

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



ESTUDIO DE CAMARAS MULTIALAMBRICAS DE DERIVA COMO DETECTORES PARA ALTAS ENERGIAS.

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
F I S I C O
P R E S E N T A

HERIC FLORES RUEDA

TESIS CON FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis 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.

CONTENIDO

	Página
1.- Introducción.	1
2.- Principios Básicos de la Interacción de una Partícula con el Medio.	3
2.1 Detección de partículas cargadas y de fotones.	3
2.2 Producción de rayos delta.	8
2.3 Ionización primaria y total.	10
3.- Deriva y Difusión de Cargas en Gases.	12
3.1 Difusión del ión y electrón sin campo eléctrico.	12
3.2 Movilidad de iones.	15
3.3 Deriva de electrones.	17
3.4 Campo eléctrico : ionización y excitación.	22
4.- Principios de las Cámaras Multialámbricas de Deriva.	24
4.1 Cámaras proporcionales multialámbricas.	24
4.2 Cámaras multialámbricas de deriva.	30
4.3 Correlación espacio - tiempo y precisión intrínseca.	34
4.4 Estabilidad de operación y comportamiento en campos magnéticos.	36
5.- Descripción de las Cámaras del E-690 y Otras Aplicaciones.	38
5.1 Descripción general del detector de altas energías del E-690.	38
5.2 Diseño de las cámaras de deriva del E-690.	42
5.3 Descripción de la electrónica de las cámaras.	54
5.4 Otras aplicaciones de las cámaras multialámbricas.	60
6.- Trabajando con una Cámara de Deriva.	62
6.1 Generalidades.	62
6.2 Descripción de la cámara y medición de su eficiencia.	63
6.3 Obtención de la corriente y la carga total de la avalancha.	69
6.4 Conocimiento de la posición de la partícula.	71
7.- Conclusiones.	76
Apéndices.	77
A1 Propiedades de los gases.	77
A2 Fotografías.	81
Referencias.	84

1.- Introducción.

El propósito de este trabajo es el de describir uno de los principales detectores de las altas energías: ellos son las cámaras multialámbricas.

Además de explicar el principio en que están basadas, también se presentan algunos resultados que se obtuvieron durante el trabajo previo a la utilización de una serie de estas cámaras en el experimento E-690 (este experimento se encuentran en el laboratorio de altas energías llamado Fermilab, y en este lugar se desarrolló casi totalmente este trabajo, ver fotografías 1 y 2 en el apéndice A2).

Se mencionan también las aplicaciones de las cámaras en las altas energías y en otras ramas de la ciencia.

La primera cámara multialámbrica proporcional, en su versión moderna, fue construida y diseñada por Charpak y sus colaboradores en los años 1967-68 (ref. 1). Las principales propiedades de este tipo de cámaras, tal como un buen tiempo de resolución, una buena precisión en la posición y una operación de disparo propia (esto es, no necesita ser encendidas por otro detector para estar lista cuando pase la partícula) fueron rápidamente reconocidas. Estas características las hacen muy atractivas para ser usadas como uno de los detectores preferidos por los físicos en las altas energías.

Es así, que hoy en día la gran mayoría de los experimentos de las altas energías contienen un gran número de cámaras multialámbricas, las cuales pueden ser también utilizadas para otros fines como detección de rayos-X e iones pesados, en astronomía, medicina nuclear, etc.

Hoy en día el uso de las cámaras multialámbricas se ha desarrollado principalmente por su simplicidad y por ser un detector barato y de

fácil acceso. En el experimento E-690, en que se estudiará la producción difractiva de cuarks pesados en reacciones exclusivas a partir de la interacción entre un haz de protones de 800 GeV y un blanco de hidrógeno líquido, se tienen 6 cámaras grandes para la detección de las partículas y 8 pequeñas para obtener información del haz. En total, se tienen cerca de 16000 canales de información lo cual implica tener más o menos 3000 tarjetas donde se encuentra contenida toda la electrónica del experimento además de que cuenta con un sistema de cómputo el cual es el auxiliar tanto para grabar los eventos, como para verificar el sistema.

En el E-690, además de las cámaras multialámbricas, se utilizan otros tipos de detectores, tal como un detector Cerenkov que contiene 96 fototubos, capaz de detectar un fotón de luz. En el total de todos los detectores que requieren fototubos (Cerenkov, hodoscopios y los que sirven de disparo) se cuenta con aproximadamente 300 fototubos, siendo cada uno un canal de información.

2.- Principios Básicos de la Interacción de una Partícula con el Medio.

2.1 Detección de partículas cargadas y de fotones.

Una partícula cargada, atravesando un medio material cualquiera, puede interaccionar con dicho medio de muchas maneras. De todas estas interacciones posibles, no obstante, sólo la electromagnética es generalmente usada como base para la detección, siendo de muchos órdenes de magnitud más probable que las interacciones fuertes o débiles y por lo tanto saliendo una información muy fácilmente procesable. Este trabajo sólo concierne con la altamente probable interacción incoherente de Coulomb entre el campo electromagnético de la partícula entrante y del medio, resultando tanto en excitación como en ionización de los átomos del propio medio. La contribución de otros procesos (en menor escala para partículas pesadas que para electrones), tales como bremsstrahlung, Cerenkov, y radiación de transición, en el total de la pérdida de energía de la partícula es prácticamente insignificante para ser tomada en cuenta. Es así que la energía electromagnética perdida es el resultado de un número pequeño de interacciones discretas y, por lo tanto, tiene la característica de un promedio estadístico. La distribución, sin embargo, no es una gaussiana para todos los casos donde la pérdida de energía es pequeña comparada con la energía total. Además, si vemos el mecanismo de interacción de manera estricta nos mostrará que los eventos individuales, pueden ser agrupados en 2 clases: primero, colisiones cercanas, con una gran transferencia de energía, resultando en la liberación de cargas electrónicas (ionización), y segundo, colisiones distantes involucrando pequeñas transferencias de energía, y resultando tanto en ionización como en excitación atómica.

En la figura 2.1 se muestra cuantitativamente la probabilidad del

proceso descrito como una función de la energía de transferencia en un evento para electrones incidentes con energías de 100 KeV.

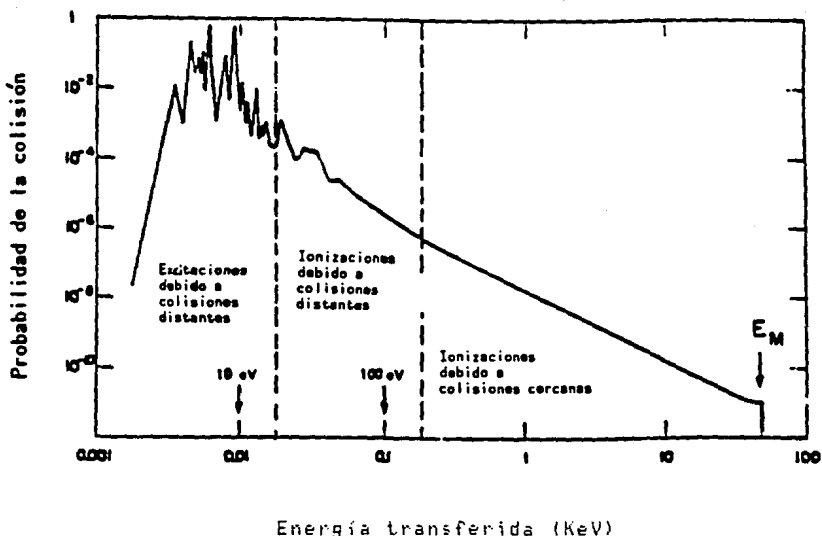


Figura 2.1

En esta figura se muestra la probabilidad relativa de diferentes procesos inducidos por electrones rápidos (100 KeV) en agua, como una función de la energía transferida en una colisión. La máxima energía transferida permitida cinemáticamente, es en este caso 50 KeV.

Una expresión para el promedio diferencial de la pérdida de energía (por unidad de longitud) debido a las interacciones coulombianas ha sido obtenida por Bethe and Block (ref. 2), en el cuadro de la mecánica relativística, y esta dado por (en el sistema de unidades electrostáticas):

$$\frac{dE}{dX} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{Zmc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right\}, \quad K = \frac{Z\pi N z^2 e^4}{mc^2} \quad (2.1)$$

Donde N es el número de Avogadro, m y e son la masa del electrón y su carga, Z , A y ρ son el número atómico y masa, y la densidad del medio,

respectivamente, e I es el potencial efectivo de ionización; z es la carga y β la velocidad (en unidades de la velocidad de la luz) del proyectil.

La longitud X también se expresa como $X = x(1/\rho)$, teniéndose que $dE/dx = (1/\rho) dE/dX$.

En el sistema de unidades electrostáticas y expresando la energía en MeV, $K = 0.154$ MeV cm/g para proyectiles con carga unitaria. En el sistema usado, la energía en reposo del electrón, mc^2 , es igual a 0.511 MeV. La cantidad E_M representa la máxima energía que se permite transferir en cada interacción:

$$E = \frac{2mc^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (2.2)$$

Por ejemplo, para protones con 1 GeV/c ($\beta = .73$) $E = 1.2$ MeV.

No siempre sin embargo, puede este límite cinemático ser usado, particularmente en el caso de detectores delgados donde la energía escapa en forma de rayos δ (los cuales, por su gran importancia, serán mencionados con un mayor detalle en las siguientes secciones).

El valor del potencial efectivo de ionización es, en general, el resultado de la medición para cada material, no obstante una buena aproximación es, $I = I_0 Z$ con $I_0 \approx 12$ eV. Valores de I_0 están dados en la tabla 2.1 para varios gases. Una inspección de la expresión (2.1) nos muestra que la diferencial de la pérdida de energía depende sólo de la velocidad del proyectil (β), no así de su masa. Después de una rápida disminución dominada por el término β^2 , la pérdida de energía alcanza un valor constante alrededor de $\beta = 0.97$, teniendo incrementos muy pequeños para $\beta \rightarrow 1$ (movimiento relativista). La región donde la pérdida es constante es llamada región de mínima ionización y corresponde al caso más frecuente en altas energías.

En la figura 2.2 se muestra a dE/dX como una función de la energía del

proyectil. En dicha figura podemos observar que para energías de unos pocos cientos de MeV todas las partículas están en el mínimo de ionización y por lo tanto la cantidad de energía perdida por unidad de longitud es aproximadamente la misma.

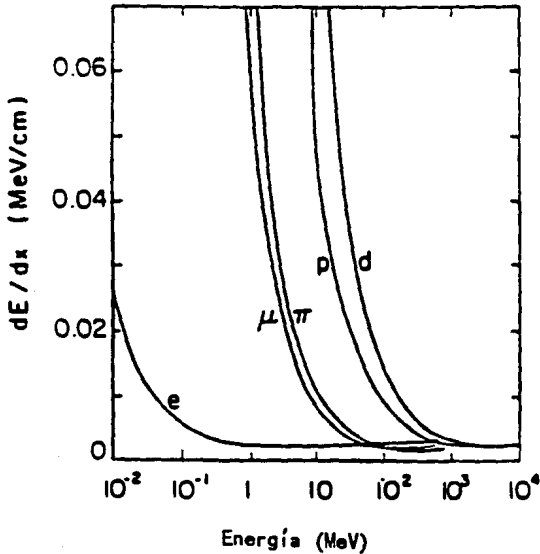


Figura 2.2

Pérdida de energía por unidad de longitud en el aire calculada de la expresión (2.1), para diferentes partículas, como una función de su energía. Para energías cercanas a 1 GeV o más, todas las partículas pierden aproximadamente la misma cantidad de energía (mínima ionización).

Para el caso donde se tiene un momento muy grande (cinemática relativista), por arriba de los 10 GeV/c o más, el término logarítmico en la ecuación (2.1) produce un incremento de la pérdida de energía; esto puede constituir una base para la identificación de partículas de muy altas energías, para una cantidad de movimiento dado, el promedio de la pérdida de energía será casi igual, para partículas de masa diferente.

Gas	Z	A	δ (g/cm ³)	E _{ex}	E _i I _o		W _i	dE/dx		η_p (i.p./cm) ^a	η_T (i.p./cm) ^a
					(eV)			(MeV/g cm ⁻²)	(keV/cm)		
H ₂	2	2	8.38 · 10 ⁻⁴	10.8	15.9	15.4	37	4.03	0.34	5.2	9.2
He	2	4	1.66 · 10 ⁻³	19.8	24.5	24.6	41	1.94	0.32	5.9	7.8
N ₂	14	28	1.17 · 10 ⁻³	8.1	16.7	15.5	35	1.68	1.96	(10)	56
O ₂	16	32	1.33 · 10 ⁻³	7.9	12.8	12.2	31	1.69	2.26	22	73
Ne	10	20.2	8.39 · 10 ⁻⁴	16.6	21.5	21.6	36	1.68	1.41	12	39
Ar	18	39.9	1.66 · 10 ⁻³	11.6	15.7	15.8	26	1.47	2.44	29.4	94
Kr	36	83.8	3.49 · 10 ⁻³	10.0	13.9	14.0	24	1.32	4.60	(22)	192
Xe	54	131.3	5.49 · 10 ⁻³	8.4	12.1	12.1	22	1.23	6.76	48	307
CO ₂	22	44	1.86 · 10 ⁻³	5.2	13.7	13.7	33	1.62	3.01	(34)	91
Cl ₂	10	16	6.70 · 10 ⁻⁴		15.2	13.1	28	2.21	1.48	16	53
C ₂ H ₂	34	58	2.42 · 10 ⁻³		10.6	10.8	23	1.86	4.50	(46)	195

a) i.p. = par ión-electrón.

Tabla 2.1

Propiedades de varios gases usados en contadores proporcionales. La pérdida de energía y los pares ión-electrón por unidad de longitud están dados a presión atmosférica para partículas de mínima ionización.

----- Detección de fotones -----

Existen 3 procesos mediante el cual los fotones pierden su energía e interactúan con la materia (ref. 3), ellos son:

- 1.- El efecto fotoeléctrico: aquí el fotón al interactuar con un átomo es absorbido por éste en su totalidad, transfiriéndole toda su energía a un electrón orbital del átomo, produciéndose así una sola ionización. Después de la interacción, el electrón desprendido es el que finalmente se detecta (en las cámaras por el hecho de ser una partícula cargada).
- 2.- Efecto Compton: en este tipo de interacción el fotón sólo cede parte de su energía dispersándose en lugar de ser absorbido por un electrón (este efecto difícilmente se detecta con una cámara multialámbrica).
- 3.- Producción de pares: en este proceso un fotón de alta energía la pierde toda en una colisión con un núcleo creando un par electrón-positrón y les proporciona energía cinética (el par de partículas con carga puede ser detectado en una cámara multialámbrica).

2.2 Producción de rayos delta.

Cuando se produce una ionización, el electrón expulsado es liberado con una energía E que puede tomar cualquier valor, hasta E_M que es el máximo permitido, y está dado por la expresión (2.2). Una expresión aproximada para la probabilidad de que un electrón reciba la energía E está dada por:

$$P(E) = K (Z/A) (\rho / \beta^2) (X / E^2), \quad (2.3)$$

(ref. 4) lo cual corresponde esencialmente al primer término de la expresión (2.1). Si introducimos (para un espacio de espesor X muy delgado) el término $x = \rho X$ en g/cm^2 , la expresión puede ser convenientemente reescrita como:

$$P(E) dE = (K / \beta^2) (Z/A) (x / E^2) dE = W dE / E^2. \quad (2.3')$$

Los electrones expulsados con una energía superior a unos pocos KeV son normalmente llamados rayos delta.

Integrando la ecuación (2.3') nos permite obtener una expresión para el número de electrones δ teniendo una energía E_0 o mayor:

$$N (E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_M} P(E) dE = W [1/E_0 - 1/E_M] \cong W/E_0,$$

siendo la última aproximación válida para $E_0 \ll E_M$.

Como ejemplo la figura 2.3 nos muestra el número de electrones expulsados con energía $E \geq E_0$ para protones de 1 GeV/c, como una función de E_0 , en un cm de argón en condiciones normales. Hay, por

ejemplo, cerca de 10 electrones emitidos con una energía aproximada de 15 eV, la cual es la ionización del argón (vea tabla 2.1); esas consideraciones son importantes para entender el proceso secundario. El ángulo de emisión de un electrón δ de energía E está dado, para el caso de un electrón libre aproximadamente, por la expresión:

$$\cos^2 \Theta = E / E_M .$$

Por lo tanto, para ionización mínima de las partículas ($E_M > 1$ MeV), y energías de emisión arriba de varios KeV, los rayos δ son emitidos perpendicularmente con respecto al haz incidente.

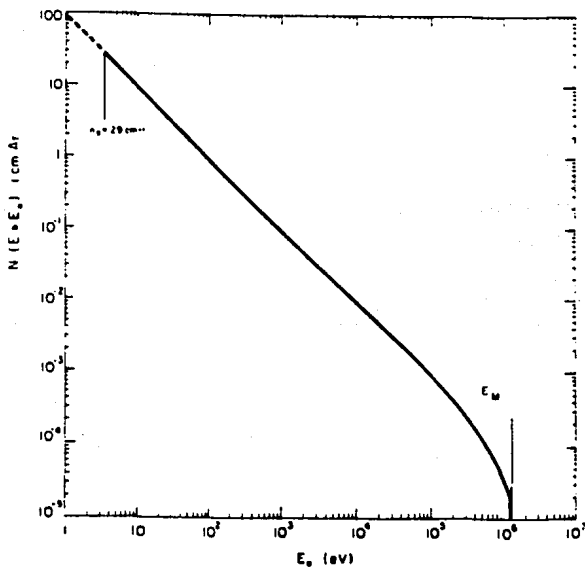


Figura 2.3

Cálculo del número de electrones delta expulsados con una energía mayor o igual a E_0 , como una función de E_0 , en un cm de argón en condiciones normales. Se indican el número promedio de colisiones de ionización primaria (29 por cm) y la máxima transferencia de energía para protones de 1 GeV/c.

2.3 Ionización primaria y total.

Una partícula cargada que atraviesa un gas lo ioniza. Sin embargo, sólo una parte de la energía se gasta en ionizar el gas y en comunicar energía cinética a los electrones. Una fracción apreciable se gasta en excitar los átomos por debajo del límite de ionización .

Al paso de la partícula, tienen efecto un número discreto de colisiones de ionización primaria, las cuales producen la expulsión del electrón del átomo. Algunos de ellos (los rayos delta) tienen suficiente energía como para producir pares ión-electrón secundarios. La suma de las 2 contribuciones es llamada ionización total (ref. 5).

Si imaginamos un electrón secundario (producido por un rayo delta por ejemplo) rebotando entre átomos pesados, veremos que por su poca cantidad de movimiento no cederá mucha parte de su energía a los átomos a menos que pueda excitarlos por colisión inelástica.

Los electrones pierden entonces su energía excitando los estados de rotación y de vibración de las moléculas del gas.

Si, entre colisiones, el electrón secundario adquiere energía cinética suficiente (cuando se aplica un campo eléctrico) para ionizar el gas, las condiciones para una avalancha de electrones quedan satisfechas (un mayor detalle acerca del concepto de avalancha se dará en el capítulo 3).

La energía media necesaria por ión formado es notablemente independiente de la carga, masa, y velocidad de la partícula que produce la ionización, pero depende del gas en que se forman los iones (para un mejor conocimiento del tipo de gas o mezcla de gases que se debe usar, en particular para las cámaras multialámbricas, en el apéndice A1 se menciona con cierto detalle las características que debe tener el gas).

El número total de pares ión-electrón se puede expresar:

$$n = \frac{\Delta E}{W_i} ,$$

donde ΔE es la energía total perdida en el volumen del gas considerado y W_i es la energía promedio efectiva para producir un par.

Valores de W_i para diferentes gases están dados en la tabla 2.1.

En el caso de los gases nobles, las energías que se requieren son en promedio del orden de 10 eV .

No existe una expresión simple para el número de pares ión-electrón primarios: en la tabla 2.1 se dan valores experimentales de n_p para partículas con mínima ionización, por unidad de longitud y en condiciones normales (ref. 5).

Como ejemplo ilustrativo a continuación mostramos el uso de dicha fórmula para una mezcla de gases. El número de pares primarios y el total producido por una partícula cargada en un espesor de 1 cm y mezcla de 70% argón y 30% de isobutano, en condiciones normales será:

$$n_p = \frac{2440}{26} \times 0.7 + \frac{4500}{23} \times 0.3 = 124 \text{ pares ión-electrón/cm,}$$

$$n_p = 29.4 \times 0.7 + 46 \times 0.3 = 34 \text{ pares ión-electrón/cm.}$$

En otras palabras, nosotros podemos ver que la distancia promedio entre ionizaciones primarias es alrededor de 300 μm en condiciones normales, y que cada primario produce casi 2.5 secundarios en promedio.

3.-Deriva y Difusión de Cargas en Gases.

3.1 Difusión del ión y electrón sin campo eléctrico.

Las cargas producidas por un evento de ionización pierden rápidamente su energía en colisiones múltiples con las moléculas del gas y alcanzan la distribución de energía térmica promedio del gas. La teoría cinética simple de los gases predice el valor promedio de la energía térmica, $\epsilon = (3/2) kT = 0.04 \text{ eV}$ en condiciones normales y la distribución de probabilidad de Maxwell para las energías

$$F(\epsilon) = C \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/kT}$$

En ausencia de otros efectos y siguiendo una distribución gaussiana se puede hacer un arreglo de cargas difusas para múltiples colisiones de la siguiente manera:

$$dN/N = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(x^2/4Dt)} dx,$$

donde dN/N es la fracción de cargas que se encuentra en el elemento dx a una distancia x del origen y después de un tiempo t ; D denota el coeficiente de difusión.

La raíz cuadrada media (r.m.s.) de la distribución, o desviación estándar, está dada por:

$$\sigma_x = \sqrt{2 Dt} \quad \text{o} \quad \sigma_v = \sqrt{6 Dt},$$

respectivamente, para la difusión en una coordenada y en un volumen. Como un ejemplo la figura 3.1 (ref. 6) muestra la distribución de iones producidos en el aire, en condiciones normales después de diferentes intervalos de tiempo; los valores de difusión de varios

iones en su propio gas se encuentran en la tabla 3.1.

Los electrones en lugar de ser neutralizados por un ión, pueden ligarse a una molécula que tenga afinidad electrónica (electro-negatividad) o, pueden ser absorbidos por las paredes del recipiente. La probabilidad de adhesión h es esencialmente cero para todos los gases nobles e hidrógeno, mientras que para otros gases toma valores finitos.

En la tabla 3.2 se muestran algunos datos para h . También en dicha tabla podemos ver el tiempo promedio de adhesión $t = (hN)^{-1}$ siendo N el número de colisiones por unidad de tiempo (ref. 6 a 9).

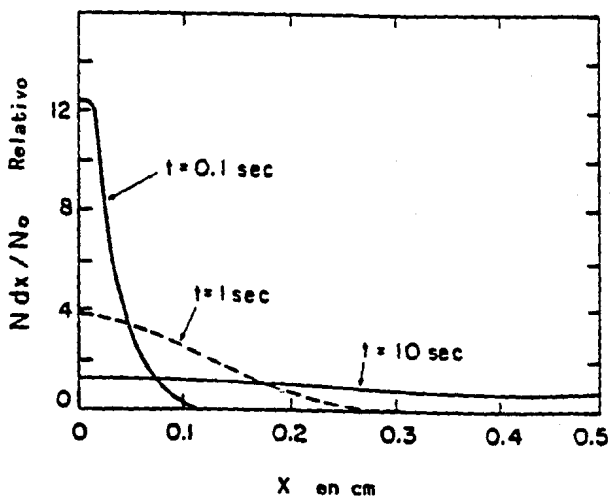


Figura 3.1

Distribución espacial de iones producidos en el aire, en condiciones normales, después de diferentes intervalos de tiempo (ref. 6).

Gas	λ (cm)	μ (cm/sec)	D^* (cm ² /sec)	μ^+ (cm ² sec ⁻¹ V ⁻¹)
H ₂	1.8×10^{-5}	2×10^5	0.34	13.0
He	2.8×10^{-5}	1.4×10^5	0.26	10.2
Ar	1.0×10^{-5}	4.4×10^4	0.04	1.7
O ₂	1.0×10^{-5}	5.0×10^4	0.06	2.2
H ₂ O	1.0×10^{-5}	7.1×10^4	0.02	0.7

Tabla 3.1

Camino libre medio clásico, velocidad, coeficientes de difusión, y movilidad para moléculas bajo condiciones normales.

Gas	h	N (sec ⁻¹)	t (sec)
CO ₂	6.2×10^{-9}	2.2×10^{11}	0.71×10^{-7}
O ₂	2.5×10^{-9}	2.1×10^{11}	1.9×10^{-7}
H ₂ O	2.5×10^{-9}	2.8×10^{11}	1.4×10^{-7}
C ₂	4.8×10^{-9}	4.5×10^{11}	4.7×10^{-9}

Tabla 3.2

coeficientes de adhesión para el electrón, número de colisiones, y tiempo promedio de adhesión, para varios gases bajo condiciones normales.

3.2 Movilidad de iones.

Cuando se aplica un campo eléctrico a través del volumen de un gas, se observa un movimiento neto de iones a lo largo de la dirección del campo.

La velocidad promedio de este movimiento lento (no confundir con la velocidad instantánea del ión) es llamada velocidad de deriva w , y se encuentra que es linealmente proporcional a E/P para el caso de campos eléctricos muy grandes, siendo P la presión del gas.

Es por lo tanto conveniente definir una cantidad μ^+ , llamada movilidad, tal que:

$$\mu^+ = w^+ (E/P)^{-1} .$$

El valor de la movilidad es diferente para cada gas. Una movilidad constante es la consecuencia directa del hecho, de que para campos eléctricos grandes la energía promedio de los iones es casi inmodificable; veremos que éste no es el caso para los electrones.

Un argumento clásico nos permite obtener la siguiente relación entre el coeficiente de difusión y la movilidad:

$$D/\mu^+ = (kT/e) \cong 0.026 \text{ eV} .$$

Valores del coeficiente de difusión y la movilidad para iones moviéndose en cierto gas fueron dados en la tabla 3.1, mientras la tabla 3.3 nos da la movilidad de varios iones derivando en gases comúnmente usados en las cámaras multialámbricas de deriva.

Gas	iones	movilidad ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$)
Ar	$(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2^+$	1.51
IsoC ₄ H ₁₀	$(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2^+$	0.55
$(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2$	$(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2^+$	0.26
Ar	IsoC ₄ H ₁₀ ⁺	1.56
IsoC ₄ H ₁₀	IsoC ₄ H ₁₀ ⁺	0.61
Ar	CH ₃ ⁺	1.87
CH ₄	CH ₃ ⁺	2.26
Ar	CO ₂ ⁺	1.72
CO ₂	CO ₂ ⁺	1.09

Tabla 3.3

En esta tabla se muestran valores de movilidad para varios iones en diferentes gases , a condiciones normales .

3.3 Deriva de electrones.

Se puede construir una teoría simple de movilidad para los electrones siguiendo la misma línea que para iones positivos y se encuentra de manera inmediata que, excepto para campos muy pequeños, la movilidad de los electrones no es una constante (ref. 9).

De hecho, debido a su masa pequeña, los electrones pueden incrementar sustancialmente su energía entre colisiones con las moléculas del gas bajo la influencia de un campo eléctrico.

De una formulación debida a Townsend (ref. 9) uno puede obtener la velocidad de deriva como:

$$w = (e/2m) \tau E$$

donde τ es el tiempo medio entre colisiones, y en general es una función del campo eléctrico E .

En la figura 3.2 podemos ver la movilidad en el argón puro y también cuando se le agrega al argón pequeñas cantidades de otro gas, en cuyo caso se nota un cambio drástico en las propiedades de deriva. En las figuras 3.3 a 3.8 se muestra la velocidad de deriva para varios gases puros y para la mezcla de gases utilizados en las cámaras multialámbricas de deriva.

Dependiendo de la presión del gas, la abscisa está dada en términos del campo eléctrico en condiciones normales (el gas), o del campo reducido E/P (P =presión), obteniéndose en el último caso (figura 3.3) el campo en KV/cm (aquí la presión es igual a 1 atmósfera).

Para el caso de campos grandes, se obtienen valores típicos de w alrededor de 5 cm/seg; en la tabla 3.1 se puede ver que, bajo las mismas condiciones, los iones son aproximadamente unas mil veces más lentos.

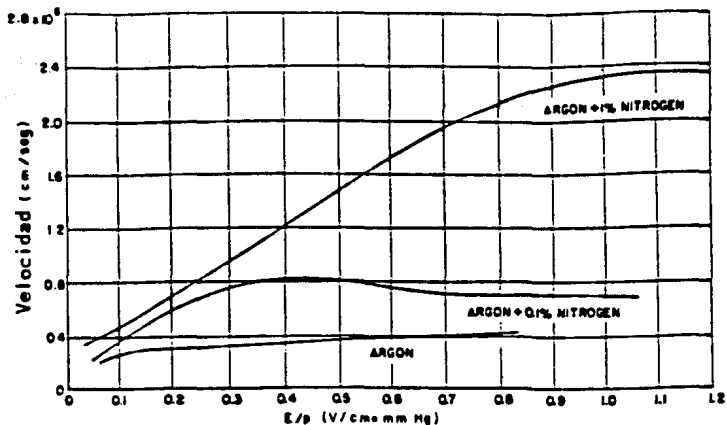


Figura 3.2

Velocidad de deriva de electrones en argón puro y en argón con pequeñas cantidades de nitrógeno .

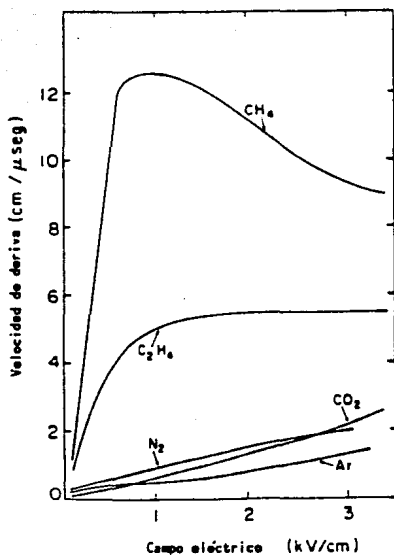


Figura 3.3 Velocidad de deriva de electrones en varios gases a condiciones normales

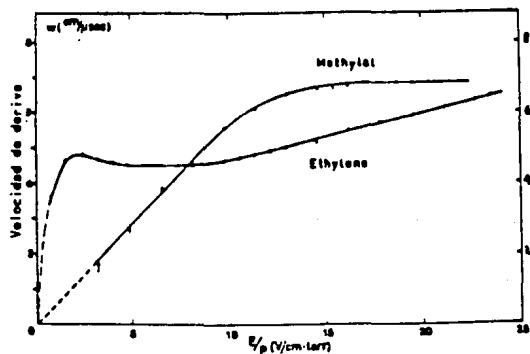


Figura 3.4 Velocidad de deriva de electrones en metilal y en etileno .

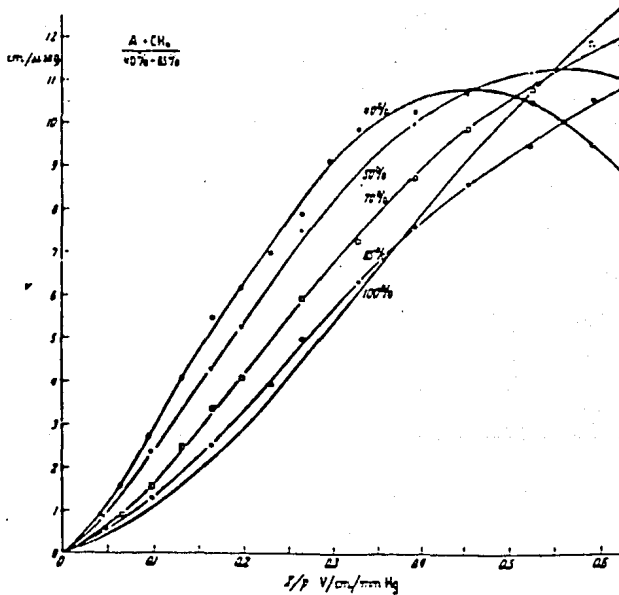
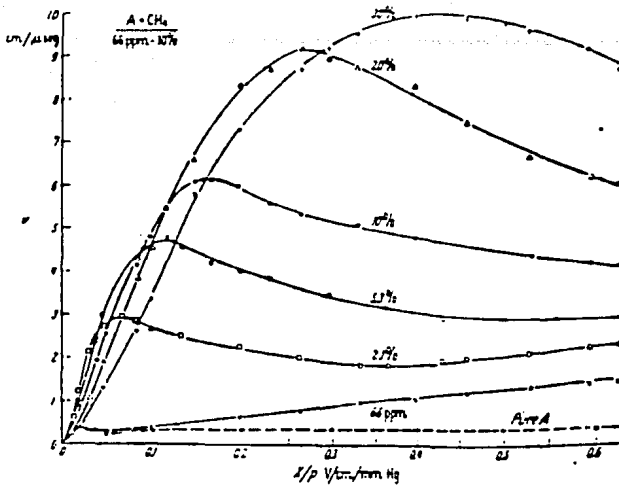


Figura 3.5 Velocidad de deriva de electrones en varias mezclas de argón - metano .

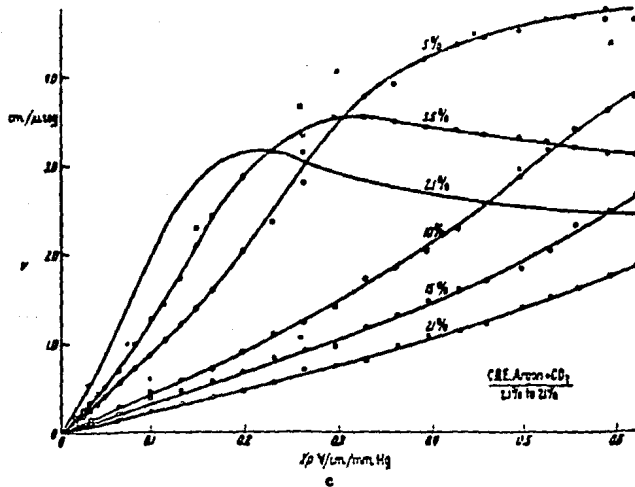
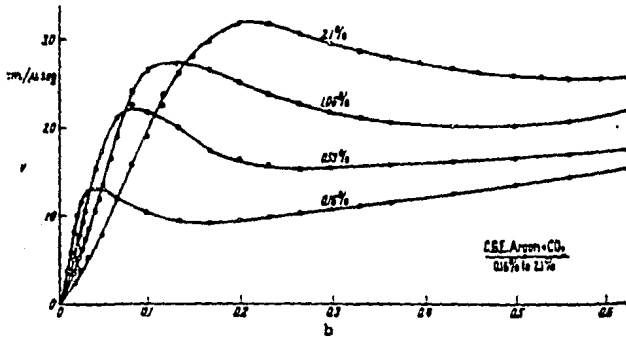
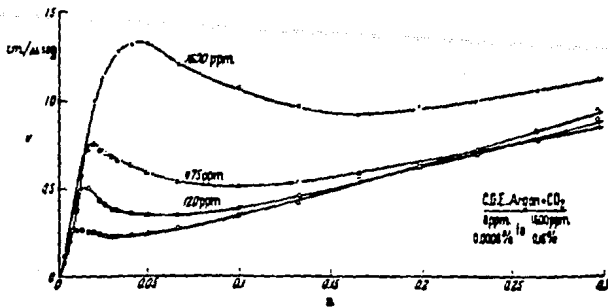


Figura 3.6 Velocidad de deriva de electrones en varias mezclas de argón-dióxido de carbono .

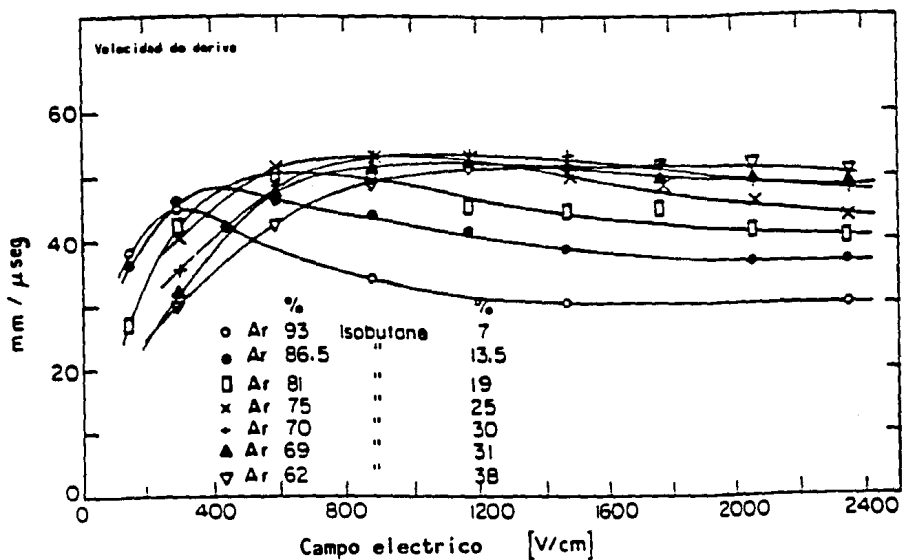


Figura 3.7

Velocidad de deriva de electrones
en mezclas de argón - isobutano a
condiciones normales

3.4 Campo eléctrico : ionización y excitación.

Si incrementamos el campo eléctrico a algunos kilovolts por cm, los electrones pueden recibir más y más energía entre dos colisiones, suficiente como para producir excitación de varios tipos y ionización. Consideremos un electrón liberado en una región del campo eléctrico uniforme. Después de recorrer un camino libre medio $\bar{\alpha}^{-1}$ (donde α es llamado el primer coeficiente de Townsend y representa el número de pares ión-electrón producidos por unidad de longitud de deriva), el electrón producirá un par electrón-ión, y ahora serán dos electrones los que producirán la ionización (ref. 9).

De nuevo después de un camino libre medio recorrido, otros dos pares son producidos y así sucesivamente. Si n es el número de electrones en una posición dada, después de cierta distancia dx , el incremento en el número de electrones será:

$$dn = n \alpha dx ,$$

y, por integración

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad \text{o} \quad M = n/n_0 = e^{\alpha x}, \quad 3.1$$

donde M representa el factor de multiplicación. En el caso general de un campo eléctrico no uniforme, $\alpha = \alpha(x)$ la ecuación 3.1 tendrá que ser modificada en la siguiente forma :

$$M = \exp \left[\int_{x_2}^{x_1} \alpha(x) dx \right] .$$

Si recordamos la gran diferencia en la velocidad de deriva de iones y electrones (cercano a un factor de mil) y la forma de difusión de carga en un gas, en la figura 3.8 podemos ver una imagen de una avalancha: en una instante dado todos los electrones están situados en el frente de la "gota" de distribución de carga; la mitad del total de los iones están contenidos en el frente, después del último camino libre medio recorrido, es así que por la diferencia de velocidades los electrones llegan primero a su objetivo que los iones de las moléculas.

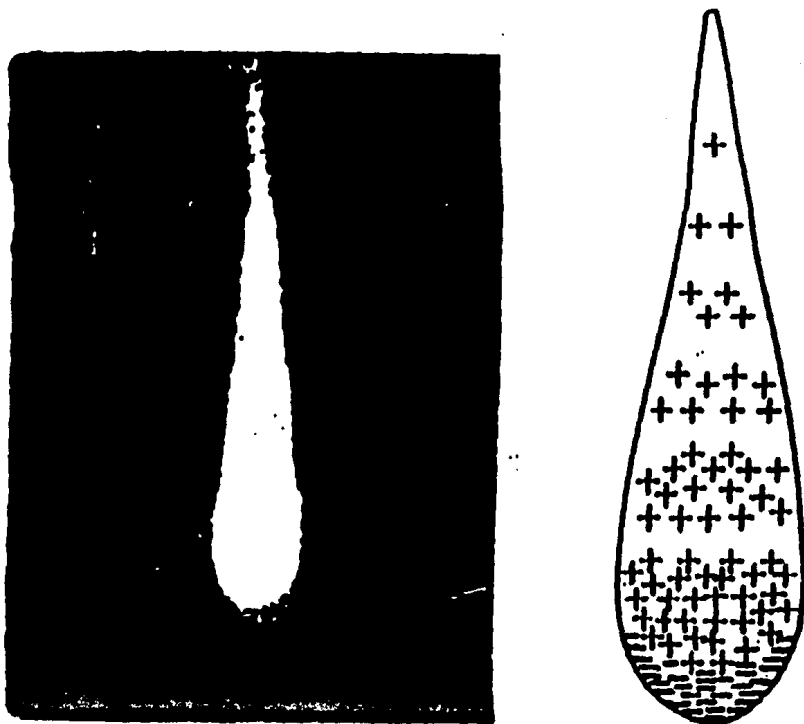


Figura 3.8 En esta figura se muestra una fotografía de la forma de la gota conteniendo las cargas producidas por la avalancha.

4.-Principio de las Cámaras Multialámbricas de Deriva.

4.1 Cámaras proporcionales multialámbricas.

Los contadores proporcionales han sido y son ampliamente usados siempre que se requiera medir pérdida de energía por radiación.

La capacidad de localización espacial de un contador está, sin embargo, limitada a la determinación de que una partícula haya atravesado o no el volumen del contador. El agrupamiento de muchos contadores independientes es posible, pero no es mecánicamente muy atractivo.

En los 60's había la creencia (ref. 1) de que las estructuras multialámbricas (que se describen a continuación) en el mismo volumen de gas no trabajarían adecuadamente, debido a que la gran capacitancia existente entre los alambres paralelos no apantallados causaría que la señal se difundiera por acoplamiento capacitivo a todos los alambres, frustrando por consiguiente cualquier intento de identificar al alambre y por ende localizar el lugar donde ocurrió la ionización.

Fue el mérito de Charpak y colaboradores (ref. 1) reconocer que las señales positivas inducidas en los alrededores del ánodo afectado por una gran avalancha compensaría las señales negativas producidas por acoplamiento capacitivo. Estos autores operaron en 1967-68 las primeras cámaras proporcionales multialámbricas (precursoras de las cámaras multialámbricas de deriva) funcionales, las cuales estaban compuestas de un conjunto de alambres cercanamente espaciados, todos al mismo potencial y cada alambre actuando como un contador independiente .

Una cámara proporcional multialámbrica consiste esencialmente de un conjunto de alambres (ánodos) finos, paralelos, igualmente espaciados, simétricamente dispuestos entre dos planos de cátodos. La figura 4.1 muestra esquemáticamente una sección transversal de la estructura.

Para una operación conveniente (esto es, trabajar con un campo eléctrico uniforme), la separación λ (el espacio entre cátodo y ánodo) es 2 o 3 veces mayor que el espaciado entre los alambres de ánodo. Cuando un potencial negativo es aplicado a los cátodos, estando los ánodos a tierra, un campo eléctrico se desarrolla como el indicado por los equipotenciales y las líneas de campo de la figura 4.2.

La figura 4.3 muestra una vista ampliada alrededor de los ánodos. Supongamos ahora que las cargas son liberadas en el volumen del gas por un evento de ionización. Las condiciones son tales que los electrones derivarán a lo largo de las líneas de campo hasta que se aproximen a la región de altos campos, muy cercano a los ánodos, donde ocurre la multiplicación de avalancha. En la figura 4.4 se muestra la variación del campo eléctrico a lo largo de una dirección perpendicular al plano de los alambres, para una cámara proporcional multialámbrica típica. Aquí cabe mencionar que una cámara proporcional prácticamente es igual a una de deriva con la ligera variante en el espacio entre ánodos, lo cual nos permite dar una medición del tiempo de deriva (en la siguiente sección se dará una explicación detallada de sus diferencias, sólo cabe mencionar que todo lo que se diga de aquí en adelante en esta sección vale para los dos tipos de cámaras).

La expresión analítica para el campo eléctrico se obtiene por algoritmos electrostáticos estándares, y está dada en varios libros de texto. Una expresión aproximada ha sido dada por Erskine (ref. 10), quien también calculó las deformaciones de campo debidas al desplazamiento de los alambres. Con las definiciones de los parámetros de la figura 4.1 y requiriendo que $V(a) = V_0$, $V(\lambda) = 0$, uno obtiene la siguiente relación:

$$V(x,y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi l}{s} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{\pi y}{s} \right) \right] \right\} \quad (4.1)$$

$$E(x,y) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \left(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{s} \operatorname{tgh}^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{1/2} \left(\operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{s} + \operatorname{tgh}^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{-1/2}$$

y la capacitancia por unidad de longitud está dada por :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi l/s) - \ln(2\pi a/s)}, \quad (4.2)$$

donde a es el radio de los alambres del ánodo. Nótese que, puesto que a es mucho menor que s , el valor dado por la ecuación 4.2 es siempre más pequeño que la capacidad del condensador plano con la misma superficie ($2\epsilon_0/s$). Valores calculados de C están dados en la tabla 4.1 para varias geometrías típicas. En general uno puede ver que la capacitancia decrece rápidamente con el espaciamiento de los alambres, mientras que ésta no depende mucho del diámetro de los alambres. A lo largo de las líneas de simetría $x=0$ y $y=0$, el campo eléctrico puede ser escrito como :

$$E_y = E(0,y) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \operatorname{coth} \frac{\pi y}{s}$$

$$E_x = E(x,0) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \cot \frac{\pi x}{s}.$$

Es también instructivo considerar las siguientes aproximaciones :

$$\text{para } y \ll s : \quad E(x,y) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}, \quad r = (x^2 + y^2)^{1/2}; \quad (4.3)$$

$$\text{para } y \geq s : \quad \operatorname{coth} \frac{\pi y}{s} = 1, \quad E_y = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s}$$

La ecuación 4.3 muestra que el campo es radial alrededor del ánodo.

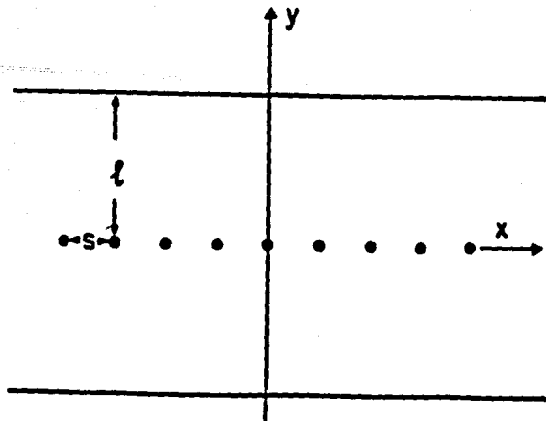


Figura 4.1

Principios de construcción y definición de los parámetros en una cámara proporcional multialámbrica. Un conjunto de alambres de ánodos paralelos es montado simétricamente entre dos planos de cátodos (alambres u hoja de aluminio).

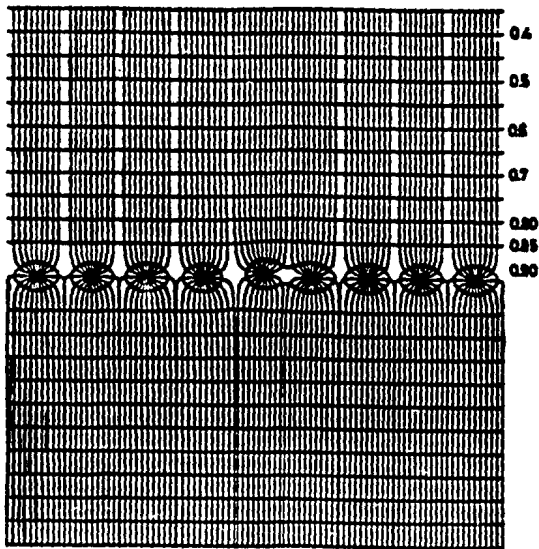


Figura 4.2

Equipotenciales del campo eléctrico y líneas de campo en una cámara proporcional multialámbrica. Se muestra también el efecto sobre el campo debido a un desplazamiento pequeño de un alambre.

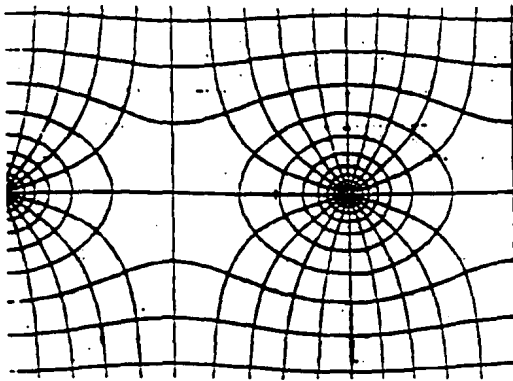


Figura 4.3 Vista ampliada del campo alrededor de los alambres del ánodo (el espaciado de los alambres es de 2 mm, el diámetro de los alambres es 20 μm).

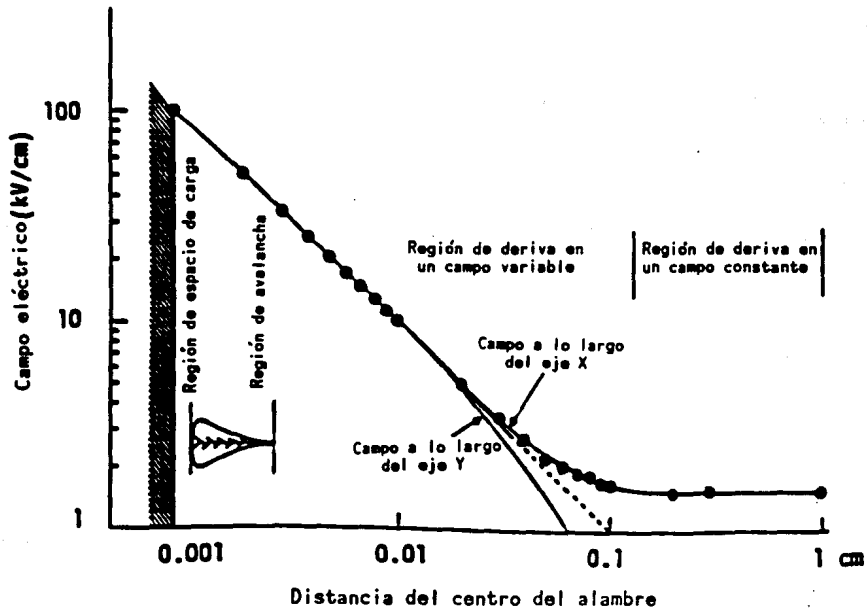


Figura 4.4 Variación del campo eléctrico a lo largo del eje perpendicular al plano de los alambres y centrado en los alambres en una cámara proporcional multialámbrica (x), y a lo largo de la dirección paralela al plano de los alambres (y).

l (mm)	2a (μ m)	s (mm)			
		1	2	3	5
8	10	1.94	3.33	4.30	5.51
	20	2.00	3.47	4.55	5.92
	30	2.02	3.56	4.70	6.19
4	10	3.47	5.33	6.36	7.34
	20	3.63	5.71	6.91	8.10
	30	3.73	5.96	7.28	8.58

Tabla 4.1

**Capacitancia por unidad de longitud
en picofaradios por metro, para
varias geometrías de cámaras .**

4.2 Principios de operación.

La posibilidad de medir el tiempo de deriva de los electrones para obtener información acerca de las coordenadas espaciales de un evento de ionización fue reconocido rápidamente en los primeros trabajos sobre cámaras multialámbricas proporcionales (ref. 1). En su forma básica, una cámara de deriva de celda simple consiste de una región de campo eléctrico moderado, seguido por un centellador externo a la cámara (este detector consiste de una placa de material centellador y un fototubo), como se muestra en la figura 4.5 (el centellador puede estar colocado atrás o adelante de la cámara, ref. 11).

Al paso de una partícula cargada por el material centellador, se produce un fotón el cual es detectado por un fototubo. Esa señal marca el inicio del tiempo t_0 (podemos decir que pone a funcionar el reloj). Como la distancia que existe entre el centellador y la cámara es pequeña y la velocidad de la partícula es grande, el tiempo que tarda la partícula en llegar del centellador a la cámara es prácticamente cero, y podemos considerar que tanto la ionización como el centelleo son producidos en el mismo instante.

Formas adecuadas de electrodos o alambres, como los del modelo simple mostrado en la figura 4.5 le permiten a uno obtener la configuración eléctrica deseada. Los electrones producidos en el tiempo t_0 por la partícula cargada entrante emigran contra el campo eléctrico con velocidad w , y alcanza los alambres del ánodo donde ocurre la multiplicación de avalancha en el tiempo t_1 . La coordenada de la de la trayectoria con respecto al alambre del ánodo, esta por consiguiente dada por :

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w dt \quad ,$$

la cual se reduce, para una velocidad de deriva constante, a

$$x = (t_1 - t_0) v \quad (4.4) .$$

Es obviamente muy conveniente tener una relación espacio-tiempo lineal, y ésta puede ser obtenida en estructuras con campo eléctrico uniforme. En principio, una estructura idéntica a la de una cámara proporcional multialámbrica puede ser usada para realizar una cámara de deriva multialámbrica; sin embargo, la región de campo débil entre los alambres del ánodo resultaría en una fuerte no-linealidad de la relación espacio tiempo, especialmente para grandes espaciamientos entre los alambres (ref. 12).

En realidad no existe diferencia alguna entre las cámaras de deriva y las cámaras proporcionales, si la separación entre un ánodo y otro no va más allá de los 3 o 4 mm, con eso se asegura un campo eléctrico suficiente tal que la velocidad de deriva sea constante (como se vieron en las gráficas de la sección 3.3) y también con esa separación se puede lograr una medición aceptable del tiempo de deriva (con estas condiciones, de la ecuación 4.4 podemos obtener la posición de la partícula).

Es así que, tanto en una cámara de deriva como en una cámara proporcional nosotros podemos medir el tiempo de deriva de los electrones, con sólo adicionarle a las cámaras un centellador que de el tiempo inicial del evento y teniendo un espaciamiento apropiado entre ánodos, para así obtener un campo eléctrico suficientemente fuerte y uniforme .

Una modificación de la estructura de las cámaras proporcionales originales (las cuales tienen separaciones del orden de los centímetros) nos permiten la eliminación de regiones de campo débil en el plano central, como se muestra en las figuras 4.6a y 4.6b. Los alambres del ánodo están alternados con otros alambres (los cuales

son llamados alambres de campo) que tienen un potencial negativo con respecto al ánodo, de esta forma refuerzan el campo eléctrico en la región. Cabe aclarar que, si la separación entre ánodo y ánodo es menor o igual a 4 mm, el campo eléctrico será suficiente como para no necesitar el reforzamiento que le da el alambre de campo.

La mayor limitación de las estructuras representadas en las figuras 4.6 esta en el hecho de que, para obtener un campo de deriva relativamente uniforme, la razón de la longitud de la abertura (espacio entre ánodo y cátodo) al espaciamiento (espacio entre ánodo y alambre de campo) tiene que ser mantenida cercana a la unidad (ref. 12).

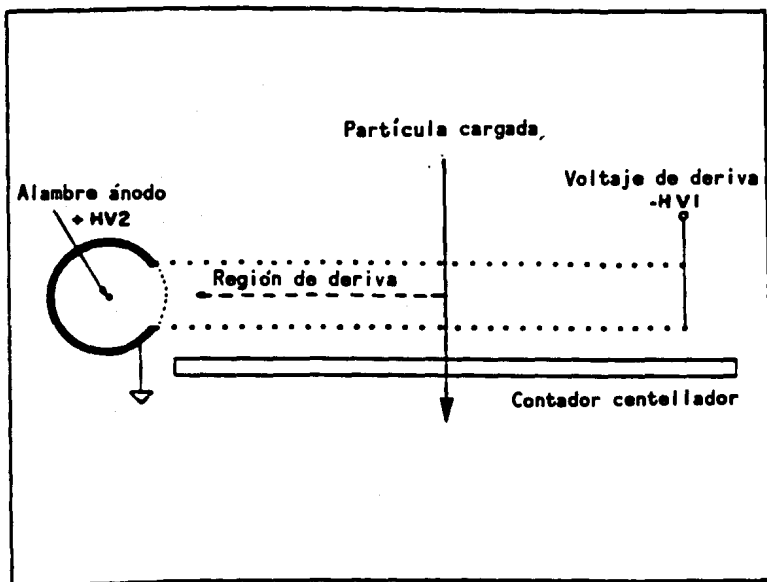


Figura 4.5

Principio de operación de una celda sencilla (es el cilindro imaginario de algunas micras de radio , que está alrededor del del alambre ánodo) , la cual forma parte de una cámara multialámbrica de deriva. Un conjunto de alambres cátodo, con potencial (-HV1) apropiado , genera en el espacio de deriva una región de campo uniforme . Los electrones producidos por la ionización emigran hasta la celda , donde ocurre la avalancha de los electrones hacia el ánodo . La coordenada es entonces proporcional al tiempo de deriva (el tiempo de referencia t_0 está dado por un contador centellador externo a la cámara).

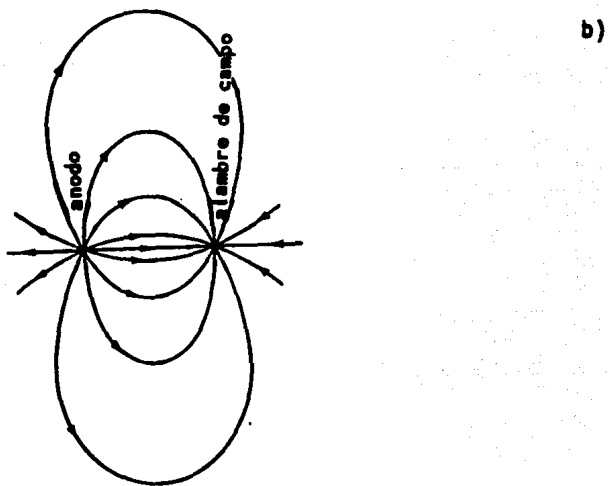
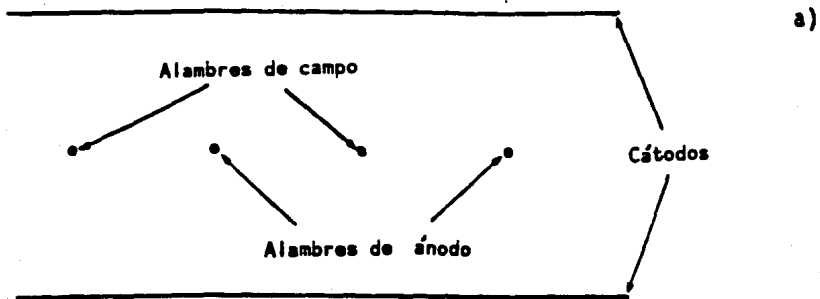


Figura 4.6 Principio de las cámaras multilámbricas de deriva con planos de cátodos uniformes : (a) geometría básica y (b) las líneas equipotenciales .

4.3 Correlación espacio-tiempo y precisión intrínseca.

La precisión máxima que se puede obtener en una cámara de deriva depende tanto del buen conocimiento de la relación espacio-tiempo como de las propiedades de difusión de los electrones en los gases.

Se han obtenido resultados muy buenos en términos de estabilidad de operación y reproducibilidad combinando las buenas características del campo eléctrico de la estructura formada en la figura 4.6 y la velocidad de deriva saturada obtenida en mezclas de gases seleccionadas.

La inspección de la figura 3.7 muestra, por ejemplo que en una mezcla de argón-isobutano 70%-30%, la velocidad de deriva de los electrones es aproximadamente constante en campos que exceden 1 KV/cm. Si se diseña una cámara de tal manera como para evitar las regiones de campo más bajo que el valor seleccionado, la sensibilidad de la respuesta a la variación de campo local se reduce grandemente.

Una manera simple de medir la relación espacio-tiempo en una cámara de deriva es grabar su espectro de tiempo de un haz uniformemente distribuido.

De hecho,

$$dN/dt = dN/ds \quad ds/dt = k w(t) \quad .$$

Por consiguiente, el espectro de tiempo representa la velocidad de deriva como una función del tiempo de deriva, y su integral la relación espacio-tiempo .

Obviamente, la limitación del método está en la precisión con la cual un haz uniforme puede ser producido sobre una gran superficie.

Para un haz inclinado en el plano perpendicular a los alambres, la correlación se modifica por el hecho de que los electrones, teniendo los tiempos más cortos de deriva no son aquéllos producidos en el

plano medio de la celda de deriva. Sin embargo, una aproximación a dos líneas rectas es posible para la medida, bajo la suposición de que la distancia más corta a una trayectoria inclinada es radial alrededor de los alambres del ánodo y sigue más allá de los planos de cátodo.

Cuando ha ocurrido un evento de ionización, transcurre cierto tiempo entre que se produce la avalancha y se genera la corriente en el ánodo. Durante este intervalo el ánodo sensible no puede detectar otro evento. A este tiempo en que el ánodo está ocupado se le denomina tiempo muerto. Esto es muy importante porque de esto depende del número de eventos que un detector puede registrar. A continuación se muestra una tabla comparando en este sentido a varios detectores.

Tipo de detector	Precisión	Tiempo de resolución	Tiempo muerto
Cámara de burbujas	$\approx 10 \mu\text{m}$ a $150 \mu\text{m}$	≈ 1 mseg	$\approx 1/20$ seg
Cámara de vapor	$\approx 300 \mu\text{m}$	$\approx 2 \mu\text{seg}$	≈ 100 mseg
Cámara proporcional	$\approx 300 \mu\text{m}$	≈ 50 nseg	≈ 200 nseg
Cámara de deriva	≈ 50 a $300 \mu\text{m}$	≈ 2 nseg	≈ 100 nseg
Centellador	----	≈ 150 pseg	≈ 10 nseg

4.4 Estabilidad de operación y comportamiento en campos magnéticos.

Para hacer uso de las precisiones seleccionadas en una medida real, uno tiene, por supuesto, que conocer precisamente la correlación espacio-tiempo o la velocidad de deriva $w = w(t)$. Para una cámara de geometría dada, los factores que más pueden influenciar la velocidad de deriva son: la amplitud y la dirección del campo eléctrico, la presión atmosférica, la composición y temperatura del gas, la presencia de factores externos que modifiquen las propiedades de deriva (arreglos de campos eléctricos o campos magnéticos), y las imperfecciones mecánicas. Aunque es posible, en principio, tomar todos estos factores en cuenta por calibración apropiada o monitoreo, para un sistema real es más razonable crear límites definidos a las variaciones tolerables, como una función de la precisión final deseada. El seleccionar un gas donde la velocidad de deriva puede ser saturada fácilmente (o sea que los electrones alcanzan una velocidad límite) hace decrecer la dependencia que se tiene de un campo eléctrico fuerte. Aparece también que para varios gases y mezclas de gases la dependencia en la temperatura de w se reduce en campos elevados. También, la presencia de un campo magnético perpendicular a la dirección de deriva, modifica tanto la velocidad de deriva como el ángulo de los electrones. En algunos casos esto puede ser un factor perturbante si una cámara está situada muy cerca de las líneas de fuerza de un campo, en otros casos la instalación y operación apropiada dentro de un imán es deseada. Se han estudiado varias estructuras que permiten el uso de una cámara de deriva en campos magnéticos fuertes. La figura 4.7, por ejemplo, muestra las trayectorias calculadas de electrones en una estructura similar a la de la figura 4.6, con valores altos del campo magnético (ref. 13).

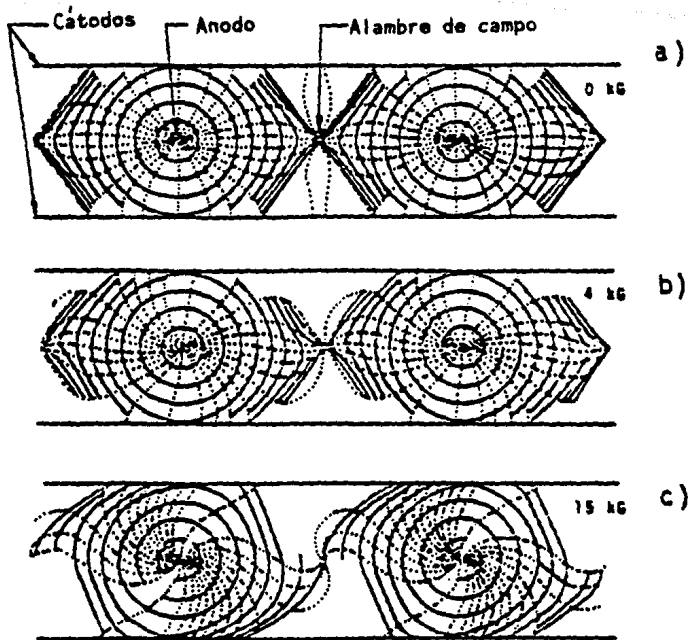


Figura 4.7 Cálculo de las trayectorias seguidas por un electrón en un campo magnético , para una cámara igual al de la figura 4.2 . La figura se muestra para varios valores de campo , el cual es paralelo a los alambres .

5.- Descripción de las Cámaras del E-690 y Otras Aplicaciones.

5.1 Descripción general del detector de altas energías del E-690.

El espectrómetro de multipartículas del E-690 está diseñado para medir completamente interacciones hadrónicas de alta multiplicidad a razones de interacción grandes.

Todos los elementos del detector están altamente segmentados para proveer medidas no ambiguas en un ambiente de alta multiplicidad (a lo más 20 partículas cargadas) teniendo un rápido tiempo de recuperación para manipular razones de interacción grandes (del orden de varios Mhz). El sistema de cámara de deriva mide las trayectorias de las partículas sobre un intervalo angular amplio, ± 500 mrad en el laboratorio, y sobre un intervalo amplio de momentos, 0.15 GeV/c a 15 GeV/c, dentro de un campo magnético no uniforme (ref. 14).

De un conocimiento del campo podemos reconstruir las posiciones (trayectorias) y momentos de las partículas en cualquier punto del detector.

Contadores hodoscopios (son centelladores que cubren una gran área del espectrómetro) y un contador Cerenkov proveen identificación directa de la partícula sobre la mayor parte del intervalo de momentos, así que junto con las restricciones del evento global (conservación de bariones, conservación de la extrañeza, conservación de la energía y momento), todas las partículas pueden ser identificadas de manera única. Un dibujo en perspectiva del detector completo se muestra en la figura 5.1. Seis cámaras de deriva, con aperturas que varían desde 45.7 cm x 76.2 cm a 122 cm x 182.8 cm, ayudan en la reconstrucción de las trayectorias de las partículas cargadas dentro del campo magnético cuya magnitud va desde 2 KG (KG=KiloGauss) a 10 KG y provee un momento transversal de 350 MeV/c. A nueve pulgadas antes de la primera cámara

de deriva se encuentra un tubo de 30.5 cm de largo que contiene el blanco de hidrógeno líquido con el cual va a interactuar el haz de protones . Este tubo esta rodeado por 12 contadores tipo veto (son contadores de centelladores de Pb que van a vetar todo evento no deseado que salga del blanco).

Un contador de centelleo líquido entre el blanco y la primera cámara de deriva es usado como disparador de interacción primaria, mientras los dos contadores hodoscopios de centelleo, uno localizado cerca del centro del campo magnético y el otro localizado en la parte trasera del imán del espectrómetro, suministran el disparo y las medidas de tiempo de vuelo para identificación de partículas.

La localización de todos estos elementos, junto con un perfil de la componente principal (vertical) del campo magnético a lo largo del eje del haz, se muestra esquemáticamente en la figura 5.2. La fotografía 3 (apéndice A2) muestra una vista del espectrómetro.

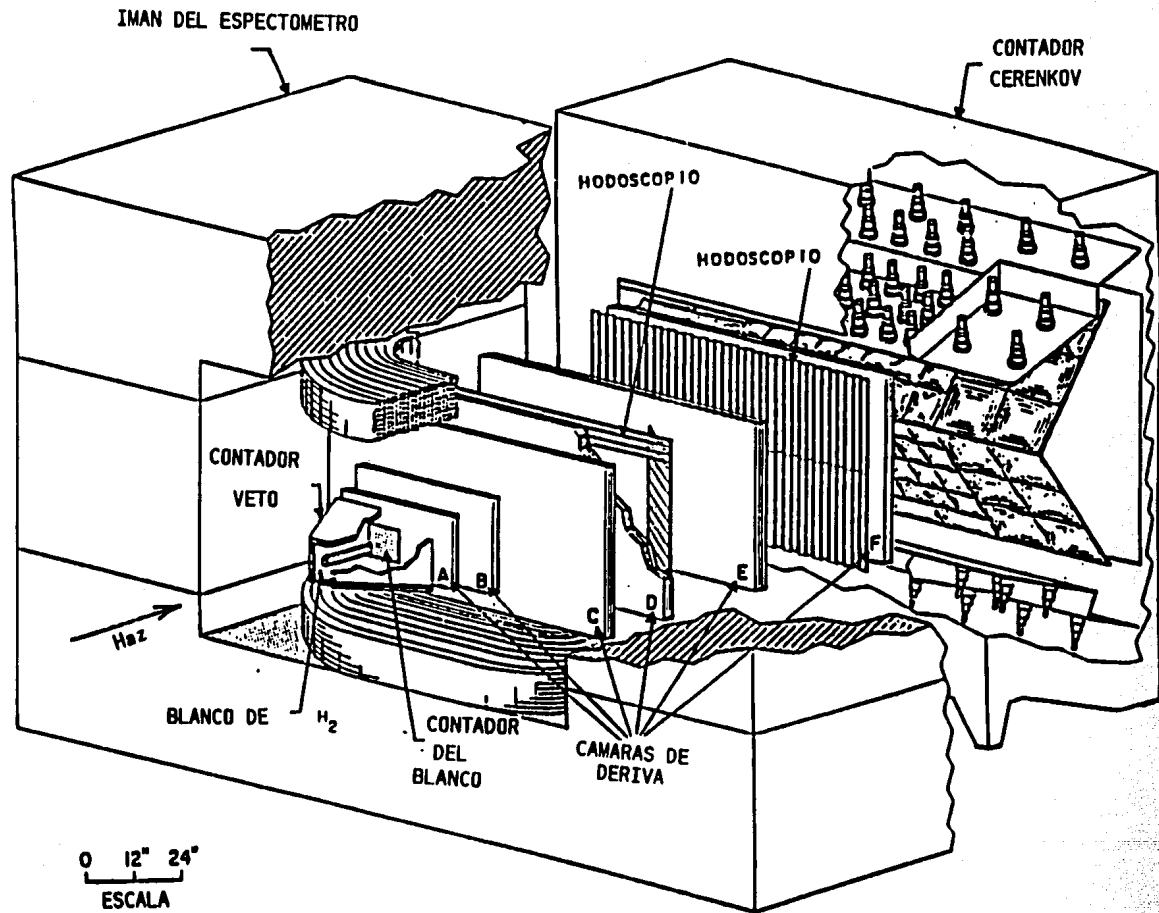


Figura 5.1 El espectrómetro del E-690

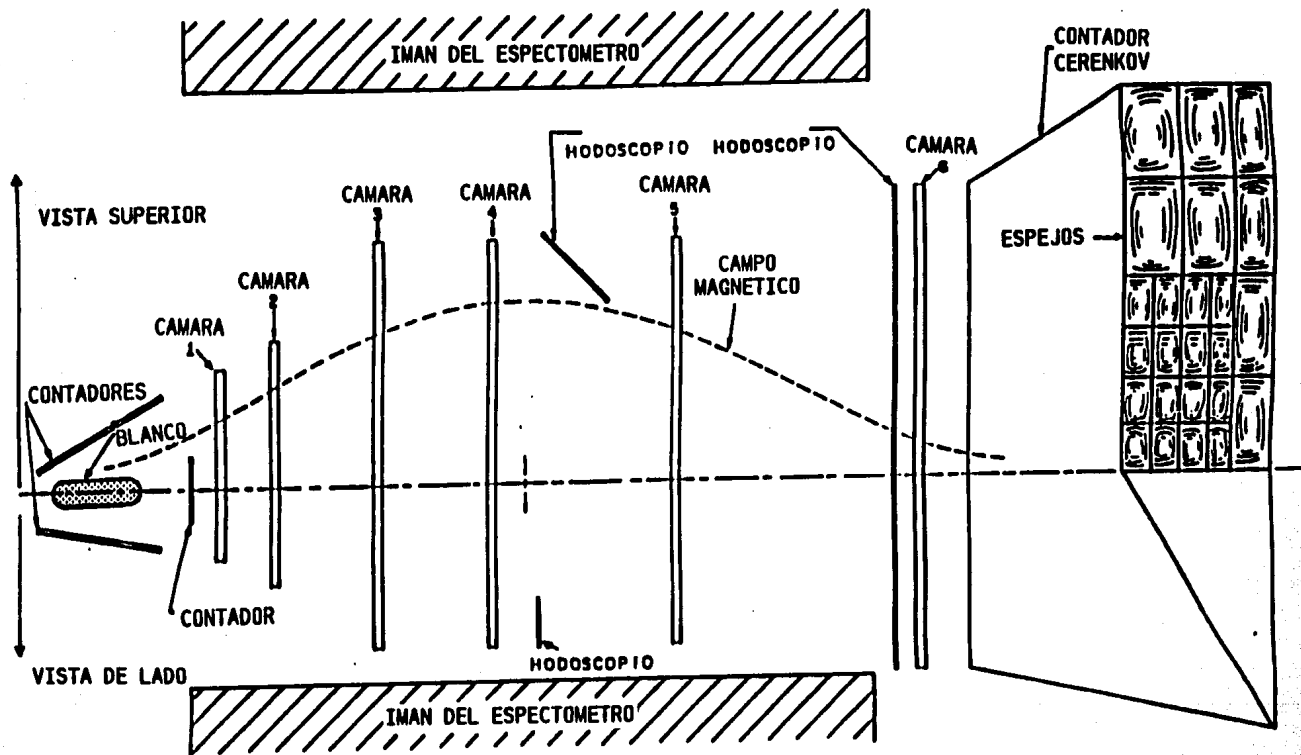


Figura 5.2 En este esquema se muestran dos vistas del detector. La vista de arriba está representada del centro de la línea hacia arriba. La vista de lado es la del centro de la línea hacia abajo. La escala es 1:17 aproximadamente.

5.2 Diseño de las cámaras de deriva del E-690.

Central para el programa del experimento es la medida del momento de las partículas en el punto de su producción, ya sea en una colisión o en un decaimiento. Esto se logra analizando las trayectorias de partículas cargadas a través de un campo magnético con una serie de δ cámaras de deriva. El punto en el cual una partícula cargada intersecta un plano de alambres (que está perpendicular a la dirección del haz) es detectado por la ionización de partículas en el gas de la cámara, dando una serie de medidas unidimensionales de la posición a lo largo de la trayectoria. Cada cámara tiene cuatro planos sensores (ánodos), cada plano en ángulo diferente ($\pm 21.60^\circ$ y $\pm 7.93^\circ$ respecto de la vertical). Los ángulos están más cercanos a la vertical, debido a que es la dirección de la principal componente del campo magnético. Todos los planos contribuyen a una medida de la curvatura de la trayectoria y así al momento de la partícula (ref. 14). Las cámaras tienen una respuesta rápida y un tiempo muerto muy pequeño. Una señal típica de una cámara de deriva, observada después del preamplificador está bajo los 30 ns, de base a base. La señal de una celda de deriva (la celda es el volumen alrededor del alambre donde se forma la avalancha electrónica, tal como se vió en la figura 4.5) para la cámara δ (la cual es la cámara más grande del experimento) tiene aproximadamente 35 ns de ancho (ref. 14).

El sistema principal del experimento consiste de δ cámaras de deriva separadas, conteniendo cada cámara once planos de alambres: cuatro de ellos son los ánodos (cada plano con un ángulo diferente), cinco planos de cátodos, y un plano base en cada lado para proveer una jaula de Faraday, y con esto una mejor estabilidad electrostática. Los planos del cátodo son mantenidos a alto voltaje negativo, de aproximadamente

- 2 kilovolts. Las señales son leídas desde los alambres del ánodo. El sistema entero tiene aproximadamente 67000 alambres, de los cuales 11264 están instrumentados. Las tablas 5.1 y 5.2 dan las constantes geométricas de las cámaras y la tabla 5.3, algunas características de operación. Los planos de alambres están soportados por marcos de fibra de vidrio (fig. 5.3) G-10 (el G-10 es la característica de esa fibra de vidrio), los que a su vez están soportados por pasadores de acero inoxidable montados en marcos rígidos de aluminio. El G-10 (fig. 5.4) usado en los marcos de soporte tiene precisamente un espesor de 0.128 pulg. (3.25mm), el cual determina el espaciamiento ánodo a cátodo. Cada marco está formado de cuatro tiras de G-10, destinadas a proveer sobreposición de las juntas. Las anchuras de estos marcos varían de cámara a cámara, con una anchura mínima de 6.35 cm y una anchura máxima de 19 cm. Los detalles de construcción del plano se muestran en la figura 5.4. Cada plano de alambre fué construido enrollando primero alambres de tungsteno plateados con oro sobre un marco de aluminio y entonces transfiriendo el enrollamiento a un marco G-10. Los alambres se pegan en la arista interior del marco con un adhesivo estructural y se sueldan en la arista exterior para soldarlos sobre la tabletas de kapton flexible de los circuitos impresos ligados con adhesivo acrílico. Una fina cubierta de una resina soluble de acetona protege físicamente los alambres entre el pegamento y la junta de la soldadura (ref.14). Los alambres del ánodo están conectados normalmente a tierra a través de una resistencia de 100 ohms en el preamplificador, pero además, una película de epoxy resistiva, con 10^6 ohms de resistencia de alambre a alambre, provee tierra eléctrica para los alambres que no están instrumentados o de otro modo tendrían sus conexiones a tierra rotas. La precisión en el espaciamiento de los alambres fue medida de manera independiente por la siguiente técnica. Un embobinado (un plano

de alambres de ánodo montado sobre el marco de la embobinadora) fue transferido y pegado a una placa de vidrio, y se hizo un negativo de los alambres en dicha placa. El espaciamiento en los alambres de ánodo del negativo fué medido por una máquina proyectora de película con una capacidad de precisión de .0001 pulg. (2.5 μ m). Los resultados se muestran en la figura 5.5 (ref. 14).

Los planos del cátodo fueron hechos con alambre de aluminio de diámetro de 0.004 pulg. (100 μ m), con un espaciamiento de 1/24 pulg. (1.06 mm) y una tensión nominal de 0.33 lbs. (150 g) en todos los casos. Los alambres se pegaron a los marcos del G-10 con adhesivo estructural y la conexión eléctrica de alto voltaje fué hecha estirando los alambres y pegándolos con epoxy resistivo (figura 5.6). Hay dos ventajas en este método: primero, todos los alambres están eléctricamente aislados de los otros por 10^6 ohms, protegiéndose contra el rompimiento de los alambres en caso de una chispa, y segundo, todas las conexiones de alto voltaje pueden ser selladas de la atmósfera exterior, eliminando altas corrientes de d.c. debido a la humedad.

La tensión en los alambres se mide colocando un imán largo cerca de los alambres y creando una pequeña corriente alterna de frecuencia variable a través del alambre. Las resonancias de los alambres pueden entonces ser detectadas y la tensión puede ser calculada de la ecuación, $T = Kf_3^2$, donde T es la tensión, f_3 es la frecuencia del tercer tercer armónico, y K es una constante empírica determinada (ref. 15). Los planos de tierra son devanados con alambre de aluminio de 0.1mm de diámetro, con un espaciamiento entre alambres igual al espaciamiento entre alambres del ánodo. Un plano de tierra está pegado con epoxy resistivo directamente al marco de aluminio de la cámara; el otro plano de tierra está pegado con epoxy resistivo entre un marco G-10 y un marco de aluminio. En 3 de las 6 cámaras, los planos de tierra están

ligados a las ventanas de las cámaras (las ventanas son de 0.05 mm de kaptón). Como las ventanas se arquean hacia afuera por la operación (alrededor de 19.05 mm de deflexión máxima), ellas jalan los alambres de los planos de tierra hacia afuera una cantidad suficiente para dar la configuración electrostática apropiada.

Los marcos G-10 y el marco de aluminio están colocados sobre el marco de la cámara como se muestra en la figura 5.7. Un sello para gas es hecho por una espuma comprimida alrededor de la arista exterior de los de los marcos de G-10, y las conexiones de gas son hechas sobre el marco de la cámara. Las señales de los ánodos son leídas a lo largo de la parte superior e inferior de cada cámara, a través de circuitos impresos flexibles (kaptón).

Las cámaras 1 a 5 están soportadas por un carro móvil, el cual rueda en el imán del espectrómetro sobre rieles unidos al imán. Mientras se toman datos el carro en sí mismo está unido al imán. Cada cámara de deriva está separada de la cámara de deriva precedente por una cámara de helio de la misma apertura. Estas cámaras de helio están en marcos rígidos de aluminio los cuales proveen mayor soporte estructural para el montaje del carro. Así, se asegura que todos los planos de alambre están paralelos y correctamente alineados. Cuando son ensamblados, el carro, las cámaras de deriva y las cámaras de helio forman un objeto mecánicamente rígido. La cámara 6 está montada en el contador Cerenkov, el cual también rueda. Además, el recipiente del hidrógeno (el blanco) está ligado al frente de la cámara 1. Es así que todos los elementos de los detectores están rígidamente ligados al imán del espectrómetro mientras se toman datos. El ensamble es hecho de tal manera, que si, por ejemplo se rompe un alambre de una cámara de deriva durante la toma de datos, dicha cámara puede ser removida, desmontada, reparada, y reinstalada en aproximadamente dos días.

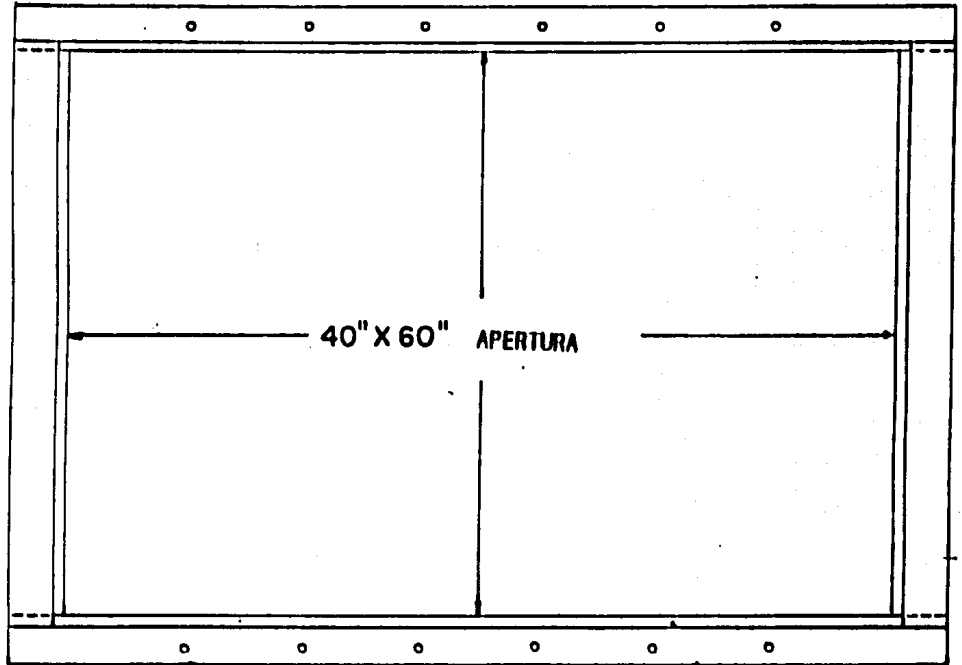


Figura 5.3 EL Soporte de fibra de vidrio para los planos de las cámaras 3 a 5 .

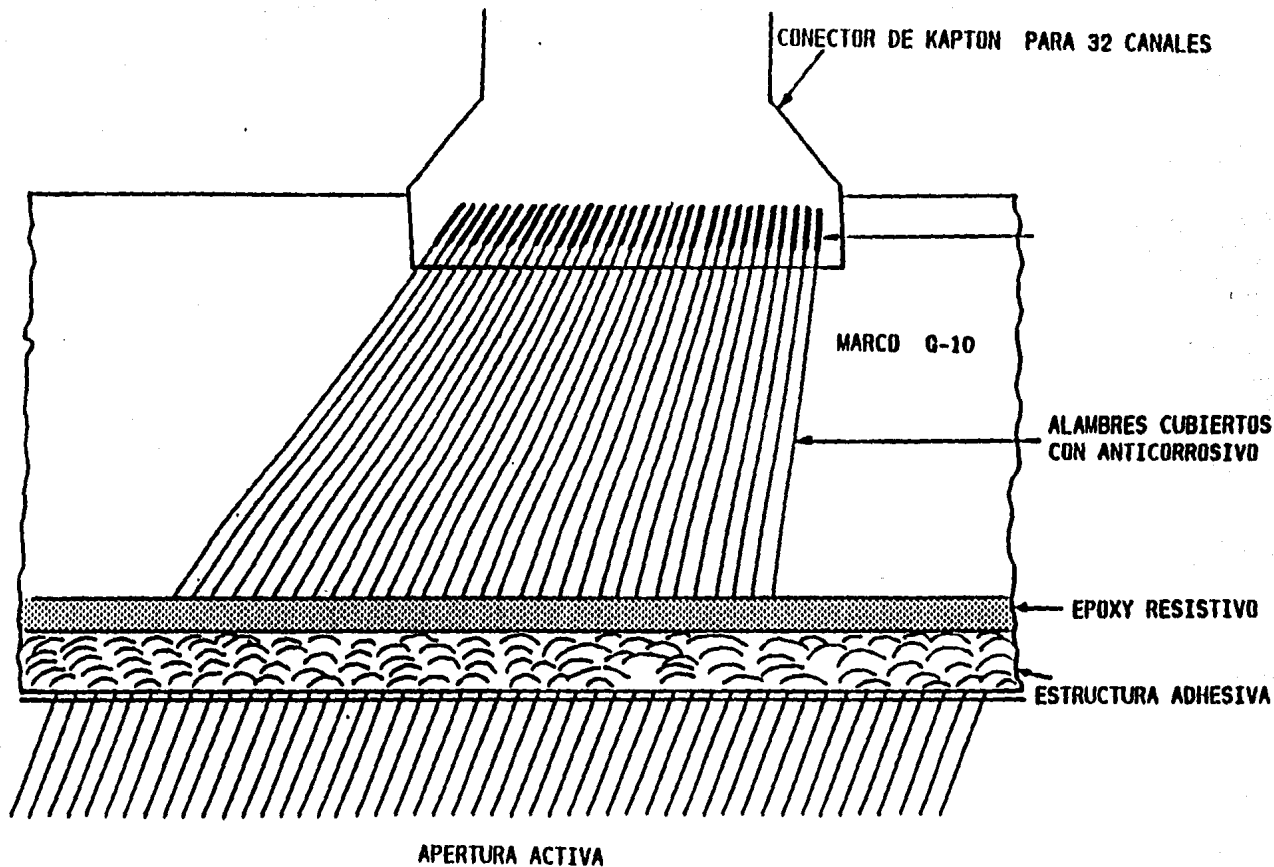


Figura 5.4 Detalle del plano de los ánodos para las cámaras 3 a 5 .

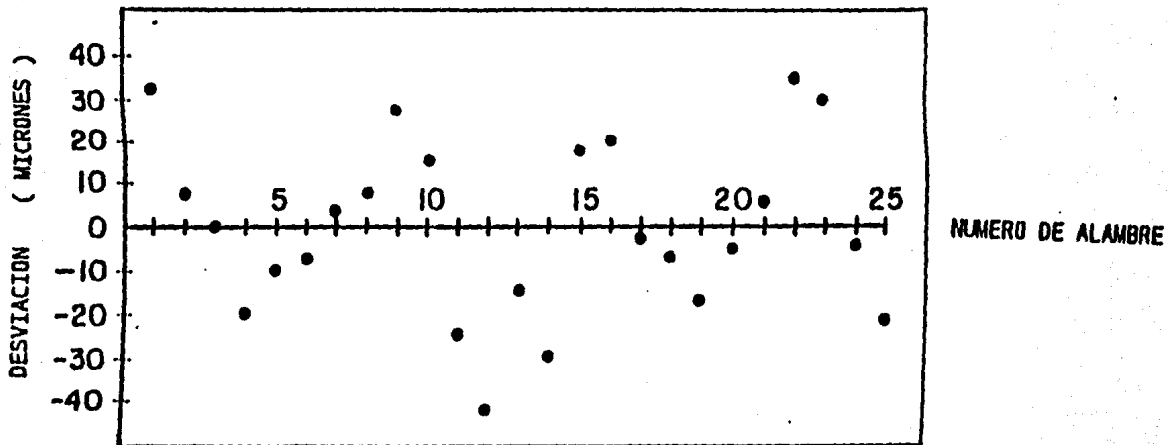


Figura 5.5 Precisión en el espaciamiento de los alambres del ánodo. La desviación es la diferencia entre la localización real y la localización predicha.

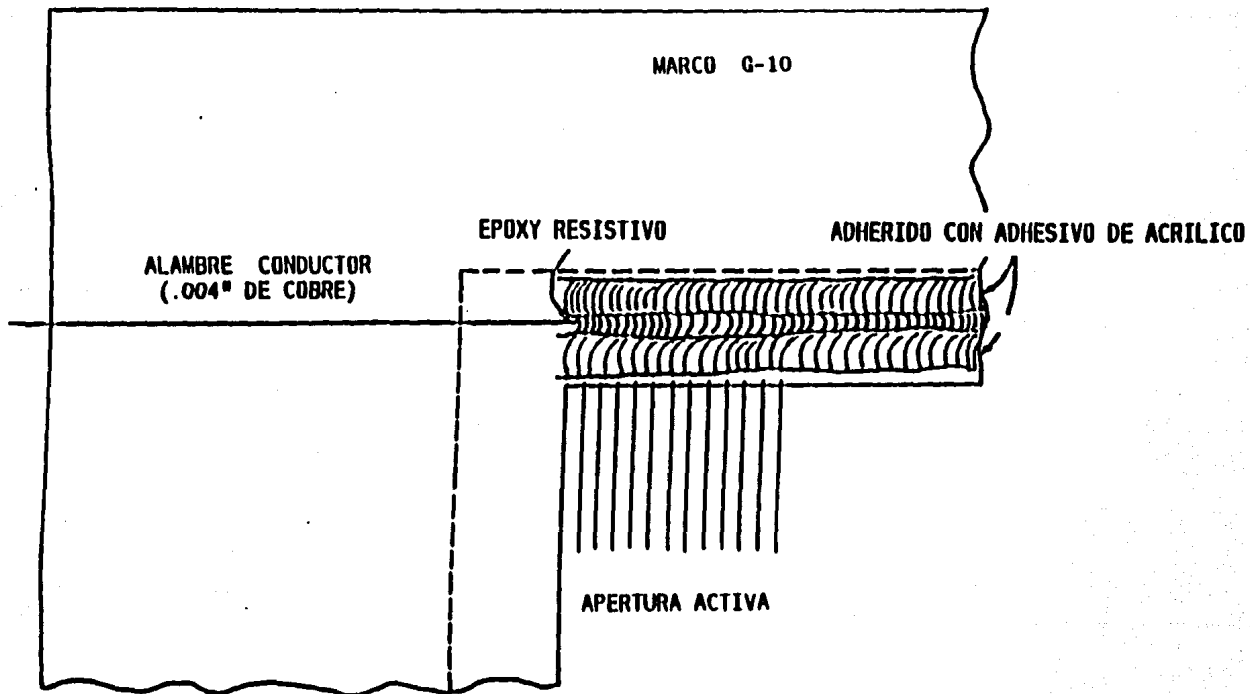


Figura 5.6 Detalle del plano de los cátodos para las cámaras 3 a 5 .

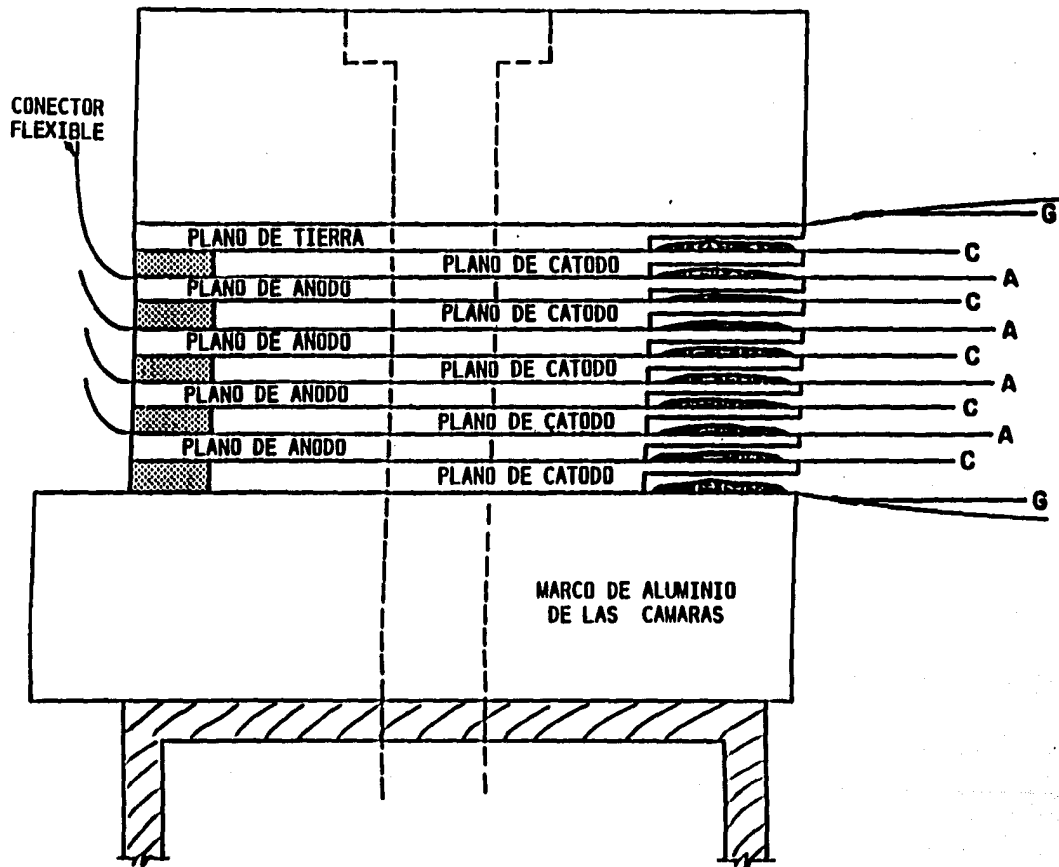


Figura 5.7 Planos de las cámara de deriva vistos de lado .

Cámara	Espacio entre ánodo y cátodo (in.)	Diam. alambre ánodo (in.)	Espacio ánodo a ánodo (in.)	Apertura x (in.)	Apertura y (in.)	Tensión ánodo (grams)	# de alambres instrumentados
1	.128	.0008	.078125	30	18	65	1536
2	.128	.0008	.078125	36	24	65	1920
3	.128	.001	.125	60	40	90	1920
4	.128	.001	.125	60	40	90	1920
5	.128	.001	.125	60	40	90	1920
6	.128	.001	.1375	72	48	90	2048

Tabla 5.1 Constantes de las cámaras de deriva .

Piano de anodos	CAMARA	Coordenada-z el centro del imán=0 (in.)	Angulo del plano (grados)	# de alambres instrumentados
1	1	-39.71	21.60	384
2	1	-39.91	7.93	384
3	1	-39.45	- 7.93	384
4	1	-38.93	-21.60	384
5	2	-32.41	21.60	480
6	2	-31.89	7.93	480
7	2	-32.67	- 7.93	480
8	2	-32.15	-21.60	480
9	3	-19.79	21.60	448
10	3	-19.27	7.93	512
11	3	-19.53	- 7.93	512
12	3	-19.01	-21.60	448
13	4	- 4.90	21.60	448
14	4	- 4.42	7.93	512
15	4	- 4.68	- 7.93	512
16	4	- 4.16	-21.60	448
17	5	18.53	21.60	448
18	5	19.05	7.93	512
19	5	18.79	- 7.93	512
20	5	19.31	-21.60	448
21	6	49.87	21.60	512
22	6	49.61	7.93	512
23	6	49.35	- 7.93	512
24	6	49.09	-21.60	512

Tabla 5.2 Constantes del piano de ánodos .

Cámara	Promedio de eficiencia trayectorias simples	Promedio de eficiencia eventos multi-hadron	Alto voltaje (KV)	Voltaje umbral del discriminador (volts)	TDC gate ancho (nseg.)	Corriente DC @ .5 Mhz Razón de interacción (nA)
1	.998	.988	-2.45	1.5	50	~ 10
2	.998	.989	-2.45	1.8	50	~ 10
3	.995	.988	-2.10	2.1	50	~ 10
4	.993	.986	-2.10	1.9	50	~ 10
5	.990	.988	-2.10	1.9	50	~ 10
6	.981	.986	-2.07	1.9	60	~ 10

Tabla 5.3 Características de operación de las cámaras de deriva

5.3 Descripción de la electrónica de las cámaras

Las señales de las cámaras de deriva, amplificadas y discriminadas para producir un pulso estandarizado, son convertidas a una representación digital del número de alambres y de los tiempos de deriva, siendo almacenada la información en cintas de datos. La figura 5.8 muestra la trayectoria de la señal desde los alambres del ánodo hasta la lectura de los datos de salida en los buffers. El procesamiento de la señal involucra una secuencia de tres tablillas: un preamplificador, un amplificador-discriminador, y un convertidor de tiempo-a-digital (TDC). A través del sistema, se han enfatizado una buena eficiencia de detección y un tiempo muerto bajo (ref. 16).

Los preamplificadores están montados en el marco de la cámara para así reducir el ruido. Dicho preamplificador también forma la señal cortando la cola (en la figura 5.9 se muestra la diferencia al usar este circuito), para evitar que se encimen los pulsos, además de que amplifica la señal.

En el discriminador la señal es amplificada hasta llevarla al punto de saturación, así de esta manera estandariza la señal (a digital) y la envía al TDC en push - pull vía un cable de 200 pies (61 metros).

Como con los preamplificadores y los discriminadores, hay un canal de TDC para cada ánodo de la cámara de deriva. Cada canal graba la presencia de una señal durante la compuerta (gate) de TDC (un periodo correspondiente a un tiempo de deriva máximo en las cámaras), y almacena el tiempo de señal de arribo relativo en el comienzo de la compuerta. El TDC digitaliza rápidamente; toda la digitalización está completa al final de la compuerta y disponible para lectura.

Solamente los canales con una sola señal son leídos, un canal cada 50ns. Un esquema del circuito preamplificador es mostrado en la figura 5.10.

Un circuito de dos transistores discretos aísla los alambres ánodicos, terminando éste (la carga del circuito) en 100 ohms y proveyendo una señal de voltaje a un filtro tri-polar, el cual reduce la cola del pulso de la cámara. El receptor de línea ECL 10116 (un amplificador diferencial con salidas complementarias que saturan los niveles ECL), tiene una ganancia pequeña, la diferencia en las salidas son cerca de 5 veces la señal de entrada, incluyendo el efecto de una terminación (50 ohms en cada par).

Un esquema del circuito del amplificador/discriminador es mostrado también en la figura 5.9. La señal preamplificada es amplificada alrededor de 40 veces en el amplificador/discriminador por una serie de dos receptores de línea (un 10116 y un 10115), con retroalimentación para mantener el nivel de dc de la entrada. Un tercer 10115 compara las señales con un voltaje de umbral que es ajustable cámara por cámara.

A la salida de esta comparación el reloj se activa para producir un pulso de salida al discriminador con anchuras que varían con el canal desde 20 ns a 35 ns. La salida es enviada en forma de push-pull al TDC. Los cables que transportan la señal hasta el TDC están acoplados capacitivamente a los receptores de línea diferenciales ECL, los cuales restauran los pulsos de salida del discriminador a niveles ECL. La presencia de este pulso durante el tiempo de la compuerta crea una activación, indicando cuál canal tiene una señal. Un código Gray (es un codificador de números binarios que tiene la ventaja de que cuando va del número n al $n+1$ sólo cambia un dígito) es generado separadamente sobre cada tarjeta con 32 bits de tiempo de 2.5 ns cada uno. El reloj del código Gray es ajustado a estar entre ± 0.12 ns de este valor.

Al final de la compuerta, todos los tiempos están disponibles para lectura bajo el control de una tablilla "segmentadora" (una por plano). La figura 5.10 muestra la configuración de lectura TDC.

Un pulso de " inicio de lectura " comunicado al panel frontal de un segmentador inicia la lectura activando un reloj de 50 ns de lectura. Con cada tick del reloj se lee un canal de información. Si hubo señal en el canal leído, la información se almacena en una palabra de 16 bits que contiene: una dirección de canal, una dirección de tarjeta, un tiempo de deriva y un ultimo bit añadido por el segmentador al final de los datos. Si no hubo datos en ese canal ésta es la unica información contenida en la palabra. Las palabras leídas se almacenan en un buffer hasta que todos los canales que están en un plano han sido leídos (figura 5.8).

Un sistema de interfaz, accedido vía el sistema de transporte, puede seleccionar una tarjeta o un plano en particular y enviar a leer, recesar , o examinar los modos de comando vía un cable de control que está desactivado para todos los segmentadores .

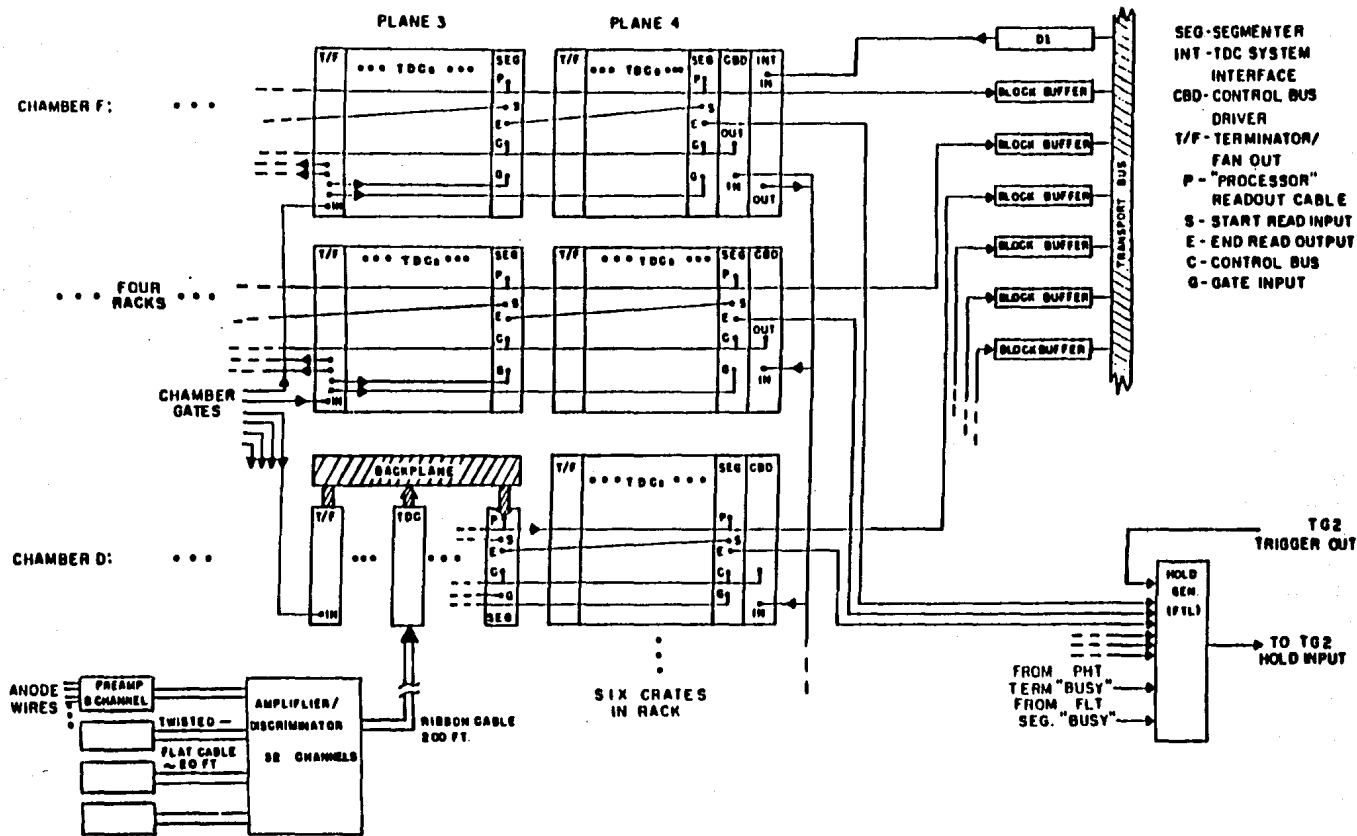


Figura 5.8 Diagrama a bloques de la trayectoria de la señal por las diferentes tablas que pasa. En primer lugar vemos que la señal sale del alambre y entra a los preamplificador, luego al discriminador, y siguiendole el TDC, así hasta llegar a los buffers.

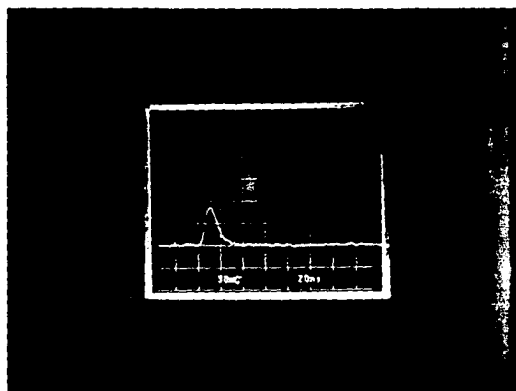
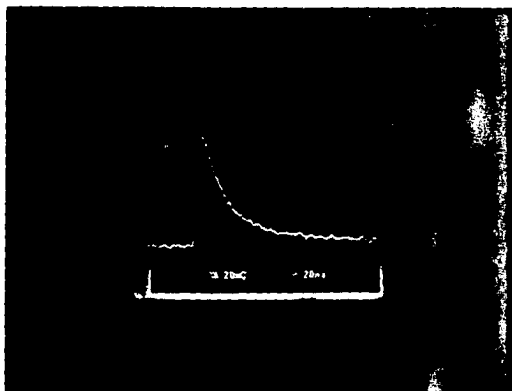
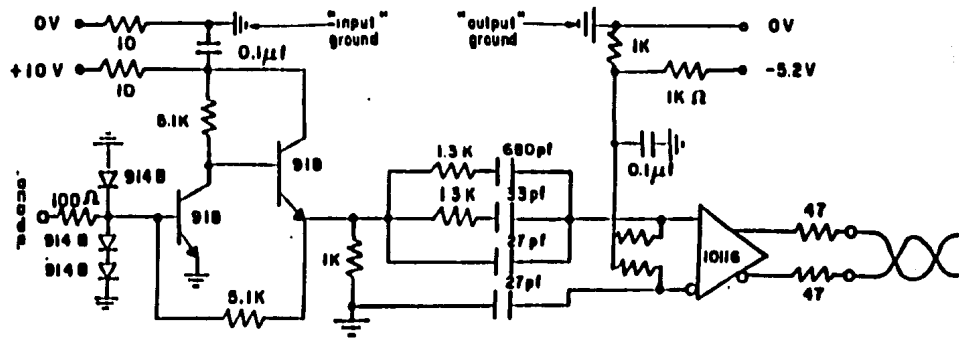
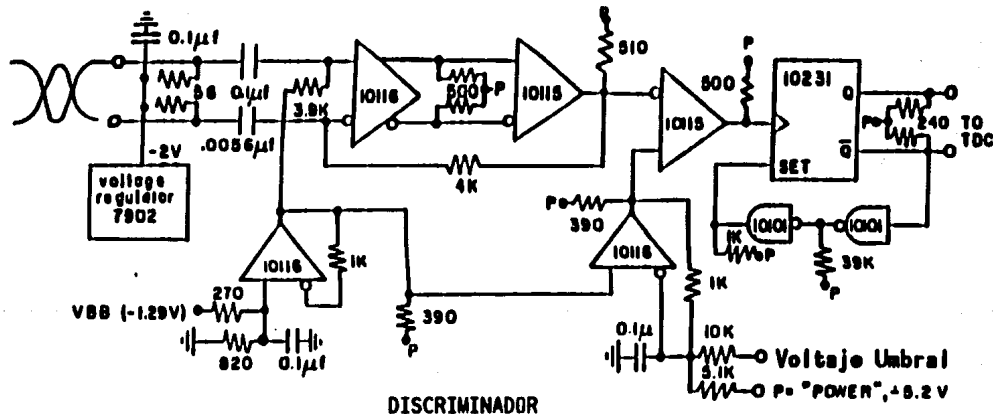


Figura 5.9

Estas son fotografías de la pantalla del osciloscopio durante el funcionamiento de las cámaras de deriva del experimento con fotones de una fuente radiactiva. En la parte superior se muestra la señal tal como se extrae del ánodo. Vemos que tiene una cola muy pronunciada. En la parte inferior se muestra la misma señal, pero después de pasar por el filtro, se puede ver que la cola prácticamente fue recortada.



PREAMPLIFICADOR



DISCRIMINADOR

Figura 5.10 En la parte superior se muestra el circuito preamplificador. Y en la parte inferior podemos ver lo que es el circuito amplificador / discriminador .

5.5 Otras aplicaciones de las cámaras multialámbricas.

En las secciones anteriores de este capítulo hemos visto en forma general el detector del experimento E-690, donde se describe la aplicación de las cámaras a la rama de la física de las altas energías, en el estudio de nuevas partículas elementales o para encontrar las características de ellas como, su masa, su carga, su espín, etc. Pero por supuesto no son todas las aplicaciones que se le pudieran dar a las cámaras. Con un poco de imaginación podríamos ver que si logran detectar fotones en un intervalo amplio de frecuencias y partículas cargadas, podrían ser ocupadas para las siguientes aplicaciones científicas .

Astronomía

En esta rama de la ciencia el gran detector es el telescopio óptico y cada vez se hacen más y más grandes para poder captar la mayor cantidad de luz, pero está limitado a sólo ver la luz visible. Una cámara multialámbrica es capaz de ver un fotón de luz y así poder amplificar la señal recibida de estrellas con intensidad muy débil. También una cámara puede captar fotones fuera de la región visible como ondas de radio o rayos-x, y esencialmente la aplicación de mayor interés de las cámaras en esta rama sería detectar en la región del ultra-violeta, la cual es muy difícil de detectar y como sabemos existen algunas estrellas que emiten este tipo de radiación. Esto hace a la cámara ser más versátil que el telescopio óptico.

Cristalografía

En esta área de las ciencias el principal detector que se utiliza para analizar muestras es la película, que es velada con rayos-x. Se ve inmediatamente la gran ventaja que trae el uso de una cámara

multialámbrica en este campo, pues se podría tener una mayor resolución usando la cámara que usando película radiográfica. Además, se podría manejar un número mayor de muestras, con una menor cantidad de radiación se podría obtener una mejor calidad de imagen, además de que no se tendría la necesidad de un microscopio para tomar imágenes de objetos del orden de las micras, como sería una partícula de polvo, microcristales, proteínas u otros cristales biológicos.

Medicina

Creo que esta sería la rama más importante (desde el punto de vista humano) en la que se pueden utilizar las cámaras. Sabemos perfectamente que hoy en día un médico para saber el estado de salud de un paciente, tiene el recurso de la radiografía (siendo la misma situación que se da en la cristalografía). Sabemos también que el exponer a un paciente a los rayos-x puede traer consecuencias graves, por el exceso de radiación a que es sometido. Es aquí donde las cámaras juegan un papel muy importante, porque al ser más sensibles que la película radiográfica misma, permite (en teoría), que con una menor exposición a los rayos-x tengamos la misma imagen que pudieramos obtener con una película. En recientes trabajos presentados en una Escuela de Detectores de Altas Energías en Brasil, un grupo de personas que trabajan para el laboratorio CERN presentaron imágenes de cámaras donde donde la cantidad de radiación utilizada era del orden de 1/20 en comparación con la toma de radiografías convencionales, teniendo una calidad bastante aceptable, además de que la técnica la siguen mejorando (ref. 17).

Podríamos seguir enumerando un mayor número de aplicaciones de las cámaras pero creo que se sale totalmente de nuestro objetivo, el cual es dar una introducción a este versátil y práctico detector .

6.- Trabajando con una cámara de deriva.

6.1 Generalidades.

El diseño y características de una cámara de deriva en particular serán discutidas en este capítulo. La cámara de deriva a discutir es una cámara pequeña que se utiliza en el experimento E-690 para obtener información acerca del haz de partículas del acelerador. La fotografía 4 (apéndice A2) muestra la cámara ubicada en el camino del haz.

Además, con esta cámara se prueban preamplificadores y discriminadores para el experimento E-690.

Del capítulo anterior podemos visualizar que una cámara multialámbrica es un detector con un amplio campo de trabajo además de que no es un equipo muy caro comparado con otro tipo de detectores. El grupo de física experimental de altas energías de la Universidad de Guanajuato (en el cual yo colaboro) pudo armar una cámara multialámbrica capaz de entregar información sobre la posición (en dos dimensiones) de partículas ionizantes incidentes, tal que el detector, el sistema de lectura de salida, la computadora y los gases que se usan no cuestan más de 8000 dólares. Con esto se tiene un detector capaz de ver todo tipo de partículas cargadas o fotones dentro de un amplio intervalo de energía. El trabajo en este último capítulo consistirá en primer lugar, en un análisis de los resultados obtenidos al medir la eficiencia de la cámara. Después se procederá a obtener la carga total (de los electrones) de la avalancha generada por la ionización en el alambre causada por partículas de una fuente radiactiva, obteniéndose finalmente con este resultado una aproximación del número total de electrones de la avalancha. Por último se mostrarán unas trayectorias obtenidas a partir de los datos conseguidos con las cámaras grandes del experimento E-690, las trazas fueron reconstruidas por una computadora a partir de los puntos que da cada plano de las cámaras.

6.2 Descripción de la cámara y medición de su eficiencia.

Electrónica

La cámara de deriva que se usó en este trabajo es una cámara que contiene 11 planos paralelos de alambres, estando configurados de la manera siguiente. Los 2 planos exteriores de la cámara están conectados a tierra, de esta forma el interior se encuentra aislado eléctricamente del exterior (un alambre es una antena que capta señales electromagnéticas, y eso para la señal que se genera en la cámara, es ruido). Después de los planos de tierra, el que sigue es un plano de cátodo seguido de un plano de ánodos y así sucesivamente, teniéndose en total 5 cátodos y 4 ánodos (en la figura 5.7 se muestra esta configuración y en la foto 5, de A2, se muestra un plano de ánodos). Las señales producidas por la ionización se extraen vía ánodos, sirviendo los cátodos sólo para dar la formación completa del campo eléctrico, por lo tanto solo los ánodos están instrumentados, teniéndose 160 alambres/plano conectados a su respectiva electrónica. La configuración de campo eléctrico que tiene la cámara se logra poniendo un alto voltaje negativo en los cátodos y colocando los ánodos a un voltaje muy cercano (con respecto a los cátodos) al nivel de tierra. De esta forma los ánodos son positivos (atrayendo así a los electrones de la avalancha) con respecto a los cátodos . Todo esto permite procesar la señal directamente del ánodo sin que exista un capacitor de bloque (en un capacitor sólo pasan las señales variables con el tiempo, y no pasan las señales constantes en el tiempo) de d.c. (direct current). Los ánodos logran el nivel cercano a tierra por medio del preamplificador, de tal manera que entre la base (donde está conectado el alambre de ánodo a través de una resistencia de acoplamiento de 100 ohms) y el emisor (conectado a tierra) del primer

transistor (del preamplificador) hay un voltaje muy cercano a 1 volt (lo anterior puede entenderse mejor viendo la figura 5.9).

El sistema de lectura de la cámara, para obtener la información de los alambres de ánodo, es el mismo que se aplica para las cámaras del experimento E-690 (capítulo 5).

Se tiene un preamplificador que es el encargado de procesar la señal hasta dar un nivel aceptable del orden de los cientos de milivolts. A continuación se encuentra el discriminador (esta tarjeta toma su nombre del hecho de que sirve para discriminar entre la señal y el ruido) que va a permitir el paso a aquellas señales que tengan un nivel mínimo de voltaje de umbral, de manera que toda señal por debajo de ese mínimo será desechada.

Después de que la señal ha logrado pasar estas 2 etapas, se medirá la diferencia de tiempos entre la señal de un centellador que se encuentra antes de la cámara y el momento en que se genera la señal (ver fotografía 6 del apéndice A2 donde se muestra esta configuración) del alambre por donde pasó la partícula. A este circuito se le llama T-D-C (time to digital converter), porque convierte la diferencia del tiempo medido en una representación digital binaria. Si suponemos que ambos eventos (el del centellador y el de ionización en la cámara) fueron simultáneos (esto puede ser una aproximación válida porque la velocidad de la partícula en la casi totalidad de los casos es cercana a la velocidad de la luz, y el tiempo que le toma a la partícula en llegar del centellador a la cámara es muy pequeño, comparado con el tiempo en que ambos detectores sienten el evento), tenemos de esta forma una medida de la diferencia entre el tiempo t_1 en que se produjo la ionización y el tiempo t_2 en que el alambre más cercano a la ionización sintió el evento. Por otro lado si se conoce el campo eléctrico (en la parte 4.1 se menciona cómo obtenerse), el tipo de gas

con que trabaja la cámara, y se hace uso de las gráficas de la parte 3.3, podría llegarse a obtener la velocidad de deriva de los electrones de la avalancha.

Aplicando todos estos datos conocidos a la formula 4.4, la cual dice que,

$$x = (t_1 - t_0) w ,$$

donde $t_1 - t_0$ es la diferencia de tiempos medido con el T-D-C y w la velocidad de deriva de los electrones obtenida con las gráficas, podemos obtener la posición de la partícula para la coordenada x . Poniendo un plano con alambres paralelos al eje x se obtiene la coordenada y .

Si se ponen varias cámaras con planos (x,y) a lo largo del haz, se obtiene la coordenada z . Es así como se obtiene la información espacial de la partícula (en la parte 6.4 será ampliado este tema).

Características Geométricas de la cámara

Las dimensiones de la cámara son las siguientes :

Area activa : 4" x 6"

Inclinación (respecto a la vertical) de los planos de ánodos:

$$-21.6^\circ , + 7.93^\circ , - 7.93^\circ , + 21.6^\circ .$$

Espacio entre alambres de ánodo : 2.0 mm.

Diámetro alambres de ánodo : 12.7 μ m.

Espacio entre ánodo y cátodo (espacio entre planos) : 3.0 mm.

Los planos de cátodos y los planos de tierra están hechos con lámina de aluminio con un espesor de 12.7 μ m .

El alambre tiene una tensión (fuerza) de aproximadamente 70 grs.

Las ventanas de las cámaras (con las cuales quedan selladas para que el gas no se escape), están hechas de mylar (plástico resistente y delgado).

Medición de la eficiencia

Cuando se tiene un detector siempre cabe preguntarse, qué eficiencia muestra el detector, esto es, cuál es el porcentaje del total de eventos que ocurren dentro del detector que es registrado por el instrumento. Para saber el número de partículas incidentes (como caso particular de un tipo de detector) se le antepone un centellador para que cuente el número de partículas que pasan hacia la cámara. Es así que la eficiencia de una cámara se puede obtener midiendo con una fuente radiactiva o con un haz de partículas, la razón entre el número de veces en que un alambre es disparado contra el número de veces en que el alambre debería estar disparado. Esto se hace como función del alto voltaje negativo aplicado al cátodo, utilizando además, un centellador que indique cuándo una partícula pasa por la cámara.

La medida de la eficiencia que se realizó con la cámara, se hizo con una fuente de Ru-106 que emite β 's con una energía máxima de 39 KeV. Se utilizó una mezcla de gas constituida por argón 76%, isobutano 20% y 4% metileno. La presión del gas fue de 1 atmósfera.

Los resultados de las medidas de la eficiencia son mostrados en la figura 6.2, la cual incluye cuatro curvas (una por plano).

El comportamiento general de las curvas es el de aumentar como función del alto voltaje, llegando a valores superiores al 90% para voltajes de 1600 V. Existe una limitación en el máximo voltaje que se puede aplicar pues si el campo eléctrico es demasiado elevado se rompe el dieléctrico entre ánodo y cátodo produciéndose chispas que pueden destruir la cámara. En estas cámaras se puede trabajar hasta con 2100 volts sin riesgo.

Son varias las posibles causas por las cuales la eficiencia no es siempre del 100%. Algunas son la resolución y los tiempos muertos de la cámara (sección 4.3). En este caso particular, creemos que la causa

principal es la relación entre el tamaño de la señal (dependiente fuertemente del alto voltaje aplicado al cátodo) y el nivel del discriminador.

De la figura 6.1 podemos concluir que el voltaje de trabajo ideal para esta cámara es de aproximadamente 1700 volts, y que la cámara está muy cerca del 100% de su eficiencia.

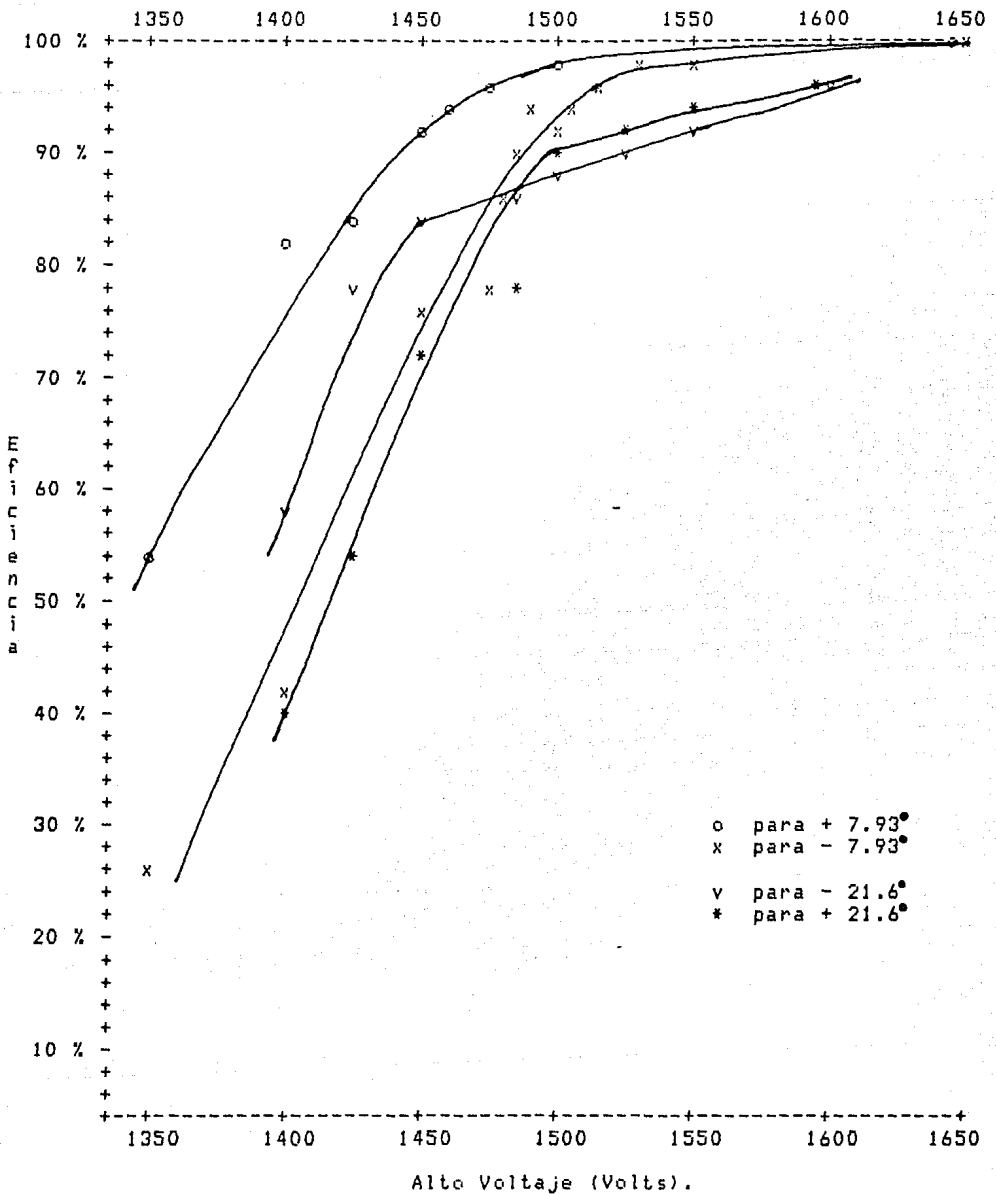


Figura 6.1 Datos de la eficiencia de nuestra cámara multialámbrica de trabajo. Las curvas se han dibujado como guía.

6.3 Obtención de la corriente y la carga total de la avalancha.

En esta sección se analizarán imágenes del osciloscopio fotografiadas durante el funcionamiento de la cámara multialámbrica de prueba. Con dichas fotografías nosotros podemos cuantificar la carga depositada durante cada avalancha producida por fotones de 5.6 KeV incidentes sobre la cámara. Estos fotones provenían de una fuente de fierro-55 (^{55}Fe).

Como ya hemos visto, el evento de ionización produce una avalancha de electrones que van a dar a uno de los ánodos, donde se induce una corriente la cual puede ser medida. Es así que, si conocemos la corriente podemos integrarla en función del tiempo y cuantificar la carga total de la avalancha electrónica. Conociendo los datos de la carga total de la avalancha se puede conocer aproximadamente el número total de electrones que alcanzaron el alambre.

La figura 6.2 muestra una fotografía de la señal generada en la cámara y obtenida en la pantalla del osciloscopio a partir de la salida del preamplificador. El eje vertical tiene una escala de 20 milivolts por cuadro y el eje horizontal 20 nanosegundos por cuadro.

Si analizamos por partes la señal, veremos que la subida no tarda más allá de un nanosegundo y que la bajada tiende a cero en un tiempo muy grande. Para obtener el área triangulamos la figura 6.2 y calculamos el área, según

$$\text{Área} = \frac{b \times h}{2}$$

b = base del triángulo = tiempo de duración de la señal

h = altura del triángulo = voltaje de la señal.

Por la ley de ohm tenemos que $V = R I$ entonces $I = V/R$ donde $R = 100$ ohms es la resistencia buscada, la cual esta en paralelo con la impedancia del osciloscopio con el que se obtuvo la fotografía.

Por otro lado el factor de amplificación del preamplificador es $A=51$.
 Ya que se tienen todos los datos requeridos se procede a la integración
 de la corriente para la obtener la carga quedando finalmente:

$$Q = \int i dt = (1/(A \cdot R)) \text{ Area bajo la señal de voltaje}$$

$$Q = 6.2745 \times 10^{-13} \text{ coulombs.}$$

si $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ coulombs (carga de un electrón)}$

y $N = \text{número total de electrones de la avalancha}$

entonces $N = Q/q = 3.916 \times 10^6 \text{ electrones.}$

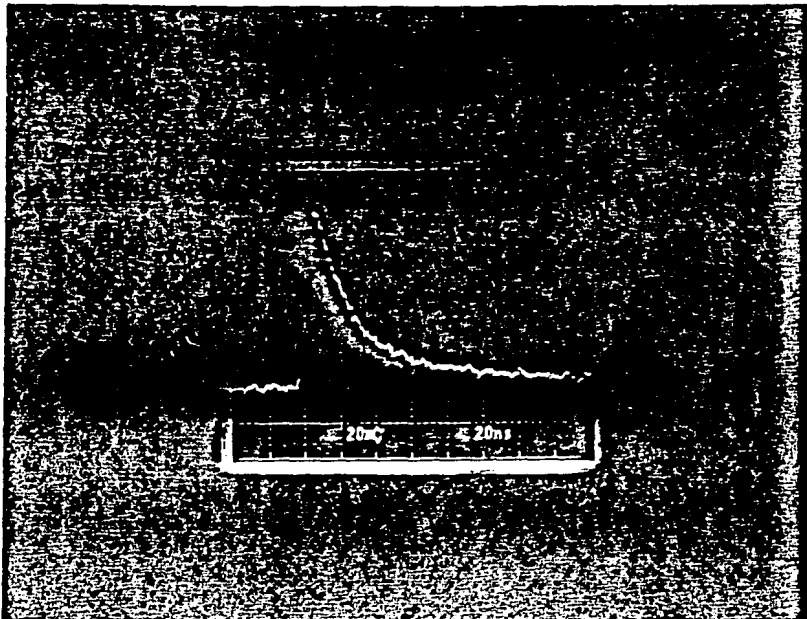


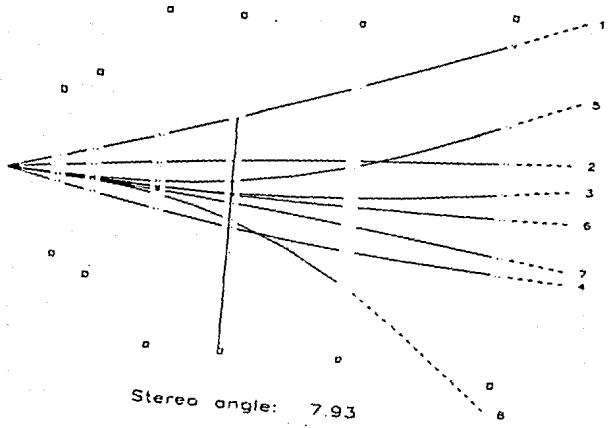
Figura 6.2

Fotografía de la señal, obtenida
 en la pantalla del osciloscopio.

6.4 Conocimiento de la posición de una partícula.

Quizás la información más importante que se puede obtener en una cámara de deriva es la posición de una partícula que atraviesa la cámara. Esta técnica está basada en la medición del tiempo de deriva tal como se vió en las secciones 4.2 y 6.2. Esta técnica explota los avances logrados en las mediciones electrónicas (ref. 18) de intervalos de tiempo (con resoluciones del orden de décimas de picosegundos). Por otro lado el uso de amplificación de carga por multiplicación de iones cerca del alambre (ánodo) y la factibilidad de saturación de la velocidad del electrón en ciertos gases (resultando en velocidades de deriva del orden de $40 \text{ mm}/\mu\text{s}$ y casi independientes de la configuración del campo eléctrico), permite tener una velocidad de deriva casi constante. Todo lo anterior son datos que necesitamos para obtener la posición de una partícula cargada que pase por nuestro detector. Como se mencionó en la sección 6.1 la cámara con que se trabajó sirve para obtener información del haz. Antes del blanco fijo (el tubo que contiene hidrógeno líquido) del experimento E-690 se tienen 3 cámaras de este tipo (como la que se utilizó en este trabajo), que sirven para darnos la posición del haz. De esta forma se está seguro que la totalidad de de las partículas dan en el blanco, y que no hay pérdida por mal funcionamiento de alguna bobina deflectora (o por otra causa). También existen 5 cámaras (pequeñas) más, después del blanco, las cuales dan la información de la dispersión que sufre la partícula incidente al pasar por el detector. Las figuras 6.3, 6.4 y 6.5 nos muestran las trayectorias reconstruidas de partículas producidas durante el experimento E-690. Esta reconstrucción se logra con la información que le proporcionaron las cámaras mutialámbricas de deriva grandes (figura 5.1 y 5.2). En la figura 6.4 se ve el vértice donde se produce la interacción del haz con el blanco (protón -vs- protón). Los trazos son partículas

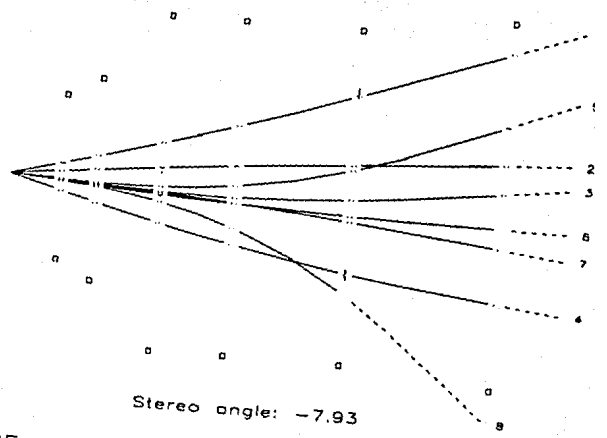
cargadas que fueron producidas por la interacción en el vértice y posteriormente detectadas por las cámaras grandes del espectrómetro. Las figuras 6.3, 6.4 y 6.5 son el mismo evento (el 3F8 6E2E), y cada figura trae 4 tomas (a, b, c y d), dadas (cada toma) por los planos que tiene el mismo ángulo. En la figura 6.3 (a, b, c y d, es una vista superior) se aprecian uno pequeños cuadros que son los que marcan el tamaño de la cámara, también se ven unos puntitos (dados a través de las trayectorias) que indican los ánodos que fueron prendidos. Lo que se puede concluir de la figura 6.3 es que la única información directa que se tiene es la dada por los puntitos, siendo la computadora la encargada de reconstruir la trayectoria completa, con la ayuda de un programa. La figura 6.4a da una imagen tridimensional (los marcos son las cámaras); la figura 6.4b es una toma de frente al espectrómetro, las franjas son los centelladores del hodoscopio de atrás del espectrómetro; la figura 6.4c es la misma imagen tridimensional que la 6.4a sólo que aumentada (sólo se ven las huellas en las cámaras 1, 2 y parte de la 3); y la figura 6.4d muestra nuevamente una toma de frente, las franjas a los extremos y en la parte superior e inferior son los centelladores del hodoscopio central (cada toma da un marco de de referencia x-y-z para una mejor ubicación del lector). En la figura 6.5a se muestra una vista lateral del tubo del blanco; la figura 6.5b da una toma lateral completa del espectrómetro, las franjas negras son las cámaras, los cuadros son el hodoscopio central y el ángulo de la derecha es el Cerenkov, la figura 6.5c es una vista superior del tubo del blanco, la figura 6.5d también es una vista superior del espectrómetro, donde las franjas gruesas negras son las cámaras, la franja delgada es el hodoscopio central los cuadritos son el hodoscopio de atrás y los cuadros de la derecha es el Cerenkov (todas las figuras tienen su propio marco de referencia x-y-z).



a)

Stereo angle: 21.6

Event: 3F8 6E2E



b)

Stereo angle: -21.6

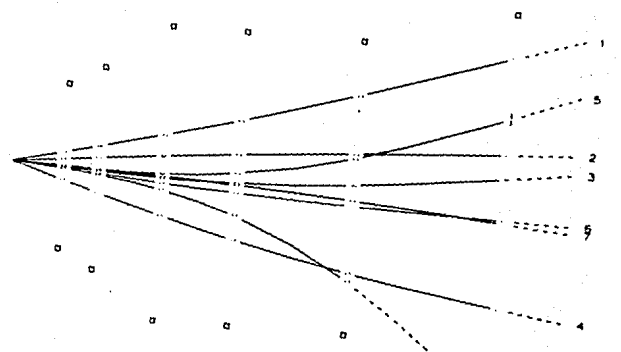
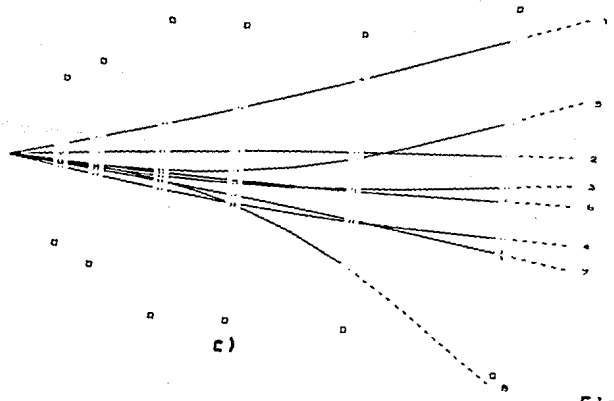
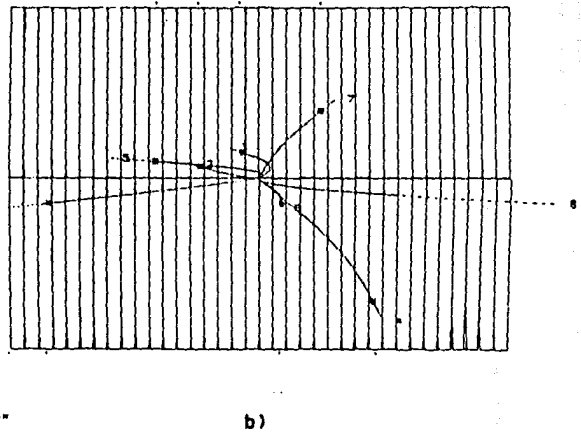
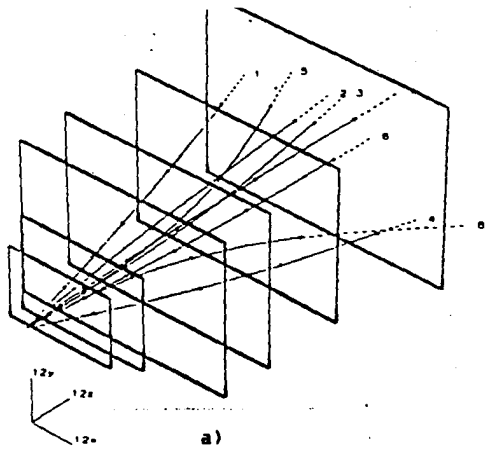


Figura 6.3



Event: 3FB 6E2E

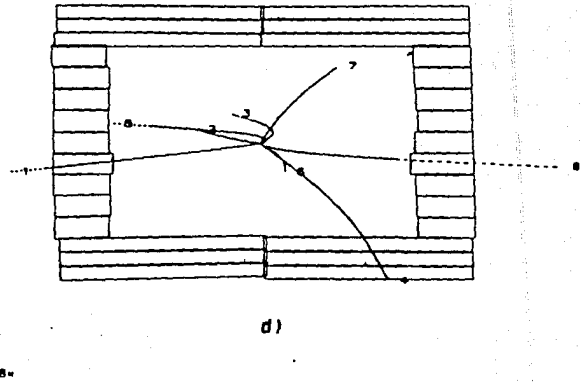
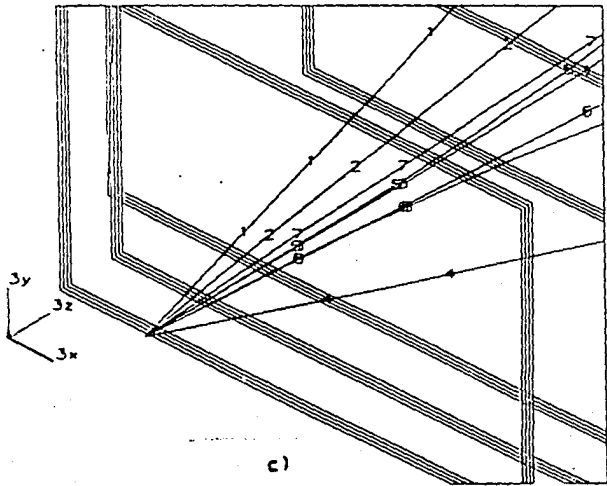
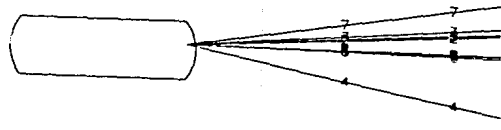


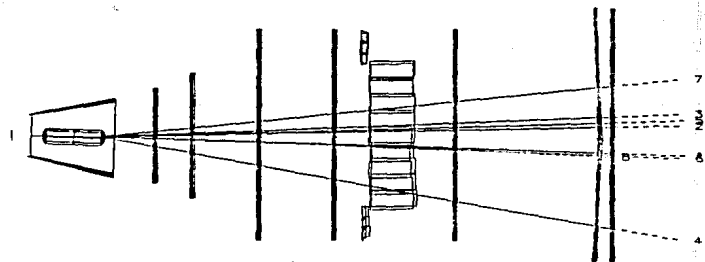
Figura 6.4

$3y$
 $3x$ $3z$



a)

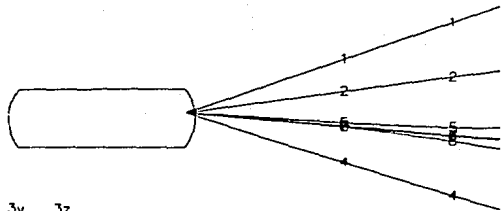
$6y$
 $6x$ $6z$



b)

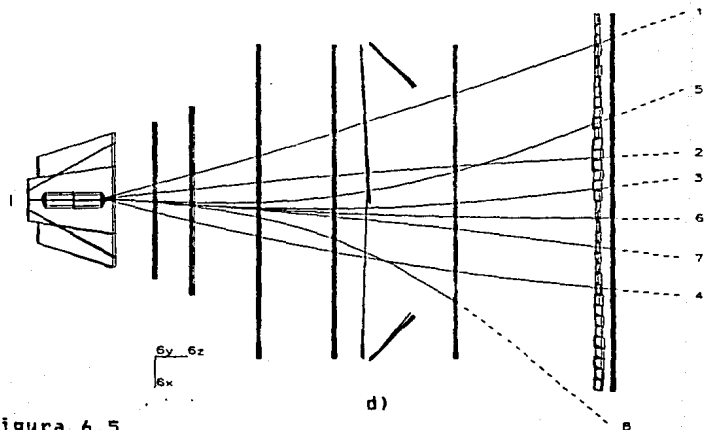
Event: 3F8 6E2E

$3y$ $3z$
 $3x$



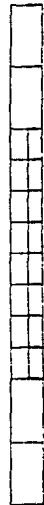
c)

$6y$ $6z$
 $6x$



d)

Figura 6.5



7.- Conclusiones.

La competitividad de las cámaras multialámbricas aumenta cada día más con respecto a otros tipos de detectores, es por eso que no existe experimento de altas energías que no las utilice. Actualmente, su principal uso es el dar la posición de las partículas incidentes (las del haz) y las que se producen al momento de la interacción. Su evolución ha sido rápida a través del tiempo, las cámaras modernas son muy diferentes a las cámaras antiguas, la electrónica y la tecnología de materiales han tenido grandes avances y esto es lo que ha hecho que las cámaras hayan evolucionado enormemente. La tendencia es hacerlas cada día más y más rápidas y con una inmejorable precisión, en cuanto a la posición y la eficiencia, además que gracias a integración en gran escala de la electrónica cada día son de menor costo, es por eso que en países como el nuestro este tipo de detector podría tener un futuro prometedor, porque como se mencionó en la sección 6.1 el costo en comparación con otros tipos de detectores es muy bajo y además, existe la posibilidad de que en un futuro sea todavía menor (el precio para la construcción de las cámaras).

En este trabajo de tesis se han presentado los principios físicos en los que se basa el funcionamiento de las cámaras multialámbricas de deriva. También se han mostrado algunos de los estudios preliminares realizados como parte de un experimento en Fermilab.

La década de los noventa traerá grandes cambios en detectores para altas energías (por la construcción del SSC), pero sin duda las cámaras multialámbricas llevarán la vanguardia. Aunque por supuesto las cámaras multialámbricas también sufrirán cambios.

Todo lo anterior nos lleva a pensar que quizás las cámaras sean el descubrimiento más importante en cuanto a detectores se refiere en la vida del ser humano.

Apéndices

A1.- Propiedades de los Gases.

Un proceso de avalancha puede ocurrir en cualquiera tipo de gas, por lo tanto cualquier gas o mezcla de gases puede ser usado para una cámara multialámbrica. En la mayoría de los casos, sin embargo, los requerimientos experimentales específicos restringen la selección a sólo algunas familias de componentes. Bajo voltaje de trabajo, alta ganancia de operación, buena proporcionalidad, capacidad de absorber una gran cantidad de radiación, largo tiempo de vida, rápido recuperación (tiempos muerto pequeños), etc., son ejemplos de requerimientos de las cámaras multialámbricas que provocan casi siempre muchos conflictos en la selección de un gas.

En lo que sigue, brevemente se delinearán las principales propiedades de los diferentes gases utilizados en las cámaras.

La comparación de las figuras A.1 y A.2 muestran que la multiplicación de avalancha ocurre en los gases nobles en campos eléctricos mucho más bajos que en gases compuestos por moléculas complejas. Esto es una consecuencia de los muchos grados de libertad (excitación-vibracional, rotacional, etc.) que puede tener una molécula sin que se produzca una ionización en ellas (en las moléculas poliatómicas), mientras en los gases nobles sólo existe una posibilidad (cuando recibe energía), que es la ionización.

Por consiguiente, la conveniencia de operación sugiere el uso de un gas noble como el principal componente; la adición de otros componentes (por razones que se discutirán a continuación), aumenta ligeramente el voltaje de umbral (el voltaje en el cual la cámara empieza a trabajar eficientemente). La selección entre la familia de los gases nobles es

entonces dictada, al menos para la detección de partículas de mínima ionización. Tomando como referencia la tabla 2.1, y tomando en cuenta las razones económicas del costo del xenón o del kriptón, la selección natural cae sobre el argón.

Una cámara que trabaja con argón, sin embargo no permite ganancias mayores de 10^3 - 10^4 , sin entrar en una operación de descarga permanente; esto es por las siguientes razones. Durante el proceso de avalancha, se forman átomos excitados o ionizados. Los gases nobles excitados pueden retornar al estado base solamente a través de un proceso radiativo, y la mínima energía del fotón emitido (11.6 eV para el argón) está arriba del potencial de ionización de cualquier constituyente metálico del cátodo (7.7 eV para el cobre).

Los fotoelectrones pueden por consiguiente ser extraídos del cátodo, e inician una nueva avalancha, muy poco después de haber ocurrido la primera. Los iones de argón, por otro lado, emigran al cátodo y son allí neutralizados extrayendo un electrón; el balance de energía o es radiado como un fotón, o por emisión secundaria, es decir otro electrón de la superficie del metal. Ambos procesos dan como resultado un retraso no deseado de la avalancha. Aún para ganancias moderadas, la probabilidad de los procesos discutidos es suficientemente elevado para inducir un régimen de descarga permanente. Las moléculas poliatómicas tienen un comportamiento muy diferente, especialmente cuando ellas contienen más de 4 átomos.

La gran cantidad de estados excitados radiactivos (rotacional y vibracional) permite la absorción de fotones en un intervalo amplio de energía. Para el metano, por ejemplo, la absorción es muy eficiente en el rango de 7.9 a 14.5 eV, lo cual cubre el intervalo de los fotones emitidos por el argón. Esta es una propiedad común de la mayoría de los compuestos orgánicos en las familias de hidrocarburos.

Las moléculas disipan el exceso de energía por disociación en radicales más simples, o por disociación en radicales más simples. El mismo comportamiento es observado cuando una molécula poliatómica ionizada se neutraliza en el cátodo, la emisión secundaria es muy indeseada. En la neutralización, los radicales se recombinan en moléculas más simples (disociación) o forman otras más complejas (polimerización). Aún pequeñas cantidades de un retardador poliatómico añadido a un gas noble cambie completamente la operación de una cámara debido al más bajo potencial de ionización que resulta en un intercambio eficiente de iones (ver la sección 3.2). Buena absorción de fotones y supresión de emisión secundaria permite ganancias en excesos de 10^6 . El isobutano es usado frecuentemente para altas ganancias estables de operación.

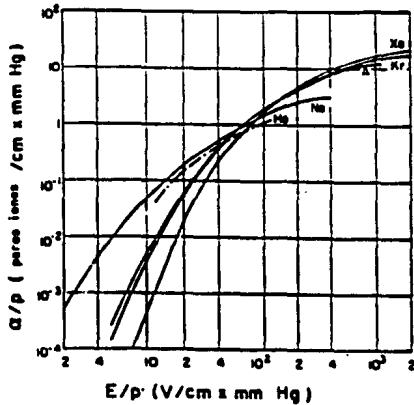


Figura A.1

El primer coeficiente de Townsend (α) como una función del campo eléctrico reducido para los gases nobles.

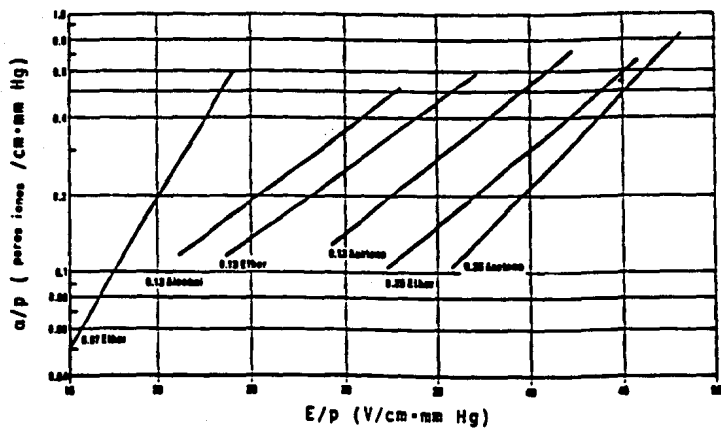


Figura A.2

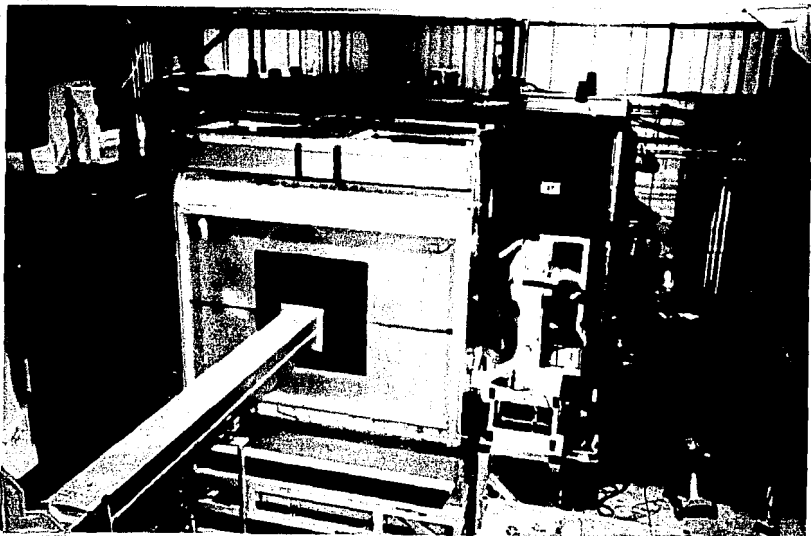
El primer coeficiente de Townsend (α) como una función del campo eléctrico reducido para varios vapores sumados al argón .

A2.- Fotografías.



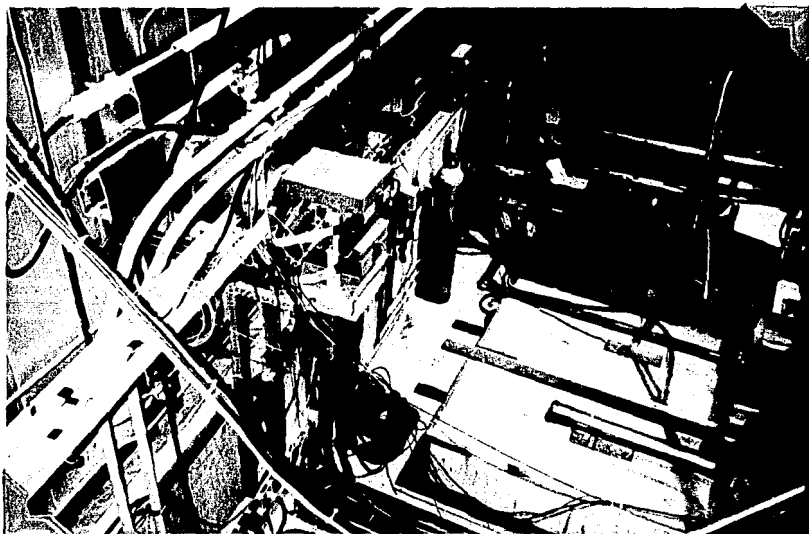
Fotografías 1 y 2.

Vistas del trailer del experimento E-690 ubicado en las cercanías de la "línea de neutrinos" del laboratorio Fermilab.



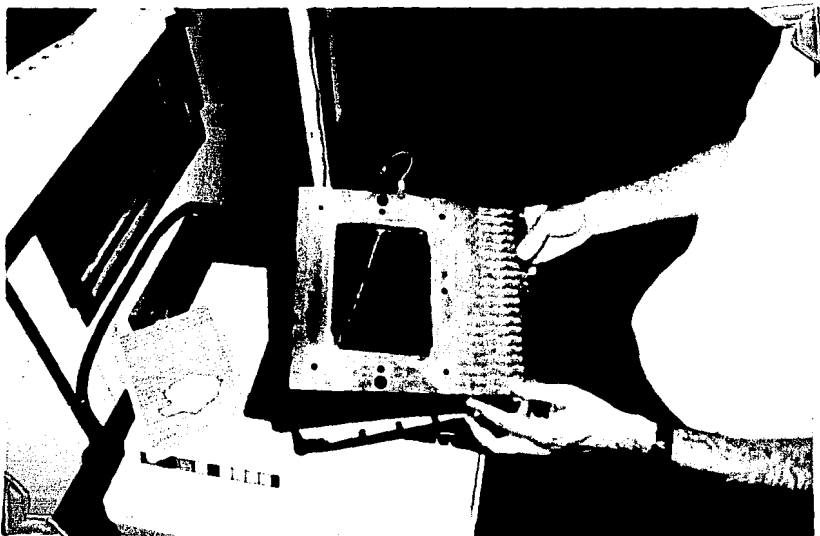
Fotografía 3.

Vistas del espectrómetro desde el final del contador Cerenkov mirando hacia la dirección de incidencia del haz.



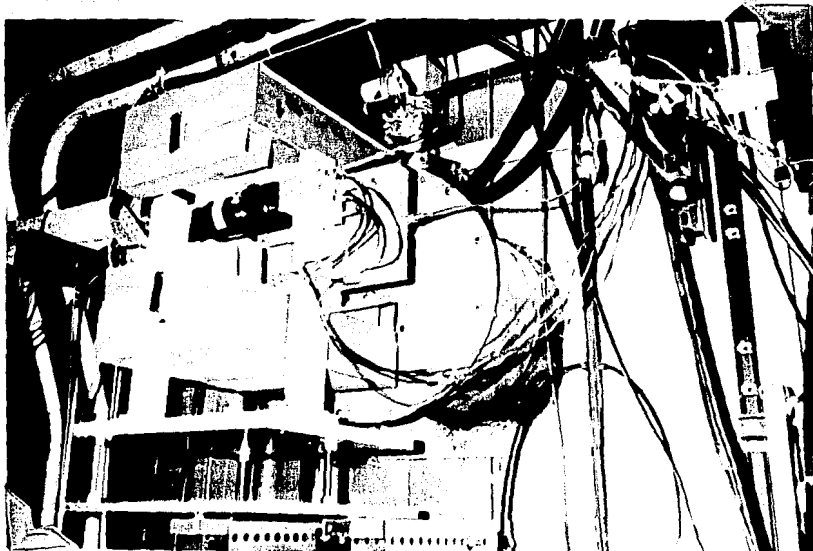
Fotografía 4.

Cámara de deriva para estudios del haz.



Fotografía 5.

Plano de ánodos en mano de David Christian el diseñador.



Fotografía 6.

Cámara de deriva en que se ve el fotomultiplicador asociado al centellador, en la parte posterior de la cámara.

Referencias

- 1) G. Charpak , R. Bouclier , T. Bresani , J. Favier y C. Zupancic Nuclear Instrum. Methods 62, 235 (1968).
- 2) D. Ritson, Techniques of High-energy Physics (Interscience, New York , 1961).
- 3) R. Eisberg, R. Resnick , Fisica Cuántica (ed. Limusa , 1978).
- 4) H.L. Brand and B. Peters, Phys. Rev. 74, 1828 (1948).
- 5) H.W. Fulbright, Ionization Chambers in Nuclear Physics, in Encyclopedia of Physics (Springer-Verlag, Berlin, 1958).
- 6) L.B. Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronics (University of California Press, Berkeley, 1961).
- 7) S.C. Curran and J.D. Craggs, Counting Tubes, Theory and Applications (Butterworths London, 1949).
- 8) G. Schultz, G. Charpak and F.Sauli, Mobilities of Positive Ions in Gas Mixtures Used in Drift Chambers, Rev. Physique Appliquée 12, 67 (1977).
- 9) J. Townsend, Electrons in Gases (Hutchinson, London, 1947).
- 10) G.A. Erskine, Nuclear Instrum. Methods 105, 565 (1972).
- 11) W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments Springer-verlag 1987.
- 12) F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, lectures given in the Academic Training Programme of CERN, 1976.
- 13) B. Sadoulet and A. Litkey, Nuclear Instrum. Methods 129, 349 (1975).
- 14) Michael Church, Production in 15-28 GeV Neutron-Proton Interactions (tesis doctoral realizada en el experimento E-766, en 1986), Universidad de Columbia.
- 15) K.U. Ingard, Fundamentals of Waves and Oscillations (Cambridge University Press, 1988).
- 16) Benjamin Stern, A Search for Charmed Particles in 15-28 GeV Neutron-Proton Interactions (tesis doctoral realizada en el experimento E-766 en 1987), Universidad de Columbia.
- 17) F. Sauli, Conference, to appear in Proceedings of the III ICFA School on Instr. in Elem. Part. Physics, J. Anjos, ed.
- 18) E. Schuller, A two-clock sensing system, a new time-to-digital converter CERN NP Internal Report 83-15 (1983).