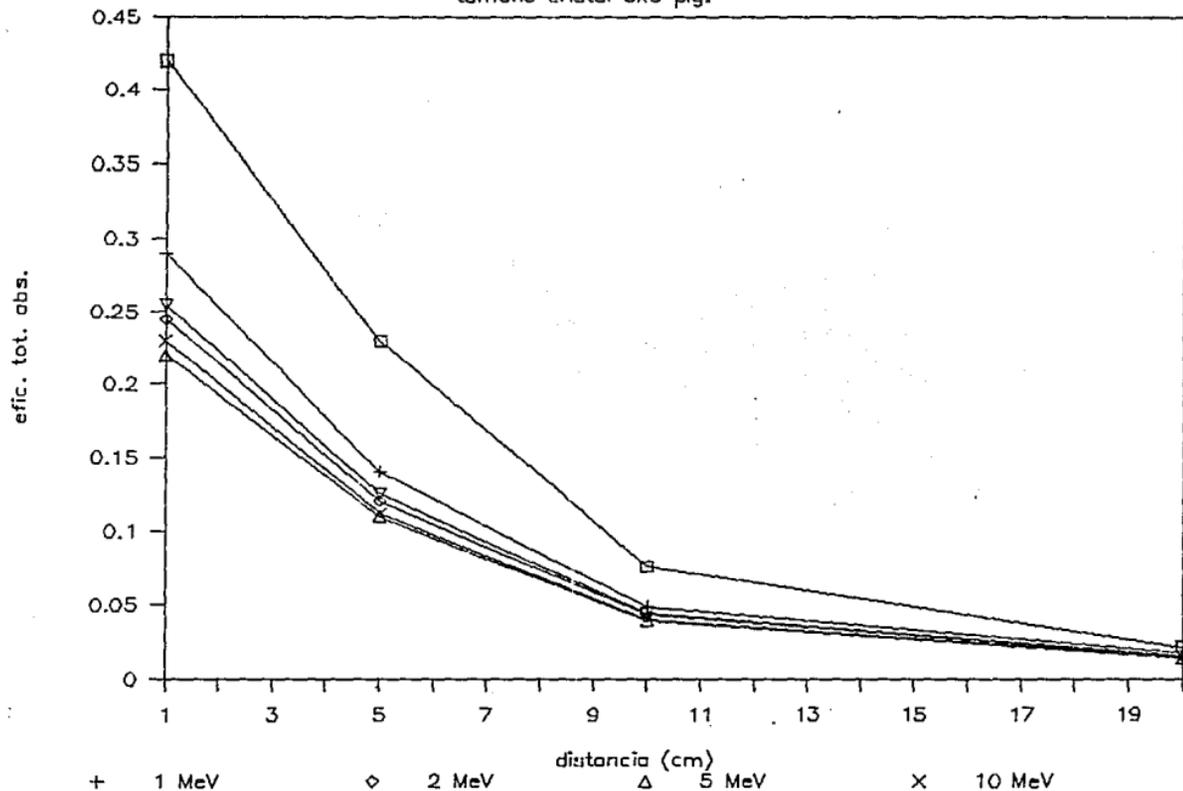


FIGURA 19

# efic. vs dist. a dif. energias

tamaño cristal 5x6 plg.



compararlas con los valores obtenidos de los diferentes detectores del laboratorio.

Con ello pudimos observar que los resultados experimentales presentan la misma tendencia que las curvas dadas en la literatura.

#### AMPLIFICADOR.

Este es un módulo muy importante dentro de todo el sistema de detección, ya que en este se da forma al pulso que se va a contar para obtener información de él; en el amplificador utilizado se va hacer un análisis de la constante de tiempo, mediante el grado de afectación en la medida de la resolución para una fuente de cesio-137, midiéndola en el fotopico de 661 KeV.

Dependiendo del amplificador, es posible variar algunos parámetros como por ejemplo la forma del pulso, es decir, forma gaussiana o forma triangular y la forma del pulso la escogemos de acuerdo con nuestras necesidades; también es posible variar la constante de tiempo y la ganancia.

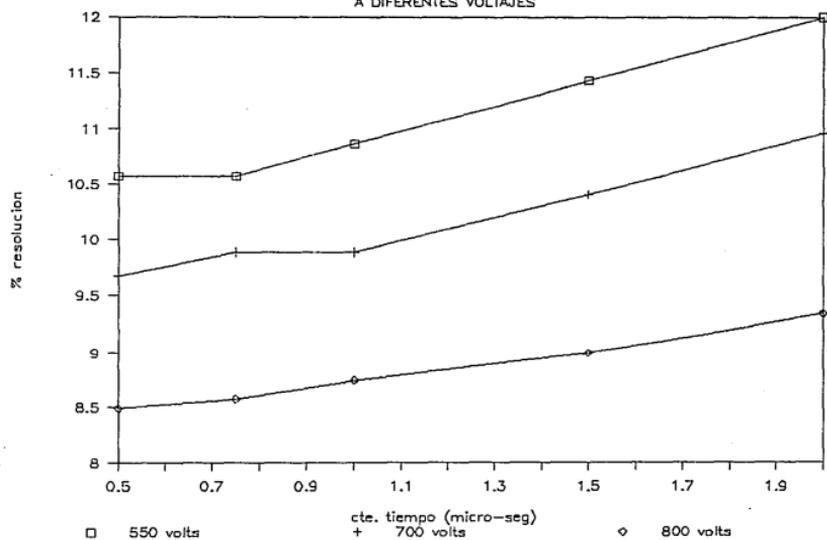
La constante de tiempo, por ser un parámetro importante en lo que se refiere a las aplicaciones del amplificador, es una variable que analizaremos con detalle en esta parte de la optimización del sistema de detección y veremos qué constante de tiempo se adecúa mejor al sistema para el tipo de análisis que deseamos hacer.

En esta parte de la optimización hicimos variar la constante de tiempo, a un cierto voltaje constante; esto se hizo repetidamente para observar en qué valor de constante de tiempo se obtuvieron mejores resultados.

Estos resultados se muestran en la gráfica de la figura 21, en esta parte mantuvimos constantes los valores de alto voltaje y también los valores de los otros parámetros en los diferentes módulos del sistema.

Una vez escogido el detector más conveniente, tenemos que hacer el análisis de los siguientes módulos del sistema de detección; el fotomultiplicador, el preamplificador, el amplificador y la fuente de alto voltaje.

### CTE. TIEMPO AMPLIF. vs. % RESOLUCION A DIFERENTES VOLTAJES



#### FOTOMULTIPLICADOR.

En el fotomultiplicador se tienen dos variables posibles para optimizar; estas son el foco y la ganancia; el foco es el que controla que tan dispersos o que tan agrupados van los electrones en su camino dentro del fotomultiplicador y la ganancia nos dice en cuanto se incrementa el número de electrones desde el primer electrón que sale del cristal hasta la avalancha de electrones que este primer electrón logra desprender de los diferentes dínodos por los que pasa a lo largo del fotomultiplicador.

Estas medidas se hacen comparando la resolución del detector con una fuente de cesio 137 y un voltaje de 800 Volts.

Primero se toma como variable la ganancia y se dejan los otros parámetros fijos; en cuanto a la ganancia se tienen 6 diferentes posiciones posibles, se hacen lecturas de estos puntos tomando el espectro del cesio 137 y obteniendo la resolución para cada uno de ellos.

Los valores de resolución obtenidos de la manera exterior se muestran en la figura 22.

Analizando los valores obtenidos, podemos afirmar que la posición 1 es la mejor, por lo tanto, este es un parámetro del sistema que debemos dejar constante.

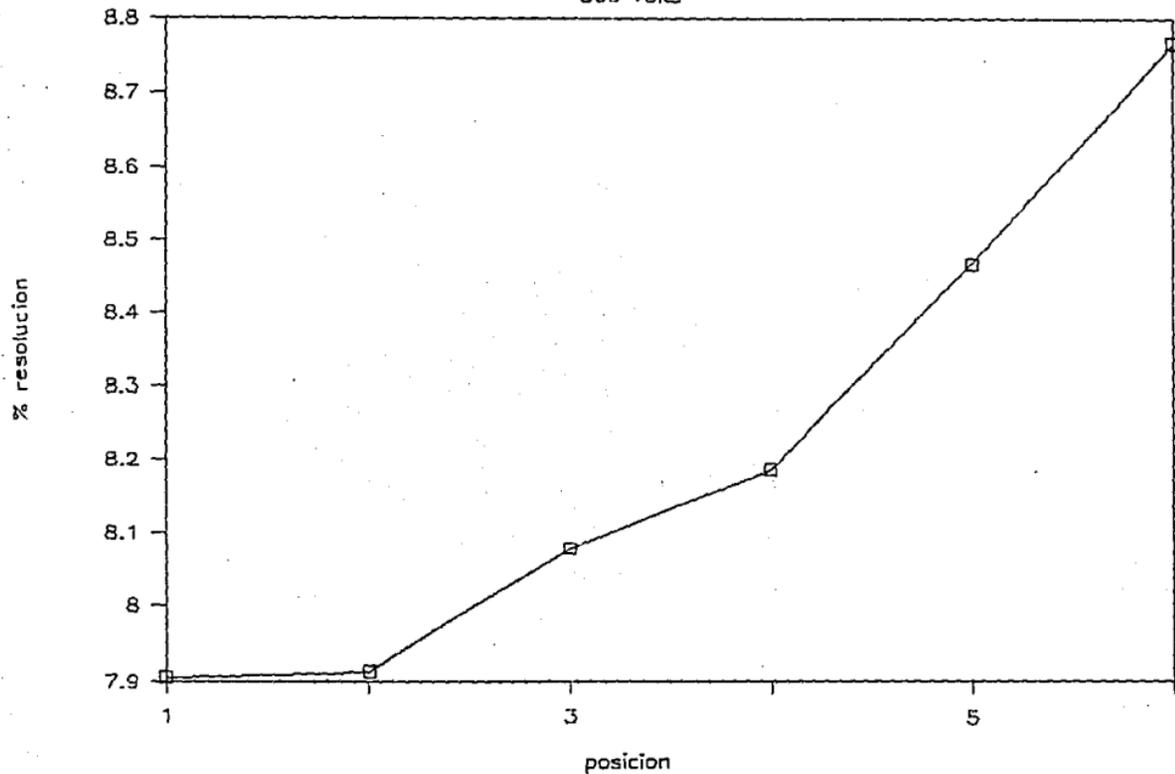
Ya que se ha encontrado la mejor ganancia, buscaremos también la condición en la que el foco nos dé los mejores resultados. Esto se realiza tomando como variable el foco y manteniendo fijos los demás parámetros, en particular la ganancia del fotomultiplicador que fué el parámetro anteriormente estudiado. Para hacer el estudio del foco del fotomultiplicador, se tomarán en cuenta seis posiciones de ganancia y se tomará la medida de la resolución de un espectro de cesio 137 en cada una de estas posiciones.

Las lecturas obtenidas mediante este procedimiento son graficadas en la figura 23.

Del análisis de los resultados anteriores obtenemos que la mejor resolución del equipo la localizamos en la posición 5 del foco del fotomultiplicador. Esta es una variable que se ha

# GANANCIA vs. % RESOLUCION

800 Volts



# FOCO vs. % RESOLUCION

800 Volts

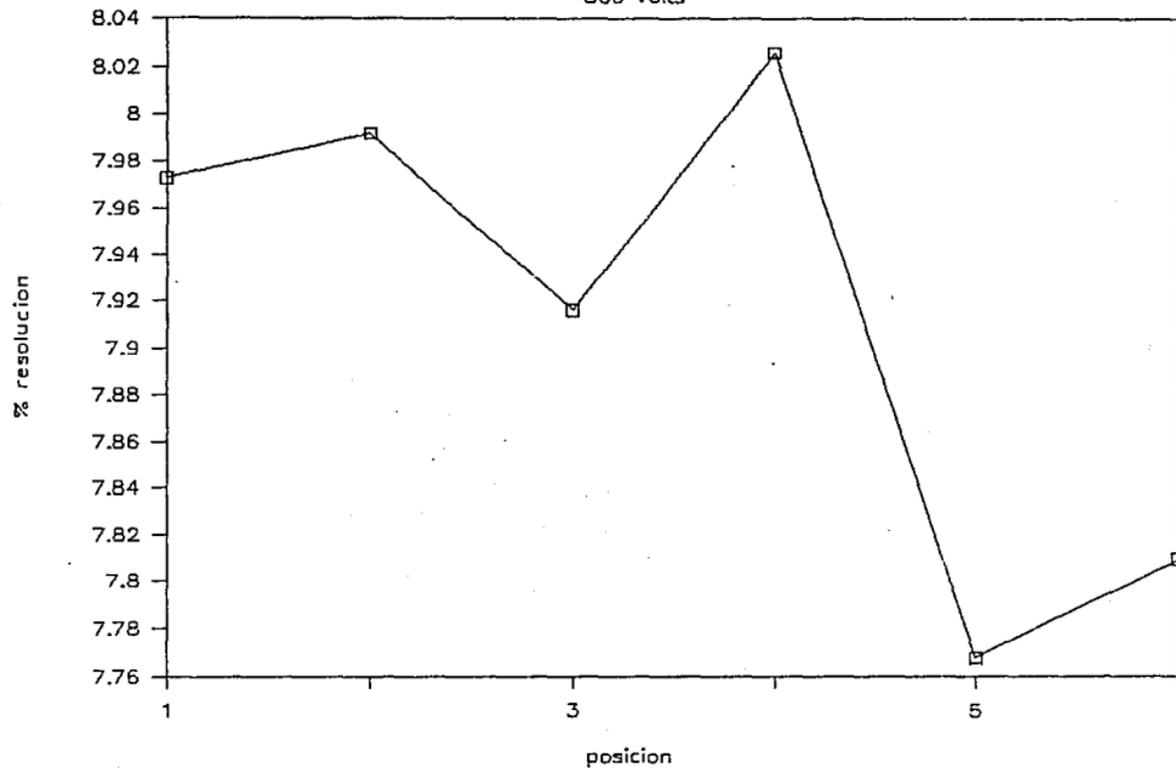


FIGURA 23

estudiado para obtener el mejor resultado cuando se trabaje el sistema de medición.

De aquí que optimizadas las posiciones de trabajo del fotomultiplicador del detector de NaI podemos decir que el fotomultiplicador se encuentra en condiciones óptimas para su uso y con esto obtenemos una mayor confiabilidad en cuanto a las lecturas del detector, pero aún nos faltan estudiar algunas otras partes del sistema modular de detección para poder tener un equipo trabajando en condiciones óptimas.

#### FUENTE DE ALTO VOLTAJE.

Esta es una parte muy importante en la operación del sistema en conjunto, ya que pequeñas variaciones en la fuente de alto voltaje nos introducirían variaciones en los resultados, para esto debemos trabajar con una fuente de alto voltaje de buena calidad que no varíe con el tiempo o con la alimentación de la línea. También la fuente de alto voltaje nos puede servir como un medio de amplificación, así es que debemos hacer un análisis a diferentes voltajes, teniendo como parámetro a comparar las resoluciones que nos ofrece el equipo observando un espectro de cesio 137, a diferentes voltajes.

Estas medidas las debemos hacer con los parámetros anteriores ya colocados en los puntos de mejores resultados y manteniéndolos fijos y solamente variando el alto voltaje que es ahora lo que nos toca estudiar.

Los valores obtenidos de los espectros del cesio 137, a los diferentes valores de alto voltaje son los que aparecen en la figura 24.

#### TIEMPO MUERTO.

Debido a que el detector es grande y la fuente de californio es intensa (20  $\mu\text{g}$ ) el detector se satura por el tiempo muerto tan alto; por lo tanto, debemos de encontrar un compromiso entre la distancia del detector a la fuente y el tiempo muerto adecuado para trabajar con el sistema.

Una gráfica útil para observar el comportamiento del tiempo muerto en función de la relación de intensidades ( $I/I_0$ ) se

# ALTO VOLTAJE vs. % RESOLUCION

CESIO-137

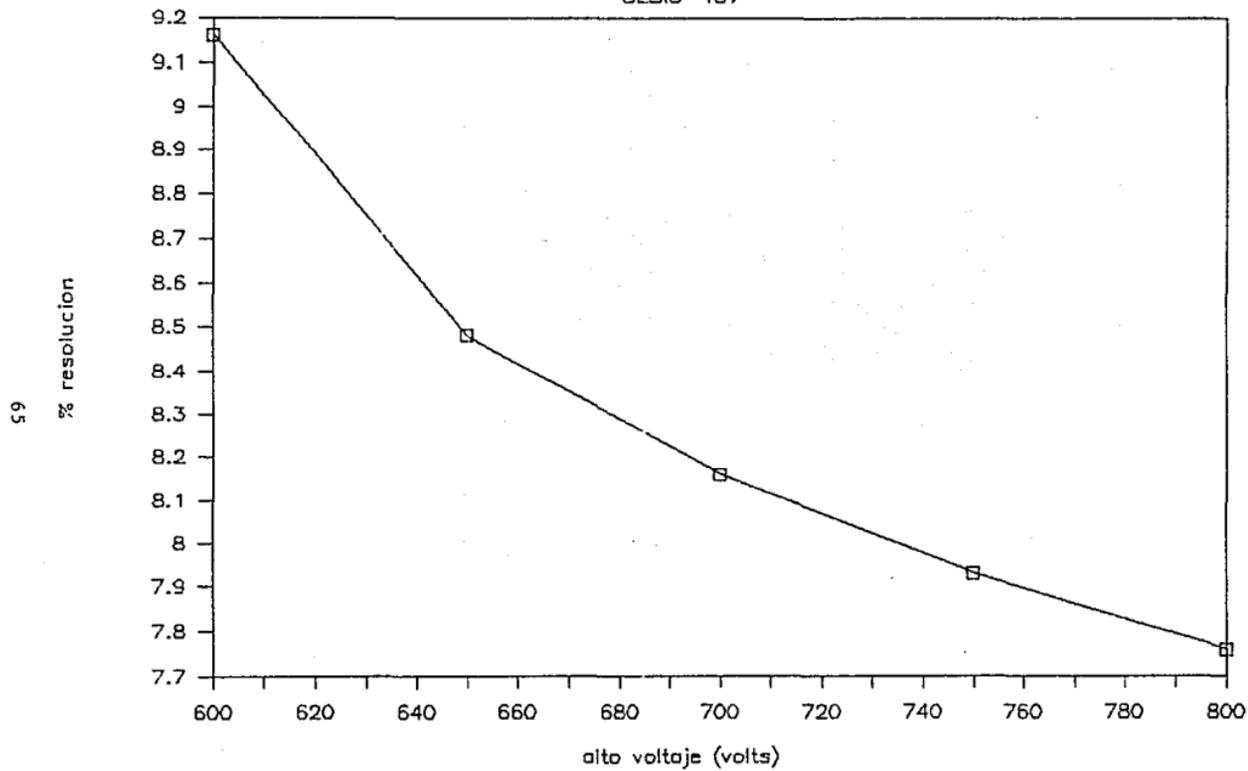


FIGURA 24

muestra en la figura 25; donde  $I_0$  es la intensidad original de rayos gamma que salen de la fuente e  $I$  es la intensidad de rayos gamma que llegan al detector.

Ahora si vemos la relación que guarda la distancia contra la relación de intensidades obtenemos una gráfica como la que se muestra en la figura 26.

#### ANALIZADOR MULTICANAL.

Para el estudio que estamos haciendo y lo que nos interesa en este experimento, utilizaremos el multicanal en la forma de operación como analizador de altura de pulsos.

El equipo que utilizaremos sera una tarjeta multicanal de 8000 canales marca "The nucleus", la cual se ha integrado previamente a una computadora personal (PC), esto con el fin de poder ver de inmediato el desarrollo de las cuentas por medio del monitor de la PC; una ventaja de esto es que también se puede imprimir algún espectro, parte de él o en general algunos datos de interés.

La linealidad es una de las características básicas de estos equipos ya que muchas de sus aplicaciones se basan en ella. También algo importante es la rapidez de procesamiento de los pulsos de llegada.

Sabemos también que para cada energía de radiación se puede encontrar un voltaje óptimo de operación, este voltaje óptimo de operación es característico para cada energía y nos indica la mejor relación de señal a ruido, o sea, en este punto encontramos la mejor respuesta del detector para determinada energía de una fuente.

Con la fuente de alto voltaje que se trabajo, se obtuvo el voltaje óptimo de operación para el  $^{137}\text{Cs}$ , esto se hace tomando las cuentas (C) a diferentes voltajes y despues en todos los voltajes anteriores se mide el fondo (F), posteriormente la relación:

$$\frac{(C-F)^2}{F}$$

se grafica contra los voltajes a los cuales se hicieron las lecturas, y obtenemos una curva que presenta un máximo, donde se

# TIEMPO MUERTO vs. $1/I_0$

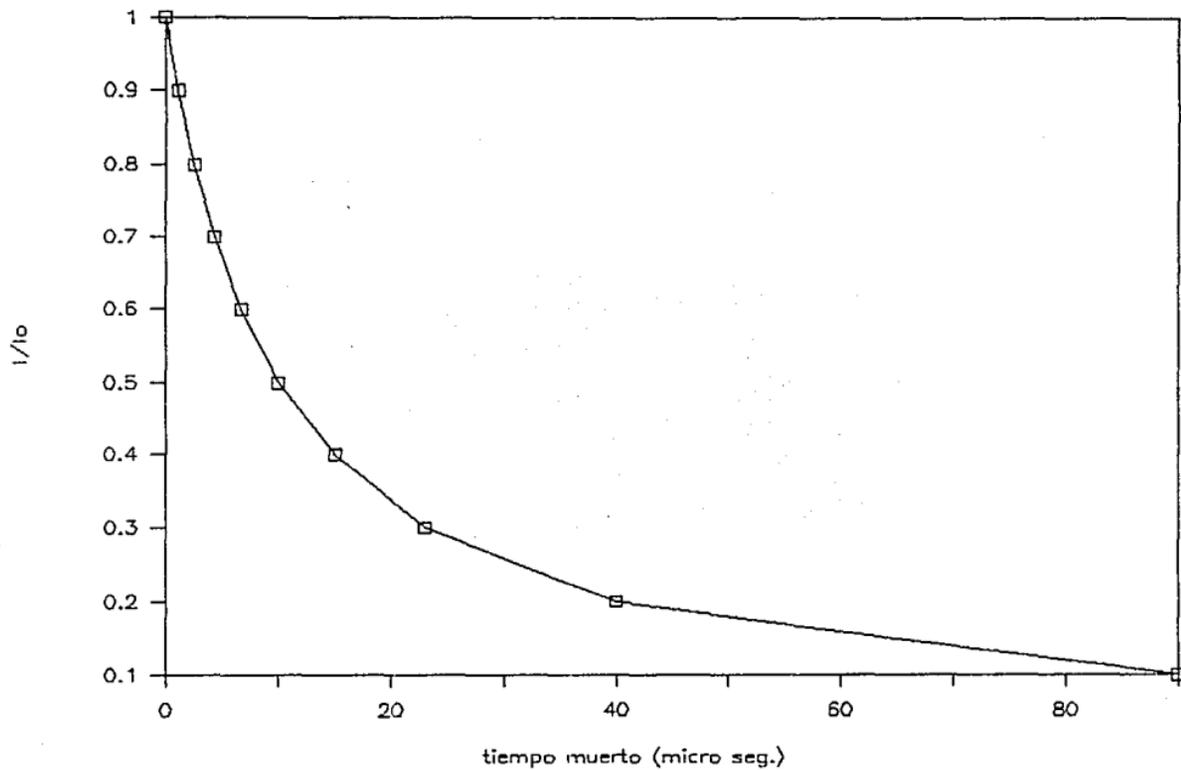


FIGURA 25

# DISTANCIA vs. RELACION $I/I_0$

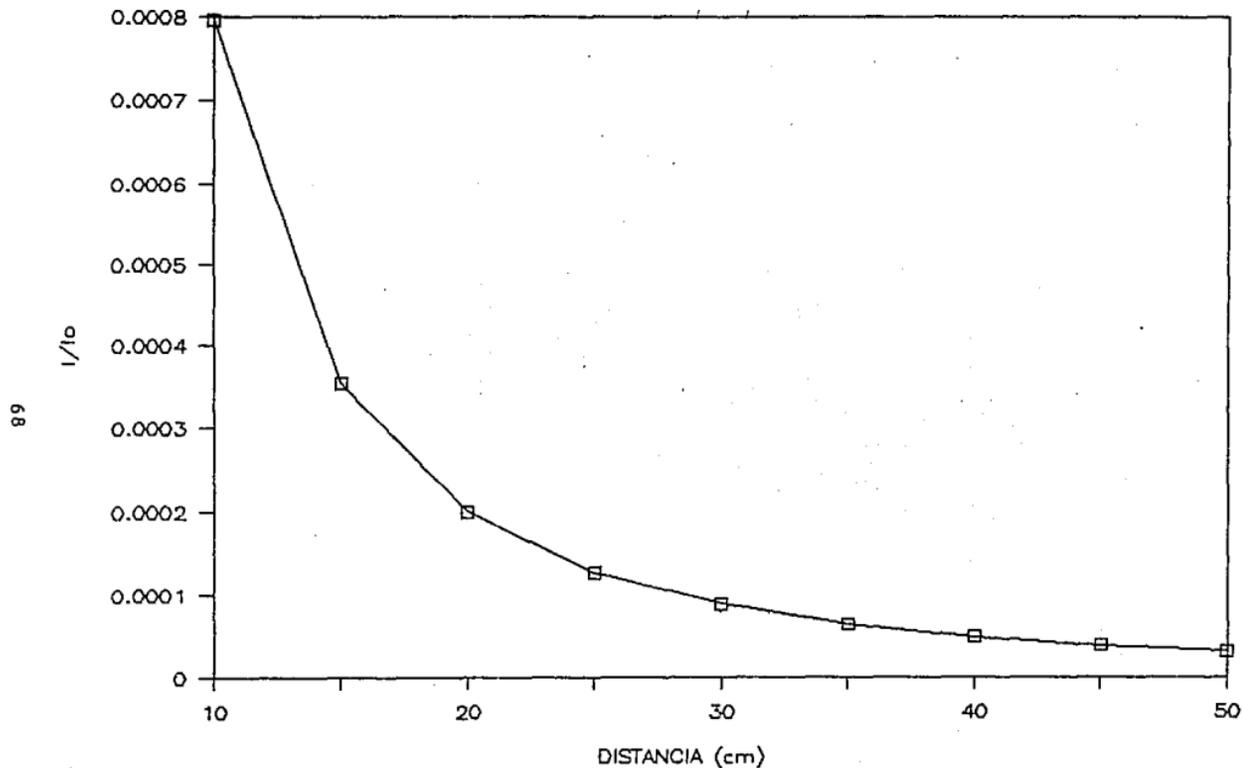


FIGURA 26

localiza el voltaje óptimo de operación para dicha fuente. Una gráfica de este tipo para la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  se da en la figura 27.

#### FALLAS EN EL SISTEMA.

Una vez que tuvimos el equipo en condiciones de trabajo, observamos que, la posición del fotopico en el espectro se corría de posición respecto al tiempo; esto se notaba porque el cursor se colocaba en la posición del fotopico, al borrar el espectro y volverlo a correr aparecía en una posición diferente a la marcada por el cursor, esto provocaba que en las lecturas tomadas durante cierto tiempo el fotopico se ensanchara y obtuviéramos valores erróneos.

Las variaciones en la posición del fotopico con respecto al tiempo las observamos y graficamos para entender su comportamiento.

Las gráficas a las cuales se refiere este punto se encuentran en la figura 28.

El origen de este corrimiento no era muy claro, por lo que se observó el funcionamiento de cada uno de los módulos, incluyendo un generador de pulsos en lugar del detector. Finalmente, se notó que el origen del corrimiento se debía a un mal funcionamiento del regulador de voltaje, por lo que se eliminó éste y el corrimiento se redujo al normal cuando el sistema se prende, por lo que se ópto por dejarlo calentando una hora antes de usarlo.

Gráficas realizadas a partir de datos tomados del corrimiento con el generador de pulsos se muestran en la figura 29.

#### PRUEBAS FINALES.

Mediante los resultados obtenidos durante el desarrollo anterior, podemos decir que llegamos a un punto óptimo en el sistema modular de detección, el cual nos permite trabajar y obtener los resultados mas representativos en análisis por activación o simplemente analizar alguna muestra radiactiva.

# voltaje optimo de operacion Cs-137

pozo 2" x 2"

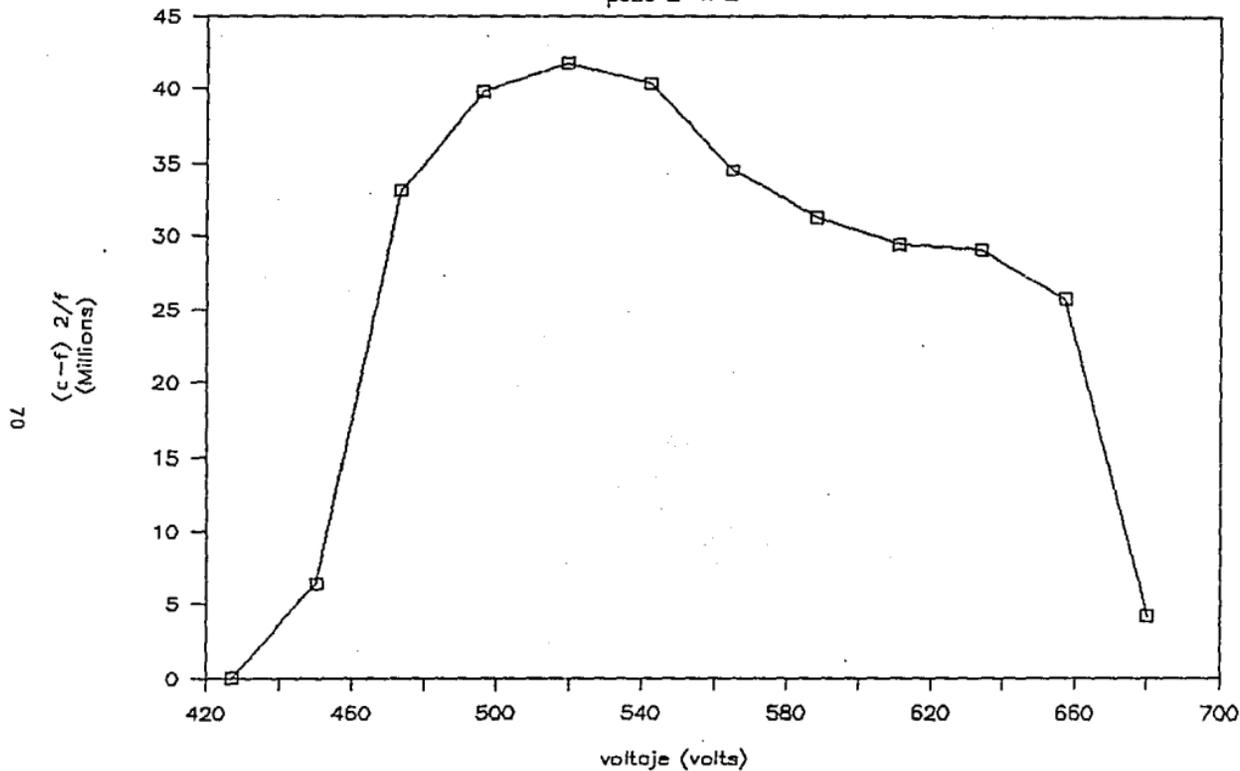
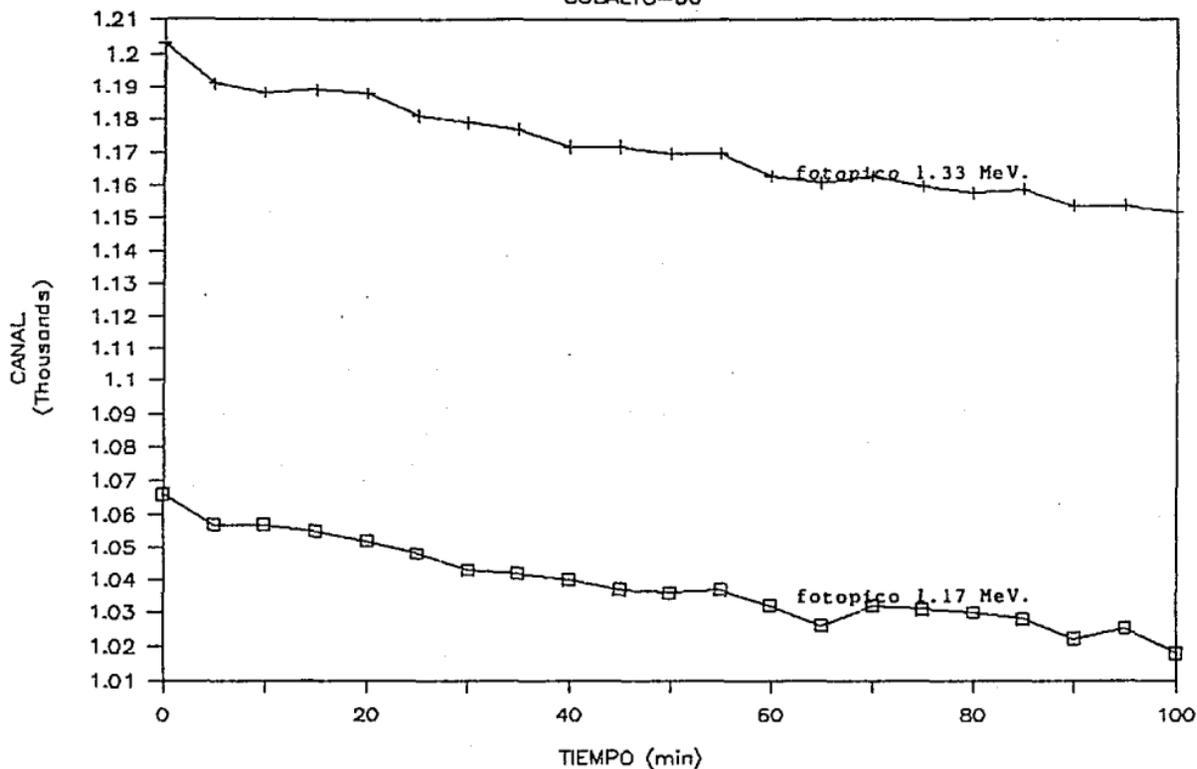


FIGURA 27

# CORRIMIENTOS RESPECTO AL TIEMPO.

COBALTO-60



71

FIGURA 28

# CORRIMIENTOS RESPECTO AL TIEMPO.

GENERADOR DE PULSOS.

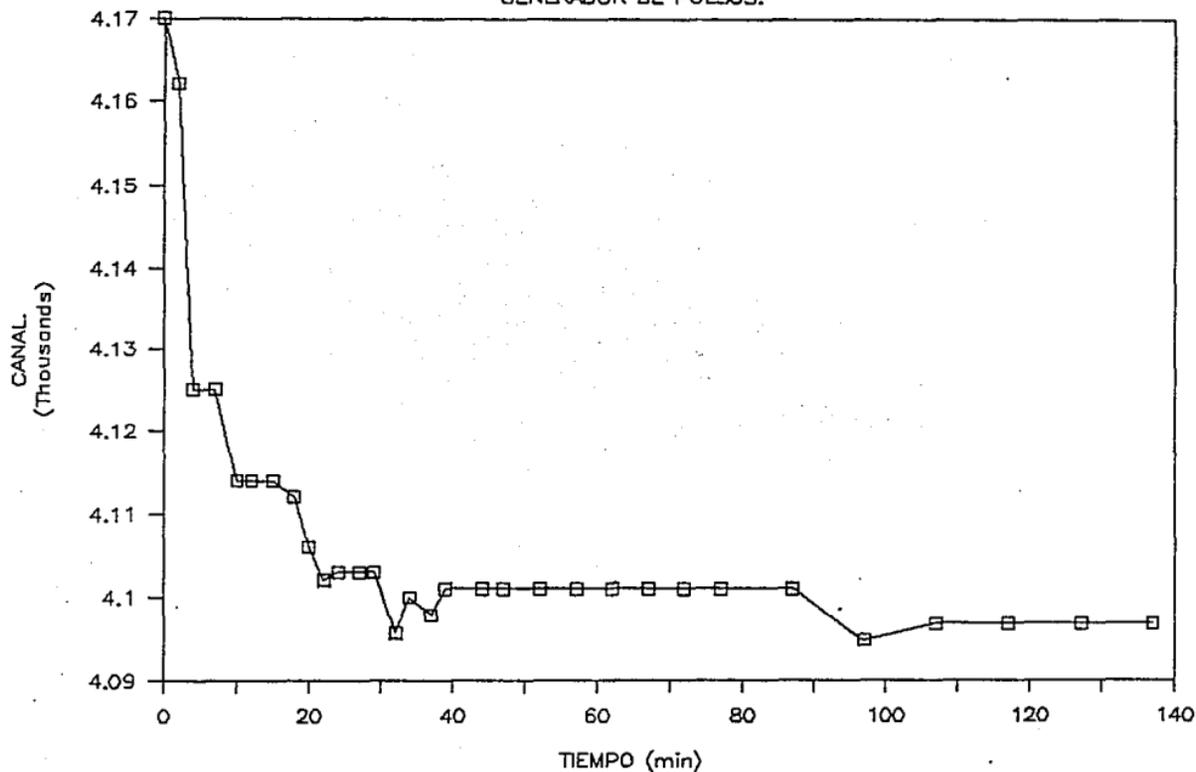


FIGURA 29

El sistema modular de detección en su punto óptimo de desempeño es una gran herramienta para las diferentes técnicas de análisis que utilicen este tipo de equipos de detección.

Para probar el funcionamiento del equipo en alguna de estas técnicas de análisis se hizo un análisis por activación con neutrones en petróleo; la técnica es la llamada Prompt Gamma Neutron Activation Analysis (PGNAA), esta técnica consiste en detectar los rayos gamma inmediatos producidos por los elementos de que consta el petróleo.

En la técnica PGNAA se utiliza una fuente de neutrones que es la que se encarga de excitar y activar los diferentes elementos inmersos en el petróleo, en este caso se utilizó una fuente de californio-252 ( $Cf^{252}$ ), de 20  $\mu g$ .

Esta fuente se colocó en una barra de bronce, la cual nos sirvió para poder transportar y maniobrar la fuente mas fácilmente y no tener contacto directo con la fuente ya que es un gran emisor de neutrones y rayos gamma.

La fuente de californio-252 fué sumergida en el petróleo tratando que la fuente quedara en el centro del barril donde estaba contenido el petróleo.

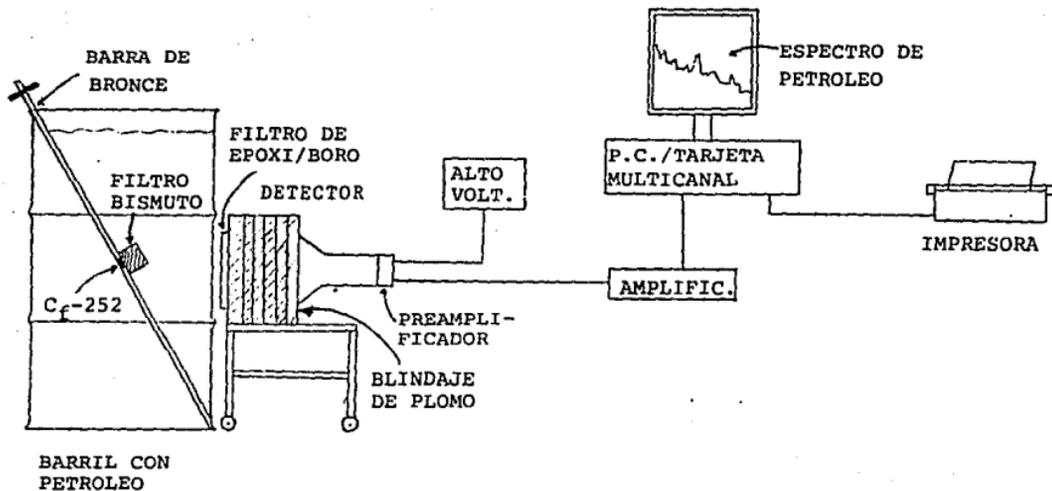
El detector blindado y todos los módulos asociados a él se colocaron adecuadamente para que el detector pudiera recibir los rayos gamma inmediatos producidos por los neutrones de la fuente.

Entre la fuente de californio-252 y el detector debe existir un filtro de bismuto para que el detector no vea directamente a la fuente y se evite así la gran cantidad de gammas emitidas por la fuente, esto es con el fin de evitar que la fuente con sus rayos gamma nos impida ver los pocos rayos gamma provenientes de los elementos del petróleo.

Un esquema del sistema completo montado en el laboratorio se puede ver en la figura 30.

Este análisis se hace, como ya dijimos, ayudados de un multicanal integrado en una computadora en la cual podemos ver directamente el espectro del petróleo en el monitor.

Un espectro como el mencionado anteriormente se presenta en las figuras 31 y 32.



Sistema montado en el laboratorio.

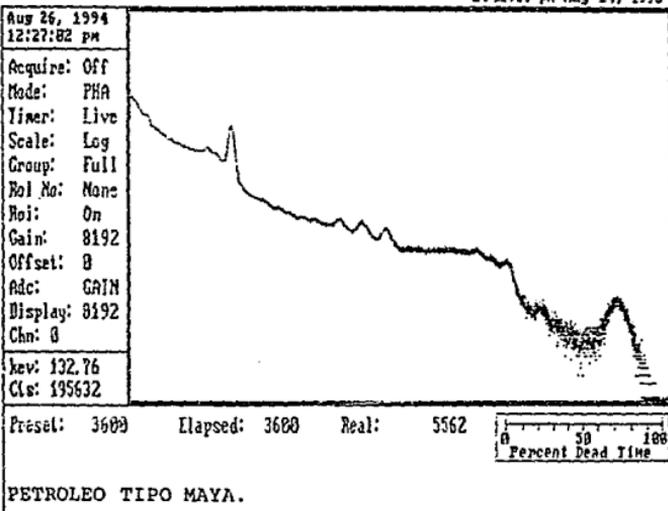
FIGURAS 31 Y 32

Help File Calc Setup Options Mode Quit

92K

TNI PCA-11

2:41:39 pm May 14, 1993



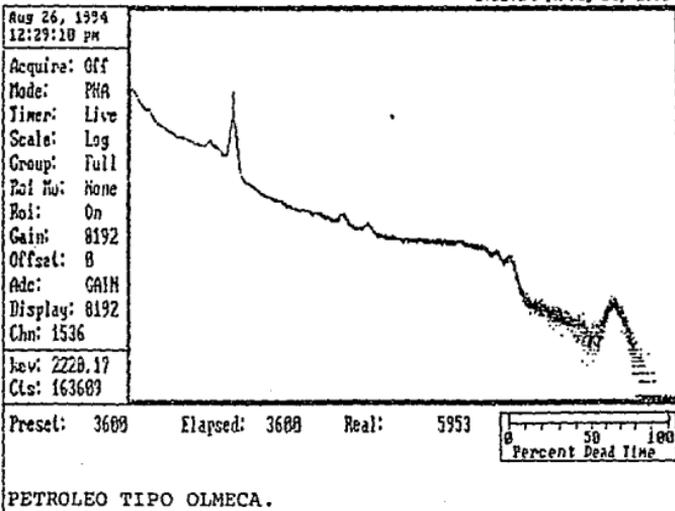
F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-R01

Help File Calc Setup Options Mode Quit

92K

TNI PCA-11

1:21:24 pm May 24, 1993



F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-R01

En estas figuras se muestran dos espectros típicos de petróleos diferentes, en este caso, un ligero (olmeca) y un pesado (maya); de estos espectros es posible calcular las concentraciones de casi todos los elementos que componen el petróleo.

#### IV. CONCLUSIONES.

Analizando el estudio hecho durante la elaboración de este trabajo, se puede concluir que se aporta un amplio conocimiento acerca de cada uno de los módulos del equipo de detección, además del conocimiento adquirido acerca del equipo modular completo, pudimos obtener para el espectrómetro un punto óptimo de funcionamiento, que nos garantiza medidas confiables.

Cuando no es posible trabajar en el punto óptimo para hacer algunas medidas, podemos irnos alejando poco a poco de este punto óptimo hasta lograr realizar las medidas deseadas, haciendo esto tenemos una idea clara de que tan confiables son las lecturas con respecto al punto óptimo de trabajo del equipo.

Las pruebas realizadas con el petróleo por la técnica P.G.N.A.A. nos ofrece un ejemplo de calidad en cuanto a las medidas, ya que comparados nuestros resultados con los obtenidos por medio de otras técnicas<sup>(26)</sup> analíticas, no presentan mucha variación, con esto podemos concluir que la técnica basada en un equipo optimizado y con una alta velocidad de procesamiento de datos es un gran avance en lo que se refiere a nuevas técnicas analíticas. Por otro lado, debido a la velocidad de respuesta, se le puede acoplar un software adecuado al procesamiento de datos y con ello podemos obtener concentraciones de distintos elementos en una línea de flujo de alguna refinería a intervalos establecidos, a su vez estos datos los podríamos imprimir para así poder tener un registro de concentraciones de elementos disueltos en petróleo.

## V. BIBLIOGRAFIA.

- 1.-Navarrete M., Cabrera L.  
Introduccion al estudio de los radioisotopos.  
2ª Edicion.  
U.N.A.M., Facultad de Quimica.
- 2.-Knoll Glen F.  
Radiation detection and Measurement.  
John Wiley and Sons, Inc.  
1979.
- 3.-Price William J.  
Nuclear radition detection.  
Mc. Graw-Hill Book Company.  
1958.
- 4.-Tait W. H.  
Radiation detection.  
Butterworths.  
1ª Edicion.  
1980.
- 5.-Atam P. Arya.  
Fundamental of nuclear physics.  
3ª Edicion, 1970.  
Allyn and Bacon, Inc.
- 6.-Arriola H., Bravo J.  
Curso de instrumentacion nuclear.  
Facultad de Quimica, Division de Estudios de Posgrado.  
Dpto. de Ciencias Nucleares, U.N.A.M.  
1983.

- 7.-Adriano H.  
Tesis para optar por el grado de Maestría en Ciencias Nucleares  
"Deteccion de algunos elementos en petroleo por rayos gamma de captura".  
Facultad de Quimica, Division de Estudios de Posgrado.  
Dpto. de Ciencias Nucleares, U.N.A.M.  
1991.
- 8.-Rodriguez G.  
Tesis para obtener el titulo de Ingeniero Quimico  
"Determinacion de azufre en carbon por rayos gamma de captura".  
Facultad de Quimica.  
Dpto. de Ciencias Nucleares, U.N.A.M.  
1992.
- 9.-Marion J.B., Young F.C.  
Nuclear reaction analysis graphs and tables.  
North-Holland publishing company-Amsterdam.  
1968.
- 10.-Hakansson A., Blomgren J., Likar A.  
A large high-resolution sodium iodide spectrometer.  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.  
1988.
- 11.-Bay A., Joseph C., Loude J.F.  
A modular NaI(Tl) detector for intermediate energy photons.  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.  
1988.
- 12.-Mitchell J., Sanger M., Marlow W.  
Gamma-ray response functions for scintillation and  
semiconductor detectors.  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.  
1989.

- 13.-Trubert D., Abbe J. CH., Paulus J.M.  
Prompt-gamma neutron activation analysis using an isotopic  
neutron source.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry.  
1989.
- 14.-Riley J. E., Lindstrom R. M.  
Determination of boron in borosilicate glasses by neutron  
capture prompt gamma-ray activation analysis.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry.  
1987.
- 15.-Zaghloul R., Gantner E., Mostafa M.  
Prompt gamma-ray neutron activation analysis facility testing  
by Sm, Gd and Mn determination in rock samples.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry.  
1987.
- 16.-Kerr S. A., Oliver R. A., Vittoz P.  
Elemental concentrations in geochemical reference samples by  
neutron capture prompt gamma-ray spectroscopy.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry.  
1987.
- 17.-Chau L. N., Hiep N. T.  
Analysis of macro-constituents in steels by P.G.A.A.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Letters.  
1992.
- 19.-Spsychala M., Michaelis W., Fanger H. U.  
Prompt gamma-ray neutron activation analysis for multi-element  
determination in sediment samples.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry.  
1987.

- 20.-Chau L. N., Hiep N. T., Ha V. T.  
Uses of P.G.A.A. at the dalat reactor.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Letters.  
1992.
- 21.-Glascock M. D., Cornman M. F.  
Nondestructive analysis of ancient roman artifacts using  
neutron capture gamma rays.  
Radiochem. Radioanal. Letters.  
1983.
- 22.-Becker D. A., Anderson D. L., Lindstrom R. M., Greenberg R. R.,  
Garrity K. M., Mackey E. A.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Articles,  
Vol. 179, No. 1 (1994) 149-154.
- 23.-Chung Chien, Chen Ya-Yu.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Articles,  
Vol. 169, No. 2 (1993) 333-338.
- 24.-Anderson D. L., Mackey E. A.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Articles,  
Vol. 167, No. 1 (1993) 145-151.
- 25.-Oliveira C., Salgado J.  
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Articles,  
Vol. 167, No. 1 (1993) 153-160.
- 26.-Arriola H., Badillo V., Velázquez G.  
VIII Congreso Nacional de Química Analítica.  
Un nuevo instrumento para análisis elemental.  
Querétaro, Qro. Junio 1993.