



2ej
46

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN DETECTOR
PARA IONES PESADOS

TESIS QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

FISICO

PRESENTA

JUAN SURO PEREZ

MEXICO 1984



Universidad Nacional
Autónoma de México

UNAM



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.

INDICE

INTRODUCCION.....	1
Capítulo I DETECTORES	
I.1 Introducción.....	3
I.2 Cámara de ionización.....	3
I.3 Detectores proporcionales sensibles a la posición....	20
I.4 Detectores de iones implantados.....	27
Capítulo II DETECTOR HIBRIDO	
II.1 Introducción.....	32
II.2 Descripción del detector.....	33
II.3 Principio de operación.....	34
Capítulo III DISEÑO DEL DETECTOR	
III.1 Introducción.....	37
III.2 Diseño mecánico.....	38
III.3 Gas del detector.....	41
III.4 Tamaño del detector.....	42
III.5 Detectores de estado sólido.....	45
III.6 Diseño eléctrico.....	46
Capítulo IV ELECTRONICA DEL DETECTOR	
IV.1 Energía total en la cámara del detector.....	50
IV.2 Electrónica del DPSP.....	52
IV.3 Señal de E y posición en un detector de E. S.....	53
IV.4 Anodos.....	55
IV.5 Velocidad de conteo.....	56
Capítulo V ELECTRONICA EXTERNA	
V.1 Introducción.....	57
V.2 E, ΔE e identificación de iones.....	57
V.3 Manejo externo de las señales e información.....	58
CONCLUSIONES.....	63
Apéndice I.....	65
Apéndice II.....	66
Apéndice III.....	68
Referencias.....	70

INTRODUCCION

El grupo de física nuclear experimental del Instituto de Física de la UNAM, viene realizando desde hace varios años experimentos de reacciones nucleares con iones pesados en los laboratorios de Oak Ridge y Berkeley en los E.U.A.. En estos experimentos se detectan partículas con carga positiva que van desde las partículas alfa hasta aquellas con masa cercana a la de sistemas compuestos de $A \leq 40$.

Como apoyo al equipo que es utilizado por el grupo, se ha diseñado y construido un detector de iones pesados. En este trabajo se trata el diseño y la construcción de ese detector híbrido haciendo énfasis en la física involucrada en su funcionamiento.

El detector híbrido que se ha construido es básicamente un detector de gas E- ΔE combinado con detectores de estado sólido sensibles a la posición. Fue diseñado para identificar partículas que van desde las alfa hasta núcleos de Mg con energías máximas cercanas a los 300 MeV.

Este trabajo está dividido en dos partes, en la primera (capítulos I y II) se revisa la física involucrada en el detector y en la segunda (capítulos III, IV y V), se reúne el material relativo al diseño, construcción y algunas fórmulas para operar al detector híbrido.

En los capítulos I y II se expone el material que permite entender el funcionamiento del detector híbrido. En el capítulo I se explica en forma detallada y semicuantitativa la física de los elementos detectores con que cuenta el detector híbrido; una discusión exhaustiva de aspectos del funcionamiento y el diseño de los detectores aparece en las referencias que se citan dentro del texto.

En el capítulo III se detalla el diseño del detector así como su construcción. En los últimos dos capítulos se explica la electrónica necesaria para operar el detector híbrido. Como el aparato construido es muy versátil y puede

Introducción

operarse de varias maneras, la exposición en estos dos últimos capítulos es general.

Capítulo I

DETECTORES

I.1 INTRODUCCION

El detector híbrido de iones pesados sobre el cual trata este trabajo está compuesto por tres partes, cada una de las cuales es por sí misma un detector. Las partes que constituyen este detector híbrido son, una cámara de ionización, un detector proporcional sensible a la posición (DPSP) y un par de detectores de iones implantados (comerciales). Estas tres partes se acoplan en una caja de aluminio sellada. El espacio interior forma la cámara de ionización y dentro de la misma caja está el detector proporcional sensible a la posición (en la parte delantera) y los detectores de iones implantados (en la parte posterior). La señal de cada parte se combina para obtener toda la información de cada una de las partículas que entran al detector híbrido (véanse capítulos II y V).

En este capítulo se explica detalladamente como funcionan esas partes, consideradas independientemente; en el capítulo II se trata el detector híbrido funcionando como un todo.

I.2 CAMARA DE IONIZACION

I.2.1 Principio de operación. Una cámara de ionización está formada básicamente por un recipiente que encierra en su interior un gas y dos electrodos, uno positivo, ánodo, y el otro negativo, cátodo. El principio de operación es el siguiente: el ión pesado incidente que se va a detectar, produce ionización en los átomos del gas, los iones positivos y los electrones libres formados así son obligados a moverse

Cap. I Detectores
Sec. I.2 Cámara de ionización

hacia los electrodos por acción del campo eléctrico establecido entre ellos; los iones positivos hacia el cátodo y los electrones hacia el ánodo. En los electrodos se colectan a los iones y los electrones produciéndose así un pulso eléctrico en cada uno de los electrodos, estos pulsos pueden ser amplificados y analizados para extraer información. Dependiendo de la aplicación de la cámara, se utiliza el pulso de los iones positivos o el de los electrones; en el caso del detector híbrido de esta tesis, se utilizan ambos pulsos.

La altura del pulso depende del número de iones colectados y estos a su vez, dependen de diversos fenómenos físicos relacionados con el proceso de ionización y en forma muy directa con la diferencia de potencial entre cátodo y ánodo. Si esta diferencia es muy pequeña, los iones recién formados en la trayectoria de la partícula incidente, tienden a recombinarse y sólo una pequeña fracción de los iones y electrones libres producidos inicialmente, llegan a los electrodos. Si se aumenta la diferencia de potencial, el número de iones colectados será mayor, si se sigue aumentando la diferencia de potencial se llegará a una región en que prácticamente todos los iones y electrones producidos inicialmente serán colectados. Si los electrodos de la cámara se mantienen a una diferencia de potencial en que se colectan todos los pares producidos inicialmente, se dice que la cámara opera en la región de cámara de ionización.

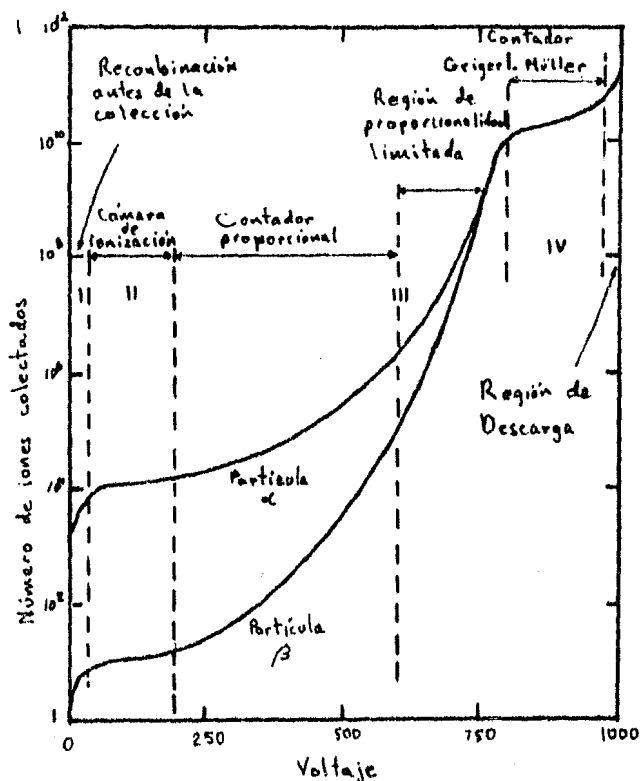


Figura I.2.1

En la figura I.2.1 se muestra el número de iones colectados en función de la diferencia de potencial aplicado cuando inciden en un detector partículas alfa y beta

Cap. I Detectores
Sec. I.2 Cámara de ionización

(electrones). Como se ve en la figura hay regiones bastante bien definidas; en la región II el voltaje es suficientemente grande para coleccionar todos los pares electron-ión, pero no suficiente para producir multiplicación. Un detector operado en esa región es llamado cámara de ionización. Conforme se incrementa el voltaje, se alcanza la región III donde la carga original es multiplicada. La región IV corresponde a la operación del contador Geiger-Müller, aquí el pulso tiene amplitud aproximadamente constante; más allá de esa región no puede operarse un detector de gas ya que aparece el fenómeno de descarga eléctrica en forma prácticamente continua. Las curvas en la figura I.2.1 son típicas de los detectores de gas¹².

En general, los dispositivos que consisten de una cámara de gas y dos electrodos entre los que se aplica una diferencia de potencial, pueden operarse en diferentes regiones según la aplicación que se les quiera dar. En las regiones conocidas como contador proporcional y Geiger, después de la ionización inicial hay multiplicación de pares electrón-ión, es decir que los pares iniciales dan origen a nuevas ionizaciones. Este fenómeno sin embargo, se ve limitado por los efectos de carga espacial.

En las regiones de cámara de ionización y contador proporcional, el número de pares producidos es proporcional a la energía perdida en el gas por la partícula incidente. Como se verá más adelante (capítulo V), esto permite identificar los iones.

I.2.2 Pérdida de energía de un ión incidente. En su paso por un material, las partículas cargadas pierden energía casi exclusivamente por colisiones inelásticas con los electrones de los átomos del material. Durante este proceso, las partículas cargadas pierden energía en forma prácticamente continua. La cantidad de energía que el ión incidente va perdiendo en cada punto de su trayectoria, depende de la energía que el ión tenga en ese punto (véase figura I.2.2); en general el ión incidente pierde menos energía cuando su velocidad llega a ser suficientemente baja para que éste atrape electrones. El frenamiento continúa hasta que la energía del ión es reducida a niveles comparables a la energía térmica de los átomos del medio^{13,14}.

Cuando una partícula cargada choca con los electrones atómicos, les puede transferir suficiente energía para llevarlos a estados excitados o para liberarlos del núcleo (ionización). A energías grandes (del orden de MeV), el proceso que prevalece es por mucho el de ionización.

El tratamiento teórico del problema de la energía que una partícula cargada pierde no es simple. Si la energía de la partícula es pequeña, tal que pueda capturar electrones de los átomos del medio en que se mueve, el tratamiento teórico es complicado. Si la energía de la partícula es suficientemente grande para que el efecto de ionización sea el más importante, el problema puede ser tratado desde un punto de vista semiclásico, como adelante se verá. Este

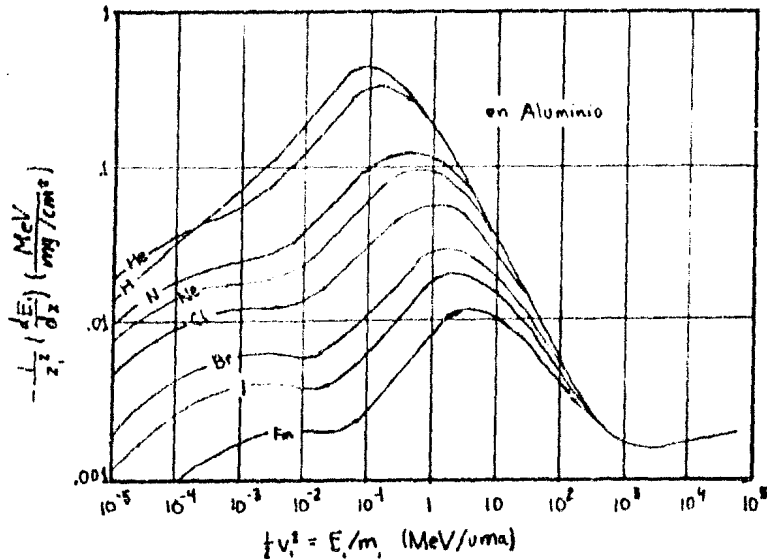


Figura I.2.2

aspecto nos interesa porque el detector, en el caso de reacciones nucleares con iones pesados, deberá registrar partículas con energías altas (mayores de 10 MeV). Un tratamiento cuántico del problema también existe¹⁵ y los resultados son concordantes.

Desde un punto de vista clásico, el problema del frenamiento de un ión pesado por choques con electrones, puede considerarse de la siguiente manera. Como un ión es muy pesado respecto a un electrón, en una colisión los electrones absorben cantidades apreciables de energía sin que los iones positivos sufran cambios significativos en su trayectoria (que es esencialmente recta).

Considérese una partícula de masa m_1 y carga Z_1e que choca con un electrón atómico. Si la partícula se mueve con una velocidad mucho mayor que la que tiene el electrón en su órbita, puede considerarse que el electrón está esencialmente en reposo y no ligado al núcleo. La trayectoria que describe el ión incidente puede considerarse recta sin sufrir deflexión en la interacción con el electrón y además que éste no se mueve casi nada durante la colisión. Para encontrar la energía transferida durante la colisión, se necesita calcular el impulso que produce el campo eléctrico de la partícula incidente sobre el electrón. La perturbación producida por el campo magnético es de muy poca importancia si el electrón está prácticamente en reposo⁶.

La geometría de la colisión se muestra en la figura I.2.3. La velocidad del ión incidente es \bar{v} , su trayectoria pasa del electrón de carga $-e$ y masa $m \ll m_1$ a una distancia b (parámetro de impacto). El impulso Δp que recibe el electrón es:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} e E(t) dt = \frac{2 z_1 e^2}{b v} \quad \text{I.2.1}$$

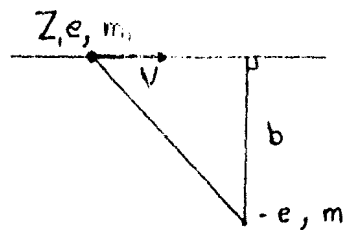


Figura I.2.3

Este resultado se obtiene considerando sólo el campo transversal a la dirección del ion, pues la contribución del campo longitudinal de $-\infty$ a ∞ se anula. La energía que el ion incidente transfiere al electrón es:

$$\Delta E(b) = \frac{(\Delta p)^2}{2m} = \frac{2Z_1^2 e^4}{m v^2} \left(\frac{1}{b^2} \right) \quad \text{I.2.2}$$

Una partícula que atraviesa un material encuentra en su camino más o menos electrones dependiendo de la densidad y número atómico Z de ese material. Si en el material hay n_2 átomos por unidad de volumen con Z_2 electrones por átomo, entonces en un cilindro hueco de radio b , paredes de espesor db y una altura dx hay

$$dn = n_2 Z_2 2\pi b db dx \quad \text{I.2.3}$$

electrones. Multiplicando la expresión para dn por la ecuación I.2.2, se obtiene la energía perdida por el ion al atravesar una longitud dx de ese cilindro. Considerando todos los posibles parámetros de impacto, se obtiene la pérdida de energía por unidad de longitud en ese medio, es decir

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} n_2 Z_2 \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{1}{b^3} db \quad \text{I.2.4}$$

Los límites son impuestos por consideraciones físicas. Para b_{\max} se considera la distancia a la que el tiempo de paso del campo del ion es del mismo orden que el tiempo de rotación del electrón atómico⁹. Así:

$$\tau = \frac{b}{v} = \frac{1}{\nu} \quad \text{o} \quad b_{\max} = \frac{v}{\nu} \quad \text{I.2.5a}$$

El valor mínimo se toma igual a la longitud de onda del electrón que ve la partícula incidente¹⁰, esto es

$$b_{\min} = \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_e v} \quad \text{I.2.5b}$$

Con las expresiones I.2.5a y I.2.5b se obtiene para el frenamiento:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m v^2} Z_2 n_2 \ln \left(\frac{m v^2}{h \nu} \right) \quad \text{I.2.6}$$

Sin embargo; las frecuencias de los electrones atómicos difieren para cada órbita, por lo que debe tomarse un

Cap. I Detectores
 Sec. I.2 Cámara de ionización

promedio conveniente. Para reemplazar $\langle h\nu \rangle$ se toma el valor promedio del potencial de ionización \hat{I} (este no es igual a la energía de ionización). Finalmente, en un cálculo formal la inclusión de efectos relativistas lleva a la siguiente expresión para el llamado poder de frenamiento (ecuación de Bethe¹⁵):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m v^2} Z_2 n_2 \left[\ln \frac{2 v^2 m}{\beta (1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad 1.2.7$$

En esta última expresión, $\beta = v/c$ (c es la velocidad de la luz), además nótese que m es la masa del electrón y que en las variables con índice, 1 se refiere al proyectil y 2 al blanco.

La ecuación 1.2.7 se escribe generalmente como

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m v^2} n_2 B \quad 1.2.8$$

donde B es el llamado número de frenamiento. Para el frenamiento de electrones y otras radiaciones, la expresión correspondiente tiene la misma forma que la ecuación 1.2.8. La diferencia en cada caso está en la expresión para B.

La fórmula 1.2.7 es válida sólo si la velocidad del proyectil v , es grande comparada con la velocidad de los electrones más rápidos (los de la capa k) del blanco¹⁵. Esa condición se expresa como

$$\frac{Z_1 v_0}{v} \ll 1 \quad 1.2.9$$

en la que $v_0 = e^2/\hbar$ es la velocidad orbital del electrón en el átomo de hidrógeno.

Con la ecuación 1.2.7 puede calcularse la pérdida de energía para un ión pesado o su alcance en un material dado. Para un ión con una energía inicial dada, el alcance es

$$R = \int_{E_{\min}}^E \frac{dE}{(-\frac{dE}{dx})} \quad 1.2.10$$

en donde el límite inferior se refiere a la energía que tendría el ión después de atravesar una distancia R. Estos dos conceptos, el de pérdida de energía y el de alcance son importantes en el diseño de los detectores.

La energía que un ión debe tener para que su velocidad sea comparable a v_0 es del orden de algunos cientos de keV; sin embargo, en gases típicos a presión normal, iones de 1 MeV tienen alcances menores a un cm, así, la expresión 1.2.10 da resultados suficientemente precisos cuando la energía de las partículas es tan alta como algunos cientos de MeV.

Durante el proceso de ionización, la mayor parte de los electrones arrancados a los átomos no tienen suficiente energía para que estos a su vez produzcan nuevas ionizaciones. Sin embargo, siempre hay una pequeña fracción de electrones que produce ionizaciones secundarias de manera que la ionización total es la suma de la ionización primaria y de la ionización secundaria¹⁶.

En un medio dado, la energía que una partícula pierde para producir un par es aproximadamente independiente de la

identidad de ese tipo de partícula. De manera que el número total de pares producidos es proporcional a la energía que la partícula pierde en el material. Este hecho se usa en la cámara de ionización y contador proporcional cuando se quiere identificar la partícula (véase el capítulo V).

I.2.3 Procesos que acompañan a la ionización primaria. Estos efectos pueden aparecer en las cámaras de ionización con mayor o menor frecuencia, por lo que aquí se consideran brevemente.

a) Creación de pares iónicos por rayos delta. Cuando las partículas incidentes son pesadas y energéticas, los electrones producidos en la ionización (rayos delta), pueden tener suficiente energía (keV) para producir nuevas ionizaciones. En general, los electrones liberados pierden energía ya sea produciendo ionización secundaria, radiando (bremsstrahlung) o por excitación de átomos o moléculas del gas; a energías bajas (keV) la pérdida de energía de esos rayos delta viene por ionización y excitación de átomos.

b) Transiciones ópticas. Estas consisten de radiación electromagnética producida por átomos, iones o moléculas excitadas. Esta radiación puede absorberse en las paredes, producir pares iónicos en el gas o liberar electrones por medio del efecto fotoeléctrico en los materiales presentes en la cámara. En la mayoría de los casos la corriente de fotoelectrones en las paredes resulta despreciable, pero la producción de iones en el gas sí puede llegar a ser importante.

c) Efecto Auger. Consiste en la emisión espontánea de electrones por átomos o iones excitados como medio para perder energía de excitación. Este proceso sólo puede ocurrir si en una capa interna de un átomo hay una vacancia fuera de la cual, hay al menos dos electrones. En argón por ejemplo, este efecto constituye el 85% de las desexcitaciones de la capa k. La duración de este proceso es de alrededor de 10^{-7} segundos o menos.

d) Átomos metaestables. En gases nobles puros, átomos metaestables formados durante el proceso de ionización primaria, pueden permanecer por tiempos de hasta un segundo. Eventualmente pierden su energía en colisiones, ya sea con moléculas de alguna impureza o con las superficies de la cámara; en ambos casos pueden emitirse electrones durante el proceso. El efecto suele reducirse agregando pequeñas cantidades de gas molecular. Esto puede llegar a ser muy notable en la producción de pares, por ejemplo en helio mezclado con 0.12% de argón, la energía media para crear un par iónico es un 30% menor que la correspondiente para crear un par en helio puro. Se explica esto suponiendo que las moléculas de impureza extinguen los estados metaestables durante las colisiones, en las cuales los electrones emitidos se llevan el exceso de energía.

Los efectos mencionados ayudan a explicar el por qué de la diferencia entre la energía promedio para crear un par iónico y la energía de ionización de los átomos del gas;

hablando vagamente, de toda la energía que pierde una partícula incidente en un gas, la mitad la gasta en producir átomos ionizados y la otra mitad en procesos tales como la excitación de modos normales de vibración de átomos en el gas.

Los procesos secundarios (ionización por rayos delta, emisión espontánea de electrones, etc), también son muy importantes en el número de pares iónicos creados; alrededor de la mitad de todos los iones formados son producidos en procesos secundarios.

Los efectos citados antes son los más frecuentes; sin embargo, existen otros muchos que se pueden dar.

Un ión al atravesar materia, interacciona con muchos átomos y moléculas, cada interacción se da en una circunstancia particular pues el número de objetos que contiene el sistema es extremadamente grande. Esto lleva de inmediato a reconocer que los valores de la energía por par iónico creado, así como el alcance en un medio, presentan fluctuaciones estadísticas propias de sistemas de muchos cuerpos.

1.2.4 Eventos que siguen a la ionización. En un tiempo muy breve (del orden de 10^{-7} seg.), después de que la partícula ionizante ha pasado, la mayoría de los electrones liberados (sin contar a los provenientes de la extinción de estados metaestables), tienen energías del orden de 10 eV o menos. Estos electrones pueden ser capturados por iones positivos (recombinación), o pueden ser capturados por átomos neutros¹⁴. Los electrones libres y los iones positivos que permanezcan como tales, empezarán a ser arrastrados por el campo eléctrico dentro de la cámara, moviéndose en trayectorias muy irregulares (debido a las colisiones con las moléculas del gas). La velocidad de arrastre tanto para los iones positivos como para los electrones, se establece rápidamente; siendo la de estos últimos alrededor de mil veces mayor¹⁸ a la de los iones (la diferencia de masa es muy grande).

Difusión. En un gas que no está sujeto a un campo eléctrico, los iones y electrones se mueven aleatoriamente con una energía media de agitación térmica igual a la de las demás moléculas, es decir, igual a $3kT/2$, donde k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. Cuando se conecta un campo eléctrico, los iones y los electrones seguirán moviéndose aleatoriamente, pero además sufrirán un arrastre en la dirección del campo eléctrico y su energía de agitación térmica se incrementará a un valor mayor que $3kT/2$.

El movimiento de los iones y electrones a través del gas está determinado por la acción del campo eléctrico y las colisiones que sufren con las moléculas del gas. Este movimiento puede ser descrito por la ecuación de difusión. En ausencia de campo eléctrico esta ecuación tiene la forma⁹:

$$\bar{J} = -D \text{ grad } n \quad 1.2.11$$

Cap. I Detectores
 Sec. I.2 Cámara de ionización

donde n es el número de partículas que nos interesan, por unidad de volumen. D es el coeficiente de difusión (D es positivo), y \vec{J} es el vector de densidad de corriente del material, cuya magnitud da el número de partículas por segundo que cruza una superficie de área unitaria perpendicular a su dirección. El producto de \vec{J} por la carga eléctrica de cada partícula ($+e$ o $-e$), da la densidad de corriente eléctrica.

Cuando hay un campo presente, la ecuación de difusión se modifica a requerimiento de algunas consideraciones físicas, éstas son: a) se supone que el campo es uniforme; entonces para cualquier tipo de partícula cargada, la energía media de agitación y el coeficiente de difusión son constantes en todo el espacio del sistema. b) La ecuación que se busca puede encontrarse examinando el balance de momento dentro de un elemento de volumen del gas ionizado; en el volumen considerado, el momento total de las partículas cargadas se modifica por: i) la acción del campo eléctrico sobre las partículas cargadas, ii) las colisiones de las partículas cargadas con las moléculas del gas, y iii) el intercambio de las partículas cargadas con los elementos de la frontera del volumen considerado. De acuerdo con esos puntos, la ecuación de difusión que resulta es¹⁴:

$$\vec{J} = -D \text{grad } n + \frac{zeD}{mu^2} ne \vec{E} \quad 1.2.12$$

donde u es la velocidad cuadrática media, e es la carga fundamental y \vec{E} es el campo eléctrico uniforme.

En una región del gas donde no hay formación ni desaparición de iones (por ligadura o recombinación), el número de partículas de cada tipo se conserva y la ecuación de continuidad se cumple, es decir

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\text{div } \vec{J} \quad 1.2.13$$

que combinada con la ecuación 1.2.12 da

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \text{div grad } n - \frac{zeD}{mu^2} \text{div}(n \vec{E}) \quad 1.2.14$$

Usando coordenadas cartesianas y escogiendo al eje z en la dirección de \vec{E} (en la misma dirección que la velocidad de arrastre), se obtiene que la solución de la ecuación 1.2.14 es⁵

$$n(x, y, z, t) = \frac{N}{[2\sqrt{\pi D t}]^3} e^{-[x^2 + y^2 + (z - \frac{zeD}{mu^2} e E t)^2] / 4 D t} \quad 1.2.15$$

donde N es el número total de partículas consideradas. La ecuación anterior indica que las partículas contenidas inicialmente, en un volumen infinitesimal alrededor del origen, van dispersándose en una nube que se difunde al pasar el tiempo. Por la acción del campo eléctrico, existe una velocidad de arrastre que aunada a la difusión da como efecto total, una nube que al mismo tiempo que avanza en la dirección del campo eléctrico con una velocidad de arrastre

\bar{w} , se va difundiendo.

Velocidad de arrastre. Se define a la velocidad de arrastre \bar{w} , como la velocidad promedio de todas las partículas en consideración. Con esta definición \bar{w} está dada por

$$\bar{w} = \frac{\int \bar{J} dV}{\int n dV} \quad 1.2.16$$

donde V es un volumen que contiene a todas las partículas en consideración. Utilizando para \bar{J} la expresión dada por la ecuación I.2.12 se obtiene

$$\bar{w} = \frac{30}{m u^2} e \bar{E} \quad 1.2.17$$

pues la integral del primer término en I.2.12 es

$$\int \text{grad } n dV = \oint n dS$$

y n es cero en la superficie que limita al volumen.

Velocidad de arrastre de iones positivos y negativos. Experimentalmente, las velocidades de arrastre de los iones positivos y negativos, están directamente relacionadas con el campo eléctrico que se aplica al gas. Dada una presión en un gas determinado, la relación entre \bar{w} y \bar{E} está dada por

$$\bar{w} = \mu \bar{E} \quad 1.2.18$$

donde el factor de proporcionalidad μ es llamado movilidad. Para un gas con un campo eléctrico dado, la movilidad es inversamente proporcional a la presión. De acuerdo a la ecuación I.2.17, la relación entre la movilidad y el coeficiente de difusión está dado por

$$\mu = \frac{30}{m u^2} e \quad \text{ó} \quad D = \frac{m u^2}{3 e} \mu \quad 1.2.19$$

Velocidad de arrastre en electrones. Para el caso de electrones libres no hay una ecuación análoga a la expresión I.2.17. La velocidad de arrastre de electrones depende en forma muy fuerte de la constitución del gas e incluso, no siempre en forma lineal con el campo aplicado; generalmente el valor de la velocidad de arrastre de electrones, es del orden de mil veces mayor que la correspondiente a iones positivos.

En principio, la velocidad de arrastre para electrones podría calcularse dada la distribución de velocidades dentro de la nube que envuelve los electrones y la distribución angular de la dispersión de electrones por moléculas del gas; sin embargo, parece que no hay una expresión confiable para la distribución de sus velocidades. Por esta razón, el comportamiento de los electrones no puede darse en detalle; no obstante, puede entenderse cualitativamente porqué la velocidad de arrastre para electrones es tan fuertemente dependiente de la constitución del gas.

Cap. I Detectores
 Sec. I.2 Cámara de ionización

Quando los electrones se mueven en el campo eléctrico, ganan de éste energía cinética, sin embargo debido a los choques que sufren en el gas mucha de esa energía que ganan se pierde, por lo que se establece un balance entre ganancia y pérdida de energía. En los gases nobles monoatómicos y puros, los electrones que tienen energías cinéticas con valores debajo del primer nivel de excitación, pierden energía por colisiones inelásticas con los átomos del gas, no obstante, dada la gran diferencia de masas entre átomos y electrones, la pérdida de energía de estos últimos es poco significativa. En esas condiciones, la fracción perdida por colisión es del orden de $\frac{4m}{M}$ (m es la masa del electrón y M es la masa del átomo). En argón puro, el primer nivel de excitación está en 11.5 eV, mientras que los electrones libres tienen su energía media de agitación térmica con valores que pueden subir a 8 o 10 eV antes de que se alcance el equilibrio, o sea, pueden alcanzar temperaturas de alrededor de 200 veces el valor que se tiene en equilibrio térmico. En resumen se tiene que en un gas noble puro, los electrones libres pueden tener energías térmicas muy por encima a la que tienen los átomos de ese gas. Como se ve en los argumentos dados en los dos párrafos siguientes, esto lleva a que la velocidad de arrastre que tienen los electrones libres en un gas noble puro sea comparativamente menor a la que tienen cuando al gas se le agregan impurezas.

El camino libre medio es inversamente proporcional a la presión. Sea su valor λ/P , donde λ es el camino libre a presión unitaria y P es la presión. La relación entre la velocidad de arrastre \bar{w} y λ/P se puede determinar con facilidad si se hacen las dos suposiciones siguientes¹⁴: a) todas las partículas en consideración tienen la misma velocidad de agitación térmica u , b) la dirección en que se mueve la partícula después del choque es completamente independiente de aquella en que se movía antes de la colisión. Con estas consideraciones, cada partícula sufre en promedio $u/(\lambda/P) = uP/\lambda$ colisiones en un segundo, en las cuales pierde en promedio cada segundo un momento igual a $uPm\bar{w}/\lambda$. Por otro lado en un segundo, cada partícula gana del campo eléctrico un momento igual a $e\bar{E}$, de aquí que cuando se establece el equilibrio, debe cumplirse la siguiente igualdad

$$\frac{uPm\bar{w}}{\lambda} = e\bar{E}$$

de donde

$$\bar{w} = \frac{e\lambda}{mu} \frac{\bar{E}}{P} \quad \text{I.2.20}$$

Aunque esta ecuación es muy burda (debido a las suposiciones), sirve para ilustrar el hecho de que la velocidad de arrastre es proporcional al camino libre medio e inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la energía media de agitación térmica (esta última proporcionalidad viene de u). Al agregar impurezas poliatómicas a los gases nobles (monoatómicos), disminuye la energía media de agitación térmica y entonces, la velocidad de arrastre crece (vease ec. I.2.20). El efecto que se crea al agregar moléculas poliatómicas es que como éstas tienen niveles de

excitación (vibracionales y rotacionales) de poca energía, los electrones pueden excitar esos estados y perder así energía, esto se traduce en una energía media de agitación térmica más baja.

Es un hecho experimental que la adición a gases nobles de pequeñas cantidades de gases tales como N_2 , CO_2 o CH_4 por ejemplo, mejora drásticamente la velocidad de arrastre de los electrones (en el caso de N_2 , su primer estado vibracional tiene un valor de 0.29 eV).

Recombinación. Los iones positivos pueden recombinarse con electrones o iones negativos con los que chocan. La razón instantánea con la que ocurre este proceso, depende esencialmente de la abundancia tanto de iones positivos como de electrones o iones negativos. Una expresión aplicable a densidades de iones positivos n^+ y de electrones o iones negativos n^- , que se encuentran en un volumen dado es

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn^+}{dt} = -\alpha n^+ n^- \quad \text{I.2.21}$$

donde α es el coeficiente de recombinación.

Se distinguen tres tipos de recombinación: a) recombinación en el volumen (ec. I.2.21); b) recombinación columnar y c) recombinación preferencial. La primera se refiere a la recombinación que se tiene cuando los iones y electrones están distribuidos en el volumen. Columnar cuando la distribución de iones y electrones se encuentra alrededor de la traza de una partícula incidente. Y la preferencial que es la única recombinación propiamente dicha, consiste de la recombinación del electrón con el ión positivo del cual fue separado por la radiación ionizante. Desde luego la recombinación es limitada si el campo eléctrico al que se somete el gas es lo suficientemente fuerte, y aun más, se puede operar la cámara de ionización con un campo eléctrico tal que prácticamente todos los pares formados sean colectados (operación en la región de cámara de ionización).

1.2.5 Generación y utilización de la señal

Generación. Una señal detectable en una cámara de ionización, proviene de muchos cientos de pares iónicos. En esta parte se analiza como es formada la señal en los electrodos de una cámara de ionización a partir de la presencia de pares iónicos en la misma; en lo que sigue se ignora la difusión y la recombinación así como el atrapamiento de electrones por moléculas neutras dentro del gas, de modo que los electrones son los portadores de la carga negativa.

Considerese que inicialmente hay un ión positivo y un electrón muy cercanos en algún sitio dentro de la parte media de la cámara. Esta tiene sus electrodos conectados a una batería de voltaje V_0 e impedancia igual a cero. También supongase, que la densidad de carga en el gas es tan pequeña que los efectos de carga espacial son despreciables (lo que sucede normalmente). Entonces en cualquier punto de la cámara, el potencial está determinado por V_0 y la geometría

de los electrodos.

Bajo la acción del campo eléctrico las dos cargas se separan y mueven a sus respectivos colectores; tan pronto como el movimiento comienza, una corriente empieza a fluir a través del circuito externo. Sea V_i el potencial en la posición en que inicialmente estaban las cargas, y sea $V_i + \Delta V$ el potencial en la posición a la que se ha trasladado el electrón después de un breve tiempo. Entonces la energía que el electrón ha ganado del campo eléctrico es $e\Delta V$ (e es la carga del electrón); en el circuito externo se ha movido una carga efectiva q' que se determina fácilmente por el principio de la conservación de la energía. Aplicando este principio se tiene

$$q' = e \Delta V / V_0 \quad \text{I.2.22}$$

este resultado sólo es válido cuando no hay efectos de carga espacial. El electrón dará toda su contribución a la corriente y será colectado antes de que tenga mucho efecto la contribución del ión positivo. Posteriormente se colectará la carga total $q' = e$; la contribución del electrón es eV_i/V_0 y la fracción del ión positivo es $q'_+ = e(V_0 - V_i)/V_0$.

Ahora considerese el caso de un gran número de pares iónicos producidos simultáneamente en la cámara por una partícula ionizante, por ejemplo una partícula alfa. En la figura I.2.4 se representa a una cámara de ionización conectada a través de un medidor de corriente a una fuente de voltaje.

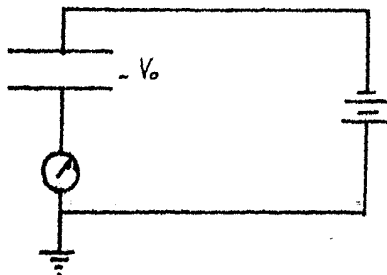


Figura I.2.4

Supongase que la resistencia del circuito externo es ignorable, así, un colector estará permanentemente a potencial cero y el otro a potencial $-V_0$. Cuando aparecen en la cámara átomos ionizados, el campo eléctrico dentro de la cámara puede ser considerado como la superposición de dos campos, uno producido por la diferencia de voltaje entre los electrodos y el otro, producido por la carga espacial. El primero se denominará por \vec{E} y establece el potencial V , mientras que el segundo se denominará por \vec{E}_s y establece el potencial V_s . La expresión para la densidad de la carga espacial es:

$$\rho = e (n^+ - n^-) \quad \text{I.2.23}$$

Cap. I Detectores
 Sec. I.2 Cámaras de ionización

donde n^+ y n^- son las densidades de carga positiva y negativa.

Por la linealidad del campo eléctrico, el potencial V debe satisfacer la ecuación de Laplace

$$\nabla^2 V = 0 \quad \text{I.2.24}$$

con las condiciones a la frontera $V=0$ en el electrodo positivo y, $V=-V_0$ en el electrodo negativo. Mientras que V_p satisface la ecuación

$$\nabla^2 V_p = -4\pi\rho = -4\pi e(n^+ - n^-) \quad \text{I.2.25}$$

con la condición de frontera $V_p=0$ en ambos electrodos.

La energía asociada al campo electrostático es

$$\frac{1}{8\pi} \int_A (\vec{E} + \vec{E}_p)^2 dA = \frac{1}{8\pi} \int_A E^2 dA + \frac{1}{8\pi} \int_A E_p^2 dA + \frac{1}{4\pi} \int_A \vec{E} \cdot \vec{E}_p dA \quad \text{I.2.26}$$

donde A es el volumen sensible de la cámara. En I.2.26, la última integral es cero (véase el apéndice I). Sean W y W_p las energías electrostáticas de los campos \vec{E} y \vec{E}_p respectivamente. Entonces la energía electrostática total es

$$\frac{1}{8\pi} \int_A (\vec{E} + \vec{E}_p)^2 dA = W + W_p \quad \text{I.2.27}$$

Tanto los electrones como los iones positivos al moverse en el gas tienen velocidades de arrastre constantes, de manera que las variaciones en su energía cinética son despreciables y el trabajo que realiza el campo eléctrico sobre los iones positivos y electrones se usa para atravesar el gas. Esto es equivalente a decir que el trabajo se usa en atravesar un medio que impone fuerzas de fricción.

Se puede relacionar el trabajo que realiza el campo eléctrico dentro de la cámara con el de la batería externa. Por conservación de energía, el trabajo realizado por la fuente externa debe ser igual al trabajo gastado en mover los iones y electrones así como la energía gastada en establecer el campo. Tomando en cuenta que el campo eléctrico en la cámara es la superposición del campo constante \vec{E} y del campo debido a la carga espacial \vec{E}_p , se puede escribir la siguiente ecuación que relaciona los trabajos mencionados (gastados por unidad de tiempo),

$$e \int_A (\vec{E} + \vec{E}_p) \cdot (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-) dA + \frac{dW_p}{dt} = V_0 I \quad \text{I.2.28}$$

donde I es la corriente en el circuito externo, n^+ y n^- son las densidades de carga positiva y negativa respectivamente, mientras que w^+ y w^- son las velocidades de arrastre de iones positivos y electrones respectivamente. La expresión I.2.28 puede reducirse a (véase apéndice II)

$$I = \frac{e}{V_0} \int_A \vec{E} \cdot (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-) dV \quad \text{I.2.29}$$

donde la ecuación I.2.29 tiene una forma en la que las contribuciones de los iones positivos y los electrones son

claras, de lo que puede escribirse

$$I = I^+ + I^- \quad \text{I.2.30}$$

donde

$$I^+ = \frac{e}{V_0} \int_A n^+ \vec{E} \cdot \vec{\omega}^+ dA$$

$$I^- = -\frac{e}{V_0} \int_A n^- \vec{E} \cdot \vec{\omega}^- dA \quad \text{I.2.31}$$

estas últimas expresiones se pueden escribir como

$$I^+ = \frac{e}{V_0} \sum \vec{E}_i^+ \cdot \vec{\omega}_i^+$$

$$I^- = -\frac{e}{V_0} \sum \vec{E}_i^- \cdot \vec{\omega}_i^- \quad \text{I.2.32}$$

donde el subíndice se refiere respectivamente al i -ésimo ión positivo y al i -ésimo electrón; desde luego la suma se extiende a todos los iones positivos y todos los electrones libres dentro de la cámara. Los \vec{E}_i^+ y \vec{E}_i^- son los campos eléctricos en la posición que al tiempo t considerado, se encuentran el i -ésimo ión y el i -ésimo electrón respectivamente. I^+ e I^- representan las corrientes inducidas por el movimiento de iones positivos y electrones respectivamente.

La integral temporal de las expresiones anteriores se denota por

$$Q^+(t) = \int_0^t I^+(t) dt$$

$$Q^-(t) = \int_0^t I^-(t) dt \quad \text{I.2.33}$$

y pueden verse como la cantidad de carga que atraviesa un punto del circuito en un tiempo t y que es inducida por el desplazamiento de iones positivos y electrones libres dentro de la cámara. Si los electrodos de la cámara tienen una constante de tiempo suficientemente grande, las expresiones I.2.33 pueden considerarse que representan la carga inducida al tiempo t en cualquiera de los electrodos, siendo en uno positiva y en el otro negativa.

La figura I.2.5 representa un circuito típico para detectar las señales de la cámara. La caída de potencial V a través de la resistencia de fuga R , se toma como señal de entrada para el circuito amplificador.

Si al tiempo $t=0$ se producen N_0 pares, se tiene de I.2.32 y I.2.33 que

$$Q^+(t) = \int_0^t I^+(t) dt = \int_0^t \frac{e}{V_0} \left(\sum_{i=1}^{N_0} \vec{E}_i^+ \cdot \vec{\omega}_i^+ \right) dt = \frac{e}{V_0} \sum_{i=1}^{N_0} \int_0^t \vec{E}_i^+ \cdot \vec{\omega}_i^+ dt$$

$$= \frac{e}{V_0} \sum_{i=1}^{N_0} \int_{R_i(t)}^{R_i(0)} \vec{E}_i^+ \cdot d\vec{R}_i^+ = \frac{e}{V_0} \sum_{i=1}^{N_0} \int_{V_i(t)}^{V_i(0)} (-dV_i^+) = \frac{e}{V_0} \sum_{i=1}^{N_0} [V_i(0) - V_i^+(t)]$$

y similarmente para $Q^-(t)$, quedando

$$Q^+ = \frac{e}{V_0} \sum_{i=1}^{N_0} [V_i(0) - V_i^+(t)] \quad \text{I.2.34}$$

$$Q^- = -\frac{e}{V_0} \sum_{i=1}^{N_0} [V_i(0) - V_i^-(t)]$$

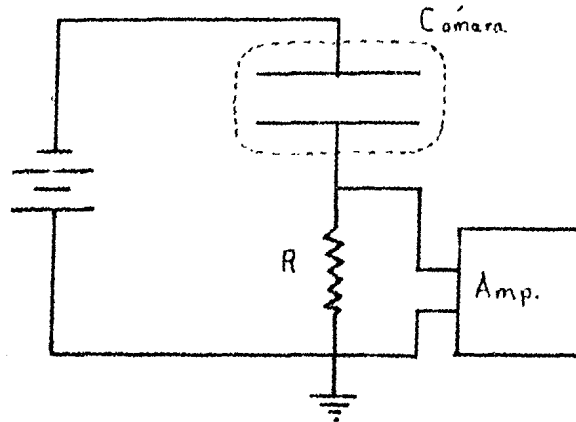


Figura I.2.5

en las expresiones de arriba, $V_i(0)$ representa el potencial en el punto donde el i -ésimo par es formado, $V_i^+(t)$ es el potencial en el punto en que se localiza el ión positivo al tiempo t y, $V_i^-(t)$ tiene el significado correspondiente para el i -ésimo electrón.

La velocidad de arrastre no es la misma para las dos clases de partículas cargadas que se están considerando, para los electrones es muy grande por lo que la variación de Q^- es muy rápida. Cuando todos los electrones han alcanzado al electrodo positivo, el valor de Q^- permanece constante, es decir,

$$Q_0^- = -\frac{e}{V_0} \sum_{i=1}^{N_0} [V_i(0) - V^+] \quad 1.2.35$$

donde V^+ es el valor del potencial en el electrodo positivo. Para los iones positivos, la velocidad de arrastre es mucho más pequeña y $Q^+(t)$ alcanza su valor final mucho después que $Q^-(t)$, siendo su valor máximo

$$Q_0^+ = \frac{e}{V_0} \sum_{i=1}^{N_0} [V_i(0) - V^-] \quad 1.2.36$$

donde V^- es el potencial en el electrodo negativo.

El pulso total es la combinación de ambas cargas en los electrodos, o sea es la suma de Q_0^- y Q_0^+ , la cual es igual a $N_0 e$ y por lo tanto el pulso es proporcional al número de pares creados.

En una cámara de placas paralelas, el campo eléctrico es constante si se ignoran los efectos de carga espacial, en cuyo caso puede verse de las ecuaciones I.2.29 y I.2.32, que las corrientes son proporcionales al número de pares formados al tiempo t . Además como el campo es uniforme, la diferencia de potencial entre dos puntos dentro de la cámara es proporcional a la diferencia que tengan sus distancias a uno de los electrodos. De esto se desprende que las expresiones para Q^- y Q^+ se puedan escribir como

$$Q^+(t) = \frac{e}{h} \sum_{i=1}^{N_0} [x_i(0) - x_i^+(t)] \quad , \quad Q^-(t) = -\frac{e}{h} \sum_{i=1}^{N_0} [x_i(0) - x_i^-(t)] \quad 1.2.37$$

Cap. I Detectores

Sec. I.2 Cámara de ionización

donde h es la separación de los electrodos, $X_i(0)$ es la distancia del punto donde se formó el par al electrodo negativo y X_i^+ y X_i^- son las distancias al electrodo negativo que tienen el ión positivo y el electrón libre al tiempo t , respectivamente.

Cámaras rápidas y cámaras lentas. Supongase que en la figura I.2.5, la resistencia de fuga R , se hace suficientemente grande para que la constante de tiempo RC (incluyendo a la cámara), sea mucho mayor que el tiempo de colección de los iones positivos, de manera que la diferencia de potencial entre los electrodos es proporcional a la carga total en cada uno de ellos ($Q(t) = Q^+(t) + Q^-(t)$). Entre un tiempo $t=0$ y un tiempo posterior t_1 , en que todos los electrones han sido colectados, la diferencia de potencial varía rápidamente, después la variación será muy lenta hasta que todos los iones positivos son colectados que es cuando se alcanza el máximo en la caída de potencial en la resistencia de fuga, esto es

$$V = \frac{Q_- + Q_+}{C} = \frac{N_0 e}{C} \quad \text{I.2.38}$$

para después caer exponencialmente con una constante de tiempo RC .

Una cámara de ionización operada con constantes de tiempo suficientemente grandes para detectar la contribución tanto de electrones como de los iones positivos, se dice es una "cámara lenta". Su ventaja principal es que su señal es proporcional al número total de pares sin depender de la posición en que estos hayan sido creados, sin embargo tiene la desventaja de que fácilmente aparecen ruidos (en la señal de salida de la cámara) por perturbaciones ajenas tales como, vibraciones mecánicas, cables con corriente, etc.

Si la constante de tiempo es grande comparada con el tiempo de colección de los electrones, pero pequeña comparada con el tiempo de colección de los iones positivos, la cámara sólo detectará a los primeros, es decir, la parte rápida del pulso. Una cámara operada en esas condiciones se llama "cámara rápida". La ventaja de una cámara rápida es que puede detectar pulsos en intervalos de tiempo muy cortos, es decir se aumenta la velocidad de conteo, la otra ventaja es que es menos sensible a las perturbaciones externas. Sin embargo tiene la desventaja de que el tamaño del pulso depende de la posición en que fueron creados los pares. Este hecho puede apreciarse en la ecuación I.2.37.

En las cámaras de placas paralelas operadas en forma de cámara rápida, es posible eliminar la desventaja señalada antes de una manera muy simple. Esta consiste en introducir un tercer electrodo entre las dos placas. Dicho electrodo es una rejilla que se mantiene a un voltaje apropiado cuyo valor se mantiene entre el de los dos electrodos principales. En una cámara rápida, la placa positiva es el electrodo colector, por lo que la rejilla se coloca de modo que el espacio entre la placa negativa y la rejilla (siempre todo paralelo), sea la región donde la ionización se produce. La

función de la rejilla es aislar electrostáticamente al electrodo colector, de los efectos que pudieran producir las partículas cargadas al moverse en el espacio entre la rejilla y la placa negativa. La región entre la rejilla y el electrodo positivo no puede ser alcanzada por los iones positivos; sin embargo, los electrones sí llegan a ella salvo unos pocos que pueden quedar atrapados en la rejilla. Cada electrón que pasa, en su viaje de la rejilla al colector induce en éste una carga igual a la suya (ec. I.2.22), por lo tanto, la carga total que se induce en el electrodo colector es proporcional al número de pares creados en la cámara. El movimiento de los iones positivos no induce carga¹⁸.

I.3 DETECTORES PROPORCIONALES SENSIBLES A LA POSICION

I.3.1 Introducción. Los detectores proporcionales sensibles a la posición (abreviado DPSP) del tipo de alambre de alta resistividad, fueron desarrollados para usarse principalmente en los espectrografos magnéticos, donde las placas fotográficas eran hasta entonces, el método de detección utilizado. La longitud de la parte sensible de un DPSP permite usarlos en lugar de las placas fotográficas. Detectores DPSP se han construido con longitudes sensibles mayores a los 60 cm.

Los DPSP se construyen con alambre de alta resistividad que puede considerarse como una línea RC distribuida. El impacto de una partícula en un punto cercano o en el alambre provoca una perturbación que se propaga a lo largo de él en ambas direcciones. El análisis de los pulsos que se obtienen en cada extremo del alambre permite determinar la posición en que se inició la perturbación. La magnitud de la perturbación es proporcional al impacto.

Se han desarrollado dos métodos para operar un DPSP. Uno es por división de carga y el otro es por retraso de un pulso respecto a otro.

En esta sección se discute cómo las propiedades eléctricas de una línea de resistividad alta llevan al comportamiento dinámico resumido en la ecuación del telegrafista, y de ese comportamiento cómo se pueden derivar los dos métodos citados para la determinación de la posición.

I.3.2 Principio de operación. El alambre de un DPSP, puede considerarse como una línea homogénea con distribución continua de capacitancia y resistencia. Al usar este alambre como elemento de un circuito eléctrico, se tiene un sistema que funciona obedeciendo la llamada ecuación del telegrafista. Para plantear esta ecuación, primero considérese a x como la coordenada que mide la distancia a lo largo del alambre. Sean V e I el potencial y la corriente en un punto x , la dirección de las x 's crecientes es la misma que la de la corriente. Sean C_0 y R_0 la capacitancia y resistencia por unidad de longitud respectivamente, cantidades supuestamente independientes de x .

Ahora considérese un segmento del alambre (figura I.3.1)

Cap. I Detectores

Sec. I.3 Detectores proporcionales sensibles a la posición

entre los puntos A y B, con una capacitancia C_0 por unidad de longitud.

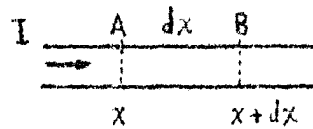


Figura I.3.1

Si los puntos A y B corresponden a x y $x+dx$ respectivamente, la capacitancia del segmento será $C_0 \cdot dx$. La resistencia del segmento es $R_0 \cdot dx$. Si dicho segmento recibe una carga dq , su potencial se incrementará en dV , de manera que $dq = C_0 \cdot dx \cdot dV$. El elemento considerado recibe una carga por unidad de tiempo

$$\frac{\partial q}{\partial t} dt = C_0 \cdot dx \frac{\partial V}{\partial t} dt$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = C_0 \cdot dx \frac{\partial V}{\partial t} \quad \text{I.3.1}$$

Si la corriente que entra en el segmento considerado es I (punto A), la corriente que sale (punto B) es $I + \frac{\partial I}{\partial x} dx$, de manera que la ganancia

total por unidad de tiempo es $-\frac{\partial I}{\partial x} dx$. En consecuencia

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{\partial I}{\partial x} dx = C_0 \cdot dx \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$-\frac{\partial I}{\partial x} = C_0 \frac{\partial V}{\partial t} \quad \text{I.3.2}$$

Por otra parte, la caída de potencial en el segmento conductor es

$$V_A - V_B = -\frac{\partial V}{\partial x} dx$$

entonces por ley de Ohm se tiene

$$-\frac{\partial V}{\partial x} dx = I R_0 \cdot dx \Rightarrow -\frac{\partial V}{\partial x} = I R_0 \quad \text{I.3.3}$$

derivando a la expresión I.3.2 respecto a x , queda

$$\frac{1}{R_0} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{\partial I}{\partial x} \quad \text{I.3.4}$$

Las ecuaciones I.3.2 y I.3.4 constituyen un sistema de ecuaciones, tales que al eliminar $\frac{\partial I}{\partial x}$ se tiene

$$\frac{1}{R_0 \cdot C_0} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial V}{\partial t} \quad \text{I.3.5}$$

que es la llamada ecuación del telegrafista. En la deducción anterior no se tomaron en cuenta efectos de inducción ni de fuga de corriente, pues en el problema que concierne al DPSP se puede suponer son ignorables³⁰.

Determinación de la posición por división de carga. En este método se mantiene a los extremos del alambre a potencial cero. En el alambre el voltaje como función de la

Cap. 1 Detectores

Sec. I.3 Detectores proporcionales sensibles a la posición

posición y el tiempo se obtiene al resolver la ecuación I.3.5 utilizando las condiciones iniciales y de contorno que siguen. Estas son: $V(0,t)=V(L,t)=0$, donde L es la longitud total del alambre y $x=0$ y $x=L$ marcan la posición de los extremos. Las condiciones iniciales son: al tiempo $t=0$, en $x=P$ $V=V_0$ y en $x \neq P$ $V=0$, donde P es un punto entre $x=0$ y $x=L$, o sea $V(x,0)=V_0 \delta(x-P)$.

El punto $x=P$ es el punto donde súbitamente se ha creado una carga Q_0 al tiempo $t=0$, esta carga es provocada ya sea por el impacto de un electrón en el alambre o de una perturbación eléctrica en un punto cercano. Q_0 puede verse como la carga liberada en un elemento capacitivo del alambre.

La ecuación I.3.5 puede resolverse por el método de separación de variables. Sea $V=P(x)T(t)$, entonces sustituyendo esta expresión para V en la ecuación I.3.5 y dividiendo ambos miembros por V se encuentra

$$\frac{1}{R_0 C_0} \frac{1}{P} \frac{d^2 P}{dx^2} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dt}$$

tomando la constante de separación igual a $-\lambda^2/R_0 C_0$; las soluciones para P y T tienen la forma

$$T = \exp\left(-\frac{\lambda^2}{R_0 C_0} t\right)$$

$$P = A \operatorname{sen} \lambda x + B \operatorname{cos} \lambda x$$

por lo que $V = (A \operatorname{sen} \lambda x + B \operatorname{cos} \lambda x) \exp\left\{-\frac{\lambda^2}{R_0 C_0} t\right\}$

Como la ecuación diferencial es lineal, admite suma de soluciones,

$$V(x,t) = \sum_{m=1}^{\infty} (A_m \operatorname{sen} \lambda_m x + B_m \operatorname{cos} \lambda_m x) \exp\left\{-\frac{\lambda_m^2}{R_0 C_0} t\right\}$$

ahora aplicando las condiciones de contorno se tiene

$$V(0,t) = \sum_{m=1}^{\infty} B_m = 0 \quad ; \text{entonces } B_m = 0 \text{ para toda } m.$$

$$V(L,t) = \sum_{m=1}^{\infty} (A_m \operatorname{sen} \lambda_m L) \exp\left\{-\frac{\lambda_m^2 t}{R_0 C_0}\right\} = 0$$

entonces $\lambda_m L = n$ o sea $\lambda_m = n/L$ por lo que

$$V(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \operatorname{sen} \frac{n\pi}{L} x) \exp\left\{-\frac{n^2 \pi^2 t}{R_0 C_0}\right\}$$

y si se aplica la condición inicial.

$$V(x,0) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \operatorname{sen} \frac{n\pi}{L} x) = f(x)$$

esto es la expansión de $f(x)$ en serie de Fourier, de manera que los coeficientes son

$$A_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x') \operatorname{sen} \frac{n\pi}{L} x' dx'$$

y la solución queda

$$V(x,t) = \frac{2}{L} \int_0^L f(x') \sum_{n=1}^{\infty} \left(\operatorname{sen} \frac{n\pi}{L} x' \operatorname{sen} \frac{n\pi}{L} x e^{-\frac{n^2 \pi^2 t}{R_0 C_0}} \right) dx'$$

pero $f(x') = V_0 \delta(x'-P)$ entonces

$$V(x,t) = \frac{2}{L} V_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\operatorname{sen} \frac{n\pi P}{L} \operatorname{sen} \frac{n\pi x}{L} \right) \exp\left\{-\frac{n^2 \pi^2 t}{R_0 C_0}\right\}$$

Cap. I Detectores

Sec. I.3 Detectores proporcionales sensibles a la posición

con $V_0 = Q_0/C_0$ la ecuación queda

$$V(x, p, t) = \frac{2}{L} V_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\text{sen } \frac{n\pi p}{L} \text{ sen } \frac{n\pi x}{L} \right) \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 t}{RC} \right\} \quad \text{I.3.6}$$

la ecuación I.3.6 da la distribución en el tiempo y en la posición x del potencial eléctrico sobre el alambre para una partícula que incide en el punto $x=p$ al tiempo $t=0$.

Las corrientes en los extremos como función del tiempo, se obtienen de la ecuación I.3.3:

$$I(x, p, t) = -\frac{2\pi Q_0}{RC} \sum_{n=1}^{\infty} \left(n \cos \frac{n\pi x}{L} \text{ sen } \frac{n\pi p}{L} \right) \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 t}{RC} \right\} \quad \text{I.3.7}$$

que evaluada en los extremos queda

$$I_{x=0}(p, t) = -\frac{2\pi Q_0}{RC} \sum_{n=1}^{\infty} \left(n \text{ sen } \frac{n\pi p}{L} \right) \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 t}{RC} \right\} \quad \text{I.3.8}$$

$$I_{x=L}(p, t) = -\frac{2\pi Q_0}{RC} \sum_{n=1}^{\infty} \left(n \cos n\pi \text{ sen } \frac{n\pi p}{L} \right) \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 t}{RC} \right\}$$

La carga que pasa en cada extremo como función del tiempo, se obtiene integrando las expresiones anteriores. Para el extremo $x=L$ la integración da

$$Q_{x=L}(p, t) = -\frac{2Q_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n} \cos n\pi \text{ sen } \frac{n\pi p}{L} \right) \left[1 - \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 t}{RC} \right\} \right]$$

y la carga total colectada se obtiene al hacer t muy grande

$$Q_{x=L}(p) = \frac{2Q_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n} \cos n\pi \text{ sen } \frac{n\pi p}{L} \right) = \frac{2Q_0}{\pi} \left(-\frac{\pi p}{2L} \right) = \left(\frac{p}{L} \right) Q_0 \quad \text{I.3.9}$$

Para la carga en el extremo $x=0$ debe considerarse que la corriente que fluye a ese extremo es negativa pero esto, es dada la definición de la dirección de las x 's crecientes; sin embargo la carga neta que transporta es del mismo signo que Q_0 . De esto último, la carga en el extremo $x=0$ es la que se obtiene de integrar la expresión I.3.8 correspondiente, pero con el signo de la corriente $I_{x=0}(p, t)$ cambiado, es decir

$$Q_{x=0}(p, t) = \frac{2Q_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n} \text{ sen } \frac{n\pi p}{L} \right) \left[1 - \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 t}{RC} \right\} \right]$$

y a un tiempo infinito, se tiene

$$Q_{x=0}(p) = \frac{2Q_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n} \text{ sen } \frac{n\pi p}{L} \right) = \frac{2Q_0}{\pi} \left[\frac{1}{2} (\pi - \frac{\pi p}{L}) \right]$$

$$Q_{x=0}(p) = \left(1 - \frac{p}{L} \right) Q_0 \quad \text{I.3.10}$$

La razón

$$\frac{Q_{x=L}}{Q_{x=0} + Q_{x=L}} = \frac{p}{L} \quad \text{I.3.11}$$

da la posición inicial de incidencia.

Determinación de la posición por retraso de un pulso respecto al otro. Para determinar la posición en el alambre en que una partícula incide o donde se produce una carga debido a una perturbación muy cercana, se cuenta con otro método diferente al anterior, éste se basa en la dependencia con la posición del tiempo de formación de los pulsos que salen de los extremos del alambre. El principio de operación

de este método, puede verse considerando la configuración mostrada en la figura I.3.2.

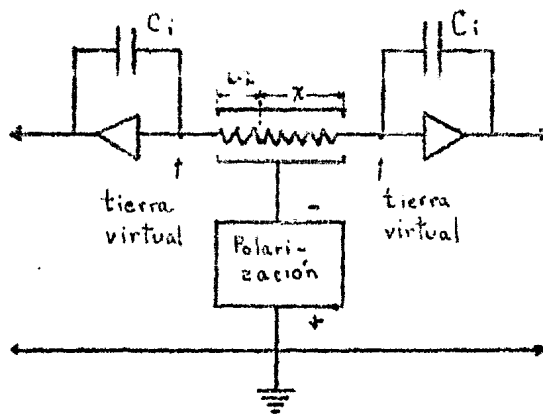


Figura I.3.2

La señal en cada extremo del DPSP alimenta a un preamplificador sensible a la carga y se obtiene como salida de ellos²

$$V(t) = \frac{1}{C_i} \int_0^t I dt \quad \text{I.3.12}$$

Explicítamente, el valor de $V(t)$ que se obtiene con la segunda ecuación I.3.8 es:

$$V(t) = \frac{2 Q_0}{C_i \pi} \frac{N \pi}{L} \left(\frac{1}{n} \operatorname{sen} n \pi x \right) \left[1 - \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 t}{RC} \right\} \right] \quad \text{I.3.13}$$

donde $X=P/L$, es la coordenada normalizada. El circuito subsiguiente es un filtro apropiado para conseguir un pulso bipolar a la salida del mismo. Dicho filtro puede ser por ejemplo, un doble diferenciador e integrador.

Puede considerarse que el cruce por cero corresponde a un punto característico del pulso original, así el paso del cruce por cero del pulso bipolar guarda una correspondencia directa con el paso del pulso original. Dado que el tiempo de formación de los pulsos en los extremos del alambre depende de la posición en que se generó la carga, la diferencia de los tiempos en que los pulsos bipolares de cada extremo cruzan por cero, da la información de la posición en que la carga se generó.

Hay un método debido a Borkowski y Kopp²² que en forma sencilla determina la posición en que la carga se genera, éste se basa en el retraso de un pulso respecto al correspondiente del otro extremo del alambre. En este método se trabaja utilizando la definición dada por Elmore²⁸ para el tiempo de retraso de una señal, una breve descripción de esto último aparece en el apéndice III.

El método de Borkowski y Kopp aplicado al dispositivo señalado en la figura I.3.2, se puede resumir como sigue.

Suponiendo que las constantes de tiempo del filtro son pequeñas respecto a la duración del pulso, la función $V(t)$ en la ecuación I.3.13 puede verse como monótonamente creciente en el tiempo. Sea $H(s)$ la transformada de Laplace de la función $V(t)$, o sea

Cap. I Detectores

Sec. I.3 Detectores proporcionales sensibles a la posición

$$H(s) = \int_0^{\infty} V(t) e^{-st} dt \quad \text{I.3.14}$$

un desarrollo de $H(s)$ se puede hacer utilizando una de las propiedades de la transformada de Laplace y expandiendo e^{-st} en serie de potencias, este desarrollo es

$$\begin{aligned} H(s) &= \frac{1}{s} \int_0^{\infty} V' e^{-st} dt = \frac{1}{s} \int_0^{\infty} V' \left[1 - st + \frac{s^2 t^2}{2} - \frac{s^3 t^3}{6} + \dots \right] dt \\ &= \frac{1}{s} \left[\int_0^{\infty} V' dt - s \int_0^{\infty} t V' dt + \frac{s^2}{2} \int_0^{\infty} t^2 V' dt + \dots \right] = \end{aligned}$$

$$H(s) = W \left[\frac{1}{s} - \frac{1}{W} \int_0^{\infty} t V' dt + \frac{s}{2W} \int_0^{\infty} t^2 V' dt - \dots \right] \quad \text{I.3.15}$$

donde

$$V'(t) = \frac{dV}{dt} \quad , \quad W = \int_0^{\infty} V'(t) dt = V(\infty)$$

En la expresión I.3.15 aparece la cantidad $(1/W) \int_0^{\infty} t V' dt$ que es el centroide de V' en el tiempo, por lo tanto es una medida aproximada del tiempo en el cual $V'(t)$ pasa por cero; esto es cierto si la forma del pulso $V(t)$ es monótonamente creciente (véase apéndice III). Si se denota a esta cantidad por t_r , la ecuación I.3.14 se puede escribir como

$$s H(s) = W [1 - s t_r + \dots] \quad \text{I.3.16}$$

o sea, t_r puede encontrarse como el coeficiente de s en la expansión en serie de potencias de $sH(s)$.

Partiendo de la ecuación I.3.13, se puede demostrar³⁷ que

$$s H(s) = \frac{q_0}{C_0} (1 - X) \left[1 - \frac{sRCX(2-X)}{6} + \dots \right] \quad \text{I.3.17}$$

de donde

$$t_r = RCX(2-X)/6, \quad (X = P/L) \quad \text{I.3.18}$$

Ahora, considerando la diferencia del valor de t_r entre las señales de los dos extremos del alambre, se tiene que

$$T_r = t_r(X) - t_r(1-X) = RC(2X-1)/6 \quad \text{I.3.19}$$

o sea que la posición en el alambre en que la partícula es detectada, se relaciona con la diferencia en los tiempos de retraso.

La sensibilidad en la posición se define como $S_r = dT_r/dX$, en este caso $S_r = RC/3$.

La configuración mostrada en la figura I.3.2 no es la única posible para encontrar la posición. Una configuración muy usada es la que aparece en la figura I.3.3. La diferencia entre esta configuración y la anterior, está en la terminación de la línea RC, ahí aparece ahora un capacitor C_c .

Con esta modificación se obtiene²² que los tiempos de retraso (definición de Elmore), están dados por

Cap. I Detectores

Sec. I.3 Detectores proporcionales sensibles a la posición

$$t_{x_1} \cong k - \frac{1}{2} R_0 C_0 (L-x)^2 - C_0 R_0 (L-x) + t_0 \quad \text{I.3.20}$$

$$t_{x_2} \cong k - \frac{1}{2} R_0 C_0 x^2 - C_0 R_0 x + t_0 \quad \text{I.3.21}$$

donde k es una constante que depende de las características de los filtros y de la longitud del alambre, t_0 es el tiempo en que el evento es detectado. La diferencia de tiempo en el paso por cero de los pulsos bipolares en cada extremo es

$$\Delta t_x = t_{x_1} - t_{x_2} \cong S_x - A + t_d \quad \text{I.3.22}$$

donde t_d es el tiempo que se ha retardado la señal 1 (véase la figura I.3.3), y

$$S = R_0 (C_0 L + 2C_0), \quad A = \frac{1}{2} R_0 C_0 L^2 + R_0 C_0 L$$

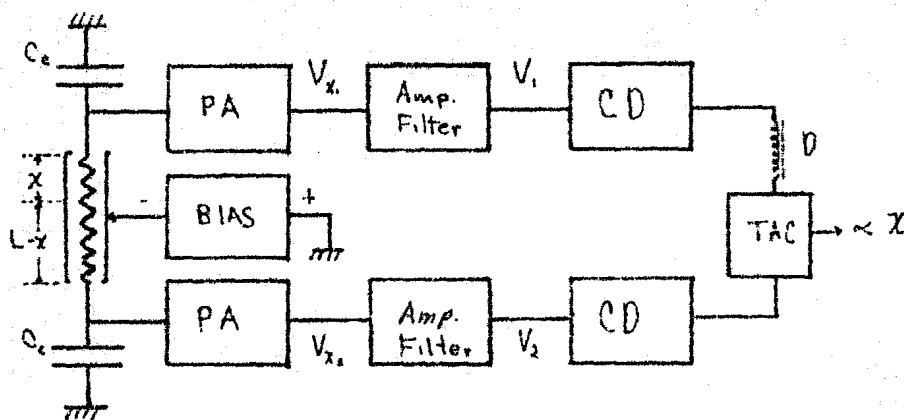


Figura I.3.3. (Nota, para evitar ambigüedades, los bloques de la figura se han denominado con iniciales en inglés. CD equivale a "crossover detector", D a "delay" y PA a "preamplifier"

Cuando t_d se ajusta al valor A ($t_d = A$), se obtiene la relación lineal

$$\Delta t_x \cong S_x \quad \text{I.3.23}$$

El principio de operación de los DPSP se ha explicado en los párrafos anteriores; sin embargo, falta aclarar la necesidad de polarizar el entorno de la línea RC. En un DPSP, la línea RC es montada en una caja metálica con una ventana de mylar, el interior está sellado y contiene un gas. La polarización sirve para crear un campo eléctrico alrededor de la línea, de suerte que una partícula que incide en el gas del detector, produce ionización y los electrones liberados son arrastrados al alambre por acción del campo eléctrico. En estos detectores la diferencia de potencial entre el alambre y su entorno normalmente es bastante grande de modo que su operación es en la región de contador proporcional

Cap. I Detectores

Sec. I.3 Detectores proporcionales sensibles a la posición

(véase la subsección I.2.1), de ahí el nombre de "detector proporcional".

I.4 DETECTORES DE IONES IMPLANTADOS

I.4.1 Introducción. Un tipo particular de detector de estado sólido es el de iones implantados. Puede imaginarse que los detectores de estado sólido son cámaras de ionización donde el gas se ha cambiado por un medio sólido (semiconductor). Los portadores de la información básica son los pares electrón-agujero que son creados por la partícula incidente a lo largo de su trayectoria a través del detector. Dichos pares son los análogos a los pares iónicos creados en las cámaras de ionización. De igual manera, el campo eléctrico dentro del volumen del sólido hace que el par electrón-agujero se separe y que su movimiento genere la señal eléctrica básica del detector.

Por ser la densidad de los sólidos mucho mayor que la de los gases, el poder de frenamiento es muy grande y detectores con sólo algunos milímetros de espesor son capaces de detener partículas cargadas con energía muy alta (véase figura III.4.2).

Los detectores de estado sólido tienen ventajas muy notables respecto a otros tipos de detectores. Entre éstas se tiene la gran cantidad de pares creados; la energía necesaria para crear un par en este tipo de detectores es de alrededor de los 3 eV^{10} , mientras que para producir un par iónico en una cámara de ionización llena con algún gas común se necesita alrededor de 30 eV . Otra característica muy importante de estos detectores es que sus tiempos de colección son muy bajos, estos pueden llegar incluso al orden de los nanosegundos.

Como el número de portadores que se crean en estos detectores es muy grande, las fluctuaciones estadísticas no son tan notables, así, las mejores resoluciones de energía se obtienen con los detectores semiconductores.

Los detectores semiconductores tienen la característica de ser pequeños y compactos. En algunas aplicaciones esto da muchas ventajas; no obstante cuando se necesita cubrir espacios grandes, el tamaño que tienen estos detectores es una limitación.

I.4.2 Principio de operación. Al ser formada la unión n-p, los portadores principales de cada lado tienden a emigrar a los lados opuestos de los que provienen. Esta migración se sostiene hasta que las densidades de portadores que han pasado a cada lado, son suficientes para producir un campo eléctrico que se oponga a que haya más transporte de portadores. La figura I.4.1 representa lo que sucede al crear una unión p-n. Un transporte neto de carga (de portadores principales) se realiza a través de la unión (figura I.4.1a), consecuentemente el lado p queda con una densidad de carga negativa y el lado n con una densidad de carga positiva (figura I.4.1b). A cada lado la profundidad en que llega haber valores diferentes de cero para la

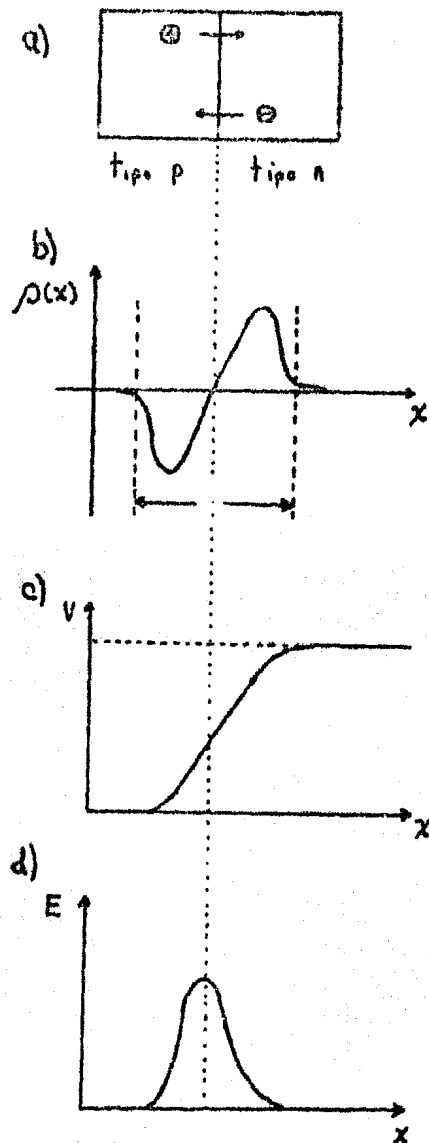


Figura I.4.1

densidad de carga $\rho(x)$ (sin considerar el cruce por cero), varía de acuerdo a la densidad de portadores que tenga el material de cada lado; como la concentración que tiene el material de un lado puede ser diferente a la del otro lado, las profundidades con $\rho \neq 0$ pueden ser distintas, es decir, no simétricas. El espacio en que hay carga neta, está acompañado por una diferencia de potencial (figura I.4.1c) y un campo eléctrico (figura I.4.1.d), a este espacio se le llama región de agotamiento. En ausencia de polarización externa, la diferencia de potencial es muy pequeña y se le da el nombre de potencial de contacto. El valor de ese potencial es del orden de algunas décimas de Volt.

La región de agotamiento tiene características por las cuales se ha podido utilizar uniones semiconductoras como detectores. El campo eléctrico que existe en esa región, hace que los electrones formados en la unión o alrededor de la misma sean barridos hacia el material tipo n, y cualquier agujero será de la misma manera barrido hacia la región tipo p. La región está "agotada" en el sentido de que la

Cap. I Detectores

Sec. I.4 Detectores de iones implantados

concentración de electrones o agujeros se ha suprimido grandemente y se mantiene virtualmente agotada de portadores libres. Las únicas cargas significativas que permanecen en esa región, son las que están inmóviles en los sitios de los donadores ionizados y de los aceptores llenos. Ya que esas cargas no contribuyen a la conductividad, la región de agotamiento exhibe una resistividad extremadamente alta. Los pares electrón-agujero creados en la región de agotamiento por el paso de radiación, serán barridos de esa región por el campo eléctrico y su movimiento constituirá la señal eléctrica básica.

I.4.3 Polarización inversa. En principio, una unión p-n podría funcionar como detector; sin embargo, la calidad de operación sería muy pobre.

Cuando un voltaje polarizador externo se aplica tal que el extremo positivo de la fuente vaya a la parte n, la parte p sigue siendo negativa respecto a la parte n y la diferencia de potencial natural entre las dos partes de la unión se agranda. En esas circunstancias los portadores minoritarios de cada lado se acercan a la unión y la región de agotamiento crece a los lados de la misma.

Virtualmente, todo el voltaje aplicado aparece a través de la región de agotamiento pues la resistividad de esa región, es mucho mayor que la que tienen los materiales p y n normales. El espesor de esa región se incrementa al aumentar el voltaje de polarización y con esto la región sensible del detector también crece.

Como a cada lado de la unión hay carga fija, la región de agotamiento exhibe características de un capacitor cargado. Si la polarización inversa se aumenta, la región de agotamiento crece en espesor y la capacitancia creada por las cargas separadas decrece. Como una fuente de ruido en la señal de un detector está en la capacitancia combinada del detector mismo y los demás elementos del preamplificador (véase el capítulo IV), los voltajes de polarización que se usan son los más altos posibles, los valores que se utilizan están tan sólo un poco abajo del valor de rompimiento dieléctrico.

I.4.4 Detectores de iones implantados. En un detector de estado sólido la parte sensible está en la región de agotamiento; sin embargo, una partícula que incide en el detector pierde energía antes de llegar a la región sensible del detector. El espacio entre la superficie y la región activa del detector forma una capa muerta (insensible), por lo que es deseable que dicha capa sea lo más delgada posible. Se han desarrollado varios métodos para formar uniones p-n con capas muertas muy delgadas, quizá los métodos más importantes sean el de barrera superficial y el de implantación de iones. De este último nos ocuparemos adelante, esto obedece a que el par de detectores de estado sólido que utiliza el detector híbrido son del tipo de iones implantados.

En el método de iones implantados, la unión p-n se logra

introduciendo en la superficie de un semiconductor (tipo n o p) contaminantes, estos se introducen al exponer la superficie del semiconductor a un haz de iones producidos en un acelerador. El método puede utilizarse tanto para formar películas tipo n como del tipo p, por ejemplo en silicio tipo n puede implantarse iones de boro para formar así una unión p-n.

En un cristal, un haz de iones con una energía dada tiene un alcance bien definido, el perfil de concentración de los iones incidentes puede controlarse con mucha precisión cambiando la energía de esos iones.

El proceso de fabricación de un detector de este tipo consiste básicamente en exponer a un semiconductor (tipo n o p), a un haz de iones para formar la unión semiconductor. A esa exposición le sigue un recocido del cristal. El fin de esto último, es reducir los daños en el cristal creados en el proceso de la implantación. Los iones que se utilizan en la implantación suelen tener energías de algunos KeV y la profundidad en que se implantan es con frecuencia alrededor de los 20 nm²⁰.

En un detector de iones implantados, la región de agotamiento empieza muy cerca de la superficie y debido a la alta concentración de las impurezas implantadas, esa región se extiende principalmente hacia el interior del semiconductor. Típicamente la película muerta es equivalente a unos 150 nm de Si. Con ese valor para el espesor de la película muerta, partículas alfa de 5.48 MeV perderían a la entrada unos 20 KeV sin que esta energía pudiera ser detectada²⁰.

I.4.5 Algunas características de los detectores semiconductores.

-Corriente de fuga. Los detectores semiconductores aunque polarizados inversamente, presentan una corriente que depende de varios factores. Uno es la corriente dentro del semiconductor, ésta se debe a los portadores que pueden llegar a la banda de conducción, la energía que deben poseer estos portadores para llegar a dicha banda viene de la energía térmica que en un momento dado puedan tener. Esta corriente se refuerza por las impurezas en el cristal, pues éstas alteran los niveles de las bandas del semiconductor. La suciedad en las superficies externas del detector también causan corrientes que pueden llegar a ser significativas.

La corriente de fuga en un detector es muy importante porque da como resultado que haya una caída de voltaje significativa en la resistencia de alimentación (circuito anexo al detector) y además que se tenga mucho ruido en la señal del detector. Para seguir aplicando al detector el voltaje de polarización adecuado, es necesario aumentar la diferencia de voltaje alimentador para compensar la caída en la resistencia.

-Tiempo de formación del pulso. Este tiempo se asocia a varios factores¹⁰ como son: profundidad sensible del detector, magnitud del campo eléctrico, resistividad del semiconductor, características del evento ionizante y la

Cap. I Detectores

Sec. I.4 Detectores de iones implantados

electrónica asociada. En este tipo de detectores en general los tiempos de formación del pulso son del orden de nanosegundos, los portadores en estos detectores tienen gran movilidad lo que da como resultado pulsos muy rápidos (la movilidad tanto para electrones como para agujeros es aproximadamente la misma).

-Defecto en la altura del pulso. La energía gastada por una partícula ionizante para crear un par agujero-electrón depende ligeramente del tipo de la partícula¹⁰, esto hace que la altura de los pulsos correspondientes para diferentes partículas que tienen la misma energía, sean ligeramente diferentes. En general los productos de fisión gastan más energía por cada par creado que la que gastan las partículas más ligeras.

I.4.6 Detector sensible a la posición. En la figura I.4.2 se muestra la estructura básica de un detector sensible a la posición. En la cara frontal se ha hecho la implantación, como la región de agotamiento no llega hasta la superficie, una capa de material resistivo permanece entre la superficie y la región de agotamiento. La capa inferior tiene una capa conductora de aluminio.

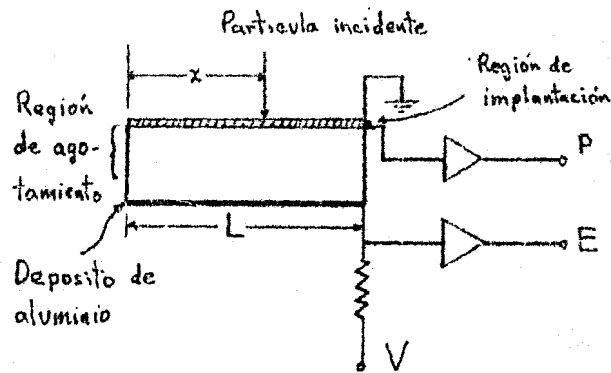


Figura I.4.2

El principio de funcionamiento es el siguiente. Un ión pesado llega al detector en la posición x , es detenido dentro de la parte sensible del detector y libera en su frenamiento una gran cantidad de pares. Por la polarización, la mayoría de los pares electrón-agujero se separan y viajan en sentidos opuestos. En el contacto de aluminio se obtiene una carga proporcional a la energía total; en el otro extremo se tiene una película de material resistivo que actúa como divisor de carga, por lo tanto, en ese extremo se obtiene carga proporcional a la posición de impacto. Esto es completamente análogo a lo que sucede en el DPSP, aquí la película resistiva hace las veces del alambre.

Capítulo II

DETECTOR HIBRIDO

II.1 INTRODUCCION

Los elementos detectores explicados en el capítulo anterior se conjuntan de manera que acoplados forman un detector híbrido. Para cada partícula que incide en el detector, es posible obtener la siguiente información:

- a) Energía total.
- b) Energía parcial perdida a lo largo de tres regiones en la trayectoria de la partícula en el gas del detector.
- c) Determinación de la trayectoria por medio de dos puntos.
- d) Posición de la partícula entrante en el plano del detector.

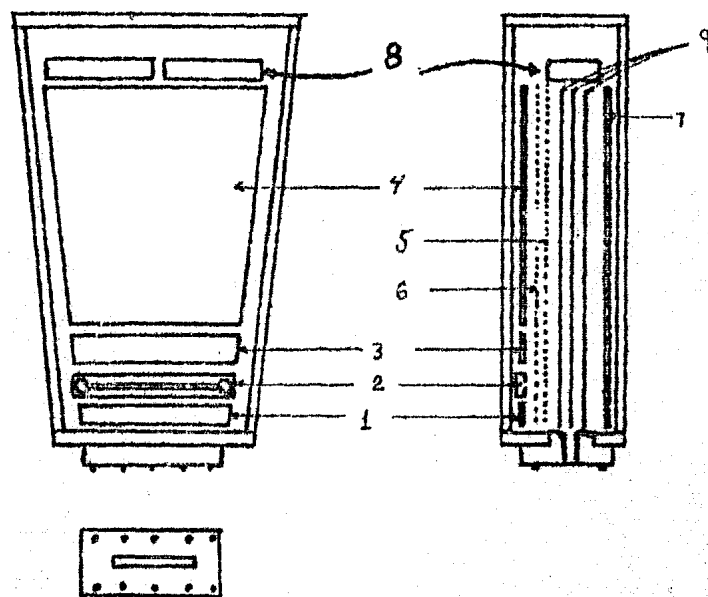
A energías medias (del orden de 200 MeV), los experimentos típicos con iones pesados dan como resultado una gran variedad de especies de iones que deben ser identificados para hacer el estudio de esas reacciones. La diferencia entre iones resultantes radica normalmente en diferencias de masa y carga detectables a través de su pérdida de energía. Con el conocimiento de la energía total y la pérdida parcial de energía de esos iones en el gas del detector, se identifica al ión. Esto se ve en detalle en el capítulo V.

La dependencia angular de los productos de una reacción, se puede estudiar con este detector pues la trayectoria de una partícula se puede reconstruir.

En este breve capítulo se describe el detector híbrido que se ha construido en este trabajo de tesis y se detalla su principio de operación.

II.2 DESCRIPCION DEL DETECTOR

Como se ve en la figura II.2.1, este detector es básicamente una cámara que guarda en su interior varias placas o electrodos, un par de detectores de estado sólido (de iones implantados), y un detector proporcional sensible a la posición (DPSP). La atmósfera dentro de la caja puede ser ya sea una mezcla de argón-metano o butano puro. Durante la operación, este gas se recircula en un circuito externo.



- | | | |
|----------------------|-------------------|--------------------|
| 1 Anodo ΔE_1 | 5 Malla 1 | 9. Tiras metálicas |
| 2 DPSP | 6 Malla 2 | |
| 3 Anodo ΔE_2 | 7 Cátodo | |
| 4 Anodo ΔE_3 | 8 Detectores E.S. | |

Figura II.2.1

La entrada de las partículas al detector, se compone de una placa de latón con pequeñas ranuras espaciadas regularmente. Junto con la placa de latón se tiene una película de mylar aluminizado. Esta película es extremadamente delgada y cubre la ventana de latón manteniendo así la atmósfera dentro del detector.

Al fondo de la caja están los detectores de estado sólido con sus centros a la misma altura que el centro de la ventana. Con estos detectores se determina la posición y energía de las partículas que inciden en ellos.

La diferencia de potencial entre mallas y placas se incrementa entre cada par siendo el cátodo el de potencial más negativo.

Cap. II Detector híbrido
Sec. II.2 Descripción del detector

El espacio entre el cátodo y la primera malla forma la cámara de ionización. El aluminio de la película de mylar, la malla 1, el cátodo y las tiras metálicas en las paredes del detector, forman esencialmente una jaula de Faraday en la que sus elementos están acoplados capacitivamente y envuelven el espacio de la cámara de ionización. Esta estructura tiene como función la recolección de los iones positivos creados por la partícula incidente en su trayectoria dentro de la cámara.

La malla 2 está entre la malla 1 y las placas ánodo, su función es servir como pantalla electrostática entre la estructura de abajo (la trampa de iones positivos) y la estructura superior (placas ánodo y DPSP). Su potencial se mantiene entre el que tiene la malla 1 y el de las placas ánodo.

Las placas ánodo (piezas 1, 3 y 4 en la figura II.2.1), recolectan electrones liberados en la ionización producida por la partícula incidente.

Finalmente tenemos el DPSP que consta de un alambre muy fino de nicromel mantenido a un potencial alto (alrededor de 1000 volts), dicho alambre se encuentra envuelto en una carcasa de latón.

La descripción detallada de todos los componentes mencionados aquí, aparece en el siguiente capítulo.

II.3 PRINCIPIO DE OPERACION

El dispositivo experimental para el que está diseñado este detector, aparece en la figura II.3.1. Dentro de una cámara a vacío para el estudio de reacciones nucleares, se encuentra el blanco sobre el cual incide el haz de bombardeo; el resultado de la colisión se vierte en todas direcciones (4π). El blanco se encuentra dentro de la cámara y el detector a unos 30 centímetros del primero.

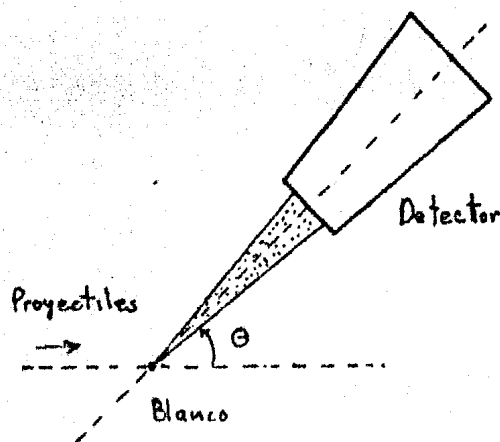


Figura II.3.1

Cap. II Detector híbrido
Sec. II.3 Principio de operación

La trayectoria de las partículas resultantes de la colisión no es influenciada por ningún campo externo hasta que estas penetran al detector. Así pues, las ranuras en la ventana del detector cubren un pequeño ángulo sólido de una esfera con centro en el blanco.

Las partículas que penetran al detector atraviesan por una cámara de ionización donde pierden energía y su movimiento dentro del gas produce una gran cantidad de pares iónicos a lo largo de su trayectoria. Con el cátodo negativo y la malla positiva, los electrones son arrastrados hacia arriba mientras que los iones son arrastrados al cátodo.

Si la partícula entrante es lo suficientemente energética, atravesará todo el gas hasta llegar a los detectores de estado sólido donde finalmente son detenidos. La velocidad de una partícula de este tipo suele ser suficientemente grande para que atraviese toda la cámara del detector sin tener una desviación apreciable de su trayectoria inicial; esto no obstante el campo eléctrico conformado entre el cátodo y la malla 1.

Los iones positivos generados por el paso de la partícula son recolectados en la estructura formada por el cátodo, la malla 1 y las tiras metálicas de las paredes. En tanto los iones positivos y los electrones de cada par se encuentren dentro de la estructura mencionada, ninguna carga será inducida en los elementos de ésta. Dada la gran diferencia entre la velocidad de iones positivos y de electrones libres (mil veces más rápidos los últimos), estos atraviesan ambas mallas sin que los iones positivos hayan sido aun recolectados, de suerte que estos últimos inducirán carga hasta que los electrones se muevan más allá de la malla 1.

Después de que todos los electrones hayan atravesado la malla 2, la señal generada en el cátodo y los demás elementos acoplados a éste, es proporcional a la energía que la partícula incidente deposita en el gas. La suma de esta energía con la que proporciona la señal del detector de estado sólido, es la energía total de la partícula.

Los electrones liberados, son arrastrados hacia la parte superior del detector, pasando a través de las mallas 1 y 2 finalmente son recolectados en la estructura superior formada por las placas ánodo y el alambre del DPSP.

La pantalla electrostática formada por la malla 2, hace que los electrones al pasarla, no induzcan ya carga en la estructura inferior con lo que la estructura superior y la inferior se vuelven independientes. La otra perturbación apantallada por la malla 2 es la del DPSP sobre la estructura de abajo, puesto que para la operación de dicho DPSP se requiere un potencial elevado (alrededor de 1000 volts); alrededor del alambre se forma una nube de iones positivos capaces de inducir carga notable en la estructura de abajo si no se tuviera la malla 2.

Todavía hay otra razón importante para el uso de la malla 2 y es ésta. Al ser un plano que divide electrostáticamente dos regiones, se vuelve una fuente virtual de los electrones que vienen de abajo, así la carga

Cap. II Detector híbrido
Sec. II.3 Principio de operación

que inducen en la estructura superior es proporcional a la carga de los electrones que provienen de los pares creados en la ionización y así la carga inducida no depende de la altura a la que el par se formó. Esta malla hace las veces de rejilla de Frish¹⁰.

Los electrones en su camino a los ánodos pasan casi libremente a través de las dos mallas. La señal que se obtiene en los ánodos es proporcional a la energía perdida por la partícula entrante en la sección de trayectoria que cubre cada placa ánodo.

La posición por la que la partícula pasa y que queda directamente debajo del alambre del DPSP se detecta por los electrones que llegan al alambre provenientes de la traza de la partícula. Los electrones en su camino al alambre se van dispersando debido al efecto de la difusión; sin embargo dicha extensión es simétrica y prácticamente no afecta la determinación de la posición del paso de la partícula.

De lo visto antes, se observa que hay dos posibles modos de obtener la información completa de una partícula que llega al detector. Para una partícula que llega con suficiente energía para atravesar y llegar hasta la parte trasera del detector, se determina su ángulo de entrada por la señal del DPSP y la del detector de estado sólido sobre el que incida. La energía total se obtiene por la suma de la energía total perdida en la cámara de ionización y la perdida en el detector de estado sólido sobre el que incida. La señal de energía parcial perdida en la cámara de ionización, se obtiene de la señal en las placas ánodo (placas superiores).

Para una partícula no tan energética como para llegar a los detectores de estado sólido, la energía perdida en el gas se obtiene de la señal en la estructura inferior. Su pérdida parcial de energía, por la señal de las placas superiores. El ángulo de incidencia se obtiene de la señal del DPSP y el conocimiento de la geometría de la rejilla en la ventana.

La posición de entrada en ambos casos, está dada por la señal del DPSP.

Capítulo III

DISEÑO DEL DETECTOR

III.1 INTRODUCCION

Este detector se ha diseñado para estudiar los productos de reacciones nucleares inducidas por iones pesados (véase la figura III.4.1). La reacción toma lugar en una cámara evacuada en la cual un haz de bombardeo incide en un blanco central. Los productos de la reacción se esparcen en todas direcciones (4π), y su detección generalmente se efectúa a diversos ángulos con respecto a la dirección del haz incidente, en un plano que incluye al haz.

El intervalo de energía de los iones pesados para los que se ha diseñado el detector oscila entre algunos MeV y los 300 MeV aproximadamente para iones tales como el Mg. Las partículas que se quieren detectar utilizando este detector van desde las alfa hasta Mg.

Las consideraciones tomadas en cuenta para el diseño del detector incluyen no sólo las energías que pudieran tener las partículas (entre 20 y 300 MeV), y el tipo de iones a identificar sino la posibilidad de detectar simultáneamente partículas a diferentes ángulos de salida.

En las reacciones que se van a investigar con este detector, el intervalo de energía de los iones producidos es considerable. Parece que las mejores posibilidades de ofrecer el funcionamiento deseado por parte de un detector es uno híbrido. El detector que se ha diseñado combina una cámara de ionización con detectores de estado sólido en la parte trasera del detector y ánodos ΔE a lo largo de la cámara. Como se ha explicado en el capítulo anterior, los detectores de estado sólido dan señales proporcionales a la energía y posición de incidencia para cada ión, mientras que en la cámara de ionización se obtienen señales de energía

total perdida en ésta así como pérdidas parciales en la cámara (ΔE). Esto permite que en una reacción puedan registrarse tanto iones de muy alta energía (con energía suficiente para atravesar toda la cámara), como los iones menos energéticos y además poder definir su dirección e identificarlos.

En las secciones siguientes, los elementos con que cuenta el detector híbrido en su interior se detallan y además se discuten las consideraciones tomadas en su diseño.

III.2 DISEÑO MECANICO.

III.2.1 Cuerpo del detector. Un esquema general del detector se muestra en las figuras III.2.1 y III.2.2. Visto desde arriba es un trapecio regular con la ventana en la base menor. La caja del detector fue construida en placa de aluminio, el espesor de las paredes es de 2 cm y el de las tapas de 1 cm. Estos espesores satisfacen ampliamente requisitos de construcción y operación tales como suficiente rigidez mecánica, facilidad para maquinar las paredes y resistencia suficiente para operarse en una atmósfera a vacío experimental manteniendo un gas a presión en su interior. Todas las caras del detector están soldadas entre sí excepto la tapa superior que se fija por medio de tornillos.

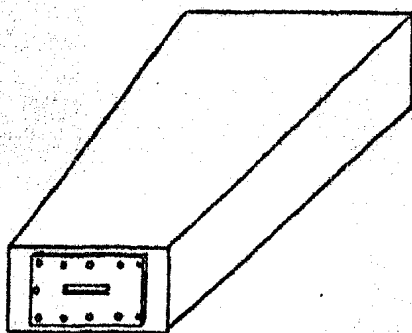
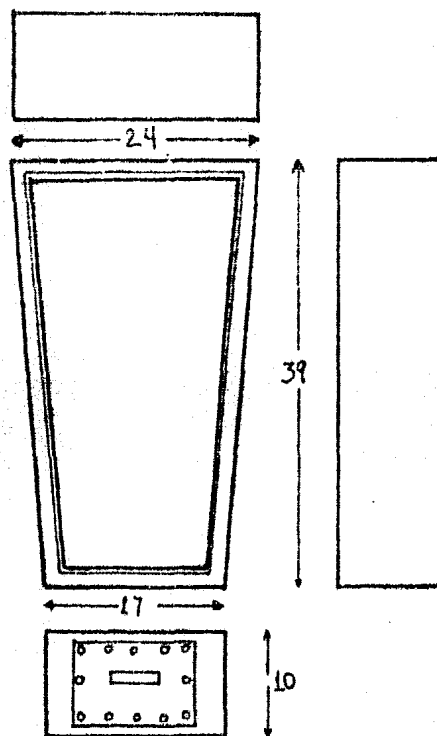


Figura III.2.1



Acotaciones en cm

Figura III.2.2

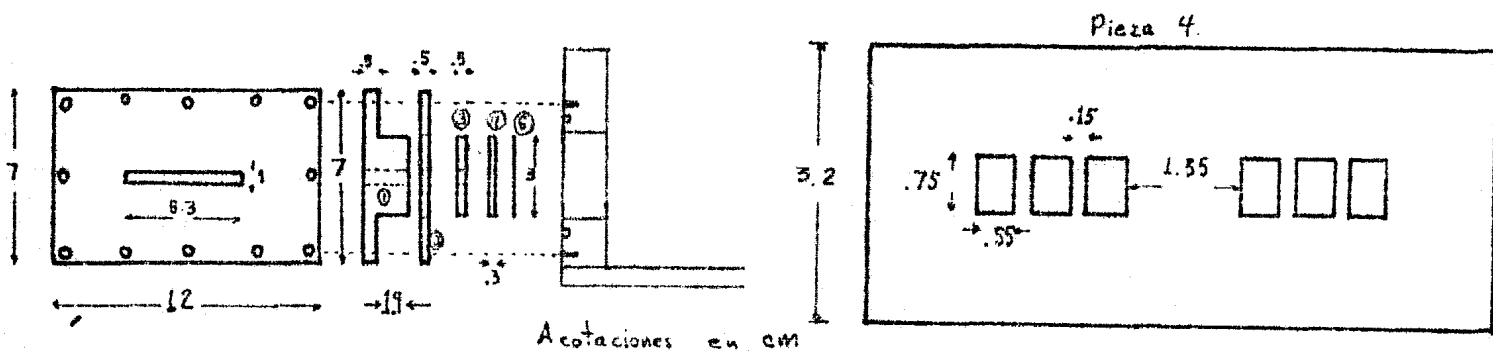
Arriba de las paredes sobre las que se atornilla la tapa, hay un sello toroidal que sirve para guardar la hermeticidad del detector. El espesor de la placa de las

Cap. III Diseño del detector
 Sec. III.2 Diseño mecánico

paredes fué suficiente para que pudiera hacerse el canal del sello toroidal sin problemas así como el machueleado de los tornillos de la tapa.

El material del que están hechos los sellos toroidales usados en este detector (vitón), tiene la propiedad de que a vacíos ordinarios (10^{-6} torr) gasifica muy poco, lo que permite utilizarlos en atmósferas experimentales sin problemas.

III.2.2 Ventana. La estructura de la ventana va fija al cuerpo o caja del detector, la cual se muestra esquemáticamente en la figura III.2.3.



En el texto aparece el significado de los números

Figura III.2.3a

Figura III.2.3b

Esta consiste de una carcaza de aluminio en la cual se atornillan tres placas que tienen las dimensiones del rectángulo que forma la parte gruesa de la carcaza o marco de la ventana. Los tornillos que se usan y la placa número 3 son de plástico, con lo que la placa de latón (pieza 4 y figura III.2.3b) queda aislada del marco de la ventana, esta última placa es la que lleva las ranuras que definen la ventana del detector. Sobre la placa 5 ajustan los tornillos que fijan a la carcaza de aluminio 1, las placas 3, 4 y 5; la placa 5 es de fibra de vidrio y sobre ella corren tres tiras conductoras que quedan a la misma altura que las tiras que corren a los lados del interior del detector (vease sección III.6). Entre esta última placa y la de latón, se pone una película de mylar aluminizado que tiene un espesor de 6.5 micras. Entre cada placa hay un sello toroidal que asegura el cierre atmosférico entre la estructura de la ventana y el exterior (vacío).

Las cámaras de dispersión en que el detector se utilizará son cilíndricas, con radios entre 85 cm (LBL) y de 100 cm (ORNL), de acuerdo con estos datos se diseño al detector para que cubriera alrededor de 9 grados (sexagesimales) en el plano del haz. Como se indica en la figura III.2.4, las trayectorias rectas de un chorro de partículas se propagan dentro del detector. La distancia entre el blanco y el detector depende ligeramente de la

Cap. III Diseño del detector
Sec. III.2 Diseño mecánico

cámara en que se trabaje; sin embargo, suponiendo el blanco a 30 cm del detector, la ventana cubre aproximadamente 9 grados.

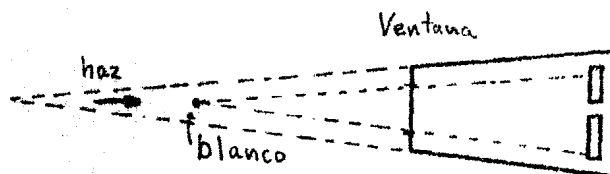


Figura III.2.4

La forma trapezoidal con que se ha diseñado el detector tiene relación con los métodos empleados para controlar el haz de bombardeo. A cero grados existen medidores de corriente del haz de suerte que el detector no debe cubrir al haz. Entonces la razón de diseñar al detector con esa forma es que se pueda utilizar el detector a ángulos más pequeños de lo que se permitiría sin cubrir el haz a cero grados si su forma fuera rectangular.

III.2.3 Mallas. Se hicieron de alambre de cobre de 0.19 mm de diámetro y fueron tendidas sobre bastidores de latón maquinados en una sola pieza. Cada malla consiste de alambres cruzados que forman entre sí un cuadrícula de 1.5 X 1.5 mm². Cada alambre fue soldado al bastidor en forma individual usando para ello una minipunteadora eléctrica.

III.2.4 DPSP. El DPSP (figura III.2.5) con que cuenta el detector híbrido, es básicamente un alambre de alta resistividad que se utiliza como ánodo y se encuentra en un canal de latón que hace las veces de cátodo. Los extremos del alambre están sujetos a unas varillas muy delgadas que forman las salidas del detector, dicha sujeción está hecha mediante resina epóxica (conductora). Cada una de las varillas permanece aislada del cátodo por una pieza de lucita, estas son cilíndricas y dentro de ellas en su eje, está depositada una de las varillas. El ánodo es un alambre de nicromel que tiene una resistencia aproximada de 100 ohms/cm y un diámetro de 10 micras. El cátodo es un canal de latón cilíndrico que tiene un diámetro de 6.5 mm una longitud de 80 mm. El ánodo se encuentra envuelto por el cátodo salvo por una ventana (la ranura que queda) que tiene 2 mm de ancho. El terminado del canal es pulido a espejo para evitar irregularidades en el campo eléctrico que se tiene al polarizar al detector.

III.2.5 Electrodo. Aquí el título se refiere al cátodo y a los segmentos ánodo. Todos estos fueron construidos en-

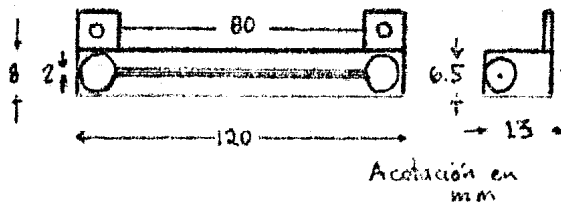


Figura III.2.5

placa de latón pulida de 3 mm de espesor.

III.3 GAS DEL DETECTOR

La principal cualidad que debe tener un gas para que se pueda utilizar en una cámara de ionización, es que la energía que absorba para que se cree en él un par iónico sea muy pequeña. En argón por ejemplo, una partícula cargada ionizante pierde unos 26 eV por cada par que produce, lo que significa que partículas con energía de 1 MeV pueden llegar a provocar del orden de 38000 pares. Este número traducido a un pulso de un preamplificador típico daría un valor de 2 mV²⁰ para el valor máximo del pulso.

Para el tipo de detector que nos interesa, una característica importante es que el poder de frenamiento del gas sea alto. En las tablas III.1 y III.2 se aprecia que los alcances de iones pesados con energías del orden de las que se quiere que maneje el detector, pueden llegar a ser muy grandes.

Otras características importantes que debe tener un gas para que sea útil son por ejemplo, que la dispersión múltiple dentro del gas sea baja, pues la resolución en la posición que se obtiene en el DPSP disminuye con este efecto. Dicho efecto se ve reducido en gases que tienen una carga nuclear promedio baja, en aplicaciones en que la resolución de la posición es crítica se busca gases de este tipo, por ejemplo metano o butano.

Hay varios gases útiles para la operación de este detector. Algunos son más propios que otros para ciertas aplicaciones y la elección depende de la aplicación particular. Entre los gases más usados está el argón (Ar) y el butano (C₄H₁₀). También es común usar mezclas como la de argón-metano. La popularidad de estos gases está en algo determinada por su disponibilidad comercial y su costo que no es excesivamente alto.

El argón es un gas en que la producción de pares es relativamente alta; sin embargo, su poder de frenamiento es bajo, relativamente.

La mezcla argón-metano (90/10) es común, su principal característica es su estabilidad en operación y la alta movilidad que los electrones y los iones tienen en él. Esta

mezcla tiene las características del argón; empero, la adición de metano contribuye a la extinción de estados excitados que son fuente de inestabilidades. Esta mezcla así como el argón puro tiene la desventaja de presentar una alta dispersión múltiple dentro del gas.

El otro gas usado con mayor frecuencia es el butano puro. Tiene varias ventajas respecto al argón y la mezcla argón-metano, una de ellas es que al tener mayor peso molecular, su poder de frenamiento es mayor que el que tiene el argón; además tiene la característica de que la dispersión múltiple dentro del gas es menor. La desventaja más importante es la baja movilidad que tienen en el tanto iones como electrones. En el detector híbrido que se ha construido esta desventaja no es importante pues los niveles de conteo necesarios son bajos.

El gas se introduce al detector a través de dos conexiones que comunican el interior de la caja con el exterior. Esas conexiones permiten unir el detector a un sistema externo que además de proveer de gas limpio al detector, mantiene la presión del gas en un valor fijo.

Aunque el detector se puede operar por varias horas sin cambiar el gas, eventualmente este se degrada y debe cambiarse o refinarse para recuperar la estabilidad de operación. En la práctica, para mayor calidad de operación, el gas se hace fluir lenta y continuamente a través del detector por medio de un dispositivo externo.

Otra práctica común es dejar entrar al gas limpio por una conexión mientras que por la otra está saliendo a la atmósfera. La práctica seguida en el manejo del gas depende en última instancia de las disposiciones particulares de cada laboratorio.

III.4 TAMAÑO DEL DETECTOR

Las dimensiones exteriores aparecen en la figura III.2.2. Prácticamente todo el volumen está ocupado por la cámara de ionización. La profundidad útil de la cámara es de 30 cm.

La película de mylar en la ventana del detector es muy delgada no obstante, absorbe algo de la energía de una partícula incidente, así una ventana entre más delgada sea, se aproximará más a una ventana ideal en que una partícula la atraviesa sin interaccionar; sin embargo la resistencia de la película disminuye cuando el grosor de la película disminuye. La ventana de latón da soporte al mylar, de modo que las ranuras que definen los ángulos posibles de entrada, son las áreas en que el mylar debe soportar la diferencia de presión. Para este detector la presión de operación que se ha considerado en base a la resistencia del mylar usado es en el límite superior de aproximadamente 400 torrs. Una vez que se ha fijado la presión de operación del detector, el tamaño del detector se define por un lado, por el tipo y energía de los iones que se quiere detectar y por otro lado, por la energía de esos iones que pueden manejar los detectores de

estado sólido.

Como se vió en la sección I.2, dada la energía de una partícula, su frenamiento depende de varios parámetros, entre ellos la densidad (n_2) del medio, que en el caso de un gas es equivalente a la presión del gas. En los experimentos en que se usará este detector, los canales de reacción con mayor ocurrencia tienen energías que están entre 200 y 300 MeV (véase figura III.4.1), en este intervalo hasta las partículas más pesadas que se han mencionado (Mg), atraviesan toda la cámara de ionización (véanse las tablas III.1 y III.2). Como es baja la energía perdida en la cámara, la señal de E de una de las placas ánodo proporciona señales de pérdida parcial de energía muy cercanos al valor que instantáneamente tienen las partículas al llegar a la ventana del detector, esto es importante en la identificación de las partículas (véase la sección V.2).

TABLA III.1*

Z	Ión	Alcance(cm)	E residual(MeV)
6	C	277.8	234.6
7	N	180.7	255.8
8	O	124.6	214.2
9	F	86.1	196.2
10	Ne	66.6	177.9
11	Na	49.8	147.5
12	Mg	40.1	112.9

TABLA III.2**

Z	Ión	Alcance(cm)	E residual(MeV)
6	C	196.8	228.5
7	N	127.1	215.9
8	O	87.1	198.5
9	F	59.7	170.4
10	Ne	45.9	139.7
11	Na	34.1	77.4
12	Mg	27.4	

*La energía inicial del ión es 250 MeV. Después de atravesar 30 cm de argón a 1/2 atm, el ión queda con la energía residual especificada en la última columna.

**La energía inicial del ión es 250 MeVs. Después de atravesar 30 cm de butano a 1/2 atm, el ión queda con la energía residual especificada en la última columna.

Los detectores de estado sólido deben absorber la energía residual de un ión que ha atravesado los 30 cm de gas entre la ventana y los detectores de estado sólido. Como se ve de las tablas III.1 y III.2, dicha energía puede llegar a ser muy grande, por eso, la región de agotamiento en los

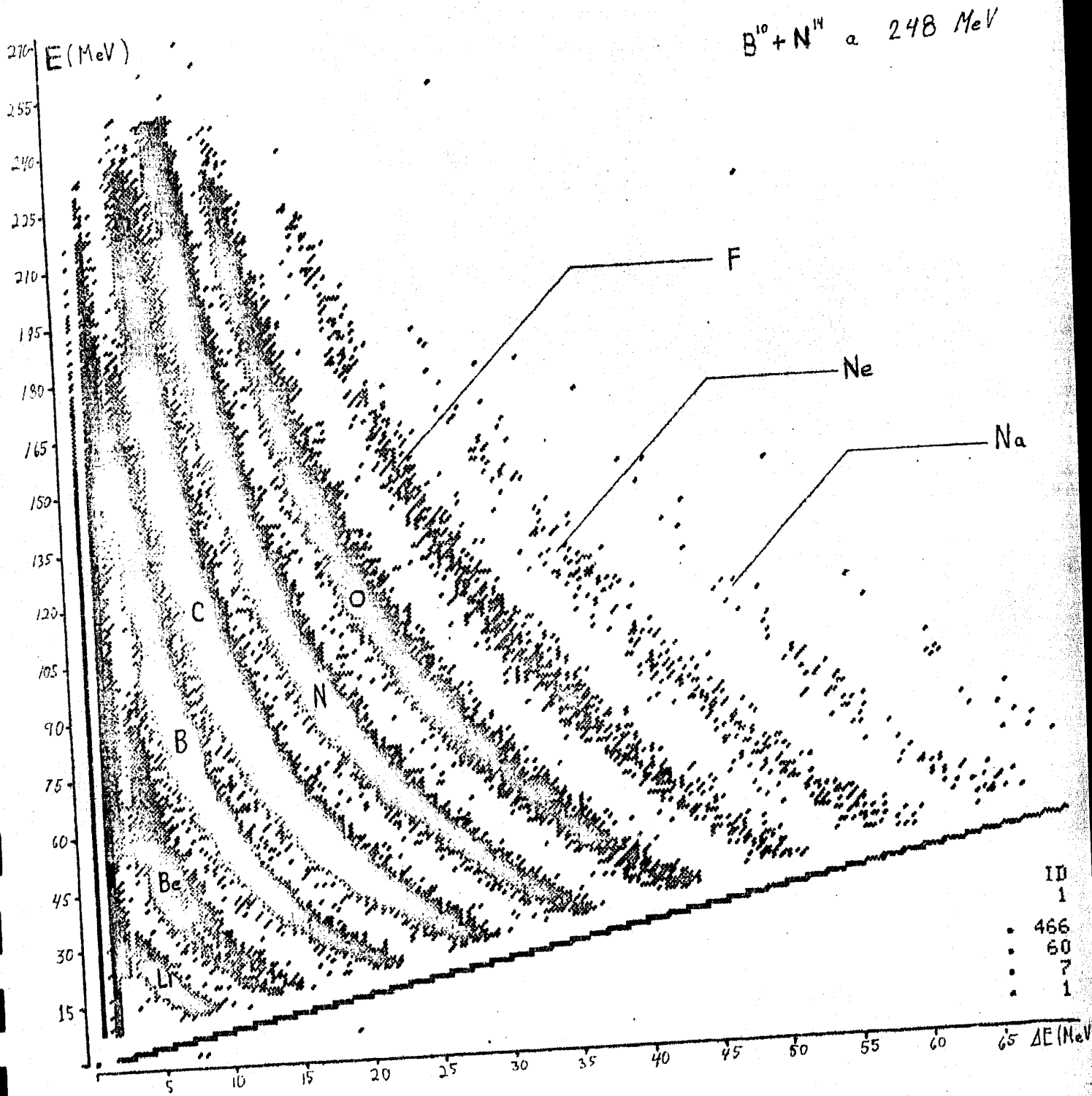


Figura III.4.1

Cap. III Diseño del detector
Sec. III.4 Tamaño del detector

detectores de estado sólido debe tener del orden de un milímetro (véase figura III.4.2).

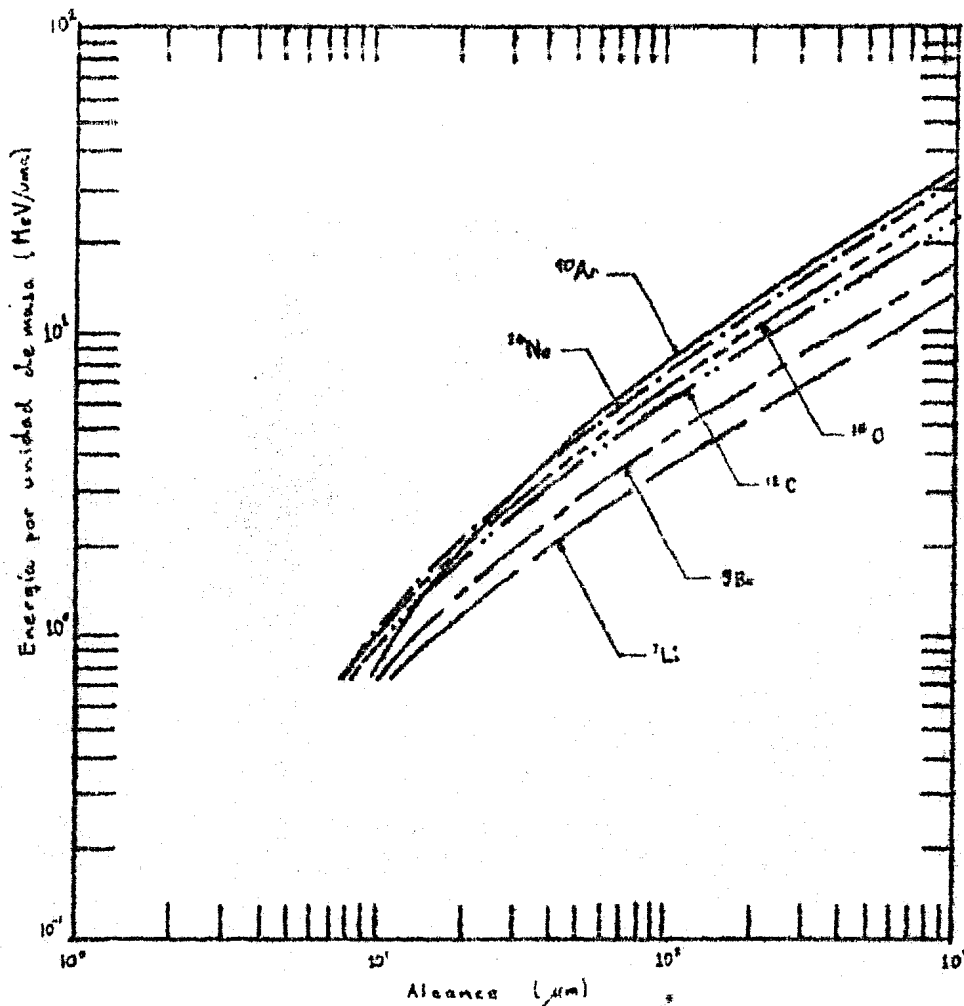


Figura III.4.2

La razón de diseñar una cámara de 30 cm viene de las tablas III.1 y III.2, es decir, se requiere un detector con dimensiones que lo hagan manejable, que admita iones pesados de las energías mencionadas y además proporcione valores de pérdida parcial de energía. La combinación de una cámara de ionización relativamente grande y detectores de estado sólido dan la fórmula del detector deseado.

III.5 DETECTORES DE ESTADO SOLIDO.

Como se ha explicado, son dos y están en la parte trasera del detector. La fabricación de estos detectores se ha extendido al terreno comercial, en particular los detectores que se usarán son manufacturados por la compañía Ortec. La figura III.5.1 representa a uno de esos detectores. Son fabricados en silicio tipo n y el diodo es formado por un proceso de implantación de iones de boro. La película muerta a la entrada es de alrededor de 1500 \AA y equivale a 20 keV para partículas alfa de 5.486 MeV.

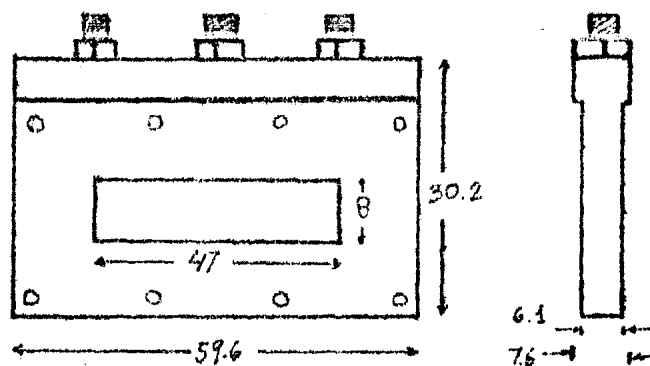


Figura III.5.1

Poseen tres conectores tipo microdot¹⁰. El central está conectado a la parte posterior de la pastilla, la cual está recubierta por una película de aluminio, los otros dos están conectados a los extremos opuestos de la superficie frontal del detector. Para la operación se utiliza un extremo para obtener la señal proporcional a $E \cdot x/L$ y el central para obtener la señal de energía total.

III.6 DISEÑO ELECTRICO

III.6.1 Fijación de los electrodos. Todos los componentes del detector están aislados del resto del cuerpo. Para montar dichos componentes se usaron soportes de lucita sobre los cuales se atornillaron los electrodos correspondientes.

El uso de estas piezas fué el siguiente. El cátodo descansa en soportes a los cuales está atornillado y estos a su vez están fijos al piso de la caja del detector por medio de tornillos. Sobre estos mismos soportes se fijaron unas láminas de fibra de vidrio que quedan paralelas a las paredes laterales del detector (véase la figura III.6.1) sobre las cuales están las tres tiras conductoras. La primera malla está atornillada a soportes cilíndricos y estos a su vez quedan fijos a la placa cátodo por medio de tornillos. De manera similar, la segunda malla y las placas ánodo están fijas a la tapa del detector; el DPSP está atornillado directamente a la tapa. En todos los casos se usaron tornillos de latón pues el aislamiento eléctrico lo impone las piezas de lucita.

III.6.2 Polarización de electrodos. El campo eléctrico dentro del detector va de ánodo a cátodo y es establecido por la diferencia de potencial entre los elementos internos del detector. En la figura III.6.2 se muestra la separación de esos electrodos y el potencial eléctrico al que operan. El voltaje de polarización que se aplica, depende un poco del tipo de gas que se usa y de las partículas en que más interés

Cap. III Diseño del detector
 Sec. III.6 Diseño eléctrico

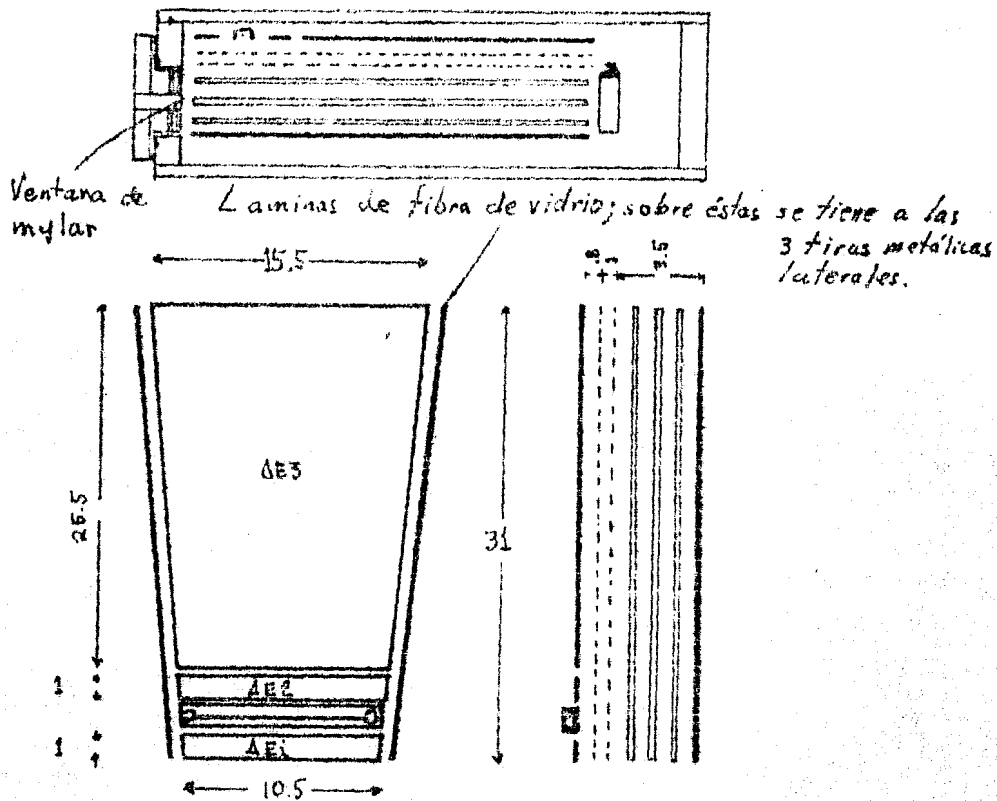


Figura III.6.1

se tenga en detectar.

La separación entre el cátodo y la primera malla es considerable, esto afecta la uniformidad del campo eléctrico en los bordes de la región de la cámara de ionización. La resolución tanto de E como de ΔE se deteriorarían si el campo eléctrico no fuera uniforme. Por esa razón se trató de uniformizar el campo eléctrico en la cámara; con este fin se han dispuesto tres tiras conductoras a los lados de la región entre el cátodo y la primera malla. Dichas tiras se polarizan con voltajes escogidos para uniformizar al máximo el campo eléctrico en esa región; esencialmente tienen valores un poco mayores a los que corresponden a un condensador de placas paralelas infinitas con una diferencia de potencial entre sus placas igual a la que hay entre el cátodo y la primera malla.

La estructura para colectar los iones positivos consiste como se ha mencionado, de la placa inferior (cátodo), la malla 1 y las tiras metálicas a los lados. Todos estos elementos están acoplados entre sí capacitivamente. De las tiras metálicas, una corre arriba de la ventana, otra debajo de ella y la tercera que se conecta a la ventana, corre por el centro. Estas tiras, la malla 1 y el cátodo son

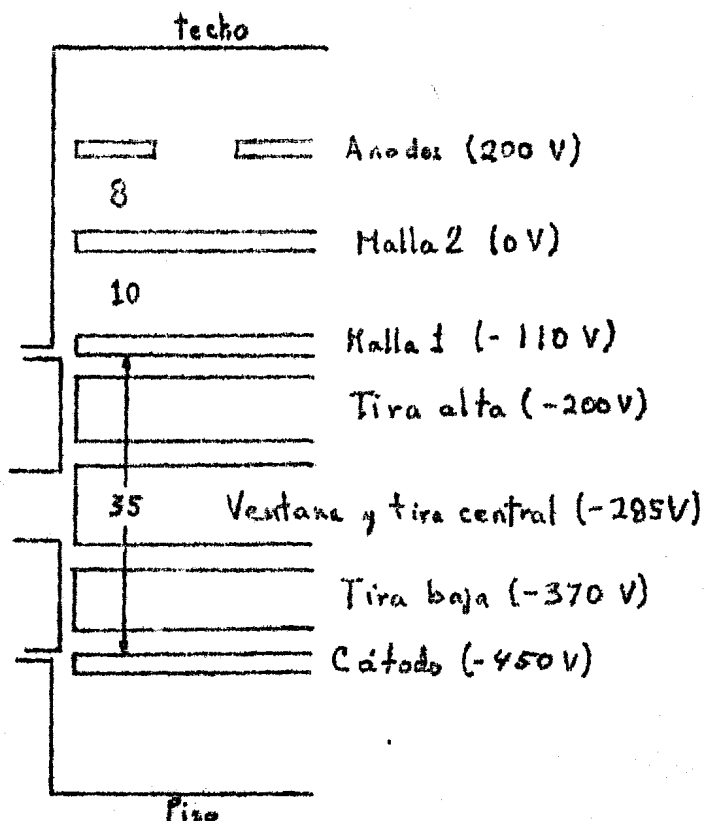


Figura III.6.2

polarizados por un divisor de voltaje (véase la sección IV.1.2).

Las diferencias de potencial entre cátodo, mallas y estructura del ánodo, guardan relaciones tales que los electrones que van siendo arrastrados encuentran un campo eléctrico que se va incrementando al pasar cada una de las mallas. El funcionamiento del detector es relativamente insensible a pequeñas variaciones en las razones entre los voltajes de los electrodos; sin embargo, la operación del detector es sensible a las magnitudes absolutas de los voltajes, puesto que la razón campo eléctrico a presión del gas E/P afecta la velocidad de arrastre de los electrones (véase la ecuación I.2.20).

De los valores de polarización dados en la figura III.6.2, se tiene que la intensidad del campo eléctrico (por unidad torr), es superior a $0.2 \text{ V}/(\text{cm torr})$ esto aun a una presión de 400 torr. Con ese valor y mayores de hasta unos $5 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{torr})$, la operación es satisfactoria. La velocidad de arrastre máxima²⁹ en butano se obtiene con unos $5 \text{ V}/(\text{cm torr})$.

El voltaje que se aplica al alambre del DPSP depende de la multiplicación que se desee así como del gas usado. En general, la resolución en la posición se ve incrementada cuando la carga que se recoge en el alambre se incrementa; no

Cap. III Diseño del detector
Sec. III.6 Diseño eléctrico

obstante, una diferencia de potencial muy grande entre el alambre y sus alrededores deteriora las señales de E total y ΔE . Una operación satisfactoria se obtiene polarizándolo con voltajes entre unos 800 y 1000 volts.

III.6.3 Mallas. La función de las mallas fué explicada en el capítulo II. Basta agregar aquí que el tamaño de los pulsos obtenidos en los ánodos y la estructura del cátodo, son proporcionales a la energía que el ión incidente pierde en la trayectoria cubierta por cada electrodo. Esto es así tanto para los electrodos superiores (ánodos), como para la estructura de abajo. La función de la malla 2 es dividir la cámara en dos (electrostáticamente), y además funcionar como fuente virtual de electrones que serán colectados en los ánodos.

Las mallas son construidas con espacios libres tales que en principio sean transparentes a los electrones y que al mismo tiempo operen como pantallas electrostáticas. Esta transparencia y apantallamiento depende de varios factores tales como el diámetro del alambre en que está construida la malla, tamaño del cuadro, distancia entre electrodos y voltajes relativos. Bunemann²⁵ ha calculado la eficiencia de blindaje para una malla y también obtuvo una condición para que la malla sea virtualmente transparente a electrones. Posteriormente sus cálculos fueron corroborados experimentalmente por Cranshaw y Harvey²⁶. De acuerdo a esos resultados, las mallas que fueron construidas tienen una eficiencia de blindaje superior al 97% y cumplen aproximadamente la condición de transparencia. Variaciones en los voltajes de polarización y distancias entre electrodos que no sean muy grandes, no afectan muy apreciablemente²⁷ el funcionamiento de una cámara de ionización del tipo considerado aquí.

III.6.4 Aislamiento de la ventana. La película de mylar aluminizado forma parte de la estructura baja de la cámara de ionización y debe permanecer aislada del cuerpo del detector. Su buen aislamiento es muy importante pues las corrientes de fuga a través de sus soportes dieléctricos pueden afectar significativamente la resolución de la señal de la energía total. Para evitar grandemente esas corrientes, se diseñó la ventana con doble aislamiento del cuerpo del detector, siendo posible con este artificio aplicar a la carcasa de la ventana un voltaje similar al que se aplica a la película de aluminio del mylar en la ventana, es decir, hacer de la carcasa un anillo de guardia¹⁰.

Capítulo IV

ELECTRONICA DEL DETECTOR

IV.1 ENERGIA TOTAL EN LA CAMARA DEL DETECTOR.

IV.1.1 Carga liberada. Las tablas III.1 y III.2 contienen datos sobre energías perdidas por diferentes iones en la cámara; no obstante que los valores consignados en esas tablas son calculados y pueden diferir apreciablemente de datos reales (por la pureza del gas, etc), sirven para obtener una medida aproximada de la carga que se libera dentro de la cámara por el paso de un ión pesado. La energía necesaria para crear un par en un gas, practicamente es independiente del tipo de ión incidente. Entonces de los valores de las tablas mencionadas, un ión de energía media (del orden de los 200 MeV) produce unos 10^6 pares, por ejemplo un ión de oxígeno que penetra a la cámara llena de argón a 380 torrs teniendo una energía inicial de 250 MeV, libera aproximadamente 1.38×10^6 pares. Aunque este número es muy grande, un millón de unidades de carga elemental en movimiento no constituyen una corriente manejable (esa corriente es del orden de 10^{-7} A). Por esa razón, para obtener señales que puedan ser analizadas se requiere usar etapas amplificadoras.

IV.1.2 Preamplificador sensible a la carga. Los módulos de electrónica que se usan normalmente en instrumentación nuclear, manejan señales del orden de volts, quedando el valor de saturación en 10 Volts. Cuando las señales que se van a analizar son muy pequeñas es preciso amplificarlas. Los módulos amplificadores disponibles comercialmente tienen ganancias que van desde 1 a 3000 veces la señal original; sin embargo, la señal de una cámara de ionización es tan pequeña que no basta una de estas etapas amplificadoras.

Cap. IV Electrónica del detector

Sec IV.1 Energía total en la cámara de ionización

En los detectores con señal extremadamente pequeña, la primera etapa amplificadora consiste por lo general de un preamplificador. La señal de salida de este aparato tiene una amplitud suficientemente grande para que pueda ser introducida en la entrada de un amplificador para que a la salida de éste se tenga una señal adecuada para su análisis.

Los preamplificadores que se utilizan son de dos tipos: sensibles a la carga y sensibles al voltaje. Como su nombre indica, en los primeros la salida es directamente proporcional a la carga recibida, mientras que los sensibles al voltaje dan señales proporcionales al voltaje de entrada.

Los preamplificadores y amplificadores constituyen normalmente dos módulos separados. Por lo general, los amplificadores están dispuestos junto con los dispositivos de análisis; en cambio es importante, que los preamplificadores estén lo más cerca posible del detector. La razón de esto último es que al aumentar la capacitancia a la entrada del preamplificador, la razón señal-ruido disminuye, así entre menos cable se utilice entre la entrada del preamplificador y la salida del detector, la capacitancia total será menor.

En el mercado existen diversos tipos de preamplificadores sensibles a la carga, difieren principalmente en la sensibilidad, capacitancia en sus circuitos de entrada, los máximos voltajes de polarización que pueden manejar y la resistencia de carga. Un preamplificador sensible a la carga típico, puede representarse por un diagrama como el que aparece enmarcado en la parte superior de la figura IV.1.1. La polarización del detector, cuando es posible, se hace a través del mismo cable que transmite la señal del detector al preamplificador, como sucede en el caso de la figura IV.1.1.

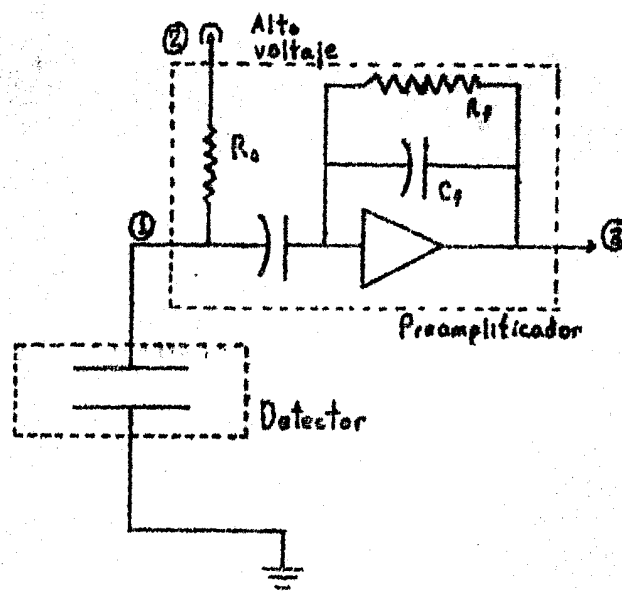


Figura IV.1.1

Cap. IV Electrónica del detector

Sec IV.1 Energía total en la cámara de ionización

No es común encontrar preamplificadores que dispongan de controles, sólo constan de terminales tipo BNC y SHV. Además de las terminales señaladas con los números 1, 2 y 3 en la figura IV.1.1, casi todos los preamplificadores disponen de al menos una terminal más que sirve para introducir pulsos de prueba que permiten calibrar la salida del preamplificador además claro está, de la terminal de alimentación para el preamplificador.

Los diferentes tipos de preamplificadores que existen fueron diseñados con diferentes características para emplearse en diversas aplicaciones. La sensibilidad varía según la aplicación para la que fué diseñado. Un preamplificador muy usado en cámaras de ionización, el modelo 142B de la compañía Ortec, tiene una sensibilidad nominal de $36 \text{ mV}/10^6$ electrones, es decir, da a la salida un pulso de 36 mV cuando la carga en la entrada fué de un millón de electrones. Considerando este preamplificador, el ión de oxígeno del ejemplo anterior produciría a la salida de ese preamplificador un pulso de unos 50 mV.

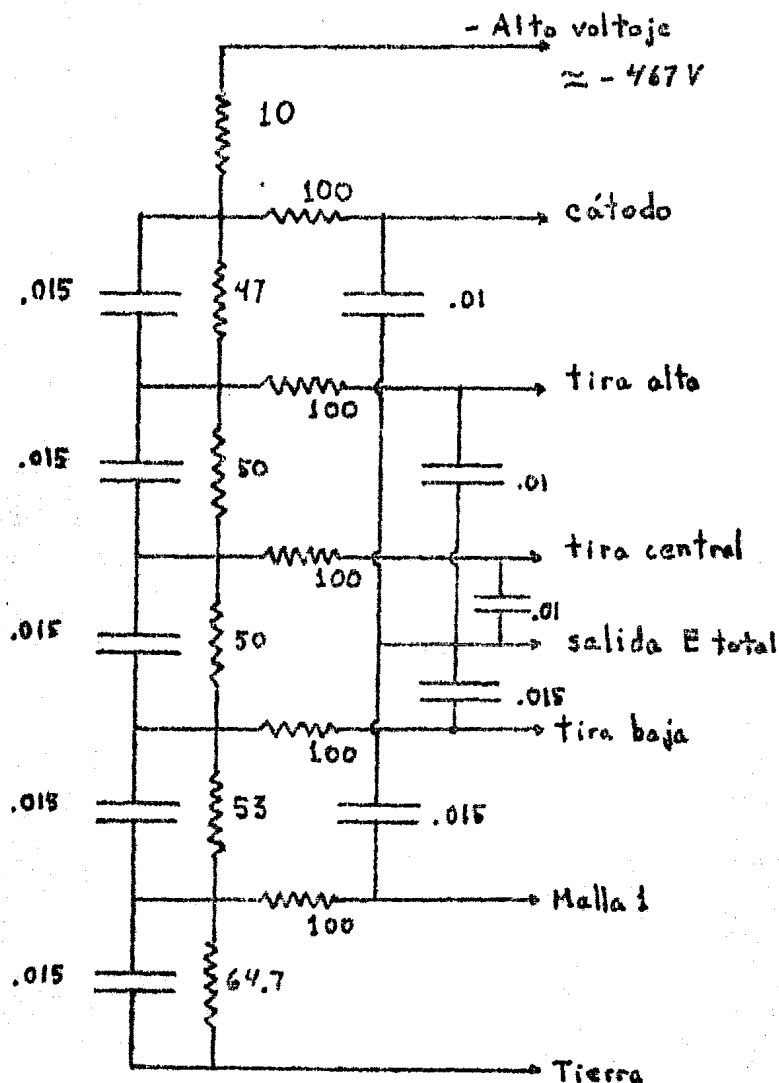
IV.1.3 Sumador de señales. La estructura baja del detector se polariza mediante un circuito divisor de voltaje localizado atrás de los detectores de estado sólido. Ahí mismo se encuentra el acoplamiento capacitivo para sumar las señales de la estructura del cátodo. En la figura IV.1.2 aparece el diagrama del circuito eléctrico polarizador y sumador de señales. Los valores de las resistencias del circuito divisor (parte izquierda), se han ajustado de forma que al alimentarlo con un voltaje de aproximadamente -467 Volts, los voltajes de polarización son los que se señalan en la figura III.6.2.

Como se ha señalado en el capítulo III, el voltaje que se aplica depende un poco de la presión y el gas que se usa, así como de las partículas por las cuales se tenga interés en detectar. Con el empleo de un divisor de voltaje se puede variar la intensidad del campo eléctrico entre el cátodo y la primera malla con la ventaja de dejar invariables las relaciones entre voltajes intermedios. La salida al preamplificador y la entrada de alto voltaje, están conectadas a dos terminales tipo BNC-657/U localizadas en la parte trasera de la tapa inferior del detector. Dichos conectores tienen un arosello para vacío y quedan en la parte exterior del detector como puertos de entrada y salida.

La salida que lleva la señal de E total, se conecta a un preamplificador sensible a la carga. Este puede ser el Ortec 142B y quedar justo afuera del detector (en vacío).

IV.2 ELECTRONICA DEL DPSP

En la sección I.3 se han explicado los dos métodos comúnmente utilizados para determinar la posición de un evento ionizante y aun más, se han mostrado configuraciones para llevar a cabo dicha determinación. Aquí sólo resta por ejemplificar esas configuraciones.



Capacitores en μF , resistencias en $M\Omega$.

Figura IV.1.2

Cuando se utiliza la diferencia de tiempo en el paso de los pulsos provenientes de cada extremo del alambre, es más conveniente utilizar preamplificadores sensibles al voltaje, pues sus tiempos de respuesta son más cortos que los de preamplificadores sensibles a la carga.

La figura IV.2.1 muestra el diagrama en bloques de una configuración posible para obtener la posición. Los preamplificadores son sensibles al voltaje.

Para determinar la posición a través de división de carga, se puede usar la configuración mostrada en la figura IV.2.2. En este último arreglo, la polarización de los extremos del alambre se hace directamente a través de los preamplificadores. Una discusión breve sobre módulos de instrumentación nuclear aparece en la referencia 10.

El método de análisis que se sigue con un detector DPSP, depende de las propiedades del alambre y el equipo con que se cuenta. La velocidad con que un pulso avanza depende de la

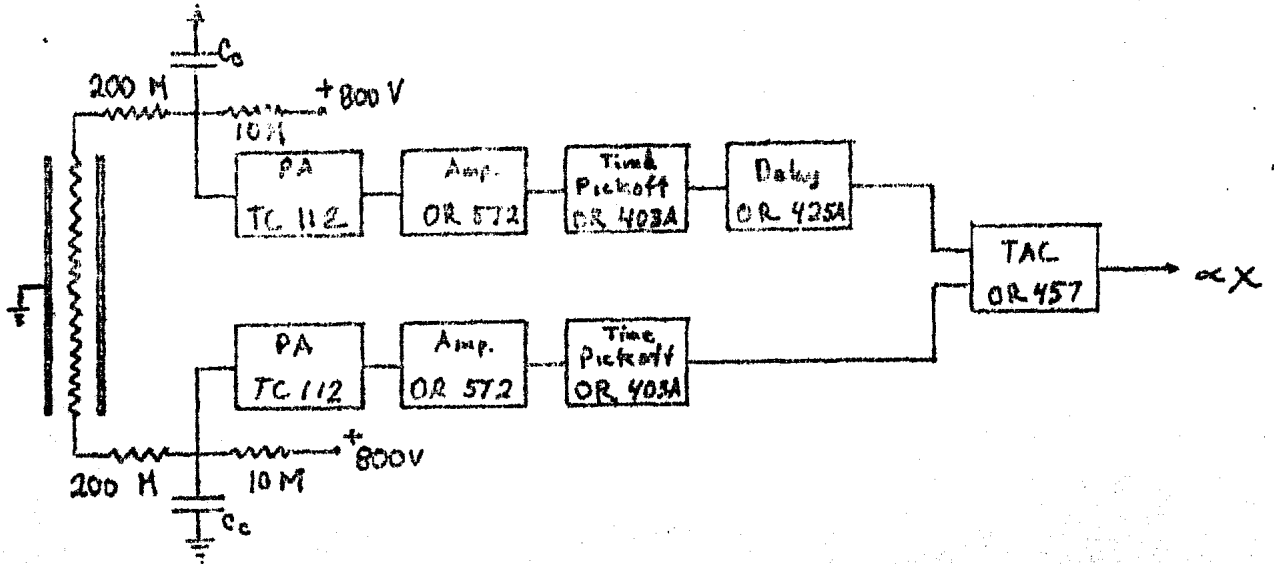


Figura IV.2.1

constante de tiempo $\tau = RC$ del detector, por lo tanto el método de tiempo de retraso de un pulso respecto al otro depende directamente de τ . Por otra parte, el método basado en la división de carga depende sólo de la razón de resistencias. En ambos casos, se trata de que la capacitancia total del sistema permanezca baja pues como se ha mencionado, el efecto del ruido se incrementa con ésta. Tomando en cuenta esa restricción, la sensibilidad en la posición depende principalmente del valor de la resistividad; sin embargo, si la resistividad es muy grande entonces la constante de tiempo del detector se hace grande y esto reduce la capacidad de conteo del sistema. Como se ve de los puntos anteriores, se exige un compromiso entre las características del detector, el equipo disponible y calidad de funcionamiento. Aquí debe notarse que los convertidores actuales de tiempo-amplitud (TAC), fácilmente pueden discriminar entre señales separadas por $.1 \text{ ns}^{30}$.

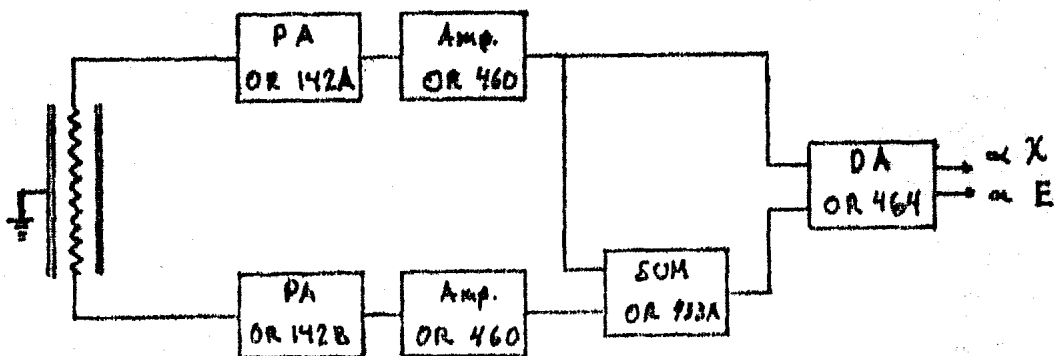


Figura IV.2.2

Cap. IV Electrónica del detector
Sec. IV.2 Electrónica del DPSP

Los puertos de salida del DPSP son iguales a los de la estructura baja, es decir, conectores tipo BNC-547/U y están en la tapa superior del detector, justo arriba de las terminales del alambre.

IV.3 SEÑAL DE E Y POSICION EN UN DETECTOR DE ESTADO SOLIDO

El análisis de las señales de un detector de este tipo requiere de equipo similar al que se usa para un DPSP. La diferencia reside únicamente en la polarización del detector y las salidas con que éste cuenta. Por la construcción del detector, para el análisis de la posición se usa el método de la división de carga. El diagrama de bloques para este detector se muestra en la figura IV.3.1. La polarización del detector se hace por medio de uno de los preamplificadores.

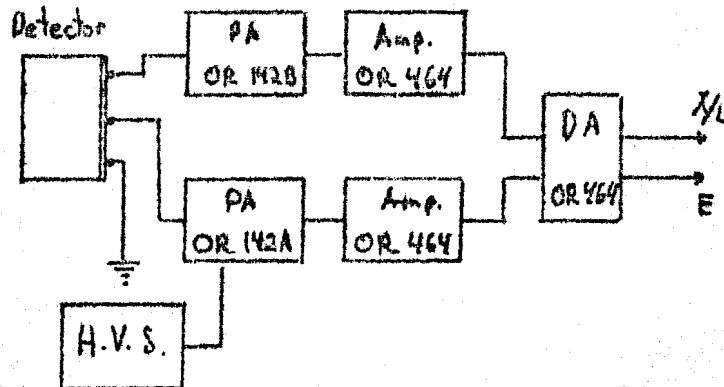


Figura IV.3.1

IV.4 ANODOS

Estos son la parte más sencilla del detector y para su operación sólo se requiere de un preamplificador sensible a la carga y un amplificador principal. El polarizado se hace a través del preamplificador. Como en otros casos el OR 142B es un preamplificador apropiado para usarlo en esta aplicación.

La salida de la señal es nuevamente a través de un conector BNC para vacío y se encuentra en la tapa superior de la caja del detector. No obstante este detector híbrido tiene tres placas ánodo, sólo tiene para ellas dos conectores de salida, esto es así porque en la práctica sólo se usa la señal de una o dos, inclusive a veces se conectan los tres ánodos para tener una señal rápida de la energía total gastada en la cámara por una partícula que entra al detector (recuérdese que esta señal depende de los electrones liberados en el par).

La figura IV.4.1 contiene la distribución de salidas del detector, la vista es desde arriba.

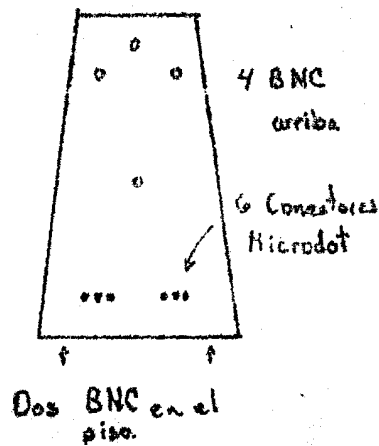


Figura IV.4.1

IV.5 VELOCIDAD DE CONTEO

Las diferentes partes de este detector híbrido tienen velocidades de respuesta distintas. Una de las partes más lentas es la cámara de ionización; la señal de ésta depende del movimiento de los iones positivos y los electrones, la recolección de los primeros puede tomar milisegundos mientras que la de electrones unos microsegundos. Con los ordenes de tiempo mencionados, el detector híbrido como un todo tiene razones de conteo muy bajas, del orden de mil por segundo. A razones de conteo mayores, el efecto de apilamiento en los preamplificadores se vuelve muy importante con el consiguiente empobrecimiento en la resolución. No obstante esta baja razón de conteo, el rendimiento del detector no debe verse afectado en los experimentos para los cuales se ha diseñado. En las reacciones nucleares con iones pesados, las secciones medidas son bajas (μ barns) de modo que no se requieren capacidades de conteo muy altas. Adicionalmente a esa consideración, siempre queda el recurso de disminuir la corriente del haz de bombardeo.

Capítulo V

ELECTRONICA EXTERNA

V.1 INTRODUCCION

En el capítulo anterior se ha descrito la forma en que es posible obtener las señales de cada elemento activo del detector híbrido. En principio lo que se ha visto atrás cierra lo referente al detector, el procesado de las señales depende de las facilidades del laboratorio particular donde se vaya a experimentar y los propósitos que se tengan en ese experimento.

El detector híbrido que se ha construido será usado principalmente en Berkeley (LBL) con el ciclotrón de 88". En este laboratorio se cuenta con todo el equipo necesario para el manejo de las señales, incluyendo computadores para la adquisición de datos. El manejo externo de las señales del detector puede hacerse de diversas maneras, en la sección 3 de este capítulo se describe dos ejemplos de configuración de electrónica externa en que se usa un computador.

Para completar la explicación de cómo se identifica una partícula, en la sección 2 se expone el fundamento físico en que se basa la identificación de partículas.

V.2 E, 4E e IDENTIFICACION DE IONES

En la sección I.2 el frenamiento de iones en materia fue revisado y ahí se obtuvo una expresión que da la pérdida de energía por unidad de longitud para un ión pesado que atraviesa materia. La expresión que se encontró se puede reescribir (modificando I.2.8), como

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4 M_2 n_2 \beta}{M E}$$

V.2.1

Cap. V Electrónica externa
Sec. V.2 E, ΔE e identificación de iones

En la forma en que se ha escrito esta ecuación, el poder de frenamiento aparte de constantes, depende sólo de la energía del ión incidente.

Si ΔE es la energía perdida por un ión pesado a lo largo de una pequeña longitud de trayectoria, entonces de la ecuación V.2.1 puede escribirse la siguiente expresión aproximada

$$\Delta E \propto m \cdot Z_1^2 / E \quad \text{V.2.2}$$

donde E es la energía del ión en el sitio en que éste perdió ΔE . Si ΔE se mide al principio de la trayectoria que sigue un ión dentro del medio del detector, entonces ΔE debe corresponder a la energía que el ión lleva ahí y es justamente la energía total de la partícula. De la ecuación V.2.2 se puede escribir

$$E \cdot \Delta E \propto m \cdot Z_1^2 \quad \text{V.2.3}$$

de esta última expresión se ve que si se tiene ΔE y E para un ión, se tiene un indicador sensible de $m \cdot Z_1^2$, la cantidad anterior caracteriza a la partícula involucrada. No obstante que las expresiones V.2.2 y V.2.3 son aproximadas, se puede hacer la identificación positivamente si se cuenta con un resultado conocido con el que se ha calibrado previamente.

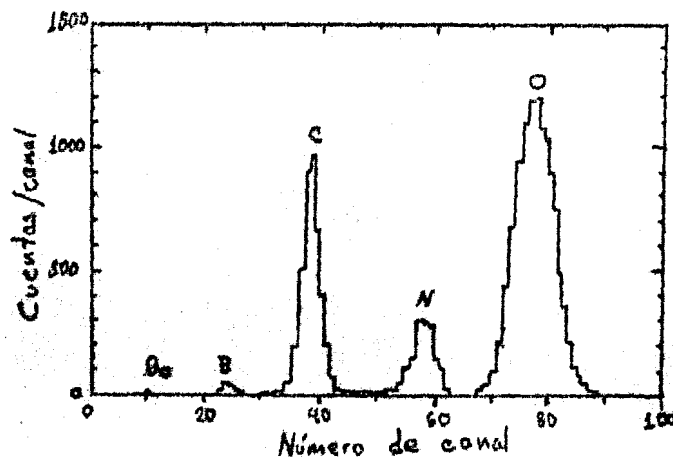


Figura V.2.1

Un espectro típico obtenido con un detector de gas del tipo E- ΔE , se muestra en la figura V.2.1. El eje horizontal es proporcional a $m \cdot Z_1^2$ y el vertical a la abundancia de eventos.

V.3 MANEJO EXTERNO DE LAS SEÑALES E INFORMACION

En esta sección se muestra algunas maneras posibles para

el procesado externo de las señales del detector. Un arreglo posible es el mostrado en la figura V.3.1. En éste se supone que el laboratorio cuenta con un computador para la adquisición y el procesado de datos. La determinación de la posición se hace por el método de división de carga, esta operación se realiza digitalmente en el computador. El arreglo mostrado es directo, cada señal es amplificada y retardada para así compensar la diferencia en la velocidad de respuesta de cada elemento activo. Cada señal después de pasar por los amplificadores, es enviada a un convertidor analógico digital (ADC) y la salida de cada uno de los convertidores es enviada a la interface de la computadora. La señal de cada convertidor se dispara sólo cuando hay una señal que corresponde a un mismo evento; la coincidencia de las señales del alambre, detectores de estado sólido y el de energía total de la cámara discriminan a los eventos que tienen una energía suficiente para llegar a los detectores de estado sólido. La información completa de un evento se suministra de manera simultánea a la computadora, esto es siempre que se tenga coincidencia. Los módulos electrónicos de coincidencia son suficientemente versátiles para poder escoger las señales que deben coincidir. Por último, este arreglo contiene un analizador (SCA) para registrar sólo eventos correspondientes a partículas que pierden una cantidad de energía específica en la cámara.

Cuando se cuenta con una computadora en el laboratorio, el manejo de datos puede hacerse muy selectivo y eficiente. Los datos obtenidos durante el experimento son almacenados en cinta magnética y analizados posteriormente con un programa que tome en cuenta las variantes de selección deseadas.

La configuración de la figura V.3.1 contiene nueve convertidores analógico-digitales. Si no se dispone de ese número y se cuenta en cambio con otros módulos de electrónica convencional, se puede usar la configuración mostrada en la figura V.3.2.

En esta configuración se ha eliminado cuatro ADC y parte del procesado ha pasado a los módulos de electrónica. La determinación de la posición de entrada de la partícula incidente, se obtiene analizando las señales del DPSP por el método de retraso de un pulso respecto al otro. La posición en el detector de estado sólido se obtiene utilizando un detector analógico. La energía total del ión incidente se obtiene en la salida de un sumador que combina la E total perdida en el detector de estado sólido y la E total en la cámara.

Para asegurar que las señales corresponden a un sólo evento, las salidas a los ADC son controladas por una señal proveniente del alambre del DPSP. Finalmente, se tiene la posibilidad de escoger eventos con energía determinada o dentro de un cierto intervalo fijo, para esto se usa un analizador de altura de pulso, con el se puede cerrar o abrir la captura de los datos que satisfagan la condición de tener una energía entre ciertos valores.

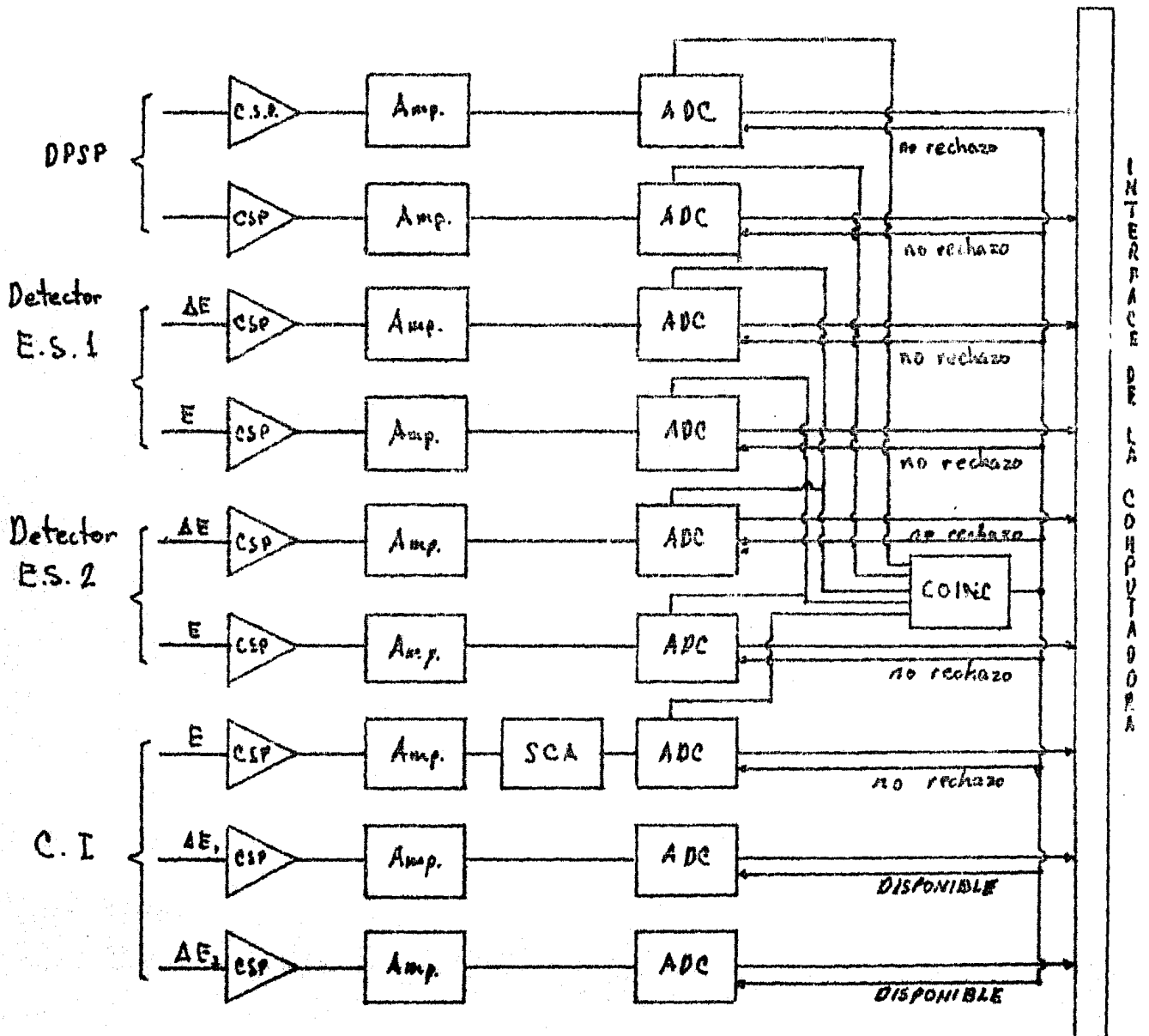


Figura V.3.1. Equivalencia de las abreviaturas. C.I. por cámara de ionización, CSP por "charge sensitive preamplifier", Amp. por "amplifier", SCA por "single channel analyzer", ADC por "analog to digital converter" y Coinc. por "coincidence".

En los diagramas anteriores, el procesado de la información corre a cuenta de una computadora de laboratorio. Cuando se cuenta con esta facilidad, el análisis puede llevarse prácticamente a todo lo que se desee. Por ejemplo

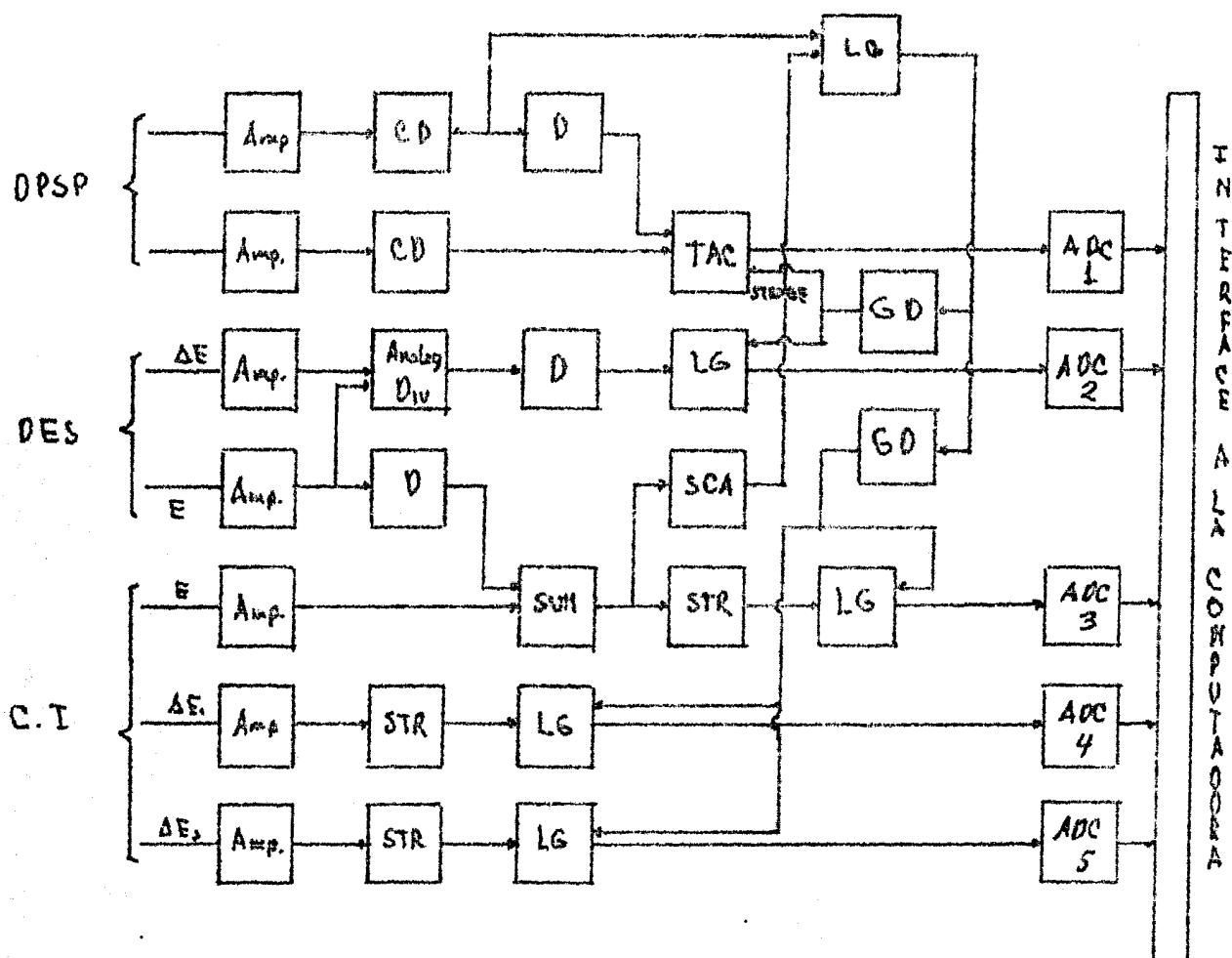


Figura V.3.2. La equivalencia de las abreviaturas es: DES por detector de estado sólido, C.I. por cámara de ionización, Amp. por "amplifier", CD por "crossover detector", STR por "stretcher", D por "delay", Analog div. por "analog divider", LG por "linear gate", TAC por "time to amplitude converter", SCA por "single channel analyzer", GD por "gate and delay generator", y ADC por "analog to digital converter".

Nota. tanto en esta figura como en la V.3.3, sólo se muestra explícitamente el manejo de un detector de estado sólido. El segundo se conecta en forma similar.

es posible tomar en cuenta el ángulo al que entra el ión incidente para corregir la señal ΔE , pues tomese en cuenta que a mayor ángulo, el camino de la partícula incidente que es cubierto por el ánodo ΔE es mayor; así para partículas incidentes del mismo tipo y energía pero que entran con ángulos diferentes, los pulsos correspondientes que se desarrollarían para la señal ΔE serían diferentes.

En los laboratorios en que no se cuente con un computador, se puede usar el detector para obtener el

espectro de la reacción en ángulos específicos. En la figura V.3.3 se muestra un arreglo en que no se usa un computador para procesar los datos sino la memoria de un multicanal.

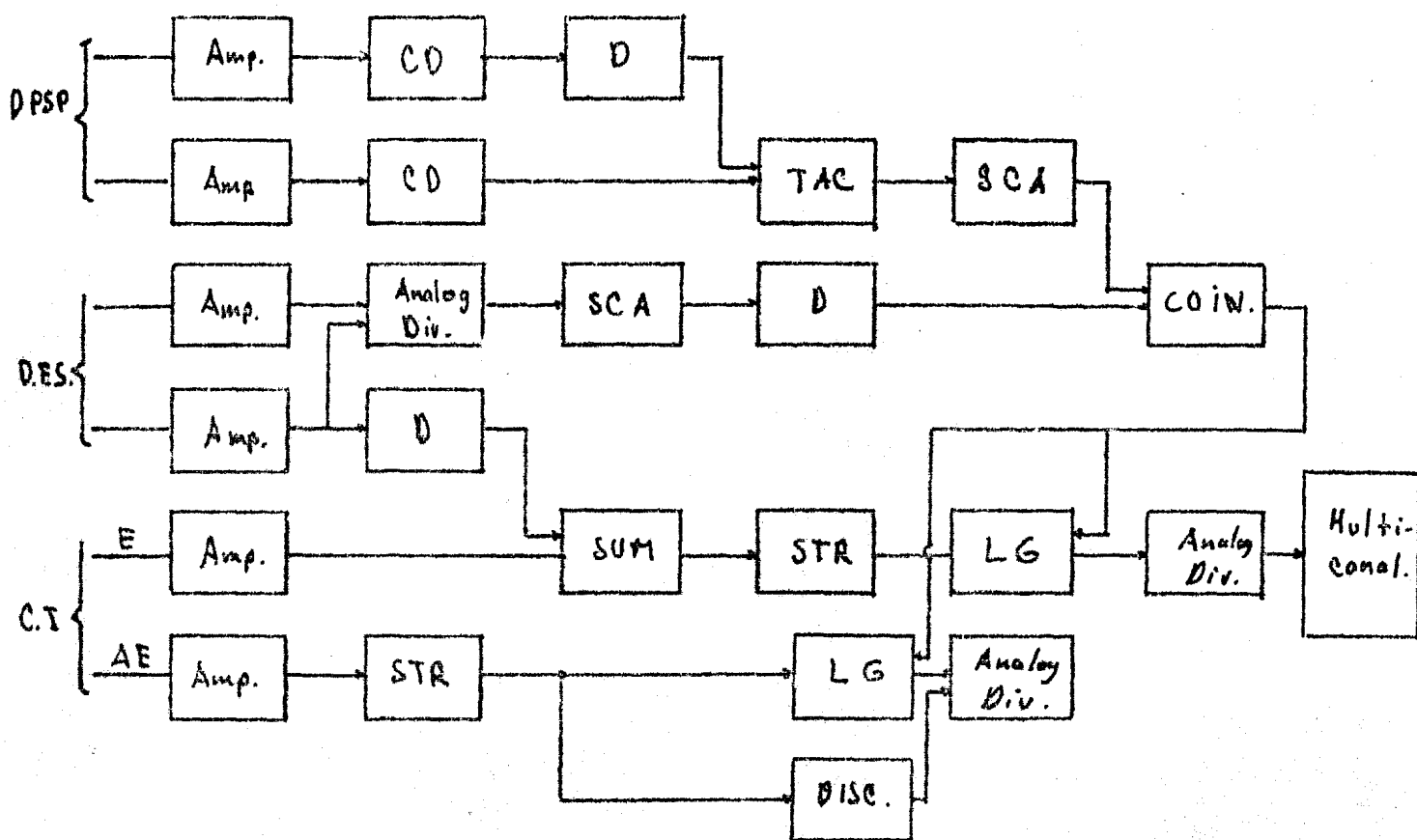


figura V.3.3

La selección de una cierta posición en la entrada así como una determinada dirección está controlada por los analizadores de la posición. Cuando un evento entra al detector por la ventana seleccionada y lleva la dirección escogida, la señal de E y ΔE se hacen disponibles a un multicanal. En el arreglo mostrado, una señal proporcional a $\Delta E \cdot E$ es introducida al multicanal. Los dos divisores analógicos se usan para proporcionar la señal de $\Delta E \cdot E$.

CONCLUSIONES

En este trabajo se han estudiado los principios en que descansa la construcción y operación de detectores de iones pesados que emplean como material sensible un gas y un sólido. Haciendo uso de las características tanto de los detectores gaseosos como de los detectores de estado sólido, se ha construido un detector de iones pesados híbrido.

Este detector fue diseñado para medir la pérdida parcial de energía de un ión incidente, su energía total y la dirección en que se mueve. Como consecuencia, este detector permite identificar los iones pesados resultantes en reacciones nucleares identificando al menos su carga en un intervalo angular amplio (unos 90°).

Actualmente el grupo de física nuclear experimental del IFUNAM lleva a cabo un programa de experimentos con iones pesados en los laboratorios de Oak Ridge y Berkeley. Pensando en las necesidades de detección en estos experimentos, se diseñó y construyó un detector capaz de registrar iones pesados con energías máximas del orden de 300 MeV con las características mencionadas arriba. El detector ha sido probado para su operación en vacío. En la próxima estancia que tenga el grupo en el laboratorio de Berkeley (LBL), se harán las pruebas finales, y ahí mismo comenzará la vida útil del aparato que se ha construido en el IFUNAM.

Este detector se construyó con los materiales disponibles en el país, salvo por los detectores de estado sólido sensibles a la posición (de iones implantados), y los conectores BNC y microdot con sello para vacío.

Todos los elementos del detector pudieron construirse fácilmente. En particular es digno de mencionarse que aun cuando hubo que construirse una caja hermética de aluminio tan grande usando placa de aluminio soldada, ésta trabaja adecuadamente, sin fugas en las soldaduras. El diseño de las

Conclusiones

mallas construidas en cobre y soldadas con punteadora, ha sido muy satisfactorio.

El detector que se ha construido es extremadamente versátil como se ha hecho notar desde el capítulo II. Esta cualidad se la da tanto su naturaleza híbrida así como su diseño, específicamente, la rejilla en la ventana que define los ángulos posibles de entrada al detector es intercambiable, la película de mylar también; esto último permite usar diferentes presiones de operación en la cámara del detector, con lo que se puede detectar iones pesados con energías mayores a las que se han mencionado. Otra característica muy importante en el diseño híbrido del detector es las muchas posibilidades que ofrece para obtener la información de una partícula y su procesamiento posterior. Respecto a este punto debe insistirse en que el detector híbrido que se ha construido se puede operar utilizando módulos de electrónica convencional disponibles en cualquier laboratorio de investigación nuclear.

En el trabajo que viene realizando desde hace ya muchos años el grupo de física nuclear experimental del IFUNAM, el diseño y construcción del detector híbrido reportado aquí, es un paso más que debe ser precedente para la construcción futura de otros aparatos. Por otra parte este trabajo de tesis condensa algo de la mucha información que existe dispersa sobre los principios en que se basa la detección de iones pesados, así como de la forma en que se opera experimentalmente un detector; es deseable que el contenido de este trabajo sea de alguna utilidad a alguien interesado en tópicos como los tratados aquí.

Apéndice I

Demostración de $\int_A \vec{E} \cdot \vec{E}_p dA = 0$

La integral considerada se puede transformar, dada la definición de $\vec{E} = -\text{grad } V_p$, a

$$\int_A \vec{E} \cdot \vec{E}_p dA = - \int_A \vec{E} \cdot \text{grad } V_p dA$$

usando la igualdad

$$\text{div} (V_p \vec{E}) = (V_p \text{div } \vec{E} + \vec{E} \cdot \text{grad } V_p)$$

se obtiene en la integral

$$- \int_A \vec{E} \cdot \text{grad } V_p dA = - \int_A \text{div} (V_p \vec{E}) dA + \int_A V_p \text{div } \vec{E} dA = \int_A V_p \text{div } \vec{E} dA - \int_S V_p E_n dS$$

donde la última integral se ha obtenido usando el teorema de la divergencia de Gauss. Pero como \vec{E} es exclusivamente el campo creado por las placas, $\text{div } \vec{E} = -\nabla^2 V = 0$. Por otro lado, en la superficie de la región considerada $V_p = 0$, entonces como las dos integrales son cero, se ha demostrado que

$$\int_A \vec{E} \cdot \vec{E}_p dA = 0$$

Apéndice II

$$\text{Obtención de } I = e/V_0 \int \vec{E} \cdot (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-) dA$$

Puesto que $V_p = 0$ en la superficie S que encierra al volumen entre las placas, las siguientes ecuaciones se cumplen (simplemente úsese el teorema de Gauss),

$$\int_A \text{div} [V_p (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-)] dA = 0$$

$$\sim \int_A \text{div} \left(V_p \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} \right) dA = 0 \quad \text{A.II.1}$$

Uno de los integrandos se puede reescribir como

$$\begin{aligned} \vec{E}_p \cdot (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-) &= -\text{grad } V_p \cdot (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-) = -\text{div} [V_p (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-)] + \\ &+ V_p \text{div} (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-) \end{aligned}$$

integrando por los dos lados se obtiene, considerando la primera identidad A.II.1

$$\int_A \vec{E}_p \cdot (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-) dA = \int_A V_p \text{div} (n^+ \vec{w}^+ - n^- \vec{w}^-) dA \quad \text{A.II.2}$$

por otro lado

$$\vec{E}_p \cdot \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} = -\text{grad } V_p \cdot \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} = -\text{div} \left(V_p \cdot \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} \right) + V_p \text{div} \left(\frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} \right)$$

integrando por ambos lados y usando la segunda ecuación A.II.1 se obtiene

$$\int_A \vec{E}_p \cdot \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} dA = \int_A V_p \text{div} \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} dA = 4\pi \int_A V_p \frac{\partial \rho}{\partial t} dA \quad \text{A.II.3}$$

donde se ha usado que $\nabla \cdot \vec{E}_p = 4\pi\rho$.

De la ecuación de la energía asociada a un campo $1/8 \int \vec{E}_p^2 dA = W_p$ se tiene que

$$\frac{1}{4\pi} \int_A \vec{E}_p \cdot \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} dA = \frac{\partial W_p}{\partial t} \quad \text{A.II.4}$$

De la ecuación A.II.3 se tiene

$$\frac{1}{4\pi} \int_A \vec{E}_p \cdot \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} dA = \int_A V_p \frac{\partial \rho}{\partial t} dA$$

que se puede relacionar con A.II.4, quedando

$$\int_A V_p \frac{\partial \rho}{\partial t} dA = \frac{\partial W_p}{\partial t} \quad \text{A.II.5}$$

Ahora se puede obtener el resultado, la ecuación de continuidad es

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \operatorname{div} e (n^+ \bar{\omega}^+ - n^- \bar{\omega}^-)$$

A.II.6

ahora, sustituyendo A.II.6 en A.II.2, se obtiene

$$e \int_A \vec{E} \cdot (n^+ \bar{\omega}^+ - n^- \bar{\omega}^-) dA = \int_A v \frac{\partial \rho}{\partial t} dA$$

pero por A.II.5

$$e \int_A \vec{E}_p \cdot (n^+ \bar{\omega}^+ - n^- \bar{\omega}^-) dA = - \frac{\partial W_p}{\partial t}$$

$$\text{o' } e \int_A \vec{E}_p \cdot (n^+ \bar{\omega}^+ - n^- \bar{\omega}^-) dA + \frac{\partial W_p}{\partial t} = 0$$

A.II.7

entonces introduciendo este resultado en la ecuación I.2.28, es decir

$$e \int_A (\vec{E} + \vec{E}_p) \cdot (n^+ \bar{\omega}^+ - n^- \bar{\omega}^-) dA + \frac{\partial W_p}{\partial t} = V_0 I$$

se tiene el resultado deseado

$$I = \frac{e}{V_0} \int_A \vec{E} \cdot (n^+ \bar{\omega}^+ - n^- \bar{\omega}^-) dA$$

Apéndice III

Definición de tiempo de retraso

Normalmente los pulsos provenientes de algún detector tienen una forma en el tiempo que no coincide con la forma de la función escalón. El tiempo en que un pulso alcanza su valor máximo puede llegar a ser muy pequeño pero no igual a cero. En la figura A.III.1 se representa 2 pulsos con diferentes tiempos de formación. La definición usual de tiempo de formación es, aquel tiempo en que el pulso aumenta de cero a su valor máximo. Otra definición relevante durante el trabajo con pulsos es la del tiempo de retraso y su definición usual es, aquel tiempo en que se alcanza la mitad de la altura total del pulso.

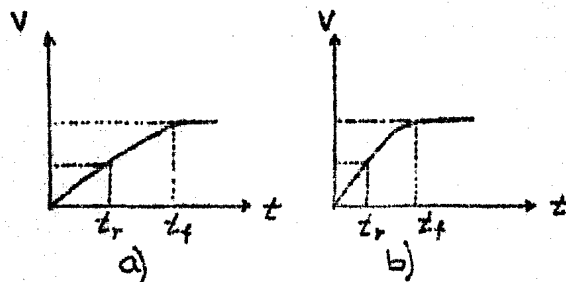


Figura A.III.1

Aunque esas definiciones son útiles, es muy difícil obtener valores de t_f y t_r , que son los tiempos de formación y de retraso respectivamente, de acuerdo a las definiciones de arriba.

La definición dada por W.C. Elmore²⁸ para tiempo de formación y tiempo de retraso, aunque no siempre apegadas a las definiciones originales, sí son mucho más operacionales y por eso son ampliamente usadas en electrónica nuclear. La definición de tiempo de retraso es

$$t_r = \frac{\int_0^{\infty} t V'(t) dt}{\int_0^{\infty} V'(t) dt} \quad \text{A.III.1}$$

o sea es el centroide de $V'(t)$ en el tiempo. Operacionalmente puede obtenerse aproximadamente registrando el tiempo al cual pasa el cruce por cero de $V''(t)$ (véase figura A.III.2).

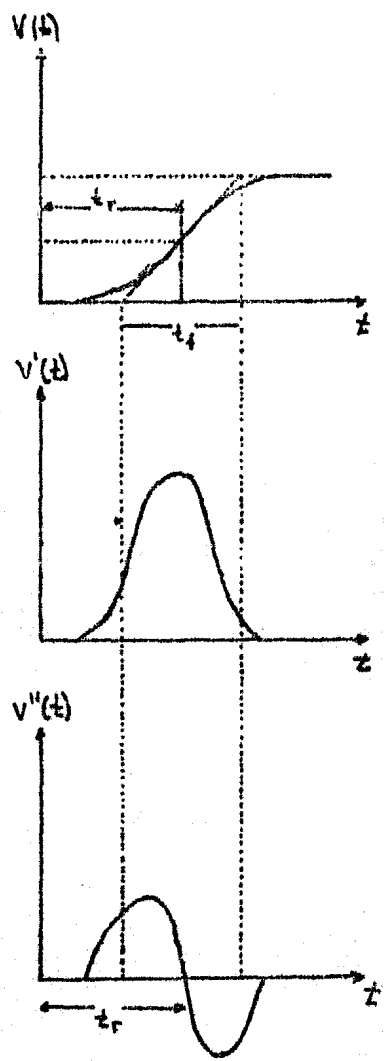


Figura A.III.2.

REFERENCIAS

Las referencias que se dan a continuación, son aquellos libros y artículos que tratan de temas directamente relacionados con lo que en este trabajo se ha expuesto. La lista no es exhaustiva; sin embargo, en los libros y artículos que se citan abajo, se encuentran referencias específicas sobre cada tema tratado en este trabajo.

Libros.

1. G. Arfken, *Mathematical Methods for Physicist*, 2nd ed. New York: Academic Press (1970).
2. J. Brophy, *Basic Electronics for Scientist*, 3rd ed. New York: McGraw-Hill (1977).
3. H. Carslaw & J. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford: Oxford University Press (1975).
4. R. Courant y F. John, *Introducción al cálculo y el análisis matemático*, México: Editorial Limusa (1979).
5. J. Crank, *The Mathematics of Diffusion*, 2nd ed. Oxford: Clarendon Press (1975).
6. E. Durand, *Electrostatique et magnétostatique*, Paris: Masson (1953).
7. H. Fulbrigh, in *Handbuch der Physik* (ed. S. Flugge), Berlin: Springer Verlag (1958), Vol. XLV.
8. J. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd ed. New York: John Wiley (1975).
9. J. Jeans, *The Mathematical Theory of Electricity and Magnetism*, 5th ed. Cambridge: Cambridge University Press.
10. G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, New York: John Wiley (1979).
11. C. Lehmann, *Interaction of Radiation with Solids and Elementary Defect Production*, Amsterdam: North Holland (1977).
12. A. Melissinos, *Experiments in Modern Physics*, New York: Academic Press (1966).
13. J. Millman & C. Halkias, *Integrated Electronics*, New York: McGraw-Hill (1972).
14. B. Rossi & H. Staub, *Ionization Chambers and Counters*, New York: McGraw-Hill (1949).
15. E. Segre ed., *Experimental Nuclear Physics*, Vol. I, New York: John Wiley (1953).

Referencias

16. A. Septier ed., Focusing of Charged Particles, Vol. I, New York: Academic Press (1967).
17. I. Sneddon, Elements of Partial Differential Equations, New York: McGraw-Hill (1957).
18. B. Wilkinson, Ionization Chambers and Counters, Cambridge: Cambridge University Press (1950).

Catálogos

19. Canberra 76.
20. EG & G Ortec, Instruments for Research and Applied Sciences, 1979 Catalog.

Artículos

21. C. Borkowski and M. Kopp, Rev. of Sci. Instr. Vol. 39 (1968) 1515-1522.
22. C. Borkowski and M. Kopp, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-17(3), 344, (1970).
23. C. Borkowski and M. Kopp, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19(3), 161, (1972).
24. C. Borkowski and M. Kopp, Rev. Sci. Instr. Vol. 46, No. 8, 1975.
25. O. Bunemann, (1946) N.R.C. Report P.D. 285.
26. T. Cranshaw and J. Harvey, (1946) N.R.C. Report, P.D. 285.
27. E. De Graaf et al., Nucl. Instr. and Meth., 200(1982)311-321.
28. W. Elmore, Journal of Applied Physics. Vol. 19 (1948) 55-63.
29. T. Erskine et al., Nucl. Instr. and Meth., 135(1976)67-82.
30. J. Ford Jr., Nucl. Instr. and Meth., 162(1979)277-304.
31. H. Fulbrigh and T. Erskine, Nucl. Instr. and Meth., 193(1982)53-56.
32. J. Gomez del Campo et al., Revista Mexicana de Fisica, 24(1975)FA145-FA152.
33. M. Jarvinen and H. Sipila, Nucl. Instr. and Meth., 193(1982) 53-56.
34. S. Kalbitzer and W. Melzer, Nucl. Instr. and Meth. 56(1967)301-304.
35. M. Kopp, Rev. Sci. Instr., 42(1971)714.
36. E. Mathieson, Nucl. Instr. and Meth., 97(1971)171-176.
37. E. Mathieson et al., Nucl. Instr. and Meth., 121(1974)139-149.
38. E. Mathieson et al., Nucl. Instr. and Meth., 126(1975)199-204.
39. G. Miller et al., Nucl. Instr. and Meth., 91(1971)389-396.
40. D. Shapira et al., Nucl. Instr. and Meth. 129(1975)123-130.
41. D. Shapira et al., Nucl. Instr. and Meth. 169(1980)77-81.