

D. Bernardo Adeva Andany

Catedrático del área de Física Atómica y Nuclear

y

D. Faustino Gómez Rodríguez

Profesor titular interino del área de Física Atómica y Nuclear

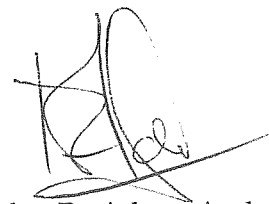
INFORMAN

que la memoria titulada

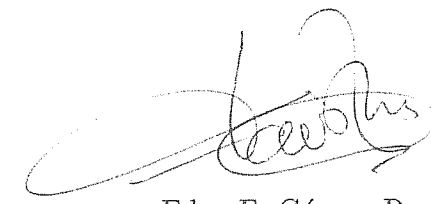
Desarrollo de un detector de micropistas de gas para el experimento DIRAC

ha sido realizada por Dña. María Teresa Núñez Pardo de Vera en el **Departamento de Física de Partículas** de la **Universidad de Santiago de Compostela** bajo su dirección, y constituye el trabajo de tesis que presenta para optar al Grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Santiago de Compostela, 12 de Mayo de 1999



Fdo. B. Adeva Andany



Fdo. F. Gómez Rodríguez

A Mari, Conchi, Sofía, Lis y Rocío

A mis padres

Después de cuatro años de trabajo es bastante complicado decir gracias en unas cuantas líneas. Hay mucha gente que de una forma u otra ha contribuido a que el trabajo resumido en esta memoria haya sido posible, aunque no podré citar a todos no por ello el agradecimiento es menor.

En primer lugar quiero agradecer a Bernardo Adeva que me haya dado la oportunidad de trabajar en el Grupo de Altas Energías de Santiago y haya supervisado y apoyado mi trabajo durante estos años. Este apoyo también se lo agradezco enormemente a Faustino, creo que estar día a día con él en el laboratorio es una de las formas más entretenidas e interesantes de aprender. Gracias Faustino por poder contar contigo en todo momento.

No quiero olvidar a Máximo Pló, que fue quien en cierta forma me introdujo en el grupo y que siempre encuentro dispuesto a ayudarme.

Todos los agradecimientos son especiales, pero hay veces que hay tanto que agradecer que no se sabe por donde empezar. Muchas gracias Cuqui. Creo que cualquier otra cosa que te pueda decir se va a quedar corta, el resto lo sabes tú.

También quiero agradecer a la demás gente del grupo la ayuda que me ha ofrecido en el trabajo diario. Especialmente a Pablo y a Antonio, a quienes muchas veces he dado la lata para "meterme" un poco en la electrónica y el montaje de un detector de micropistas, y a Pepe, por sus tardes de "compañía" ante el detector y su ayuda en el CERN. Gracias a los chicos del grupo Terbipromat, porque nunca me han dicho que no en las muchas veces que les he ido a pedir favores.

Quiero también mencionar al resto de los integrantes del experimento DIRAC. Muchas veces en el CERN el simple hecho de ver a alguien cuando estás trabajando consigue animarte. Gracias en especial a Sergey Trousov e Igor Manuilov por la ayuda que siempre están dispuestos a prestarme, y a Maximiliano Ferro-Luzzi, porque en las temporadas que estuve allí sola se preocupó por ver si "todavía seguía viva" en el despacho.

Creo que mi familia y mis amigos saben muy bien que sin ellos no acabaría nunca este trabajo sin "morir" en el intento. Porque os debo todo y siempre estais ahí, gracias.

“He oído decir que la investigación fundamental no juega más que un papel modesto en la innovación. Es sin duda la necesidad más grande que yo haya oído.

Es cierto que se podría especular inútilmente sobre el hecho de que los transistores hubieran podido ser descubiertos por personas que no tuvieran ningún conocimiento en mecánica ondulatoria o en teoría de electrones en sólidos ni que hubieran contribuido a estas disciplinas. De hecho, los inventores del transistor conocían la teoría cuántica de sólidos y han contribuido a su desarrollo.

Se podría cuestionar si los circuitos de base de los ordenadores no hubieran podido ser inventados por personas que desearan descubrir ordenadores. Ahora bien, los ordenadores han sido descubiertos en los años treinta por físicos que se ocupaban del recuento de partículas nucleares, dado que se interesaban por la física nuclear.

Se podría cuestionar si existe la energía nuclear porque hay personas que deseaban nuevas fuentes de energía o si la necesidad de nuevas fuentes de energía pudo conducir al descubrimiento del núcleo atómico. Puede ser, pero no fue así como sucedió: ahí están los Curie, Rutherford, Fermi y todos los demás.

Se podría cuestionar si una industria electrónica podría existir o no sin el descubrimiento anterior de los electrones por personas como Thomson y H.A. Lorentz. En este caso, tampoco las cosas sucedieron de tal manera.

Se podría cuestionar si las bobinas de inducción de los automóviles no habrían podido ser realizadas por empresas que hubieran querido construir medios de transporte motorizados y que hubieran caído por azar sobre las leyes de la inducción. Pero las leyes de la inducción fueron descubiertas por Faraday muchos años antes.

O si, por necesidad urgente de mejorar las comunicaciones, no se habrían descubierto las ondas electromagnéticas. No, no es así como fueron descubiertas. Fue Hertz quien las descubrió, alguien que puso el acento sobre la belleza de la física y que basó sus trabajos en las consideraciones teóricas de Maxwell.

Creo que sería difícil encontrar un ejemplo de innovación en este siglo que no sea debido a la investigación científica fundamental.”

Profesor HBG Casimir, antiguo director de investigación en Philips.

Indice

1	Experimento DIRAC	7
1.1	Motivación teórica	8
1.2	Método de medida	12
1.3	Dispositivo experimental	15
1.4	Tracking antes del imán	21
1.4.1	El detector de micropistas en el experimento DIRAC	22
2	Detector de MSGC	25
2.1	Introducción a la MSGC	25
2.2	Procesos de deposición de energía	27
2.2.1	Partículas cargadas	27
2.2.2	Radiación electromagnética (rayos X o γ)	38
2.3	Desarrollo de la señal en detectores gaseosos proporcionales	43
2.3.1	Aspectos generales	43
2.3.2	Operación	45
2.3.3	Desarrollo temporal de la señal	58
2.4	Mezclas de gases en el detector	61
2.5	Origen y descripción de la MSGC	68
2.5.1	Parametrización del campo eléctrico en la MSGC	75
2.6	Diseño del <i>tracker</i> en el experimento DIRAC	83
2.6.1	Simulación GEANT	83
2.6.2	Simulación del proceso de generación de la señal .	86
2.7	Reconstrucción de trazas	94
2.7.1	Introducción al problema	95
2.7.2	Programa de simulación para el estudio de los algoritmos	99

2.7.3	Algoritmo de selección y reconstrucción de las trayectorias de pares de señal	104
2.7.4	Resultados de la simulación	112
2.7.5	Comparación entre los resultados teóricos y los experimentales	115
3	Desarrollo de prototipos de MSGC	117
3.1	Introducción	117
3.2	Sistema de tests del laboratorio	118
3.2.1	Sistema de gas	118
3.2.2	Fuentes de alto voltaje	120
3.2.3	Sistema de adquisición	121
3.3	Métodos de calibración para detectores	121
3.3.1	Baja irradiación	121
3.3.2	Alta irradiación	123
3.4	Descripción de los prototipos y montaje	134
3.5	Estudio de la señal	138
3.5.1	Electrónica de lectura y calibración	139
3.5.2	Voltajes de operación del detector MSGC	141
3.6	Determinación de la capacidad de resistencia al flujo de radiación	147
3.7	Estudios del envejecimiento	150
3.8	Tests en el haz	161
3.8.1	Electrónica de lectura	161
3.8.2	Variación de la ganancia con el voltaje en el <i>backplane</i>	163
3.8.3	Análisis de la distribución de corriente en los electrodos	166
4	Electrónica de lectura	175
4.1	Introducción	175
4.2	Front-end: el chip APC	177
4.2.1	El chip APC	179
4.3	Placa de control y digitalización	187
4.4	Módulo VME	189

5	Detector de MSGC y GEM	193
5.1	Introducción	193
5.2	Descripción del GEM	194
5.3	Operación del GEM	196
5.4	Análisis sobre la señal en el GEM	201
5.4.1	Dispositivo experimental	201
5.4.2	Generación de la señal	202
5.4.3	Variación de la ganancia a corto plazo	203
5.4.4	Envejecimiento del GEM	208
5.4.5	Uniformidad en la respuesta del GEM	210
5.4.6	Efecto del campo de deriva	216
5.4.7	Efecto del campo de colección	221
5.5	Estudio del GEM y MSGC	224
5.5.1	Introducción	224
5.5.2	Descripción de los prototipos y electrónica de lectura	225
5.5.3	Factor de preamplificación del GEM	228
5.5.4	Distribución de las corrientes en los diferentes electrodos	231
5.5.5	Estudio de la señal	237
5.5.6	Estudio del envejecimiento	252
5.5.7	Capacidad de resistencia al flujo de partículas	265
5.5.8	Atenuación de la señal en las pistas de Cromo	267
5.6	El GEM como detector	268
5.6.1	Desarrollo de la señal y montaje experimental	269
5.6.2	Variación de la ganancia con el voltaje en el GEM	270
5.7	Tests en el haz	271
5.7.1	Introducción	271
5.7.2	Descripción de los prototipos y montaje experimental	271
5.7.3	Análisis	274
5.7.4	Estudio de la señal	282
5.7.5	Protección de la electrónica	290
5.8	Prototipo final de DIRAC	293

6	Otros dispositivos: <i>Microgap</i> y <i>Microslit</i>	297
6.1	Introducción: otras técnicas	297
6.2	<i>Microgap</i>	298
6.2.1	Introducción	298
6.2.2	Descripción del detector	299
6.2.3	Montaje experimental y calibración en ganancia .	300
6.2.4	Problemas en la operación de este prototipo . . .	304
6.3	<i>Microslit</i>	305
6.3.1	Introducción	305
6.3.2	Descripción del detector	306
6.3.3	Operación del detector	308
6.3.4	Capacidad de resistencia al flujo de radiación . .	314
7	Sistemas auxiliares y de control del detector	
	MSGC/GEM	317
7.1	Soporte mecánico y alineamiento	318
7.2	Sistema de gas	321
7.3	Alto Voltaje	327
7.4	Controles lentos	329
7.4.1	Control del sistema de gas	329
7.4.2	Control del Alto Voltaje	330
7.5	Sistema de adquisición de datos	331
7.6	Monitoraje	335
8	El detector MSGC/GEM en el espectrómetro de DI-	
	RAC	341
8.1	Optimización del dispositivo	342
8.2	Análisis de la señal	343
8.2.1	Introducción	343
8.2.2	Tracking con los detectores SFD e IH	346
8.2.3	Resultados	356
9	Conclusiones	369
10	Summary and conclusions	371
A	Sistema de trigger en el experimento DIRAC	375

B	Fluctuaciones en la ganancia	381
----------	-------------------------------------	------------

Capítulo 1

Experimento DIRAC

En Febrero de 1996 fue aprobado por el comité SPSLC ¹ del CERN la realización del experimento DIRAC (Dimeson Relativistic Atom Complex) [1]. En éste intervienen diferentes universidades y grupos de investigación dentro del campo de la Física de Altas Energías, entre los que se encuentra el Grupo de Altas Energías de la Universidad de Santiago de Compostela.

El objetivo del experimento es la medida del tiempo de vida medio de átomos $A_{2\pi}$ (formados por un par $\pi^+\pi^-$) con una precisión de un 10%. A partir de este valor es posible obtener la diferencia entre las longitudes de *scattering* $\pi^+\pi^-$ en onda 0 e isospín 0 y 2, $|a_0 - a_2|$, con una precisión de un 5%. Esta magnitud ha sido calculada, con la misma precisión, en el marco de la teoría de perturbaciones quiral. La confrontación de los resultados teóricos con los experimentales someterá a un test crucial el conocimiento actual sobre la ruptura de la simetría quiral en QCD.

La instalación de los detectores que constituyen el espectrómetro de DIRAC se llevó a cabo, en el CERN, entre los meses de Julio y Noviembre de 1998, comenzando en el mes de Octubre la realización de las primeras medidas del experimento.

¹SPS and Lear experiments Committee.

1.1 Motivación teórica

La Cromodinámica Cuántica [2], QCD, es la parte del Modelo Standard que se encarga del estudio de las interacciones fuertes. QCD es una teoría gauge no abeliana que utiliza como grados de libertad los campos de quarks y gluones. El carácter no abeliano de la teoría es debido al hecho de que los gluones, mediadores de la interacción (en analogía a los fotones en Electrodinámica Cuántica, QED), pueden interactuar entre sí. Esto tiene importantes repercusiones sobre el apantallamiento de carga que tiene lugar en QCD al aumentar la distancia entre las partículas. Mientras que en QED la interacción entre partículas cargadas (con carga eléctrica) disminuye con la distancia, en QCD la interacción entre las partículas con carga de color se hace cada vez mayor. Esta propiedad, que da lugar a la denominada libertad asintótica, hace que la constante de acoplamiento de la teoría, α_s , aumente al hacerla la distancia entre las partículas que interactúan. Esto hace posible desarrollar una teoría de perturbaciones, en la constante α_s , dentro del dominio de altas energías o interacciones con una gran transferencia de momento (distancias cortas entre las partículas que intervienen)². Sin embargo, no permite el desarrollo de este tipo de teorías en la región con pequeñas transferencias de momento. Un completo entendimiento de la dinámica que rige las interacciones fuertes requiere el estudio de esta región no perturbativa de QCD.

Hasta el momento, los dos métodos aceptados para el estudio de esta región son los cálculos de redes (*lattice*) y la teoría de Perturbaciones Quiral (χ PT) [3, 4, 5, 6].

La teoría de Perturbaciones Quiral forma parte de las denominadas teorías de campo efectivo, caracterizadas por trabajar con los campos de las partículas libres en lugar de hacerlo con los campos de quarks y gluones, y explota las propiedades de la simetría quiral.

El desarrollo de esta teoría fue posible gracias a una importante simplificación en el espectro hadrónico que tiene lugar para muy bajas energías, por debajo de la energía de resonancia de la partícula ρ ($E \leq M_\rho$). Para esas energías el espectro hadrónico sólo contiene un octete

²En el marco de QCD perturbativa se llevaron a cabo gran cantidad de cálculos que han sido corroborados por resultados experimentales obtenidos en la últimas décadas.

de partículas pseudoescalares muy ligeras (π, K, η). Las interacciones entre estas partículas se obtienen fácilmente a partir de las simetrías globales del lagrangiano de QCD.

El hecho de que la constante α_s aumente al disminuir la energía implica únicamente que no es posible utilizar la teoría de perturbaciones usual, basada en un desarrollo en serie de potencias sobre dicha constante; sin embargo, el lagrangiano y la dinámica siguen siendo correctos. Ahora bien, dado que las interacciones entre quarks y gluones son tan fuertes a esas energías, no tiene sentido trabajar con sus campos. Esto conduce a crear un nuevo lagrangiano (lagrangiano efectivo) que contenga todos los posibles términos permitidos por las simetrías del lagrangiano de QCD³, pero que utilice como grados de libertad los campos asociados al octete de partículas antes mencionado, que son los realmente relevantes (estados asintóticos en ese dominio de energías).

A partir de este lagrangiano es posible la realización de cálculos teóricos con gran precisión. Sin embargo, a la hora de realizar estos cálculos se ha de asumir la forma de la relación entre la masa de los mesones asintóticos y la masa de los quarks. Esto representa el único paso en falso de la teoría. Se considera un *ansatz* usando campos mesónicos, de modo que, la forma más general de esta relación es⁴:

$$M_m^2 \approx 2 B_0 M_q + A_0 M_q^2 + \mathcal{O}(M_q^n) \quad n \geq 3$$

con M_m y M_q representando, de forma general, la masa de los mesones y de los quarks, respectivamente, siendo B_0 y A_0 constantes arbitrarias.

La teoría standard de Perturbaciones Quiral (χ PT) considera que el término relevante es el primero, tomando $B_0 \approx 1$ GeV, y desprecia los términos restantes. Sin embargo, discrepancias sobre esta suposición, llevaron al desarrollo de la teoría de Perturbaciones Generalizada ($G\chi$ PT) en la que se considera que también el término en A_0 ha de ser tenido en cuenta.

La validez de una u otra teoría repercute en la comprensión de la ruptura espontánea de la simetría quiral y de la estructura del vacío en

³Invariancia Lorentz, simetría en paridad, conjugación de carga y quiralidad (esta última siempre que se considere nula la masa de los quarks).

⁴Esta relación se puede obtener de forma rigurosa a partir de las identidades de Ward.

QCD. Esto es debido a la relación que existe entre la constante B_0 y el denominado condensado de quarks, $\langle 0|q\bar{q}|0 \rangle$:

$$B_0 = -\frac{1}{F_0} \langle 0|q\bar{q}|0 \rangle$$

donde q representa a cualquiera de los quarks ligeros: u , d y s , dentro del límite quiral en el que se consideran sus masas nulas, $|0 \rangle$ representa al vacío de QCD y F_0 coincide con la constante de decaimiento del pión, $F_\pi = 92.4$ MeV, siempre dentro de ese mismo límite. Un modo de obtener esa relación es igualando las corrientes derivadas del lagrangiano de QCD y del lagrangiano efectivo de la Teoría Quiral, lo cual es posible ya que se parte de que ambos representan la misma física.

El mecanismo por el cual se produce la ruptura espontánea de la simetría quiral en QCD no es por el momento conocido. Sin embargo, hay un pensamiento generalizado de que es consecuencia de una fuerte condensación de pares quark-antiquark en el vacío, caracterizado por un valor del condensado de quarks del orden de:

$$\langle 0|q\bar{q}|0 \rangle \approx -(230 \text{ MeV})^3$$

lo cual conduce al valor de B_0 considerado en la Teoría de Perturbaciones Quiral *standard*. Sin embargo, la ruptura de la simetría quiral podría producirse aún cuando el condensado de quarks fuese nulo o tuviese un valor inferior. Estas diferentes situaciones pueden ilustrarse por analogía con un sistema de *spines*, en el que por debajo de la temperatura de Curie se produce una transición de fase que se traduce en una ruptura espontánea de su simetría de rotación. Esta ruptura de la simetría puede materializarse en diferentes tipos de orden magnético en el estado fundamental, dependiendo del tipo de material. Los materiales ferromagnéticos se caracterizan por un alineamiento de los *spines*:

$$\uparrow \uparrow \uparrow \uparrow \uparrow \uparrow,$$

mientras que los antiferromagnéticos presentan una estructura magnética del tipo:

$$\uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow.$$

El parámetro que determina la distinción entre estos dos casos extremos es el valor medio de la magnetización espontánea $\langle \vec{m} \rangle$: en los ferromagnéticos este parámetro es distinto de cero, jugando un papel crucial en la respuesta de estos materiales frente a los campos magnéticos externos; por el contrario, en un antiferromagnético la magnetización es nula o prácticamente despreciable. En general, los parámetros empleados para describir experimentalmente las transiciones de fase se denominan **parámetros de orden**. La magnetización espontánea es, por tanto, un ejemplo de un parámetro de orden que no tiene porque ser necesariamente distinto de cero para que se produzca una ruptura espontánea de la simetría; describiendo, además, la naturaleza del orden en el estado fundamental, es decir, los detalles estructurales de la dinámica de la ruptura de la simetría.

En QCD, el condensado de quarks en el vacío, o consecuentemente B_0 , juega el papel de la magnetización en el sistema de *spines*, siendo el parámetro de orden más simple. Es posible imaginar diferentes escenarios en los que la ruptura de la simetría quiral se produciría con B_0 variando desde un valor elevado, fuerte condensación de quarks, hasta un valor nulo.

La interacción elástica $\pi^+\pi^-$, a baja energía, constituye un marco privilegiado para el estudio del condensado de quarks. Esto es debido a que su amplitud de *scattering*:

$$A(s, t, u) = \alpha \frac{m_\pi^2}{3F_\pi^2} + \beta \frac{s - (4/3)m_\pi^2}{F_\pi^2}$$

con $\alpha = 4 - 3 \cdot (2\hat{m}B_0/m_\pi^2) + \mathcal{O}(m_q)$, $\beta = 1 - \mathcal{O}(m_q)$ y $\hat{m} = (m_u + m_d)/2$, es muy sensible a la estructura quiral del vacío de QCD, a través de su dependencia explícita con m_π^2 (sobre todo próximo al umbral, donde el segundo término es pequeño).

A partir de la amplitud de *scattering* es posible predecir el valor de la relación $|a_0 - a_2|$ entre las longitudes de *scattering* para piones. Este valor depende de la hipótesis que se adopte sobre la relación entre la masa de los mesones y de los quarks, de forma que una determinación experimental de dicha relación con una precisión de un 5% (como se pretende obtener en el experimento DIRAC) permitiría determinar cual de los escenarios representa la situación real. En la actualidad no

existe ninguna evidencia experimental que permita descartar alguno de ellos.

1.2 Método de medida

En el experimento DIRAC se intentará determinar la relación $|a_0 - a_2|$ sin la utilización de ningún modelo teórico. Esto pretende llevarse a cabo mediante la medida del tiempo de vida medio de átomos formados por un mesón π^+ y un mesón π^- (átomos $A_{2\pi}$) en su estado fundamental. Una vez conocido este tiempo de vida, la diferencia entre las longitudes de *scattering* se extrae de la relación que existe entre estas dos magnitudes:

$$\frac{1}{\tau_{n,0}} = \frac{8\pi}{9} \left[\frac{2\Delta m}{\mu} \right]^{1/2} (a_0 - a_2)^2 |\Psi_{n,0}(0)|^2 \quad (1.1)$$

donde $\tau_{n,0}$ es el tiempo de vida media del átomo con número cuántico principal n y momento angular $l=0$, $\Psi_{n,0}(0)$ es la función de onda del átomo a distancia nula entre π^+ y π^- , $\Delta m = M_A - 2m_{\pi^0}$, M_A es la masa del átomo y μ su masa reducida.

La relación anterior es independiente del modelo y fue determinada con gran precisión [7, 8].

Una precisión de un 5% en $|a_0 - a_2|$ exige la medida del tiempo de vida con una precisión de un 10%.

Para realizar esta medida, se producirán átomos $A_{2\pi}$ mediante la interacción de protones de 24 GeV/c (extraídos del acelerador PS en el CERN) con los núcleos de un blanco. Tras su producción, estos átomos pueden o bien decaer en un par $\pi^0\pi^0$ o bien ionizarse en el propio blanco. El resultado de la ionización será un par de piones $\pi^+\pi^-$ caracterizado por un bajo momento relativo en el sistema del centro de masa ($q \leq 3$ MeV) y, consecuentemente, un pequeño ángulo de apertura ($\Theta_{+-} \leq 3$ mrad). Estos pares, denominados pares "atómicos", aparecerán sobre un fondo de pares $\pi^+\pi^-$, también procedentes de la interacción de un protón con un núcleo del blanco, que no llegan a formar un par ligado (pares "libres").

Fijado un espesor y un material del blanco, la probabilidad de ruptura del átomo $A_{2\pi}$, definida como el cociente entre el número de átomos ionizados y el número de átomos formados, está determinada por la dinámica de las interacciones del átomo $A_{2\pi}$ con el blanco y por su vida media en el estado fundamental. Conocida la probabilidad de ruptura es posible determinar de forma unívoca el tiempo de vida, τ . La figura 1.1 muestra esta relación para átomos de 4.7 GeV/c incidiendo sobre blancos de diferentes materiales y espesores. El cálculo de estas curvas requiere un conocimiento detallado de la interacción Coulombiana de los átomos con el material del blanco, interacción que puede fragmentar el átomo o excitarlo [9, 10]. Además los átomos pueden crearse en diferentes estados, siendo la contribución fundamental la del $1s$ ⁵ [11].

Para la obtención de la probabilidad de ruptura y, por tanto, del tiempo de vida es necesario determinar el número de átomos producidos (N_A) y de ionizados (n_A). Esto se llevará a cabo mediante la utilización de un espectrómetro magnético que permite la reconstrucción del momento relativo entre pares de partículas con una resolución esperada $\sigma_q \approx 1$ MeV/c.

El número de átomos formados, N_A , está relacionado, a través de una expresión exacta, con el número de pares libres con bajo momento relativo. Debido a esto, su determinación se realiza a partir del número de pares libres en una región controlada del espectro $q \leq 30$ MeV.

La medida de n_A se realiza analizando la distribución experimental del momento relativo de los pares $\pi^+\pi^-$. En la región con $q \geq 3$ MeV sólo hay pares libres. Esta parte del espectro se ajusta a una función con tres parámetros libres, $G(q)$, obtenida a partir de la distribución de pares $\pi^+\pi^-$ procedentes de interacciones diferentes (pares "accidentales"). Las distribuciones de pares libres y accidentales, $dN_{\pi^+\pi^-}^{\text{libres}}/dq \equiv \phi(q)$, coinciden, si no se tienen en cuenta las interacciones entre los piones en el estado final, debido a que ambas son proporcionales a las secciones eficaces inclusivas de producción de mesones π^+ y π^- . La introducción de las interacciones fuertes y de Coulomb da lugar a las diferencias en-

⁵Los átomos $A_{2\pi}$ se producen con momento angular $l=0$. La probabilidad de producción en los estados con diferente número cuántico principal n , W_n , varía como n^{-3} , siendo $W_1=83\%$, $W_2=10.4\%$, $W_3=3.1\%$ y $W_{n \geq 4}=3.5\%$.

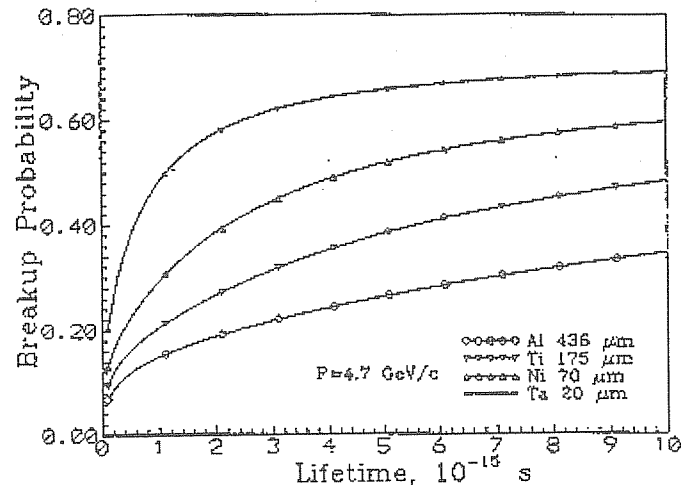


Figura 1.1: Relación entre la probabilidad de ruptura de los átomos $A_{2\pi}$ y su tiempo de vida media, para átomos de $4.7 \text{ GeV}/c$ incidiendo sobre blancos de diferentes materiales y espesores.

tre las distribuciones $G(q)$ y $\phi(q)$ y a la aparición de los parámetros libres, que serán determinados tras el ajuste. La relación entre ambas distribuciones se expresa como:

$$G(q) = N\phi(q)\{w_s(q)A_c(\beta)(1 + aq) + f[1 - w_s(q)]\} \quad (1.2)$$

donde $w_s(q)$ representa la fracción de pares accidentales procedentes de fuentes de vida corta, $A_c(\beta)$ es el denominado factor de Coulomb, que tiene en cuenta las interacciones de Coulomb entre los piones en el estado final, $(1 + aq)$ introduce los efectos debidos a las interacciones fuertes, N es la constante de normalización y a y f son parámetros libres (el último tiene en cuenta las posibles incertidumbres en $w_s(q)$).

Tras el ajuste de esta función a la distribución de pares libres en la región con q entre 3 y 30 MeV, ésta se extrapola a la región con $q \leq 3 \text{ MeV}$, haciendo posible la determinación del número de pares libres

en esa región del espectro. Comparando este número con el obtenido experimentalmente se extrae el número de pares que proceden de la desintegración de átomos $A_{2\pi}$. El cociente entre N_A y n_A determina la probabilidad de ruptura, de donde, conocido el material del blanco, se extrae de forma unívoca el valor del tiempo de vida.

Un segundo método para la determinación de τ se basa en la utilización de tres blancos, los tres del mismo material y espesor global pero formados por un número diferente de capas separadas 1 mm entre sí. El número de pares libres formados en los tres blancos, N_f , será el mismo, sin embargo, el número de pares atómicos, n_A , varía debido a la elevada probabilidad de los átomos $A_{2\pi}$ de aniquilarse en los espacios entre las capas.

A partir de la medida del número total de pares $\pi^+\pi^-$ en la región con $q \leq 2 \text{ MeV}$, se puede determinar la relación:

$$x = \frac{N_2 - N_3}{N_1 - N_3} \quad (1.3)$$

con $N_i = N_{f_i} + n_{A_i}$.

Dado que N_{f_i} es el mismo para los tres blancos, esa relación depende sólo de los n_{A_i} . Mediante cálculos se ha podido comprobar que x es una función simple del tiempo de vida medio, τ , para un valor fijo del momento del par. Por lo tanto, una medida de x permite determinar el valor de dicho tiempo [1].

Este método requiere la acumulación de más estadística que el anterior pero está libre de hipótesis acerca de la forma del espectro para pares libres.

En cualquiera de los dos métodos se requiere la reconstrucción del momento relativo entre los pares $\pi^+\pi^-$, de ahí la importancia de construir un espectrómetro que permita una gran precisión en la determinación de esta magnitud.

1.3 Dispositivo experimental

La medida del tiempo de vida de los átomos $A_{2\pi}$ a partir de los métodos anteriormente descritos requiere el diseño de un espectrómetro que satisfaga una serie de requisitos básicos:

1. Una buena resolución en el momento relativo, que permita reconstruir el espectro de pares $\pi^+\pi^-$.
2. Una eficiencia de detección independiente del momento relativo en el sistema del centro de masa, de forma que no haya sesgos en la determinación del número de pares atómicos y libres.
3. Capacidad para distinguir pares $\pi^+\pi^-$ frente a otros pares: πK , πp .
4. La implementación de un sistema de *trigger* que haga posible la selección de sucesos con pares $\pi^+\pi^-$ en el rango de momento de interés ($q \leq 30$ MeV), admitiendo los tres tipos de pares necesarios para el análisis: atómicos, libres y accidentales.
5. Una buena resolución temporal en la detección, que permita distinguir los pares que proceden de una única interacción p-Ti (pares libres) de pares procedentes de diferentes colisiones (pares accidentales).

El dispositivo experimental se instaló en el Área Este del acelerador PS (PS East Hall) en el CERN, utilizando el haz de protones ZT8 extraído de dicho acelerador. La energía de los protones del haz es de 24 GeV/c. Estos protones llegan en grupos (*spills*), separados cada par de grupos consecutivos 14 s y con una duración de 350 ms. El valor máximo de la intensidad de operación es de 2×10^{11} protones/*spill*. El haz de protones se hace incidir sobre un blanco de Ti de 175 μm de espesor, material y espesor adecuados para obtener una medida precisa del tiempo de vida.

El espectrómetro está construido sobre una línea de haz secundario inclinada 5.7° respecto al haz de protones, seleccionando las partículas con una inclinación de $5.7 \pm 1^\circ$. Este ángulo fue elegido con objeto de maximizar el número de pares atómicos detectados pero manteniendo bajo el fondo de protones provenientes del halo.

En la figura 1.2 se muestra un esquema del espectrómetro. En él se distinguen claramente dos zonas, separadas por un imán con un campo magnético de 2 Tm en la dirección vertical. En la parte anterior al imán se encuentran los detectores de posición, dividiéndose el espectrómetro

en dos ramas tras éste. El campo magnético desvía la trayectoria de las partículas en el plano horizontal, dirigiéndolas hacia una rama u otra en función del signo de su carga y separando las partículas de un par una distancia que depende de la componente longitudinal de su momento relativo.

El objetivo de los detectores colocados antes del imán es la selección de sucesos con pares de partículas a una distancia inferior a 9 mm y la medida con precisión del momento de estas partículas y del ángulo que forman entre ellas. Estos detectores son los siguientes:

- Cuatro planos de cámaras de micropistas de gas, a una distancia media de 2.5 m del blanco y cubriendo un área activa de 10.24×10.24 cm².
- Detector de Fibras de Centelleo (SFD), situado a 2.95 m del blanco. Está formado por fibras ópticas de 0.6 mm de diámetro distribuidas en dos planos en direcciones perpendiculares entre sí. Estas fibras son leídas en grupos por fotomultiplicadores, definiendo un *pitch* de 0.433 mm. Este detector se caracteriza por una gran rapidez en la generación de la señal, lo cual permite que sea utilizado en el *trigger* (apéndice A), seleccionando pares con una distancia máxima de 9 mm, y una buena resolución temporal (≤ 0.7 ns [12]).
- Detector de Ionización (IH), situado a 3.1 m del blanco. Está formado por tres planos compuestos por elementos de material centelleador. En dos de ellos el número de elementos es 16, de 6 mm de ancho, dispuestos en dirección vertical. El tercero consta únicamente de 8 elementos, con doble anchura y dispuestos horizontalmente.

Los dos objetivos de este detector son:

- Seleccionar pares de piones muy próximos en la dirección horizontal. Esto se realiza mediante un corte en la altura de pulso de los elementos del detector, de forma que la señal por encima del umbral establecido indique la llegada de dos partículas a un mismo elemento, y mediante la búsqueda de

dos elementos correlativos con señal. Esta información es utilizada en el segundo nivel de *trigger* (apéndice A), asegurando su eficiencia para ángulos de apertura entre las dos partículas del par muy pequeños.

- Seleccionar pares de piones con bajo momento relativo longitudinal. Para ello, se correlacionará la información de este detector con la de los detectores detrás el imán. Esto será utilizado en el tercer nivel de *trigger* (apéndice A).

Detrás del imán, el espectrómetro consta de dos brazos idénticos. Los detectores instalados en cada uno de los brazos son:

- Cámaras de deriva. El sistema de cámaras de deriva está formado por cuatro cámaras (DC1-DC4), siendo la primera de ellas, DC1, común para las dos ramas. La distancia entre el blanco y DC4 es de 11 m. El número total de planos de hilos en cada rama es catorce: seis con los hilos orientados en dirección vertical, seis en la horizontal y los dos restantes con los hilos formando un ángulo de 11.3° con la dirección horizontal. La información de las cámaras de deriva se usa para la reconstrucción de trazas a lo largo del espectrómetro, siendo la misión de estos últimos planos la de rechazar falsas combinaciones de coordenadas x e y en sucesos con bajo número de *hits*⁶.

La celda elemental en un plano de deriva es de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ con el ánodo en su centro y limitada por los hilos de potencial. Esta geometría es óptima para minimizar la región en donde el tiempo de deriva es no lineal con la distancia de la traza.

El máximo tiempo de deriva en las cámaras es aproximadamente de 100 ns, con una resolución en la coordenada de $\approx 200 \mu\text{m}$.

⁶Cuando una partícula es detectada en un detector se habla de la presencia de un *hit* en dicho detector.

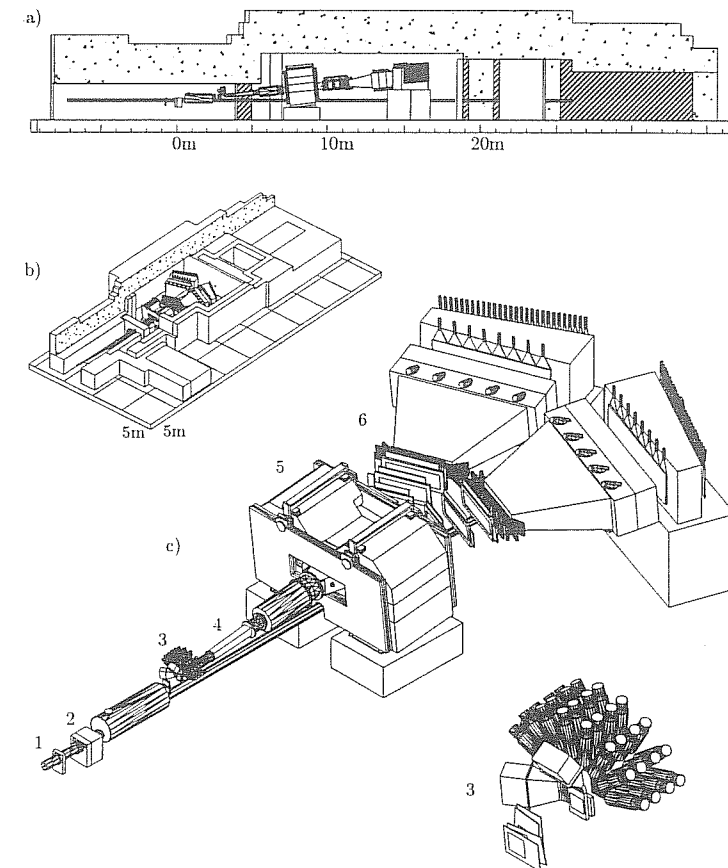


Figura 1.2: Esquema del espectrómetro del experimento DIRAC: a), b)- Espectrómetro dentro de los bloques de apantallamiento; c)- Proyección isométrica: 1- tubo del haz de protones; 2- estación del blanco; 3- detectores anteriores al imán: detector de micropistas, detector de fibras de centelleo, detector de ionización; 4- canal de partículas secundarias; 5- imán; 6- detectores tras el imán: cámaras de deriva, hodoscopios verticales y horizontales, contadores Cerenkov, contadores Preshower, contadores de muones.

- Sistema de hodoscopios verticales y horizontales. En cada rama se instaló un plano de hodoscopios dispuestos verticalmente (VH) seguido de otro con los elementos alineados en la dirección horizontal (HH). La distancia entre estos planos y el blanco es de 11.2 y 11.3 m, respectivamente.

Las señales procedentes de este sistema de hodoscopios son utilizadas para generar el primer nivel de *trigger*. La respuesta positiva en este nivel requiere la existencia de señal en los cuatro planos (HH y HV en ambas ramas), con una diferencia de ± 2 unidades entre los elementos tocados en el plano horizontal de una y otra rama. Esta última condición se basa en el bajo momento relativo de los pares de señal, utilizando también el hecho de que el imán no desvía las partículas en la dirección vertical ⁷.

Los hodoscopios verticales, con una resolución mejor que 180 ps, permiten la separación de pares pión-pión frente a protón-pión por tiempo de vuelo [13]. Su buena resolución temporal permite también que sean utilizados para la identificación *off-line* de pares accidentales. Intervienen además en la selección de pares con bajo momento relativo en el tercer nivel de *trigger*.

- Detectores Cerenkov de umbral, situados a 11.5 m del blanco, definen el volumen contenido en el interior de un paralelepípedo limitado por una ventana de $1400 \times 420 \text{ mm}^2$ y 3 m de longitud. Este volumen se llena de Nitrógeno a la presión atmosférica.

Se utilizan para la selección de sucesos sin electrones, así como para la realización de medidas de calibración con pares e^+e^- .

- Contadores Preshower, consisten en un plano de Pb de varias longitudes de radiación seguido por otro plano de contadores de centelleo. Se sitúan tras los contadores Cerenkov, a 14.7 m del blanco, con objeto de mejorar la eficiencia en el rechazo de e^-/e^+ . Se utilizan, además, en el nivel de *trigger* cero, junto con señales de los hodoscopios verticales, para indicar la existencia de partículas en las dos ramas de espectrómetro.

⁷Sin embargo, en las primeras pruebas se comprobó que se produce una desviación vertical de las partículas en función de su momento.

- Absorbente de hierro y sistema de identificación de muones. Tras cada contador Preshower se sitúa una lámina de hierro con un espesor variable, en dirección horizontal, entre 0.6 y 1.2 m (correspondientes a los límites inferior y superior del rango de momentos en el espectrómetro). Detrás de esta lámina, a 14.9 m del blanco, se instalaron contadores de centelleo con objeto de identificar los muones. Las señales procedentes de estos contadores son utilizadas para la supresión de sucesos con muones en el primer nivel de *trigger*.

1.4 Tracking antes del imán

El cálculo del momento relativo en el centro de masas de los pares $\pi^+\pi^-$ requiere el conocimiento preciso del momento de las dos partículas en el sistema de laboratorio y el ángulo, en la dirección transversal, que forman sus partículas antes del imán.

La determinación de estas magnitudes se realiza mediante la reconstrucción de las trayectorias de las partículas, combinando información antes y después de atravesar el campo magnético.

Información acerca de la posición de los *hits* en las cámaras de deriva permite reconstruir las trayectorias después del imán. A partir de estas trayectorias es posible determinar la posición y los ángulos, asociados a la partícula correspondiente, a la salida de dicho imán. Estos parámetros son utilizados para calcular los ángulos y las coordenadas a la entrada de éste, mediante fórmulas que, a partir del conocimiento del campo magnético, conectan estos dos conjuntos de magnitudes.

Para la reconstrucción de la trayectoria antes del imán, se asumirá que la partícula ha sido emitida bien desde el centro del blanco o bien desde el centro del elemento del SFD con señal. La introducción de las cámaras de micropistas permite, sin embargo, determinar con mayor precisión dicha trayectoria.

1.4.1 El detector de micropistas en el experimento DIRAC

Las cámaras de micropistas de gas forman parte de una generación de detectores caracterizada por una elevada resolución espacial ($\leq 50 \mu m$) y una alta capacidad de resistencia al flujo de partículas. Esto los convierte en firmes candidatos para realizar el *tracking*⁸ en los actuales experimentos de Física de Altas Energías.

La instalación de cuatro planos de micropistas en el experimento DIRAC permite la reconstrucción de las trayectorias a partir, únicamente, de la información obtenida de los mismos.

El principal propósito de este detector es suministrar una medida directa de la pendiente de las trayectorias de las partículas cargadas antes del imán, independiente del conocimiento de la posición del blanco.

Las cámaras de micropistas introducen, así, importantes mejoras en el análisis *off-line* del experimento, sin deteriorar, por otra parte, la operación global del espectrómetro, al ser prácticamente transparentes al paso de la radiación.

Mejora en Δp y Δq en la reconstrucción

La elevada resolución espacial de las MSGCs introduce una mejora en la precisión de las trayectorias reconstruidas, y, por tanto, en la determinación de los momentos de las partículas en el sistema de laboratorio.

Las MSGCs mejoran, además, la resolución en doble traza del espectrómetro, permitiendo separar trazas no resueltas en el detector de fibras. Esto aumenta la precisión en la determinación del ángulo antes del imán entre las partículas del par.

Estas magnitudes son las que se utilizan en la reconstrucción del momento relativo entre las partículas, mejorándose, por tanto, con la utilización de la información extraída de las cámaras de micropistas.

Por otra parte, la introducción de las cámaras de micropistas permite resolver las trazas que incluso separadas en el detector de fibras no podrían resolverse debido a la ambigüedad xy . De esta manera, antes

⁸Al proceso de reconstrucción de las trayectorias o seguimiento de las mismas a lo largo del espectrómetro se le conoce genéricamente con la palabra inglesa *tracking*.

de la introducción de las MSGCs las trazas para pares de piones presentaban una incertidumbre de ≈ 4 mrad en la parte anterior del imán, esta incertidumbre se reduce a ≈ 0.6 mrad tras su introducción. Esto representa una mejora sustancial en la reconstrucción del momento.

Rechazo del background

Los *hits* en los diferentes detectores correspondientes al par de partículas que origina una respuesta positiva en el sistema de *trigger*, irán acompañados, en la mayoría de los casos, de otra serie de *hits* que constituyen el *background*. Estos *hits* pueden estar producidos por partículas procedentes del blanco generados en la misma o en diferente interacción que el par, por partículas originadas en interacciones en los materiales del espectrómetro, o bien por ruido en la propia electrónica. En cualquier caso, dificultan el proceso de reconstrucción debido a la gran cantidad de posibles combinaciones entre ellos a la hora de determinar las trayectorias.

El método de análisis, requiere, por lo tanto, la utilización de un algoritmo que permita seleccionar las trayectorias reales de las partículas que hicieron disparar el sistema de *trigger*.

En esta labor de rechazo del *background*, juegan un papel importante el detector de fibras y el de micropistas, explotando la elevada resolución temporal del primero y la espacial del segundo.

Partiendo de todas las posibles trayectorias determinadas por las cámaras de deriva, el detector de micropistas permite seleccionar aquellas que son compatibles con alguna de las trazas definidas por el mismo, mientras que utilizando la información del SFD es posible la exclusión de las trazas fuera de la ventana de tiempo definida por el *trigger*.

El complemento de estos dos detectores supone una importante mejora en el rechazo del *background*.

Capítulo 2

Detector de MSGC

2.1 Introducción a la MSGC

Los detectores gaseosos poseen una serie de características que los convierten en excelentes candidatos a ser utilizados en los experimentos de Física de Altas Energías. Frente a otro tipo de detectores, también capaces de trabajar en condiciones de alta luminosidad, destacan por el buen conocimiento de los mecanismos que conducen a la detección de las partículas, una señal relativamente alta y un bajo coste.

El diseño y características de este tipo de detectores, donde la detección se basa en la señal generada por la interacción de la radiación con un medio gaseoso, han ido evolucionando paralelamente a las exigencias experimentales y el desarrollo de nuevas tecnologías.

Los primeros detectores gaseosos fueron las **cámaras de ionización**, en ellas dos electrodos plano-paralelos delimitan el volumen ocupado por la mezcla de gas. La señal se obtiene mediante la lectura de los electrones liberados por la partícula en su interacción con los átomos del gas. La aplicación de mayores campos eléctricos entre los electrodos conduce a los denominados **contadores proporcionales**, donde la carga liberada por la partícula es amplificada por un proceso de multiplicación que tiene lugar en la misma mezcla gaseosa (sección 2.3). Esto no sólo facilita la lectura de la señal, por recogerse mayor cantidad de carga, sino que además permite obtener información sobre la energía depositada por la partícula. Este tipo de detectores han sido

muy utilizados en la medida de la energía perdida por la radiación.

La imposibilidad de los contadores proporcionales de dar más información acerca de la posición de una partícula que la mera afirmación de que haya atravesado o no el detector, llevó a G. Charpak [14] y sus colaboradores a diseñar y construir la denominada **cámara proporcional multihilos** (*Multiwire Proportional Chamber*, MWPC), (sección 2.5). Su principal novedad es la existencia de un plano intermedio de hilos anódicos simétricamente espaciados entre dos planos catódicos. Cada uno de los hilos actúa como un contador proporcional independiente, de forma que a partir de las señales leídas es posible obtener información sobre la posición de la partícula incidente. La resolución en la posición está limitada por el acercamiento entre los hilos, y de ahí surgen los principales inconvenientes de este tipo de detectores: problemas en la estabilidad mecánica debidos a las elevadas fuerzas electrostáticas.

Aprovechando la aparición de nuevas tecnologías para la producción de microelectrónica, surge una nueva generación de detectores en los que los problemas de estabilidad mecánica se solucionan mediante la fijación de los electrodos a sustratos aislantes. En este grupo, se encuentran las **cámaras de micropistas gaseosas** (*Microstrip Gas Chamber*, MSGC) y las **Microgaps** [15] (*Micro Gap Chamber*, MGC). Sus principales ventajas, respecto a las cámaras de multihilos, están en su mayor resolución espacial y capacidad para soportar altos flujos de partículas. Cualidades esenciales para los actuales y futuros experimentos en la Física de Alta Energía.

Numerosos estudios de investigación sobre este tipo de detectores han sido realizados por diferentes grupos y universidades. El objetivo fundamental es la búsqueda de las condiciones óptimas que les permitan ser utilizados en experimentos concretos.

La utilización de las cámaras de micropistas no se restringe al campo de la Física de Alta Energía. Han sido empleadas con éxito en otros campos de la ciencia [16] como son la Medicina (radiografía de baja dosis, dosimetría y control de irradiación [17, 18]), Biofísica (difracción de rayos X, estructura de proteínas) y Astrofísica (polarímetro de rayos X, detección de fuentes de rayos X [19]), etc. Se pueden utilizar también en controles de calidad, análisis de estructuras, etc.

2.2 Procesos de deposición de energía

Un detector consiste básicamente en un medio material. La energía depositada por la interacción de la radiación con dicho medio constituye la base de la señal de detección.

El conocimiento de los mecanismos por los que tiene lugar la interacción es fundamental para la construcción de un detector y la posterior interpretación de las medidas. Para su estudio dividiremos la radiación en dos grandes bloques:

- radiación ionizante: partículas cargadas más pesadas que el electrón y electrones rápidos,
- radiación no ionizante: neutrones y rayos X o γ .

Nos centraremos en la interacción con partículas cargadas y con radiación electromagnética (rayos X o γ), ya que son las situaciones que trataremos experimentalmente.

2.2.1 Partículas cargadas

Cuando una partícula cargada ¹ atraviesa un medio material interactúa con los átomos del mismo y pierde energía. De todas las posibles interacciones sólo la electromagnética se usa en la base de la detección, por ser mucho más probable que las interacciones fuertes o débiles. Dentro de la interacción electromagnética destacan cuatro mecanismos de pérdida de energía:

- Interacciones de Coulomb con electrones y núcleos.
- Emisión de radiación electromagnética o de *bremsstrahlung*, que se produce cuando la partícula es acelerada en el medio.
- Interacciones nucleares.

¹Al hablar de partículas cargadas nos referimos a partículas con masa superior a la del electrón. Los electrones deben ser tratados de forma ligeramente diferente.

- Emisión de radiación de Cherenkov, radiación electromagnética en el rango del visible emitida por partículas que atraviesan un medio con velocidad superior a la de la luz en dicho medio.

Son las interacciones coulombianas las que, por su mayor probabilidad, juegan un papel más importante en la detección de partículas cargadas. La contribución de los otros procesos es despreciable, al menos para los detectores gaseosos y en el rango de energía típico en los experimentos de Altas Energías. Las interacciones de Coulomb pueden tener lugar tanto con los electrones del átomo como con los núcleos; sin embargo, vamos a considerar únicamente las primeras, basándonos en la relación entre el tamaño del átomo y del núcleo, del orden de 10^8 , y asumiendo que esa es también la relación entre el número de colisiones con los electrones y con los núcleos.

Fórmula de Bethe-Bloch

La interacción de la partícula con los electrones del átomo puede producir la ionización o la excitación de los mismos. En cualquier caso, la partícula pierde energía en su paso por el medio. Bethe y Bloch [20] establecieron una fórmula para la pérdida de energía media que sufre una partícula más pesada que el electrón debido a ionizaciones y excitaciones:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = \frac{z^2 L}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 W_{MAX}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.1)$$

siendo ze la carga de la partícula incidente;

$$L = 2\pi r_e^2 m_e c^2 N_A \left(\frac{Z}{A} \right) = 0.1535 \left(\frac{Z}{A} \right) MeV \cdot \frac{cm^2}{g}$$

con

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$$

el radio clásico del electrón, y N_A el número de Avogadro;

$$\beta = \frac{v}{c},$$

la velocidad de la partícula incidente en unidades de la de la luz; Z y A , los números atómico y másico del medio, respectivamente; ρ , la densidad del medio; I , el potencial de ionización medio del átomo;

$$W_{MAX} = \frac{2\beta^2 \gamma^2 m_e c^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2},$$

la máxima energía transferida a un electrón [24]; y

$$\gamma = \frac{E}{Mc^2},$$

con E y M la energía y masa de la partícula incidente.

Esta fórmula tiene validez siempre que la velocidad de la partícula, βc , sea mayor que la velocidad orbital de los electrones (aproximadamente $Z\alpha c$, siendo α la constante de estructura fina) y lo suficientemente baja para que los efectos radiactivos no sean importantes (por ejemplo, para piones una energía inferior a 100-200 GeV en hierro). Desprecia, además, el efecto de densidad explicado más adelante.

En caso de que tratemos con un compuesto la pérdida de energía vendría dada por [21]:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = \sum_i \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \right)_i \cdot \omega_i \quad (2.2)$$

siendo ω_i la proporción en peso de cada elemento.

A partir de la expresión 2.1 se ve que la pérdida de energía depende de las características del medio material atravesado con L , función de la relación Z/A , I y ρ , siendo lo más destacable la dependencia lineal con el cociente Z/A ; y de las características de la partícula incidente a través de su carga, z , en forma cuadrática, su velocidad, β , y su masa, que interviene en la expresión de W_{MAX} . La dependencia en la masa, sin embargo, es prácticamente despreciable y únicamente da lugar a correcciones para valores altos de la energía. Por ejemplo, para piones en

una mezcla gaseosa de Argon y DME² en iguales proporciones de masa (Ar/DME 50/50), la diferencia entre considerar o no la masa es menor de un 2% para $\beta\gamma$ del orden de 60 (energía del pión aproximadamente 8.4 GeV).

En la figura 2.1 se muestra la pérdida diferencial de energía en la mezcla Ar/DME 50/50, para protones y piones, en función de $\beta\gamma = P/Mc$. Las diferencias se aprecian a partir de $\beta\gamma \approx 10$, debido a las diferentes masas de ambas partículas.

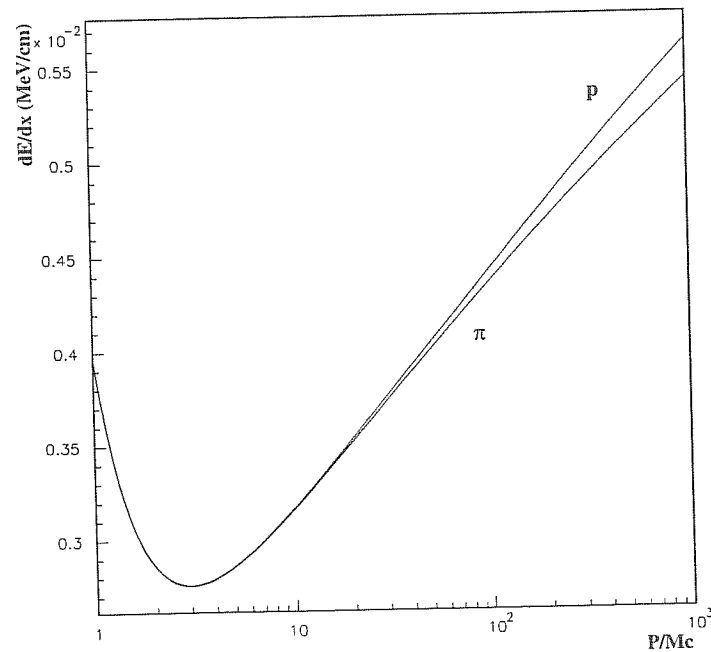


Figura 2.1: Pérdida media de energía de una partícula cargada debido a ionizaciones en función de $\beta\gamma = \frac{P}{Mc}$.

Los parámetros característicos de esta mezcla gaseosa se presentan en la tabla 2.1 [20, 22].

En la figura 2.2 se representan las mismas curvas pero en función de la energía cinética de las partículas incidentes.

²Éter dimetílico: CH₃-O-CH₃.

Gas	Z	A	ρ (gr/cm ³)	I (eV)
Ar	18	39.95	$1.66 \cdot 10^{-3}$	284
DME	26	46.08	$1.92 \cdot 10^{-3}$	260
Ar/DME 50/50	22	43.02	$1.79 \cdot 10^{-3}$	272

Tabla 2.1: Propiedades del Ar y DME.

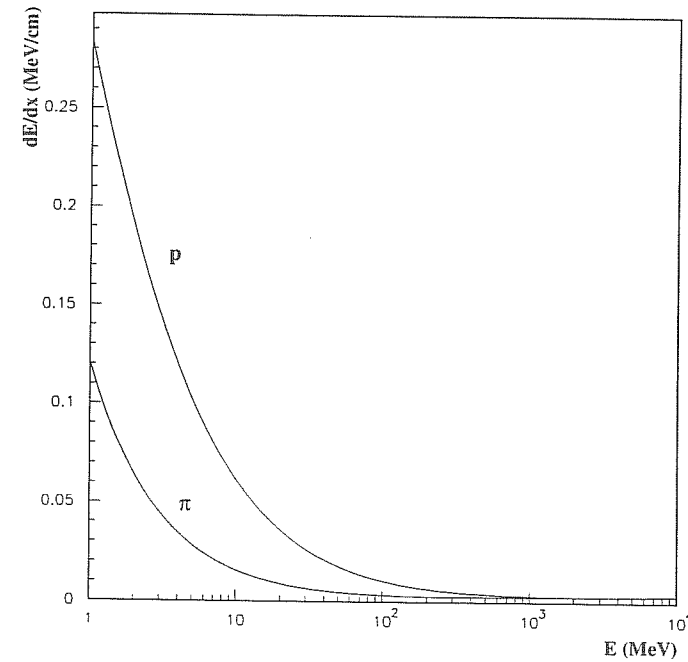


Figura 2.2: Pérdida media de energía de una partícula cargada debido a ionizaciones en función de la energía cinética.

Para partículas moviéndose con velocidad inferior a la de los electrones atómicos, $\beta \leq \alpha Z$, la fórmula vista no es aplicable debido a la importante contribución a la pérdida de energía de los procesos de retroceso de los núcleos. En esos casos el comportamiento de la pérdida

de energía es lineal con la velocidad. Para valores de β mayores, pero todavía dentro del rango no relativista, la pérdida de energía depende fuertemente de β como $1/\beta^2$ hasta alcanzar un mínimo cuando $\beta\gamma$ es del orden de 3.0-3.5. En realidad la pendiente en esa zona no es tan acusada y la curva dE/dx ajusta mejor a la función $\beta^{-5/3}$. La disminución de la pérdida de energía con la velocidad se entiende cualitativamente, ya que cuanto menor sea ésta más tiempo permanece la partícula cerca del átomo y, por tanto, la probabilidad de interacción es mayor.

A partir del mínimo (en Ar/DME 50/50 $\beta\gamma \approx 3.0$, $E_\pi \approx 441.4$ MeV, $E_p \approx 3.162$ GeV) hay un incremento lineal con $\ln\gamma$ (subida relativista). Esto es debido a un aumento del campo eléctrico transversal de la partícula, lo cual va ligado a un incremento logarítmico ($\ln\gamma$) del radio de la región donde los átomos del medio son ionizados o excitados. Sin embargo, ese mismo aumento del campo eléctrico transversal produce la polarización del medio (efecto de densidad) y, por tanto, un apantallamiento de los átomos situados a una distancia considerable de la trayectoria de la partícula. Como resultado el incremento logarítmico se cancela y entramos en el denominado *plateau* de Fermi. Esto ocurre para valores de $\beta\gamma \approx I/\hbar\omega_p$, siendo $\hbar\omega_p$ la energía de plasma del medio:

$$\hbar\omega_p = \sqrt{4\pi N_e r_e^3} \cdot \frac{m_e c^2}{\alpha} = 28.816 \sqrt{\rho \left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle} \text{ eV} \quad (2.3)$$

estando ρ en g/cm^3 .

En la mezcla Ar/DME 50/50 eso corresponde a $\beta\gamma \approx 312$, lo cual equivale a una energía para piones de ≈ 43.6 GeV y para protones de ≈ 312 GeV. En realidad, dada la dependencia de ω_p con la densidad de electrones del medio, la corrección por el efecto de densidad es mucho mayor para líquidos o sólidos que para gases. Este efecto lo podemos incluir en la fórmula de Bethe-Bloch añadiendo un término, δ :

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = \frac{z^2 L}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 W_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (2.4)$$

que para valores altos de la energía se puede aproximar por [26]:

$$\delta \rightarrow 2 \ln \left(\frac{\hbar\omega_p}{I} \right) + 2 \ln \beta\gamma - 1 \quad (2.5)$$

lo cual equivale a sustituir la energía de excitación media, I , por la energía de plasma, $\hbar\omega_p$, y, teniendo en cuenta la expresión de W_{MAX} , se pasa de una dependencia en $\ln(\beta\gamma)^4$ a $\ln(\beta\gamma)^2$.

Experimentalmente se observan caídas en la pérdida diferencial de energía para valores elevados de $\beta\gamma$. Son debidas, en gran parte, a la producción de electrones de alta energía y a la incapacidad del detector para medir pérdidas de energía superiores a un cierto valor W_D menor que W_{MAX} . Se entiende este comportamiento, por ejemplo, si la partícula cargada atraviesa un material estrecho, ya que los electrones energéticos pueden abandonar el volumen del detector antes de depositar en él toda su energía. Este efecto se puede tener en cuenta sustituyendo W_{MAX} por W_D , energía máxima detectable, en la fórmula de Bethe-Bloch.

En la Física de Altas Energías se trabaja fundamentalmente en la región en que la pérdida de energía por unidad de longitud, dE/dx , es aproximadamente constante. Comienza para valores de la energía del orden de la masa de la partícula, y la pérdida de energía diferencial es similar para todas ellas.

Funciones de distribución

La energía que pierde una partícula por ionización es el resultado de un gran número de colisiones independientes con los átomos de la materia. Está sometida a considerables fluctuaciones debido a las variaciones tanto en el número de colisiones como en la energía transferida en cada colisión. Uno de los primeros modelos para el estudio de las fluctuaciones en la pérdida de energía que sufre una partícula relativista al atravesar una capa fina de material se debe a Landau. Basándose en las tres hipótesis siguientes:

1. la energía máxima transferida es mucho mayor que la energía media, $E_m/W_{MAX} \ll 1$. Por ejemplo, para piones con $\beta^2 = 0.998$ (≈ 3 GeV) atravesando 3 mm de una mezcla Ar/DME 50/50:

$$E_m \approx 1.15 \text{ KeV}$$

$$W_{MAX} \approx 438 \text{ MeV}$$

2. la energía transferida es lo suficientemente alta para considerar los electrones como libres, lo que permite despreciar la estructura atómica y la energía de ligadura de los átomos,
3. la velocidad de la partícula no varía durante su paso a través del material, lo cual es válido en la mayor parte de los casos dentro de la Física de Altas Energías por trabajar con partículas altamente relativistas,

Landau dio una expresión para la distribución de probabilidad de que una partícula al atravesar un espesor x pierda una cantidad de energía comprendida entre Δ y $\Delta + d\Delta$ [27],

$$F(x, \Delta) = \frac{1}{\xi} \cdot \Phi(\lambda) \quad (2.6)$$

donde

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^\infty \exp(-u \cdot \ln(u) - \lambda u) \cdot \text{sen}(\pi u) du \quad (2.7)$$

siendo

$$\xi = \frac{Lx}{\beta^2} \cdot \rho$$

con L el parámetro citado en la ecuación (2.1), x el espesor del medio, ρ su densidad, y β la velocidad, en unidades de la de la luz, de la partícula incidente,

$$\lambda = \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}$$

con Δ_0 la pérdida de energía más probable, que para partículas cargadas relativistas se puede obtener a partir de las expresiones³ [28]:

$$\Delta_0 = \xi \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \xi}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 + 0.198 - \delta(\beta) + 0.225 \right] \quad \beta^2 < 1 \quad (2.8)$$

$$\Delta_0 = \xi \cdot \left[\ln \left(\frac{1.22 \cdot 2m_e c^2 \xi}{\omega_p^2} \right) + 0.225 \right] \quad \beta^2 \approx 1 \quad (2.9)$$

Una solución aproximada de esta ecuación es :

$$F(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{\lambda + \exp(-\lambda)}{2} \right] \quad (2.10)$$

En la figura 2.3 se muestra una representación de la función de Landau. Los parámetros introducidos en la función corresponden a partículas con $\beta^2 = 0.998$ atravesando 3 mm de una mezcla Ar/DME 50/50. En general presenta una larga caída a grandes energías transferidas, que se comporta como $1/\lambda^2$. De ahí se extrae que la probabilidad para una gran pérdida de energía decae como $1/\Delta^2$. Esto, unido a que la probabilidad de que un electrón atómico liberado por la interacción con una partícula cargada se lleve una energía ε es proporcional, de acuerdo con el comportamiento tipo Rutherford, a $1/\varepsilon^2$, confirma que las fluctuaciones en las pérdidas de energía grandes están determinadas por las infrecuentes colisiones con un único electrón en que la partícula incidente pierde una parte apreciable de su energía.

El acuerdo con los resultados experimentales depende del material atravesado y de su espesor. En general la concordancia es menor cuanto menores son el espesor y el Z del material, es decir, cuanto menor sea el número promedio de interacciones. Esto es debido a que en esos casos cualquier pérdida pequeña de energía contribuye sustancialmente a las fluctuaciones.

³La constante 0.198, en estas ecuaciones, fue calculada por Maccaby y Papworth. En el artículo original de Landau era igual a 0.373.

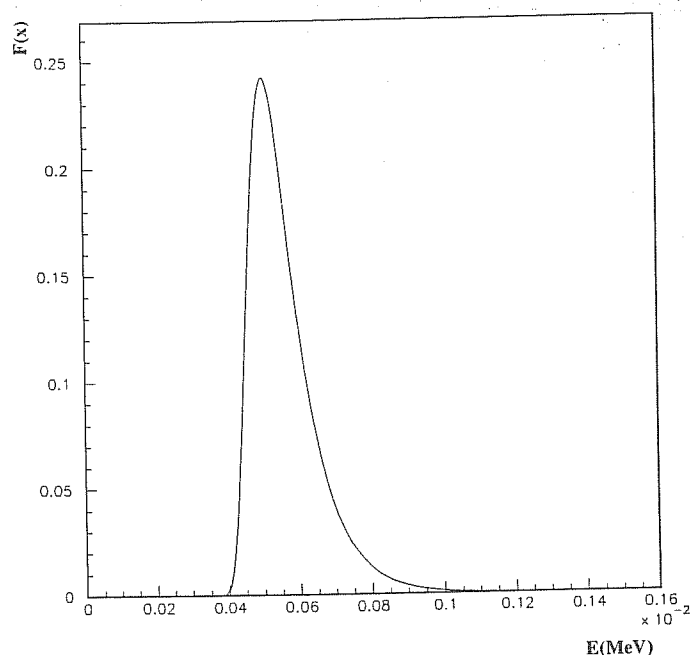


Figura 2.3: Representación de la función de Landau. Los parámetros introducidos corresponden a partículas con $\beta^2 = 0.998$ en 3 mm de Ar/DME 50/50.

Intentando buscar funciones que se ajusten mejor a los resultados experimentales surgen una serie de distribuciones, válidas sólo para ciertos rangos de la energía perdida.

Una de las clasificaciones de la forma de la distribución de la pérdida de energía se basa en el parámetro

$$\kappa = \frac{\xi}{W_{MAX}}$$

Representa esencialmente el cociente entre la pérdida media de energía, $\xi \approx E_m = dE/dx \cdot x$ de acuerdo con la fórmula de Bethe-Bloch, y la energía máxima transferida.

Si éste es:

- $\kappa \ll 1$, es válida la distribución de Landau, que partía de la hipótesis:

$$\frac{E_m}{W_{MAX}} \ll 1$$

- $\kappa \gg 1$, el comportamiento de la distribución es gaussiano. Está de acuerdo con la idea original de Landau que atribuía la cola de su distribución a las infrecuentes colisiones con altas transferencias de energía. En caso de que el valor de la energía media perdida sea mucho mayor que la máxima transferida, se obtiene una distribución simétrica ya que no hay diferencia en la probabilidad de unas colisiones u otras.
- $0.01 \leq \kappa \leq 1$, la forma de la distribución viene dada por la función obtenida por Vavilov [29]. Es una generalización de la teoría de Landau con los comportamientos asintóticos anteriores ⁴.

Las mejores aproximaciones se obtienen por técnicas de Monte Carlo. Inspirian et al. [31] fueron los primeros que aplicaron el método de Monte Carlo para el cálculo de las pérdidas de energía de partículas cargadas en la materia. Sus cálculos se basan en expresiones aproximadas para el espectro de transferencia de energía en colisiones individuales, derivadas de la fórmula de Sternheimer para la pérdida de energía [32]. Resultados más realistas fueron obtenidos por Ermilova et al. [28] que utilizan, como espectro de transferencia de energía, una función derivada por ellos para materia polarizada con intensidades de oscilación, $f(\omega)$, determinadas a partir de coeficientes experimentales de fotoabsorción [33, 34].

⁴Ermilova y Chechin [30] también establecieron una expresión para la pérdida de energía, centrándose en el estudio de finas capas gaseosas. Se basa en un modelo que considera todos los electrones como osciladores armónicos independientes con sus frecuencias específicas $\omega = I/\hbar$, siendo I el potencial de ionización. La principal diferencia con la aproximación de Landau es que tiene en cuenta las fluctuaciones en pequeñas transferencias de energía ($\epsilon \approx I$). Su mayor inconveniente es que subestima la capacidad de polarización de los electrones atómicos. En cualquier caso, describe mejor los resultados experimentales en capas estrechas de material gaseoso que las fórmulas anteriores.

2.2.2 Radiación electromagnética (rayos X o γ)

La detección de los fotones, por tratarse de radiación no ionizante, se produce indirectamente a partir de las partículas cargadas generadas en su interacción con la materia.

De todos los mecanismos de interacción, sólo tres juegan un papel importante en los procesos de detección. Estos tres mecanismos son: el efecto fotoeléctrico, el *scattering* Compton y la producción de pares [59]. En ellos la interacción es puntual, produciéndose una conversión total o parcial de la energía del fotón en energía electrónica. Tras la interacción, el fotón o bien desaparece o bien sufre una desviación en su trayectoria. En cualquier caso, el carácter de la interacción es claramente diferente al que tiene lugar con las partículas cargadas, caracterizado por una pérdida gradual y continua de su energía, interaccionando con muchos átomos, y sin sufrir cambios bruscos en su trayectoria.

En función de la energía del fotón incidente predominará uno u otro de los mecanismos de interacción. El efecto fotoeléctrico predomina para fotones con energía de pocos KeV (rayos X), el *scattering* Compton cuando su energía alcanza varios cientos de KeV, mientras que la producción de pares es el mecanismo de interacción más importante para fotones con varios MeV.

Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es el mecanismo de interacción más frecuente para los fotones procedentes de los tubos de rayos X y las fuentes radiactivas usadas en el laboratorio.

En él se produce la interacción de un átomo del medio con el fotón incidente, desapareciendo éste tras la interacción. La energía del fotón es utilizada en arrancar un electrón de las capas más internas del átomo, emergiendo este electrón con una energía igual a la del fotón menos la energía de ligadura de la capa en la que se encontraba (si la energía del fotón es suficiente, el origen más probable del electrón es la capa más interna del átomo):

$$E_{e^-} = E_{\gamma} - E_b$$

siendo E_{e^-} y E_{γ} la energía del electrón emergente y del fotón incidente,

respectivamente, y E_b la energía de ligadura del electrón. De forma más estricta, en esta ecuación, que expresa la conservación de la energía, debería incluirse la energía del átomo, E_A . Sin embargo, su magnitud es usualmente despreciable frente a la energía del electrón por ser la masa atómica mucho mayor que la de éste y $E = P^2/2M$ (dentro del límite no relativista).

La presencia del átomo en la reacción es, sin embargo, necesaria para que se verifique la conservación del momento: es imposible verificar la conservación de energía y momento para un fotón que sea completamente absorbido por un electrón libre.

La producción del efecto fotoeléctrico da lugar, junto al electrón emergente, a la aparición del átomo ionizado. Este átomo puede volver a su estado neutro mediante la absorción de un electrón libre del medio, emitiendo entonces un fotón con energía igual a la energía de ligadura de la capa correspondiente, E_b , o bien mediante un rearrreglo de los electrones de sus capas, de forma que electrones de capas más externas vayan ocupando los huecos en las capas más internas, absorbiéndose finalmente un electrón libre que ocupará ya una de las capas más externas del átomo. Este segundo proceso va también acompañado de la emisión de rayos X característicos, de modo que la suma de la energía de todos ellos sea igual a E_b .

Estos fotones emitidos tienen una elevada probabilidad de interactuar con el medio mediante el efecto fotoeléctrico, cediendo de nuevo su energía a electrones. En algunos casos, al producirse el llenado de los huecos en las capas más internas de los átomos, el fotón de rayos X emitido es absorbido por un electrón de una capa más externa del propio átomo, que emergerá con una energía igual a la diferencia de energía entre las dos capas. Éste es el denominado efecto *Auger*, estando favorecido, frente a la emisión de rayos X, en átomos con valores de Z bajos.

De todo lo expuesto, se extrae que el resultado final es la conversión de la energía del fotón incidente en energía cinética de uno o más electrones. Éstos, al ser ya partículas cargadas, interactuarán con el medio produciendo ionizaciones o excitaciones de los átomos y depositando en él toda su energía ⁵. Se genera, de este modo, la señal que

⁵Teniendo en cuenta el rango de energía de estos electrones, es muy poco probable

será detectada.

La probabilidad de producción del efecto fotoeléctrico depende principalmente de la energía del fotón incidente, E_γ , y del número atómico de los átomos del medio, Z . Aunque no existe una expresión analítica sencilla para esta probabilidad, se puede aproximar por [60]:

$$\tau \approx \text{constante} \times \frac{Z^m}{E_\gamma^n}$$

con $m \approx 4.8$ y $n \approx 3$ para bajo Z , mientras que para valores altos de Z $m \approx 4$ y n varía de ≈ 3 para E_γ menor de 0.5 MeV a ≈ 1 para E_γ mayor que 10 MeV⁶.

La figura 2.4 muestra la probabilidad del efecto fotoeléctrico en yoduro de sodio (material muy utilizado en la detección de rayos X). Los cambios bruscos en la curva, que se observan en la zona izquierda de la gráfica, corresponden a aquellos valores en que la energía de los fotones iguala la energía de ligadura de alguna de las capas de los átomos del material.

Efecto Compton

El efecto Compton es el mecanismo predominante para las energías típicas de los fotones procedentes de radioisótopos.

En él se produce la interacción de un fotón con uno de los electrones más externos (casi libre) de un átomo del medio. Como resultado de la interacción el fotón es desviado un cierto ángulo de su dirección inicial, transfiriendo parte de su energía al electrón con que interacciona (que se puede considerar inicialmente en reposo). La figura 2.5 muestra un esquema de la reacción. Utilizando las leyes de conservación de energía y momento, es posible deducir una expresión que relaciona las energías inicial y final del fotón, $h\nu$ y $h\nu'$, respectivamente, con el ángulo, θ , en que sale deflectado:

que abandonan el medio sin depositar en él toda su energía.

⁶Esta expresión indica la probabilidad de efecto fotoeléctrico por átomo, la expresión para la probabilidad por electrón se obtiene sustituyendo el parámetro m por $m-1$.

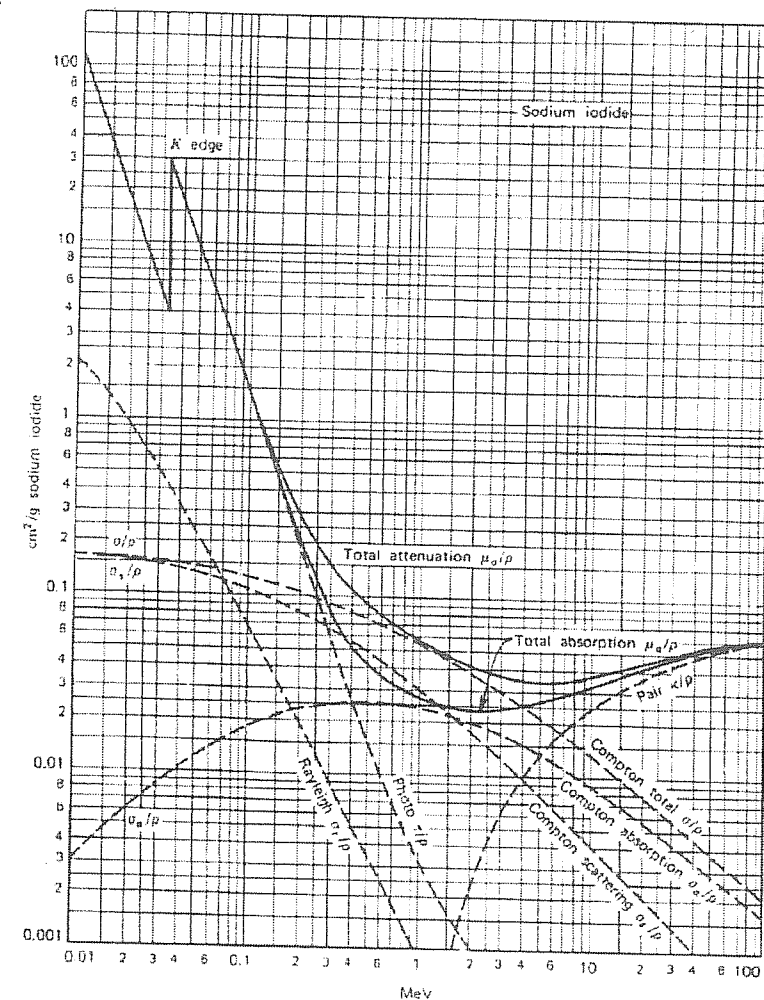


Figura 2.4: Dependencia con la energía de los diferentes procesos de interacción de la radiación electromagnética en yoduro de sodio.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.11)$$

siendo m la masa del electrón.

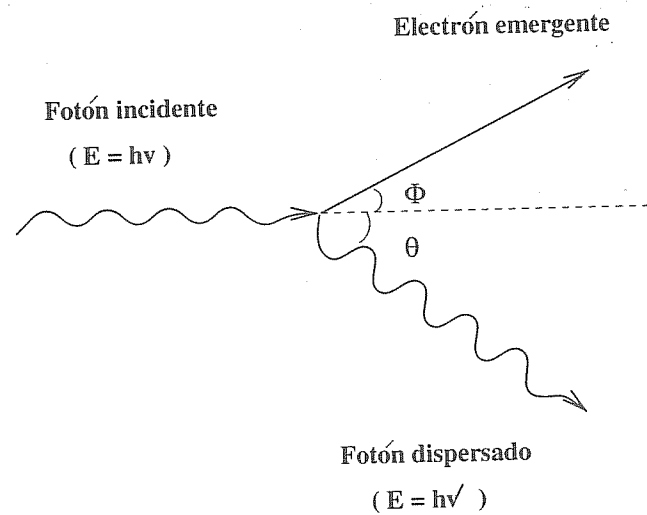


Figura 2.5: Esquema de la reacción que tiene lugar en el efecto Compton.

La energía del electrón estará determinada por:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left[\frac{\frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \right] \quad (2.12)$$

dependiendo, por tanto, del ángulo θ . Dado que éste puede tomar cualquier valor, la energía transferida al electrón puede variar desde 0 hasta una fracción importante de la energía del fotón.

El electrón emergente interactuará en el medio a través de sucesivas excitaciones e ionizaciones, depositando en él su energía y generando la señal que será detectada.

El fotón resultante puede abandonar el medio o bien sufrir una nueva interacción. En este último caso generará electrones que depositarán de nuevo su energía en el medio.

Producción de pares

Cuando la energía del fotón supera el doble de la masa del electrón (1.02 MeV) es energéticamente posible la producción de pares.

2.3. Desarrollo de la señal en detectores gaseosos proporcionales

Este proceso tiene lugar en el campo Coulombiano de los núcleos atómicos y en él un fotón desaparece dando lugar a la aparición de un par electrón-positrón. El exceso de energía del fotón, por encima de 1.02 MeV, se convierte en energía cinética del par. El positrón, tras un pequeño recorrido por el medio, se aniquila originando un par de fotones. Éstos pueden interactuar de nuevo, cediendo total o parcialmente su energía a otros electrones.

Las sucesivas interacciones del conjunto de electrones generados con el medio, dando lugar a la aparición de pares e^- -ión, constituyen la base del proceso de detección.

2.3 Desarrollo de la señal en detectores gaseosos proporcionales

2.3.1 Aspectos generales

Una posible clasificación de los detectores se basa en la naturaleza del medio con el cual tiene lugar la interacción de la radiación. Los detectores gaseosos son aquellos en los que el medio material es un gas. Estos detectores se basan en la capacidad de las radiaciones, de origen atómico o nuclear, de ionizar un gas y originar una señal eléctrica detectable.

Un detector gaseoso consiste en una serie de electrodos, típicamente metálicos, situados en un recipiente que contiene gas. Existe una gran variedad tanto en la posible configuración de los electrodos como en la mezcla de gas utilizada, pudiendo ser desde aire hasta gases nobles u orgánicos.

La figura 2.6 muestra un esquema de la estructura más general de este tipo de detectores, constituido por tres electrodos plano-paralelos encerrados en el volumen gaseoso. La aplicación de potenciales adecuados permite definir en este volumen dos zonas caracterizadas por campo eléctricos, E_1 y E_2 , de intensidades muy diferentes (siendo $E_1 \ll E_2$). Estas zonas se denominan zona de conversión/deriva y zona de avalancha. Los procesos físicos que gobiernan la operación de estos detectores se reparten entre estas dos zonas. Estos procesos son:

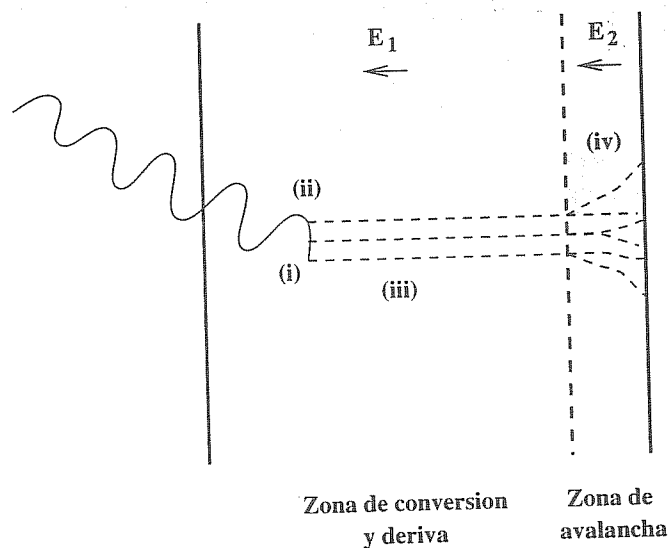


Figura 2.6: Esquema de un detector gaseoso constituido por tres electrodos plano-paralelos. Se muestran los cuatro procesos que tienen lugar en la detección de rayos X por este tipo de detectores: (i) Conversión, (ii) Ionización, (iii) Deriva, (iv) Amplificación.

- Conversión de radiación neutra en partículas cargadas.
- Ionización del gas por una partícula cargada con elevada energía.
- Transporte o deriva de los electrones e iones hacia los electrodos.
- Posible amplificación de los electrones-iones en una región de campo eléctrico intenso.

La operación de todos los detectores de gas se puede entender en función de estos cuatro fundamentos. Sin embargo, dependiendo de la configuración y número de los electrodos, las diferentes zonas pueden encontrarse en cierto modo unidas, o incluso no existir (como es el caso de la zona de amplificación en las cámaras de ionización).

2.3.2 Operación

Conversión

Únicamente las partículas cargadas rápidas pueden ionizar el gas de forma directa. Por esta razón, las partículas neutras, tales como rayos X, rayos gamma o neutrones, deben inicialmente transformarse en estas especies para que tenga lugar la detección. El tipo de interacción en que se origina la partícula cargada depende de la naturaleza concreta de la radiación neutra. Esta interacción se produce en la región de conversión/deriva.

Considerando un haz de intensidad inicial I_0 , las interacciones que tienen lugar al atravesar un medio gaseoso provocan la atenuación del mismo. Esta atenuación puede describirse por la expresión:

$$I = I_0 \exp(-\mu x) \quad (2.13)$$

siendo I la intensidad de las partículas que permanece sin interactuar, x el espesor del material atravesado, $\mu = N\sigma$ el coeficiente de atenuación del medio, con N la densidad de centros de interacción y σ la sección eficaz de los procesos relevantes. Normalmente, dado que N es proporcional a la densidad del medio, ρ , la absorción suele caracterizarse por el coeficiente de atenuación másico $\nu = \mu/\rho$.

A partir de la expresión 2.13 se obtiene la eficiencia de detección de un haz neutro en un espesor t de gas (en unidades de masa/unidad de superficie) como:

$$E = 1 - \exp(-\nu t) \quad (2.14)$$

Entre las partículas neutras de interés, el fotón, neutrón y neutrino se pueden considerar estables. Éstas interactúan a través de procesos electromagnéticos, reacciones nucleares fuertes y reacciones débiles, respectivamente. Otras partículas neutras, con tiempos de vida media inferiores, son normalmente detectadas observando las partículas cargadas producidas cuando decaen.

Los tres procesos básicos para la detección de la radiación con la materia fueron descritos en la sección 2.2.2. Para mezclas de gases

conteniendo átomos con Z elevado, ≥ 20 , la interacción que domina la absorción de radiación electromagnética de energías por debajo de 100 KeV es el efecto fotoeléctrico. La figura 2.7 muestra los coeficientes de absorción para los gases nobles más usados en la detección de rayos X. La baja densidad de los gases en relación con los sólidos ($\sim 1/1000$) confina el uso de los detectores de gas para la detección de rayos X con energía inferior a 60 KeV. Para energías superiores y limitando la presión máxima a un valor práctico y seguro de 10 bar, debido a la disminución del coeficiente de absorción másico con la energía y el consiguiente deterioro de la eficiencia, estos detectores no se consideran útiles.

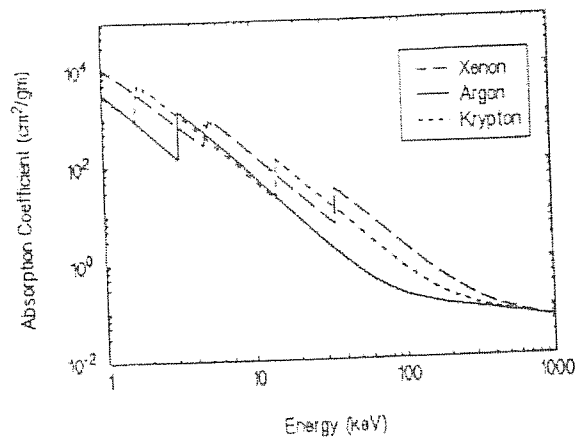
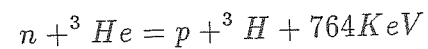


Figura 2.7: Coeficientes de absorción másicos del Ar, Kr y Xe

Los neutrones son detectados tras producirse una reacción nuclear, con un componente del gas, que dé lugar a partículas cargadas. Las interacciones de los neutrones con los núcleos se dividen en dos categorías: *scattering* y absorción o conversión.

En las reacciones de absorción el neutrón desaparece, apareciendo en su lugar una o más partículas. Un proceso típico dentro de este grupo es:



Los neutrones térmicos, es decir, de baja energía, presentan una alta sección eficaz para esta reacción dando lugar a una alta eficiencia de detección en pocos cm-bar de gas y a un depósito uniforme de energía de 764 KeV en el detector. Esta energía liberada en la reacción puede ser transferida a partículas rápidas ionizantes, produciéndose así la detección. Dado que en muchas de las reacciones de conversión que sufren los neutrones las partículas cargadas producidas son muy fuertemente ionizantes, recorriendo distancias pequeñas antes de interactuar y perder su energía, es conveniente el uso de detectores gaseosos en su detección. En éstos no existe ningún tipo de ventana entre el material conversor y la región de detección, ventana en la que las partículas cargadas podrían interactuar y ser frenadas.

Neutrones más energéticos ($E > 150$ KeV) presentan una respuesta más complicada debido a que la sección eficaz de *scattering* elástico se hace dominante. Estos neutrones pueden ser detectados a través de protones, con los que han previamente colisionado transfiriéndoles una fracción importante de su energía.

Ionización

Cuando una partícula cargada penetra en el gas, o bien se produce una conversión, se generan una serie de pares libres ión-electrón cuyo número depende del número atómico, densidad y potencial de ionización del gas, así como de la energía y carga de la radiación que interactúa. Los electrones primarios iniciales, n_p , pueden tener energía suficiente para ionizar y crear nuevos pares ión-electrón; moviéndose, por tanto, a través del gas e ionizando otros átomos. Esta ionización secundaria tiene lugar hasta que los electrones pierdan toda su energía. El resultado de este doble proceso de ionización se conoce con el nombre de **ionización total**, denominándose electrones primarios al conjunto de electrones liberados, n_t .

El proceso de ionización secundaria es típicamente muy rápido (< 1 ns), denominándose **rango** a la distancia recorrida antes de que los electrones se detengan. El intenso múltiple *scattering* que acompaña el movimiento de los electrones exige la definición semi-empírica de un rango práctico. La parametrización de resultados experimentales realizada por Kobetch y Katz en 1968, indica que para energías de hasta

unos pocos cientos de KeV el rango del electrón se ajusta razonablemente bien a la expresión:

$$R = 0.71 \cdot E^{1.72} \text{ gr/cm}^2 \quad (2.15)$$

estando E en MeV.

La baja densidad de los gases conduce a un rápido incremento de los rangos con la energía. Por ejemplo, en Ar a 10 KeV $R=1$ mm, mientras que a 22 KeV $R=10$ mm. El aumento de los rangos da lugar a dos efectos:

- La exacta localización de la interacción primaria de los rayos X con el detector se difumina, perdiéndose resolución espacial.
- Parte de la energía del electrón puede perderse en las paredes del contador, alterando el espectro de energía.

Una vez que todos los electrones, producidos por una partícula ionizante o por una conversión, se detienen dentro del volumen de gas del detector, el número de todos los pares electrón-ión que se formaron es proporcional a la energía depositada por la partícula original en el detector (en caso de un fotón de rayos X este número es proporcional a su energía).

Los detectores que operan dentro de este régimen de proporcionalidad son denominados **contadores proporcionales**, permitiendo obtener información sobre la energía.

La resolución en energía del detector depende principalmente de dos factores: la estadística de producción de pares ión-electrón y las fluctuaciones en el proceso de avalancha.

Para discutir el efecto del primero de estos factores sobre la resolución en energía, considérese un haz monoenergético de partículas cargadas que inciden sobre un detector gaseoso operando en Ar. La energía media para producir un par ión-electrón, W , en este gas es de 26 eV, mientras que la energía mínima para producir la ionización de sus átomos es de 15.7 eV. La diferencia entre estas dos energías muestra que parte de la energía de las partículas incidentes se disipa en procesos que no generan pares cargados. Cualquier otro proceso que consume

2.3. Desarrollo de la señal en detectores gaseosos proporcionales

energía sin producir pares ión electrón no es útil para la generación de señal en el detector. Si la energía depositada en el detector es E , el número medio de pares ión-electrón sería $n = E/W$. Por ejemplo, en Ar un fotón de 5.9 KeV produciría aproximadamente 200 pares.

En caso de que el proceso de generación ión-electrón fuese puramente estadístico, éste estaría bien descrito por una distribución de Poisson, siendo la desviación *standard* en el número de pares producidos:

$$\sigma = \sqrt{E/W} \quad (2.16)$$

Sin embargo, los resultados experimentales indican que este proceso tiene fluctuaciones inferiores a las indicadas por la estadística Poissoniana. Estas fluctuaciones observadas se expresan en términos del **factor de Fano** [62], F , de forma que

$$\sigma = \sqrt{FE/W} \quad (2.17)$$

Los valores extremos del factor de Fano son 0 y 1. $F=0$ indica que no hay fluctuaciones estadísticas en el número de pares producidos. Este sería el caso en el que toda la energía fuese empleada en la producción de pares ión-electrón. $F=1$ indica que el número de pares producidos sigue la estadística de Poisson. Los factores de Fano han sido calculados y también medidos. Para detectores de gas F toma un valor aproximado de 0.2. Dado que la estadística Poissoniana se aplica a sucesos que son independientes, un valor de F diferente de 1 indica que los procesos de ionización son interdependientes.

Las fluctuaciones en el proceso de avalancha tienen como efecto aumentar la dispersión de la señal, de forma que

$$\frac{\sigma}{Q} = \left[\frac{W(F+b)}{E} \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

siendo Q la carga total promedio producida, es decir E/W . El factor b representa la dispersión producida por la avalanchas. Un valor típico de este parámetro es 0.61, con lo que la degradación en la resolución

en la energía de un detector de gas está dominada por los procesos de avalancha. En el caso de la interacción de un fotón de 5.9 KeV en Ar, el valor obtenido para el cociente σ/Q es ≈ 0.06 . Esto se corresponde con un valor de la resolución en energía, R , definida como el cociente $R = FWHM/E$, de un 14%⁷.

A esta resolución intrínseca en la energía se le suman los efectos de ruido en la electrónica o de una reconstrucción incompleta de la señal.

Valores habituales para la resolución en energía de los detectores gaseosos se sitúan en torno al 20%. Entre ellos los detectores de micropistas se caracterizan por ofrecer una de las mejores resoluciones.

Deriva de los electrones e iones

Una vez producida una nube de carga en la zona de deriva/conversión⁸ el campo eléctrico existente en esta región se encarga de separar los iones de los electrones. Los primeros se mueven hacia el cátodo, mientras que los electrones lo hacen hacia la zona de amplificación o avalancha. En este proceso de deriva, tanto la nube iónica como la de electrones, sufre el efecto de la difusión en el gas.

Los iones, debido a su mayor masa y sección eficaz de *scattering*, son las especies más lentas en el proceso de deriva, experimentando un gran número de colisiones. Éstas colisiones, sin embargo, debido a la baja velocidad de los iones, no producen un cambio apreciable en la energía de los mismos, manteniéndose su espectro energético muy próximo a la distribución de Maxwell.

El movimiento de los iones puede describirse de forma clásica y por una movilidad constante, μ_+ . Su velocidad de deriva promedio se incrementa con el campo eléctrico, E , y disminuye a medida que aumenta la presión del gas, P . Un incremento de la presión provoca una disminución del recorrido en que el ión es acelerado antes de perder energía en una nueva colisión. Esta velocidad puede, por tanto, expresarse como:

⁷La relación entre la σ y la $FWHM$ (*Full Width Half Maximum*) de una distribución gaussiana es $FWHM=2.35\sigma$.

⁸Por ejemplo, la interacción de un fotón de 5.9 KeV en un contador gaseoso con una mezcla de Ar-10%CH₄ produce ≈ 200 electrones y los correspondientes iones, ocupando una esfera de unas 200 μm de diámetro.

$$v_+ = \mu_+ \cdot E/P \quad (2.19)$$

El valor de μ_+ es único para un ión y una mezcla de gases determinada. En Ar, para la mayoría de los iones y en condiciones normales de presión y temperatura, su valor está en torno a $2 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{atm}^{-1}\text{s}^{-1}$ [63, 64]. La lentitud en la deriva de los iones hace que el tiempo de recolección de éstos sea típicamente del orden de 1 ms. Esto puede limitar la respuesta del detector para flujos elevados de interacción, ya que los iones de una avalancha anterior pueden apantallar el campo eléctrico en la zona de multiplicación. Este efecto se conoce como efecto de carga espacial, y provoca una pérdida efectiva de la ganancia que depende de la intensidad de la radiación incidente.

Debido a que los electrones generados en la zona de deriva/conversión son la fuente de la señal que será amplificada y detectada, las características de su transporte son de gran interés. La velocidad de deriva de estos electrones depende, al igual que en el caso de los iones, de la mezcla gaseosa y del cociente E/P . Sin embargo, en este caso, la linealidad con este cociente se pierde debido a la existencia de efectos cuánticos, tales como el efecto Ramsauer, que dan lugar a la aparición de resonancias. A causa de estas resonancias la sección eficaz de interacción de los electrones se caracteriza por una fuerte dependencia con la energía, presentando pronunciados máximos y mínimos. El efecto Ramsauer se produce, sobretodo en gases nobles, cuando la longitud de onda, h/p , del electrón es comparable con las dimensiones de los átomos del gas, estando caracterizado por una fuerte disminución de la sección eficaz de *scattering* elástico. Cualquier incremento de la energía del electrón entorno a este mínimo da lugar a un fuerte aumento de la probabilidad de *scattering*, con la consecuente pérdida de energía. Esto tiende a mantener la energía del electrón próxima al valor para el cual la sección eficaz es mínima. El efecto es una saturación en la velocidad de deriva, que se hace prácticamente constante a pesar de un posible incremento del campo de deriva. Este valor de saturación suele ser bajo. Por ejemplo, en Ar la velocidad de saturación es del orden de $0.3 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ⁹.

⁹Esta situación puede mejorarse con la introducción de moléculas más complejas,

El efecto Ramsauer, produce también una pérdida de linealidad en el proceso de difusión. Este proceso consiste en el desplazamiento aleatorio de los electrones debido a las colisiones elásticas que sufren durante la deriva. En ausencia de campo eléctrico la nube de electrones se difunde con el tiempo de acuerdo con la expresión:

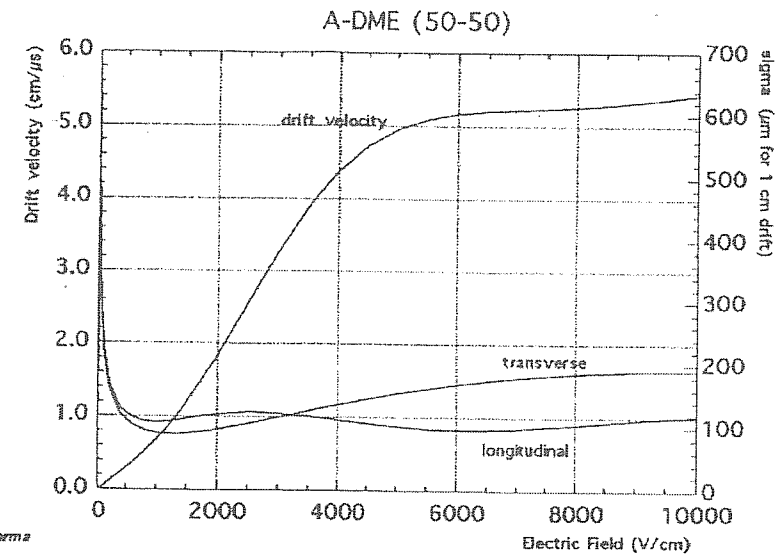
$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (2.20)$$

con D el coeficiente de difusión y t el tiempo, siendo σ la desviación *standard* de la función de densidad radial. Si el campo eléctrico no interfiere en la distribución térmica de los electrones (como es el caso de los iones) la extensión de la nube tras recorrer una distancia x se incrementará en $\sqrt{2Dx/v}$. Sin embargo, el acusado aumento del número de colisiones producido por el campo eléctrico origina un incremento de D , dentro de un régimen en que las colisiones elásticas dominan sobre la difusión de carácter puramente térmico. El aumento en la difusión longitudinal provoca un incremento de la extensión temporal de la llegada de los electrones a la zona de amplificación, deteriorando la resolución temporal de estos detectores (esto es importante, por ejemplo, en las cámaras de deriva). La difusión transversal afecta la resolución espacial, por producir un ensanchamiento de la nube de carga en la dirección perpendicular a las líneas de campo.

La figura 2.8 [25] muestra el comportamiento de la velocidad de deriva y los coeficientes de difusión longitudinal y transversal, en función del campo eléctrico, para una mezcla de Ar y DME en iguales proporciones.

Otro efecto del proceso de transporte relevante en la producción de la señal es el de la **recombinación**. La recombinación de un electrón con un ión origina una pérdida de señal. Esta recombinación puede tener lugar en una zona próxima a la producción del par (Recombinación columnar), siendo únicamente significativa en la interacción de partículas con alta densidad lineal de energía transferida, tales como partículas α o fragmentos de fisión, o con electrones generados por emisión β a muy bajos campos de deriva (< 100 V/cm a 1 bar), o bien durante la

tales como DME o CH_4 . En una mezcla de Ar y DME en iguales proporciones, la velocidad de deriva de los electrones satura a ≈ 5 cm/ μs .



Archana Sharma
050994

Figura 2.8: Coeficiente de difusión transversal, longitudinal y velocidad de deriva de los electrones, en una mezcla gaseosa de Ar y DME en iguales proporciones, en función del campo de deriva.

fase de deriva (Recombinación de volumen) entre electrones e iones de trazas diferentes (dependiendo, por tanto, del flujo de interacción).

Existen, además, especies gaseosas electroafines (sección 2.4), como oxígeno o compuestos halogenados, que tienden a capturar electrones para producir iones negativos. Su presencia origina una pérdida considerable de señal.

Amplificación gaseosa

La carga primaria generada por la interacción de la radiación con el medio gaseoso es generalmente insuficiente para poder ser detectada y separada del ruido electrónico. Por esta razón, en la zona de amplificación, se aplican campos eléctricos intensos entre los electrodos, que den lugar a procesos de multiplicación de la carga.

El proceso de multiplicación de carga que tiene lugar en los gases tiene su origen en el movimiento de los electrones libres en el interior de campos eléctricos intensos. Estos electrones adquieren entre colisión y colisión la energía suficiente para ionizar átomos o moléculas de la mezcla gaseosa, dando lugar a nuevos pares ión-electrón ¹⁰. Los iones, sin embargo, mucho más lentos y con una sección eficaz de interacción mucho mayor, no llegan a adquirir la capacidad de ionizar.

La probabilidad de que un electrón produzca un colisión ionizante con un átomo en una distancia dr viene dada por $N_\alpha \sigma_i dr$, donde N_α es el número de átomos por unidad de volumen y σ_i la sección eficaz de ionización de los átomos. De este modo, el incremento en el número de electrones, n , después de un dr será:

$$dn = n N_\alpha \sigma_i dr \quad (2.21)$$

En las colisiones de electrones en gases al producto $N_\alpha \sigma_i$ se le conoce con el nombre de **primer coeficiente de Townsend**, α , de forma que la relación anterior puede escribirse como:

$$dn = n \alpha(r) dr \quad (2.22)$$

La dependencia de α con la posición es debida a que este coeficiente depende de la intensidad del campo eléctrico, la cual a su vez varía con la posición en la mayoría de los contadores gaseosos.

La expresión anterior puede ser integrada a lo largo de una línea de campo, dando lugar al número de electrones tras recorrerse una distancia r en la zona de avalancha:

$$n = n_0 \exp \int_0^r \alpha(r) dr \quad (2.23)$$

¹⁰En función de la intensidad del campo aplicado el modo de operación del detector es diferente. En el modo proporcional el campo eléctrico debe ser lo suficientemente alto para que los electrones primarios, liberados en la zona de conversión/deriva, adquieran la energía que les permita ionizar; y lo suficientemente bajo para que no se produzca una excesiva acumulación de carga espacial que distorsione el campo eléctrico y rompa la proporcionalidad.

donde n_0 es el número de electrones primarios que alcanza esa región.

A partir de esta expresión se obtiene la ganancia, definida como el cociente entre el número de electrones generados tras la avalancha y el número inicial, como:

$$G = \exp \int_0^r \alpha(r) dr \quad (2.24)$$

En esta expresión se supone que los electrones recorren la misma longitud en la zona donde se produce la multiplicación o avalancha. De otro modo se rompería la proporcionalidad. Este hecho pone de manifiesto la importancia de la geometría del detector. Por ejemplo, en un detector con electrodos plano-paralelos no se conseguiría la proporcionalidad entre la carga depositada y la recogida debido a que la avalancha originada por cada electrón dependería mucho de la posición donde éste fuese liberado ¹¹. No ocurre lo mismo en una geometría en la que la zona de avalancha represente un volumen despreciable frente a la zona de deriva/conversión, como ocurre en la geometría cilíndrica mostrada en la figura 2.9.

En este caso el campo eléctrico varía con la posición r como:

$$E(r) = \frac{V_0}{\ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{r} \quad (2.25)$$

con b y a los radios de los cilindros externo e interno, respectivamente, y V_0 la diferencia de potencial establecida entre ellos.

Estos parámetros se eligen de forma que en la mayor parte del volumen el campo eléctrico únicamente produzca la deriva de los electrones primarios hacia el ánodo, y sea en las proximidades del hilo anódico, por alcanzar el campo los valores más altos, donde tenga lugar la avalancha. De este modo, la mayor parte de los electrones hacen el mismo recorrido en la zona de multiplicación, originando el mismo número de

¹¹Esto no es un problema si lo que inciden son partículas altamente energéticas, ya que los electrones primarios se distribuyen uniformemente a lo largo de su trayectoria. Con lo que, para cada ángulo de incidencia, la carga recogida es proporcional a la energía depositada. La situación es diferente con fotones, que no interactúan de modo continuo, siendo la avalancha producida función del punto donde se produzca la interacción (o interacciones).

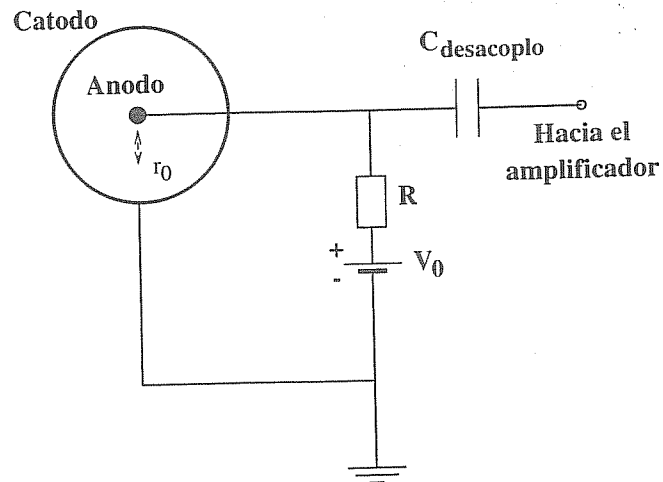


Figura 2.9: Esquema de un contador proporcional con geometría cilíndrica.

electrones secundarios. Habría problemas con los electrones primarios generados en esa región, pero sus efectos son despreciables debido al pequeño volumen que representa respecto al total.

La introducción del primer coeficiente de Townsend como el producto $N_\alpha \sigma_i$ se basa en la teoría elemental de *scattering*. De forma más general, α se define como el número de electrones producido por un electrón inicial en 1 cm de deriva.

El coeficiente α depende de diferentes parámetros, entre los que destacan la naturaleza del gas, el campo eléctrico y la presión. La dependencia de α con E es suave, pero depende a su vez de la presión P . Sin embargo, puede demostrarse [65] que en un amplio rango de E y P el cociente α/P es una función de E/P . Se han realizado numerosos esfuerzos para la determinación de α en diferentes gases y mezclas [66, 67, 68, 69, 70]. Una expresión que se usa para describir los datos experimentales es:

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp(-BP/E) \quad (2.26)$$

2.3. Desarrollo de la señal en detectores gaseosos proporcionales

donde A y B son parámetros libres que describen la mezcla gaseosa específica.

La tabla 2.2, extraída de [69], muestra el valor de los parámetros A y B para mezclas de gases basadas en Ar y con diferentes proporciones de un gas orgánico que actúa de *quencher* (ver sección 2.4). Estos parámetros fueron obtenidos ajustando los valores de α/P determinados experimentalmente para diferentes valores de E/P a una función tipo 2.26. Las medidas se realizaron operando con campos elevados y presiones bajas, de forma que se obtuviesen valores elevados de α/P pero sin operar con voltajes excesivos. El límite superior de E/P que se indica en la tabla representa el valor de ese cociente correspondiente al último punto empleado en el ajuste, a partir de ahí se presenta problemas de operación en la cámara.

Ar-X		Parámetros		Lím. sup. E/P (V cm ⁻¹ Torr ⁻¹)
X	%	A (cm ⁻¹ Torr ⁻¹)	B (V cm ⁻¹ Torr ⁻¹)	
Isobutano	8.21	22.45	94.5	20.1
	20.7	70.7	143.1	25.5
	41.33	108.5	165.4	28.7
	47.0	133.3	167.4	29.3
	52.7	144.7	178.6	31.5
	74.3	100.5	206.2	35.1
	79.4	147.1	248.0	36.5
	90.7	176.3	266.7	40.5
100	200.1	232.8	41.8	
Etano	31.7	24.6	114.7	15.5
	33.1	26.8	142.6	18.0
	54.8	40.0	175.6	22.0
	72.1	164.1	223.6	23.5
	100	242.6	252.4	25.5
DME	9.0	4.3	57.6	10.4
	18.1	7.9	107.5	13.5
	100	8.0	213.1	31.0

Tabla 2.2: Valor de los parámetros A y B , que caracterizan el coeficiente de Townsend, para diferentes mezclas de gases.

2.3.3 Desarrollo temporal de la señal

El desarrollo temporal de la señal en los detectores gaseosos está dominado por la deriva de los iones, debido a que ésta se produce con una velocidad que puede llegar a ser 1000 veces inferior a la de los electrones. Para poner este hecho de manifiesto, considérese nuevamente el caso de un contador proporcional de geometría cilíndrica (figura 2.9). El establecimiento de una diferencia de potencial V_0 entre ánodo y cátodo da lugar a que se almacene una energía, $E = \frac{1}{2}CV_0^2$, en la capacidad C entre ambos electrodos. Suponiendo que por ionización en el gas se genera una nube de N iones positivos y N electrones en una posición r_0 , el trabajo realizado sobre estas cargas libres en su movimiento hacia los electrodos se puede obtener, únicamente, a partir de esa energía almacenada en el detector¹². Esto produce una caída de potencial desde el valor inicial V_0 a un valor V , dependiente del tiempo, de forma que se verifique:

$$\frac{1}{2}CV_0^2 - \frac{1}{2}CV^2 = \int_{r_0}^{r_+} NEedr_+ + \int_{r_0}^{r_-} NE(-e)dr_- \quad (2.27)$$

donde r_+ y r_- representan las posiciones de los iones y los electrones, respectivamente, en un instante t . El término de la derecha determina, por tanto, el trabajo realizado sobre las cargas hasta ese instante. Las dos integrales tienen efecto aditivo, debido a que, aunque en la segunda de ellas aparezca un $(-e)$, los electrones se mueven hacia el ánodo, con lo que dr_- negativo.

Dado que se sabe que la caída de potencial, $V_0 - V$, es muy pequeña comparada con V_0 (unos cinco órdenes de magnitud inferior), se puede hacer la aproximación:

$$\frac{1}{2}CV_0^2 - \frac{1}{2}CV^2 \approx CV_0(V_0 - V) \quad (2.28)$$

con lo que, introduciendo esta aproximación y la expresión del campo 2.25 en la ecuación 2.27, se obtiene:

¹²Para valores de R típicos, esa es la única energía disponible durante el tiempo en que se desplazan las cargas.

2.3. Desarrollo de la señal en detectores gaseosos proporcionales

$$V_0 - V = \frac{Ne}{C \ln(\frac{b}{a})} \left[\ln\left(\frac{r_+}{r_0}\right) + \ln\left(\frac{r_0}{r_-}\right) \right] \quad (2.29)$$

o bien, eliminando la dependencia explícita en r_0 :

$$V_0 - V = \frac{Ne}{C \ln(\frac{b}{a})} \ln\left(\frac{r_+}{r_-}\right) \quad (2.30)$$

A partir de esta expresión se observa que, cuando los electrones alcanzan el ánodo y los iones al cátodo, $r_- = a$ y $r_+ = b$, la caída de potencial se corresponde con el valor esperado:

$$V_0 - V = \frac{Ne}{C} \quad (2.31)$$

En el desarrollo temporal de la señal hay que tener en cuenta, sin embargo, la gran diferencia entre la movilidad de electrones e iones. Los primeros alcanzan el ánodo en tiempos del orden de ns, mientras que los iones pueden tardar ms en ser recogidos por el cátodo. A la diferencia de movilidades hay que añadirle el hecho de que la avalancha se produce en las proximidades del ánodo, con lo que la distancia recorrida por los electrones es prácticamente despreciable respecto a la de los iones. Por tanto, puede considerarse $r_- = a$, y expresar la evolución de la señal en términos del movimiento de los iones. Para ello, comencemos sustituyendo en la expresión 2.19, que representa la velocidad de los iones, el valor del campo eléctrico en una posición r_+ :

$$v_+ = \frac{\mu_+}{P} \frac{V_0}{r_+ \ln(\frac{b}{a})} \quad (2.32)$$

De donde, operando, se obtiene:

$$r_+ \frac{dr_+}{dt} = \frac{\mu_+ V_0}{P \ln(\frac{b}{a})} \quad (2.33)$$

$$\int_a^{r_+} r_+ dr_+ = \frac{\mu_+ V_0}{P \ln(\frac{b}{a})} \int_0^t dt \quad (2.34)$$

$$r_+^2 - a^2 = \frac{2\mu_+ V_0}{P \ln(\frac{b}{a})} t \quad (2.35)$$

Con lo que, la evolución de r_+ en el tiempo está determinada por:

$$r_+ = \sqrt{\frac{2\mu_+ V_0}{P \ln(\frac{b}{a})} t + a^2} \quad (2.36)$$

Introduciendo este valor de r_+ en la ecuación 2.30, y con la aproximación $r_- \approx a$, se obtiene:

$$V_0 - V = \frac{Ne}{C \ln(\frac{b}{a})} \ln \left[\sqrt{\frac{2\mu_+ V_0}{P a^2 \ln(\frac{b}{a})} t + 1} \right] \quad (2.37)$$

$$V_0 - V = \frac{Ne}{2C \ln(\frac{b}{a})} \ln \left[1 + \frac{t}{\tau} \right] \quad (2.38)$$

con

$$\tau = \frac{P a^2 \ln(\frac{b}{a})}{2\mu_+ V_0} \quad (2.39)$$

El tiempo total empleado en la recolección de carga de un contador proporcional con radio del orden del cm puede ser de varios ms, sin embargo, en varios μs la señal puede ya alcanzar la mitad de su valor máximo. Esto es debido a que la velocidad de los iones decrece con el tiempo, por alejarse de la región donde el campo eléctrico es más intenso. Un tiempo del orden del μs podría ser ya suficiente para la detección.

Una estimación del tiempo total empleado en la recolección puede obtenerse a partir de la expresión 2.35, sustituyendo la variable r_+ por su valor máximo b y despejando el tiempo, como:

$$t_{total} = \frac{P \ln(\frac{b}{a})}{2\mu_+ V_0} (b^2 - a^2) \quad (2.40)$$

Introduciendo valores típicos en un contador cilíndrico: $a=2.5 \times 10^{-5}$ m, $b=2.5 \times 10^{-2}$ m, $\mu_+=10^{-4}$ atm⁻¹ V⁻¹ s⁻¹ m², $V_0=2200$ V y $P=1$ atm, se obtiene un tiempo de recolección de 9.8 ms.

En la figura 2.10 se representa la caída de potencial, V_0-V , en función del tiempo, utilizando el ejemplo numérico anterior. La escala temporal se varía desde 0 (despreciando el tiempo de recolección de electrones, con una movilidad típicamente tres órdenes de magnitud superior a la de iones y recorriendo una distancia despreciable frente a la recorrida por éstos) y el tiempo total de recolección. La escala vertical está normalizada de forma que la máxima caída de potencial, Ne/C , sea la unidad. En la misma figura se muestra cómo el tiempo que tarda la señal en alcanzar la mitad de su valor máximo es del orden de 10 μs .

2.4 Mezclas de gases en el detector

La capacidad de los detectores gaseosos de operar dentro de un régimen estable y con ganancias elevadas depende de forma crítica de la mezcla de gas utilizada.

El principal componente en estas mezclas es un gas noble, habitualmente el Ar. Los gases nobles permiten obtener multiplicación de carga a intensidades de campo más bajas que el resto de los gases. Este hecho podría parecer a primera vista sorprendente, debido a los elevados potenciales de ionización que caracterizan a estos gases. Los electrones en la avalancha necesitarían, por tanto, energías más elevadas para producir ionización en éstos que en el resto. La solución a esta aparente paradoja se encuentra en que, para otros gases, hay procesos, tales como excitación de niveles rotacionales o vibracionales, que compiten con el proceso de ionización. Esto provoca que los electrones pierdan energía en estos otros procesos antes de que adquieran la suficiente para ionizar. Esto se ilustra en la figura 2.11, en la que se muestra la probabilidad de diferentes procesos, en función del cociente entre el campo

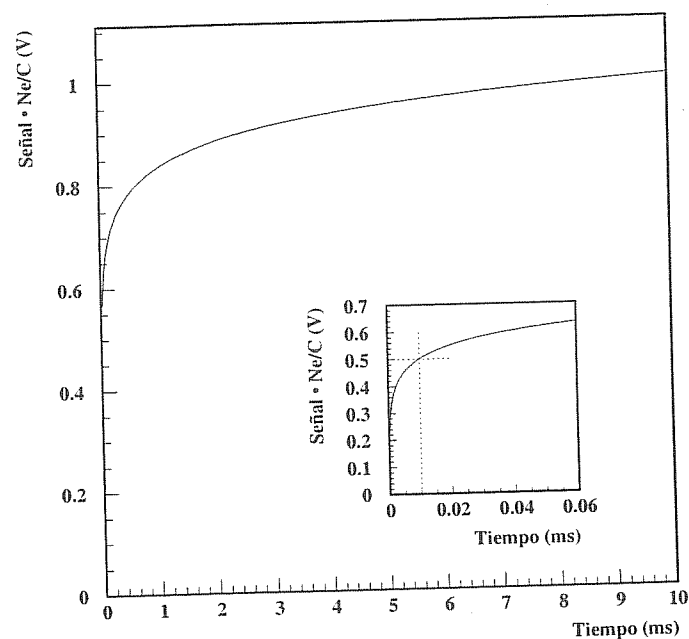


Figura 2.10: Evolución temporal de la señal en un contador proporcional. No se tiene en cuenta la deriva de los electrones, con una contribución prácticamente despreciable, ni la pérdida de señal que tiene lugar para tiempos del orden del RC del detector.

eléctrico y la presión, para argón y nitrógeno. Se pone de manifiesto una importante ionización en el Ar para campos inferiores que en el N. Esto es debido, básicamente, a que en el N los electrones pueden perder una parte apreciable de su energía en la excitación de niveles moleculares de rotación y vibración. En el Ar, en el que no se forman moléculas, a energías inferiores a la que la ionización es dominante, únicamente se produce *scattering* elástico, proceso en el que la pérdida de energía es pequeña.

El hecho de que se elija el Ar, frente al resto de los gases nobles,

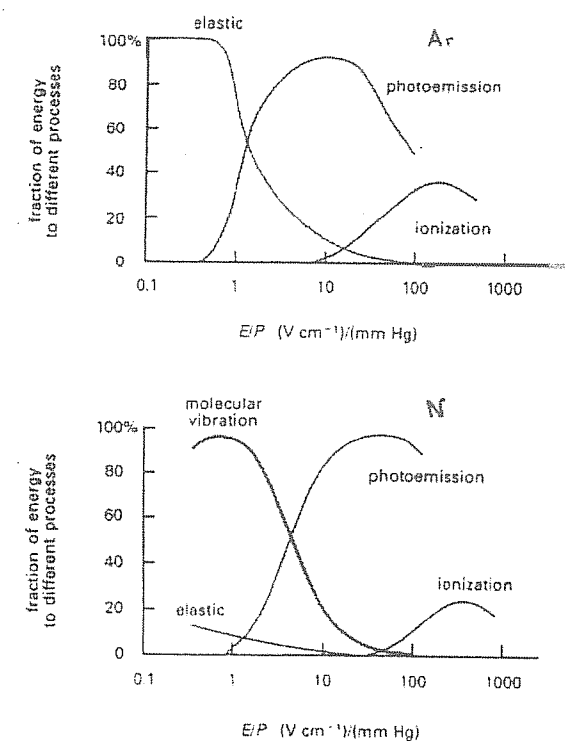


Figura 2.11: Probabilidades relativas de los diferentes procesos de colisión de los electrones en Ar y N, en función de la intensidad del campo eléctrico.

es debido a que produce mayor ionización primaria que el He o incluso el Ne, con lo que la señal detectada es mayor, y no resulta tan caro como los gases nobles más pesados (los cuales sí producirían mayor ionización).

La operación de un detector en una mezcla gaseosa constituida únicamente por Ar produciría ganancias elevadas con campos moderados, sin embargo, no daría lugar a una operación estable. Esto se pone de manifiesto en la figura 2.11. Junto con la ionización, los electrones también pueden provocar la excitación de los niveles atómicos del Ar. Muchos de estos átomos excitados decaen mediante la emisión de

un fotón ultravioleta, el cual puede alcanzar un electrodo metálico y arrancar un electrón de éste. Este electrón generará a su vez una nueva avalancha, produciéndose así un proceso realimentado. Por otro lado, esto puede provocar la entrada en un régimen de descarga continua, ocasionando la inestabilidad y deterioro de la operación. En un contador lleno de Ar puro este régimen de descarga se produce aún cuando se opere a ganancias bajas.

Un modo de evitar este deterioro es la introducción de gases denominados *quencher*s o moderadores. Éstos son gases constituidos por moléculas poliatómicas, como CH₄ o DME (C₂H₆O), que, a diferencia del Ar, presentan muchos estados excitados vibracionales y rotacionales no radiativos. Si los contadores gaseosos poseen un cierto porcentaje de estos gases, sus moléculas pueden absorber la energía de los estados excitados de los átomos de Ar, mediante la colisión con los mismos. Dado que el tiempo de desexcitación de un estado atómico por emisión de un fotón es, en general, mucho mayor que el tiempo promedio entre colisiones en el gas, la adición de estos gases de *quenching* será efectiva en la desexcitación de los átomos de Ar. La separación entre los niveles de rotación y vibración de las moléculas poliatómicas es relativamente pequeña, de forma que la energía de excitación del Ar corresponde realmente a un número elevado de *cuantos* de excitación de estas moléculas. Éstas pueden, a su vez, en futuras colisiones, transferir parte de la energía absorbida a otras moléculas. De esta forma la energía es finalmente repartida entre un gran número de ellas, no teniendo ninguna la suficiente como para arrancar electrones de los electrodos metálicos. La energía de excitación del Ar es de este modo termalizada de manera efectiva. Las figuras 2.12 y 2.13 [22] muestran la probabilidad de los diferentes procesos en Ar y DME, respectivamente, en función de la energía de los electrones¹³.

Por otro lado, estos mismos gases de *quenching* pueden absorber los posibles fotones ultravioletas que sean emitidos por el Ar, repitiéndose posteriormente el proceso de termalización descrito en el párrafo anterior.

La presencia de un gas de *quenching* permite un importante incre-

¹³Se observa el mínimo en la sección eficaz de excitación del Ar, mencionado en la sección 2.3.2, que da lugar al efecto Ramsauer.

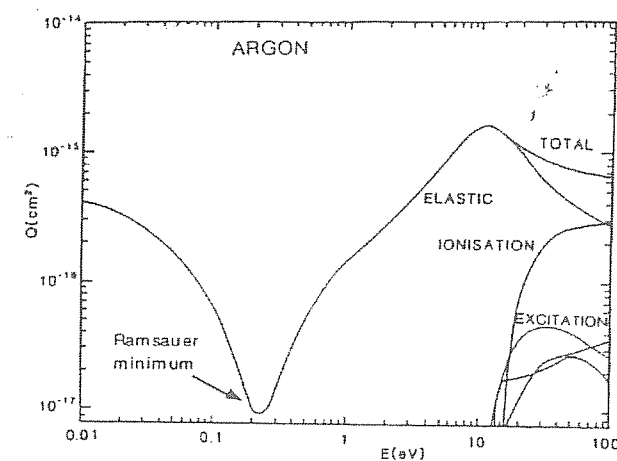


Figura 2.12: Secciones eficaces para los diferentes procesos que se producen en la colisión de un electrón con los átomos del Ar.

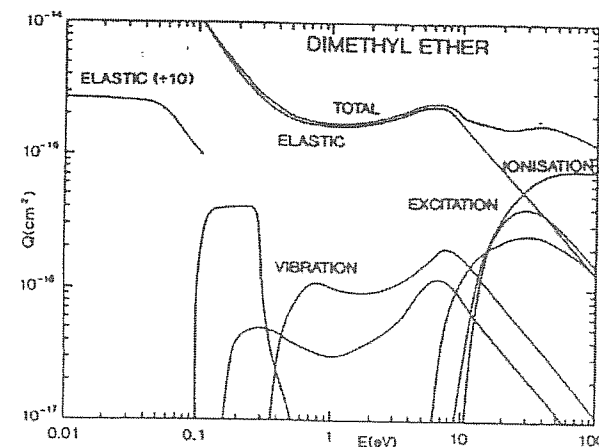


Figura 2.13: Secciones eficaces para los diferentes procesos que se producen en la colisión de un electrón con las moléculas de DME.

mento en la ganancia obtenida dentro de un régimen de operación estable. Lógicamente, causará también que los electrones en la avalancha pierdan un mayor porcentaje de su energía en procesos de no-ionización que con la operación en Ar puro, por lo que el voltaje necesario para alcanzar estas ganancias ha de ser superior. Sin embargo, la estabilidad alcanzada compensa este segundo efecto.

La eficiencia del *quencher* se incrementa con el número de átomos en la molécula, ya que esto aumenta el número de estados vibracionales y rotacionales que pueden ser excitados.

Otro aspecto de las mezclas gaseosas que afecta considerablemente la operación del detector es la adición de gases electronegativos, tales como el oxígeno. Estos gases se caracterizan por poseer una fuerte tendencia a capturar electrones para formar iones negativos. Esto contribuye a su baja movilidad, similar a la de los iones positivos, no contribuyen al proceso de amplificación de carga.

Una gran concentración de sustancias electronegativas en la mezcla gaseosa de un contador origina la captura de un número importante de electrones primarios, de forma que éstos no llegan a alcanzar la región de multiplicación. Esto disminuye considerablemente la eficiencia del detector, pudiendo llegar a hacerlo insensible a la llegada de radiación.

La pérdida de electrones, producida por este fenómeno de captura en una distancia x , puede expresarse como:

$$\frac{n}{n_0} = \exp(-x/\lambda_c) \quad (2.41)$$

donde λ_c representa el camino libre medio para este proceso. Una mezcla de un 1 % de aire en Ar causará una pérdida de un 33% de los electrones primarios en 1 cm.

Sin embargo, a pesar de este efecto negativo, la adición de gases electronegativos en porcentajes muy pequeños (del orden de *ppm*) puede tener ciertas ventajas. Como se mencionó anteriormente, uno de los fenómenos que ocasionan la *ruptura* de los detectores gaseosos es la emisión de electrones extraídos del material del cátodo, que son conducidos hacia el ánodo dando lugar a avalanchas. Gases electronegativos en proporciones adecuadas pueden favorecer la absorción de estos electrones sin afectar de forma apreciable al proceso de detección. La mezcla re-

sultante de la adición de gases electronegativos que permitan reducir el riesgo de *ruptura* se conoce típicamente con el nombre de gas mágico.

Gas	Z	A	$\rho \cdot 10^{-3}$ (g/cm ³)	E_e (eV)	E_i (eV)	W (eV)	dE/dx_{mip} (KeV cm ⁻¹)	n_p (cm ⁻¹)	n_t (cm ⁻¹)	λ (m)
He	2	2	0.178	19.8	24.5	41	0.32	4.2	8	746
Ar	18	39.9	1.782	11.6	15.7	26	2.44	23	94	110
Ne	10	20.2	0.90	16.6	21.56	36.3	1.56	12	43	145
Xe	54	131.3	5.86	8.4	12.1	22	6.76	44	307	15
CF ₄	42	88	3.93	12.5	15.9	54	7	51	100	92.4
DME	26	46	2.2	6.4	10.0	23.9	3.9	55	160	222
CO ₂	22	44	1.98	5.2	13.7	33	3.01	35.5	91	183
CH ₄	10	16	0.71	9.8	15.2	28	1.48	25	53	646
C ₂ H ₆	18	30	1.34	8.7	11.7	27	1.15	41	111	340
i-C ₄ H ₁₀	34	58	2.59	6.5	10.6	23	5.93	84	195	169

Tabla 2.3: Propiedades físicas de los gases a 20°C y 760 Torr.

En la tabla 2.3 se presentan las propiedades físicas de los gases más comunes en los detectores gaseosos, a 20°C y 760 Torr. Esta tabla se extrajo de [22]. E_e y E_i son las energías de excitación e ionización, respectivamente. W es la energía media necesaria para formar un par ión-electrón en el gas y dE/dx la energía más probable perdida por una partícula mínimamente ionizante en el gas. n_p representa el valor medio del número inicial de electrones liberados por una partícula mínimamente ionizante en 1 cm de gas, siendo n_t el número total de electrones primarios generados por la misma. El último parámetro, λ , representa la longitud de radiación.

2.5 Origen y descripción de la MSGC

Las MSGCs nacieron en el año 1988, cuando Anton Oed [35] construye el primer prototipo, como una alternativa a las cámaras proporcionales de multihilos, MWPC (*Multiwire Proportional Chamber*).

Las MWPC [14] son detectores gaseosos que trabajan en el modo proporcional. El volumen activo, o volumen de gas, está limitado por dos planos paralelos que actúan como cátodos. El plano intermedio, paralelo a los anteriores, está constituido por finos hilos metálicos, que ejercen de ánodos.

Con las dimensiones y voltajes adecuados el campo eléctrico que se genera en las proximidades de los hilos anódicos es lo suficientemente elevado para dar lugar al proceso de avalancha, y, por tanto, permitir la detección. La disminución de la distancia entre los hilos anódicos causa un decrecimiento del campo eléctrico en los mismos, lo cual debe ser compensado con un aumento del voltaje aplicado. Cuando esta distancia es menor que 1 mm los voltajes necesarios son tan elevados que la operación se hace extremadamente difícil. Esta distancia es importante ya que está íntimamente ligada a la resolución en la determinación de la posición de estos detectores, a la capacidad para soportar flujos altos y a la rapidez en la respuesta.

Las MWPC se utilizan para detectar partículas relativistas y fotones. Las partículas relativistas, por estar en la región de mínima ionización, pierden muy poca energía en las colisiones con las moléculas del gas, con lo que ni su trayectoria ni su energía se ven prácticamente

modificadas cuando atraviesan este tipo de detectores. Esta es la base de su utilización en el rastreo de estas partículas (*tracking*).

Si consideramos una partícula mínimamente ionizante (*mip*) que atraviesa perpendicularmente el detector, la posición de ésta se podrá reconstruir en base a la señal, producida en el ánodo (o ánodos), proveniente de la carga primaria. En algunos experimentos es necesaria una elevada resolución espacial intrínseca, si bien la consecución de ésta está restringida por los elevados voltajes que se requieren al disminuir la distancia entre los hilos anódicos. Para conseguirla, una posible solución sería la de intercalar cátodos entre ellos. De este modo los voltajes necesarios para producir la avalancha serían generados entre las pistas vecinas y no por la diferencia de voltaje con los planos catódicos, que podría ser menor aún con mayor acercamiento de los hilos. Conseguiríamos no sólo una mejor resolución espacial, sino también el poder trabajar con flujos de partículas más elevados, ya que ahora los iones de la avalancha serían recogidos por los cátodos en el plano de hilos, sin necesidad de viajar hasta los planos catódicos. El problema de este dispositivo son las elevadas fuerzas electrostáticas que se originan entre ánodos y cátodos, y que llevan a un excesivo desplazamiento de los mismos, impidiendo una operación adecuada.

Nuevas tecnologías desarrolladas para la producción de microelectrónica, como Microlitografía o Fotolitografía de alta resolución, permiten fijar finas láminas metálicas sobre sustratos aislantes con precisión de $\approx 0.1 - 0.2 \mu\text{m}$. Basándose en ellas para la construcción de ánodos y cátodos intercalados a distancias menores que 1 mm surgen las MSGC, que aventajarían a las MWPC por su mejor resolución espacial y su capacidad para soportar mayores flujos de partículas.

El esquema de este tipo de detectores se muestra en la figura 2.14.

Básicamente consta de un sustrato sobre el que se fijan finos ánodos y cátodos metálicos. La anchura típica de los ánodos es de $\approx 10 \mu\text{m}$ y $\approx 100 \mu\text{m}$ la de los cátodos, con una distancia entre los centros de los electrodos de igual polaridad (*pitch*) de cientos de micras. El volumen activo o zona de deriva está definido por el plano de pistas y el denominado plano de deriva, conectado a un potencial negativo, situado a unos $\approx 3-10 \text{ mm}$ de aquél. La parte inferior del sustrato puede ser metalizada, actuando como electrodo, *backplane*, que sirve para definir mejor el campo eléctrico.

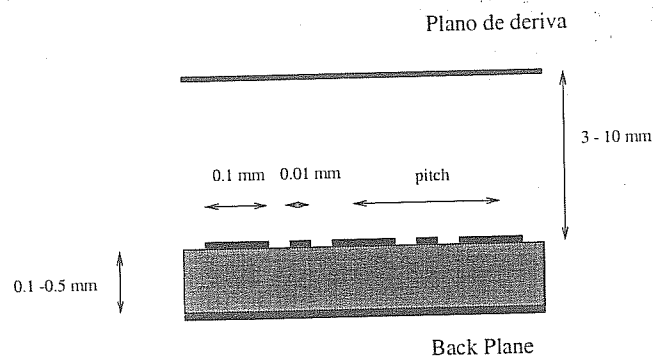
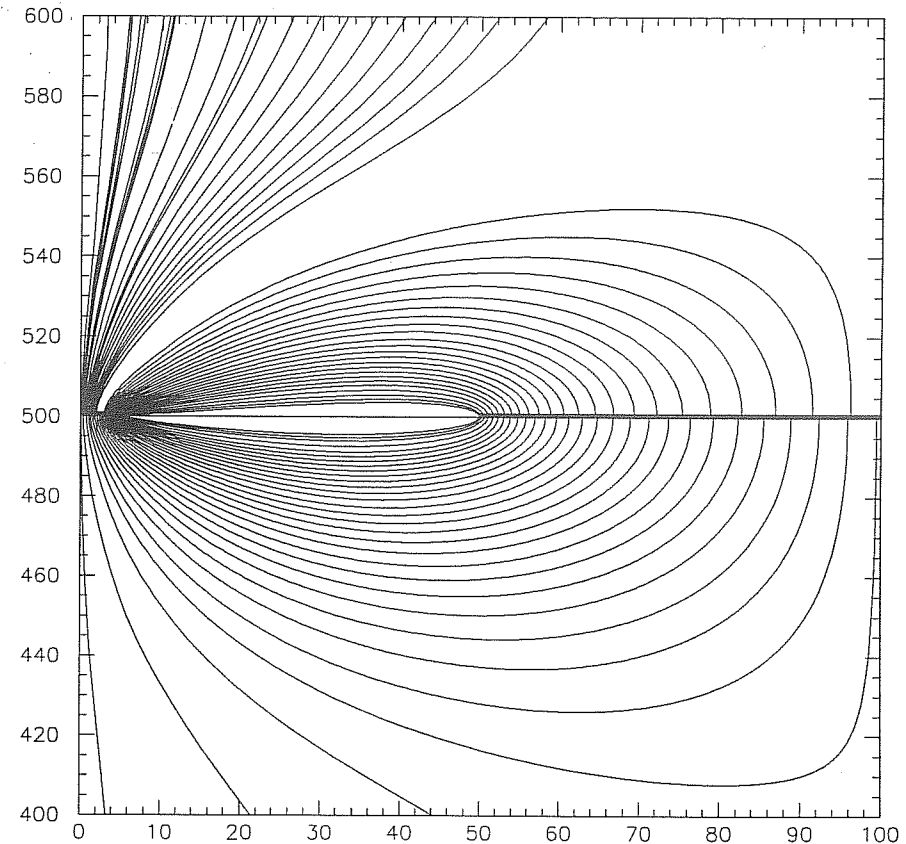


Figura 2.14: Esquema de una MSGC.

La figura 2.15 muestra las líneas de campo típicas en una MSGC cuando se aplican los potenciales adecuados a los electrodos. Estas líneas se intensifican en la región próxima al plano de micropistas, que es donde tiene lugar la multiplicación gaseosa. Los electrones liberados en la interacción con el gas viajan hacia los ánodos. En las proximidades de éstos se produce la avalancha, siendo recogidos los iones resultantes por los cátodos vecinos. De esta forma, se produce una acumulación de electrones en los ánodos y de iones en los cátodos. Estas cargas, leídas con una electrónica adecuada, son las responsables de la señal.

La elección de lectura en ánodos o en cátodos depende de los requisitos de cada experimento. En general, la lectura en cátodos permite obtener mejor resolución espacial, mientras que la lectura en ánodos permite separar con más eficiencia la posición de dos partículas que lleguen simultáneamente a la cámara (resolución de dobles trazas) y da lugar a señales más altas y, por tanto, a una mayor relación señal/ruido. Estas características se explican teniendo en cuenta el reparto, entre los diferentes electrodos, de la carga generada por un electrón primario. Mientras que los electrones de la avalancha son recogidos únicamente por el ánodo más próximo a la posición del electrón inicial, los iones se reparten entre los dos cátodos adyacentes a éste, en una proporción que depende de la distancia del electrón primario a cada uno de ellos.

Cierta fracción de señal será inducida en el *backplane*, con lo que si éste es fragmentado en bandas perpendiculares a las pistas, podremos



Voltages		Geometry		Support	
Anode	590.0V	Anode	10. * 0.3 μ m	Thickness	500.0 μ m
Cathode	0.0V	Cathode	100. * 0.3 μ m	ϵ	5.0
Backplane	0.0V	Pitch	200.0 μ m	ρ	0.10E+16 Ω cm
Drift	-2000.0V	Drift	3.0mm	Insulating support	

Figura 2.15: Líneas de campo en una región próxima a los electrodos para la configuración del detector indicada. Para su obtención se usaron los programas *Msfield* y *Msplot*.

realizar una determinación bidimensional de la posición.

Las MSGC constituyen un excelente candidato como detector sensi-

ble a posición en entornos de alta irradiación por sus importantes ventajas: buena precisión en la posición¹⁴ y resolución de dobles trazas¹⁵, capacidad para soportar flujos altos¹⁶ y bajo coste¹⁷ [36]. Sin embargo, se plantearon desde el principio una serie de problemas relacionados con la estabilidad en la operación del detector, debido a procesos de carga y polarización del sustrato y de envejecimiento de la cámara [80]; el tamaño, sujeto a las restricciones de las tecnologías de fabricación; y la electrónica de lectura (*front-end*), que debe ser de respuesta rápida y VLSI (*Very Large Scale Integration*) debido a la gran densidad de pistas del detector. Esto llevó a una serie de estudios de investigación sobre estos detectores, que durante tres años estuvieron coordinados por el programa RD28, aprobado por el CERN, en los que se intentaba buscar las condiciones óptimas para solucionar en la mayor medida los inconvenientes planteados.

Una parte importante de estos estudios se centró en variaciones sistemáticas de parámetros cruciales en la operación del detector: material del sustrato, metal de las pistas, mezcla de gases, geometría de la cámara, etc.; con el fin de llegar a una elección definitiva basada en los requisitos de los futuros experimentos. Se ha comprobado [39, 43], por ejemplo, que valores de la resistividad de volumen del sustrato demasiado altos ($\geq 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$) producen pérdidas de ganancia a corto y medio plazo debido a que procesos de polarización y acumulación de carga (*charging up*) sobre el mismo, dan lugar a modificaciones en el campo eléctrico. Esto aconseja la elección de cristales conductores electrónicamente y con resistividades del orden de $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$, o bien la utilización de técnicas de inyección de iones o pasivado que permitan reducir la resistividad superficial [44, 45, 46, 47]. Por ejemplo, la deposición química de vapor a baja presión (LPCVD) de carbono "tipo" diamante ha dado muy buenos resultados a partir de 1995¹⁸. También se comprobó la dependencia en este parámetro de la capacidad de

¹⁴Para un detector con $200 \mu\text{m}$ de *pitch*, $\leq 50 \mu\text{m}$.

¹⁵Con el mismo *pitch*, $\leq 600 \mu\text{m}$.

¹⁶ $\geq 10^4$ mips/mm²s.

¹⁷40000 pts./copia un prototipo de 5×5 pulgadas

¹⁸Sin embargo, en tests recientes, bajo la incidencia de partículas de mínima ionización, se pusieron de manifiesto problemas en la fijación del pasivado sobre el sustrato, que desaconsejan su uso.

respuesta de la cámara a flujos altos, siendo mayor a menor resistividad.

La elección del sustrato debe también conjugarse con el conjunto de voltajes aplicados, ya que tanto las modificaciones en la ganancia como la respuesta de la cámara dependen de éste.

En estudios sobre la formación y desarrollo de *streamers*¹⁹ en detectores gaseosos [40, 41, 42], se puso de manifiesto que el mayor valor de la ganancia alcanzado en una cámara de micropistas de gas, y en general en detectores con sustratos aislantes, disminuye con el aumento de la conductividad del sustrato. Esto es producido por el incremento del campo eléctrico en la superficie entre ánodo y cátodo y, todavía más importante, a que éste se hace más uniforme. De este modo se favorece la formación y propagación de los *streamers*, desencadenando rápidamente la aparición de chispas.

La dependencia con la mezcla de gases aparece en parámetros tan importantes como el tiempo de recogida de cargas, que repercute en la capacidad de respuesta a flujos elevados; la eficiencia y la resolución en la posición y separación de dobles trazas (a través del número de electrones primarios formados en el gas, la velocidad de deriva y la difusión transversal y longitudinal en el mismo) [71, 48].

El máximo valor de la ganancia también está determinado por la

¹⁹En general, la aparición de las chispas en los detectores gaseosos está precedida por una operación de la cámara en el denominado *modo streamer*. La entrada en este régimen, que tiene lugar para un valor crítico de la densidad de carga en la avalancha, se caracteriza principalmente por dos cambios en la dinámica de ésta:

- Los fotones comienzan a contribuir al desarrollo de la misma, causando su esparcimiento espacial.
- La carga espacial en la avalancha se hace suficientemente alta para perturbar el campo eléctrico externo.

Como consecuencia, fotoelectrones creados fuera de la avalancha comienzan a moverse hacia ella, con su consiguiente crecimiento en todas las direcciones y la formación del *streamer* (filamento de carga). La aparición de este modo se refleja en un incremento acusado de la ganancia, desencadenando finalmente la aparición de chispas. En los detectores en que los electrodos amplificantes están en contacto con sustratos aislantes los *streamers* se generan en estas zonas de contacto, caracterizadas por campos muy intensos, propagándose a través de ellos. La ganancia máxima alcanzada en las cámaras de micropistas de gas está, típicamente, determinada por la entrada en este modo de operación.

mezcla de gases debido a su influencia en el valor del campo de ruptura, que es el mayor valor del campo permitido sin que se produzca un número relevante de cargas que impedirían el buen funcionamiento del detector. Los mejores resultados en términos de ganancia y estabilidad en la operación se obtuvieron para mezclas Ar/DME, Ne/DME y CO_2 /DME en porcentajes comparables [50]. Actualmente la mezcla más utilizada es la formada por Argon y DME. La elección del Argon es debida a su elevado valor de Z , garantizando una alta sección eficaz, y a que es un gas barato y fácil de obtener. EL DME realiza fundamentalmente la labor de *quencher*, absorbiendo los fotones UV de la avalancha, principalmente emitidos por el Argon, impidiendo la realimentación de ésta por el "centelleo" del Argon. El inconveniente de este gas es su alto poder corrosivo, lo cual exige una selección cuidadosa de los materiales con los que ha de estar en contacto.

En la elección del material de las pistas es importante tener en cuenta su resistividad, punto de fusión y fijación al sustrato utilizado. Valores elevados de la resistividad ocasionan una atenuación de la carga en su desplazamiento hacia el extremo en que se produce la lectura. Esto repercute en una dependencia de la altura de pulso con la posición y en un incremento del tiempo de recogida de la carga (dando lugar, por tanto, a señales lentas, lo cual desaconseja el uso de estos materiales en entornos de alta irradiación). Ambos se ponen, por ejemplo, de manifiesto con el uso de pistas de Cr. Sin embargo, este material presenta un elevado punto de fusión, gran rigidez y buena fijación al sustrato. En este sentido la utilización de pistas de Au, con baja resistividad y sin atenuación, presenta ciertos problemas. La aparición de chispas o descargas en las cámaras de micropistas ocasiona la ruptura de las pistas, fundiéndose o desprendiéndose tramos de éstas y deteriorándose, consecuentemente, la operación del detector. Se puso de manifiesto que este deterioro de las pistas es considerablemente más acusado en los materiales de baja resistividad. La elección del material debe, por tanto, ser un compromiso entre rapidez de la señal y tolerancia a las chispas.

Los parámetros mencionados son más cruciales en caso de realizar la lectura de la cámara en ánodos que si se realiza en cátodos. La atenuación de la señal en cátodos es menor, ya que al ser más anchos ofrecen menor resistencia al movimiento de cargas. Este factor geométrico es también el responsable de que se produzca con mayor dificultad la rup-

tura de un tramo completo de estas pistas ante la aparición de chispas en la cámara.

La realización de tests destinados a la optimización y estudio de estas cámaras se mantiene en la actualidad en el marco de futuros experimentos, como los del nuevo colisionador LHC²⁰ que se constuirá en el CERN.

2.5.1 Parametrización del campo eléctrico en la MSGC

La resolución de un problema electrostático en un medio con constante dieléctrica $\epsilon(\mathbf{r})$ significa resolver el sistema de ecuaciones:

$$\text{div}(\epsilon \vec{E}) = 4\pi\rho \quad (2.42)$$

$$\text{rot}(\vec{E}) = 0 \quad (2.43)$$

donde ρ representa la densidad de carga libre.

En el caso de que el medio sea un conductor la ecuación 2.42 debe ser sustituida por:

$$\text{div}(\sigma \vec{E}) = 0 \quad (2.44)$$

siendo $\sigma(\mathbf{r})$ la conductividad de dicho medio.

La solución única al problema se obtiene mediante la aplicación de condiciones de contorno sobre las superficies del volumen considerado.

A partir de las ecuaciones 2.42 y 2.44 se derivan las siguientes condiciones de contorno para una superficie de separación entre dos volúmenes:

$$\epsilon_2 \vec{E}_{n2} - \epsilon_1 \vec{E}_{n1} = 4\pi\omega \quad (2.45)$$

$$\sigma_2 \vec{E}_{n2} - \sigma_1 \vec{E}_{n1} = 0 \quad (2.46)$$

²⁰Large Hadron Collider [51].

donde los índices 1 y 2 se refieren a cada uno de los medios, E_n representa la componente del campo eléctrico normal a la superficie y ω representa la densidad de carga superficial libre. Las componentes tangentes del campo serían continuas en ambos casos.

La aplicación de estas simples ideas electrostáticas permite obtener una parametrización del campo eléctrico en el interior de una cámara de micropistas de gas en la que el sustrato se cubre con una fina capa de material conductor (por ejemplo, un recubrimiento de diamante) [52]. Con esta capa conductora se simplifica la resolución del problema ya que no hay que tener en cuenta el campo no uniforme sobre el sustrato. Una utilidad importante del resultado obtenido es que permite extraer una expresión para el campo de deriva, como función de los voltajes aplicados y la geometría, que es aproximadamente válida independientemente de que exista o no la capa conductora.

Debido a la periodicidad de las MSGCs y su simetría en la dirección longitudinal a las micropistas, es posible estudiar el problema en un pequeño volumen constituido por la mitad de una celda elemental y expresar la solución únicamente en función de las coordenadas transversal y perpendicular a las pistas. En la figura 2.16 se muestra la celda bajo estudio así como las coordenadas relevantes.

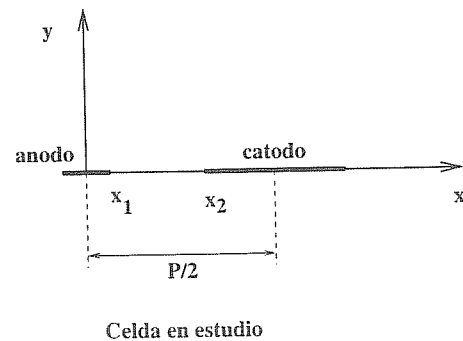


Figura 2.16: Celda utilizada en el estudio del potencial junto con el sistema de coordenadas utilizado.

La solución aproximada al problema se obtiene, en forma de una serie de Fourier válida a distancias de las pistas superiores a $\approx 10\mu\text{m}$,

despreciando el espesor de cátodos y ánodos e imponiendo una perfecta linealidad del voltaje en la superficie entre ellos. Se elige, además, una serie en cosenos con la paridad y periodicidad correctas en el conjunto del detector.

Mediante el método de separación de variables se obtiene para el voltaje φ la solución:

$$\varphi(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \frac{\sinh \frac{n\pi(G-y)}{P/2}}{\sinh \frac{n\pi G}{P/2}} \cos \frac{n\pi x}{P/2} + c_0 + \frac{V_d - c_0}{G} y \quad (2.47)$$

con

$$c_n = \frac{2}{P/2} \int_0^{P/2} f(x) \cos \frac{n\pi x}{P/2} dx,$$

$$c_0 = \frac{1}{P/2} \int_0^{P/2} f(x) dx,$$

$$f(x) = \begin{cases} V_a & \text{si } 0 < x < x_1, \\ (V_c - V_a) \frac{x-x_1}{x_2-x_1} + V_a & \text{si } x_1 < x < x_2, \\ V_c & \text{si } x_1 < x < P/2. \end{cases} \quad (2.48)$$

siendo G la distancia entre el plano de deriva y el de micropistas; P el *pitch*; V_a , V_c y V_d los voltajes en los ánodos, cátodos y plano de deriva, respectivamente; x_1 y x_2 las posiciones de los extremos del ánodo y cátodo (ver figura 2.16); y $f(x)$, representada en la figura 2.17, la expresión aproximada del voltaje en la superficie de la capa conductora que recubre el sustrato. Esta expresión se basa en considerar el volumen de esta capa en el espacio entre ánodo y cátodo como un condensador de placas plano-paralelas con voltajes V_a y V_c .

El término más importante de la serie es el primero. Por ejemplo, considerando valores típicos: $V_a = 0$, $V_c = -500$ V, $V_d = -1800$ V, $x_1 = 5 \mu\text{m}$, $x_2 = 65 \mu\text{m}$ y $P=200 \mu\text{m}$, se obtiene:

$$\begin{aligned} c_1 &= 243.4 \text{ V}, \\ c_2 &= 65.0 \text{ V}, \\ c_3 &= -1.9 \text{ V}, \\ &\dots \end{aligned}$$

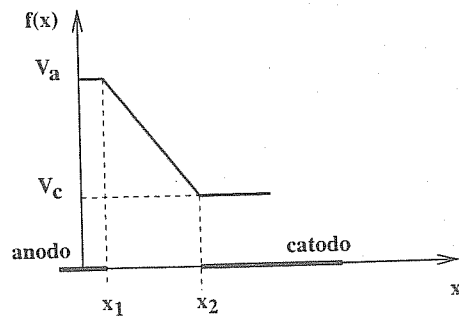


Figura 2.17: Representación del potencial sobre la superficie de la capa conductora colocada sobre el sustrato.

A partir de la expresión del potencial se derivan las componentes del campo eléctrico, obteniendo:

$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x} = -\frac{2\pi}{P} \sum_{n=1}^{\infty} n c_n \frac{\sinh \frac{n\pi(G-y)}{P/2}}{\sinh \frac{n\pi G}{P/2}} \sin \frac{n\pi x}{P/2} \quad (2.49)$$

$$E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y} = \frac{2\pi}{P} \sum_{n=1}^{\infty} n c_n \frac{\cosh \frac{n\pi(G-y)}{P/2}}{\sinh \frac{n\pi G}{P/2}} \cos \frac{n\pi x}{P/2} - \frac{V_d - c_0}{G} \quad (2.50)$$

Es interesante observar que la parte oscilante, tanto en el voltaje como en las componentes del campo, decae exponencialmente, a medida que nos alejamos del plano de micropistas, con una constante de decaimiento $P/2\pi$. Este comportamiento se pone claramente de manifiesto expresando las funciones hiperbólicas en términos de exponenciales. Teniendo esto en cuenta, para valores de y superiores al *pitch* (típicamente $200 \mu\text{m}$) se puede despreciar la contribución de las series al campo y al potencial, obteniendo así:

$$\varphi(x, y > P) = c_0 + \frac{V_d - c_0}{G} y \quad (2.51)$$

$$E_x(x, y > P) = 0 \quad (2.52)$$

$$E_y(x, y > P) = -\frac{V_d - c_0}{G} \quad (2.53)$$

Dado que una distancia del orden del *pitch* representa, generalmente, menos del 5% de la región de deriva, estas expresiones se pueden considerar las correspondientes al campo y al potencial en dicha región.

Se tiene, por tanto, un campo de deriva:

$$E_d(x, y > P) = -\frac{V_d - c_0}{G} \quad (2.54)$$

tratándose de un campo constante de líneas paralelas entre sí y perpendiculares a los planos de deriva y de micropistas. Esta expresión sería la obtenida para el campo producido por dos placas paralelas, separadas una distancia G , a las cuales se les aplican los potenciales V_d y c_0 . El hecho de que en el plano de micropistas el potencial no sea constante se refleja en el parámetro c_0 , que depende de la geometría de este plano y de los potenciales en ánodos y cátodos:

$$c_0 = \langle f \rangle = V_a \frac{\omega_a}{P} + V_c \frac{\omega_c}{P} + \frac{V_a + V_c}{2} \frac{\omega_s}{P} \quad (2.55)$$

donde ω_a , ω_c y ω_s son, respectivamente, la anchura de ánodos, cátodos y distancia entre ellos ($\omega_a + \omega_c + \omega_s = P$). Por ejemplo, para $\omega_a = 10 \mu\text{m}$, $\omega_c = 130 \mu\text{m}$, $\omega_s = 60 \mu\text{m}$, $P = 200 \mu\text{m}$, $V_a = 0$ y $V_c = -500 \text{ V}$ (lo cual corresponde con los parámetros empleados en el ejemplo numérico de las constantes c_n) se obtiene $c_0 = -400 \text{ V}$.

Teniendo en cuenta la expresión 2.55 se puede expresar E_d de forma alternativa, como:

$$E_d = -\frac{V_d - V_a}{G} + \alpha \frac{V_c - V_a}{G} \quad (2.56)$$

o bien

$$E_d = -\frac{V_d - V_c}{G} + \beta \frac{V_a - V_c}{G} \quad (2.57)$$

con

$$\alpha = \frac{\omega_c + \omega_s/2}{P}$$

$$\beta = \frac{\omega_a + \omega_s/2}{P}$$

Introduciendo los valores numéricos anteriores se obtiene $\alpha=0.8$ y $\beta=0.2$.

Cálculos numéricos realizados con programas que simulan el campo eléctrico confirman que estas fórmulas describen correctamente el campo en la zona de deriva para el caso de MSGCs con una lámina conductora sobre el sustrato. En el resto de los casos es necesario realizar ligeras correcciones en los valores de α y β . Por ejemplo en un sustrato de $500\mu\text{m}$ de espesor, constante dieléctrica 4 y aplicando un voltaje nulo al *backplane*, la variación de α es del orden del 6%. Las diferencias son debidas a que la falta de conductividad del sustrato no asegura la linealidad del voltaje en la superficie entre ánodo y cátodo.

Mediante las expresiones de las componentes x e y del campo eléctrico 2.49 y 2.50, es también posible estimar la distancia al plano de micropistas a la que comienza el proceso de amplificación. Este estudio la basaremos en el análisis de la variación del campo eléctrico en la dirección vertical definida por $x=0$. En esta dirección la componente x del campo es nula, con lo que es suficiente trabajar con la componente E_y del campo. La figura 2.18 muestra la variación de esta componente en función de la distancia al plano de micropistas, introduciendo los parámetros correspondientes a los ejemplos numéricos anteriores y con una separación entre los planos de deriva y micropistas, G , de 3 mm. Se observa claramente la caída exponencial del campo desde valores que coinciden, aproximadamente, con el cociente entre la diferencia de potencial ánodo-cátodo y la distancia entre estos electrodos, hasta el valor dado por la expresión 2.54 para el campo de deriva. Como se mencionó anteriormente, para distancias superiores al *pitch*, $200\mu\text{m}$ en el ejemplo, el valor del campo coincide ya con el correspondiente a la zona de deriva.

Considerando que el proceso de multiplicación comienza para intensidades de campo del orden de 40KV/cm , lo cual está de acuerdo con la observación experimental, a partir de la figura 2.18 se puede determinar el inicio de la región de avalancha, situándolo aproximadamente a una distancia de $30\mu\text{m}$ del plano de micropistas.

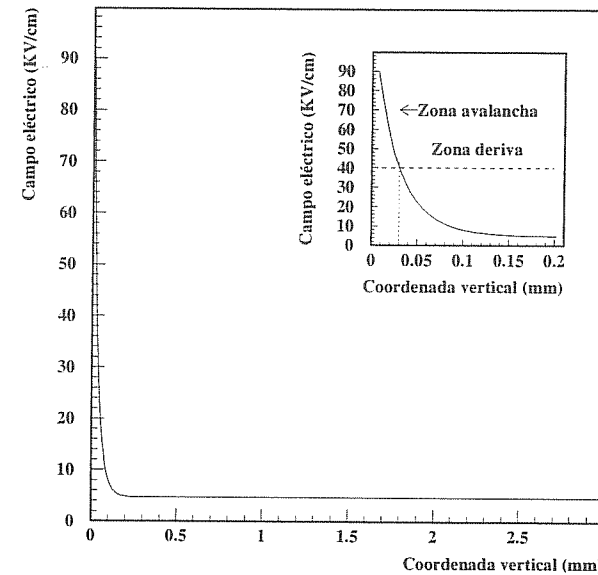


Figura 2.18: Variación del campo eléctrico a lo largo de la dirección vertical en una cámara de micropistas. Se seleccionó la vertical definida por la posición central del ánodo. En el detalle se muestra la intersección del campo para el cual se considera que comienza el proceso de amplificación con el campo estimado.

Continuando con cálculos en los que interviene el campo eléctrico, es interesante comparar el tiempo que emplean los iones generados en la avalancha en recorrer la distancia entre ánodo y cátodo con el tiempo de recolección de iones en un contador cilíndrico (sección 2.3.3).

El tiempo de recolección de iones por los cátodos de la MSGC lo estimaremos a partir de un tiempo mínimo que correspondería al caso en que los iones recorriesen la distancia entre los dos electrodos, ω_s , en dirección horizontal y prácticamente pegados al sustrato, considerando que el campo es uniforme en esta región. Este tiempo permite obtener el orden de magnitud correcto, tal y como se pone de manifiesto expe-

rimentalmente, aunque un cálculo más exacto debería tener en cuenta las trayectorias reales de los iones y la expresión de un campo eléctrico variable en x e y .

El valor estimado para el campo eléctrico viene determinado por la expresión:

$$E = \frac{V_a - V_c}{\omega_s} \quad (2.58)$$

mantiendo la notación de las expresiones anteriores.

El tiempo empleado por los iones en recorrer la distancia ω_s en el interior de dicho campo está determinado por:

$$t = \frac{\omega_s}{v_+} = \frac{\omega_s p}{\mu_+ E} \quad (2.59)$$

donde v_+ es la velocidad iónica y se utilizó su expresión en función de la movilidad μ_+ , presión p y campo eléctrico E . De este modo, utilizando la ecuación 2.58 se obtiene:

$$t = \frac{\omega_s^2}{\mu_+} \frac{P}{V_a - V_c} \quad (2.60)$$

Introduciendo valores típicos en una MSGC, $V_a=0$, $V_c=-500$ V, $\omega_s=60$ μm , una presión de 1 atm y la movilidad de iones Ar^+ en Ar, $\mu_+=1$ $\text{cm}^2\text{atm}^{-1}\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [22], se obtiene un tiempo $t=18$ ns, al menos cinco ordenes de magnitud inferior a los tiempos característicos de los contadores cilíndricos (varios ms). De todos modos, hay que tener en cuenta que el desarrollo eléctrico de la señal en un detector de micropistas depende de la fracción de iones que va al plano de deriva. En una situación ideal en que esta fracción fuese despreciable (campos de deriva muy pequeños), la generación de señal eléctrica sería extraordinariamente rápida, ≈ 30 ns. Un incremento de esta fracción implica un aumento del tiempo necesario para la detección de la misma fracción de señal. Tiempos típicos de generación de la señal detectada en un detector de micropistas se sitúan en torno a los 90 ns.

2.6 Diseño del tracker en el experimento DIRAC

El papel fundamental de las cámaras de micropistas en el experimento DIRAC consiste en la reconstrucción de las trazas de piones antes del imán y en el rechazo del *background*.

La consecución de estos dos objetivos está fuertemente influenciada por parámetros concretos de operación en DIRAC, como son el flujo de partículas sobre las cámaras, determinante del número de *hits* por suceso, o la distancia típica entre los pares de piones cuyas trazas se trata de resolver y reconstruir.

El desarrollo de un algoritmo destinado a la reconstrucción de trazas y selección de los *hits* de señal (correspondientes a pares $\pi^+\pi^-$) debe tener en cuenta estos parámetros ligados a la operación. La orientación relativa de las pistas en los cuatro planos va también a jugar un papel importante en la eficiencia del algoritmo empleado.

El diseño y test de este algoritmo para el reconocimiento de patrones (*pattern recognition*) se realizó mediante la utilización de un programa de simulación en que se implementaron las cuatro cámaras de micropistas y se reprodujo el proceso de formación de la señal en las mismas. Este programa utilizó parámetros característicos de la operación en DIRAC, extraídos de un programa de simulación del espectrómetro completo basado en GEANT [71].

2.6.1 Simulación GEANT

La simulación completa del experimento DIRAC se realizó mediante la utilización del paquete GEANT. Esta herramienta de simulación, desarrollada en el CERN, permite la descripción detallada de la geometría y materiales de los diferentes detectores, así como la simulación de los procesos físicos que acompañan la propagación de las partículas a través de los mismos. Estas características otorgan a GEANT un papel importante en los experimentos de Altas Energías. Su utilidad se centra, no sólo en el diseño y optimización de los detectores, sino también en el desarrollo y test de los programas de reconstrucción y análisis y en la interpretación de los resultados experimentales. Con-

cretamente el programa de simulación GEANT-DIRAC fue utilizado para la realización de estudios sobre el *background* en los diferentes detectores y la optimización de los niveles de *trigger* del experimento DIRAC [53, 54, 55, 56].

La figura 2.19 presenta el espectrómetro de DIRAC obtenido a partir de la simulación GEANT. Las dimensiones, materiales y colocación de los diferentes detectores coinciden con las del experimento. A través de este espectrómetro GEANT propaga las partículas procedentes de la interacción de un protón de 24 GeV/c con un núcleo de Ti, condiciones reales del experimento. Esta propagación comienza con la inyección de las partículas en el programa, asignándoles un vertice común y a cada una su momento correspondiente. Su naturaleza y características fueron obtenidas a partir del paquete de simulación Fritiof 6.0 [57]. Estas partículas representan el *background* que acompaña al par de señal. La generación de pares $\pi^+\pi^-$ procedentes de átomos $A_{2\pi}$ se realizó con un programa de simulación realizado por S. Trousov, miembro de la Colaboración DIRAC. Durante la propagación, GEANT simula los diversos procesos físicos que acompañan a las partículas, pudiendo desaparecer o dar lugar a la generación de otras nuevas.

Las cuatro cámaras de micropistas fueron introducidas en el programa de simulación como volúmenes de $10 \times 10 \times 0.33 \text{ cm}^3$, separadas entre ellas 3.8 cm y a una distancia media de 2.5 m del blanco. Cada uno de estos volúmenes fue dividido en tres. Al volumen intermedio, de $10 \times 10 \times 0.3 \text{ cm}^3$, se le asignó un material definido con las características de una mezcla gaseosa de Ar y DME en iguales proporciones. El material de los otros dos volúmenes, de $10 \times 10 \times 0.01$ y $10 \times 10 \times 0.02 \text{ cm}^3$, fue definido con las características del vidrio DESAG D263, simulando el *drift* y el sustrato, respectivamente.

Las micropistas no fueron introducidas ya que representan un número insignificante de longitudes de radiación ante el paso de las partículas, con lo que su influencia en la propagación de las mismas es despreciable.

Los diferentes volúmenes llevan asociados, además de un material, un medio. Este medio se define con los parámetros que caracterizan y afectan a la propagación de las partículas a través de los mismos. Los medios admiten el atributo de "activos", en caso de que éste les sea asignado es posible registrar la posición y momento de las partículas que los atraviesan (*hits*).

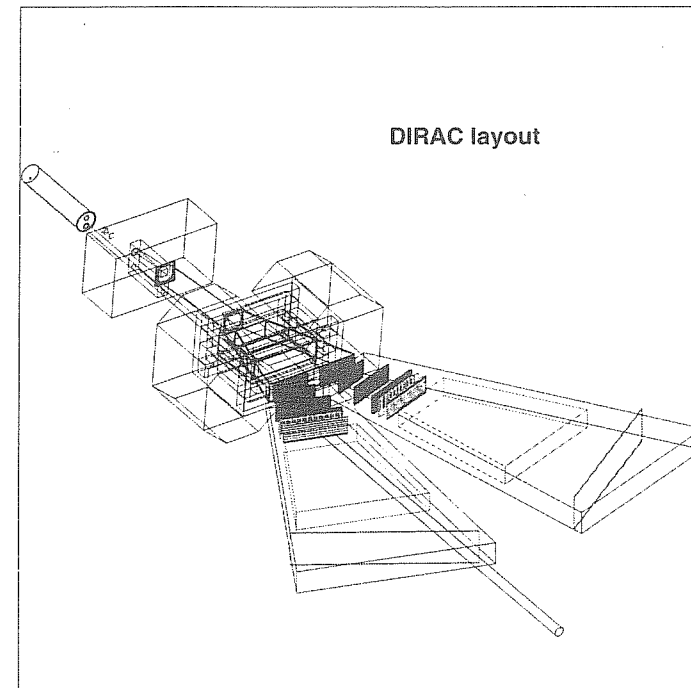


Figura 2.19: Esquema del espectrómetro de DIRAC obtenido a partir de la simulación GEANT.

En las cámaras de micropistas el medio del *drift* fue definido como "activo". Mediante los *hits* registrados en el mismo fue posible conocer el flujo de partículas sobre estos planos y la posición y distribución de momento de las mismas. Esta información fue utilizada en el programa de simulación con que se desarrolló el algoritmo de reconocimiento de patrones.

En las figuras 2.20 y 2.21 se muestra la variación del flujo de partículas sobre el primero de los planos de micropistas a lo largo de las direcciones horizontal y vertical, respectivamente, obtenidos a partir de la simulación GEANT.

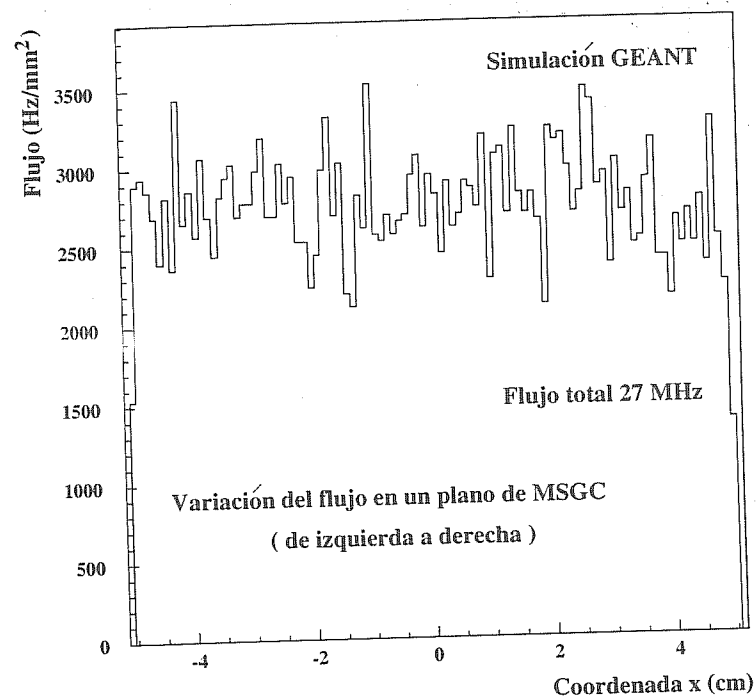


Figura 2.20: Variación del flujo de partículas sobre el primero de los planos de micropistas, a lo largo de la dirección horizontal, obtenido a partir de la simulación GEANT.

2.6.2 Simulación del proceso de generación de la señal

La llegada de una partícula mínimamente ionizante al plano de deriva de una cámara de micropistas marca el inicio de una serie de interacciones responsables de la generación de la señal que será detectada. Los procesos que intervienen en la generación de esta señal fueron simulados mediante técnicas de Monte Carlo. El resultado de esta simulación es la distribución de una cierta carga en cada una de las pistas de la cámara, a partir de la cual es posible reconstruir la posición de incidencia de la partícula.

La simulación parte de unas bases teóricas acerca de la distribución

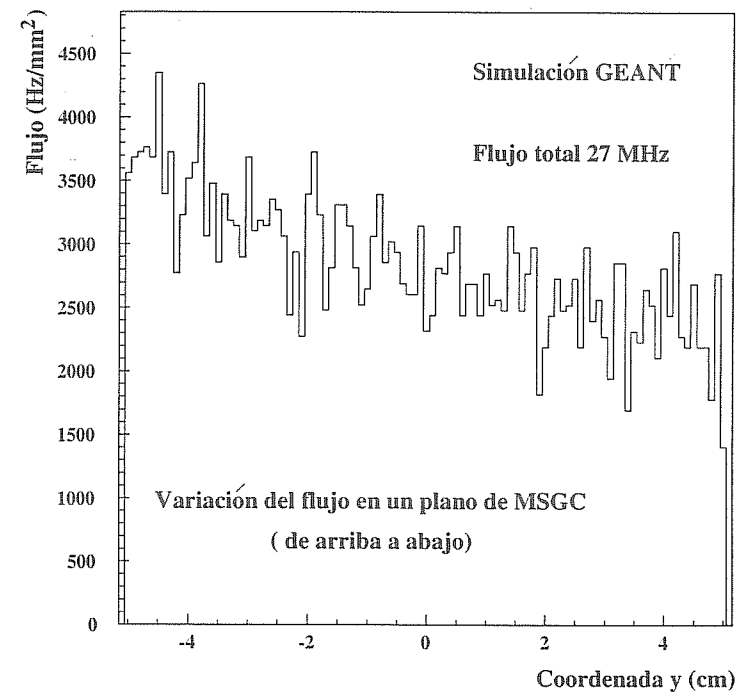


Figura 2.21: Variación del flujo de partículas sobre el primero de los planos de micropistas, a lo largo de la dirección vertical, obtenido a partir de la simulación GEANT.

y propagación de los electrones generados en el gas [58]: una partícula cargada mínimamente ionizante atraviesa la zona de deriva de la cámara sin sufrir prácticamente ninguna desviación en su trayectoria. Como resultado de su interacción con el medio se generarán una serie de pares e^- -ión distribuidos uniformemente a lo largo de su traza. Esta ionización inicial, constituida por un número pequeño de sucesos, se puede considerar que sigue una estadística de Poisson (aunque como se mencionó en la sección 2.3.2 esto no es estrictamente exacto). Si n_p es el número medio de ionizaciones iniciales, la probabilidad de que en un suceso se produzcan k está determinada por:

$$p_k^{n_p} = \frac{n_p^k}{k!} e^{-n_p} \quad (2.61)$$

Los electrones de estos pares pueden a su vez ionizar a otras moléculas, dando lugar a un número total de electrones, que denominaremos primarios, agrupados en pequeños racimos o *clusters*. Tanto el número de pares inicial como el total dependen de la mezcla gaseosa y de la longitud recorrida por la partícula en la misma.

Los electrones generados viajarán hacia el plano de micropistas, experimentando una cierta difusión en la dirección transversal. Esta difusión depende del coeficiente de difusión transversal de la mezcla de gas, σ_T , y de la distancia al plano de deriva a la que el electrón ha sido generado. Si un electrón se genera en una posición x_0 , en la dirección perpendicular a las micropistas, y a una altura h sobre éstas, la probabilidad de que llegue a la zona de avalancha en una posición x , $P(x, h)$, está determinada por una distribución gaussiana de anchura $\sigma_T \sqrt{h/2}$:

$$P(x, h) = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi h}} \exp \left[\frac{-(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2 h} \right] \quad (2.62)$$

con $\sigma_x = \sigma_T / \sqrt{2}$.

Cada electrón, en la zona de avalancha, experimentará un proceso de multiplicación dando lugar a una nube electrónica. Esta nube viajará hacia el ánodo más próximo, siendo recogida por éste. La suma de las nubes de carga recogidas por cada uno de los ánodos constituirán la carga electrónica leída en el mismo.

La simulación se realiza en dos dimensiones, debido a la simetría que existe en la dirección longitudinal a las micropistas, no siendo relevante esta coordenada en la respuesta del detector. Designaremos con x la dirección, sobre el plano, perpendicular a las pistas y con z la dirección que une el *drift* con el plano de micropistas.

Los pasos con los que se implementa el proceso de formación de la señal en el Monte Carlo son los siguientes:

1. Generación de la posición, x_0 , y el ángulo, θ_{xz} , de incidencia de la partícula sobre el plano de deriva (figura 2.22). La generación

de estos dos parámetros se realiza teniendo en cuenta la situación experimental que se trate de reproducir. Por ejemplo, cuando sobre la cámara incide un haz de partículas con un ángulo definido, la distribución del ángulo, θ_{xz} , debe tener en cuenta la posible dispersión angular, con lo que vendrá determinado por una gaussiana centrada en ese ángulo concreto y con una desviación *standard* que dependerá de las características del haz.

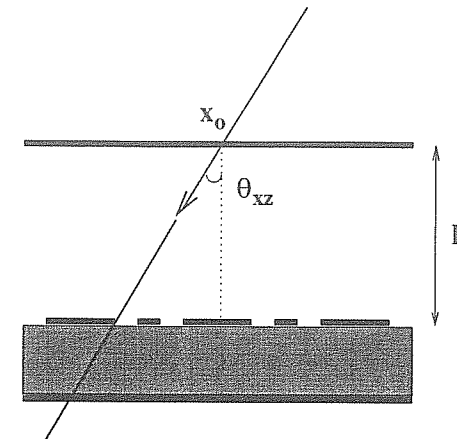


Figura 2.22: Posición y ángulo de la partícula incidente en su llegada al plano de deriva.

2. Determinación del número de pares iniciales ión- e^- generados por la partícula en su paso a través del medio gaseoso, n_e . Este número se genera de forma aleatoria a partir de una distribución de Poisson cuyo valor medio, n_p , depende de la mezcla gaseosa y del espacio recorrido por la partícula en el gas. En la tabla 2.3 se muestra el valor de este parámetro para diferentes gases [22]. Concretamente, para incidencia perpendicular con una zona de deriva de 3 mm en Ar/DME 50/50 el valor de n_p es ≈ 12 ²¹
3. Distribución de los electrones a lo largo de la traza. Los n_e elec-

²¹Los valores de estos parámetros para las mezclas de gases se obtienen utilizando una simple ley de composición:

trones se distribuyen de manera uniforme a lo largo de la traza. La distancia entre cada par de electrones vendrá determinada por:

$$d = \frac{L \cdot \cos\theta_{xz}}{n_e - 1} \quad (2.64)$$

de acuerdo con la figura 2.22.

A partir de esta distancia, la posición de generación del electrón i -ésimo está definida por las expresiones (figura 2.23):

$$x_i = (i - 1) \cdot d \cdot \sin\theta_{xz} \quad (2.65)$$

$$z_i = L - (i - 1) \cdot d \cdot \cos\theta_{xz} \quad (2.66)$$

4. Generación de la nube de electrones, *cluster*, asociada a cada electrón inicial. El número de electrones en cada uno de los *clusters*, n , se determina a partir de una distribución con parámetros dependientes de la mezcla gaseosa. Para obtener esta distribución, $\omega(n)$, se combinan resultados teóricos y experimentales.

Teóricamente se extrae que la distribución $\omega(n)$ ha de ser proporcional a $1/n^2$. Sin embargo, resultados experimentales ponen de manifiesto que este comportamiento no es válido para pequeños valores de n , donde se producen desviaciones que dependen de la molécula de gas. Valores típicos de $\omega(1)$, encontrados experimentalmente para diferentes gases, son 0.66 (Ar), 0.77 (He) y 0.79 (CH₄) [23].

$$n_p^m = \sum_i x_i n_p^i \quad (2.63)$$

siendo x_i el porcentaje del i -ésimo componente de la mezcla.

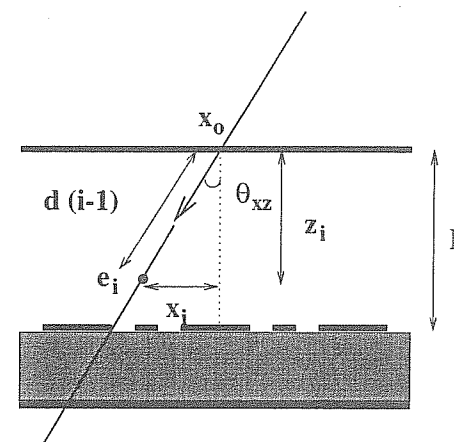


Figura 2.23: Coordenadas donde es generado el electrón i -ésimo.

Basándose en estas ideas, se genera una distribución de probabilidad con $\omega(1)=0.7$ ²², $\omega(n) = \beta \frac{1}{n^2}$ para $3 \leq n \leq 1000$ ²³, y dejando como parámetros libres $\omega(2)$ y β . Estos dos parámetros se determinan imponiendo la condición de normalización:

$$\sum_{n=1}^{1000} \omega(n) = 1 \quad (2.67)$$

y la restricción de que el valor medio del tamaño de *cluster* coincida con el cociente entre el valor medio del número de electrones iniciales y el del número total de electrones primarios, $\langle n \rangle = n_i/n_p$, para el gas en concreto con el que se trabaje (ver tabla 2.3). Para Ar/DME 50/50, $\langle n \rangle = 3.26$ obteniéndose $\omega(2) = 0.15$ y $\beta = 0.38$.

A partir de esta distribución se determina, para cada uno de los n_e electrones iniciales, el número de electrones en el *cluster*

²²Este valor podrá variarse ligeramente en caso de que se trabaje con uno de los gases para los que se ha determinado de forma específica.

²³La probabilidad de que se generen más de 1000 electrones por cada electrón inicial es totalmente despreciable.

asociado, n . A los electrones de cada *cluster* se les asigna la misma posición que al electrón inicial del que proceden. El número total de electrones primarios está determinado por $n_t = n \cdot n_e$. En Ar/DME 50/50, para incidencia perpendicular con una zona de deriva de 3 mm, el valor medio de n_t es ≈ 38 .

5. Difusión de los electrones. El electrón i -ésimo, generado en la posición (x_i, z_i) , llegará a la zona de avalancha en una posición x distribuida de acuerdo con una distribución gaussina centrada en x_i y con desviación *standard* $\sigma_T \sqrt{z_i/2}$, con σ_T el coeficiente de difusión transversal (dependiente de la mezcla gaseosa y del campo eléctrico establecido). En la figura 2.8 se mostró la variación del coeficiente de difusión transversal, en función del campo eléctrico, para una mezcla gaseosa de Ar y DME al 50%.
6. Determinación del número de electrones secundarios generados por cada electrón primario. El proceso de multiplicación que sufre cada electrón en la zona de avalancha genera una nube electrónica. El número de electrones en esa nube, que determina en promedio la ganancia del detector, está sometido a fluctuaciones debido al carácter estadístico de la interacción ²⁴. Estas fluctuaciones en la ganancia están regidas por la distribución de Polya (ver Apéndice B):

$$P_m(k) = \frac{m(mk)^{m-1}}{\Gamma(m)} e^{-mk} \quad (2.68)$$

donde el parámetro m es determinado experimentalmente, tomando el valor $3/2$ para contadores proporcionales.

Dado un valor de la ganancia, \bar{G} , la distribución de Polya, $P_m(k)$, da la probabilidad de obtener una ganancia $G=k\bar{G}$.

Estas fluctuaciones fueron tenidas en cuenta en el programa generando, para cada electrón primario, un número random a partir de esa distribución.

²⁴Estas fluctuaciones, junto con las del número de electrones primarios, son las responsables de la pérdida de resolución en energía del detector.

7. Asignación de la carga recogida por cada ánodo. Las líneas de campo en las proximidades de las micropistas conducen los electrones de la avalancha asociada a un electrón primario hacia el ánodo más próximo a éste.

Para realizar el reparto de la carga entre los diferentes ánodos, se dividió el plano de micropistas en celdas delimitadas por los centros de los cátodos, asociando de este modo una celda a cada ánodo. La carga total recogida por un ánodo determinado será la suma de todas las avalanchas generadas por electrones primarios que llegan a la región de multiplicación en la celda correspondiente a dicho ánodo.

En caso de que en un mismo suceso incida más de una partícula sobre la cámara, el proceso de formación de la señal se repetirá para cada una de ellas, siendo la distribución final de carga sobre los ánodos la suma de las distribuciones de carga asociadas a cada partícula.

A partir de aquí se está en condiciones de realizar el análisis de operación de la cámara, procediendo del mismo modo que si se tratase de sucesos reales (ver sección 3.8).

En la figura 2.24 se muestra la distribución, obtenida con el Monte Carlo, de las posiciones de llegada al plano de micropistas de los electrones primarios generados por partículas incidentes en la dirección perpendicular al plano de deriva en un punto fijo $x_0=0$. Esta distribución representa la integración de la ecuación 2.62 en la variable h , variando ésta a lo largo de la distancia de deriva, L . La *rms* de esta distribución es aproximadamente:

$$\Delta x = \frac{1}{2} \sigma_T \sqrt{L} \quad (2.69)$$

La figura 2.25 muestra la altura de pulso reconstruida en el *cluster* con la simulación descrita. Los parámetros introducidos corresponden a los de una mezcla gaseosa de Ar y DME en iguales proporciones.

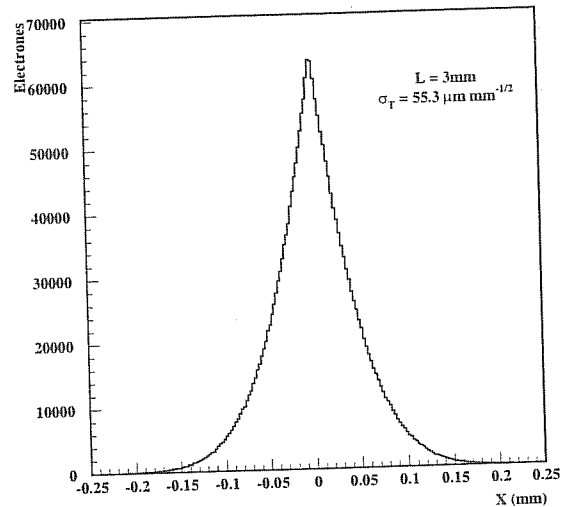


Figura 2.24: Distribución de los electrones en la dirección x después de los procesos de deriva y difusión en 3 mm de gas.

2.7 Reconstrucción de trazas

En el programa Monte Carlo utilizado para el estudio y test del algoritmo de reconstrucción de trazas de señal, se implementaron las características geométricas y los procesos de formación de señal correspondientes a los detectores cuyas señales serán utilizadas en el mismo, así como las condiciones de operación de estos detectores en el experimento DIRAC.

El algoritmo de reconstrucción trabaja con señales procedentes de los cuatro planos de micropistas y con una ventana de *tracking* definida por el detector de fibras (SFD). La eficiencia de este algoritmo se verá mejorada con la utilización de la información procedente del resto de los detectores dedicados a la reconstrucción de trayectorias.

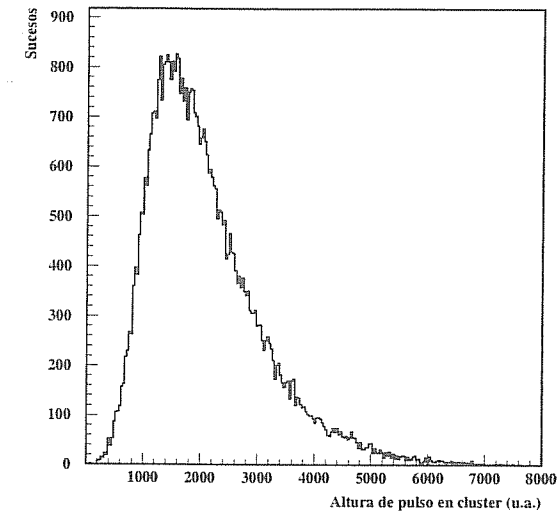


Figura 2.25: Altura de pulso reconstruida en el cluster tras el análisis de la señal generada por partículas mínimamente ionizantes simulada mediante técnicas de Monte Carlo.

2.7.1 Introducción al problema

Las cámaras de micropistas son detectores que proporcionan información sobre la posición de las partículas en una única dirección. Para definir la trayectoria de una partícula en tres dimensiones se necesita, como mínimo, combinar la información de cuatro planos con las pistas orientadas en direcciones diferentes. Con esa información es posible resolver la ecuación de la trayectoria ²⁵:

$$x = a + b \cdot z \quad (2.70)$$

$$y = c + d \cdot z \quad (2.71)$$

²⁵En los cálculos consideraremos despreciable el múltiple *scattering* y no tendremos en cuenta los posibles efectos de un campo magnético residual.

donde z indica la dirección del haz, x la coordenada horizontal e y la vertical.

Para determinar los parámetros de la trayectoria, a , b , c y d , es suficiente tener, por ejemplo, dos planos con las pistas orientadas en la dirección x y otros dos con ellas orientadas en la dirección y . Sin embargo, estas orientaciones no resolverían el problema de ambigüedad originado por la presencia de más de un hit en las cámaras. Este problema se resuelve eligiendo cuatro orientaciones diferentes para los planos.

En el experimento DIRAC se instalarán únicamente cuatro planos de micropistas, introduciendo así la menor cantidad de material posible, pero permitiendo la reconstrucción de la trayectoria en tres dimensiones. Mediante una elección adecuada de las orientaciones es posible, además, resolver el problema de la ambigüedad.

Consideremos cuatro planos de micropistas con orientaciones determinadas por 0 , ϕ , $90-\phi$ y 90 grados (ver figura 2.26) ²⁶.

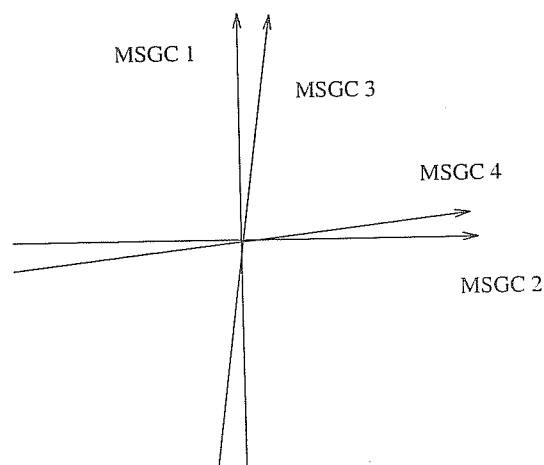


Figura 2.26: Orientación de las pistas en los cuatro planos.

Las coordenadas de una trayectoria en las direcciones perpendiculares a las micropistas de cada una de las cámaras vendrán dadas, de

²⁶Esta configuración de ángulos fue elegida porque simplifica la estructura del soporte mecánico. En DIRAC el ángulo ϕ será de 8 grados, ya que un ángulo mayor ocasionaría pérdidas por aceptación

acuerdo con las ecuaciones 2.70 y 2.71, por:

$$\begin{aligned} x_1 &= a + b \cdot z_1 \\ x_2 &= c + d \cdot z_2 \\ x_3 &= (a + b \cdot z_3) \cos \phi - (c + d \cdot z_3) \sin \phi \\ x_4 &= -(a + b \cdot z_4) \sin \phi + (c + d \cdot z_4) \cos \phi \end{aligned}$$

A partir de estas ecuaciones se obtienen expresiones para los parámetros a , b , c y d en función de la posición en cada uno de los planos: x_1 , x_2 , x_3 y x_4 , y de las posiciones de estos planos en la dirección z : z_1 , z_2 , z_3 y z_4 . Estas expresiones son:

$$\begin{aligned} b &= \frac{1}{B} \cdot \{(x_3 - x_1 \cos \phi + x_2 \sin \phi)(z_4 - z_2) \cos \phi + \\ &+ (x_4 + x_1 \sin \phi - x_2 \cos \phi)(z_3 - z_2) \sin \phi\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d &= \frac{1}{B} \cdot \{(x_4 + x_1 \sin \phi - x_2 \cos \phi)(z_3 - z_1) \cos \phi + \\ &+ (x_3 + x_1 \cos \phi - x_2 \sin \phi)(z_4 - z_1) \sin \phi\} \end{aligned}$$

$$a = x_1 - b z_1$$

$$c = x_2 - d z_2$$

siendo

$$B = (z_3 - z_1)(z_4 - z_2) \cos^2 \phi - (z_4 - z_1)(z_3 - z_2) \sin^2 \phi$$

Tras la aplicación del algoritmo de reconstrucción, que permite determinar la posición de cada trayectoria en los cuatro planos, el programa de simulación calcula los parámetros a , b , c y d , que caracterizan dicha trayectoria. Los parámetros calculados de este modo se denominan "reconstruidos". El programa calcula también el valor de estos

parámetros a partir de la intersección de la trayectoria generada al inicio del mismo en los diferentes planos (parámetros "reales"). La comparación entre unos y otros será utilizada para evaluar los errores asociados a un algoritmo dado.

Por otro lado, es también posible determinar los errores inducidos por la resolución espacial intrínseca de las cámaras de micropistas, σ_i , y la geometría sobre los parámetros de la trayectoria. Las expresiones para estos errores son ²⁷:

$$\sigma_b = \frac{\sigma_i}{D} \cdot \left\{ (z_2 - z_4)^2 \cos^2 \phi (1 + \cos^2 \phi) + (z_3 - z_2)^2 \sin^2 \phi (1 + \sin^2 \phi) + \left[(z_3 - z_4)^2 - 2(z_4 - z_2)(z_3 - z_2) \right] \sin^2 \phi \cos^2 \phi \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\sigma_a = \frac{\sigma_i}{D} \cdot \left\{ \left[z_3(z_4 - z_2) \cos^2 \phi - z_4(z_3 - z_2) \sin^2 \phi \right]^2 + \right.$$

$$\left. + z_1^2 \left[(z_3 - z_4)^2 \cos^2 \phi \sin^2 \phi + (z_2 - z_4)^2 \cos^2 \phi + (z_2 - z_3)^2 \sin^2 \phi \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

donde

$$D = \left| (z_3 - z_1)(z_4 - z_2) \cos^2 \phi - (z_4 - z_1)(z_3 - z_2) \sin^2 \phi \right|$$

Es interesante notar que existe una singularidad en el sistema cuando el ángulo ϕ satisface la relación:

$$\operatorname{tg}^2 \phi = \frac{(z_3 - z_1)(z_4 - z_2)}{(z_4 - z_1)(z_3 - z_2)}$$

El valor de este ángulo depende de las posiciones relativas de los cuatro planos, no existiendo la singularidad en una de las posibles orientaciones ²⁸.

En la figuras 2.27 y 2.28 se muestra la dependencia de los residuos σ_a y σ_b , respectivamente, con el ángulo ϕ (evaluados en la posición intermedia entre la segunda y tercera cámaras). Se pone de manifiesto la existencia de la singularidad en tres de las posibles orientaciones.

²⁷Debido a la simetría entre las coordenadas x e y , sólo se mostrarán los resultados para los parámetros a y b . Los errores para los otros dos parámetros se deducen directamente a partir de éstos.

²⁸La singularidad aparece para aquel ángulo en el que existe una familia de soluciones de trayectorias pertenecientes a la misma superficie.

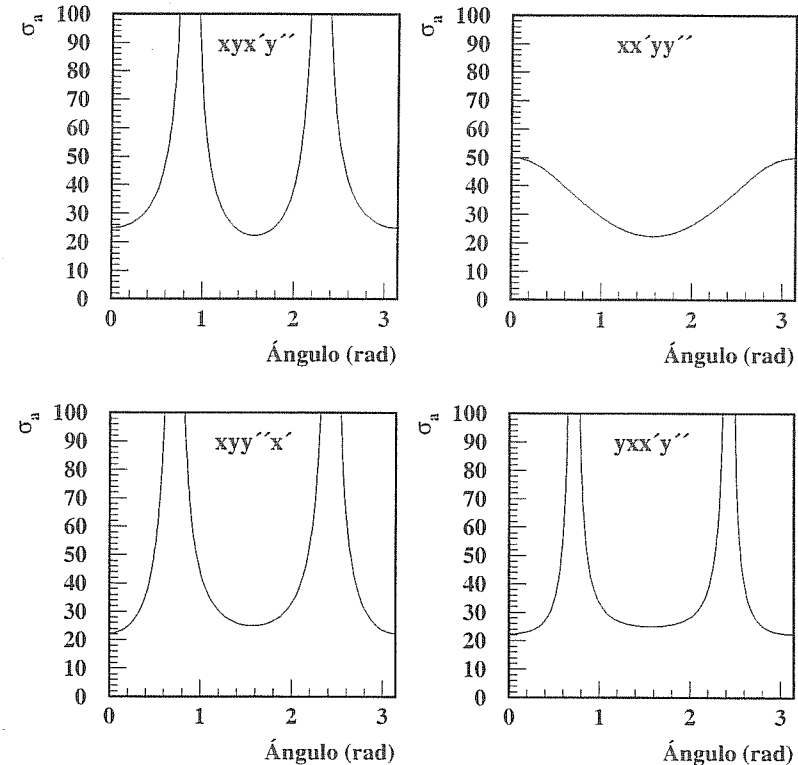


Figura 2.27: Residuos teóricos en el parámetro "a" en función del ángulo entre las pistas para las cuatro configuraciones posibles de los planos.

2.7.2 Programa de simulación para el estudio de los algoritmos

En el programa de simulación para el estudio de los algoritmos de reconstrucción se implementan las características geométricas de las cámaras de micropistas y del detector de fibras de centelleo en el experimento DIRAC.

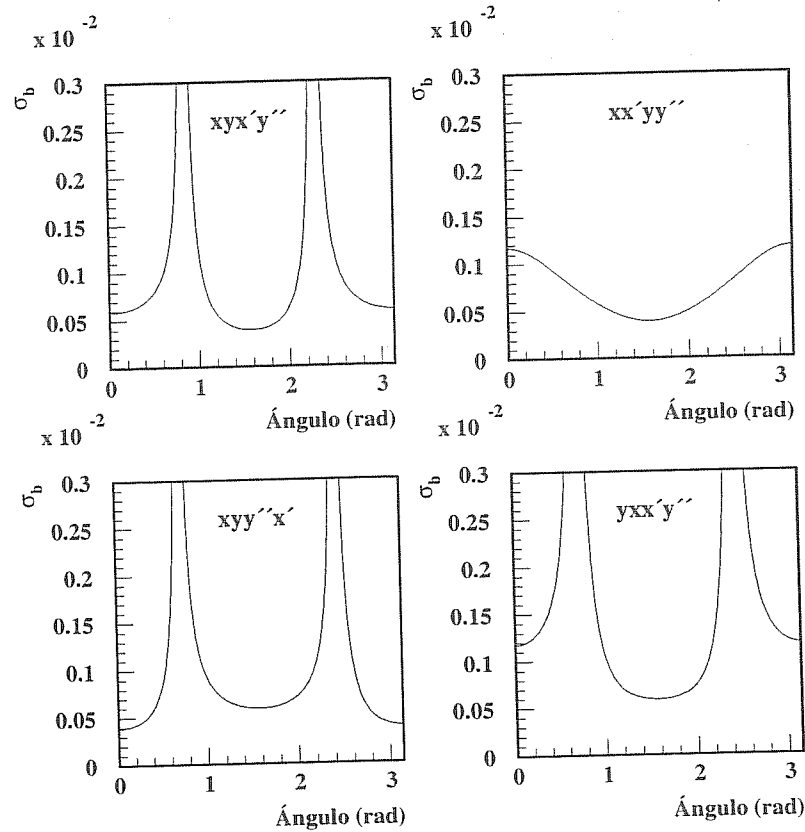


Figura 2.28: Residuos teóricos en el parámetro "b" en función del ángulo entre las pistas para las cuatro configuraciones posibles de los planos.

Los cuatro planos de micropistas, de $10.24 \times 10.24 \text{ cm}^2$ y distanciados 3.8 cm entre sí, se diferencian por la orientación de las pistas. Considerando una superficie en la dirección perpendicular al haz, las pistas estarán orientadas formando ángulos de 0, 8, 82 y 90 grados con la horizontal, como se muestra en la figura 2.26.

La posición relativa de los cuatro planos a lo largo de la dirección del haz juega un papel importante tanto en la eficiencia de reconstrucción

de las trayectorias como en la selección de los *hits* de señal entre el *background*. La decisión final sobre la posición de cada plano fue tomada tras el análisis de los resultados obtenidos con el programa de simulación para las cuatro posibles configuraciones. Estos resultados se resumen en la sección 2.7.4. La idea final es instalar los planos en el siguiente orden:

- Plano con las pistas en la dirección vertical, definiendo la coordenada horizontal ($MSGC_1$ en la figura 2.26).
- Plano con las pistas en la dirección horizontal, definiendo la coordenada vertical ($MSGC_2$ en la figura 2.26).
- Plano con las pistas formando un ángulo de 82 grados con la horizontal, definiendo la posición del hit a lo largo de una dirección que forma un ángulo de -8 grados con aquella ($MSGC_3$ en la figura 2.26).
- Plano con las pistas formando un ángulo de 8 grados con la dirección horizontal, definiendo la posición del hit a lo largo de la dirección que forma un ángulo de 8 grados con la vertical ($MSGC_4$ en la figura 2.26).

El primero de estos planos será instalado a 2.46 m del blanco.

Tras las cámaras de micropistas se instalará el detector de fibras, siendo la distancia entre éste y el último plano de micropistas 6.4 cm. El detector de fibras da información de la posición en las direcciones vertical y horizontal, ya que lo constituyen dos planos con las fibras orientadas perpendicularmente.

En el experimento DIRAC, la lectura de la señal en las cámaras de micropistas se disparará con la señal positiva del tercer nivel de *trigger*. Los sucesos tras este nivel se caracterizan por poseer un par de partículas con las propiedades del par $\pi^+\pi^-$ de señal. Por esta razón, cada suceso, en el programa de simulación, se compone de un par con estas características, al que se añaden un número random de partículas de *background*.

El rasgo que caracteriza los pares de señal es, debido a su pequeño momento relativo, la corta distancia entre las partículas que lo constituyen. Para simular estos pares, comenzamos generando una posición

aleatoria, en el plano del SFD, a lo largo de las direcciones vertical y horizontal. Esta posición, (x_1, y_1) , es asignada a una de las partículas del par. La posición de la otra se determina siguiendo los siguientes pasos:

- Se genera un número random a partir de la distribución de distancias entre pares de, señal en el plano del SFD, simulada con Fritiof 6.0. Este número, d , representa la distancia entre las dos partículas del par.
- A continuación, el programa genera de forma aleatoria un número entre 0 y 360. Este valor es interpretado como el ángulo, θ , entre las dos partículas medido sobre la horizontal.
- Usando el ángulo, θ , la distancia entre las partículas, d , y las coordenadas de uno de las partículas, (x_1, y_1) , la posición de la otra, (x_2, y_2) , se define como:

$$x_2 = x_1 + d \cdot \cos\theta$$

$$y_2 = y_1 + d \cdot \sin\theta$$

Una vez determinadas las posiciones de estas partículas en el SFD, éstas han de ser proyectadas sobre los cuatro planos de micropistas. Para ello se considera que el par procede del centro del blanco, y se calcula la recta que une cada posición con la correspondiente a cada partícula. La intersección de estas rectas con los planos de micropistas determina las diferentes posiciones sobre los mismos.

Tras la generación de las posiciones del par de señal, el programa introduce los hits de partículas de *background* en los planos de micropistas. El número de estas partículas se determina de forma random, para cada suceso, a partir de una distribución aproximadamente gaussiana con valor medio 10 y desviación *standard* 2.8. Esta distribución fue generada teniendo en cuenta el flujo de *background* obtenido a partir de la simulación GEANT (ver figuras 2.20 y 2.21) y el tiempo de integración de la electrónica de las MSGCs.

La posición de las partículas de *background* se distribuye de forma totalmente aleatoria en el primer plano de micropistas, proyectándola después al resto de los planos. Para realizar estas proyecciones se generan dos números aleatorios comprendidos entre -1 y 1. Estos números son interpretados como los ángulos, en grados, que forma la trayectoria de la partícula con las direcciones horizontal y vertical ²⁹. Con estos ángulos y la distancia entre los diferentes planos, queda determinada la posición de cada partícula (no se tiene en cuenta el múltiple *scattering*).

La posición de una partícula en un plano de micropistas determinado es considerada el punto inicial de su trayectoria a través de la correspondiente cámara. Esta posición se proyecta, para cada plano, en la dirección perpendicular a sus pistas, ya que, como se vió en la sección 2.6.2, esta es la única coordenada relevante en el proceso de generación de la señal.

El paso siguiente en el programa es la simulación del paso de las partículas correspondientes a un suceso dado a través del volumen de gas (sección 2.6.2). El resultado es una distribución de carga en las pistas de cada una de las cámaras. El análisis de estas distribuciones permite reconstruir las posiciones de incidencia de las partículas en los diferentes planos. En esta reconstrucción se utiliza el algoritmo del centro de gravedad ³⁰.

Con objeto de seleccionar, entre todos los *hits* registrados en cada plano, aquellos correspondientes al par piónico, se usará información del detector SFD. Se asume que la resolución temporal de este detector es suficiente para permitir distinguir los *hits* responsables de la respuesta positiva del *trigger*, es decir, los *hits* de señal. Las posiciones de estos *hits* seleccionados serán utilizadas para definir una ventana de *tracking* en los planos de micropistas. Este paso será implementado del siguiente modo:

Supongamos que hay dos *hits* registrados en cada uno de los planos

²⁹Partículas con ángulos mayores no atravesarían las cámaras de micropistas

³⁰El centro de gravedad, COFG, se determina a partir de la expresión:

$$COFG = \frac{\sum_i s_i \cdot i}{\sum_i s_i}$$

siendo i el número de la pista en la cámara y s_i la señal correspondiente a la pista i -ésima. La suma se extiende a todas las pistas pertenecientes al *cluster*.

del SFD. Los de un plano definirán dos coordenadas horizontales, x_1 , x_2 , y los del otro las verticales, y_1 , y_2 . Combinando unas con otras se determinan cuatro puntos: (x_1, y_1) , (x_1, y_2) , (x_2, y_1) y (x_2, y_2) , correspondientes a los posibles puntos de incidencia de los dos piones. Estos cuatro puntos se proyectarán en la dirección perpendicular a las pistas de cada una de las cámaras, definiendo, así, cuatro posiciones en cada una de ellas. Entre las cuatro posiciones de una cámara, se seleccionan las dos que corresponden a las posiciones extremas. Es decir, si denotamos por h_1 , h_2 , h_3 y h_4 las posiciones definidas en una de las cámaras, y se satisface que $h_1 < h_2 < h_3 < h_4$, las coordenadas seleccionadas serían h_1 y h_4 .

La ventana de *tracking* a lo largo de la correspondiente dirección será definida por el intervalo $(h_1 - \delta, h_4 + \delta)$, siendo 2δ la longitud de esta ventana. La ventana utilizada en el programa tenía una longitud de $500 \mu\text{m}$, chequeando que este valor era el óptimo. Un incremento de la longitud de la ventana produce un aumento del número de *hits* de *background* admitidos sin producirse mejoras en la aceptación de pares de señal. De hecho cuando se registra un único *hit* reconstruido dentro de la ventana, éste no corresponde a una única partícula del par, sino a ambas, que llegan a la cámara demasiado próximas para ser resueltas.

Definida la ventana de *tracking* en cada una de las cámaras, se seleccionan los *hits* dentro de las mismas. Estos *hits* son el punto de partida para la aplicación del algoritmo de selección y reconstrucción de trazas.

Es importante remarcar que el método para la definición de la ventana de *tracking* es aplicable aún cuando el SFD haya detectado un sólo *hit*. Estos casos pueden ser debidos a la incidencia de dos piones demasiado próximos para ser resueltos por este detector. El algoritmo que desarrollamos es, por tanto, independiente de este hecho.

2.7.3 Algoritmo de selección y reconstrucción de las trayectorias de pares de señal

El método implementado para la búsqueda de los *hits* asociados al par de piones se basa en la corta distancia entre las partículas que originan una respuesta positiva del esquema de *trigger*. El algoritmo utiliza

diferentes pasos en función del número de *hits*, en cada plano, dentro de la ventana de *tracking* definida en la sección anterior.

Su objetivo es describir las trayectorias de los dos piones a partir de sus coordenadas en los cuatro planos de micropistas. Antes de la aplicación del algoritmo no se dispone de información acerca de cómo asociar correctamente los *hits* de los diferentes planos.

Dado que la eficiencia de detección de las cámaras de micropistas es próxima al 100%, consideraremos que en los casos en que haya un sólo *hit* dentro de la ventana de *tracking* éste corresponde a la posición intermedia entre las dos partículas del par, demasiado próximas para ser resueltas. Esto implica una correlación entre el número de *hits* registrados en un plano determinado y la distancia entre las partículas del par en la dirección perpendicular a las pistas de dicho plano. En la figura 2.29 se pone de manifiesto esta correlación, comparando las distribuciones de esta distancia para sucesos con uno y dos *hits* en la ventana de *tracking*.

La correlación entre la distancia y el número de *hits* registrados en la ventana es importante para entender la validez de los diferentes algoritmos: incluso asociando una misma coordenada a las dos trayectorias (en casos con un sólo *hit* en la ventana de *tracking*) el error inducido puede ser aceptable, teniendo en mente que esa situación corresponde a la llegada de dos trayectorias muy próximas. La figura 2.30 muestra diferentes posiciones relativas entre las dos partículas de un par, cada posición determina un número diferente de *hits* en los diferentes planos (los números se corresponden con los asociados a los casos que se describirán a continuación).

En la descripción del método implementado en cada caso se usará la siguiente notación:

- x_i , coordenadas de los *hits* en el plano de micropistas con éstas orientadas en la dirección vertical ($MSGC_1$ en la figura 2.26).
- y_i , coordenadas de los *hits* en el plano de micropistas con éstas orientadas en la dirección horizontal ($MSGC_2$ en la figura 2.26).
- x'_i , coordenadas de los *hits* en el plano de micropistas en el que éstas forman un ángulo de 82 grados con la horizontal ($MSGC_3$ en la figura 2.26).

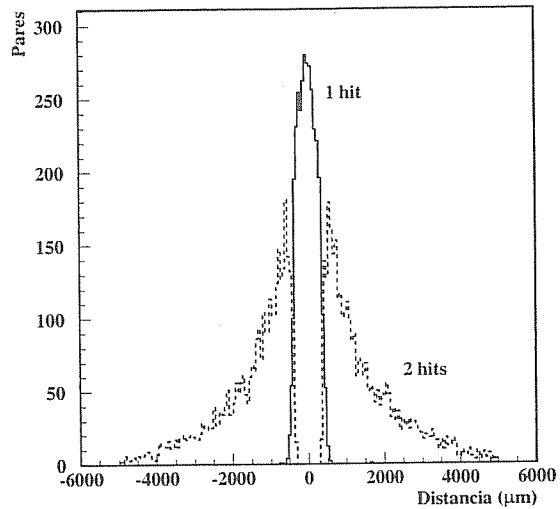


Figura 2.29: Distancia entre las dos partículas de un par de señal a lo largo de la dirección perpendicular a las micropistas. Se representan por separado los casos correspondientes a uno y dos "hits" dentro de la ventana de "tracking". A $400\mu\text{m}$ la probabilidad de resolver dos trazas es del 50%.

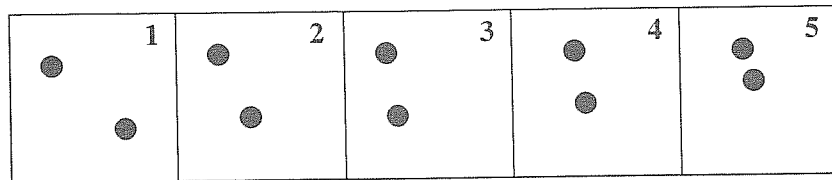


Figura 2.30: Posición relativa entre los dos "hits", determinante del número de ellos resueltos en cada dirección.

• y''_i , coordenadas de los hits en el plano de micropistas con éstas formando un ángulo de 8 grados con la horizontal ($MSGC_4$ en la

figura 2.26).

En función del número de *hits* en la ventana de *tracking* para cada plano el algoritmo diseñado debe seguir pasos diferentes. A continuación se especifican los pasos correspondientes a las posibles situaciones.

Caso 1: Sucesos con dos *hits* en la ventana de *tracking* definida en cada MSGC

La información de partida en estos sucesos está compuesta por las coordenadas de dos hits en cada eje: $x_1, x_2, x'_1, x'_2, y_1, y_2, y''_1$ y y''_2 .

El primer paso consiste en combinar las coordenadas en los ejes que forman un ángulo de 8 grados entre sí, esto es x con x' e y con y'' . Para ello se intersecan las rectas definidas por $x=x_1$ y $x=x_2$ con $x'=x'_1$ y $x'=x'_2$, y lo mismo en las direcciones perpendiculares a éstas. Estas intersecciones definen cuatro puntos para cada par de ejes: cuatro puntos xx' y cuatro puntos yy'' . A continuación se determinan las coordenadas de estos puntos en el sistema de referencia definido por los ejes x e y .

Sólo dos de los puntos xx' y dos de los yy'' corresponden a trayectorias reales. El próximo paso consiste en seleccionar estos puntos dentro de cada grupo. Con esto se asociará la coordenada x de una trayectoria a la coordenada x' de esa misma traza, y cada coordenada y a su correspondiente coordenada y'' . El método implementado para realizar estas asociaciones se ilustra con el siguiente ejemplo: consideremos dos sistemas de referencia ortogonales, xy y $x'y'$, formando un ángulo, α , entre los ejes de uno y otro. Seleccionemos dos puntos en el plano y determinemos las coordenadas de estos puntos en los dos sistemas, $(x_1, y_1), (x_2, y_2), (x'_1, y'_1), (x'_2, y'_2)$. Intersecando las líneas $x=x_1$ y $x=x_2$ con $x'=x'_1$ y $x'=x'_2$ se definen cuatro puntos: los dos iniciales, (x_1, y_1) y (x_2, y_2) , y otros dos nuevos, (x_3, y_3) y (x_4, y_4) . Si se comparan los valores de las coordenadas y de los cuatro puntos, se encuentran dos situaciones diferentes:

- a.- los valores y_1 e y_2 ocupan las posiciones extremas, es decir, $y_1 < y_3 < y_4 < y_2$ (los índices 1 y 2 pueden ser intercambiados entre sí en esta secuencia, al igual que el índice 3 con el 4), o

b.- los valores y_1 e y_2 ocupan las posiciones intermedias, $y_3 < y_1 < y_2 < y_4$.

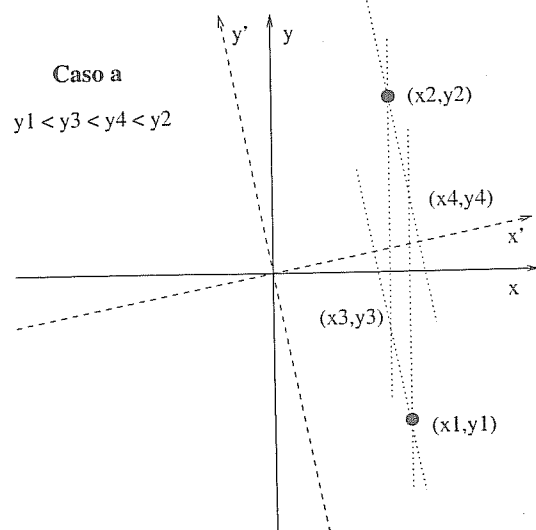


Figura 2.31: Combinación de las coordenadas x y x' . Los puntos reales son aquellos con valores extremos de la coordenada y .

El que se produzca una u otra situación depende de la posición relativa entre los dos puntos iniciales. Esta dependencia se muestra del siguiente modo: si seleccionamos un punto inicial y trazamos dos líneas que pasen por este punto y sean perpendiculares a los ejes x y x' , respectivamente, estamos definiendo dos conos con el vértice en el punto seleccionado y un ángulo de apertura igual a α , y otros dos conos, complementarios a los anteriores, con el mismo vértice y ángulo de apertura $180-\alpha$. Si el otro punto está dentro de alguno de los conos con ángulo α , los puntos reales serán aquellos con valores extremos de la coordenada y , mientras que en el caso contrario serán aquellos con los valores intermedios. Estos dos casos se ilustran en las figuras 2.31 y 2.32.

Con la información disponible en las MSGCs, no se puede saber cuál de las dos situaciones se produce en un suceso determinado. Sin embargo, dado que el ángulo α es de 8 grados, la probabilidad de estar

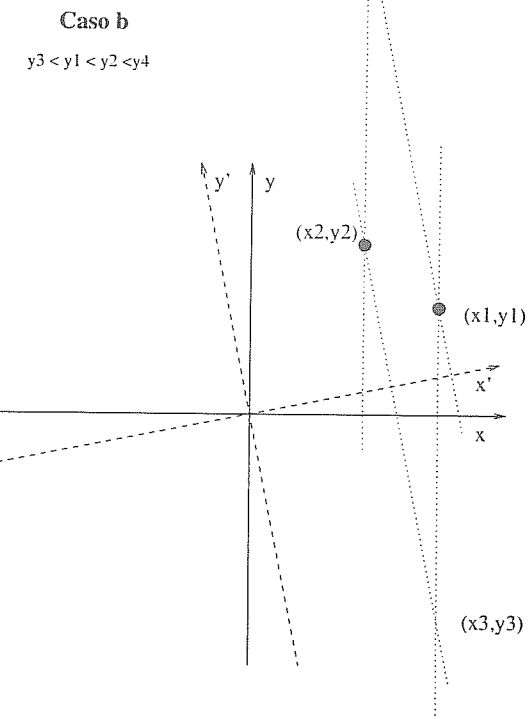


Figura 2.32: Combinación de las coordenadas x y x' . Los puntos reales son aquellos con valores intermedios de la coordenada y .

en el segundo de los casos expuestos (caso b en la figura 2.33) supera en un factor $(180-8)/8$ a la probabilidad de estar en el otro caso (indicado como a en la misma figura). Este factor, determinado únicamente a partir de la geometría de las MSGCs, se ve incrementada por el hecho de que la distancia máxima entre pares de piones de señal no supera los 9 mm en esos planos. Para pares tan próximos la situación b es todavía más propicia que la a .

Basados en estos dos argumentos, el segundo paso del algoritmo se implementa seleccionando las parejas de pares xx' con valores interme-

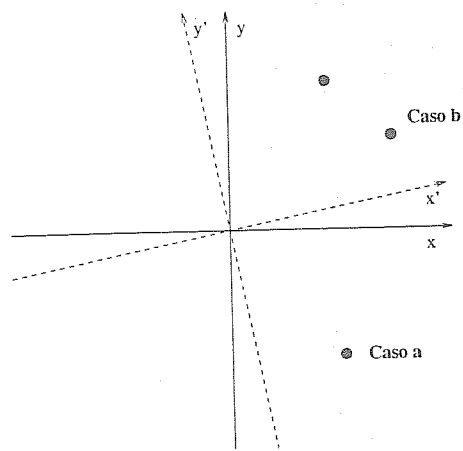


Figura 2.33: Comparación entre las dos posibles posiciones relativas de los "hits".

dios de la coordenada y .

El método y los argumentos expuestos son igualmente válidos intercambiando x con y y x' con y'' . Esto nos permite asociar, de forma análoga a la anteriormente expuesta, la coordenada y de una trayectoria con su correspondiente coordenada y'' .

En este punto del algoritmo, se han asociado las coordenadas x con las x' y las y con las y'' para las dos trayectorias. El paso final consiste en combinar cada par xx' con su correspondiente par yy'' . Esto se realiza del siguiente modo: el par xx' con menor valor de la coordenada y se asocia al par yy'' también con menor valor de esta coordenada. Y lo mismo para los pares con la coordenada y mayor. Análogamente se podía haber realizado la asociación a partir de los valores de la coordenada x .

Tras la aplicación de estos pasos, se han definido dos trayectorias a través de sus coordenadas x , y , x' e y'' para cuatro valores diferentes de la dirección de incidencia del haz. Esta información es la necesaria para la reconstrucción de estas trayectorias en tres dimensiones.

Caso 2: Sucesos con dos hits en tres de los planos y un sólo hit en el plano restante

El algoritmo desarrollado es independiente de cuál sea el plano con un solo hit. Por claridad en la exposición se supondrá una situación concreta. Consideremos que se han registrado dos hits en las coordenadas x , x' e y , y un solo hit en la coordenada y'' .

El algoritmo comienza combinando las coordenadas x con las x' y calculando las coordenadas de los puntos obtenidos en el sistema de referencia xy . Como en el caso anterior, se seleccionan los puntos con valores intermedios de la coordenada y . De este modo se asocia cada coordenada x con su coordenada x' correspondiente.

La diferencia con el caso anterior se pone de manifiesto a la hora de asociar a cada par sus coordenadas y e y'' .

La coordenada y'' tiene que ser la misma para los dos pares. Esto no introduce mucho error debido a que ese hit corresponde a dos partículas demasiado próximas, en esa dirección, para ser resueltas por la cámara.

La coordenada y será asignada de forma que al par xx' con menor valor de dicha coordenada se le asocie el menor valor de y reconstruido, asociando el mayor valor de y al otro par. Esta asociación, a pesar de ser la más natural, no siempre es correcta. Esto es debido, nuevamente, a la gran proximidad de los partículas del par, de forma que un pequeño error en la reconstrucción de la posición del hit con el algoritmo del centro de gravedad puede dar lugar a un intercambio de las posiciones relativas de los dos puntos xx' en la dirección y . Los errores inducidos por este efecto son, sin embargo, aceptables.

Tras estos pasos, se dispone de la información necesaria para la reconstrucción de las dos trayectorias.

Caso 3: Sucesos con dos hits en un par de ejes que formen un ángulo de 8 grados entre sí y un solo hit en los otros dos ejes

Al igual que el caso anterior, se expondrá con un ejemplo concreto: consideraremos dos hits en los ejes x y x' y un hit en los ejes y e y'' . En esta situación la distancia entre las dos trayectorias en la dirección vertical es más próxima que en la correspondiente al caso 2. Por esta razón, los hits no son resueltos ni en el eje y ni en el y'' .

La primera parte del algoritmo consiste en asociar cada coordenada x con la correspondiente x' , de forma análoga a lo que se hizo en las situaciones ya expuestas. A partir de aquí el algoritmo se simplifica, ya que no hay posible elección a la hora de asociar con los pares xx' las coordenadas y e y'' . Ambas tienen que ser las mismas para las dos trayectorias. Asociando, por tanto, las únicas posiciones reconstruidas y e y'' a los dos pares xx' , las dos trayectorias están de nuevo determinadas.

Caso 4: Sucesos con dos *hits* en un solo plano y un *hit* en los tres restantes

En esta situación, la única posibilidad es asociar una de las coordenadas en el plano con dos *hits* a una trayectoria y la otra a la otra trayectoria. Las restantes coordenadas serán comunes. De este modo se reconstruyen dos trazas que atraviesan tres de los planos en igual posición. Los errores en la reconstrucción, como se muestra en la sección 2.7.4, son aceptables, ya que este caso corresponde a dos trayectorias muy próximas.

Caso 5: Sucesos con un solo *hit* en los cuatro planos

En este caso las dos trazas no han sido resueltas en ninguno de los planos. El único modo de definir las es asociándole a ambas las mismas coordenadas, es decir, se asigna una misma trayectoria a las dos partículas que atraviesan la cámara.

Caso 6: Sucesos con tres *hits* en uno de los planos y dos en los restantes

En esta situación, se aplican los mismos pasos que con dos *hits* en los cuatro planos. La única diferencia es que, antes de la aplicación de los mismos, descartamos el *hit* intermedio en el plano con tres *hits*. La validez de esta elección es corroborada con los resultados.

2.7.4 Resultados de la simulación

Los estudios de simulación no sólo sirvieron para determinar la validez del algoritmo de reconocimiento y reconstrucción de trazas de señal,

sino también para decidir la posición relativa de los cuatro planos de micropistas.

Con este último propósito, el análisis fue realizado en cuatro configuraciones diferentes, caracterizadas por las posiciones relativas de los planos a lo largo del eje z :

- $MSGC_1 - MSGC_2 - MSGC_3 - MSGC_4 (xyx'y'')$
- $MSGC_1 - MSGC_3 - MSGC_2 - MSGC_4 (xx'yy'')$
- $MSGC_1 - MSGC_2 - MSGC_4 - MSGC_3 (xyy''x')$
- $MSGC_2 - MSGC_1 - MSGC_3 - MSGC_4 (yxx'y'')$

de acuerdo con la nomenclatura de la figura 2.26. La notación entre paréntesis, que seá utilizada a continuación, hace referencia a la dirección determinada por la posición del *hit* en cada cámara.

La eficiencia del algoritmo es evaluada a partir del *rms* de la distribución de diferencias entre los parámetros reales y reconstruidos de las trayectorias (sección 2.7.1). La tabla 2.4 muestra los resultados para los diferentes tipos de sucesos (sección 2.7.3) y las diferentes configuraciones. En la tabla 2.5 se convolucionan todos los errores para cada configuración.

En esta tabla se observa que la situación más simétrica se consigue con la configuración $xyx'y''$. Las configuraciones $xyy''x'$ e $yxx'y''$ presentan resultados similares que la anterior para los residuos de las coordenadas en el plano $z=0$ y mejores resultados en la pendiente en una de las direcciones (en la dirección x para la configuración $xyy''x'$ y en la y para la configuración $yxx'y''$), pero el error en la otra pendiente es bastante mayor. Esto pone de manifiesto la dependencia entre el error de la pendiente en una dirección y la distancia entre los planos que determinan dicha dirección (debido al pequeño ángulo entre x y x' ambos son asociados a la dirección horizontal, y por la misma razón y e y'' son asociados a la vertical).

Geometría	Pendiente		Posición _x		Posición _y	
	σ (mrad)	σ (mrad)	σ (μm)	< 200 μm	σ (μm)	< 200 μm
1						
xyx'y'' (30.4)	0.64	0.65	26.19	97.57 %	26.97	96.12 %
xx'yy'' (31.0)	1.33	1.35	49.37	96.38 %	52.01	95.09 %
xyy''x' (30.7)	0.48	1.27	25.42	98.01 %	24.21	95.18 %
yxx'y'' (31.0)	1.31	0.46	24.62	98.77 %	24.50	96.25 %
2						
xyx'y'' (13.2)	1.72	1.71	39.98	89.26 %	40.73	86.23 %
xx'yy'' (12.6)	3.44	3.95	130.1	78.25 %	120.6	77.30 %
xyy''x' (13.3)	1.22	2.88	60.53	88.50 %	54.87	85.79 %
yxx'y'' (12.5)	3.60	1.48	54.29	86.78 %	57.10	88.46 %
3						
xyx'y'' (22.8)	0.98	1.01	54.59	96.62 %	52.26	98.26 %
xx'yy'' (23.2)	1.94	2.01	88.05	90.60 %	77.57	91.72 %
xyy''x' (22.9)	0.72	2.00	59.47	96.76 %	55.01	96.72 %
yxx'y'' (23.9)	2.06	0.72	61.40	97.20 %	60.39	96.54 %
4						
xyx'y'' (4.5)	2.65	2.71	236.8	87.89 %	184.0	88.34 %
xx'yy'' (4.0)	7.69	6.82	495.5	65.50 %	382.6	72.75 %
xyy''x' (4.4)	1.54	6.86	203.6	92.43 %	215.4	93.81 %
yxx'y'' (4.5)	5.79	1.84	189.4	93.49 %	221.9	90.76 %
5						
xyx'y'' (12.7)	0.76	0.69	111.2	93.15 %	115.8	93.15 %
xx'yy'' (13.3)	1.49	1.45	118.9	87.91 %	118.5	87.69 %
xyy''x' (12.9)	0.51	1.31	108.6	93.94 %	118.4	93.48 %
yxx'y'' (13.1)	1.48	0.52	108.7	94.92 %	116.0	93.95 %
6						
xyx'y'' (7.4)	0.63	0.60	23.77	97.70 %	24.88	96.89 %
xx'yy'' (7.4)	1.24	1.23	48.44	94.56 %	52.87	93.88 %
xyy''x' (7.4)	0.44	1.32	23.11	96.33 %	24.42	92.93 %
yxx'y'' (7.3)	1.28	0.45	24.89	97.96 %	23.72	95.79 %

Tabla 2.4: Errores en los parámetros de las trayectorias reconstruidos para las diferentes configuraciones. Los números entra paréntesis en la primera columna indican el porcentaje de trayectorias correspondientes al tipo analizado.

A partir de estos resultados se eligió como configuración final en DIRAC la denotada como $xyx'y''$. En ella se obtiene un rms en la posición de 40 μm y en la pendiente de 0.9 mrad, reconstruyéndose

correctamente ³¹ en torno al 95 % de las trayectorias.

Geometría	Pendiente		Posición _x		Posición _y	
	σ (mrad)	σ (mrad)	σ (μm)	< 200 μm	σ (μm)	< 200 μm
Global						
xyx'y'' (91.2)	0.85	0.87	39.21	95.04 %	40.46	94.06 %
xx'yy'' (91.5)	1.79	1.94	75.84	89.97 %	76.02	89.63 %
xyy''x' (91.5)	0.64	1.73	43.10	95.34 %	42.33	93.71 %
yxx'y'' (91.9)	1.76	0.65	42.08	95.84 %	44.34	94.60 %

Tabla 2.5: Errores en los parámetros reconstruidos convolucionando los diferentes tipos de sucesos. Los números entre paréntesis en la primera columna indican el porcentaje de sucesos analizados para cada configuración.

2.7.5 Comparación entre los resultados teóricos y los experimentales

Los valores de las rms de las distribuciones obtenidas en las diferentes configuraciones pueden ser corroborados calculando los errores teóricos asociados a los parámetros que caracterizan la trayectoria.

Estos errores teóricos se evalúan a partir de las expresiones, σ_a y σ_b , mostradas en la sección 2.7.1.

Los errores dependen, para un ángulo dado, de la posición relativa de los cuatro planos a través de la diferencia entre sus coordenadas z . De este modo es posible evaluarlos para las cuatro configuraciones posibles de los planos y fijando el ángulo ϕ en su valor experimental, es decir, a 8 grados. El error intrínseco en la determinación de la posición de un hit , σ_i , fue evaluado con el programa de simulación, obteniendo el valor de 31.58 μm .

La tabla 2.6 muestra los errores calculados para las diferentes configuraciones, comparándolos con los obtenidos tras la aplicación del algoritmo de reconstrucción en los casos con dos $hits$ en los cuatro planos. Se aprecia un buen acuerdo entre unos y otros resultados, destacando un comportamiento similar frente al cambio de configuración.

³¹Se adoptó como criterio que una trayectoria era reconstruida correctamente cuando los residuos en la posición eran inferiores a 200 μm

Geometría	Pendiente _x σ (mrad)		Posición _x σ (μm)	
	Teórico	Simulado	Teórico	Simulado
$xyx'y''$	0.60	0.64	25.60	23.19
$xx'y'y''$	1.15	1.33	49.34	49.37
$xyy''x'$	0.41	0.48	23.47	25.42
$yxx'y''$	1.21	1.31	22.66	24.62

Tabla 2.6: Comparación entre los errores teóricos y los obtenidos a partir de la simulación para los parámetros que definen las trayectorias.

Capítulo 3

Desarrollo de prototipos de MSGC

3.1 Introducción

La instalación de un detector en un experimento concreto requiere la realización de gran número de tests en los que se trata de analizar sus características de operación, elegir los parámetros más adecuados a las necesidades del experimento y confirmar su viabilidad para satisfacer los requisitos que le serán impuestos.

La idea de instalar un detector de micropistas de gas en el espectrómetro del experimento DIRAC, hizo necesario la realización de una serie de pruebas con diferentes prototipos de este detector. Estas pruebas fueron realizadas tanto en los laboratorios de la Universidad de Santiago de Compostela como en el CERN.

Los tests realizados en nuestros laboratorios permitieron analizar el comportamiento de la señal en función de los voltajes establecidos en los diferentes electrodos, y estudiar los efectos sobre la operación del detector de la incidencia de elevados flujos de radiación (*rate capability*) y de la acumulación de carga sobre el mismo (envejecimiento). En estos tests los diferentes prototipos de MSGC fueron sometidos a radiación electromagnética en el rango de los rayos X, procedente bien de una fuente de ^{55}Fe o de un tubo de rayos catódicos.

En las pruebas realizadas en el CERN los planos de micropistas se

irradiaron con haces de partículas mínimamente ionizantes, extraídas del acelerador PS, permitiendo el análisis de la operación del detector en condiciones próximas a las del experimento.

En ambos casos la lectura de la señal se realizó utilizando electrónica *standard* y extrayendo ésta de un único grupo reducido de micropistas, no individualmente de cada una de ellas. En tests posteriores, que serán también descritos en esta memoria, se realizó, sin embargo, la lectura de los cada uno de los canales de la cámara de forma independiente.

3.2 Sistema de tests del laboratorio

La realización de tests con las cámaras de micropistas de gas requiere la utilización de una serie de sistemas auxiliares que permitan tanto su operación como la extracción y registro de las señales generadas en las mismas.

En la figura 3.1 se muestra un esquema de un setup típico utilizado en nuestro laboratorio durante la realización de las pruebas. En él destacan, como sistemas auxiliares, el sistema de gas, las fuentes de alto voltaje, el tubo de rayos X y los diferentes dispositivos destinados a la adquisición de las señales del detector.

3.2.1 Sistema de gas

En los diferentes tests realizados, las cámaras de micropistas operaron con mezclas gaseosas formadas por dos gases, generalmente Ar y DME, en proporciones variables.

El sistema de gas es el encargado de realizar la mezcla gaseosa, conducirla hasta el detector y llevarla finalmente al exterior.

La figura 3.2 muestra un esquema del sistema de gas empleado en los tests. Este sistema posee dos líneas, constituidas por tubos de acero inoxidable de 6 mm de diámetro, que conducen cada uno de los gases desde su bombona correspondiente hasta un único tubo arrollado donde tiene lugar la mezcla. En cada una de las líneas se intercala un manoreductor, una llave, un microfiltro, un caudalímetro de masa y una válvula de no retorno. En la línea destinada al Ar se introduce,

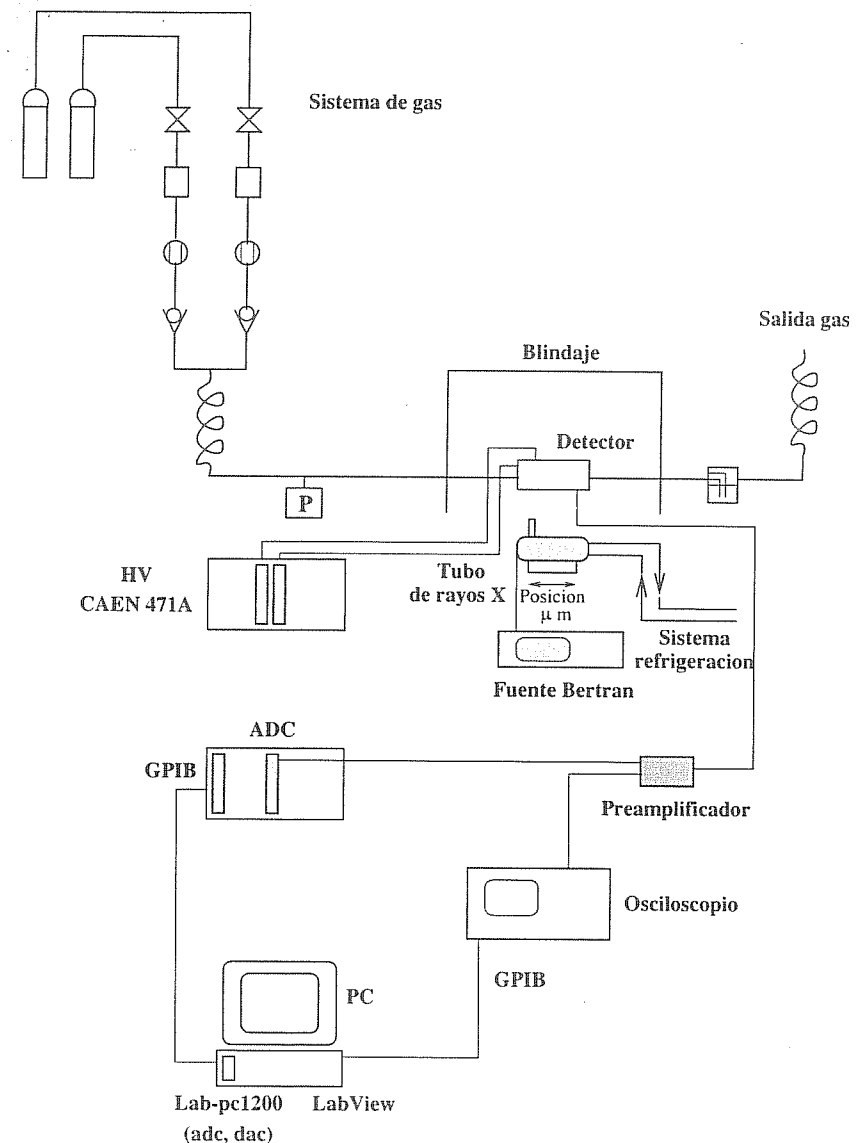


Figura 3.1: Esquema del montaje utilizado en los tests del laboratorio.

además, un filtro de oxígeno ¹.

¹ Este filtro puede ser, sin embargo, puenteado, haciendo circular el gas por un

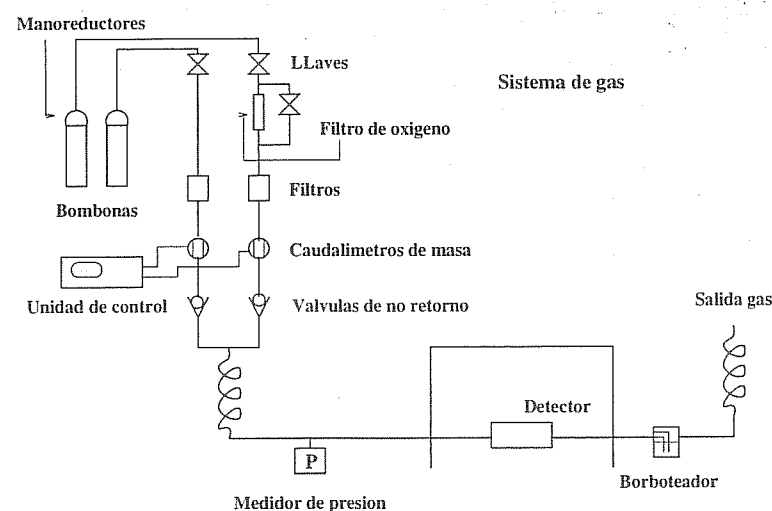


Figura 3.2: Esquema del sistema de gas.

La función de los caudalímetros de masa es la de controlar el flujo de gas en cada una de las líneas, fijando de este modo la proporción de los gases en la mezcla. Estos flujos se seleccionan a través de una unidad de control Bronkhorst, conectada directamente a los caudalímetros.

La presión relativa de la mezcla gaseosa es medida justo antes de la entrada de ésta en el cámara de micropistas.

En el tramo del sistema de gas destinado a conducir la mezcla de gases desde el detector hasta el exterior, se instala un borboteador en el que se introduce agua. La misión de éste es la de permitir controlar la existencia de flujo de gas a través del sistema y la sobrepresión.

3.2.2 Fuentes de alto voltaje

Para suministrar el voltaje a los diferentes electrodos se emplearon fuentes CAEN NA471A. Estas fuentes permiten el control de la corriente en el detector con una precisión de 1 nA.

camino paralelo.

3.2.3 Sistema de adquisición

El sistema de adquisición se varió ligeramente de unos tests a otros, de ahí que sea descrito a lo largo del capítulo para cada caso concreto.

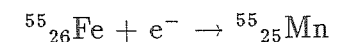
La figura 3.1 se muestra, a modo de ejemplo, diferentes posibilidades para la adquisición.

3.3 Métodos de calibración para detectores

3.3.1 Baja irradiación

En los tests realizados con baja irradiación se utilizó una fuente de ^{55}Fe . Estos tests tenían como objetivo fundamental el análisis del comportamiento de la cámara en función de los voltajes aplicados en sus diferentes electrodos, prestando especial atención al problema de estabilidad de la ganancia durante los primeros momentos de operación (*charging up*) en el que el voltaje establecido en el *backplane* juega un papel importante.

La radiación emitida por la fuente de ^{55}Fe está constituida por fotones con energía en el rango de los rayos X. Estos fotones proceden de la desexcitación electrónica de átomos de Manganeseo. Los núcleos radiactivos de ^{55}Fe decaen en el 100 % de los casos a núcleos de ^{55}Mn , en su estado base, a través de un proceso de captura electrónica. Este proceso consiste en la absorción, por el núcleo, de un electrón de la corteza, reduciéndose el número atómico sin que haya variación en el número másico:



Los átomos resultantes poseen, además, el número de electrones que les corresponde en el estado neutro. Sin embargo, debido a que el electrón absorbido pertenecía a las capas más internas del átomo, estos átomos se encuentran en un estado electrónico excitado. La desexcitación al estado fundamental da lugar a la emisión de rayos X característicos del átomo hijo. Estos rayos X podrían ir acompañados de algún otro tipo de radiación en el caso en que el núcleo hijo no se encuentre

en el estado fundamental (esto no ocurre, sin embargo en el caso del decaimiento de los núcleos de ^{55}Fe).

Los espectros obtenidos con la cámara sometida a la radiación procedente de esta fuente corresponderán, por tanto, a los rayos X característicos del Manganese. La emisión más probable corresponde a la línea $K_{\alpha 1}$, con energía de 5.89875 KeV [76], siguiéndole la línea $K_{\alpha 2}$ con 5.88765 KeV ². La resolución en energía del detector no es suficiente para distinguir los picos asociados a estas dos líneas, con lo que las veremos como uno único. El resto de las emisiones no son, en la mayor parte de los casos, observadas experimentalmente ³.

La figura 3.3 muestra un espectro de la fuente de ^{55}Fe obtenido con un prototipo de MSGC trabajando en Ar/DME 50/50. A parte del pico de rayos X, se observa un segundo pico de energía inferior. Este pico es el denominado pico de escape del Argon. Corresponde a aquellas situaciones en que el fotón incidente en el detector, procedente de la desexcitación del Manganese, interacciona con un electrón de la capa K del Argon por efecto fotoeléctrico y el fotón emitido al desexcitarse éste escapa de la zona instrumentada, por lo que la energía correspondiente a la desexcitación no se detecta. La energía depositada en el gas sería la del fotón inicial menos la del fotón de rayos X del Argon. Las líneas de emisión más probables del Argon son la $K_{\alpha 1}$ y la $K_{\alpha 2}$ con energías 2.95770 KeV y 2.95563 KeV, respectivamente ⁴. Por tanto, la energía del segundo pico en el espectro sería, aproximadamente, 2.958 KeV menor que la del pico principal, lo cual coincide con lo observado en el espectro.

²El cociente entre las probabilidades de emisión de estas dos líneas, correspondientes a transiciones entre las capas L_3 y K ($K_{\alpha 1}$) y L_2 y K ($K_{\alpha 2}$), es 1.98 [77].

³La siguiente emisión más probable corresponde a transiciones entre las capas M_2 , M_3 , M_4 y M_5 y la capa K ($K_{\beta 1}$). Su energía es de 6.49 KeV y su probabilidad un 20.3 % respecto a la de la línea $K_{\alpha 1}$.

⁴Estas dos líneas no son separables experimentalmente. La probabilidad de emisión de la línea $K_{\beta 1}$ respecto a las dos anteriores es de un 10.5 % [77], con una energía de 3.191 KeV.

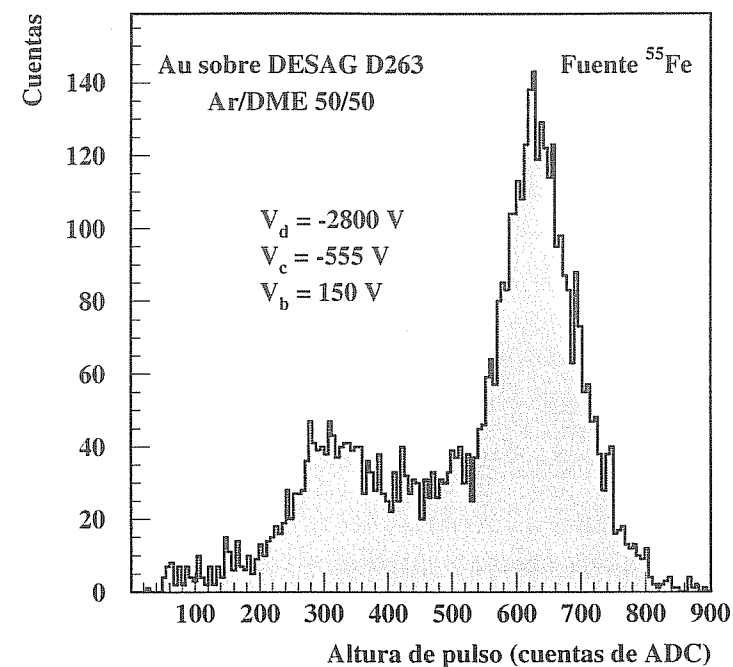


Figura 3.3: Espectro de la fuente de ^{55}Fe obtenido con la cámara de micropistas operando en Ar/DME 50/50.

3.3.2 Alta irradiación

Los estudios sobre las cámaras de micropistas que requerían la incidencia de flujos elevados de radiación o bien el análisis de propiedades que dependiesen de dicho flujo fueron realizados mediante un tubo de rayos X.

Un tubo de rayos X consiste, básicamente, de una cámara en cuyo interior se instalan un filamento, que actuará de cátodo, y una lámina o blanco que actuará de ánodo (figura 3.4). El suministro de una corriente

eléctrica al filamento provoca el calentamiento de éste y la consecuente emisión de electrones. Estos electrones son acelerados por el campo eléctrico establecido entre cátodo y ánodo, siendo conducidos hacia éste.

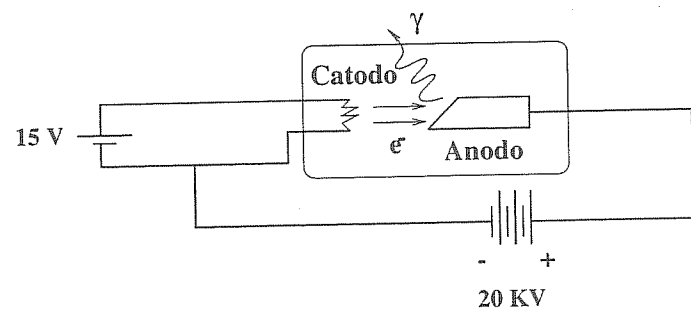


Figura 3.4: Esquema de un tubo de rayos X.

La interacción entre el material del ánodo y los electrones emitidos por el filamento incandescente produce la emisión de fotones. Éstos pueden ser generados en dos procesos diferentes, dependiendo de si la interacción tiene lugar con un electrón interno del átomo o con su núcleo. En el primero de los casos, se arranca un electrón de las capas internas, pasando el átomo a un estado altamente excitado. La vuelta a su nivel fundamental va acompañada de la emisión de fotones de energías características del material en el ánodo, que corresponden a las transiciones entre sus diversos niveles energéticos. En el segundo de los casos, se produce el frenado de los electrones (*bremsstrahlung*), emitiéndose fotones cuya energía varía entre cero y el valor de la energía de los electrones incidentes. Estos dos procesos determinan la forma típica del espectro de un tubo de rayos X: un continuo, cuya forma depende únicamente de la diferencia de potencial establecida entre ánodo y cátodo, y una serie de picos, superpuestos a este fondo, correspondientes a las energías de excitación de las capas internas de los átomos que constituyen el ánodo. La intensidad de la radiación emitida puede controlarse con la corriente suministrada al filamento.

Esta radiación es colimada con un pequeño tubo metálico (en nuestro caso de latón), cuyo diámetro puede llegar a ser de milímetros;

haciéndose incidir, tras la colimación, sobre el detector en estudio.

El generador de rayos X usado en las pruebas del laboratorio es un tubo de alta luminosidad (PHILIPS mod. PW 2218/20) con un ánodo de Cromo. La fuente de alto voltaje que lo alimenta es BERTRAN Associates series XR modelo 20B-N. Para evitar el sobrecalentamiento del tubo se instaló un sistema de refrigeración. Este sistema consiste, simplemente, en un circuito abierto, con un tramo arrollado sobre el tubo, por el que se hace circular agua. La fuente controla la corriente catódica y varía la tensión de alimentación del filamento para mantener esta corriente estable. El circuito de realimentación opera con una frecuencia de 40 KHz.

La figura 3.5 muestra un espectro típico de la radiación emitida por el tubo de rayos X, obtenido con una cámara de micropistas de gas. Se observa el continuo de energías y sobre él un pico correspondiente a la línea de emisión K_{α} de los átomos de Cromo (5.4 KeV). La resolución en energía del detector no es suficiente para distinguir las dos líneas de emisión K_{α} , con una diferencia de energía de 10 eV⁵. La baja probabilidad de emisión de otras líneas impide la observación de más picos.

El espectro de altura de pulso para las señales del detector de MSGC fue tomado con un voltaje en el tubo de 15 KV, con lo que el corte superior del continuo, situado en aproximadamente 0.32 V, se corresponde con fotones de energía 15 KeV. Teniendo esto en cuenta, el pico del Cr, correspondiente a fotones de 5.4 KeV, debería estar situado en aproximadamente 0.115 V de altura de pulso en el detector, lo cual está en buen acuerdo con la posición observada en el espectro.

El tubo de rayos X se colocó sobre una bancada micrométrica; permitiendo el desplazamiento horizontal del haz de rayos X, con una precisión nominal de 2 μ m, a lo largo de la dirección perpendicular a las pistas. Esto hizo posible la modificación de la zona irradiada de modo controlado.

⁵El cociente entre las probabilidades de emisión de las líneas $K_{\alpha 1}$ y $K_{\alpha 2}$ del Cr es 1.98. La línea de emisión $K_{\beta 1}$ tiene una energía de 5.95 KeV y una probabilidad de emisión respecto a la suma de las $K_{\alpha 1}$ del 13.5 %. La resolución en energía del detector ya impediría la observación de esta línea.

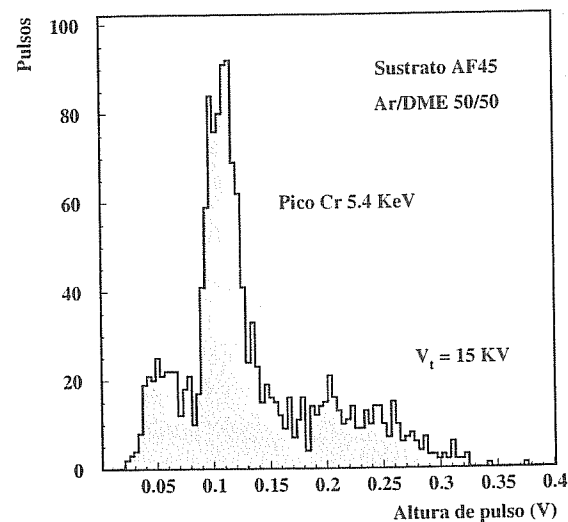


Figura 3.5: Espectro de la radiación emitida por el tubo de rayos X obtenido con una cámara de micropistas operando en Ar/DME 50/50. El corte superior en la altura de pulso está determinado por el voltaje suministrado entre ánodo y cátodo en el tubo.

Alineamiento con el haz

En los prototipos de cámaras de micropistas irradiados con el tubo de rayos X, únicamente, un 2% de sus canales fueron instrumentados para la lectura (≈ 1 mm). Por ello, antes de iniciar las pruebas, fue necesario el alineamiento entre el haz del tubo de rayos X y la zona instrumentada de la cámara.

Esto fue realizado utilizando la bancada micrométrica y un contador de pulsos. El procedimiento consiste en contar el número de pulsos registrados por el detector en función de la posición relativa entre el tubo y el plano de micropistas. La posición seleccionada para los tests posteriores fue aquella con el mayor número de cuentas registrado en

un intervalo de tiempo fijo.

Por otra parte, el conocimiento del diámetro del colimador en el tubo de rayos X y la anchura de la zona instrumentada en la cámara, permite determinar teóricamente la dependencia entre el número de cuentas y la posición relativa entre el haz y la cámara. De este modo, se pueden confrontar los resultados experimentales con los teóricos. La comparación entre ambos se muestra en la figura 3.6.

La curva teórica se determina a partir del área intersecada por el haz del tubo de rayos X y la región instrumentada. La expresión para esta área es:

$$A = r^2[\pi - \alpha + 1/2\sin(2\alpha)] \quad (3.1)$$

con

$$\alpha = \arccos(1 - |x|/r) \quad (3.2)$$

donde r es el radio de la sección transversal del haz de rayos X y los parámetros x y α están relacionados con la posición relativa, como se muestra en la figura 3.7. De esta figura se extrae que el parámetro x variará desde $2r$ a $-2r$, correspondiendo estos casos extremos a aquellos con el área de intersección nula. El máximo valor de esta área será obtenido con $x = 0$, correspondiendo al caso con el haz de rayos X centrado en la región instrumentada. Para superponer los resultados teóricos a los experimentales se traslada la variable x de forma que el origen coincida con el experimental (totalmente arbitrario, ya que simplemente indica una posición relativa) y se normaliza la función para que su valor máximo coincida con el máximo obtenido del ajuste de los datos experimentales a una distribución gaussiana.

En nuestras condiciones, el radio de la sección transversal del haz de rayos X era de 1 mm y el área instrumentada tenía un ancho de 2 mm. De ahí que, como se observa en la figura, la región en la que el número de cuentas registradas deja de ser compatible con el ruido es de aproximadamente 4 mm (4 mm exactos en la curva teórica).

También se observa que la distribución experimental es ligeramente más ancha que la teórica. Esto era esperable debido a la posible dispersión en el haz de rayos X tras su salida del colimador, separado

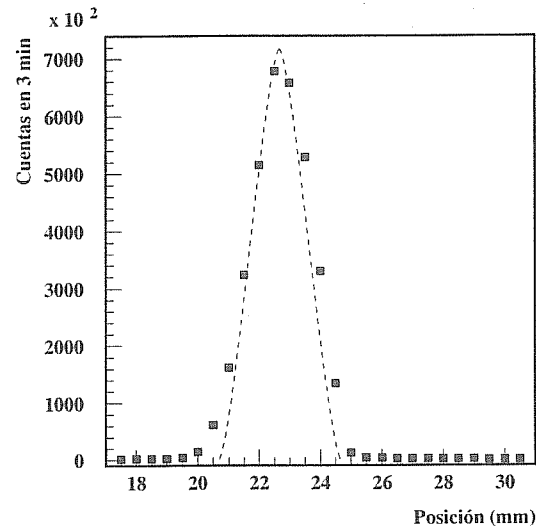


Figura 3.6: Variación del flujo de partículas en función de la posición relativa entre el haz colimado de rayos X y la zona instrumentada. Los puntos representan los valores experimentales, mientras que la línea punteada se determinó teóricamente.

típicamente 3 mm del plano de deriva de la cámara, y a la existencia de rayos X procedentes de la desexcitación del Ar que viajan en el gas varios milímetros antes de ser absorbidos nuevamente.

Calibración del flujo

Una de las ventajas de utilizar el tubo de rayos X en los tests de las cámaras es, como se comentó anteriormente, la posibilidad de controlar el flujo de interacciones en la cámara a través de la intensidad de corriente suministrada a su filamento. Esto permite realizar estudios en función del flujo incidente o analizar ciertos comportamientos de la cámara para unos flujos determinados.

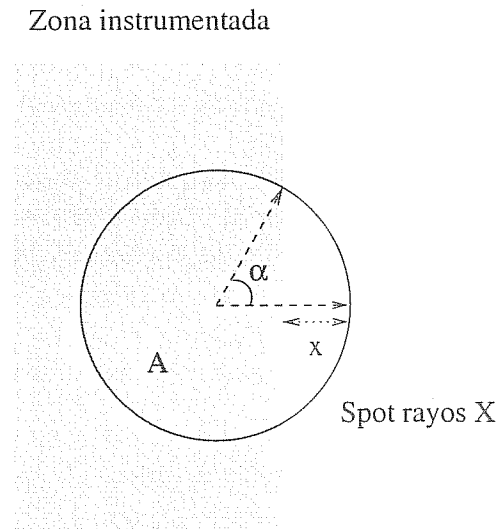


Figura 3.7: Intersección de la zona instrumentada con el spot de radiación. Las variables x y α parametrizan el área común.

Para ello es necesario conocer la relación entre el flujo de partículas que interaccionan en la cámara, íntimamente relacionado con la cantidad de carga generada en la misma y, por tanto, depositada en sus pistas, plano de deriva o sustrato, y la intensidad de corriente suministrada al filamento.

El objetivo de la calibración es encontrar los factores, A y B , que relacionen la intensidad de corriente de electrones incidente sobre el ánodo, I_t , con la tasa de interacciones en la cámara, I_0 :

$$I_0 = A + B \times I_t \quad (3.3)$$

Esto podría realizarse contabilizando, por medio de un contador de pulsos, el número de pulsos registrados en un intervalo de tiempo dado para diferentes valores de la corriente sobre el ánodo, y ajustando finalmente los valores obtenidos a una distribución lineal. Sin embargo, esto no puede llevarse a cabo de forma directa debido a problemas de saturación en la electrónica ⁶ El apilamiento de los pulsos falsearía el

⁶Estos problemas de saturación, que ocasionan un apilamiento de los pulsos,

valor de las medidas realizadas. Para evitarlo se utilizan láminas de acero de 25 μm de espesor, situadas entre el colimador de rayos X y la cámara, que atenúen el haz. Aumentando el número de láminas gradualmente, es posible mantener el número de pulsos por debajo de los límites de saturación.

La utilización de las láminas complica ligeramente el método de calibración, ya que la colocación de cada una de ellas introducirá un factor $e^{-\mu x}$, siendo μ el denominado coeficiente de atenuación y x el espesor de la lámina, entre la tasa de interacciones que tendríamos en la cámara en ausencia de esa lámina y la que registramos tras su colocación. Teóricamente, colocando láminas de igual espesor, x , se cumpliría la relación:

$$I_i = e^{-\mu x} \times I_{i-1} \quad (3.4)$$

con I_i la intensidad con i láminas colocadas e I_{i-1} la intensidad con $i - 1$ láminas. Sin embargo, debido a que existe una dependencia entre la atenuación y la energía, y a que el espectro de energías se deforma tras la colocación de cada lámina, el factor de atenuación varía de unas láminas a otras, y, por ello, debe determinarse cada vez que introducimos una nueva. Este factor lo calcularemos como el cociente entre el número de cuentas registrado, para una intensidad fija en la fuente de alimentación, antes y después de colocar la correspondiente lámina de atenuación. Conocidos los coeficientes de atenuación es posible realizar la conversión de los flujos de interacción atenuados a absolutos. Una vez hecho esto, tendríamos los datos necesarios para correlacionar flujos de interacción con corrientes de alimentación y, por tanto, para determinar los coeficientes A y B que caractericen la calibración.

El procedimiento consiste, por tanto, en los siguientes pasos:

- Fijar la posición relativa entre el tubo y la cámara a aquella determinada a partir del test de alineamiento. Esta posición no debe

están determinados principalmente por tres factores:

- Rango dinámico del preamplificador.
- Máximo rate del amplificador.
- Máximo rate del contador.

variarse cuando se realicen las pruebas para las que será utilizada la calibración. Esto es debido a que los factores geométricos también afectan a la tasa de interacción, y, por tanto, deben mantenerse constantes.

- Fijar el voltaje de alimentación en el tubo al valor que será utilizado en las pruebas posteriores. Una variación en el voltaje representa una variación en la frecuencia de interacciones en el detector para un valor de la corriente dado. Esto se debe a que el voltaje de operación determina la energía de los electrones incidentes sobre el ánodo. El mayor valor de esa energía no sólo permite la emisión de fotones más energéticos (por *bremsstrahlung*), sino que aumenta además el número de posibles interacciones de los electrones en el ánodo, y, por tanto, de fotones emitidos para un valor dado de la energía.
- Contabilizar el número de interacciones en la cámara en función de la corriente en el tubo. La corriente se incrementa gradualmente dentro del rango permitido por la fuente de alimentación, 0-6 mA (con cierta dependencia de estos límites con la temperatura del tubo, que puede calentarse ligeramente a pesar del sistema de refrigeración utilizado). Para cada valor de la corriente se cuenta, mediante un contador de pulsos, el número de interacciones en la cámara. De forma que, cuando este número alcance valores a partir de los cuales pueda producirse apilamiento de pulsos, se introduce una lámina de 25 μm entre la salida del colimador y la cámara y se continúan las medidas. Para poder determinar los coeficientes de atenuación, cada vez que una nueva lámina es introducida se repite la medida con y sin lámina para un mismo valor de la intensidad de alimentación.

La parte superior de la figura 3.8 muestra las cuentas registradas, siguiendo el procedimiento expuesto, durante periodos de tres minutos de irradiación en una cámara con sustrato DESAG D263 operando en Ar/DME 50/50. Se observa la linealidad entre el número de interacciones y la corriente en el tubo para cada espesor de atenuación. También es clara la disminución de la pendiente de las rectas con el número de láminas de acero, ligada al aumento de la atenuación. En

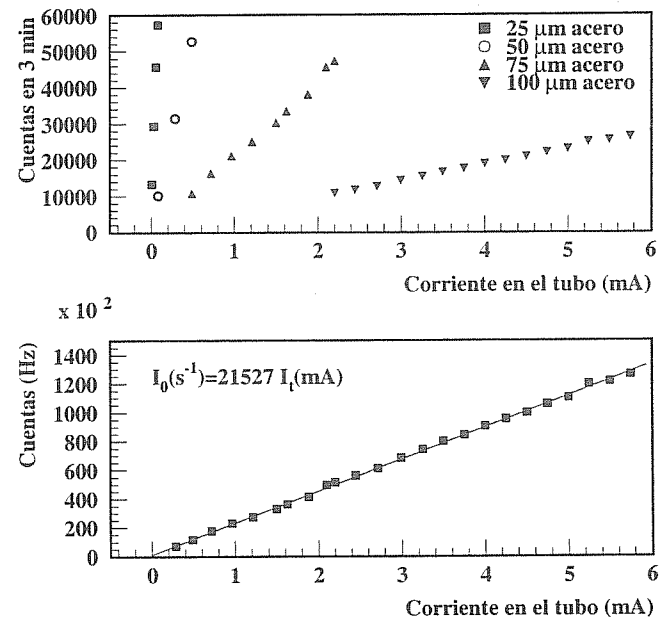


Figura 3.8: Arriba: Pulsos registrados en función de la corriente de la cámara para los distintos espesores de atenuación. Abajo: Calibración entre la corriente en el tubo y el tasa de interacciones en la cámara, realizada con un prototipo con sustrato DESAG D263 operando en Ar/DME 50/50. El valor promedio del coeficiente de atenuación obtenido a partir de los resultados experimentales fue $\mu=0.067 \mu\text{m}^{-1}$.

la parte inferior se muestra la recta de calibración obtenida tras pasar los flujos atenuados a sus correspondientes valores absolutos. Esta recta fue determinada para cada uno de los prototipos en las condiciones de operación de los diferentes tests, permitiendo conocer la tasa de interacciones en la cámara una vez que se estableció una corriente de electrones en el tubo catódico.

Determinación del plateau de operación

La necesidad de separar la señal procedente de la interacción de una partícula en la cámara del denominado ruido electrónico, obliga a la colocación de ciertos umbrales en los sistemas de adquisición. Como consecuencia, únicamente aquellas partículas que depositen la suficiente energía para que los pulsos generados superen dichos umbrales van a ser registradas. La dependencia entre la altura de pulso y el voltaje en los cátodos hace necesario determinar el voltaje adecuado de operación: las condiciones óptimas serán aquellas para las cuales una pequeña variación del voltaje no afecte al número de pulsos registrados. Se dice, en ese caso, que se ha alcanzado el *plateau*. En los estudios de envejecimiento y capacidad de resistencia al flujo de partículas, ambos realizados con el tubo de rayos X, es importante trabajar en el *plateau* de operación. Parte de estos estudios se basan en la observación de posibles variaciones en la corriente registrada en los ánodos de la cámara. Esta corriente está determinada, no sólo por la ganancia del detector, sino también por el flujo de interacciones. Es importante mantener este flujo constante para aislar, de este modo, los efectos sobre la ganancia.

Para el caso de fuentes monoenergéticas, el *plateau* se alcanza una vez superado el voltaje para el cual la energía de las partículas de la fuente sea suficiente para superar el umbral establecido. El aumento de voltajes a partir de ese valor no supone un aumento del número de partículas registradas, pues todas superarían ya el umbral (teniendo siempre en cuenta las fluctuaciones estadísticas que rigen los procesos de deposición de energía y generación de la señal).

En el caso de que el espectro de energías sea correspondiente a un tubo de rayos X, nos interesa encontrar el voltaje para el cual los fotones correspondientes al pico de rayos X característicos originan suficiente carga en el detector como para superar el umbral. Para voltajes anteriores a ese valor, se registrarían únicamente fotones correspondientes al continuo con energía superior a la del pico característico; el aumento del voltaje produciría una subida lenta del número de cuentas hasta llegar al voltaje en el que este número aumentaría de forma brusca. Una vez que los fotones con energía característica son ya registrados, el aumento de voltaje supondría la admisión de fotones correspondientes al continuo con energía inferior a las del pico, y de nuevo con un au-

mento lento del número de cuentas. Este rango de voltajes corresponde al *plateau* buscado. El hecho de que la energía de los fotones pueda llegar a valores prácticamente nulos, debido a los procesos de frenado en el material, hace que no se pueda esperar llegar a una situación con un número de cuentas constante (salvando siempre las fluctuaciones estadísticas).

La búsqueda del *plateau* de operación se realizó tras fijar el resto de los voltajes de la cámara a valores apropiados, así como el voltaje y la corriente de alimentación del tubo. En estas condiciones, se contabilizó el número de cuentas registradas en intervalos de 3 minutos en función del voltaje en cátodos. Comenzando para valores del voltaje lo suficientemente bajos y subiendo éstos de forma gradual (típicamente con una diferencia de 5 V entre dos medidas consecutivas), se espera encontrar, de acuerdo con lo expuesto anteriormente, una primera zona en la que el número de pulsos registrados aumente de forma lenta, una subida rápida, y una tercera zona, prácticamente sin pendiente, que correspondería al *plateau*.

Las figuras 3.9 y 3.10 muestran las medidas realizadas con distintos prototipos operando en Ar/DME y DME puro, respectivamente. En ambos casos, se observa la subida brusca y el *plateau* posterior. La representación logarítmica determina más claramente el paso de una región a otra.

En estas figuras también se pone de manifiesto los mayores voltajes de operación requeridos al trabajar con DME puro.

3.4 Descripción de los prototipos y montaje

La operación de un plano de micropistas como detector requiere, a parte de la instrumentación de las pistas para la aplicación de voltajes y extracción de la señal, el ensamblaje de dicho plano con el plano de deriva. Típicamente, este ensamblaje se realiza pegando ambos planos a un marco de material aislante, definiendo entre los tres elementos el volumen activo del detector. El proceso de pegado es lento, debido al tiempo necesario para el curado de las resinas empleadas en el mis-

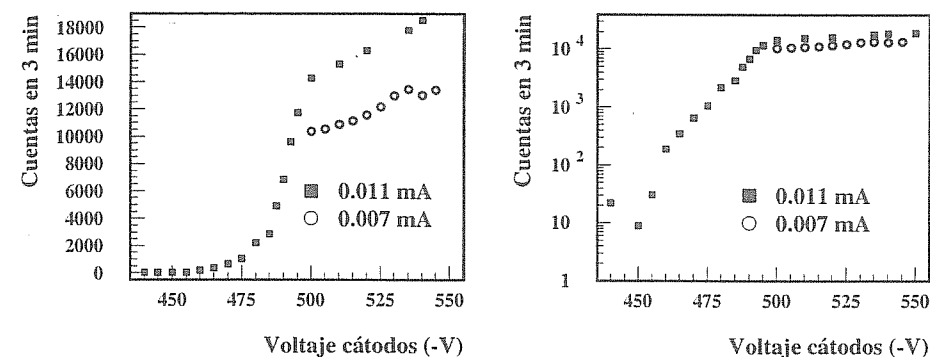


Figura 3.9: Determinación del *plateau* de operación con un prototipo operando en Ar/DME 50/50. Las medidas se realizaron con dos valores diferentes de la corriente suministrada al filamento del tubo.

mo, y, por otro lado, una vez que los planos han sido pegados ya no puede modificarse la instrumentación, para utilizaciones posteriores, o corregir, en caso de que se manifestase algún problema en la misma.

Tanto la lentitud como la poca flexibilidad de este montaje, llevaron al diseño y construcción de una caja de acero para la realización de tests con diferentes prototipos de MSGCs. En el interior de dicha caja se instalan el plano de micropistas y el de deriva, dejando entre ellos una cierta distancia que define la región de deriva. Una vez montados los planos, la caja se cierra y se llena de gas. Con esta caja se ahorra el tiempo empleado en el pegado de los planos y es posible acceder al plano de micropistas para realizar posibles modificaciones en la instrumentación de sus canales. Esto agiliza y facilita la realización de los diferentes tests y el cambio de unos prototipos a otros. Otra ventaja de la utilización de esta caja es que permite la inspección de los planos una vez que se han realizado las pruebas.

La caja de tests tiene forma cilíndrica, con paredes de acero de 2

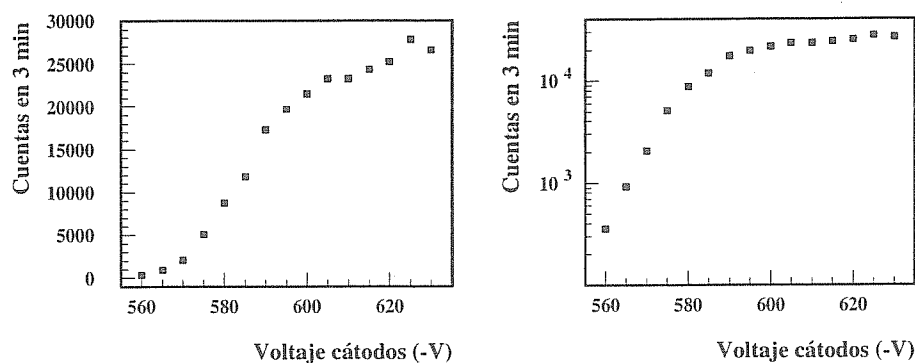


Figura 3.10: Determinación del plateau de operación con un prototipo operando en DME puro

cm de espesor. Tanto la tapadera como la base poseen una ventana de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, situada en el centro. Estas ventanas se taparon con una lámina de acero de $25 \mu\text{m}$ de espesor. En la base de esta caja se dispusieron, en dirección perpendicular a la misma, cuatro varillas roscadas. También se hicieron en la misma ocho orificios en los que se colocaron 6 conectores de Alto Voltaje y 2 conectores BNC. Las partes de estos conectores que pudiesen plantear problemas de interacción con el DME fueron cubiertas con resina aislante (Epoteck E505 Stycast). La tapadera se sujeta a la caja con 12 tornillos, interponiendo entre ambos un aro de aluminio con diámetro exterior aproximadamente igual al de la caja y un centímetro de anchura. Con este aro se pretende reforzar la estanqueidad del conjunto. Los diferentes elementos en el interior de la caja se pusieron en contacto con el acero de la misma a través de resina conductora, para formar así una verdadera caja de Faraday y evitar ruidos adicionales.

Los planos de micropistas y de deriva se instalan, paralelamente a la base de la caja, sobre un soporte de Stesalit con una ventana ligera-

mente inferior a los mismos. Estos soportes tendrán cuatro orificios que nos permitirán sujetarlos con las varillas roscadas, posicionándolos a la altura requerida. Los voltajes de los diferentes electrodos serán suministrados a través de los conectores de alto voltaje colocados en la base. En la figura 3.11 se muestra esquemáticamente un corte transversal de la caja, con los planos montados en su interior.

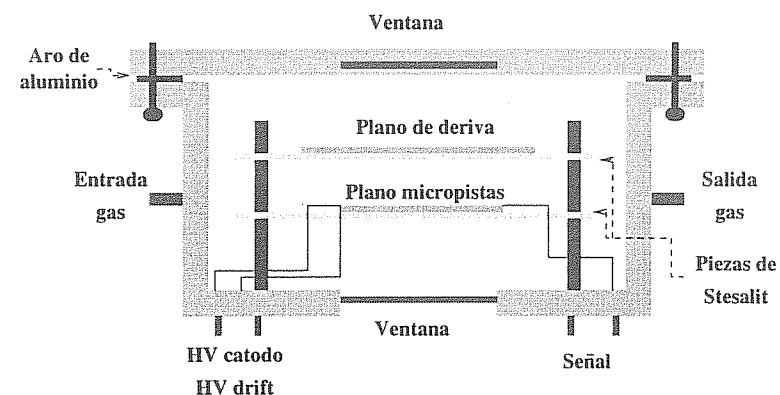


Figura 3.11: Esquema de la caja de acero utilizada en los tests. Corte transversal.

La señal recogida en las micropistas instrumentadas para la lectura, que será realizada de manera conjunta, se transmite al exterior de la caja utilizando un cable lemo que se une a uno de los conectores BNC situado en su base. Una vez en el exterior, la señal será procesada y registrada para su posterior análisis.

Los tests que se describen a continuación se realizaron utilizando planos de micropistas de Au sobre dos tipos de sustratos diferentes de $300 \mu\text{m}$ de espesor: DESAG D263, conductor iónico, y AF45, conductor electrónico y de mayor resistividad.

Todos los planos tenían las mismas dimensiones: *pitch* de $200 \mu\text{m}$, $90 \mu\text{m}$ de anchura en los cátodos y $9 \mu\text{m}$ en los ánodos. La superficie total de cada plano era de $10.24 \times 10.24 \text{ cm}^2$. Estos planos fueron instrumentados para la lectura en ánodos.

Como plano de deriva se utilizaron planos de DESAG D263 de $100 \mu\text{m}$ de espesor metalizados con Al por una de las caras. Entre el plano

de deriva y el de micropistas se colocó un marco de Stesalit, definiendo una zona de deriva de 3 mm de altura. El *backplane* fue improvisado mediante un plano de iguales características que el de deriva.

En la figura 3.12 se muestra una fotografía del interior de la caja, con los planos instalados en la misma.

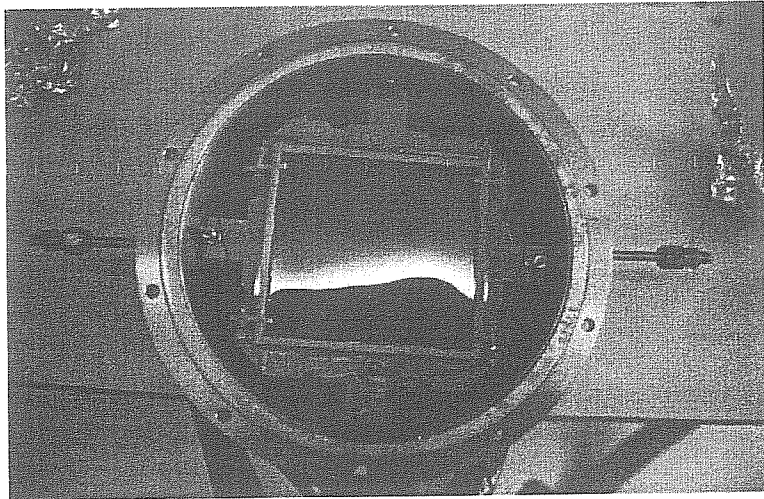


Figura 3.12: Fotografía del interior de la caja construida para la realización de los tests. Se observa la superficie superior del plano de deriva.

3.5 Estudio de la señal

El análisis del comportamiento de la cámara en función de los voltajes aplicados en sus diferentes electrodos es importante tanto para la determinación de los voltajes de operación como para un mejor conocimiento de los mecanismos que afectan al desarrollo de la señal.

En estos estudios se prestó especial atención al voltaje en el *backplane*, con objeto de observar el efecto de este elemento sobre los procesos de polarización y acumulación de carga que tienen lugar en el sustrato de la cámara inmediatamente después de suministrar los voltajes o de

comenzar la irradiación. Estos procesos se manifiestan, principalmente, en variaciones de la ganancia durante el periodo inicial de operación.

Durante el desarrollo de estas pruebas las cámaras fueron irradiadas con los fotones emitidos por la fuente de ^{55}Fe .

3.5.1 Electrónica de lectura y calibración

La señal analizada durante estos estudios procede de la carga recogida en un grupo de 5 ánodos. Alrededor de estos ánodos, instrumentados para la lectura, se suministró voltaje a 128 cátodos, poniendo a tierra el resto de los ánodos entre ellos.

La carga procedente de la interacción en la cámara es conducida a un preamplificador ORTEC 142PC, del cual emergen dos salidas idénticas (ver figura 3.13). Una de ellas, tras ser amplificada (*AFT Research Amplifier Model 2025*) e invertida con un FAN-IN/FAN-OUT, es llevada a una de las entradas de un convertidor analógico a digital (ADC, *Analog to Digital Converter*), donde será digitalizada para su posterior registro. La otra salida del preamplificador es utilizada para generar la puerta del ADC. Para ello la señal es discriminada y a través de un *Dual Timer* se genera la puerta del ADC. En la figura 3.14, se presenta un esquema de la cadena electrónica utilizada en la lectura de la cámara. Finalmente el contenido del ADC es leído con un PC utilizando la interface GPIB-CAMAC (KS 3988) y un programa en lenguaje LabView ⁷.

Para poder estimar la ganancia absoluta de la cámara es necesario llevar a cabo la calibración de la cadena electrónica utilizada en la lectura. Esta calibración permite obtener el factor la relación entre carga en la entrada del preamplificador y el dígito correspondiente del ADC.

La calibración se realiza utilizando la entrada de test de que dispone el preamplificador. En la entrada de test se conecta un generador de pulsos. Este generador originará un pulso de un determinado voltaje, que al entrar en el preamplificador carga un condensador de 1 pF. A veces esta carga es conocida como carga de DIRAC debido a que corres-

⁷LabView es un entorno de programación gráfico para instrumentación propiedad de National Instruments (USA).

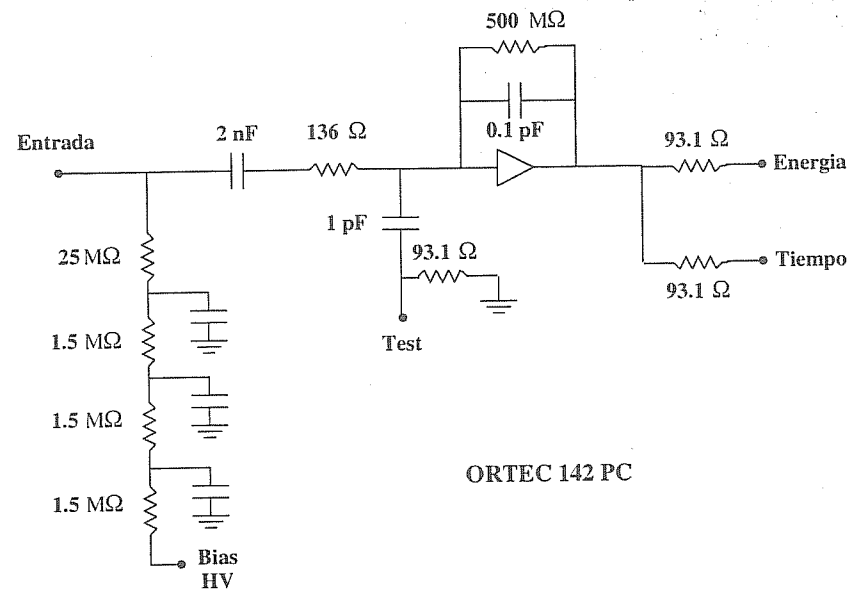


Figura 3.13: Esquema del preamplificador ORTEC 142PC.

ponde a una inyección muy rápida de carga (siendo ésta la derivada de la señal de voltaje). La carga producida, calculable a partir del voltaje del pulso inyectado, va a sustituir a la procedente de la cámara a través de la cadena electrónica. Registrando la altura de pulso a que da lugar se obtiene la correspondencia entre carga y cuentas de ADC. El paso de carga a ganancia absoluta se realiza transformándola inicialmente a número de electrones, y dividiendo este número entre el número de electrones primarios generados en la interacción del fotón con los átomos del gas. Para la determinación del número de electrones primarios, conocida la energía del fotón de rayos X (por ejemplo, 5.9 KeV para ^{55}Fe), hemos de considerar que es completamente absorbido por efecto fotoeléctrico. El número de pares electrón-ión producidos corresponde, entonces, al cociente E/W , siendo W la energía promedio para producir cada par electrón-ión. En el caso del Ar-DME al 50% W tiene un valor de, aproximadamente, 25 eV (tabla 2.3). Por tanto, el número de electrones producidos (en una esfera de 200 μm de diámetro) es 236.

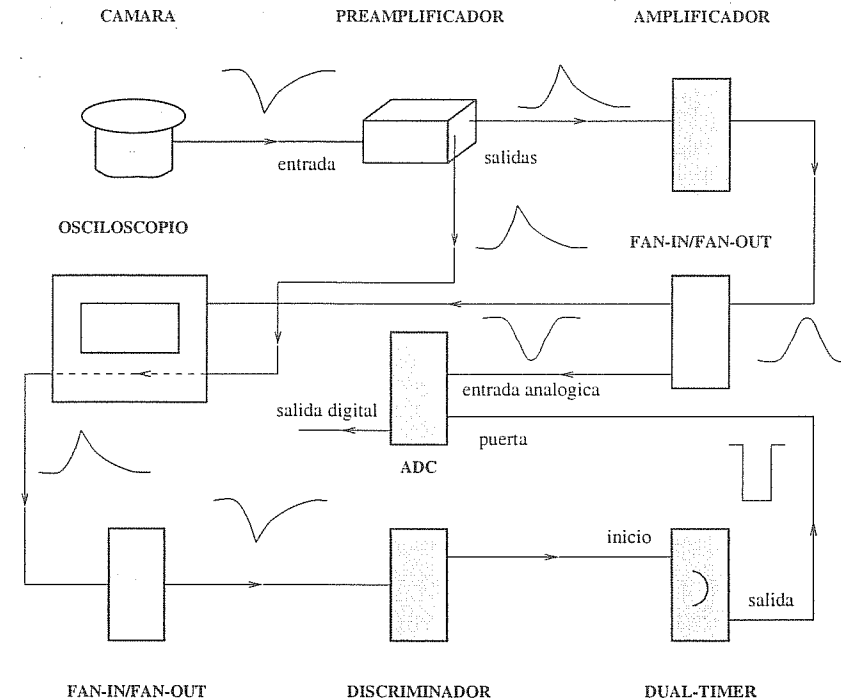


Figura 3.14: Cadena electrónica para la lectura de la señal en la cámara.

3.5.2 Voltajes de operación del detector MSGC

Dependencia de la ganancia con la intensidad del campo de deriva

El campo de deriva en la cámara se controla a través del voltaje suministrado al plano de deriva (sección 2.5.1)⁸. La modificación del campo de deriva afecta fundamentalmente a los procesos que tienen lugar antes de la llegada a la zona de avalancha, próxima al plano de micropistas. Entre los parámetros que manifiestan una dependencia directa con la intensidad de este campo se encuentran la velocidad de difusión de las cargas, afectando a la rapidez en la respuesta del detector y a la

⁸Las modificaciones en el mismo producidas por cambios en el voltaje de las micropistas no tienen efectos sobre la operación.

resistencia a flujos altos de radiación, y la ganancia.

En los tests realizados con la fuente de ^{55}Fe analizamos la dependencia de la ganancia con el campo en la zona de deriva, variando el voltaje en el *drift* y manteniendo el resto de los voltajes fijos. Para valores bajos del campo de deriva la ganancia observada es nula, debido a que predominan los procesos de recombinación ión-electrón. Esto provoca que los electrones no puedan alcanzar la zona de avalancha, en las proximidades de los ánodos, con lo que no se produce la multiplicación ni consecuentemente la recolección de carga. El aumento del campo de deriva provoca la conducción efectiva de los electrones hacia el plano de micropistas. En esa región, éstos experimentarán el proceso de avalancha, generando una señal detectable. Una vez alcanzada una intensidad de campo capaz de conducir los electrones primarios hacia la región de multiplicación, el aumento de éste provoca un incremento de la ganancia en la medida que afecte al campo de multiplicación, no siendo esta dependencia demasiado acusada. El incremento de la ganancia continuará hasta valores del campo de deriva suficientemente elevados (en relación con el campo de multiplicación) para que las líneas de campo sean capaces de desfocalizar la conducción de electrones hacia los ánodos.

La figura 3.15 muestra el comportamiento observado experimentalmente. Los valores del voltaje en el *drift* se encuentran en la segunda de las regiones mencionadas en el párrafo anterior. La aparición de chispas en la cámara impidió alcanzar campos de deriva más elevados. Hay que tener en cuenta que para valores muy altos de éste pueden tener lugar procesos de multiplicación gaseosa en la propia zona de deriva, aumentando el riesgo de chispas y deteriorando la resolución en energía para la detección de fotones.

Dependencia de la ganancia con el voltaje en los cátodos

El voltaje establecido en los cátodos es el responsable de la avalancha electrónica que tiene lugar en las cámaras de micropistas. De ahí que la dependencia de la ganancia con este voltaje sea mucho más acusada que la que tiene lugar con el establecido en el plano de deriva.

Variaciones del voltaje en los cátodos del orden de 5 V se manifiestan de forma apreciable en la ganancia del detector. La figura 3.16 muestra

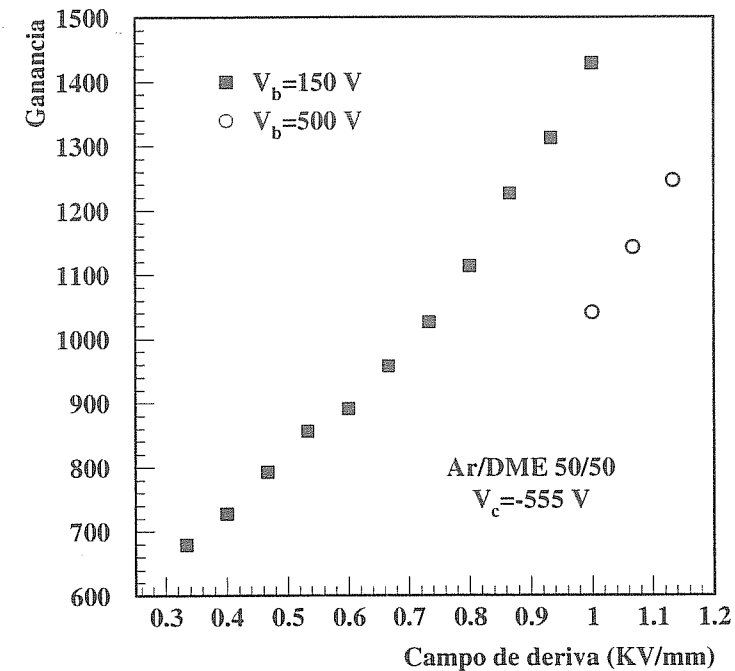


Figura 3.15: Dependencia de la ganancia con el campo en la zona de deriva.

el comportamiento de la ganancia en la cámara de micropistas con el voltaje en cátodos. En un rango de 40 V la ganancia aumenta en un factor superior a 2. La dependencia de la ganancia con el voltaje de cátodos esperada, a partir de la expresión del campo eléctrico, es exponencial [52].

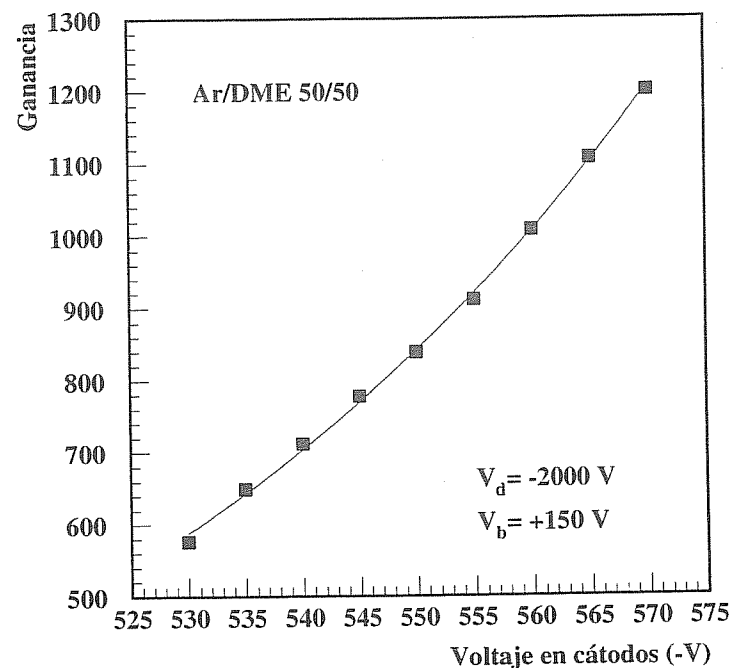


Figura 3.16: Dependencia de la ganancia con el voltaje en los cátodos. Se presenta la curva correspondiente al ajuste de los datos experimentales a una función exponencial.

Dependencia de la ganancia con el voltaje en el *backplane*

La introducción del *backplane* en las cámaras de micropistas tiene como objetivo una mejor definición del campo eléctrico. El voltaje establecido en este electrodo afecta a la distribución de las líneas de campo que mueren sobre el sustrato, modificando la operación de las cámaras. Esta modificación se manifiesta tanto en el valor de la ganancia como en su comportamiento durante los primeros momentos de irradiación.

La figura 3.17 muestra la variación de la ganancia en función del voltaje establecido en el *backplane*. Los puntos experimentales se representan en dos grupos para poner de manifiesto el fenómeno de histéresis observado durante la realización de las medidas. Los primeros voltajes establecidos en el *backplane* corresponden a los puntos representados por cuadrados, entre ellos el orden cronológico lo indica el sentido de la flecha inferior. Los puntos representados por círculos corresponden a una segunda serie, realizada inmediatamente después de la anterior, el orden cronológico se indica con el sentido de la flecha colocada sobre ellos. Es claro que el valor de la ganancia depende del orden en que sean establecidos los diferentes voltajes, de forma que si realizamos medidas primero en sentido ascendente y después en sentido descendente con iguales voltajes, no reproduciríamos los mismos resultados en las dos series. Este fenómeno se puede explicar por la diferente cantidad de carga acumulada en el sustrato cuando nos movemos en una u otra dirección, afectando ligeramente al campo eléctrico.

La disminución de la ganancia asociada al aumento del voltaje en el *backplane* haría, en principio, rechazar la idea de suministrar voltaje a este electrodo. Veremos, sin embargo, en la siguiente sección, que tiene efectos positivos sobre los fenómenos de *charging up* y polarización típicos de estos detectores.

Influencia del *backplane* en la variación de la ganancia a corto plazo

Uno de los fenómenos típicos en la operación de las cámaras de micropistas es la caída de la ganancia que tiene lugar durante, aproximadamente, la primera hora de operación del detector. Este fenómeno se explica por los procesos de polarización del sustrato y/o acumulación de carga sobre el mismo.

El primero de ellos tiene lugar inmediatamente después de subir los voltajes a los diferentes electrodos. Las líneas de campo que mueren sobre el sustrato provocan una redistribución de sus cargas, afectando al campo eléctrico en la cámara y, por tanto, al fenómeno de multiplicación. Este proceso tiene una naturaleza global, en el sentido de que tienen lugar en todo el sustrato, no estando restringido únicamente a la región de incidencia de la radiación. Por otro lado, su propia

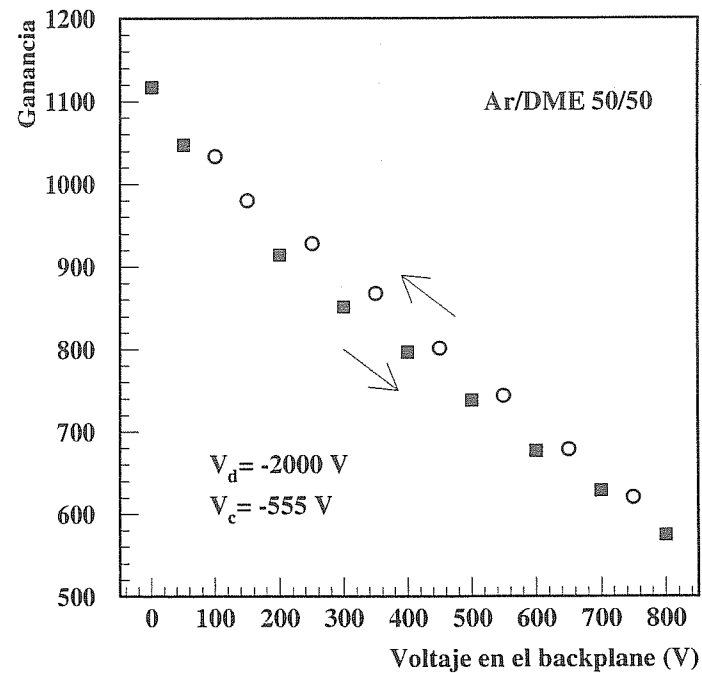


Figura 3.17: Dependencia de la ganancia con el voltaje en el backplane. Los cuadrados corresponden a la primera serie registrada, con la flecha indicando el orden cronológico de las medidas. Los círculos corresponden a las segunda de las series, indicando la flecha sobre ellos el orden correspondiente.

naturaleza hace que dependa fuertemente del carácter conductor del sustrato utilizado. De hecho, se observa siempre en sustratos conductores iónicamente, debido a la libertad de movimiento de los iones a través de ellos, y, sin embargo, no se pone de manifiesto en sustratos electrónicamente conductores.

El segundo proceso se manifiesta al comenzar la irradiación, debido a

3.6. Determinación de la capacidad de resistencia al flujo de radiación

la posible acumulación de carga procedente de la avalancha y conducida por el campo sobre el sustrato. Este fenómeno depende también de las propiedades eléctricas de éste, que determinan la movilidad de las cargas en el mismo.

La modificación de la ganancia debida a estos procesos es reversible, es decir, la ganancia vuelve a recuperar su valor original unas horas después de que se suspenda la operación de las cámaras.

La aplicación de un voltaje adecuado al *backplane* puede evitar esta modificación de la ganancia a corto plazo. Para ello es necesario reducir el número de líneas de campo que mueran sobre el sustrato, disminuyendo así el movimiento de migración de iones que de otro modo tendría lugar y la llegada, al mismo, de carga procedente de la avalancha.

En la figura 3.18 se observa la variación de la ganancia, en los primeros minutos de operación, tras la aplicación de los voltajes a los electrodos. Estas medidas fueron realizadas con un plano de micropistas sobre DESAG D263, conductor iónico. Se presentan los resultados obtenidos con tres valores diferentes del voltaje aplicado al *backplane*, manteniendo fijo el voltaje en el resto de los electrodos. Variando el voltaje en el *backplane* se modifica la configuración de las líneas de campo sobre el sustrato, lo cual se refleja en una variación del comportamiento de la ganancia.

El aumento del voltaje aplicado al *backplane* disminuye la caída de la ganancia, llegando incluso a invertir ligeramente el comportamiento, como se observa para $V_b=500V$.

3.6 Determinación de la capacidad de resistencia al flujo de radiación

Los elevados flujos de radiación a los que se ven sometidos los detectores en los actuales y futuros experimentos conducen a la realización de estudios en los que se tratan de detectar posibles variaciones en la respuesta del detector en función de la intensidad de la radiación incidente. Intensidades elevadas pueden provocar una variación en el régimen de operación que dé lugar a un deterioro de su respuesta.

Un ejemplo típico de un fenómeno que provoca la pérdida de la

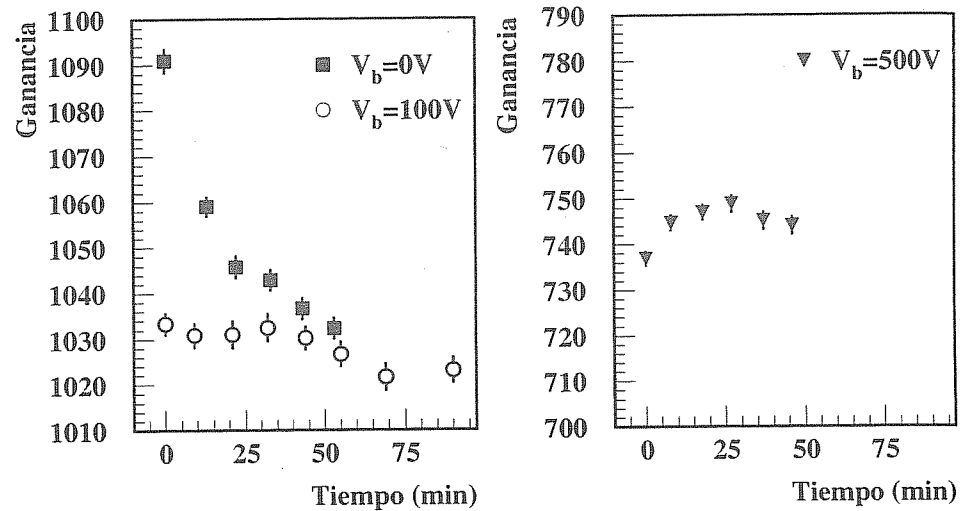


Figura 3.18: Variación de la ganancia inmediatamente después de conectar los voltajes en el detector para tres valores diferentes del voltaje en el backplane.

linealidad en la respuesta del detector y que se pone más claramente de manifiesto cuanto mayor sea la intensidad de irradiación es el apantallamiento por carga espacial: la nube iónica que acompaña a los electrones de la avalancha apantalla el campo eléctrico en la cámara, si otra partícula interacciona antes de que ésta sea recogida verá un campo efectivo diferente al establecido por los voltajes nominales. Esto afectará al proceso de multiplicación y, por tanto, a la ganancia, deteriorando la respuesta del detector. La intensidad a la que este efecto se pone de manifiesto, para un valor fijo de la ganancia, depende directamente de la velocidad de deriva de los iones positivos hacia el *drift*, afectada por la mezcla de gases y por el voltaje en este plano.

Otro efecto que adquiere más importancia cuanto mayor sea la in-

tensidad es la modificación del campo eléctrico debida a la acumulación de carga sobre el sustrato. La importancia de este efecto depende de la conductividad de éste. Cuanta mayor sea la intensidad de la radiación menor será el tiempo del que disponen las cargas recogidas por el sustrato para relajarse, con lo que su influencia sobre el campo será más acusada.

En los tests realizados con las cámaras de micropistas interesaba conocer si éstas serían capaces de soportar, sin deterioro en su respuesta, flujos de radiación del orden de los que se esperaban en el experimento DIRAC. De acuerdo con la simulación GEANT (sección 2.6.1), el valor promedio del flujo sobre las cámaras sería 2.7 KHz mm^{-2} .

Una forma de controlar las posibles variaciones en la operación es mediante la medida de la corriente registrada en ánodos. Esta corriente depende no sólo del flujo de partículas incidente (o equivalentemente que interaccionen, ya que ambas cantidades están relacionadas a través de la probabilidad de interacción) sino también de la cantidad de carga generada en el detector y recogida por los ánodos tras la interacción (proporcional a la ganancia a través del número de electrones primarios). Para unos voltajes de operación establecidos, se esperaría que un aumento del flujo de la radiación incidente diese lugar a un aumento lineal de la corriente anódica, teniendo en cuenta que la ganancia debería mantenerse constante. Una caída de la corriente en ánodos indicaría una pérdida de ganancia en la cámara.

Las pruebas fueron realizadas irradiando la cámara con el tubo de rayos X, y midiendo la corriente en ánodos en función de la corriente en el filamento del tubo. La calibración de éste nos permitió la conversión de estas corrientes de alimentación a flujos de partículas. Las medidas de la corriente en ánodos se realizaron utilizando un amperímetro FLUKE 2525.

Las mismas medidas se repitieron para dos sustratos y dos mezclas de gases diferentes. En todos los casos se observó un comportamiento lineal de la corriente anódica en función del flujo, alcanzándose valores de hasta 40 KHz mm^{-2} .

Las figuras 3.19, 3.20 y 3.21 muestran las correlaciones obtenidas en las tres pruebas realizadas.

A la hora de comparar estos flujos con el que se espera en DIRAC, hay que tener en cuenta que los fenómenos que repercuten en la ca-

pacidad de resistencia al flujo de radiación (apantallamiento por carga espacial, acumulación de carga sobre el sustrato, ...) dependen también de la magnitud de la avalancha en sí. Esta magnitud está determinada por la ganancia y por el número de electrones primarios. El número de electrones primarios se estima del orden de 43 para partículas mínimamente ionizantes en Ar/DME al 50%, mientras que para fotones con energías entorno a los 5 KeV se incrementa a 236. En este sentido, para un flujo dado, la situación sería más favorable con mipis que con rayos X. En lo que se refiere a la ganancia, en las pruebas realizadas el valor de ésta de sitúa próximo a 1000, esperándose una operación con ganancias superiores en DIRAC. A pesar de que, en este punto, la situación sería desfavorable, el amplio margen entre 2.7 KHz mm^{-2} y 40 KHz mm^{-2} nos lleva a pensar que no habrá problemas de operación bajo los flujos de radiación esperados, como de hecho se pudo comprobar posteriormente.

3.7 Estudios del envejecimiento

El envejecimiento de los detectores gaseosos es un fenómeno muy complejo y al que se le han dedicado numerosos estudios [72, 73, 74]. El envejecimiento consiste en un deterioro permanente del detector tras ser sometido a largos periodos de irradiación. Se manifiesta de formas diferentes como son la aparición de descargas, la disminución de la ganancia, la pérdida de su uniformidad o el deterioro de la resolución en energía.

En los tests de envejecimiento realizados en nuestro laboratorio se estudió la evolución de la corriente en ánodos, de la ganancia, de la resolución en energía y de la tasa de chispas en la cámara durante largos periodos de irradiación.

Las pruebas se realizaron con dos prototipos con sustratos diferentes, DESAG D263 y AF45, y con mezclas de gases variables, Ar/DME 50/50 y DME puro. Estos prototipos fueron irradiados con el tubo de rayos X, alimentado con un voltaje e intensidad conocidos. De este modo, a partir de la correspondiente calibración, se pudo determinar el flujo de interacciones en la cámara. El valor del flujo es importante ya que, tras numerosos estudios sobre envejecimiento realizados por dife-

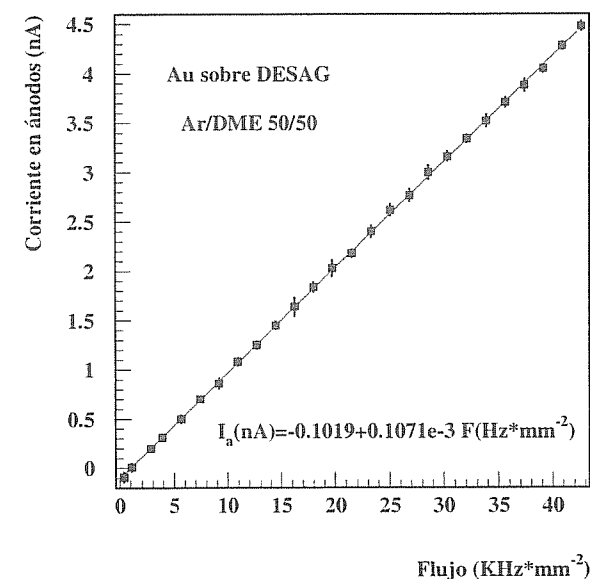


Figura 3.19: Variación de la corriente anódica en función del flujo sobre la cámara DESAG D263 en Ar/DME 50/50

rentes grupos, se llegó a la conclusión de que el envejecimiento no sólo depende de la carga que incide sobre el detector sino también del ritmo de incidencia de esa carga. Concretamente, estudios realizados por el grupo RD-28 muestran que la dependencia del envejecimiento en la densidad de carga sobre la cámara durante la irradiación es mayor con sustratos dieléctricos, como el vidrio DESAG D263, que en conductores con menor resistividad, como el vidrio Schott 8900. También se puso de manifiesto experimentalmente [75] que los posibles defectos inducidos por la radiación en el volumen del sustrato no tienen influencia sobre la ganancia del detector.

A la hora de comparar los resultados para diferentes sustratos o mezclas de gases hay que tener en cuenta la fuerte dependencia que existe entre el envejecimiento y las condiciones de limpieza de la cámara, ma-

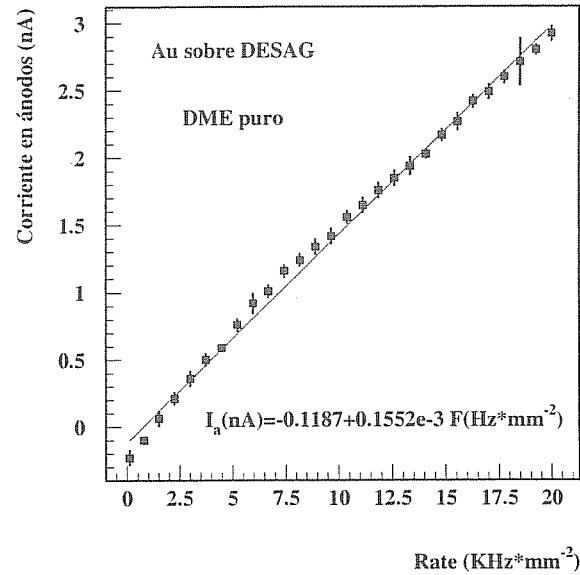


Figura 3.20: Variación de la corriente anódica en función del flujo sobre la cámara DESAG D263 en DME puro

teriales utilizados en el ensamblaje, flujos de gas, etc. Esto dificulta el llegar a conclusiones determinantes sobre cuáles son las mejores condiciones de operación. De hecho, a pesar de los numerosos estudios que se han realizado y los intentos por variar los diferentes parámetros uno a uno para estudiar efectos concretos, todavía hay muchos resultados contradictorios y cuestiones que no han sido resueltas [73].

Una posible parametrización de la variación de la ganancia en función de la carga acumulada sobre el detector viene dada por la expresión:

$$G_r = a \times \exp(-R\sqrt{Q}) \quad (3.5)$$

siendo G_r la ganancia relativa en el detector, Q la carga acumulada en C/cm y R , en $(\text{C/cm})^{-1/2}$, el parámetro que caracteriza el ritmo de

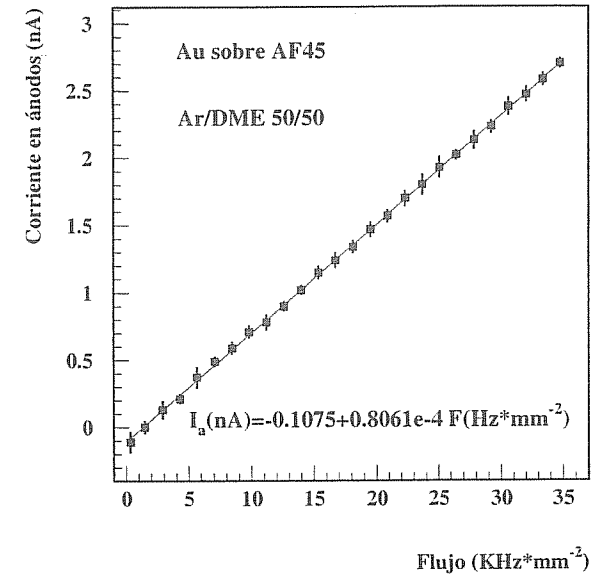


Figura 3.21: Variación de la corriente anódica en función del flujo sobre la cámara AF45 en Ar/DME 50/50

envejecimiento. Esta expresión fue obtenida fenomenológicamente [72].

A flujos elevados el parámetro que es posible monitorizar es la corriente, que tiene como expresión:

$$I = \Phi \times P \times N_e \times G \times A \quad (3.6)$$

siendo Φ el flujo de radiación, P la probabilidad de interacción, N_e el número de electrones primarios, G la ganancia y A la superficie irradiada. Para analizar las posibles variaciones en la corriente anódica ésta fue medida con un amperímetro FLUKE 2525 y grabada, a través de un programa realizado en LabView, durante todo el periodo de irradiación. Dado que el voltaje e intensidad suministrados por la fuente BERTRAN se mantuvieron constantes durante la realización del test, fijando por tanto el flujo de partículas sobre la cámara, una variación

en la corriente anódica implicaría una modificación en la operación de ésta, siendo un síntoma de envejecimiento. Éste puede ser debido a la acumulación de sustancias sobre los electrodos (polímeros) o bien a la alteración de las propiedades del sustrato. El registro de la corriente en ánodos también se utilizó para determinar el número de chispas en la cámara y la posible variación de su tasa con el tiempo. Se consideraba la existencia de una chispa en la cámara cuando la corriente superaba un cierto valor establecido como umbral. Este umbral se determinó experimentalmente tras observar los valores de la corriente durante la adquisición.

El estudio de la evolución de la ganancia y de la resolución en energía del detector requería registrar espectros obtenidos con la cámara. Estos espectros no podían ser grabados durante los periodos de alta irradiación, debido a que se producía un apilamiento de pulsos en el osciloscopio que impedían el registro correcto de la altura de pulso. Para solucionar este problema se utilizó el control remoto de la fuente BERTRAN. La cámara era sometida a flujos elevados durante periodos de media hora, con la corriente en el filamento mantenida a un valor adecuado controlado a través de un programa en LabView. Durante ese periodo se grababa en un fichero la corriente en ánodos para su posterior análisis. Al cabo de media hora de alta irradiación, el mismo programa bajaba la intensidad en el filamento a un valor lo suficientemente bajo para que no se produjesen problemas de apilamiento. La baja irradiación se mantenía durante aproximadamente 3 minutos, registrándose en ellos la altura de pulso en la cámara. A partir de estos espectros se determinaba la ganancia del detector y su resolución en energía. La figura 3.22 muestra el esquema de la adquisición.

La evolución de la corriente y de la altura de pulso pueden no ser parejas ya que (ver sección 5.5.6) un decrecimiento local de la ganancia en la zona fuertemente irradiada puede dar lugar a un aumento relativo de la ganancia en su perímetro. Este efecto enmascara el envejecimiento cuando se analiza sólo la corriente eléctrica, medida sobre todo el plano.

Los tests de ageing con la cámara de DESAG D263 se realizaron bajo un flujo de interacción de aproximadamente 3×10^4 Hz mm⁻² y operando con una ganancia entorno a 1000. En estos tests no se registró la altura de pulso en periodos intermedios de baja irradiación,

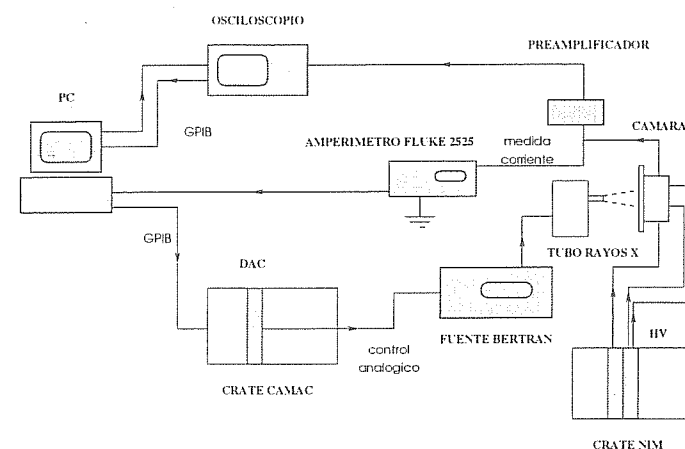


Figura 3.22: Esquema del sistema de adquisición utilizado para registrar altura de pulso y corriente, controlando el voltaje y la intensidad en el tubo de rayos X

con lo que sólo es posible analizar la evolución de la corriente y la tasa de chispas en la cámara. La figura 3.23 muestra esta evolución de la corriente anódica con la cámara operando en Ar/DME 50/50 y en DME puro para la misma ganancia. Se observa una mayor caída de la corriente con DME puro que con la mezcla. La mayor concentración de un gas orgánico, DME, puede incrementar los procesos de polimerización con la consiguiente acumulación de sustancias sobre pistas y sustrato y la modificación tanto de sus propiedades como de la configuración del campo eléctrico. Estas modificaciones producirían efectos sobre la corriente en las pistas.

También se observa una mayor cantidad de chispas sobre las pistas producidas en presencia de la mezcla Ar/DME que con DME puro, representadas por las líneas verticales continuas o punteadas, respectivamente. Este resultado era esperable si se tienen en cuenta los dos mecanismos responsables de la formación de chispas en la cámara.

Por un lado, las chispas pueden estar asociadas a la emisión de radiación ultravioleta por los átomos de Ar. Los fotones emitidos en la desexcitación del Ar que lleguen a alcanzar un cátodo, tienen cier-

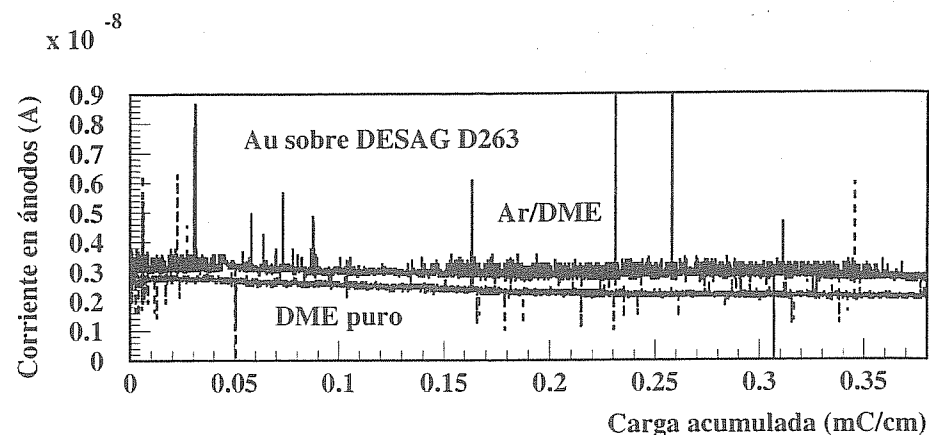


Figura 3.23: Evolución temporal de la corriente en los tests realizados con la cámara con sustrato DESAG D263. Las líneas verticales representan chispas en la cámara, las continuas corresponden a la operación en Ar/DME 50/50 y las punteadas a la operación en DME puro

ta probabilidad de arrancar un electrón del material de éste por efecto fotoeléctrico. Este electrón se verá sometido a un proceso de multiplicación, dando lugar a una avalancha varios órdenes de magnitud superior a la que corresponde a los electrones procedentes de una interacción primaria, ya que recorre una distancia de típicamente $100 \mu\text{m}$ en una región de campo eléctrico muy intenso.

El segundo mecanismo que desencadena la aparición de chispas es la formación de *streamers* (ver sección 2.5). En el origen de los *streamers* juegan un papel muy importante los fotones generados en la avalancha, provocando un esparcimiento espacial de la misma y dando lugar a la emisión de fotoelectrones que la realimentan.

El riesgo de aparición de chispas, a partir de cualquiera de los dos procesos descritos, se ve fuertemente disminuido con la presencia de moléculas de DME en la mezcla gaseosa. Este gas actúa como *quencher* (sección 2.4), absorbiendo fotones ultravioleta y, por tanto, inhibiendo

los mecanismos de formación de chispas. El aumento de la proporción de DME provoca una clara disminución del número de chispas.

En las figuras 3.24 y 3.25 se muestran dos pulsos de corriente obtenidos tras amplificar la señal generada en la cámara con el preamplificador VT120 (caracterizado por un tiempo de subida de 1 ns). En los dos casos se pone de manifiesto la existencia de un pulso de señal típico (indicado con un círculo), seguido de un segundo pulso correspondiente a la aparición de una chispa en la cámara. Es importante destacar que, de acuerdo a lo observado experimentalmente, las chispas van siempre precedidas por un pulso precursor, siendo la separación temporal entre ambos de decenas de ns.

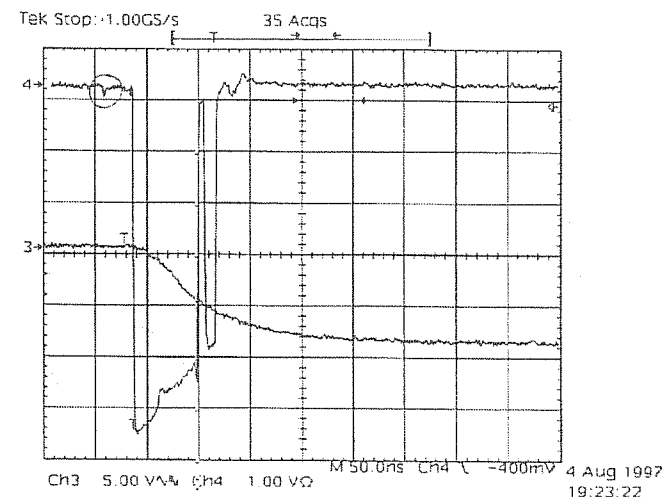


Figura 3.24: Pulso de corriente en la cámara de micropistas. Se muestra un pulso típico (indicado con un círculo) seguido de una chispa.

La observación de los planos de pistas tras la irradiación muestran un gran deterioro de los ánodos y cátodos en la zona irradiada durante el test con Ar/DME, sin embargo, no es posible distinguir esta zona instrumentada durante la irradiación con DME puro.

La figura 3.26 muestra el número de chispas registradas en intervalos de aproximadamente 6 horas para las dos muestras gaseosas. No se

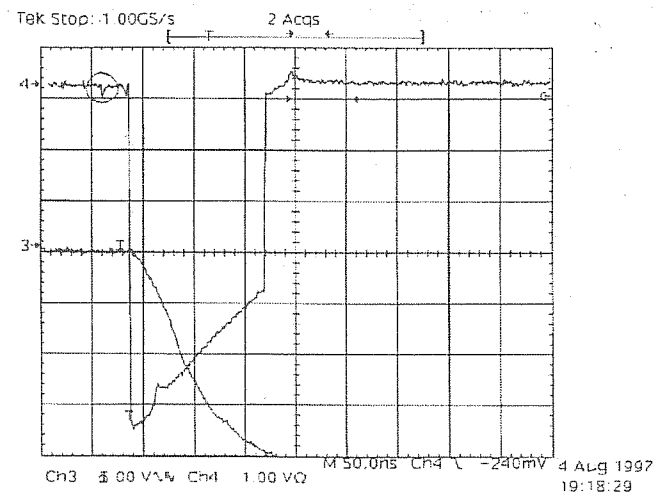


Figura 3.25: Pulso de corriente en la cámara de micropistas. Se muestra un pulso típico (indicado con un círculo) seguido de una chispa.

observa es un aumento de la tasa de chispas con el tiempo.

La cantidad de carga que se hizo incidir sobre las pistas en estos tests supera en más de un orden de magnitud la que incidirá durante la operación en DIRAC en un periodo de 3 meses. Los resultados son satisfactorios en cuanto a posibles problemas por una excesiva acumulación de carga. Sin embargo, para acumular esta carga en un periodo de tiempo breve, se trabajó con un ritmo de incidencia de carga que sería comparable al de DIRAC con las cámaras operando con una ganancia del orden de 50000, situación poco realista. La evidencia de posibles dependencias del envejecimiento con el flujo de carga, nos llevaron a la realización de otros tests operando a flujos de radiación inferiores.

La cámara con sustrato AF45 se hizo operar, durante el test de envejecimiento, bajo un flujo de interacciones de $3 \times 10^3 \text{ Hz mm}^{-2}$, un orden de magnitud inferior que en los tests realizados con la otra cámara. El test se realizó con una mezcla gaseosa de Ar y DME en iguales proporciones y con voltajes correspondientes a una ganancia entorno a 1000.

La figura 3.27 muestra la evolución de la corriente en función de la

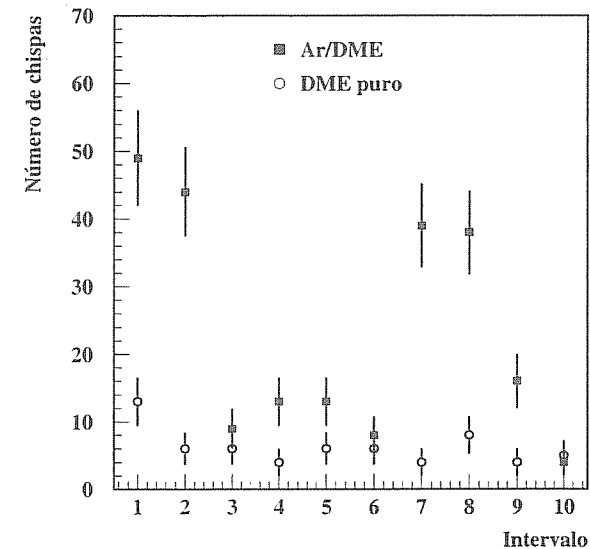


Figura 3.26: Representación del número de chispas por intervalo de aproximadamente 6 horas para la cámara con sustrato DESAG D263 operando en Ar/DME y DME puro

carga acumulada en los ánodos. No se produjo ninguna caída apreciable de la corriente durante el periodo de irradiación.

Como era de esperar tras el análisis de la corriente, tampoco se observó ninguna caída de la ganancia, determinada a partir de los espectros de altura de pulso registrados en intervalos de media hora. En la figura 3.28 se presenta la evolución de la ganancia y de la resolución en energía de la cámara, manteniéndose ambas estables. Estas evoluciones se representan en función del número de días en el experimento DIRAC necesarios para acumular la misma cantidad de carga incidente sobre las micropistas. El flujo de interacciones durante este test es del orden del esperado en DIRAC, con lo que, teniendo en cuenta la variación en el número de electrones primarios con mips y con rayos X

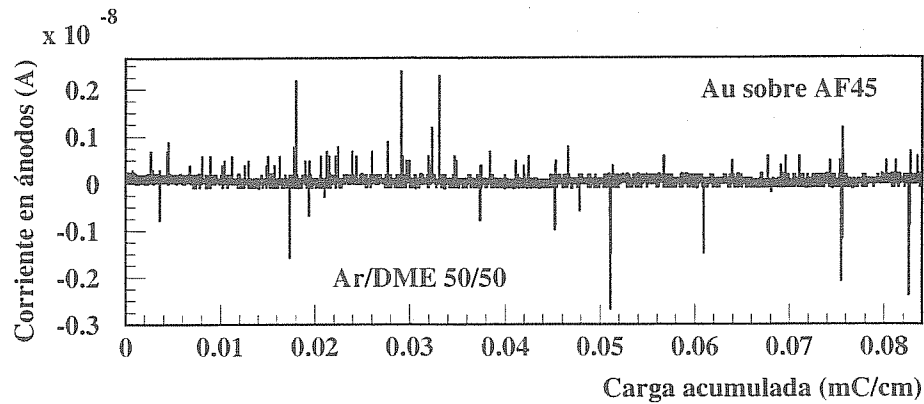


Figura 3.27: Evolución de la corriente en la cámara con sustrato AF45, operando en Ar/DME 50/50, durante la realización del test de envejecimiento

y el valor de la ganancia (≈ 1000), el ritmo de incidencia de la carga será comparable al que se tendrá en DIRAC operando con una ganancia entorno a 5000.

La tabla 3.1 resume algunas de las características de los tests de envejecimiento.

Sustrato	DESAG D263	DESAG D263	AF45
% DME	50	100	50
Densidad irradiación (nA/mm ²)	0.23	0.23	0.03
Voltaje tubo rayos X (KV)	15	20	15
Voltaje cátodos (V)	-580	-668	-550
Campo de deriva (KV/cm)	8.3	11.7	8.3
Tiempo (min)	3711	3711	9691
Caída corriente en ánodos (%)	12	26	< 2

Tabla 3.1: Características de los tests de envejecimiento con los distintos sustratos y mezclas de gases.

3.8 Tests en el haz

En Mayo de 1997 se realizaron tests de las cámaras de micropistas en el CERN, trabajando con haces de piones mínimamente ionizantes procedentes del acelerador PS. El objetivo de estos tests era analizar el comportamiento de la cámara bajo la incidencia de partículas en la región de mínima ionización.

3.8.1 Electrónica de lectura

En estos tests dos planos de micropistas diferenciados por el tipo de sustrato, DESAG D26 y AF45, se colocaron conjuntamente en la caja de acero construida para las pruebas de prototipos. La separación entre ellos era de 3 mm y compartieron el mismo plano de deriva, también a 3 mm del plano superior.

La señal procedente del conjunto de ánodos instrumentados en cada uno de los planos era llevada al exterior de la caja a través de un conector BNC. De este modo podía seleccionarse la lectura de la altura de pulso en uno u otro plano sin necesidad de abrir la caja. La información registrada para el posterior análisis consistía en la altura de pulso, procedente de uno de los planos de micropistas, y de la corriente en el plano de deriva y en los cátodos, permitiendo éstas determinar la existencia de chispas. Las corrientes fueron extraídas a través de los monitores

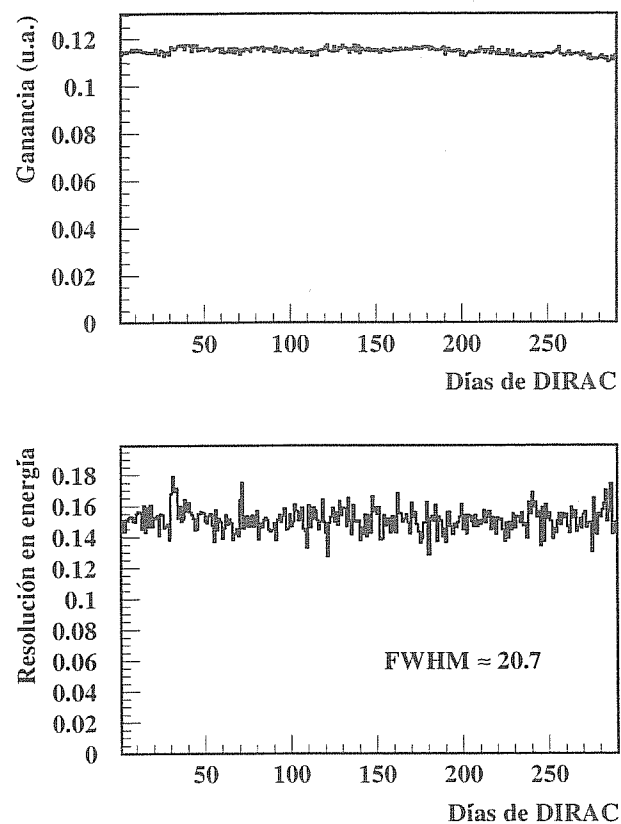


Figura 3.28: Evolución de la ganancia y de la resolución en energía en la cámara con sustrato AF45, operando en Ar/DME 50/50, durante la realización del test de envejecimiento

de corriente en las fuentes de alto voltaje con que eran alimentados los electrodos correspondientes. Para la digitalización de las señales anteriores se utilizó un Convertidor Analógico Digital (ADC). Los canales de este módulo eran leídos a través de un Macintosh, permitiendo el

almacenamiento de la información.

La figura 3.29 muestra un esquema del montaje utilizado en la adquisición. La señal procedente del grupo de ánodos es amplificada con un preamplificador ORTEC 142 PC, el cual dispone de dos salidas analógicas. Una de ellas es conducida a un canal del ADC para su digitalización y posterior registro. La otra es utilizada para generar la puerta de dicho ADC. Para ello se conduce a un módulo de coincidencias junto con el "AND" entre las señales de dos plásticos centelleadores situados delante de las cámaras durante el test. La unidad de coincidencias dispone además de un veto para evitar la entrada de señales con el sistema de adquisición ocupado. La digitalización de las corrientes en el plano de deriva y en los cátodos se realiza a través del mismo ADC, conectando a diferentes canales de éste las señales procedentes de las fuentes de alto voltaje que los alimentan. La calibración de la cadena electrónica⁹ se realizó a partir de señales introducidas en los periodos entre pulsos a la entrada de test que posee el preamplificador. Estas señales se generaron con un Dual Timer, siendo de amplitud conocida. Para controlar cuando la señal registrada correspondía a un pulso de calibración o de señal se utilizó un canal del ADC. La señal en este canal tomaba valor 0 ó 1 en función de que se tratase de un pulso de uno u otro tipo.

3.8.2 Variación de la ganancia con el voltaje en el *backplane*

En los tests realizados en el laboratorio se puso de manifiesto la utilidad del *backplane* para evitar variaciones a corto plazo en la ganancia. Un aumento del voltaje en dicho electrodo se traduce en una disminución de la dependencia de la ganancia con el tiempo durante los primeros momentos de operación. Sin embargo, a la hora de elegir el voltaje establecido en el *backplane*, también hay que tener en su efecto sobre el valor de la ganancia en la cámara. Conviene, por tanto, analizar la variación de ésta con el voltaje en dicho electrodo.

⁹Esta calibración es necesaria para la posterior conversión de la altura de pulso, registrada en cuentas de ADC, en ganancia absoluta del detector.

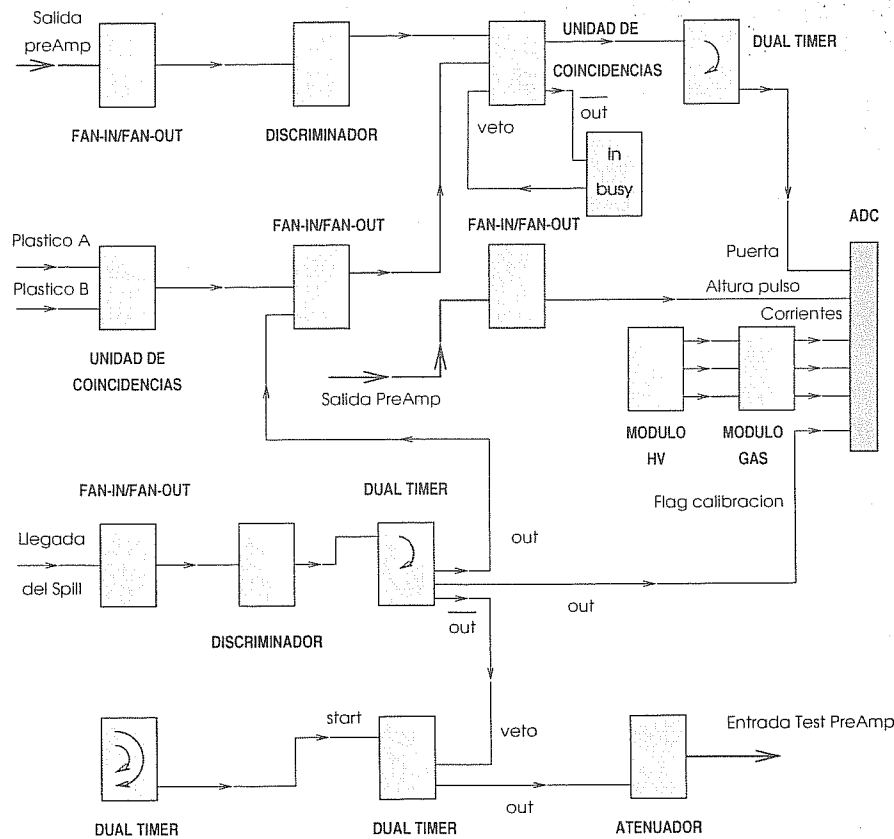


Figura 3.29: Cadena electrónica para la lectura de la cámara.

Estos estudios se realizaron con la cámara con sustrato DESAG D263. El voltaje fijado en el *drift* fue de -3500 V y en los cátodos de -585 V. El voltaje en el *backplane* se incrementó en intervalos de 150 V. La determinación de la ganancia se realizó a partir del valor medio de la distribución de la altura de pulso de señales procedentes de la cámara, tras cortar en dicha distribución la parte correspondiente al ruido. En la figura 3.30 se muestra un espectro típico. Para la conversión de cuentas de ADC en ganancia absoluta se utilizó la señal de calibración registrada durante la adquisición de los correspondientes espectros. El procedimiento seguido es el mismo expuesto en la sección 3.5.1. La

única diferencia está en que ahora, por tratarse de partículas de mínima ionización, el número de electrones primarios es del orden de 40, a diferencia de los 236 estimados en la interacción de rayos X.

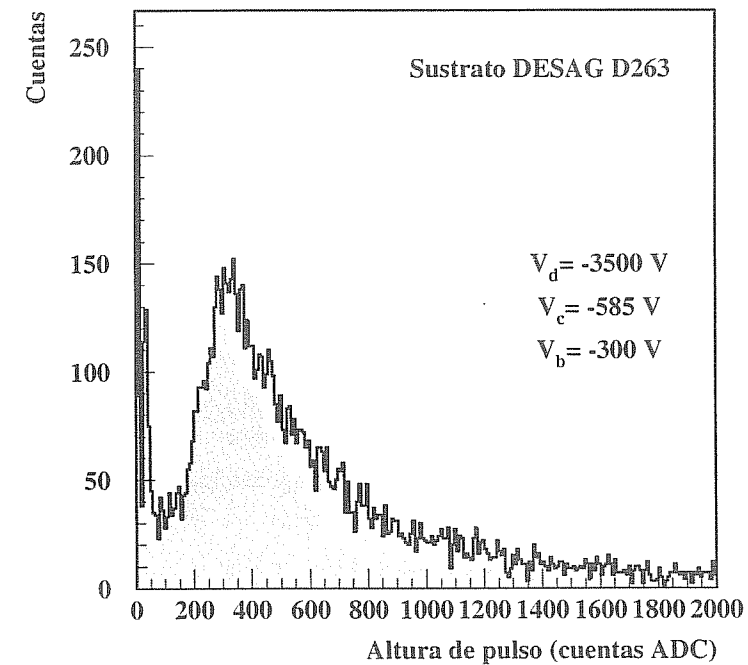


Figura 3.30: Espectro de señal procedente de la cámara de micropistas con sustrato de DESAG D263 bajo la incidencia de mips.

Los resultados de este estudio se presentan en la figura 3.31, mostrando la variación de la ganancia en función del voltaje establecido en el *backplane*. La caída de la señal a medida que se aumenta el voltaje en este plano no es uniforme, sino que tiende a disminuir, de modo que el valor de la ganancia se estabilice.

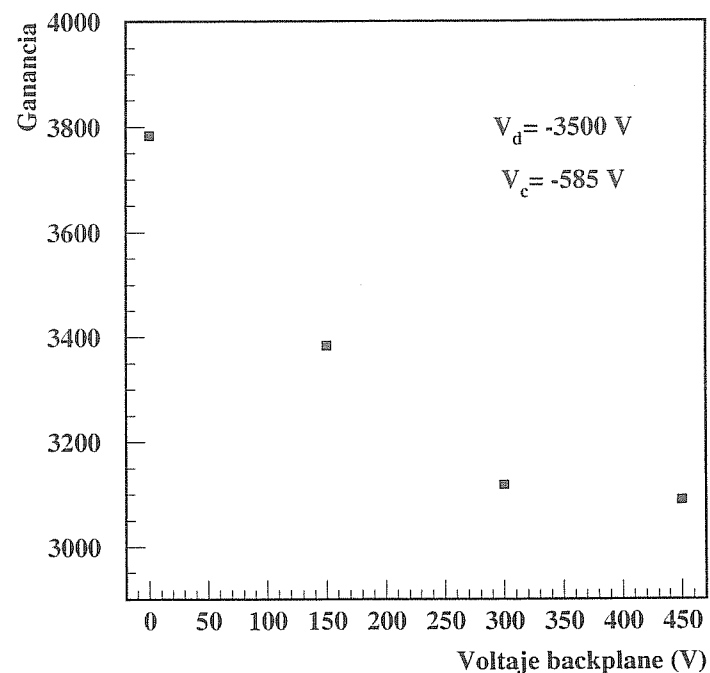


Figura 3.31: Variación de la ganancia con el voltaje establecido en el backplane.

3.8.3 Análisis de la distribución de corriente en los electrodos

La información sobre las corrientes en los diferentes electrodos fue utilizada para establecer el flujo relativo de partículas entre los diferentes periodos de irradiación y para determinar y cuantificar las posibles chispas producidas durante los mismos.

La intensidad de partículas que inciden sobre los planos de micropistas puede modificarse en función de la posición de los diferentes co-

limadores que conducen el haz hacia el área experimental en que éstos están colocados. La llegada e interacción de las partículas en la cámara se pone de manifiesto en la variación de la corriente registrada en el plano de deriva y en los cátodos. La diferencia entre el valor base de esta corriente y el máximo alcanzado durante la incidencia del pulso de partículas permite comparar la intensidad de éstas durante las diferentes tomas de datos (siempre que se trabaje con ganancias similares). En la figura 3.32 se muestra la evolución de la corriente en los cátodos de uno de los planos durante la llegada de tres *spills* o pulsos de partículas. Se observa claramente el aumento de la corriente asociado a estos pulsos.

El número de sucesos registrados durante cada uno de ellos no nos sirvió para estimar la intensidad de interacciones debido a que entre los diferentes periodos de adquisición se variaban ligeramente las condiciones de aceptación de sucesos. Sin embargo, pudimos comprobar que la variación de la intensidad de corriente durante cada pulso sí era una medida fiable de la intensidad de interacciones en la cámara. Para ello durante uno de los periodos de adquisición se varió la intensidad de partículas, mediante los colimadores del haz, sin modificar en absoluto las condiciones de *trigger*. Con los datos registrados durante ese periodo se correlacionó el número de sucesos en cada pulso con la variación de la corriente en el plano de deriva y en los cátodos de los dos planos de micropistas. Los resultados se presentan en la figura 3.33, poniendo de manifiesto que efectivamente el mayor número de sucesos registrados en un pulso se corresponde con la mayor variación de corriente, en cualquiera de los electrodos, durante la llegada del mismo. Por tanto, parece válido considerar la variación de la corriente como estimador de la intensidad de partículas.

La corriente registrada en los electrodos informa también de la existencia de chispas en la cámara. Un aumento del valor de esta corriente de forma brusca y repentina indica que se ha producido una chispa. El umbral por encima del cual consideramos que se produjo una chispa en la cámara lo establecemos a partir del valor promedio que alcanza la corriente con la llegada de los pulsos de partículas. De este modo, es posible contabilizar el número de chispas durante un periodo determinado y determinar su tasa de producción en las condiciones correspondientes. En la figura 3.34 se muestra la evolución de la corriente en los cátodos

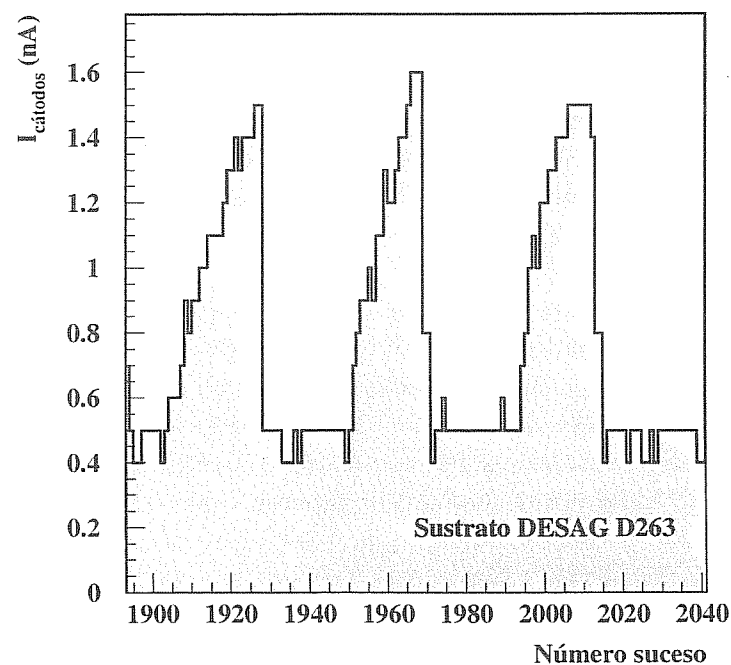


Figura 3.32: Variación de la corriente en los cátodos de la cámara de DESAG D263 durante la llegada de tres spills.

sobre DESAG D263 durante uno de los periodos analizados. Los picos de corriente son chispas en los cátodos, destacando claramente sobre el resto de los valores. En esta figura también se pone de manifiesto que el porcentaje de chispas no aumenta con el tiempo, es decir, no parece que se produzca un deterioro de la cámara responsable de éstas. Esto se observa más claramente en la figura 3.35. En ella se representa el número de chispas registrados en los dos planos de micropistas durante los 20 intervalos en los que se dividió uno de los periodos de irradiación (la duración de cada intervalo es de 35 min). La línea punteada

corresponde al promedio del número de chispas por intervalo. Como ya concluíamos anteriormente, no se observa un aumento del número de chispas con el tiempo.

Combinando los análisis sobre la intensidad de interacciones en la cámara y la tasa de producción de chispas, y comparando los resultados para diferentes periodos, se puede establecer una correlación entre estas dos variables. De este modo, se observó la existencia de una relación lineal entre ellas, es decir, la probabilidad de producción de chispas aumenta con el flujo de partículas sobre la cámara.

Otro comportamiento que se puso de manifiesto en el análisis de la operación con el haz fue que, para ganancias del orden de 2000, se produce un deterioro continuado del detector. Este deterioro se refleja en una disminución de la corriente registrada en el mismo sin que se hubiese modificado el flujo de partículas sobre la cámara o los voltajes de operación. La figura 3.36 muestra la variación de la corriente durante un periodo de 10 horas en los planos con sustrato DESAG D263 y AF45.

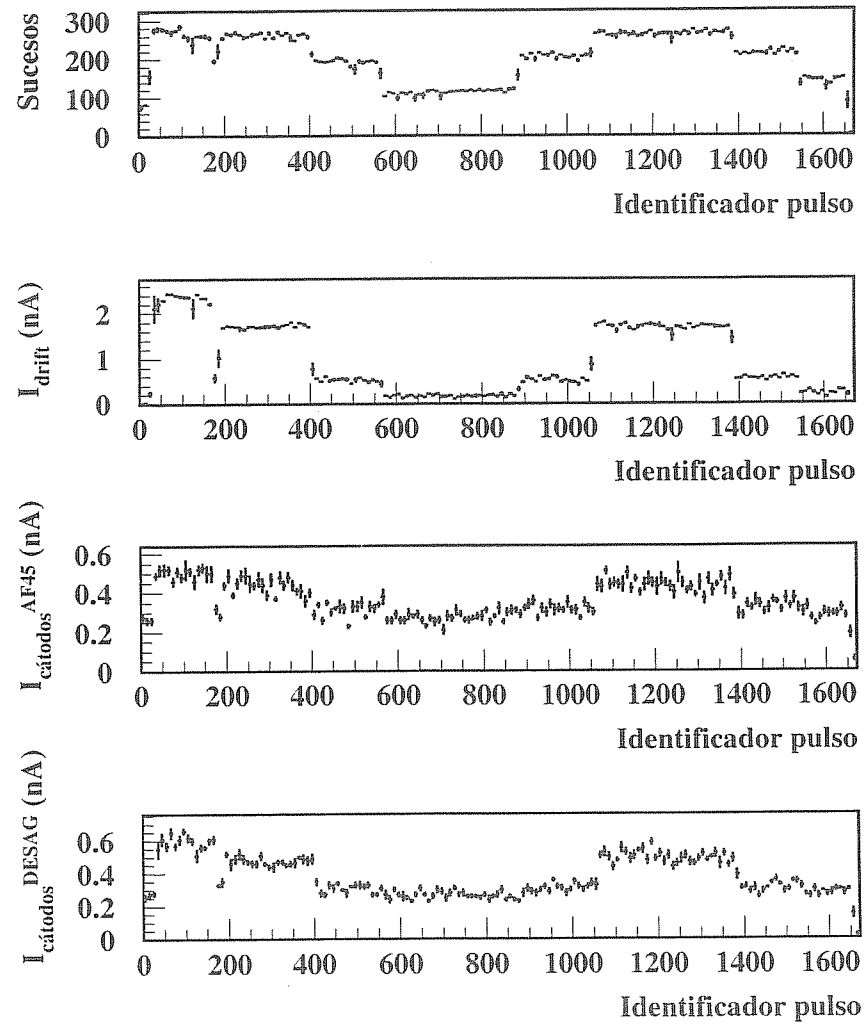


Figura 3.33: Correspondencia entre el número de sucesos registrados durante un spill y la variación de la corriente en los diferentes electrodos con la llegada del mismo.

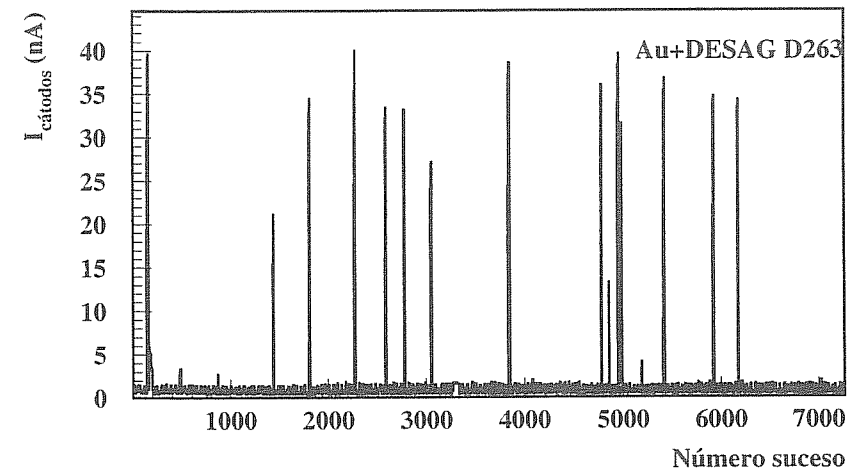


Figura 3.34: Evolución de la corriente en los cátodos sobre DESAG D263 durante uno de los periodos analizados. Se observa claramente la existencia de chispas en la cámara, asociados a bruscos aumentos de la corriente.

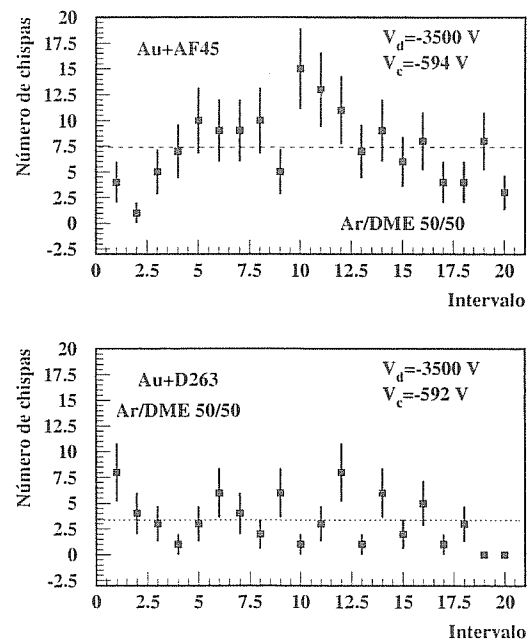


Figura 3.35: Variación del número de chispas en intervalos consecutivos de 35 minutos de duración.

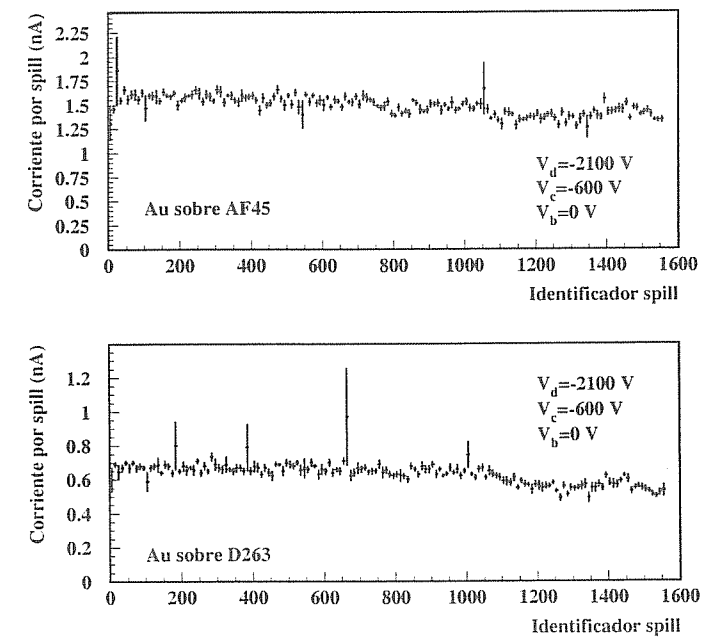


Figura 3.36: Evolución de la corriente en el detector durante un periodo de 10 horas de irradiación.

Capítulo 4

Electrónica de lectura

4.1 Introducción

El desarrollo de los detectores está íntimamente ligado a la evolución de la electrónica que permita extraer las señales generadas en los mismos. La utilización de detectores con una alta densidad de canales, como es el caso de los detectores de Si o las cámaras de micropistas de gas, impone una serie de requisitos sobre los sistemas con los que ha de realizarse la lectura completa de los mismos. Al menos la primera etapa de esta lectura debe llevarse a cabo en las proximidades del detector, evitando así la utilización de centenares de cables que conectasen cada uno de sus canales con la zona de lectura, típicamente a varios metros de éste. Esto implicaría, por un lado, un importante problema mecánico y de espacio físico y, por otro, la introducción de una cantidad de ruido capaz de ocultar la pequeña señal que producen estos detectores.

La electrónica en esta primera etapa de adquisición estaría constituida por amplificadores, sensibles a carga o a corriente, que convirtiesen la señal procedente de cada uno de los canales del detector en una señal de voltaje o corriente que sería tratada posteriormente. La colocación de estos elementos en las proximidades del detector únicamente es posible mediante la integración de los mismos, a muy alta escala, en chips electrónicos. Estos chips deben ser capaces, además, de soportar las altas dosis de radiación a las que se verán expuestos.

La tecnología que hace posible la integración, a gran escala, de cir-

cuitos electrónicos en estructuras submicrónicas es la tecnología *VLSI* (*Very Large Scale Integration*). La mayor parte de los circuitos electrónicos basados en esta tecnología fueron desarrollados para su utilización con detectores de Silicio, empleados ya desde la década de los 70. En la lectura de cámaras de micropistas de gas se adaptaron inicialmente diseños realizados para los detectores de Silicio ¹.

Entre los circuitos integrados *front-end* para la lectura de detectores de micropistas se encuentra el chip APC (*Analog Pipeline Chip*) [78], diseñado por R. Horisberger, del Instituto Paul Scherrer (Zürich) ². Las características de este chip lo hacen especialmente adecuado para su utilización con detectores de micropistas de gas, de ahí la decisión de utilizarlo en la lectura de estos detectores en el experimento DIRAC.

A parte del chip, es necesaria la utilización de una serie de módulos que hagan posible el tratamiento y transmisión de la señal desde su generación, en las micropistas del detector, hasta su posterior registro en el sistema general de adquisición del experimento. El papel fundamental de éstos es, por un lado, proporcionar al chip las señales de control y analógicas necesarias para su funcionamiento y, por otro, extraer la señal de cada uno de los canales del chip y procesarla antes de que sea registrada. La ausencia de módulos *standard* capaces de llevar a cabo estas funciones, de acuerdo con los requisitos de DIRAC, llevó al desarrollo de una electrónica diseñada específicamente para este experimento.

La construcción y correcto funcionamiento de esta electrónica, basada en tecnología muy avanzada, representó un éxito muy importante. Sus funciones se reparten en tres tarjetas: analógica, de control y VME, complementarias y perfectamente comunicadas entre sí. En la figura 4.1 se muestra un esquema del montaje de estas tres tarjetas en el experimento.

¹Las diferencias básicas entre los pulsos procedentes del detector de Silicio y del de micropistas radican en la forma y duración de los mismos. En los detectores de Si la carga se genera en menos de 20 ns, llegando en una cola uniforme, mientras que en un detector de micropistas deben emplearse al menos 60 ns para recoger la mayoría de la carga, que llegará formando picos debido a las diferentes avalanchas. Estas diferencias han de ser tenidas en cuenta a la hora de seleccionar y adaptar el diseño del chip.

²Este chip fue diseñado para el detector de Silicio del experimento H1 en DESY.

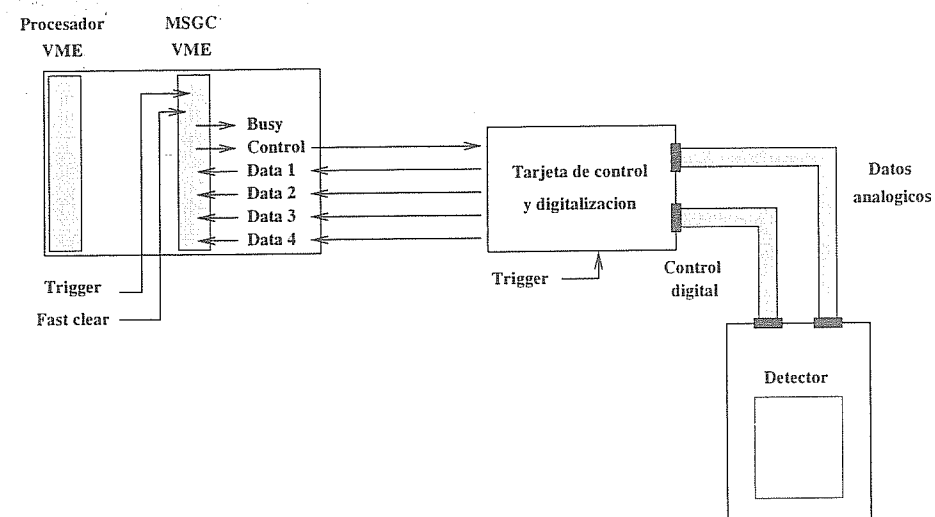


Figura 4.1: Esquema del montaje de las tarjetas analógica, de control y VME.

4.2 Front-end: el chip APC

La denominada electrónica de *front-end* es aquella situada junto al detector, estando constituida por elementos capaces de soportar elevados flujos de radiación y que no interfieran de forma apreciable a la propagación de las partículas.

En el experimento DIRAC, la electrónica de *front-end* que acompaña a los detectores de micropistas está contenida en la tarjeta de soporte o tarjeta analógica ³. Esta tarjeta fue diseñada en la Universidad de Santiago y fabricada en el CERN. Es una placa de circuito impreso, con cuatro niveles, que servirá de soporte físico a los planos del detector. En la figura 4.2 se muestra una fotografía de la misma, observándose el orificio donde irán colocados los diferentes planos.

Entre los elementos que constituyen esta placa se encuentran los

³El primero de los nombres que se le asigna responde al hecho de que sobre esa tarjeta va fijado el plano de micropistas y GEM, mientras que el segundo hace referencia a que en ella se implementan las señales analógicas necesarias para el funcionamiento del chip APC.

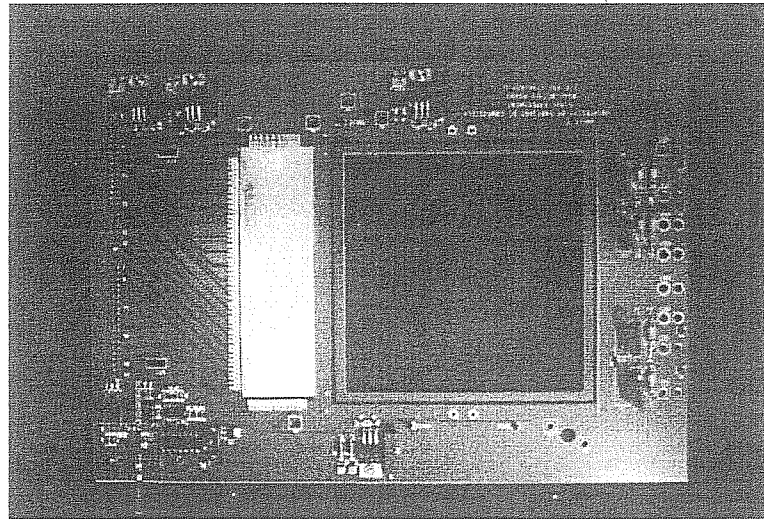


Figura 4.2: Fotografía de la placa analógica. Se observa el orificio donde irá colocado el detector y en las proximidades de éste el espacio reservado para la placa híbrida.

chips APC. Éstos se microsuelan sobre una pequeña placa de circuito, realizada sobre cerámica, que se pega sobre la anterior en la zona más próxima al detector (ver figura 4.2). Estas placas, denominadas híbridos, fueron construidas por el Grupo de Microelectrónica del CERN.

Los híbridos sobre soporte cerámico pueden tener pistas de hasta $50 \mu\text{m}$ de ancho con separación de $\approx 100 \mu\text{m}$. Esta elevada densidad de pistas permite fabricar un circuito donde los *pads* de microsoldadura están prácticamente alineados con los del chip (facilitando la microsoldadura de los APC's). Por otro lado, la tecnología multicapa permite separar las señales analógicas de las digitales, mejorando los niveles de ruido. La figura 4.3 muestra una fotografía del híbrido.

La placa analógica posee dos conectores de cable de par trenzado, que permiten su conexión con la placa de control. A través de uno de estos conectores le llega la alimentación y las señales de control digital del chip APC. La alimentación se emplea en la generación de las señales analógicas necesarias para el funcionamiento del chip, implementada en

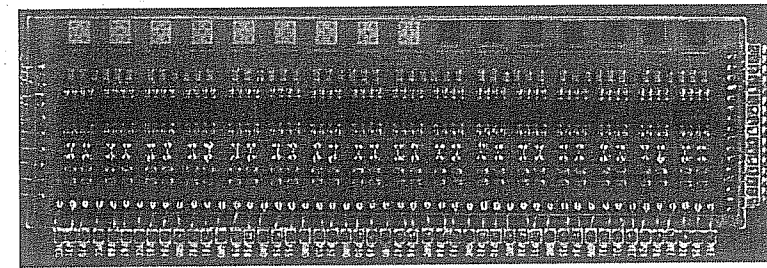


Figura 4.3: Fotografía de la placa híbrida sobre la que se microsuelan los chips APC. En la cara inferior y las laterales se observan las conexiones de esta placa con la analógica. Las conexiones laterales (izquierda y derecha) corresponden a señales de control digitales, mientras que las inferiores son las salidas analógicas y de alimentación. El lado superior muestra las 16 posiciones donde irán colocados los chips, con 7 de ellos ya soldados.

esta misma placa. Tanto las señales de control como las analógicas son conducidas por los circuitos impresos hasta el híbrido, llegando a través de éste al chip. Para dar una idea de la complejidad del montaje, cada detector tiene cerca de 1000 microsoldaduras y el número de conexiones entre el híbrido y la placa analógica es de unas 80.

El otro conector recibe las salidas analógicas procedentes de los chips, dos por canal, permitiendo que sean conducidas a la placa de control.

En la figura 4.4 se muestra una fotografía del conjunto MSGC+GEM con el *front-end* completo.

4.2.1 El chip APC

La lectura de las cámaras de micropistas de gas requería la utilización de un chip que ofreciese una señal analógica, para tener así información sobre la energía depositada, y dotado de memoria, de forma que fuese posible leer con un *trigger* retardado. Estas dos cualidades las presenta el chip APC. Junto a ellas, posee una serie de características, como son su bajo consumo, gran versatilidad, y una ganancia y ruido (\approx

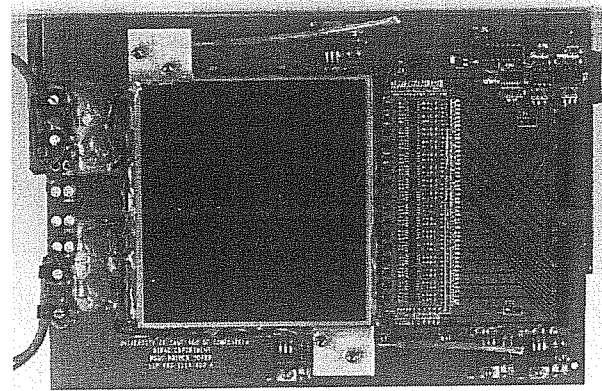


Figura 4.4: Fotografía de un detector montado. Se observa el front-end que acompaña al detector, los cables de conexión del alto voltaje y los canales de entrada y salida del gas.

2000 electrones equivalentes) adecuados a la capacidad del detector (4 pF/canal), que determinaron su elección para ser utilizado en el experimento DIRAC.

Las primeras versiones de este chip se realizaron con tecnología SACMOS⁴ de 2 μm , pasándose posteriormente a 1 μm . La figura 4.5 muestra un esquema del mismo. Cada chip consta de 64 canales, ocupando cada uno de ellos un ancho de 44 μm .

Un canal del integrado está constituido por un preamplificador rápido sensible a carga y de bajo consumo, seguido por 32 condensadores que forman una memoria analógica programable. La estructura del chip (figura 4.6) permite que el preamplificador de cada canal lea la carga procedente de la micropista a la que está conectado, o bien de alguno de los condensadores de la memoria. Esta posibilidad, unida a la existencia de un nuevo condensador al final de cada canal (condensador de operación), permite al chip realizar operaciones aritméticas simples sobre las señales analógicas grabadas en la memoria.

El chip consta, además, de dos registros de desplazamiento. Uno de

⁴Self Aligned Complementary Metal Oxide Semiconductor.

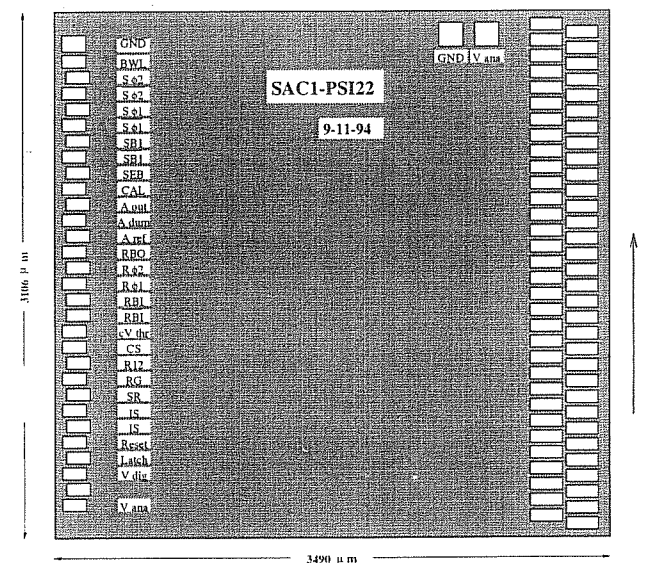


Figura 4.5: Esquema del chip APC.

ellos, el registro de memoria, establece en qué columna de condensadores escriben o leen los preamplificadores. El otro, registro de salida, determina la salida en serie de los 64 canales del chip.

En la figura 4.7 se muestran esquemáticamente los bloques funcionales del chip APC. Se distingue una parte digital, constituida por los registros de desplazamiento, y una parte analógica. Esta última consta de muestreo en paralelo de los 64 canales de entrada a 10 MHz, memoria analógica de 32 pasos con posibilidad de conexión con los preamplificadores y salida en serie de los canales a una frecuencia que puede alcanzar los 2.5 MHz.

El funcionamiento del chip APC requiere 25 señales: 7 de tipo analógico y 18 de tipo digital⁵. Las señales de tipo analógico son las siguientes:

- V_{ana} , encargada de alimentar los preamplificadores de cada uno de los canales.

⁵Éstas con lógica TTL positiva.

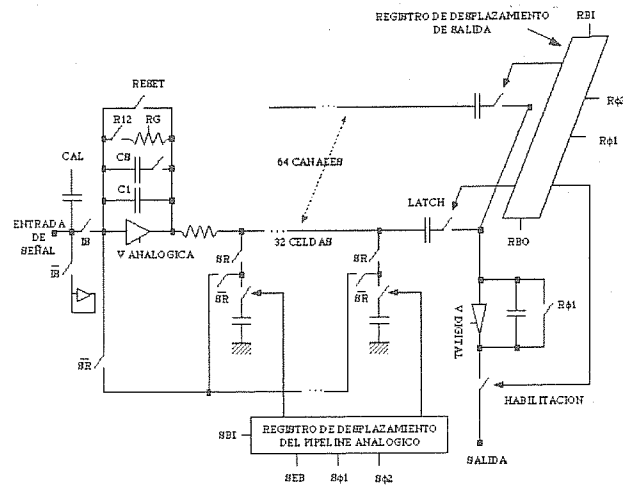


Figura 4.6: Estructura del chip APC64.

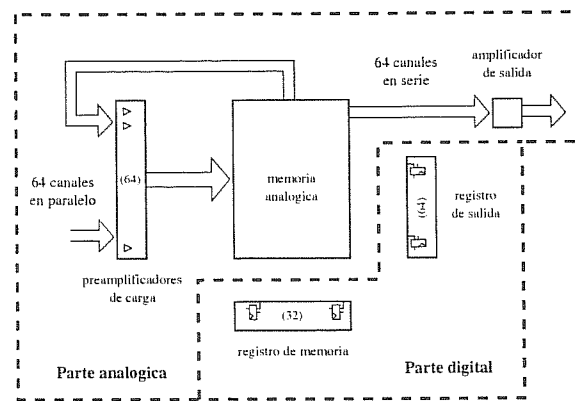


Figura 4.7: Diagrama de bloques funcionales del chip APC64.

- V_{dig} , que se encarga de alimentar el amplificador de salida y los registros de desplazamiento.
- V_{thr} , establece un nivel de discriminación digital que se utiliza

para diferenciar los niveles lógicos.

- RG , regula los valores de las resistencias de realimentación del preamplificador.
- $RBWL$, regula los valores de carga de los condensadores de memoria.
- A_{ref} , establece un nivel de referencia en la salida que permite aprovechar al máximo el rango dinámico del convertidor analógico digital.

Estos valores de referencia se fijan al inicio de la operación y no son modificados durante la misma.

El control en la operación normal del chip se realiza a través de las señales digitales ⁶. Estas señales se dividen en tres grupos, uno que controla el registro de desplazamiento de memoria ($S_{\phi 1}$, $\overline{S_{\phi 1}}$, $S_{\phi 2}$, $\overline{S_{\phi 2}}$, $SB1$, $\overline{SB1}$, SEB , \overline{SEB}), otro el registro de salida ($R_{\phi 1}$, $\overline{R_{\phi 1}}$, $R_{\phi 2}$, $\overline{R_{\phi 2}}$, $RB1$, $\overline{RB1}$, $LATCH$), y un último grupo que controla el resto del chip (Reset, $R12$, CS , IS , SR). Este elevado número de señales complica la operación del chip, pero lo dota de una gran flexibilidad.

La lectura de un detector multicanal con el chip APC, requiere la operación de éste en siete modos diferentes. Cada uno de estos modos está controlado por una secuencia determinada de las señales digitales. En la figura 4.8 se muestra un diagrama de la sucesión de los diferentes modos en la operación del detector. La función que se realiza en cada uno de estos modos es la siguiente:

- **Reset:** En este modo el chip se prepara para iniciar el modo muestreo. Esto implica la reinicialización del registro de desplazamiento de memoria, la colocación de todos los condensadores de operación, CL , al mismo nivel de referencia y la eliminación de las cargas parásitas que puedan existir en los condensadores tanto de operación como de realimentación, $C1$ y $C2$ si CS está conectada (ver figura 4.6). Estas funciones se realizan paralelamente, con lo que el tiempo de Reset está marcado por la más lenta de todas ellas: el reset de los condensadores, que requiere $1\mu s$.

⁶Denominadas también señales de control por la función que llevan a cabo.

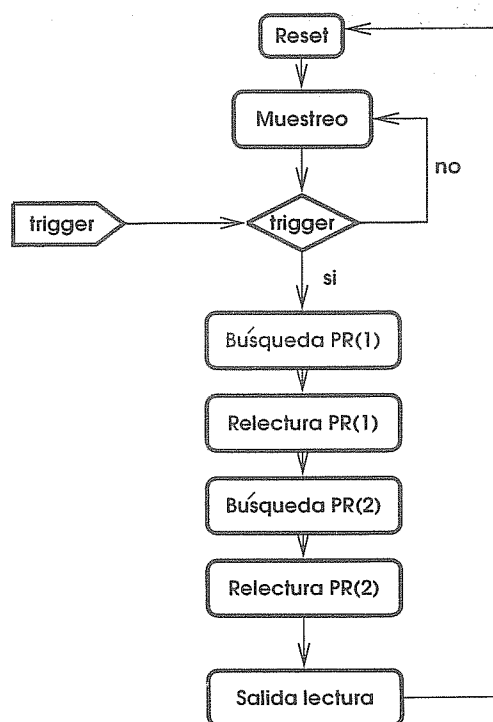


Figura 4.8: Diagrama con el flujo de secuencias que se llevan a cabo en la operación del chip APC.

- **Muestreo:** Este es el modo por defecto de operación del chip. Se abandona con la llegada de un *trigger*, volviéndose a él tras haber realizado la lectura de la señal y el posterior reset del chip. Consiste básicamente en un desplazamiento indefinido del registro de memoria, es decir, los interruptores que unen los condensadores de la memoria con el preamplificador se cierran de forma cíclica e indefinida. De este modo, la carga recogida en las micropistas en un instante determinado es convertida a señal de voltaje y almacenada en el condensador conectado en el citado instante. La velocidad de muestreo es de 10 MHz⁷, con lo que la memoria de

⁷Esta es la velocidad utilizada por nosotros. La velocidad máxima alcanzada con este chip es de ≈ 14 MHz.

32 condensadores permite almacenar las señales correspondientes a los $3.2 \mu s$ anteriores, en intervalos de $0.1 \mu s$.

- **Búsqueda del primer punto de relectura, PR(1):** Una vez aceptado un *trigger* se suspende el modo de muestreo, procediéndose a la recuperación del suceso almacenado en algún punto de la memoria. Esta operación se implementa en cuatro modos que se realizan de forma consecutiva: búsqueda del primer punto de relectura, relectura del mismo, búsqueda del segundo punto de relectura y relectura del mismo. El objetivo es hacer la diferencia entre dos puntos del suceso muestreado, uno que esté situado en la zona más alta del pulso y otro que corresponda a la línea base, constituyendo dicha diferencia la altura de pulso atribuida a la señal (ver figura 4.9).

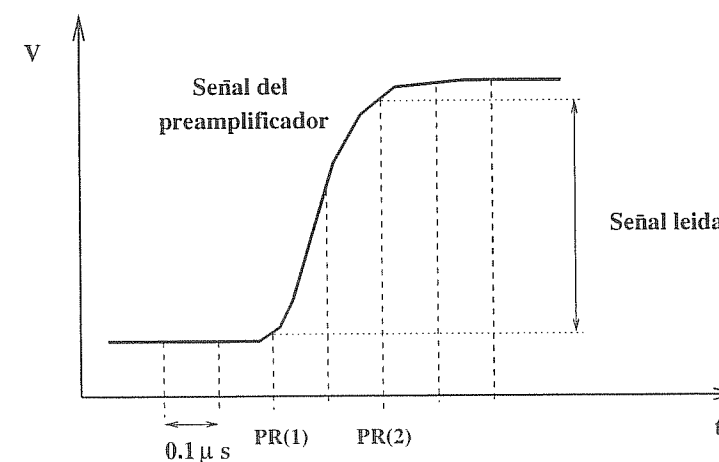


Figura 4.9: Altura de pulso registrada en los preamplificadores de un canal del chip con señal.

En este modo de operación la entrada del preamplificador es desconectada de la pista y conectada a la memoria analógica, realizándose también la conexión de los condensadores de operación. La verdadera búsqueda de PR(1) consiste en el desplazamiento del registro de memoria hasta un punto de muestreo concreto.

Este punto está determinado por el algoritmo de lectura que se esté usando, dependiendo del retraso de la señal de *trigger* respecto a la señal real.

- **Relectura de PR(1):** En este modo el condensador de PR(1) está conectado a la entrada del preamplificador. El exceso de carga en este condensador vuelve a entrar en el preamplificador, produciendo un aumento en el voltaje de salida de éste. Esto provoca que en el condensador de operación, CL, se grabe una carga proporcional a la carga inicial en PR(1). Esta carga actuará como sustrayendo en la operación de resta que se realiza en CL.
- **Búsqueda del segundo punto de relectura, PR(2):** la búsqueda de PR(2) se realiza del mismo modo que la de PR(1), desplazándose el registro de memoria hasta un punto de muestreo determinado. La localización de este punto de muestreo, así como el número de condensadores que lo constituyen, está de nuevo determinado por el algoritmo de lectura implementado. Por un lado, interesaría que este punto esté lo suficientemente alejado para obtener toda la señal integrada por el preamplificador. Sin embargo, la posibilidad de detectar señales accidentales se incrementa al separar los puntos de relectura. Estudios sobre diferentes algoritmos han sido realizados en el Grupo de Altas Energías de Santiago [79] dentro del marco del experimento DIRAC.
- **Relectura de PR(2):** En este modo el condensador correspondiente al punto PR(2) está situado a la entrada del preamplificador. El exceso de carga de éste se introduce en el preamplificador, produciendo un aumento del voltaje en la salida de éste. Este aumento de tensión en los bornes de CL no se traduce de momento en un aumento de carga, ya que el otro borne está flotando (desconectado del voltaje de referencia suministrado por el amplificador de salida). Lo que se produce es un aumento de tensión en el borne flotante, igual al aumento de tensión en el preamplificador menos la caída de tensión en CL. Cuando se cierre el interruptor que regula el registro de salida, se producirá un reajuste de carga en CL, que se traducirá en una señal de voltaje en el amplificador de salida.

- **Salida de la lectura:** Tras haberse establecido el desbalance de carga, debido a los dos puntos de muestreo, en los diferentes condensadores de operación, el siguiente paso es la conexión secuencial de estos condensadores al amplificador de salida.

El cierre de un interruptor en un canal determinado produce el reajuste de carga en CL. El aumento de carga que sufre es proporcional a la diferencia de las cargas almacenadas en los dos puntos de muestreo. El amplificador de salida es el que proporciona esta carga, generándose en él una señal de voltaje que es proporcional a la misma.

La salida de cada chip para un suceso determinado está constituida por las señales, en serie, de los 64 canales que lo constituyen, A_{out} . Paralelamente a éstas se extrae, de cada chip, otra serie de 64 señales analógicas, A_{dum} . Estas señales han sido generadas mediante las mismas secuencias de control que las anteriores. La diferencia entre ellas radica en que la entrada del amplificador del que son extraídas estas últimas no está conectada a los condensadores de operación. De este modo, lo que representan esas señales es el ruido interno del chip, generado en las diferentes operaciones que se realizan en el mismo. La sustracción de las señales A_{dum} a las señales A_{out} permite la eliminación de este ruido en la señal final.

Las placas de micropistas, en el experimento DIRAC, constan de 512 canales. Esto implicaría la utilización de 8 chips APC. Sin embargo, con objeto de disminuir el tiempo de lectura, únicamente se instrumentarán 32 canales de cada chip, con lo que su número se incrementa a 16. Las señales extraídas de los diferentes chips, A_{out} y A_{dum} , son llevadas, a través de la placa analógica, hasta el conector de salida de la misma. Mediante un cable de par trenzado son conducidas en paralelo hasta la placa de digitalización.

4.3 Placa de control y digitalización

La placa de control fue diseñada y construida en colaboración con el CIEMAT⁸. En la figura 4.10 se muestra un esquema de la misma.

⁸C. Willmott y J. Marín, Grupo de Electrónica y Automática.

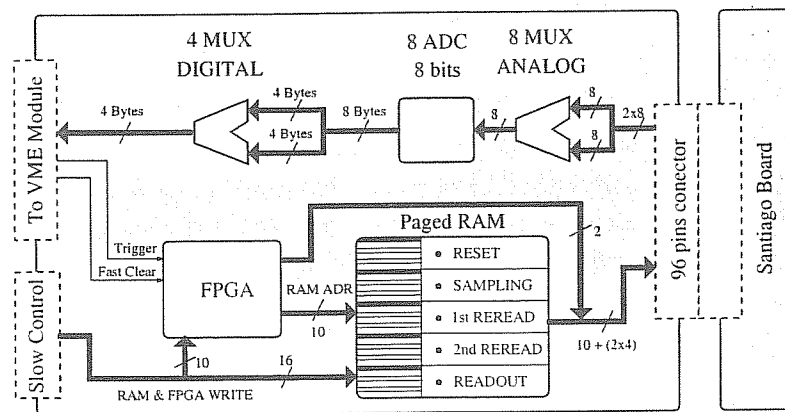


Figura 4.10: Esquema de la placa de control y digitalización.

Las dos funciones básicas de esta placa son la digitalización de las señales procedentes de los chips y la realización del control de los mismos. Ambas tareas están dirigidas por una FPGA (Field Progamable Gate Array), cuya configuración está implementada por una EPROM (memoria permanente).

Cada vez que se enciende la placa de circuito es necesario grabar la secuencia de control de los chips en la propia placa de control. Esto se realizará únicamente al inicio de la operación del detector. Esta secuencia de control llega a la FPGA procedente del módulo VME a través de un enlace digital. La FPGA graba la secuencia en una memoria RAM, siendo registradas en diferentes zonas de la misma las secuencias correspondientes a los diferentes modos de operación del chip. Durante la operación del detector, la FPGA direcciona una posición determinada de la memoria RAM, enviándose la secuencia de control grabada en dicha posición a la placa analógica y, consecuentemente, al chip. De este modo, la FPGA ejerce el control directo sobre el modo de operación de éste. La información sobre la generación de un *trigger*, que supone el inicio de una secuencia concreta de modos, es comunicada a la FPGA a través de una entrada de *trigger*.

Junto con las señales digitales, la placa de control envía la alimentación a la placa analógica. Esta alimentación es generada por dos fuentes de bajo voltaje conectadas a la misma. Las fuentes suministran, al mismo tiempo, la alimentación a la propia placa de control.

Cada chip tiene como salida 2 señales, A_{out} y A_{dum} . La salida A_{out} corresponde a la lectura en serie de los 32 canales del integrado (A_{dum} se usa como señal para sustraer el ruido). En total la placa de control recibe 16 pares de señales ($A_{out} + A_{dum}$), correspondientes a los 16 APCs. Primero se restan $A_{out} - A_{dum}$ para obtener 16 señales analógicas. Con objeto de multiplexar analógicamente las señales (para reducir el número de cables al módulo VME) los chips pares e impares se leen con un desfase temporal de unos 200 ns (ver figura 4.11). De esta manera la señal analógica de cada 2 chips se digitaliza en un mismo ADC (de 8 bits). Posteriormente, la señal digital de cada par de ADCs es multiplexada en una misma línea de salida digital. Por tanto, en cada cable de conexión digital al VME se multiplexan en total las señales de 4 APCs. Las señales de los 16 chips son, de este modo, transmitidas al módulo VME a través de 4 cables diferenciales de dos hilos trenzados apantallados. La realización de cada una de estas funciones está, también, dirigida por la FPGA.

La figura 4.12 presenta una fotografía de la placa de control.

Durante la operación en DIRAC, esta tarjeta es instalada a 4 m del detector, tras un bloque de hierro de 1 m de espesor. Con este bloque se intenta proteger su electrónica digital de la alta dosis de radiación de este experimento.

4.4 Módulo VME

La placa de circuito que constituye este módulo (de la norma VME) fue, al igual que la placa de control, diseñada y construida en colaboración con el CIEMAT. La elección de la norma VME a que permite utilizar una tecnología *standard*, flexible y avanzada.

A través de este módulo se realiza la conexión entre la placa de control y el DAQ (*Data Acquisition System*). En él se lleva a cabo la última etapa del tratamiento de las señales, para posteriormente ser almacenadas y transmitidas al DAQ del experimento. Por otro lado,

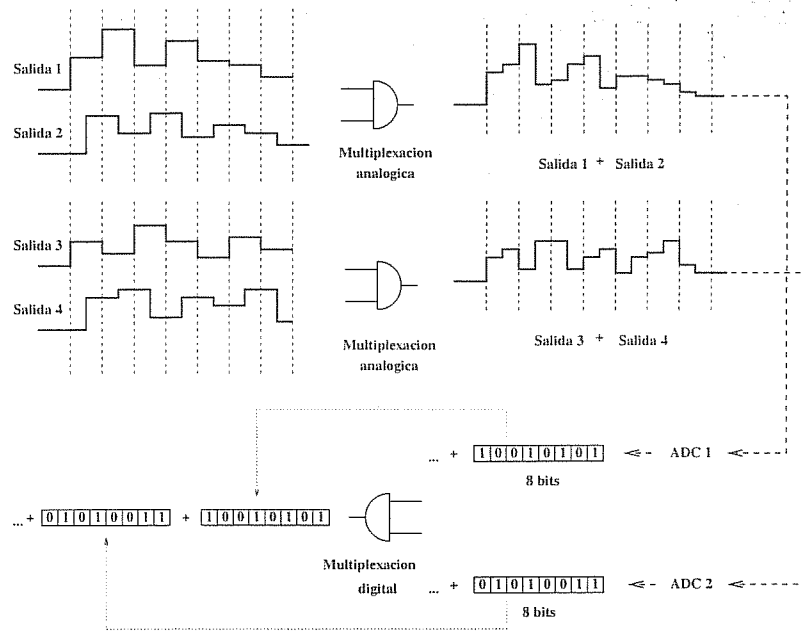


Figura 4.11: Esquema del proceso de multiplexación de las señales.

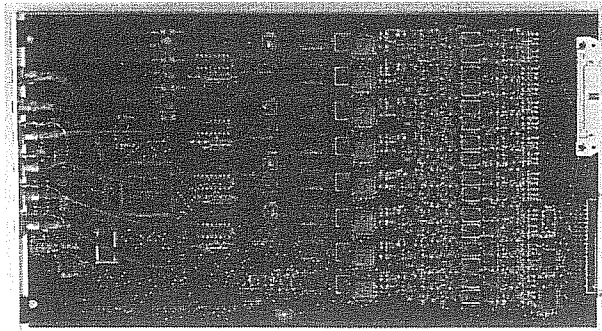


Figura 4.12: Fotografía de la placa de control y digitalización.

recibe la secuencia de control del chip, transmitiéndola a la placa de control al inicio de la operación.

Las señales del detector llegan al VME en 4 cables, conteniendo cada una de ellos la información multiplexada en serie de 4 chips. El VME va a restar a la señal de cada canal su pedestal⁹ correspondiente. Estos pedestales están escritos en 4 memorias, con la misma multiplexación que los datos. Los pedestales se calcularán con cierta frecuencia durante la operación de las cámaras, reescribiendo sus valores sobre estas memorias. Esto es necesario debido a su dependencia con factores externos, como temperatura o la estabilidad de la alimentación. El cálculo de los pedestales se realizará a partir de datos registrados con *triggers* que se generarán aleatoriamente en el periodo entre *spills*.

Tras la sustracción de pedestales se realiza la denominada supresión de ceros. Esta operación consiste en guardar en la memoria del módulo VME únicamente la señal de aquellos canales que superen un umbral¹⁰. De este modo, se produce una importante reducción de información irrelevante. El DAQ del experimento lee la memoria del VME con las señales sobre el umbral, almacenándolas para su posterior análisis. La memoria del VME tiene una profundidad de 256 Kb, pudiendo almacenar más de 1000 sucesos del experimento.

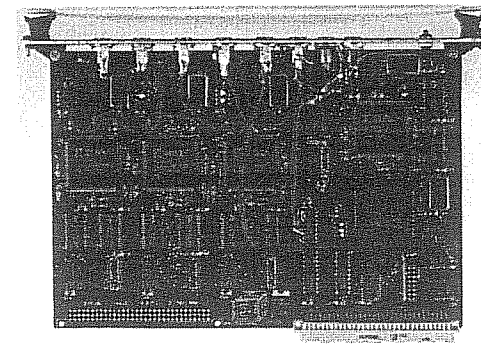


Figura 4.13: Fotografía del módulo VME.

En la figura 4.13 se muestra una fotografía de este módulo. Éste

⁹El pedestal es el voltaje característico de cada canal, presente en ausencia de carga en el detector.

¹⁰En los *triggers* de calibración destinados al cálculo de los pedestales el umbral se fijará a cero, de forma que en la memoria se escriban todos los canales.

se instala, durante el experimento DIRAC, en el interior de la sala de control, a aproximadamente 30 m de la placa digital. La conexión entre ambos se realiza a través de cables de esa longitud.

Capítulo 5

Detector de MSGC y GEM

5.1 Introducción

Las Cámaras de Micropistas convencionales presentan serios problemas en su operación debido a la aparición de descargas en el gas, produciendo serios daños en las pistas. La tasa de chispas depende fuertemente de la intensidad del campo eléctrico entre ánodo y cátodo. Un modo de evitarlas es reduciendo este campo, lo cual implica, sin embargo, una disminución importante en la ganancia [37]. Otra posible solución es la introducción de un primer elemento de amplificación entre el plano de deriva y el de micropistas. Este elemento permitiría la reducción de la etapa de amplificación en las micropistas y, por tanto, del campo, obteniendo ganancias similares o incluso mayores. Esta idea está en el origen del nacimiento del Gas Electron Multiplier (GEM), básicamente una lámina perforada que actúa como amplificador de carga proporcional. El uso de cámaras de micropistas de gas con GEM permite reducir el voltaje en las pistas en valores superiores a los 100 V, garantizando una operación más segura.

Este nuevo elemento de amplificación fue introducido por Fabio Sauli en 1996 [80, 81]. Desde su nacimiento se desencadenó una importante labor de investigación sobre el mismo, con la realización de un gran número de tests en los que se trataba de clarificar los mecanismos de formación de la señal y movimiento de cargas que tenía lugar, así como de analizar el efecto de la introducción del GEM sobre las característi-

cas más destacadas de las MSGCs, como son su resolución espacial o la capacidad de resistencia a elevados flujos de partículas.

Por otra parte, la mejora en las técnicas de producción del GEM, tras dos años de desarrollo, permite alcanzar ganancias lo suficientemente elevadas para operar sin ningún otro elemento de amplificación posterior [82, 83, 84, 85]. De todos modos, dada la limitación de ganancia de un GEM antes de la aparición de chispas, suelen combinarse dos o tres GEMs en paralelo para garantizar una ganancia elevada junto con una operación segura [82, 83, 86]. El GEM permite, además, geometrías distintas a la plano-paralela (detectores cilíndricos,...) proporcionando una gran flexibilidad en el diseño y construcción de detectores. Esto representa el nacimiento de una nueva familia de detectores sobre la que se está desarrollando una importante labor de investigación en la actualidad.

Los problemas de operación de las MSGCs, puestos de manifiesto sobretudo en pruebas con haces de partículas hadrónicas y experimentos anteriores a DIRAC, llevaron a plantear la posibilidad de introducir este elemento en el detector MSGC que se instalaría en este experimento. Comienza así el desarrollo de una serie de pruebas sobre el GEM dentro del marco del experimento DIRAC.

5.2 Descripción del GEM

Un GEM consiste básicamente en un fino material aislante metalizado por ambas caras y con una estructura regular de orificios. Bajo la aplicación de una diferencia de potencial adecuada entre las dos caras metálicas, se establece un campo eléctrico dipolar en el interior de los huecos. Este campo ofrece un camino de amplificación efectiva para los electrones liberados en el gas por ionización, y que viajan guiados por el campo eléctrico hacia sus orificios.

La figura 5.1 muestra la fotografía, obtenida con un microscopio electrónico, de una región sobre la superficie del GEM.

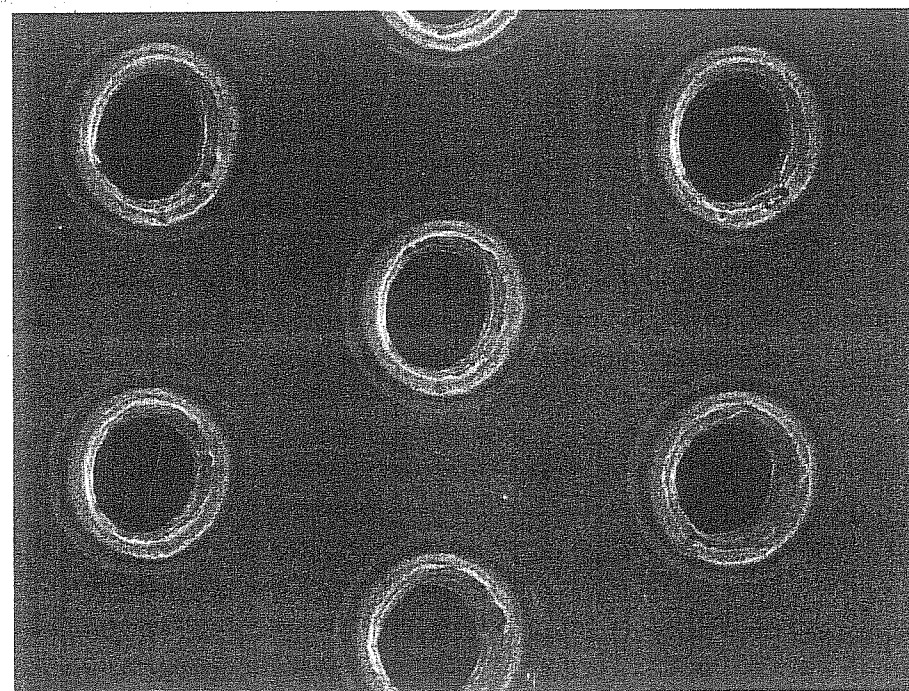


Figura 5.1: Fotografía de una región en una de las caras del GEM obtenida a través de un microscopio electrónico.

La estructura de orificios se establece utilizando la tecnología dedicada a la fabricación de circuitos impresos (PCB), introduciéndola como una alternativa a otras técnicas más complicadas (como la microelectrónica en las MSGCs) para la producción de nuevos detectores. El procedimiento de fabricación combina, por tanto, técnicas de fotolitografía seguida por procesos de *etching* químico. Básicamente en la producción del GEM se siguen los siguientes pasos: la capa de material aislante, metalizada por ambas caras, es pasivada con fotoresina. Esta capa se coloca entre dos máscaras idénticas, realizadas mediante ordenador usando foto-composición láser, con la estructura de orificios deseada y alineadas con una precisión de $5 \mu\text{m}$. Posteriormente se expone a luz UV a través de las máscaras, de forma que, tras el curado de la fotoresina, la matriz de orificios es grabada sobre ambas capas

metálicas. La sucesiva inmersión en solventes y baños ácidos elimina el metal de acuerdo con la máscara utilizada. La estructura grabada de este modo en la capas metálicas sirve como máscara para el *etching* de la capa aislante, produciendo en ella orificios con forma de doble cono. La figura 5.2 muestra esquemáticamente los pasos seguidos en el proceso *standard* de fabricación de un GEM.

En las producciones de GEMs realizadas hasta el momento se utilizó kapton como material aislante, con espesores variando entre 25 y 50 μm . La metalización se realiza típicamente en Cu, con espesores variables (4-18 μm). Para mantener una buena adhesión entre el Cu y el aislante, una fina capa de Cr ($\approx 1000 \text{ \AA}$) suele interponerse entre ambos. En algunos prototipos el Cu fue recubierto por otros metales, como Ni o Au, para evitar los efectos de su posible oxidación.

Los principales parámetros en la estructura de orificios son los siguientes:

- El *pitch*, distancia entre los centros de dos orificios consecutivos.
- El diámetro interno del orificio metálico, menor de las distancias entre los dos bordes metálicos.
- El diámetro interno del orificio en el material aislante.

En la figura 5.3 se muestra una fotografía de un orificio, obtenida a través de un microscopio electrónico.

5.3 Operación del GEM

El principio de funcionamiento del GEM, como su nombre indica (*Gas Electron Multiplier*), se basa en el proceso de multiplicación de carga que tiene lugar en sus orificios en el interior de un volumen gaseoso.

5.3. Operación del GEM

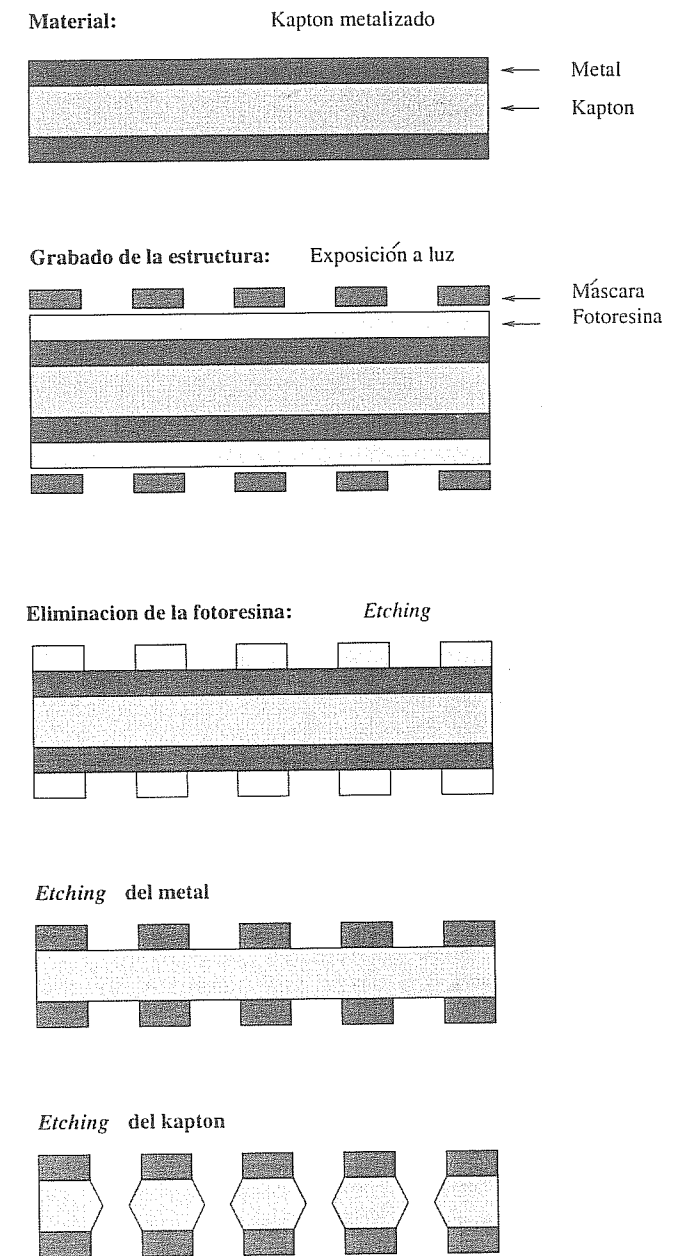


Figura 5.2: Esquema de los pasos seguidos en la fabricación del GEM.

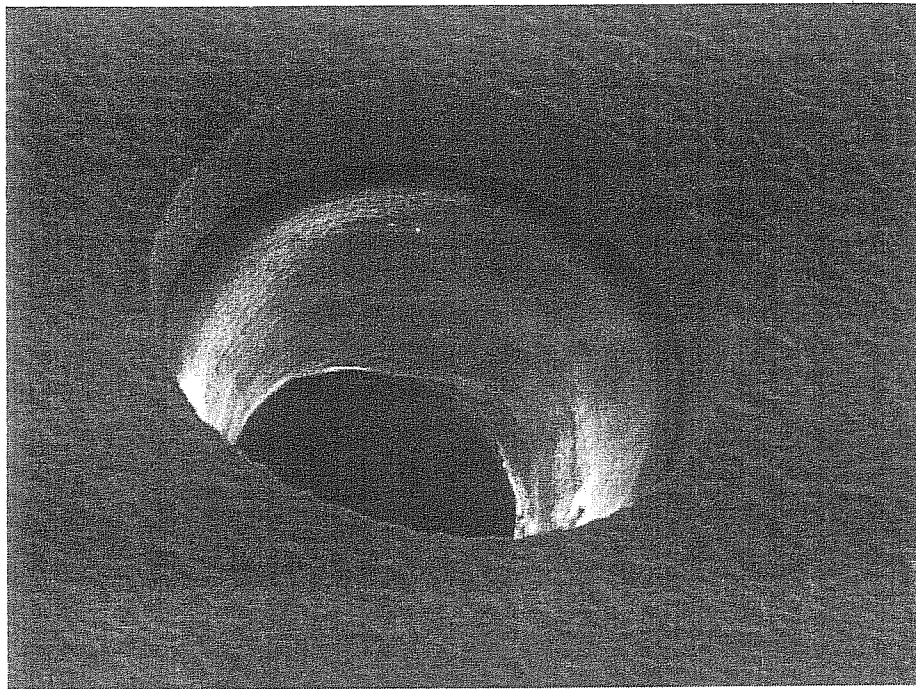


Figura 5.3: Fotografía de uno de los orificios del GEM obtenida a través de un microscopio electrónico.

La aplicación de una diferencia de potencial adecuada entre sus dos caras origina un campo eléctrico intenso en el interior de sus orificios. Este campo acelera los electrones que viajan a través del mismo, suministrándoles la energía necesaria para ionizar y generar así una nube de pares ión-electrón. El propio campo produce la separación de cargas, conduciendo los iones hacia la cara del GEM conectada a menor potencial (típicamente denominada cara superior) y a los electrones a la cara opuesta (cara inferior).

La instalación del GEM entre dos superficies, que consideraremos metalizadas total o parcialmente (como pueden ser el plano de deriva y el de micropistas en una MSGC), permite la separación del espacio entre ellas en dos regiones, denominadas *zona de deriva* y *zona de colección*. La primera de ellas estaría limitada por la cara superior del

GEM y el plano sobre ella (*plano de deriva*), mientras que la segunda está definida por la cara inferior del GEM y el denominado *plano de colección*.

Aplicando los potenciales adecuados a los cuatro planos anteriores, es posible generar un campo uniforme en las dos zonas definidas, ambos con el mismo sentido de sus líneas y con intensidades dependientes de las diferencias de voltaje establecidas. El intenso campo que estos mismos voltajes generan en el interior de los orificios del GEM altera las líneas de campo en las proximidades de éstos, provocando la focalización de las mismas hacia su interior. Esta focalización es la responsable de que los electrones primarios, generados por una interacción en la región de deriva, sean conducidos hacia los orificios, siendo entonces sometidos al proceso de multiplicación.

Los electrones generados en este proceso de avalancha abandonan los orificios a través de la cara inferior, en cuyas proximidades se produce la desfocalización de las líneas. Una fracción de estos electrones es recogida por la propia superficie inferior del GEM, siendo el resto de los electrones conducidos hacia el plano de colección. Por su parte, los iones generados se reparten entre la cara superior del GEM y el plano de deriva.

La figura 5.4 muestra un esquema de las líneas de campo en los orificios del GEM y en la región de deriva y colección más próxima a éstos.

A parte de la dependencia de la amplificación en el GEM con la diferencia de potencial entre sus caras, ésta también depende fuertemente de la geometría del mismo [87]. Factores como el tamaño y forma de los orificios, la distancia entre ellos o el espesor del kapton y de las capas metálicas, influyen en la intensidad que el campo dipolar adquiere para valores fijos de la diferencia de potencial establecida.

A continuación se indica el efecto de estos parámetros sobre características concretas de la operación:

- La disminución del diámetro del orificio provoca un aumento de la intensidad del campo eléctrico en el mismo, aumentando, por tanto, la ganancia. Sin embargo, cuando el diámetro se hace del orden del espesor de la lámina de kapton se produce un efecto de saturación en la ganancia, debido probablemente a la pérdida de

cargas por difusión [87, 86].

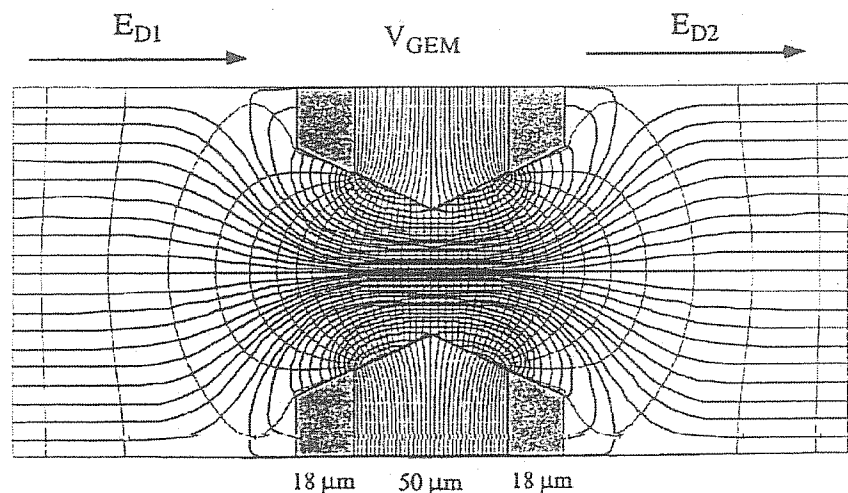


Figura 5.4: Esquema de las líneas de campo generadas en los orificios del GEM. Los electrones generados en el gas por ionización son conducidos por el campo E_{D2} hacia el interior de los orificios. En ellos sufren un proceso de multiplicación, debido al intenso campo generado por la diferencia de potencial entre las caras del GEM, V_G . El campo E_{D1} aleja los electrones de la avalancha de la superficie del GEM.

- La disminución del *pitch* aumenta la superficie perforada y, en consecuencia, facilita el paso de los electrones a través del GEM. Esto afecta a la transparencia eléctrica ¹ y permite mayor flexibilidad a la hora de elegir el voltaje en el plano de deriva (ver secciones 5.4.6 y 5.5.5).

¹La transparencia eléctrica del GEM se manifiesta en el número de electrones primarios que alcanzan el interior de los orificios del GEM frente a su número total. Se define también la transparencia óptica del GEM como el cociente entre el área perforada y el área total del detector, dependiendo por tanto de factores puramente geométricos. La transparencia eléctrica es siempre mayor o igual que la óptica.

- La forma del orificio afecta a los procesos de acumulación de carga sobre el material aislante, ya que influye en el número de líneas de campo que mueren sobre el mismo. Esta acumulación de carga es responsable de variaciones en la ganancia durante los primeros momentos de operación del GEM (*charging-up*) y repercute, también, en la resistencia del detector a elevados flujos de radiación.
- El espesor de la capa de material aislante afecta sobre la ganancia del GEM, ya que determina la longitud del canal de amplificación.

En cualquier caso la elección de estos parámetros no está únicamente determinada por la búsqueda de las condiciones óptimas de operación, sino que hay que tener en cuenta las restricciones impuestas por el propio proceso de fabricación.

5.4 Análisis sobre la señal en el GEM

Antes de la utilización del GEM como elemento preamplificador, se realizaron una serie de pruebas con las que se trataba de analizar el movimiento de cargas en función de los campos en la zona superior e inferior del mismo, así como la ganancia y su uniformidad a lo largo de la superficie, su posible envejecimiento o variaciones de la ganancia a corto plazo.

5.4.1 Dispositivo experimental

Este tipo de estudios se llevaron a cabo con GEMs realizados sobre kapton de 50 μm de espesor y metalizados por ambas caras con una capa de Cu de 4 μm . Algunos de ellos poseían, además, un recubrimiento de Ni sobre el Cu. Las dimensiones relevantes de estos GEMs son: 70 y 90 μm los diámetros de los orificios en el kapton y en el metal, respectivamente, y 140 μm de *pitch*.

Su montaje se realizó en la misma caja de acero utilizada en los tests con las MSGCs. El GEM bajo test era colocado entre dos planos metalizados por la cara más próxima a éste, definiendo dos regiones de 3 mm de altura. En la figura 5.5 muestra la fotografía de un GEM instalado en la caja de tests.

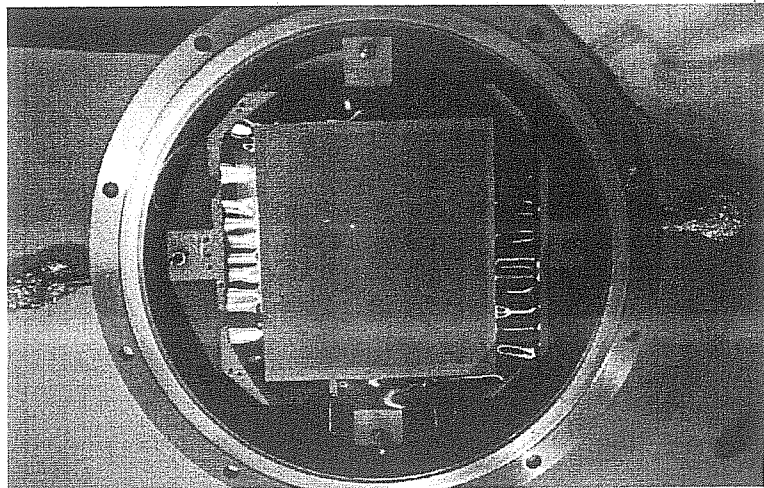


Figura 5.5: Fotografía de un GEM instalado en la caja de tests.

El campo en los orificios del GEM se generó mediante la aplicación de un potencial de polaridad negativa en una de las caras y polarizando la otra a tierra. El plano sobre la cara con voltaje del GEM era conectado a un potencial negativo, superior, en valor absoluto, al de ésta. Se define, de este modo, la denominada zona de deriva. Al otro plano se le suministró un potencial de polaridad positiva, definiéndose la zona de colección. En la figura 5.6 se muestra un esquema de los planos que constituyen el detector y los voltajes aplicados a cada uno de ellos.

La cámara fue irradiada con fotones procedentes del generador de rayos X descrito en la sección 3.3.2, extrayéndose la señal directamente de la cara inferior del GEM. Esta señal fue conducida al preamplificador ORTEC 142PC y, la salida de éste, al amplificador AFT Research Amplifier Model 2025. La digitalización se realizó con un osciloscopio Tektronix TDS 684A, transfiriéndose la información a un PC conectado a éste mediante una interface GPIB.

5.4.2 Generación de la señal

La señal analizada en estos estudios fue extraída de la cara inferior del GEM. Esta señal se genera por el movimiento de los electrones que son

conducidos hacia el plano de colección. Esto es debido a que, como se vió en la sección 2.3.3, la generación de señal eléctrica requiere la realización de un trabajo empleado en el desplazamiento de cargas.

El hecho de que esta señal sea generada por electrones que se alejan del electrodo de lectura, determina que su polaridad sea la correspondiente a carga positiva (a pesar de que en este electrodo se recogen electrones, el trabajo desarrollado en ese proceso no es significativo).

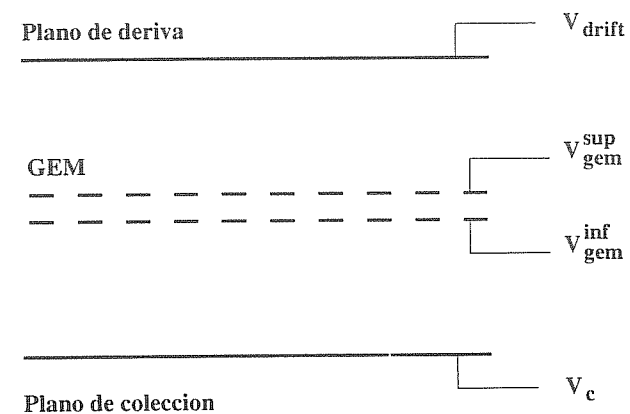


Figura 5.6: Esquema de los planos instalados en el interior de la caja de test.

5.4.3 Variación de la ganancia a corto plazo

La variación de la ganancia durante los primeros minutos de irradiación es un fenómeno típico de las cámaras de micropistas (sección 3.5.2). Este fenómeno se explica por efectos de polarización y carga del sustrato. Parece lógico pensar en la aparición de procesos de este tipo en el GEM, debidos, también, a fenómenos de polarización o acumulación de carga en el material aislante.

La polarización, en este caso del kapton, se produce al subir los voltajes en los diferentes electrodos, independientemente de que el GEM esté o no sometido a radiación. Este fenómeno se manifiesta en un aumento de la altura de pulso durante los primeros momentos de operación. Su estudio lo realizamos a través de la variación en la altura

de pulso registrada en posiciones concretas del GEM. El modo de operar fue el siguiente: inmediatamente después de subir los voltajes a los diferentes electrodos se comenzó a irradiar, registrando la altura de pulso en un punto conocido (caracterizado por la posición de la bancada micrométrica sobre la que se encuentra el tubo de rayos X) que tomaremos como posición inicial. A partir de esta punto nos desplazamos en dirección horizontal a posiciones también controladas, registrando un espectro en cada una de ellas. Una vez acabada la serie (compuesta por ocho puntos y realizada en aproximadamente 50 minutos) volvimos a la posición inicial, repitiendo de nuevo las posiciones y registrando los correspondientes espectros en cada una de ellas. La figura 5.7 muestra el valor medio de la altura de pulso correspondiente al pico de 5.4 KeV del Cr en las diferentes posiciones y para las dos series anteriormente mencionadas. El efecto de la polarización se pone de manifiesto en los cuatro primeros puntos de la serie. A medida que avanzamos en la misma el efecto es menor, ya que corresponden a espectros registrados cada vez en tiempos más alejados de aquel en que fueron subidos los voltajes. El quinto punto de la serie, en el que la polarización ya no es evidente, fue registrado 30 minutos después de que se estableciesen los voltajes en los diferentes electrodos, lo cual indica que la polarización del kapton tiene lugar en un tiempo inferior. Hay que tener en cuenta una posible dependencia de este tiempo con la intensidad de los campos establecidos, que repercuten en la velocidad de la polarización. En estas medidas el voltaje establecido en el plano de deriva fue de -1500 V, en la cara superior del GEM de -500 V (estando la cara inferior a tierra) y en el plano de Cobre de +1500 V.

La variación de la ganancia por efecto de la polarización es aproximadamente de un 9% (valor correspondiente a los dos primeros puntos de la serie).

Otro factor que da lugar a variaciones en la ganancia tras los primeros momentos de operación es la acumulación de carga que se produce en el kapton. Una vez comenzada la irradiación, cierta fracción de la carga generada en el proceso de avalancha, que depende de la configuración concreta de las líneas de campo, es conducida a las paredes de kapton de los orificios. El carácter aislante de este material impide el relajamiento total de esta carga. De forma que quedará un remanente de la misma, acumulada en estas paredes, durante la operación.

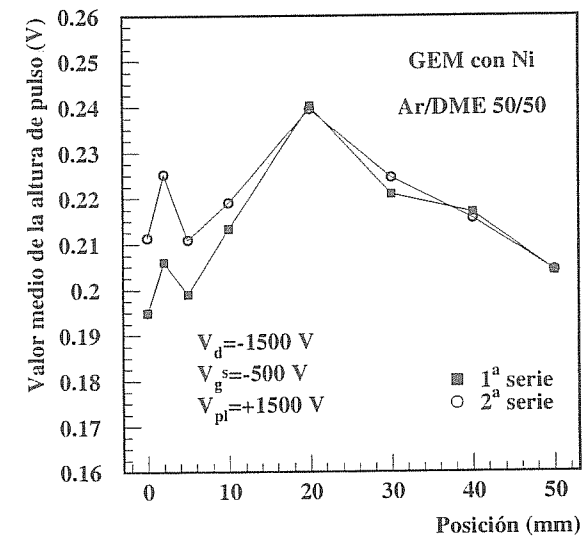


Figura 5.7: Estudio del efecto de la polarización sobre la altura de pulso. La primera serie fue registrada inmediatamente después de subir los voltajes, avanzando hacia la derecha desde el punto indicado como 0 mm. La segunda serie se registró, comenzando en el mismo punto, una vez finalizada la primera. El punto en la posición 20 mm, en el que ya no se observa ningún efecto de polarización, fue tomado 30 minutos después de subir los voltajes.

Esta carga acumulada ocasiona una modificación de los campos eléctricos y, por tanto, de la ganancia del detector. Este fenómeno, conocido como *charging up*, se manifiesta como una variación en la altura de pulso durante los primeros momentos de irradiación. Tras un cierto periodo, que depende de la intensidad de la radiación incidente, la ganancia y, en consecuencia, la altura de pulso se estabilizan. Esto indica la existencia de un límite en esta cantidad de carga acumulada. A diferencia de lo que ocurre en las cámaras de micropistas, el *charging*

up tiende a aumentar la ganancia, lo cual manifiesta una focalización del campo eléctrico en los agujeros.

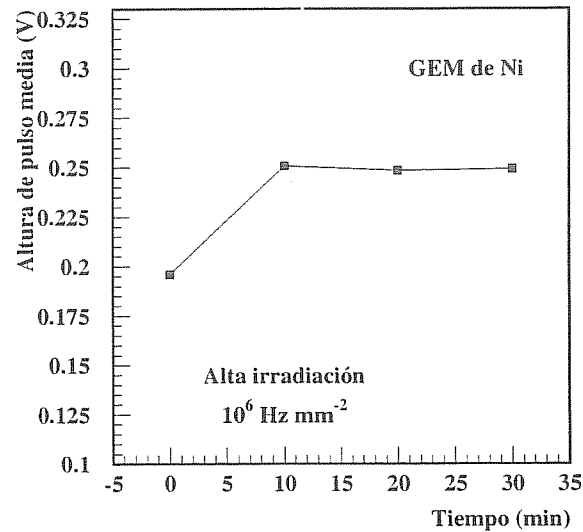


Figura 5.8: Efecto de la acumulación de carga sobre la altura de pulso.

Los estudios realizados indican un aumento de la altura de pulso debido a este fenómeno de acumulación de carga. En las medidas realizadas para diferentes posiciones de irradiación, la altura de pulso inicial llegó a ser un 38 % inferior a la alcanzada una vez estabilizada. Este porcentaje varía de unas posiciones a otras dentro de un mismo GEM, lo cual pone de manifiesto una falta de uniformidad bien en la superficie de kapton expuesta a la radiación en los diferentes orificios, o bien en las superficies metálicas y, por tanto, en la configuración de las líneas de campo.

En estos estudios también se observó la dependencia del tiempo necesario para alcanzar la estabilización con la intensidad de la radiación incidente.

La figura 5.8 muestra el incremento de la altura de pulso tras diez minutos de alta irradiación ($\approx 10^6 \text{ Hz mm}^{-2}$), alcanzando después un valor estable. La dependencia de la variación de la altura de pulso con la tasa de irradiación se puede observar en la figura 5.9. Una disminución de la tasa en un factor 6 se refleja claramente sobre el ritmo de variación de la altura de pulso.

La acumulación de carga afecta también a la resolución en energía del detector. La mejora en la resolución en energía oscila, una vez estabilizada la ganancia, entre un 4 y un 30 por ciento. Esto se explica porque, mientras no se alcanza la estabilización, el incremento paulatino de la carga sobre el kapton ocasiona ligeras modificaciones en el campo, con el consecuente incremento de las fluctuaciones en la ganancia.

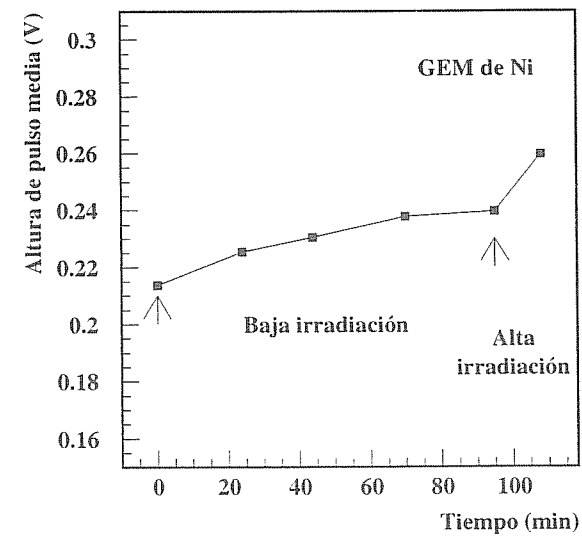


Figura 5.9: Evolución de la altura de pulso bajo irradiación. La segunda flecha indica el paso de baja a alta irradiación.

5.4.4 Envejecimiento del GEM

Los mismos procesos responsables del envejecimiento de los planos de micropistas pueden ocasionar también el deterioro del GEM y, por tanto, una degradación en su operación. La lectura de la señal procedente del GEM, sin ningún otro elemento de amplificación, permitió analizar el envejecimiento de este elemento.

El monitoreo de la señal procedente del GEM durante el periodo de alta irradiación, se llevó a cabo de forma semejante a la expuesta en la sección 3.7 para analizar las posibles variaciones en la ganancia por el envejecimiento de los planos de micropistas. El GEM es sometido a un elevado flujo de radiación (superior a $2 \times 10^4 \text{ Hz mm}^{-2}$) en periodos de 30 minutos. Entre ellos el flujo se reduce (en más de un orden de magnitud), de forma que es posible grabar un espectro de señal sin que se produzca apilamiento de pulsos. A partir de la posición del pico correspondiente al Cr en el espectro del tubo de rayos X, se estima la ganancia del detector, permitiendo analizar su evolución a medida que aumenta la cantidad de carga acumulada. Los espectros registrados permiten también determinar la resolución en energía.

Los tests de envejecimiento se repitieron con varios GEMs e irradiando zonas diferentes de un mismo plano. La tabla 5.1 resume las características principales de operación, e indica un límite inferior a la cantidad de carga acumulada durante los mismos sobre la cara inferior del GEM ².

²La estimación de esta carga se realizó a partir de un valor promedio de la ganancia del GEM para los voltajes de operación establecidos. Se tuvo también en cuenta la proporción de electrones que se dirigen hacia la cara inferior del GEM en relación con los responsables de la formación de la señal, que son aquellos que abandonan este plano hacia el de Cu. Esta proporción depende del campo en la zona inferior del GEM, y fue estimada a partir de las corrientes medidas en la cara inferior del GEM y en la placa de Cu operando con los voltajes correspondientes.

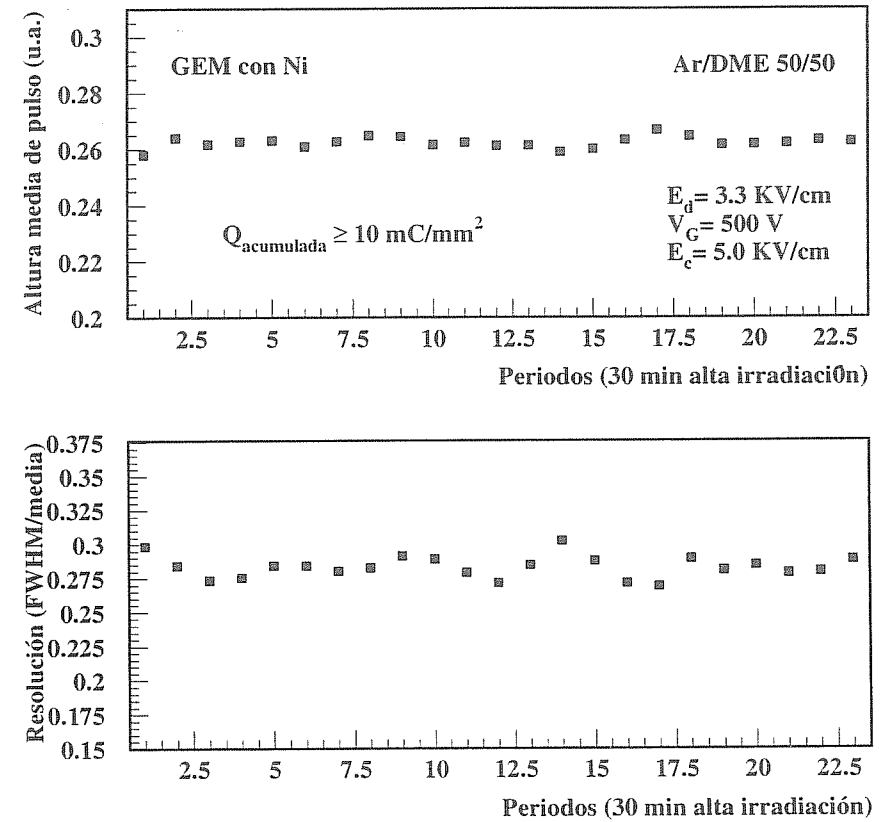


Figura 5.10: Estudio del envejecimiento de un GEM.

En ninguno de ellos se ha observado un deterioro en la respuesta del GEM. La figura 5.10 muestra la evolución de la ganancia y de la resolución en energía durante uno de los tests.

Durante el test de mayor duración se pudo observar una modulación de la ganancia. El periodo de la modulación coincide con los intervalos día-noche, atribuyéndola, por tanto, a una dependencia de la ganancia con la presión y la temperatura. En la figura 5.11 se puede apreciar la

citada modulación.

La carga acumulada sobre los GEMs en cualquiera de estas pruebas supera en más de dos órdenes de magnitud la que se espera que se acumule en un año de operación en DIRAC.

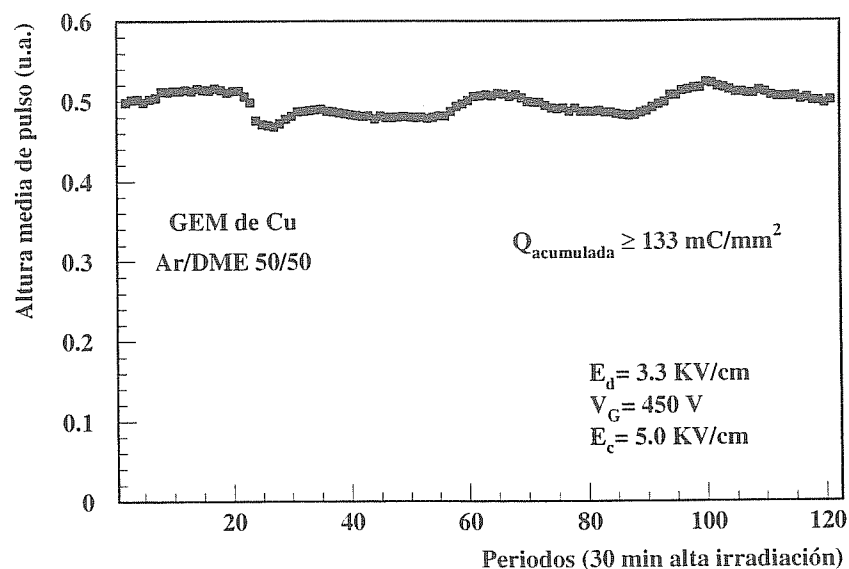


Figura 5.11: Evolución de la ganancia en el GEM bajo la incidencia de una alta tasa de irradiación. La cámara se tuvo en observación durante dos días y tres noches. El comienzo de la irradiación coincide con las últimas horas de la tarde.

5.4.5 Uniformidad en la respuesta del GEM

La respuesta del GEM, reflejada en su ganancia y su resolución energética, depende fuertemente de las características geométricas del mismo. Una pequeña variación entre unos orificios y otros se traduce en una importante variación del campo dipolar y, por tanto, de la ganancia.

Las diferencias entre los orificios pueden ser debidas a diferentes espesores del propio kapton o de las capas metálicas o bien a la falta de uniformidad en el proceso de formación de los orificios, dando lugar a ligeras variaciones en las formas o dimensiones de los mismos.

GEM	E_d (KV/cm)	E_r (KV/cm)	V_G (V)	$Q_{acumulada}$ (mC mm ⁻²)
Ni-I	3.3	5.0	500	≥ 8
Ni-I	3.3	6.7	500	≥ 22
Ni-I	3.3	5.0	500	≥ 10
Ni-II	3.3	6.7	500	≥ 7
Cu-I	3.3	5.0	450	≥ 133
Cu-II	3.3	5.0	500	≥ 7

Tabla 5.1: Características de los tests de envejecimiento con los distintos GEMs. Con la notación Ni-I(II) nos referimos a GEMs con recubrimiento de Ni sobre el Cu.

La dependencia de la ganancia y de la resolución en energía con la posición de irradiación se estudió con cinco GEMs. En todos los casos se operó en Ar/DME 50/50, variando la posición de incidencia del haz procedente del tubo de rayos X. Se trabajó con un campo de deriva de 3.3 KV/cm y un campo de colección de 5.0 KV/cm, siendo de 500 V la diferencia de potencial entre las dos caras del GEM.

Las figuras 5.12 y 5.13 muestran, en uno de los planos, el valor medio de la altura de pulso y la resolución en energía, respectivamente, para las diferentes posiciones antes y después de ser sometidas a alta irradiación. En la figura 5.14 se representa la variación porcentual de ganancia en cada una de las posiciones tras la alta irradiación, oscilando entre un 8 y un 22 por ciento. Las fluctuaciones dentro de un GEM llegan a ser del 30 % a ganancias del orden de 1000. No se observó que la uniformidad de la ganancia (en un GEM) sufriera variaciones antes o después del *charging up*.

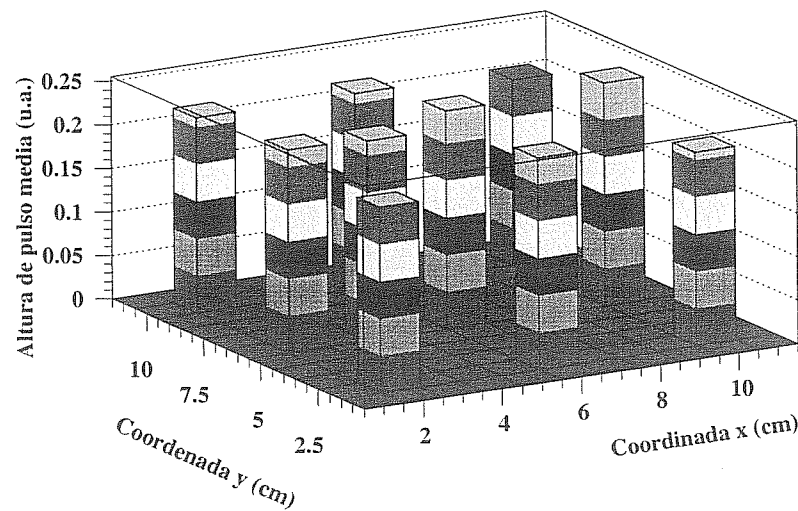
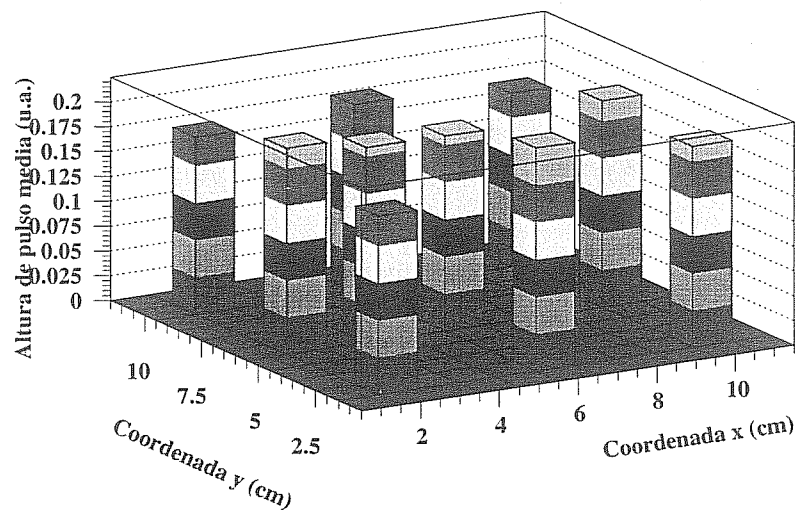


Figura 5.12: Uniformidad de la ganancia en el GEM. La gráfica superior corresponde a los espectros registrados antes de someter la posición correspondiente a alta irradiación. En la inferior los puntos ya habían sido altamente irradiados.

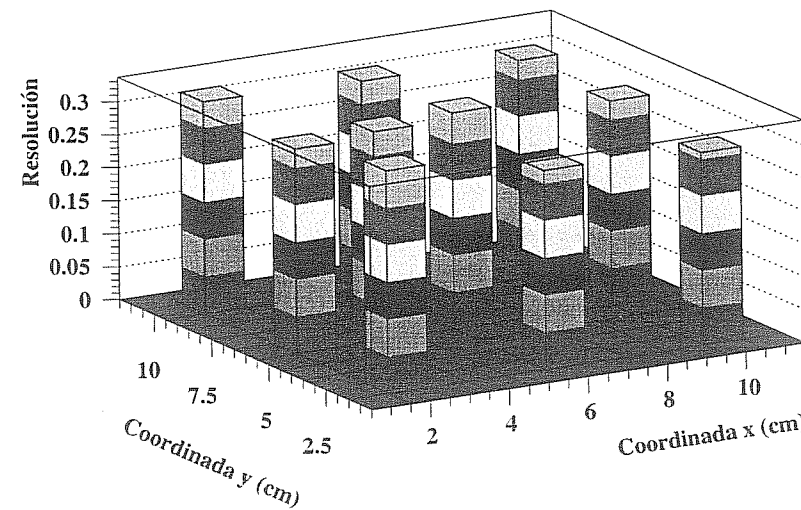
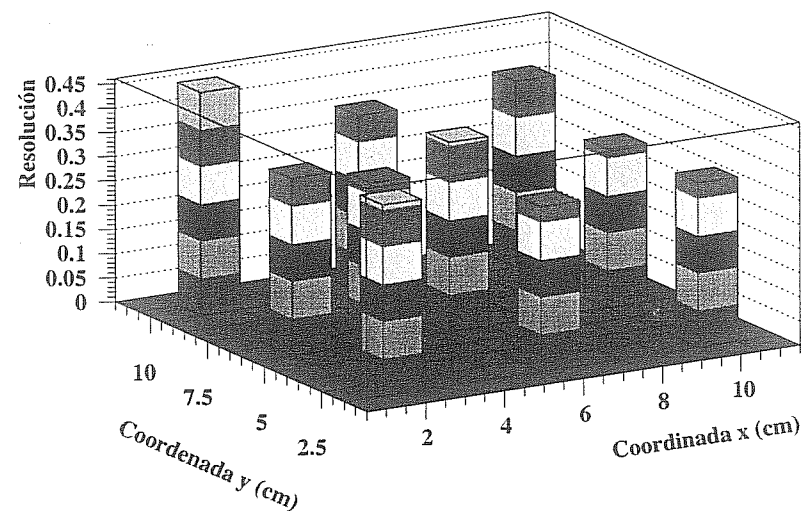


Figura 5.13: Uniformidad de la resolución en energía en el GEM. La gráfica superior corresponde a los espectros registrados antes de someter la posición correspondiente a alta irradiación. En la inferior los puntos ya habían sido altamente irradiados.

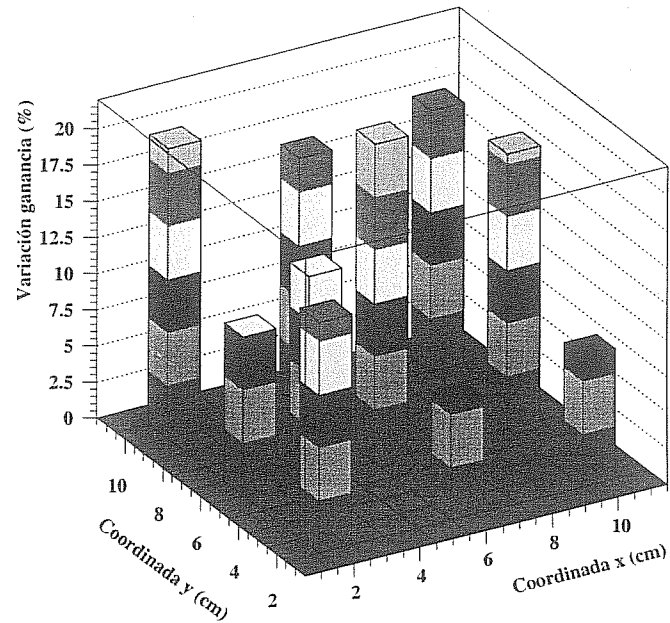


Figura 5.14: Variación de la altura de pulso relativa entre antes y después de haber sometido los puntos a alta irradiación para las diferentes posiciones estudiadas.

En uno de los GEMs, con recubrimiento de Ni, se llevó a cabo un análisis más detallado de su uniformidad en una zona reducida del mismo, concretamente de $50 \times 9 \text{ mm}^2$. La dirección horizontal fue barrida en pasos de 5 mm, mientras que en la dirección vertical las diferentes posiciones estaban distanciadas 3 mm. Se observó que las variaciones en ganancia y resolución en energía eran compatibles con las obtenidas para posiciones más distanciadas (concretamente la mayor diferencia entre alturas de pulso fue de un 28 por ciento y en resolución de un 21 por ciento). Se observó, también, una cierta regularidad en el comportamiento del GEM para las diferentes alturas barridas. Estos resultados se muestran en la figura 5.15.

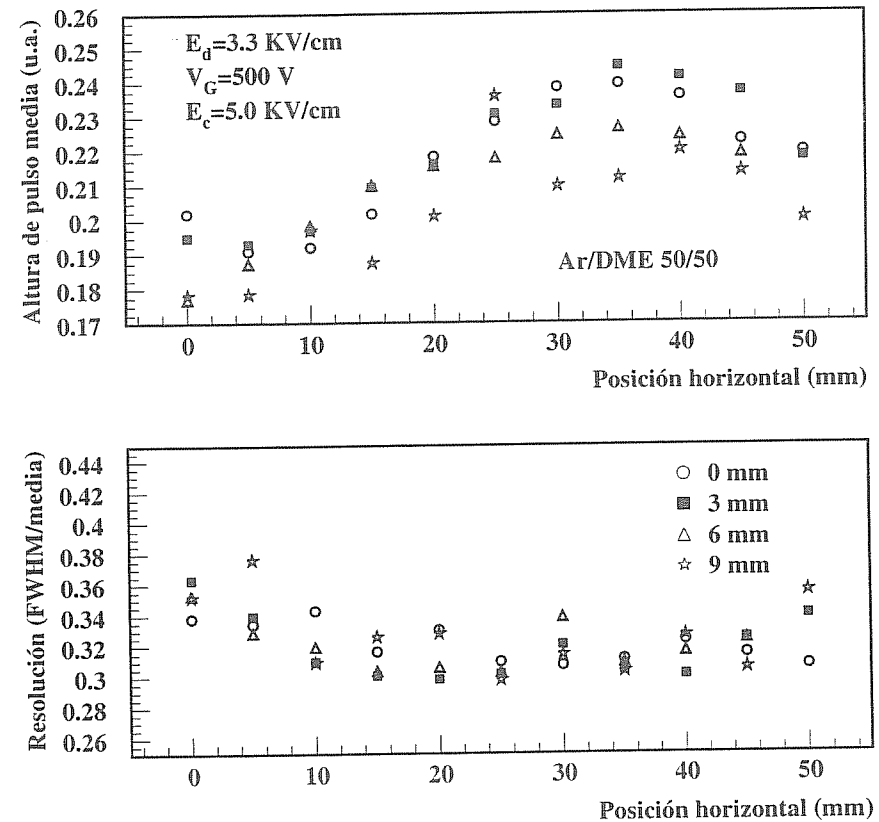


Figura 5.15: Variación del valor medio de la altura de pulso y de la resolución en energía (GEM con Ni). Las series correspondientes a diferentes alturas están distanciadas 3 mm. La posición horizontal situada en 25 mm corresponde a la posición central de la cámara.

Estos resultados ponen de manifiesto la existencia de irregularidades en los GEMs, que podrían reducirse con una mejora en las técnicas de producción. Los agujeros no son completamente uniformes, oscilando entre $90 \mu\text{m}$ y $70 \mu\text{m}$, y su forma a veces varía sustancialmente. En

cualquier caso, teniendo en cuenta las elevadas ganancias que se pueden alcanzar con este elemento, la variación de la altura de pulso entre unos puntos y otros no implica pérdidas en la eficiencia de detección. Por otro lado, el efecto de no uniformidad trabajando con un factor de preamplificación bajo se suprime exponencialmente (ver sección 8.2.3), con lo que no parece que acarree problemas a la hora de introducirlo como elemento preamplificador en un detector dedicado al *tracking*.

5.4.6 Efecto del campo de deriva

Los efectos del campo de deriva se manifiestan tanto en la ganancia como en la resolución en energía del GEM. Esto es debido a que este campo afecta a los procesos de recombinación electrón-ión que tienen lugar en la zona de deriva así como a la transparencia eléctrica del GEM. La dependencia con este campo del proceso de amplificación en sí, que tiene lugar en los orificios del GEM, es pequeña.

Para valores bajos del campo de deriva los procesos predominantes son los procesos de recombinación electrón-ión. La mayor parte de los electrones primarios generados, conducidos lentamente por el débil campo hacia la cara superior del GEM, se recombinan antes de alcanzarla. El campo no es lo suficientemente intenso para conducirlos de forma efectiva. Esto hace que la ganancia tome valores bajos, ya que son pocos los electrones que llegan al GEM y, por tanto, puedan originar avalancha, y empeora la resolución en energía, debido a la gran aleatoriedad en el número de ellos recolectados. Este número depende, por ejemplo, del punto de interacción. Cuanto más próximo esté este punto del GEM mayor será la probabilidad de que los electrones lleguen al mismo antes de recombinarse. Este proceso ocurre para campos de deriva inferiores a 1 KV/cm. El aumento del campo disminuye la probabilidad de recombinación, llegándose a hacer prácticamente despreciable.

El segundo factor determinante de la dependencia con el campo de deriva es la transparencia eléctrica del GEM, entendiéndose ésta como la proporción de líneas de campo que atraviesan los orificios del GEM respecto al número total que muere en la cara superior del mismo. Esta transparencia está realmente dominada por la relación entre la intensidad del campo de deriva y el campo en los orificios del GEM. En caso

de que el campo dipolar fuese nulo, las líneas de campo en la región de deriva serían paralelas entre sí y perpendiculares a la superficie del GEM. La fracción de electrones recolectada por los orificios, y que sufrirían por tanto el proceso de amplificación, vendría determinado por la transparencia óptica del GEM. Es decir, por la relación entre el área perforada y el área total. La existencia del campo dipolar deforma las líneas de campo en la zona próxima a la superficie del GEM, produciendo un efecto de focalización de electrones hacia los orificios. Cuando el campo en la zona de deriva alcanza valores muy altos respecto al campo dipolar la focalización se hace cada vez menor, perdiéndose por tanto electrones sometidos a amplificación.

La combinación de estos dos efectos da lugar a la existencia de un campo de deriva óptimo para el cual la ganancia del GEM es máxima, coincidiendo con la zona de mejor resolución en energía.

El estudio de la operación del GEM en función del campo de deriva se realizó con diferentes GEMs y en diferentes posiciones dentro de un mismo plano. El campo de deriva se varió desde 0 a 8.3 KV/cm, con el campo de colección fijo en 6.7 KV/cm y el potencial entre las caras del GEM de 500 V. En las figuras 5.16 y 5.17 se presentan los resultados de estos estudios para la ganancia y la resolución en energía, respectivamente.

Los campos para los que la ganancia es máxima oscilan entre 3.3 y 4.3 KV/cm para los GEMs estudiados. Las diferencias pueden entenderse por pequeñas variaciones geométricas que afectan fuertemente al campo dipolar. La comparación de las dos figuras pone de manifiesto que la zona de mayor ganancia está asociada a una mejoría de la resolución en energía. La mejor resolución se sitúa en torno al 30 % FWHM.

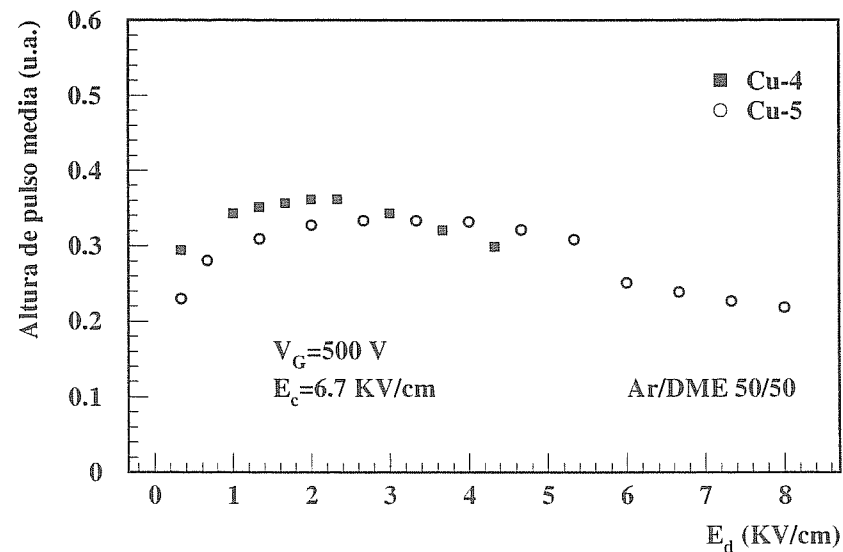
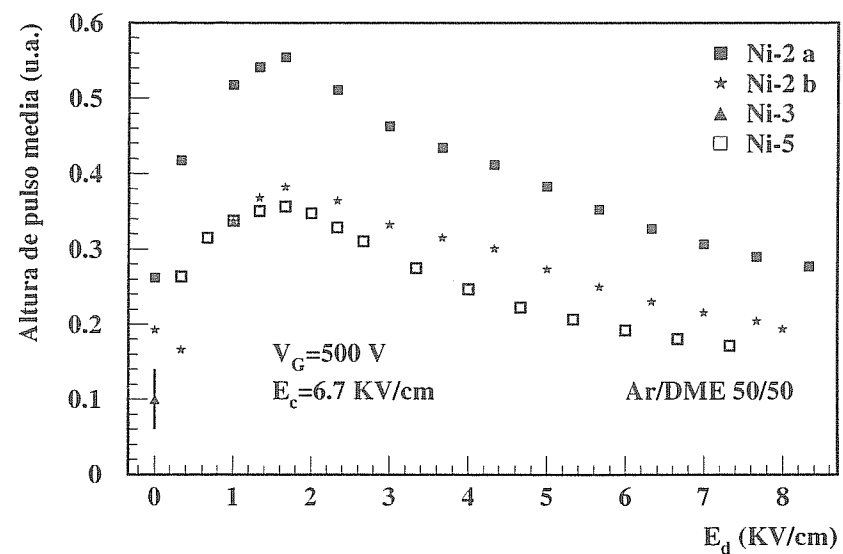


Figura 5.16: Variación del valor medio de la altura de pulso con el campo de deriva para diferentes GEMs.

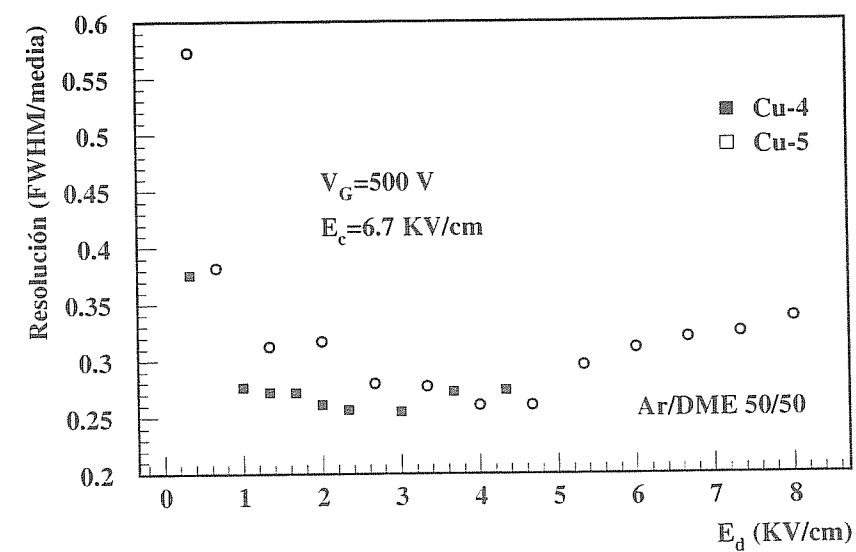
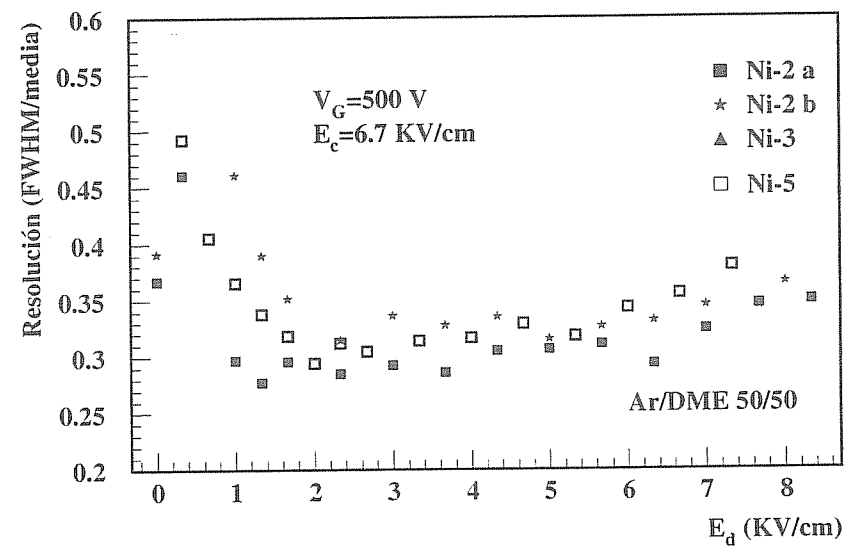


Figura 5.17: Variación la resolución en energía con el campo de deriva para diferentes GEMs.

El hecho de que la transparencia eléctrica del GEM dependa realmente de la relación entre el campo de deriva y el campo dipolar, no del campo de deriva en sí, hace que el valor óptimo de este último dependa de la diferencia de potencial establecida entre las caras del GEM. Para poner de manifiesto esta dependencia se varió el campo de deriva en uno de los GEMs con un valor diferente del campo dipolar. La diferencia de potencial entre las dos caras del GEM fue de 470 V. Los resultados muestran, como se puede apreciar en la figura 5.18, un ligero corrimiento del campo óptimo hacia valores inferiores. Este comportamiento se explica teniendo en cuenta que cuanto menor sea el campo dipolar mayor es el predominio del campo de deriva sobre él, disminuyendo su capacidad de focalización de los electrones.

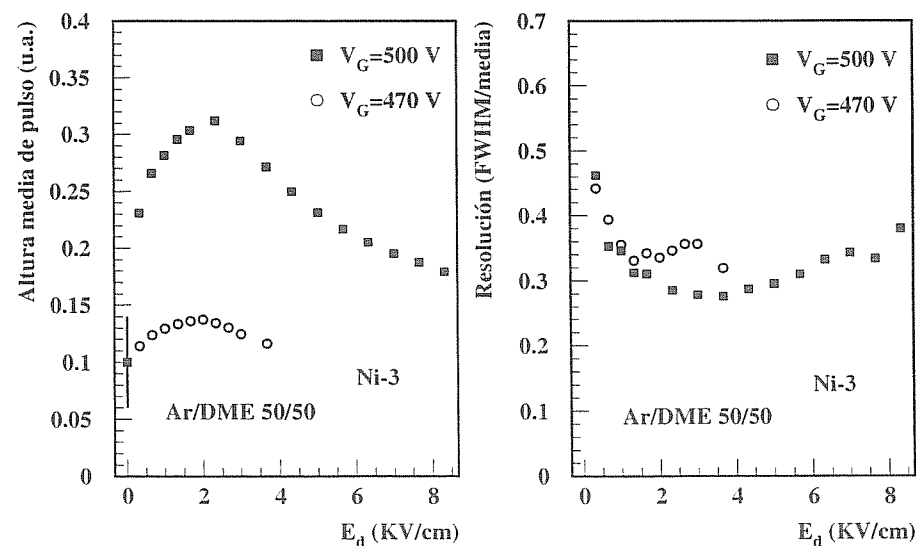


Figura 5.18: Comparación de la evolución de la altura de pulso con el campo de deriva para dos valores diferentes del voltaje entre las caras del GEM.

5.4.7 Efecto del campo de colección

Como se vio en la sección 2.3.3, la señal de un detector gaseoso se forma al desplazarse la carga en el campo eléctrico creado por los electrodos. En consecuencia, la señal procedente de la cara inferior del GEM es debida al desplazamiento de los electrones procedentes del proceso de amplificación en el campo dipolar. Esto explica que la polaridad de la señal extraída de esta cara corresponda a la lectura de carga iónica, ya que es producida por electrones que se alejan del electrodo.

Cuanto mayor sea el campo en esta región inferior mayor será el porcentaje de carga que se desplaza hacia el plano de colección, esperándose, por tanto, un aumento de la señal leída. El campo de colección influye también sobre el campo dipolar, de forma que un aumento en dicho campo provocaría un incremento de la ganancia absoluta en el GEM, aumentando el número de pares electrón-ión generados. Sin embargo esta influencia no tiene efectos importantes, tal y como se muestra en [106]. Esto se pone de manifiesto mediante la medida de las corrientes en los diferentes electrodos en función del campo de colección. La suma de la corriente en el plano de deriva y en la cara superior del GEM es una medida de la cantidad total de iones producidos, teniendo que coincidir con la suma de corrientes en el electrodo inferior y en la cara inferior del GEM, correspondiente a la cantidad total de electrones. El incremento de ambas corrientes con el campo de colección en un rango de 10 KV/cm no alcanza el 25 %.

El estudio de la operación del GEM en función del campo de colección se realizó registrando la altura de pulso extraída de la cara inferior del mismo para diferentes valores del campo. Esta altura de pulso permitió realizar un análisis de la evolución de la ganancia y de la resolución en energía. Los estudios se realizaron con diferentes GEMs, fijando el campo de deriva en 3.3 KV/cm y el voltaje en el GEM en 500 V. El campo de colección se varió desde 0 hasta 9.7 KV/cm, comprobando que para campo nulo no se producía señal en la cámara. En las figuras 5.19 y 5.20 se presenta la evolución de la ganancia y de la resolución en energía, respectivamente, para los distintos GEMs. La forma de la curva de evolución de la ganancia parece indicar la existencia de tres regiones con comportamientos diferentes.

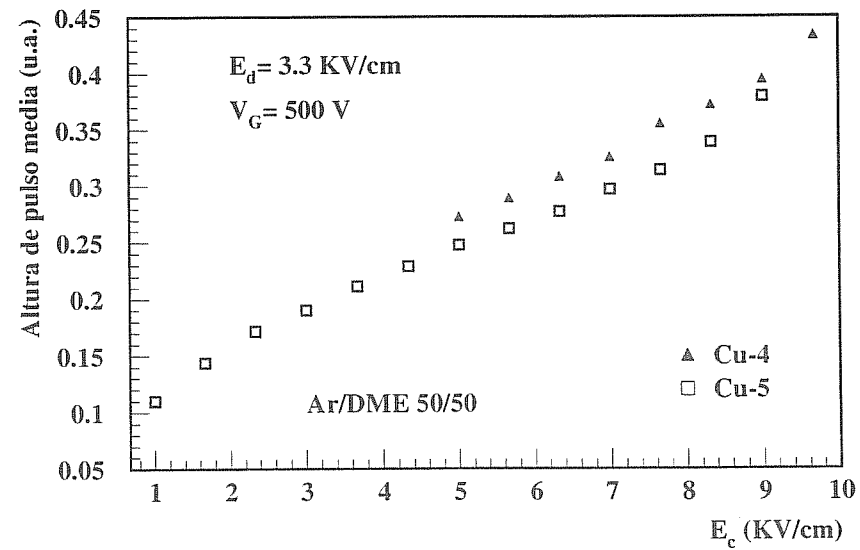
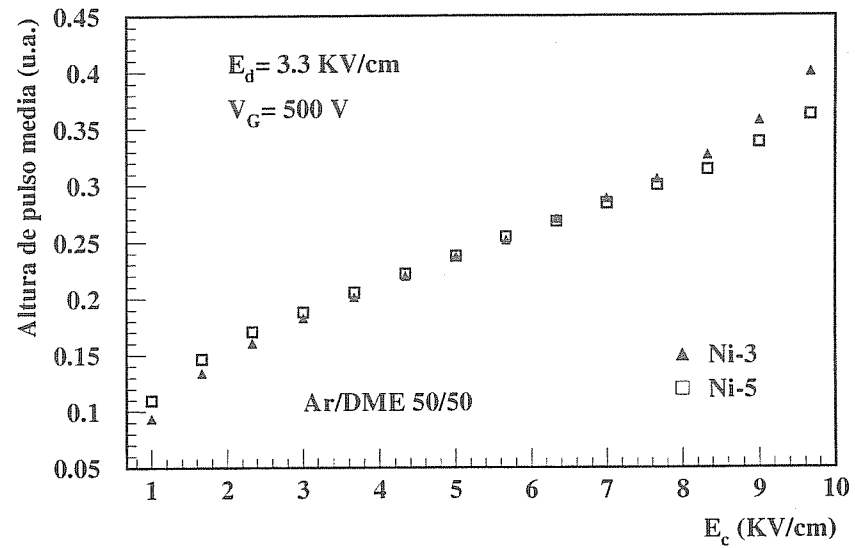


Figura 5.19: Evolución del valor medio de la altura de pulso con el campo de colección.

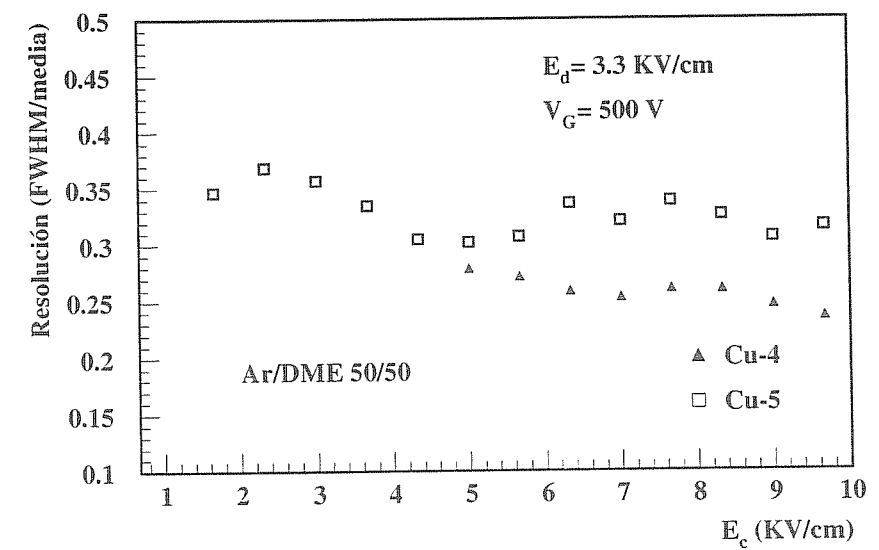
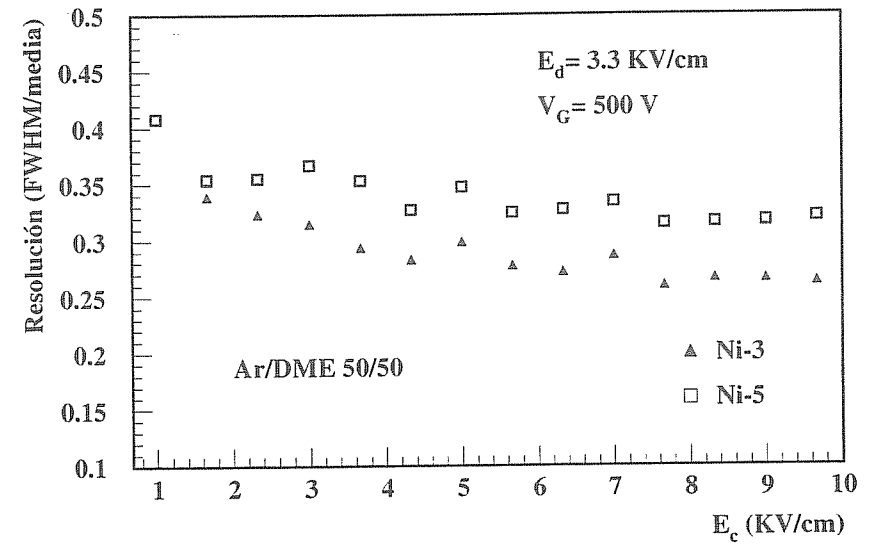


Figura 5.20: Evolución de la resolución en energía con el campo de colección.

En la zona intermedia el aumento de la ganancia con el campo de colección sería prácticamente lineal frente a las zonas extremas que presentan un crecimiento más acusado. Esto se puede interpretar del siguiente modo: inicialmente el aumento del campo de colección no sólo produce un aumento de la proporción de líneas de campo que se dirigen hacia el plano de colección sino que además disminuye los procesos de recombinación electrón-ión predominantes a campos bajos. La disminución de la recombinación está ligada a una mejoría notable en la resolución en energía, como se puede apreciar en la figura 5.20. Llegado a un cierto valor del campo de colección la recombinación es ya prácticamente despreciable con lo que seguir aumentando el campo afecta únicamente a la proporción de electrones dirigidos hacia el plano inferior. Estaríamos ya en la zona intermedia de la gráfica. Si seguimos aumentando el campo llega un momento en que el campo de colección aumenta la región de multiplicación, originando un aumento exponencial de la señal. Campos todavía más elevados conducen al modo *streamer*, con el consecuente incremento del riesgo de chispas y dificultando la operación. El voltaje adecuado para la operación del GEM se encuentra, por tanto, en el rango de valores intermedios.

5.5 Estudio del GEM y MSGC

5.5.1 Introducción

Los problemas observados en los tests con la cámaras de micropistas, asociados principalmente a la aparición de chispas con el consecuente deterioro del detector, condujeron a la búsqueda de otras alternativas que ofreciesen mayor estabilidad de operación.

La introducción del GEM en el año 1996, se presentó como una posible solución a los problemas de las MSGCs: el GEM, actuando como una estructura preamplificadora, permitiría reducir los voltajes de operación en las cámaras de micropistas, reduciendo así el riesgo de chispas. Por otra parte, la separación del proceso de multiplicación disminuye la nube iónica entorno a las micropistas, previniendo el deterioro de éstas y de la electrónica de lectura en caso de que se originen descargas entre los electrodos. Una tercera ventaja de la utilización de una estructura

preamplificante es el aumento de la ganancia máxima alcanzada por el detector [103]. Típicamente, en las MSGCs, el límite de esta ganancia está impuesto por la aparición de chispas, situándose en torno a 10^4 . Estas chispas están precedidas por el denominado modo *streamer* (sección 2.5), cuyo inicio lo determina la densidad de carga electrónica en la avalancha. El proceso de focalización y desfocalización de carga que tiene lugar en el GEM produce una difusión transversal de la nube de carga (ver figura 5.21 extraída de [103]), permitiendo mayores ganancias con densidades inferiores. Esto supone un aumento de la ganancia máxima en más de dos órdenes de magnitud, estando, además, determinado este límite más por la pérdida de linealidad debida al efecto de carga espacial que por la aparición de chispas.

La posibilidad de sustituir las MSGCs en DIRAC por el conjunto MSGC+GEM condujo a la realización, en los laboratorios de Santiago y posteriormente en el CERN, de pruebas con diferentes prototipos en los que se combinaron estos dos elementos.

5.5.2 Descripción de los prototipos y electrónica de lectura

En los tests realizados en el laboratorio con el conjunto MSGC+GEM se utilizaron planos de micropistas y GEMs con diferentes características.

Las combinaciones de MSGC+GEM probadas fueron las siguientes:

- I.- Plano de micropistas de Au sobre sustrato AF45. Se instrumentaron 10 ánodos para la lectura conjunta. El GEM se realizó sobre kapton de $50 \mu\text{m}$ de espesor metalizado con $4 \mu\text{m}$ de Cu. Los orificios son de $100 \mu\text{m}$ de diámetro en el metal, con un *pitch* de $200 \mu\text{m}$.
- II.- Plano de micropistas de Au sobre sustrato vidrio DESAG D263. 17 ánodos fueron instrumentados para la lectura en grupo. El GEM se desarrolló en kapton de $50 \mu\text{m}$ de espesor metalizado con $4 \mu\text{m}$ de Cu y recubierto con Ni. Sus orificios son de $90 \mu\text{m}$ de diámetro interno en el metal y $70 \mu\text{m}$ en el aislante, con un *pitch* de $140 \mu\text{m}$.

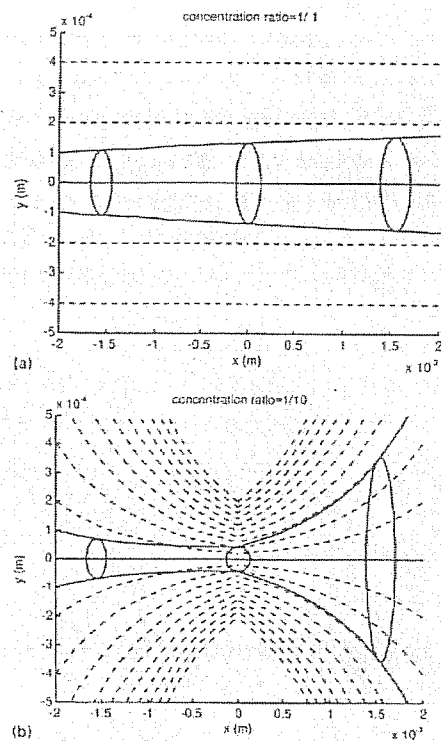


Figura 5.21: Evolución de la nube electrónica, obtenida mediante cálculos de difusión, en un campo eléctrico constante (a) y en un campo focalizante y defocalizante, similar al originado en presencia del GEM (b). Las líneas punteadas representan las líneas de campo. La línea sólida en $y=0$ define el centro de la nube electrónica. Las otras líneas sólidas indican los bordes de la nube difundida.

III.- Plano de micropistas de Au sobre sustrato DESAG D263. El número de ánodos instrumentados para la lectura fue 32. Para la realización del GEM se usó kapton de $50 \mu\text{m}$ de espesor metalizado con $4 \mu\text{m}$ de Cu. Los orificios son de $90 \mu\text{m}$ de diámetro en la zona metalizada y $70 \mu\text{m}$ en la capa aislante. El *pitch* es de $140 \mu\text{m}$.

Los tres planos de micropistas anteriores presentan una superficie

activa de $10.24 \times 10.24 \text{ cm}^2$, con ánodos de $10 \mu\text{m}$ y cátodos de $70 \mu\text{m}$, siendo el *pitch* de $200 \mu\text{m}$.

IV.- Plano de micropistas de Cr sobre sustrato DESAG D263. La estructura del GEM se desarrolló sobre kapton de $50 \mu\text{m}$ de espesor metalizado con $4 \mu\text{m}$ de Cu. Los orificios son de $90 \mu\text{m}$ y $70 \mu\text{m}$ de diámetro en el Cu y en el kapton, respectivamente, siendo el *pitch* de $140 \mu\text{m}$.

La zona activa de este último plano es de $8 \times 8 \text{ cm}^2$.

La superficie perforada de los GEMs es de $10.24 \times 10.24 \text{ cm}^2$. Alrededor de esta zona perforada los GEMs van provistos de un marco metálico. El GEM del prototipo I pertenece a la primera producción de GEMs recibida por nuestro grupo, mientras que el resto corresponden a la segunda, de mayor calidad y con una geometría más optimizada. GEMs de esta segunda producción fueron los probados en la sección 5.4.

El conjunto MSGC+GEM se instaló en la misma caja de acero utilizada en las pruebas con los planos de micropistas. El plano inferior fue el de micropistas, sobre el que se colocó un marco de Stesalit de 3 mm de espesor, utilizado como soporte del GEM. El contacto entre el marco de Stesalit y el GEM debe realizarse a través de la región no perforada de éste, ya que el contacto con los orificios incrementa el riesgo de chispas. Un nuevo marco de Stesalit, también de 3 mm , se coloca sobre el GEM para separarlo del plano de deriva. Éste es de vidrio DESAG D263 de $100 \mu\text{m}$ de espesor y metalizado por una de sus caras.

El análisis de la operación de las cámaras se realizó a partir de la señal extraída del grupo de ánodos instrumentados. Esta señal fue conducida a un preamplificador ORTEC 142 PC, siendo después nuevamente amplificada a través de un amplificador AFT Research Amplifier Model 2025. La salida de éste fue llevada a un osciloscopio Tektronix TDS 684A, para su digitalización. El osciloscopio se conectó mediante interface GPIB a un PC, permitiendo así la lectura y registro de la señal a través de un programa realizado en LabView.

Parte del análisis utilizó también las corrientes registradas en los diferentes electrodos: plano de deriva, caras superior e inferior del GEM, cátodos y ánodos. La corriente en todos ellos, exceptuando los ánodos,

se obtuvo directamente a través de la fuente de alto voltaje con que era alimentado el electrodo correspondiente. Para la obtención de la corriente en los ánodos, se conectó la salida de la caja correspondiente a la señal al amperímetro FLUKE 2525, con una impedancia a tierra de 26Ω (menor que la impedancia a tierra de los ánodos dentro de la caja, $1 M\Omega$).

Los diferentes prototipos fueron irradiados por fotones procedentes de una fuente de ^{55}Fe y del tubo de rayos X descrito en la sección 3.3.2.

5.5.3 Factor de preamplificación del GEM

Se denomina factor de preamplificación al cociente entre el número de electrones que penetran en un orificio del GEM y el número de ellos que abandonan éste a través de la cara opuesta.

Usando fotones de rayos X, es posible determinar este factor comparando la carga recogida por el grupo de ánodos instrumentados en dos configuraciones de voltaje diferentes en el conjunto MSGC+GEM.

En la primera de estas configuraciones se hace operar al prototipo de MSGC+GEM en la forma convencional. Es decir, el voltaje establecido en el plano de deriva (de polaridad negativa) es mayor, en valor absoluto, al establecido en la cara superior del GEM. De este modo, los electrones liberados en la zona de deriva son conducidos hacia el GEM. El campo eléctrico en los orificios de éste, generado por la diferencia de potencial establecida entre sus caras (más negativo en la cara superior), focaliza las líneas de campo hacia los mismos. En el interior de los orificios los electrones experimentan un proceso de multiplicación, dirigiéndose la nube electrónica hacia la cara inferior. El potencial establecido en esta cara define un campo de líneas paralelas, perpendiculares al plano de micropistas, en la región entre estos dos planos. Este campo provoca la desfocalización de las líneas de campo a la salida de los orificios, y conduce los electrones hacia el plano de micropistas, experimentando una nueva etapa de multiplicación debida a la diferencia de potencial entre ánodos y cátodos.

Los electrones primarios procedentes de una interacción en la zona de deriva (entre el plano de deriva y la cara superior del GEM) sufren una primera amplificación en el GEM y una segunda en la zona próxima a las micropistas. Si la interacción del fotón se produce en la

denominada zona de colección (entre la cara inferior del GEM y el plano de micropistas) los electrones primarios experimentarán únicamente el proceso de amplificación que tiene lugar en las proximidades de las micropistas. Esto daría lugar a la aparición de dos picos en el espectro producido por radiación monoenergética. El cociente entre la posición de estos dos picos es una medida del factor de preamplificación en el GEM. Sin embargo, en la mayoría de los casos, la señal procedente de las interacciones en la zona de colección no es lo suficientemente alta para separarse del ruido, con lo que el segundo pico no es observable³.

En la segunda de las configuraciones se trata, precisamente, de aislar este segundo pico procedente de una única amplificación en la zona de micropistas. Para ello, únicamente se modifica el voltaje establecido en el plano de deriva, suministrándole un valor inferior, en valor absoluto, al de la cara superior del GEM. De este modo, los electrones generados por una interacción en la zona de deriva serán o bien conducidos hacia el plano de deriva, o bien recombinados con iones (en función de cual sea la intensidad del campo producido), pero, en cualquier caso, no generarán una avalancha que alcance los ánodos. Los electrones procedentes de interacciones primarias en la zona de colección experimentarán el mismo proceso que tiene lugar en una cámara de micropistas convencional, en la que la cara inferior del GEM haría las veces de plano de deriva. Se obtiene, así, un espectro con un sólo pico que corresponde a la amplificación en la zona de las micropistas.

Comparando la altura de la señal en una y otra configuración, ambas operando con el mismo voltaje en los cátodos y en la cara inferior del GEM, se obtiene el factor de amplificación debido al GEM.

La figura 5.22 muestra los espectros de señal obtenidos en las dos condiciones y trabajando con el prototipo designado como I en la sección 5.5.2. En ambas el voltaje en los cátodos era de -500 V y en las caras superior e inferior del GEM de -2700 V y -2230 V , respectivamente. La diferencia estaba en el voltaje del drift, con un valor de -3700 V cuando se busca la preamplificación del GEM y de -2000 V para trabajar únicamente con la amplificación del plano de micropistas. A partir de

³Hay que tener en cuenta que cuando se trabaja con el GEM el voltaje establecido en los cátodos puede llegar a ser del orden de 150 V inferior al que se necesitaría para tener señal sólo con la amplificación en las micropistas. Ésta es precisamente la gran ventaja de introducir este elemento.

esta figura se estima el factor de preamplificación en aproximadamente 10.2.

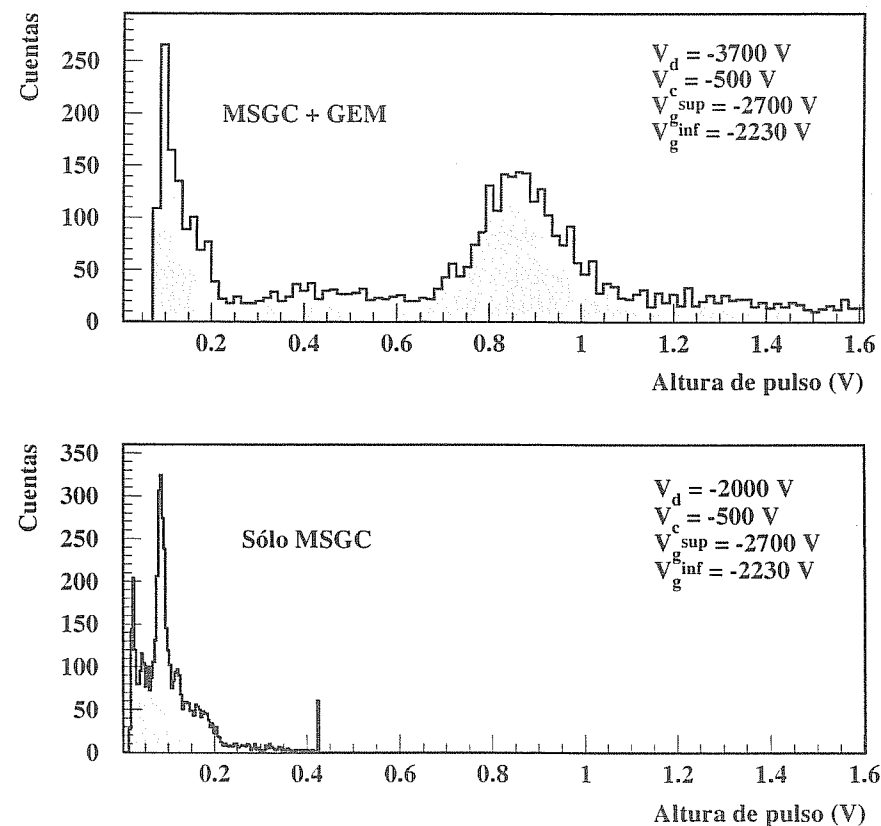


Figura 5.22: Espectros del tubo de rayos X obtenidos con la misma cámara de micropistas. El espectro superior fue obtenido utilizando la preamplificación del GEM mientras que en el inferior el GEM fue utilizado como plano de deriva, no produciendo preamplificación.

Este factor se incrementa en más de un orden de magnitud traba-

jando con los GEMs II y III, debido a las mejoras en las técnicas de producción, que permitieron una optimización de la geometría. Hay también que tener en cuenta, que el factor de preamplificación determinado de este modo no depende únicamente de la multiplicación que sufren los electrones en el campo dipolar sino también de posibles pérdidas de electrones en el GEM debido a la existencia de líneas de campo que mueran sobre su superficie. El factor estimado representa, por tanto, una preamplificación efectiva [106].

5.5.4 Distribución de las corrientes en los diferentes electrodos

El análisis de la evolución de la corriente en los diferentes electrodos en función del voltaje aplicado en los cátodos, pone de manifiesto el movimiento de cargas que tiene lugar en el detector, consecuencia del proceso de detección.

A partir de la medida de las corrientes también se puede determinar la ganancia (conocida la tasa de interacciones), siendo normalmente esta medida complementaria a la de la altura de pulso. El valor de la altura de pulso nos da una ganancia eficiente o efectiva, mientras que la corriente total nos proporciona la ganancia total.

El estudio de la distribución de corrientes se puede dividir en las tres etapas que se describen a continuación, cada una de ellas caracterizada por un determinado rango de voltajes en los cátodos:

- Voltaje nulo en los cátodos.

El conjunto GEM+MSGC se comporta simplemente como si se tratase de un GEM, no habiendo más elemento de amplificación que éste.

Los iones primarios se desplazarían hacia el *drift*, mientras que los generados en el campo dipolar se repartirían entre dicho plano y la cara superior del GEM, en función de la relación entre el campo en los orificios y el de deriva. Por otro lado, los electrones liberados en el proceso de multiplicación en el GEM irían hacia la cara inferior de éste o al plano de micropistas, en una proporción dependiente de la razón entre el campo en los orificios

y el campo de colección. Dado que las líneas de campo en la zona comprendida entre el GEM y el plano de micropistas serían paralelas entre sí y perpendiculares a éstos planos (salvo en una pequeña región próxima al GEM en la que sería deformadas por el efecto del campo dipolar) el reparto de electrones en el plano de micropistas sería uniforme, de forma que la relación entre el número de ellos recogido por los cátodos y por los ánodos, y, por tanto, entre las corrientes en dichos electrodos, vendría determinada por la razón entre sus áreas respectivas.

- Aumento del voltaje en los cátodos, hacia valores cada vez más negativos, pero sin llegar a voltajes de amplificación en las micropistas.

Las líneas de campo en las proximidades de las micropistas comienzan a deformarse; siendo cada vez mayor la proporción de líneas de campo que mueren sobre los ánodos. De este modo, la corriente en ánodos toma valores cada vez más negativos (corriente electrónica), mientras que la corriente en cátodos (también producida por electrones) se aproxima cada vez más a cero.

El efecto sobre la corriente en el resto de los electrodos es prácticamente despreciable. Sobre las corrientes iónicas, en el plano de deriva y la cara superior del GEM, afecta en la medida que el campo de colección influye sobre la amplificación en el GEM (sección 5.4.7), lo cual es insignificante en la práctica para esos voltajes. La variación sobre la corriente en la cara inferior del GEM vendría dada por la combinación de dos efectos contrapuestos. Por un lado tendería a disminuir al hacerlo la cantidad de electrones producidos en el campo dipolar ligeramente afectado por el campo de colección, y por otro tendería a aumentar ya que a menor campo de colección menor es la proporción de electrones que huyen de este plano hacia el plano de micropistas. Pero de nuevo la variación en el campo no es suficiente para que se pongan de manifiesto estos efectos.

- Voltajes en los cátodos capaces de producir amplificación de carga en la región próxima a las micropistas.

En esta configuración de voltajes hay que añadir en el reparto de carga los iones y electrones generados en las avalanchas que tienen lugar en la proximidades de las micropistas.

Los electrones que llegan al plano de micropistas procedentes del GEM son focalizados hacia los ánodos. Éstos recogen, además, los electrones procedentes de las nuevas avalanchas, con lo que sufren un brusco aumento en su corriente. Los iones de estas avalanchas son recogidos por los cátodos y por la cara inferior del GEM, de modo que la corriente en ambos electrodos pasa a ser positiva. La proporción de iones que viajen a uno o a otro depende de la relación entre el campo de colección y el campo dipolar entre ánodo y cátodo. Esto hace que en una primera etapa la mayoría de los iones viajen a la cara inferior del GEM. Por esta razón, la entrada en el régimen de avalancha en las micropistas no se refleje en los cátodos en un cambio tan brusco de corriente como en los ánodos.

Una vez alcanzado el campo de amplificación en los cátodos el ritmo de variación de la corriente, en los cátodos, los ánodos y la cara inferior del GEM, en función del voltaje en cátodos, es exponencial, ya que no lo domina básicamente la redirección de las cargas, sino la nueva generación de ellas en el entorno de las pistas.

El efecto sobre las corrientes en el *drift* y la cara superior del GEM continua siendo pequeño. El aumento observado es debido a un hecho llamativo: la recolección de iones que proceden de la zona de las micropistas y que atraviesan los orificios del GEM en sentido contrario al de los electrones, repartiéndose entre esos dos electrodos. El campo de amplificación en el GEM prácticamente no se ve afectado y, en cualquier caso, la posible variación iría en la dirección opuesta.

En la figura 5.23 se muestra un esquema de las regiones de generación de cargas libres y del movimiento de éstas en función del voltaje establecido en los cátodos.

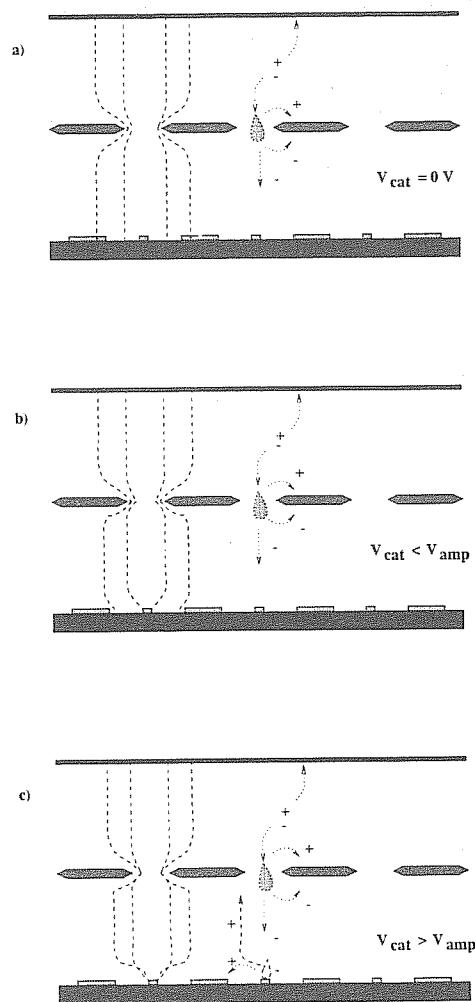


Figura 5.23: Generación y movimiento de cargas para tres valores diferentes del voltaje en los cátodos. En el caso a) este voltaje es nulo, con lo que la llegada de electrones a los cátodos y ánodos es uniforme. En el caso b) las líneas de campo se deforman hacia los ánodos, incrementando el número de electrones recogidos por éstos. En el c), el voltaje en los cátodos supera el necesario para que haya multiplicación en la región de las micropistas. Aparece, por tanto, una nueva fuente de cargas libres. Esto se traduce en un cambio más acusado en las corrientes.

La figura 5.24 muestra la evolución de las corrientes en los diferentes electrodos en función del voltaje en los cátodos. Estos resultados fueron obtenidos con el prototipo II descrito en la sección 5.5.2. Se observa claramente el predominio de la corriente iónica en la cara inferior del GEM. Estos iones proceden, como ya se expuso, de las avalanchas producidas en el entorno de las micropistas.

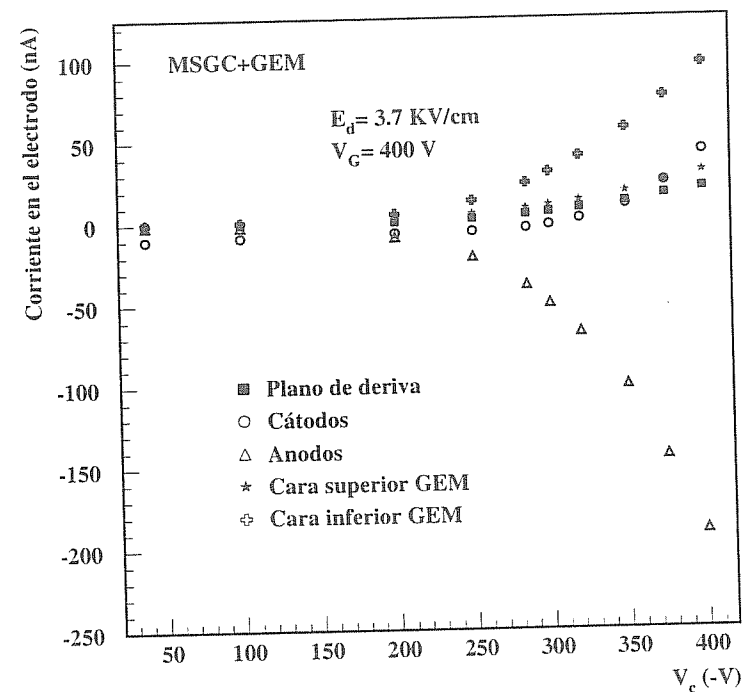


Figura 5.24: Evolución de las corrientes en los diferentes electrodos.

En la figura 5.25 se representan únicamente las corrientes en ánodos y cátodos. Se muestra un detalle en el que se aprecia más claramente la evolución de las corrientes para valores bajos del voltaje en los cátodos, y cómo, para voltaje nulo, la relación entre las corrientes es aproxi-

madamente 1/10, igual que la proporción entre las áreas de ánodo y cátodo. La evolución de estas corrientes permite estimar el comienzo de la amplificación en las micropistas entorno a los -300 V.

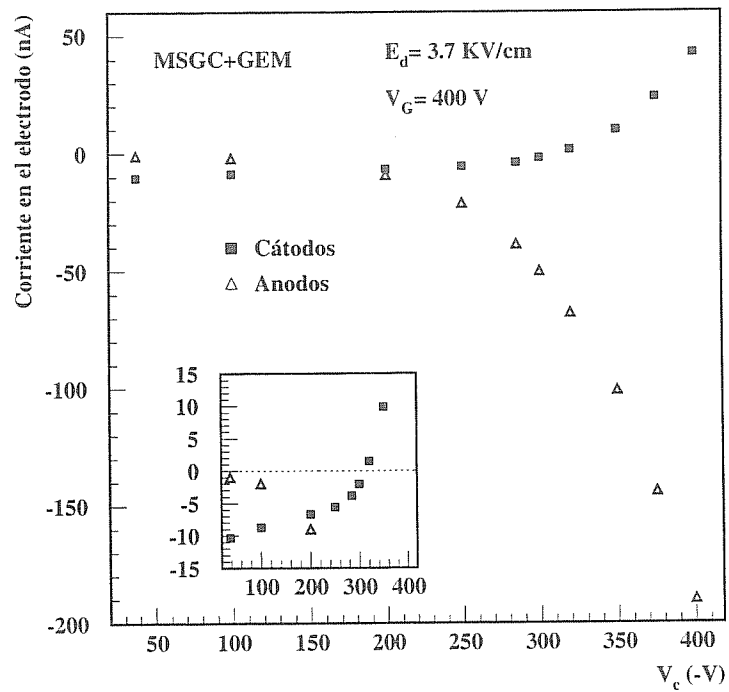


Figura 5.25: Evolución de las corrientes en los ánodos y cátodos en función del voltaje establecido en los cátodos. Se muestra un detalle donde se aprecia la proporción entre las dos corrientes y el cambio de polaridad de la corriente en cátodos, indicando el comienzo de la amplificación en las micropistas.

La suma de la corriente en todos los electrodos ha de ser nula, como de hecho se puede apreciar, dentro de la precisión experimental, en la figura 5.26. Una vez alcanzados los voltajes de amplificación el único

electrodo con corriente de electrones es el ánodo. En el resto predomina la corriente iónica.

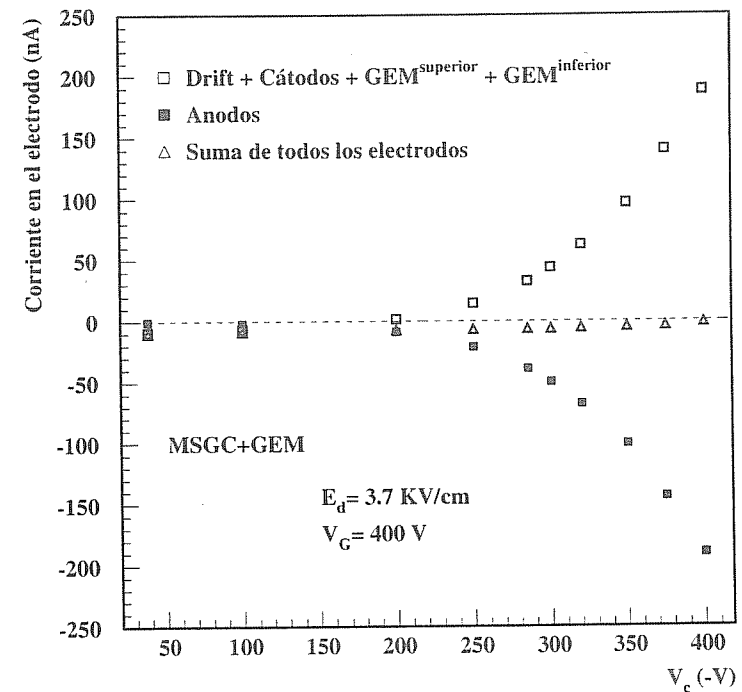


Figura 5.26: Evolución de las corrientes en los ánodos frente a la suma del resto de los electrodos. Se muestra también la suma total de la corriente, comparándola con la línea correspondiente al cero.

5.5.5 Estudio de la señal

Una de las cuestiones que se plantean a la hora de usar el GEM es su transparencia al paso de los electrones. Esta transparencia depende fuertemente de los campos establecidos en la zona de deriva y de colección. Variaciones en la transparencia se ponen, lógicamente, de

manifiesto en la ganancia efectiva del detector, entendiéndose por ganancia efectiva la relación entre el número de electrones recogidos por los ánodos y un número de electrones primarios que consideraremos fijo. En realidad la transparencia del GEM afecta directamente al número de electrones primarios que llegarán a la zona de avalancha, ya que parte de ellos podrían quedarse en la superficie del GEM no sufriendo, por tanto, amplificación. También hay que tener en cuenta la posibilidad de que electrones generados por el alto campo dipolar del GEM no lleguen tampoco a la zona de colección, siendo dirigidos por las líneas de campo sobre el propio GEM.

Estudiaremos cómo afectan los voltajes establecidos en los diferentes electrodos sobre la ganancia del detector. La determinación de la ganancia se realizará a partir de la calibración de la cadena electrónica, realizada del mismo modo que el expuesto en la sección 3.5.1.

Efecto del campo de deriva

El análisis de la distribución del campo eléctrico en el conjunto de micropistas y GEM a partir de programas comerciales pone de manifiesto que el campo en la zona de deriva no afecta de manera apreciable en la amplificación que se produce en el GEM. Por tanto, la variación de la ganancia en función del campo de deriva está íntimamente relacionada con los procesos de recombinación electrón-ión y con la eficiencia de recolección o transparencia del GEM, tal como se vió en la sección 5.4.6. La posible influencia sobre el proceso de amplificación en las micropistas es también despreciable, debido al apantallamiento producido por el intenso campo en los orificios del GEM.

En esa misma sección se puso de manifiesto la existencia de un campo de deriva óptimo para el cual la ganancia del detector es máxima y se alcanza la mejor resolución en energía. Este valor óptimo podría depender ligeramente del voltaje en el GEM, ya que cuanto mayor sea éste mayor ha de ser el campo de deriva para que predomine sobre él y, por tanto, se esperaría un valor más alto del campo óptimo.

La utilización del GEM con el plano de micropistas permite disminuir el voltaje establecido entre sus caras, consiguiendo una señal perfectamente separada del ruido. De este modo se incrementa el rango de voltajes de operación del GEM con señales detectables. Esto

nos lleva a tratar de determinar el posible cambio en el campo óptimo, comparando medidas realizadas sólo con el GEM (sección 5.4.6) con medidas realizadas con el conjunto MSGC+GEM.

Estas últimas fueron llevadas a cabo utilizando el prototipo II, manteniendo fijos todos los voltajes excepto en el plano de deriva. Se realizaron con una diferencia de potencial entre las caras del GEM de 400 V, y para dos valores diferentes del campo de colección. La figura 5.27 muestra los resultados obtenidos tanto para la ganancia como para la resolución en energía.

En la figura 5.28 se compara la evolución de la ganancia en función del campo de deriva operando sólo con el GEM y con el conjunto GEM-MSGC. En el primer caso, la diferencia de potencial entre las caras del GEM es de 500 V, rebajándose en 100 V en la operación conjunta. Se pone de manifiesto un ligero corrimiento del campo de deriva óptimo, disminuyendo al rebajar la diferencia de potencial entre las caras del GEM. Este comportamiento fue confirmado en trabajos posteriores [107].

Efecto del campo en la zona de colección

El campo en la zona inferior del GEM (campo de colección) también afecta a la denominada transparencia eléctrica del GEM. Esto es debido a su influencia sobre la distribución de las líneas de campo que emergen de sus orificios (sección 5.4.7). Una fracción de estas líneas muere sobre la propia superficie del GEM, dirigiéndose la otra fracción hacia el plano de micropistas. El cociente entre estas dos fracciones depende de la intensidad del campo en esta región. Desde el punto de vista de operación de la cámara interesa que los electrones sean dirigidos al plano de micropistas, esto se consigue aumentando la intensidad del campo eléctrico en la zona inferior del GEM. Lógicamente siempre habrá una cierta fracción de líneas que conducirán parte de los electrones amplificados en el campo dipolar sobre la superficie del GEM, disminuyendo, por tanto la ganancia efectiva. El objetivo es conseguir un campo lo suficientemente alto para reducir al mínimo el número de líneas de campo dirigidas al propio GEM.

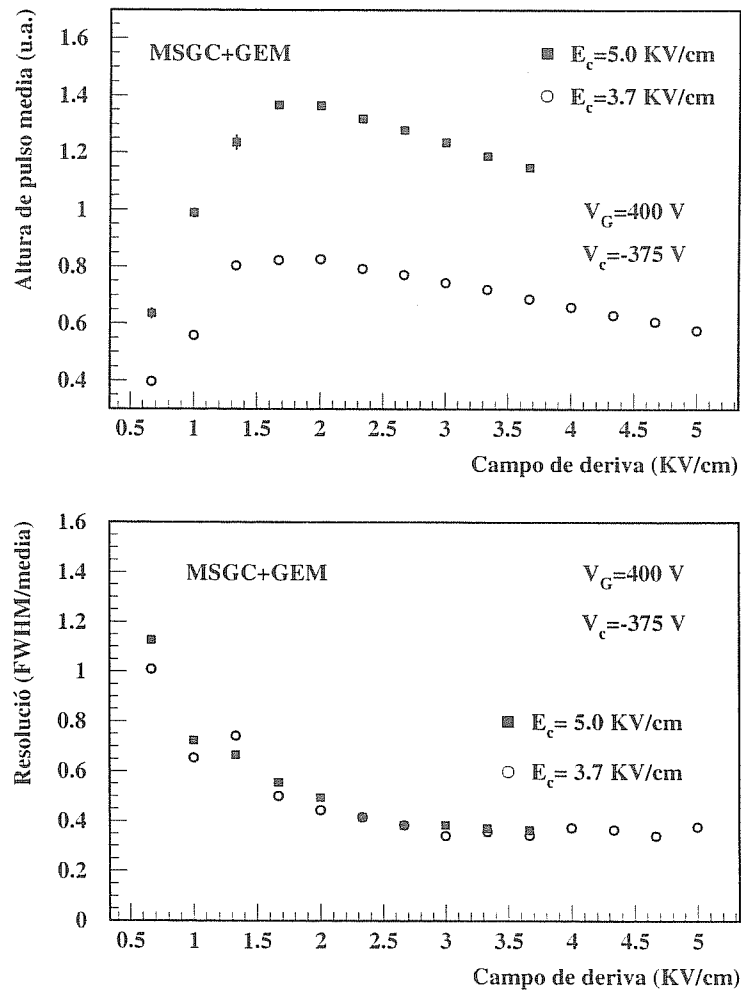


Figura 5.27: Evolución de la ganancia y de la resolución en energía en función del campo de deriva. Las medidas se realizaron para dos valores diferentes del campo de colección. Se pone de manifiesto la influencia del campo de colección sobre la ganancia del detector, comprobándose, además que no afecta sobre el valor óptimo del campo de deriva.

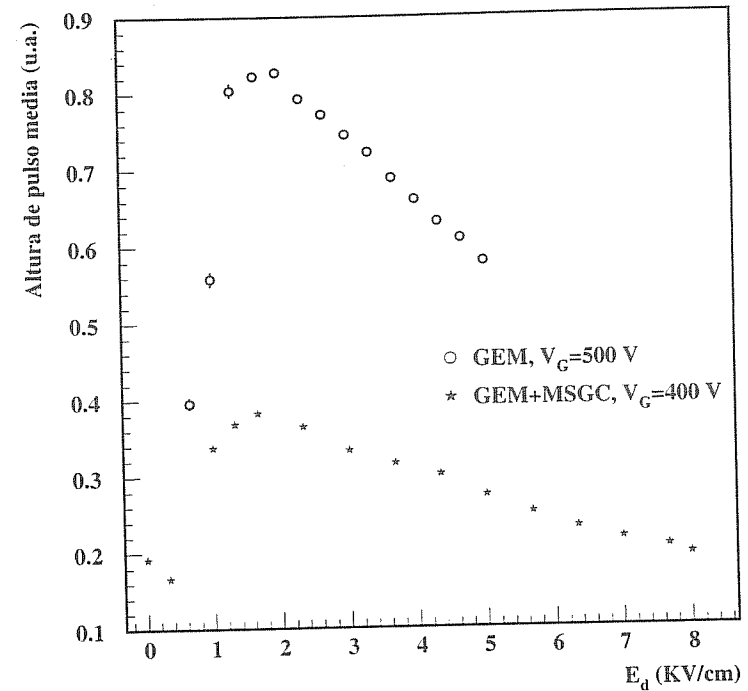


Figura 5.28: Evolución de la ganancia en función del campo de deriva operando sólo con el GEM y con el conjunto GEM-MSGC.

También hay que tener en cuenta la influencia de esta campo sobre el propio proceso de amplificación que tiene lugar en las micropistas. De modo que, para mayores valores del campo de colección se esperarían campos de multiplicación más intensos, pero al mismo tiempo las líneas de campo tenderían a hacerse más paralelas al plano de micropistas con lo que disminuiría el número de electrones conducidos hacia los ánodos. En la elección del campo de colección deben considerarse todos estos factores.

El estudio de la variación del campo de colección se realizó, utilizando el prototipo I, manteniendo un voltaje fijo en los cátodos y variando

los voltajes en las dos caras del GEM y en el drift, de modo que la diferencia entre estos tres voltajes se mantuviese constante. Lo que variaba era únicamente la diferencia de potencial entre el plano de micropistas y la cara inferior del GEM.

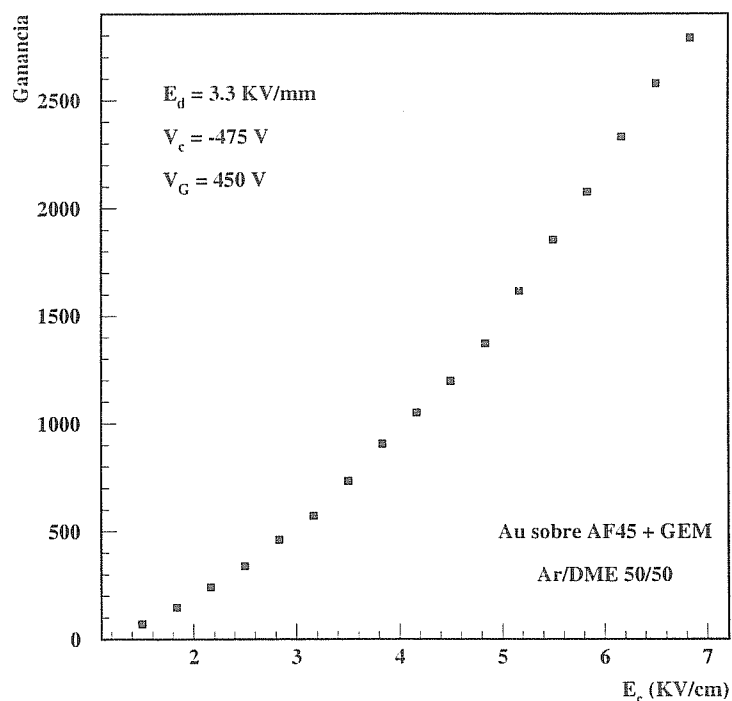


Figura 5.29: Dependencia de la ganancia con el campo en la zona de colección.

El voltaje en los cátodos se mantuvo en -475 V, la diferencia de potencial entre las dos caras del GEM fue de 450 V y el campo de deriva de 3.3 KV/cm. El campo de colección se varió desde 1.5 hasta 6.8 KV/cm, observándose un rápido incremento de la ganancia a medida que éste aumenta. La figura 5.29 muestra este comportamiento. La de-

pendencia con el campo de colección es más fuerte que la que existe con el campo en la zona de deriva. La resolución en energía del detector, representada en la figura 5.30, se mantiene prácticamente estable. La existencia de este comportamiento de la ganancia indica que la amplificación intrínseca del GEM es mucho mayor que la efectiva o detectada con campos de colección moderados.

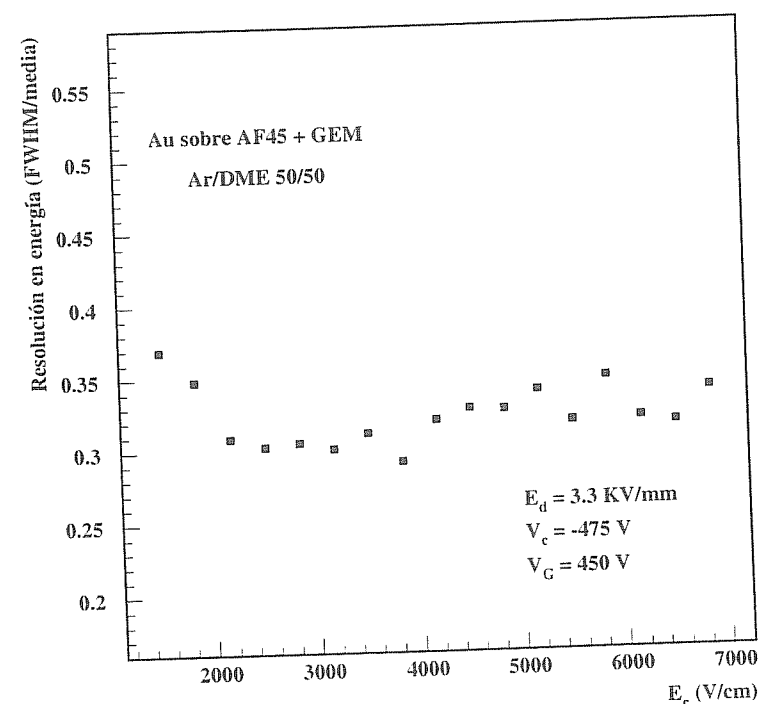


Figura 5.30: Dependencia de la resolución en energía con el campo en la zona de colección.

Comparando la figura 5.29 con la 5.19 se observa que el crecimiento de la ganancia con el campo de colección en la región intermedia es mayor con la operación conjunta MSGC+GEM. Esto es debido a que

en este caso no sólo se varía la distribución de las líneas de campo en la salida de los orificios sino también el propio proceso de amplificación que tiene lugar en las micropistas. También se pone de manifiesto que en el caso MSGC+GEM no existe un aumento brusco de la ganancia para campos elevados, sino que parece que se alcanza una saturación. Este fenómeno se explica si tenemos en cuenta que para valores muy intensos del campo de colección las líneas de campo en las proximidades de las pistas tienden a hacerse paralelas, aumentando la fracción de electrones que mueren sobre los cátodos o el sustrato, no sufriendo proceso de amplificación.

El grupo de Santiago fue el primero en manifestar la importancia de trabajar con campos de colección elevados en una conferencia sobre nuevos detectores en Noviembre de 1997 en Erice (Italia), trabajo que luego fue seguido en publicaciones en este mismo sentido por otros grupos.

Efecto conjunto de los campos en las zonas de deriva y de colección

Se intentó analizar cuál sería el comportamiento del detector variando de manera conjunta los campos en la zona de deriva y en la zona de colección. Esta variación se llevó a cabo, con el prototipo I, manteniendo constantes los voltajes en el drift y en los cátodos, así como la diferencia de potencial entre las dos caras del GEM, y variando los valores absolutos de los voltajes en estas dos caras. De este modo, el campo en una de las zonas disminuía mientras en la otra era incrementado. Los estudios de las secciones anteriores indican que esto daría lugar a dos efectos contrapuestos, con lo que el resultado global dependerá de cómo se compensen ambos.

La figura 5.31 muestra la variación de la ganancia en función de los campos de deriva y de colección. El comportamiento de la ganancia está inicialmente dominado por el campo en la zona de colección, de modo que la ganancia aumenta al incrementarse éste a pesar de la disminución del campo de deriva. En los últimos puntos se observa ya el efecto del campo de deriva en una disminución de la ganancia. Estos valores del campo de deriva corresponden a la situación en la que el campo no es suficientemente alto para recolectar de manera eficiente

los electrones producidos en la interacción primaria.

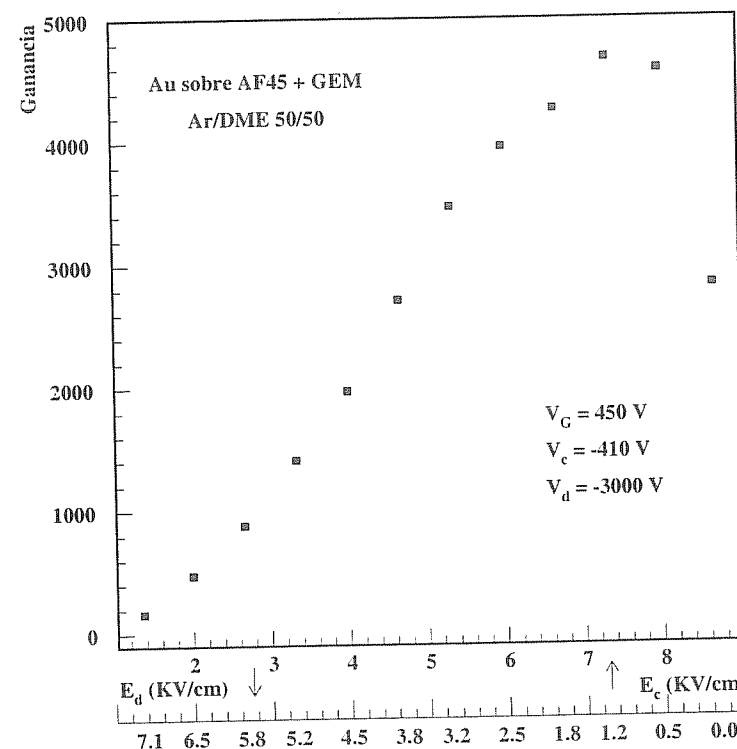


Figura 5.31: Comportamiento de la ganancia con la variación conjunta del campo en la zona de deriva y en la de colección.

En la figura 5.32 se observa la variación de la resolución en energía en las circunstancias anteriores. En los extremos la resolución empeora, manteniéndose prácticamente estable en la zona intermedia.

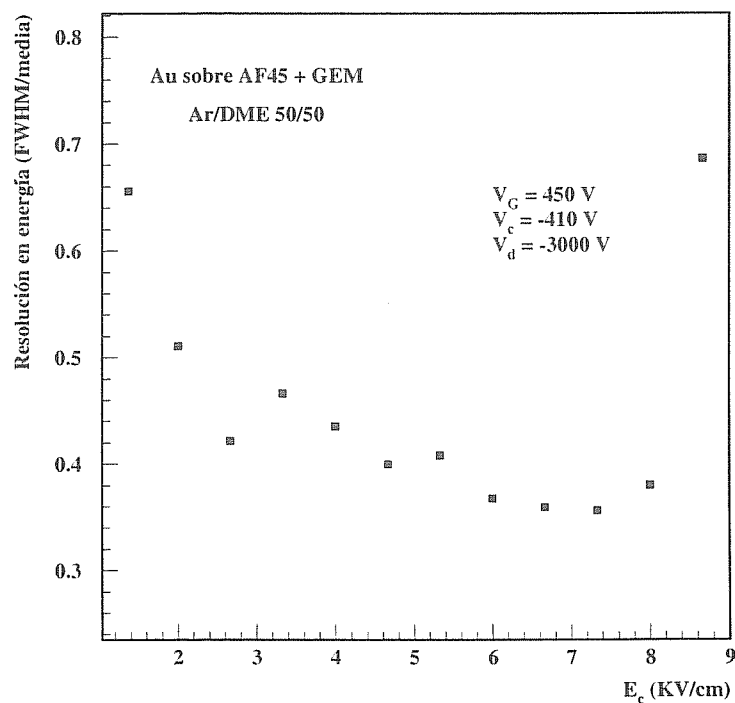


Figura 5.32: Comportamiento de la resolución en energía con la variación conjunta del campo en la zona de deriva y en la región entre el GEM y el plano de micropistas.

Comportamiento del detector en función del voltaje entre las dos caras del GEM

La preamplificación que se produce en el GEM es debida al campo dipolar que se genera en el mismo cuando se establece una diferencia de potencial entre las dos caras metalizadas. Se estudió el comportamiento de la ganancia del detector en función de esa diferencia de potencial.

Estos estudios se llevaron a cabo con el prototipo I. Para ello se realizaron diferentes series de medidas caracterizadas por el voltaje esta-

blecido en los cátodos. En cada serie el valor del voltaje en los cátodos, en el drift y en la cara inferior del GEM se mantuvieron constantes aumentando gradualmente el voltaje en la cara superior de éste. De este modo, se incrementaba el campo dipolar en los orificios del GEM y al mismo tiempo se disminuía el campo de deriva. La disminución del campo de deriva es, sin embargo, menor de 500 V/cm con lo cual no afecta de manera apreciable a los resultados. El comportamiento que se observa es, por tanto, debido básicamente a la variación del campo dipolar.

La figura 5.33 muestra el comportamiento de la ganancia en función de la diferencia de voltaje entre las caras del GEM en escala lineal y logarítmica. La escala logarítmica pone claramente de manifiesto el comportamiento exponencial. En un rango de potencial de 140 V la ganancia aumenta en un factor 20, aproximadamente.

Dependencia de la ganancia con el voltaje en los cátodos

La operación conjunta del GEM y el plano de micropistas permite obtener ganancias muy elevadas con bajos valores de voltaje entre las dos caras del GEM y en los cátodos. Estos dos voltajes son los más críticos a la hora de operar el detector, por ello no conviene tratar de conseguir ganancias demasiado elevadas sino trabajar con valores que permitan obtener una buena relación señal/ruido permaneciendo lo más alejados posible de los límites de aparición de chispas. En DIRAC es suficiente trabajar con ganancias del orden de 2000.

Para la elección de los voltajes de operación en el GEM y en los cátodos, se determinó la ganancia en función del voltaje en los cátodos para distintos valores de la diferencia de potencial entre las caras del GEM. Estos estudios se realizaron con los prototipos III y IV, constituidos por GEMs de la última producción (con iguales dimensiones que los usados en DIRAC). Una calibración adecuada de la electrónica utilizada permitió la transformación de altura de pulso en ganancia.

La figura 5.34 presenta los resultados obtenidos con el prototipo III. El crecimiento de la ganancia en función del voltaje en los cátodos es ligeramente inferior al representado por un comportamiento exponencial. Ganancias del orden de 2000 se pueden obtener con diferentes combinaciones de voltajes entre las caras del GEM y en cátodos que

garanticen una operación cómoda.

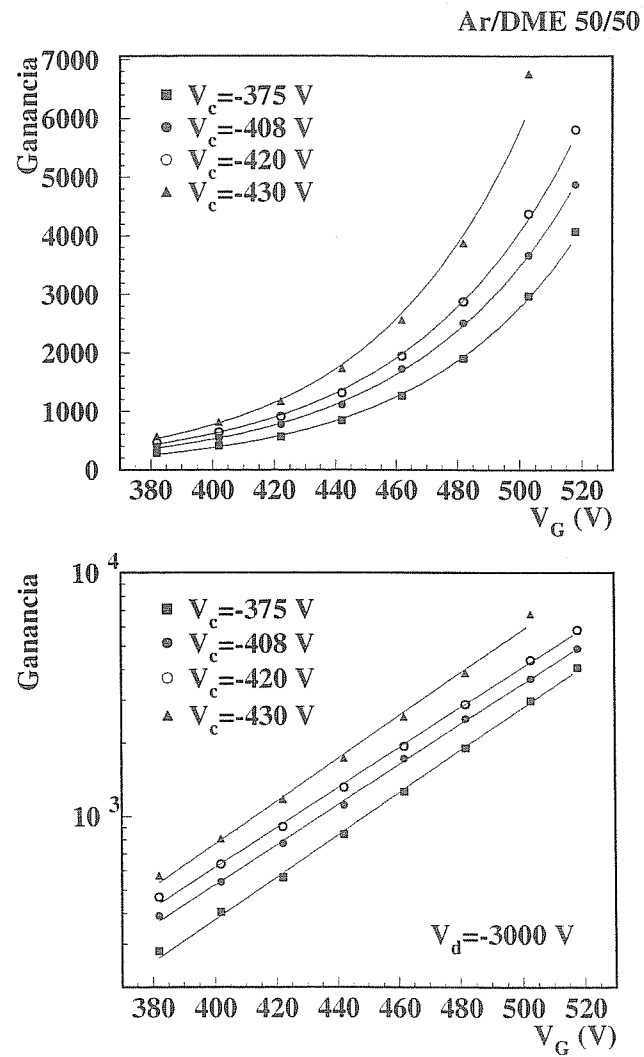


Figura 5.33: Comportamiento de la ganancia en función del voltaje entre las dos caras del GEM.

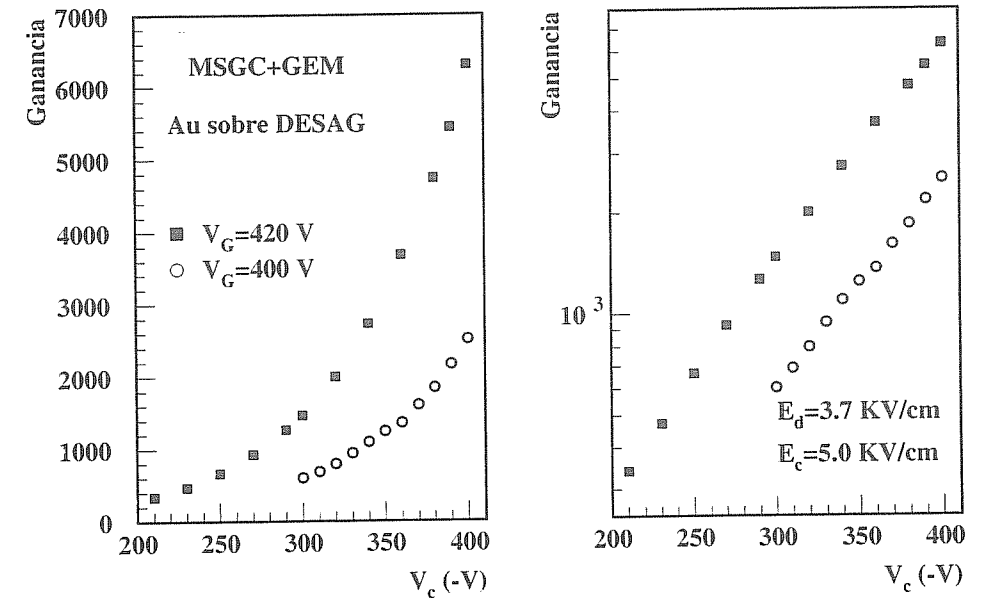


Figura 5.34: Variación de la ganancia con el voltaje establecido en los cátodos. Los resultados se presentan en escala lineal y logarítmica. Es interesante comparar los voltajes a los que se obtienen estas ganancias con los de la figura anterior. La diferencia radica en la geometría y calidad de los GEMs.

Sin embargo, en la elección de la pareja más adecuada, hay que tener en cuenta la influencia que estos voltaje ejercen sobre el desarrollo temporal de la señal. La señal en los ánodos está originada por la migración de los iones hacia los cátodos y hacia el plano inferior del GEM. Los primeros representarían la componente rápida de la señal, mientras que el segundo grupo sería responsable de una componente lenta. Cuanto mayor sea el predominio del campo de colección sobre el campo en la región de avalancha mayor peso tendrá la componente lenta sobre la

rápida, ralentizando, por tanto, la señal. Conviene trabajar con un voltaje en los cátodos que garantice una operación segura pero que sea lo más alto posible para que la componente lenta no sea relevante. Esta lentitud de la señal es precisamente uno de los mayores inconvenientes de la nueva generación de detectores de gas que pretenden utilizar estructuras tipo GEM como único elemento de amplificación.

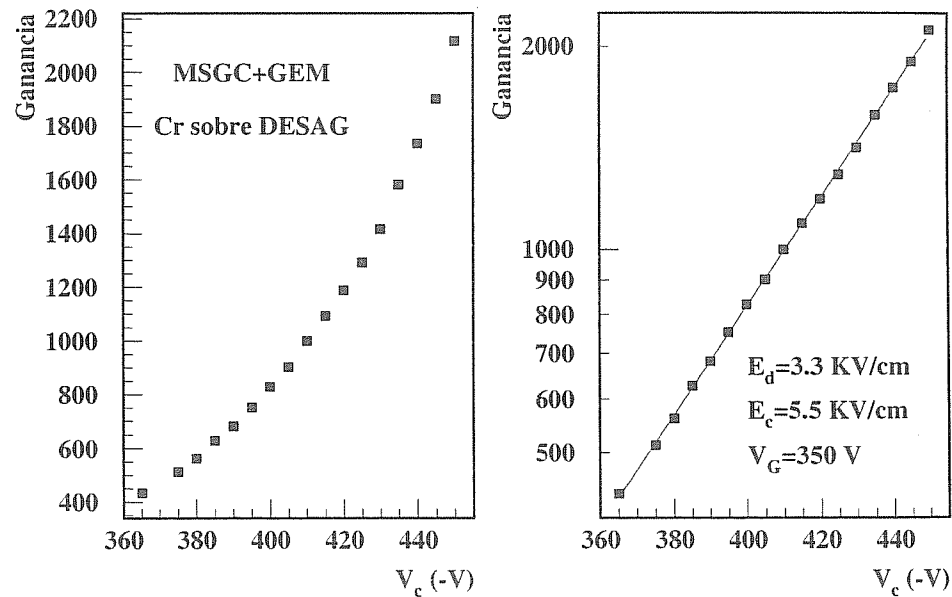


Figura 5.35: Variación de la ganancia con el voltaje establecido en los cátodos. Los resultados se presentan en escala lineal y logarítmica.

Operando con una diferencia de potencial entre las caras del GEM del orden de 400 V o mayor y un voltaje en cátodos alrededor de los 380 V, es posible distinguir en el osciloscopio las componentes lenta y rápida de la señal. Por ello, se decidió aumentar el voltaje en los cátodos, manteniéndonos todavía dentro de los márgenes de una operación

cómoda, y trabajar con menores diferencias de potencial entre las caras del GEM.

La figura 5.35 presenta los resultados obtenidos con el prototipo IV, estableciendo una diferencia de potencial de 350 V entre las caras del GEM y variando el voltaje en los cátodos. La ganancia está básicamente dominada por la amplificación en la zona próxima a las pistas, observándose un comportamiento exponencial. Suministrando un voltaje en los cátodos próximo a los -450 V se alcanzan ganancias del orden de 2000.

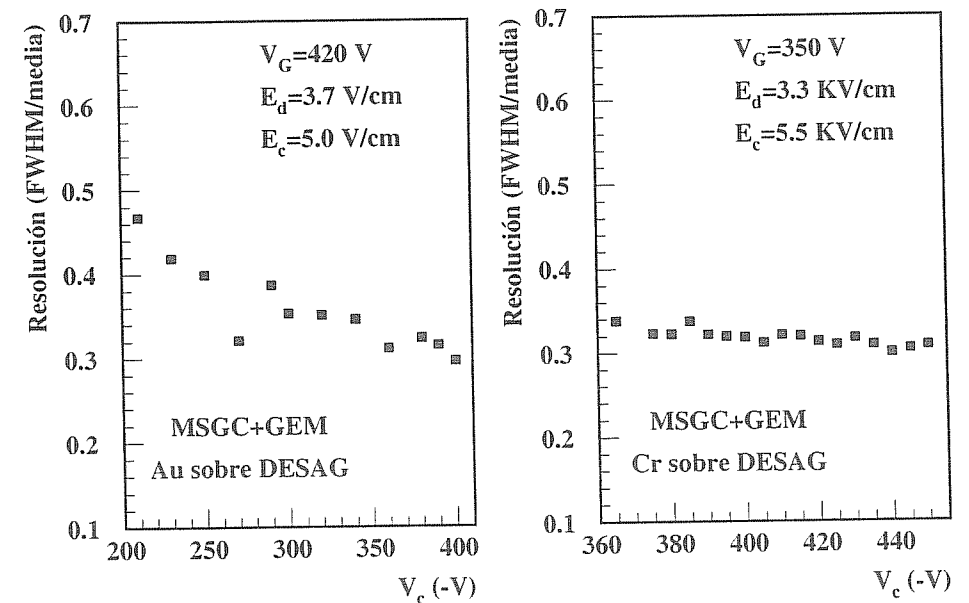


Figura 5.36: Variación de la resolución en energía del detector en función del voltaje en los cátodos.

En la figura 5.36 se muestra la evolución de la resolución en energía en función del voltaje en cátodos. Como cabía esperar se observa una

mejoría en la resolución asociada al aumento de la ganancia. Esta mejoría es más acusada partiendo de valores bajos del voltaje en los cátodos, para los cuales el campo en la zona de avalancha está peor definido y el movimiento de las cargas es más aleatorio.

5.5.6 Estudio del envejecimiento

El posible envejecimiento tanto del plano de micropistas como del GEM, nos llevan a analizar el comportamiento del conjunto operando durante largos periodos de alta irradiación.

Estos tests de envejecimiento se realizaron con los prototipos II y IV (sección 5.5.2).

El primero de ellos fue sometido a alta irradiación durante dos periodos diferentes e irradiando en dos posiciones de la cámara desplazadas a lo largo de las pistas instrumentadas. En ambos casos las condiciones de operación fueron las mismas, trabajando con un campo de deriva de 3.7 KV/cm, un campo de colección de 5.0 KV/cm y con una diferencia de potencial entre las caras del GEM de 400 V. La cámara era sometida a alta irradiación durante intervalos de 30 minutos, entre ellos la irradiación se reducía en más de un orden de magnitud, registrando el espectro de la altura de pulso procedente del grupo de 17 ánodos instrumentados. El flujo de interacciones durante la alta irradiación fue de aproximadamente $3 \times 10^5 \text{ Hz mm}^{-2}$.

En el primero de los tests la cámara se sometió a alta irradiación durante 130 periodos de 30 min. La carga total acumulada sobre el plano de micropistas se estima⁴ superior a 5 mC mm^{-2} , más de un orden de magnitud por encima de la que se espera en un año de operación en DIRAC. La figura 5.37 muestra la evolución de la altura de pulso durante la irradiación, observándose una extraña modulación de la misma. Esta modulación está asociada a cambios en la presión de la mezcla gaseosa, también monitorizada a través de un programa en LabView. La evolución de la presión se representa en la misma figura, coincidiendo los máximos de presión con los de ganancia. Parece además que se produce un aumento global de la ganancia ligado a una

⁴Esta estimación se realizó a partir de la corriente medida en los ánodos durante la alta irradiación

caída de la presión. En la figura se observa que variaciones en la presión del orden del 3 por ciento originan cambios en la ganancia superiores al 15 por ciento.

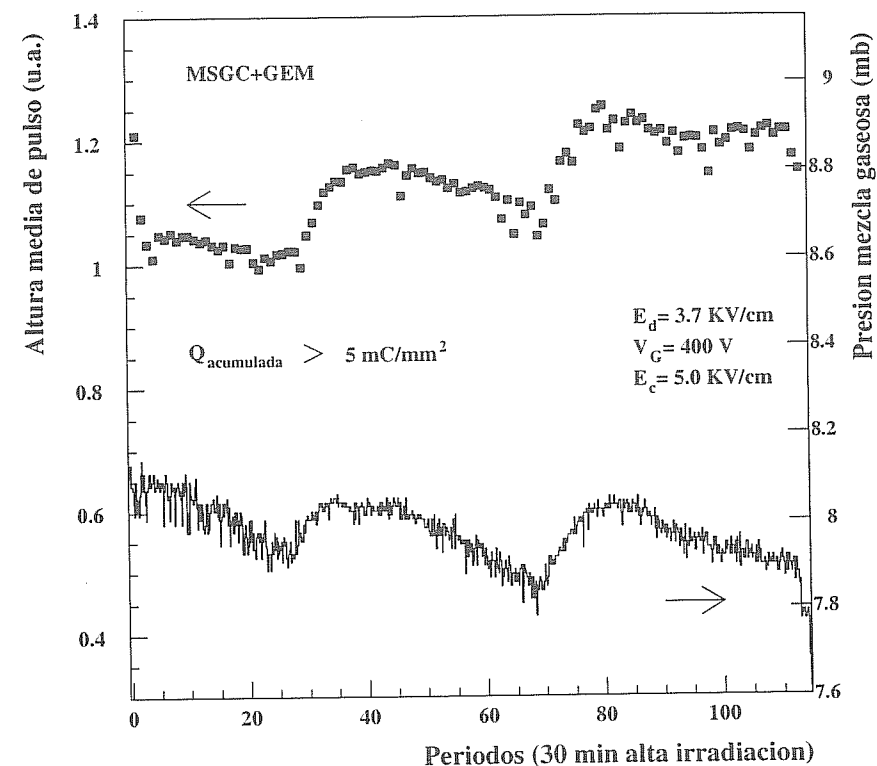


Figura 5.37: Evolución del valor medio de la altura de pulso durante el primer test de alta irradiación. La línea inferior representa la evolución de la presión de la mezcla monitorizada durante el mismo periodo.

La misma modulación en la ganancia se observa en la resolución en energía, de forma que las zonas de mayor ganancia se corresponden con la mejor resolución. Esto se puede observar comparando las figuras 5.37 y 5.38. Sin embargo, a pesar de que en la altura de pulso se observa una tendencia a la alza, la resolución en energía pareca empeorar durante el transcurso del test. Esto se pone claramente de manifiesto comparando los espectros registrados tras el primer y último periodo de irradiación

(figura 5.39). La pérdida de resolución supera el 30 por ciento.

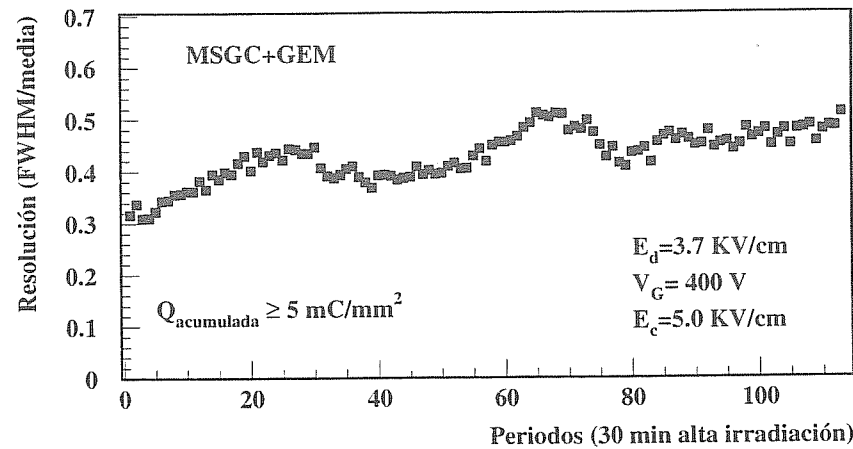


Figura 5.38: Evolución de la resolución en energía durante el test de envejecimiento al que se sometió el conjunto GEM-MSGC.

En el segundo de los tests con este prototipo, las mismas pistas fueron irradiadas en una posición desplazada aproximadamente 4 cm respecto a la anterior. La cámara fue sometida a alta irradiación durante 63 intervalos de 30 min. La carga total acumulada en los ánodos se estima del orden de 2 mC mm^{-2} . La figura 5.40 muestra la evolución de la altura de pulso y de la resolución en energía durante la realización del test. Se observa una caída gradual de la ganancia de aproximadamente un 50 por ciento, asociada a un empeoramiento de la resolución en energía del orden del 60 por ciento. El deterioro del espectro tras la realización del test se muestra claramente en la figura 5.41, donde se presentan los espectros registrados antes y después del mismo.

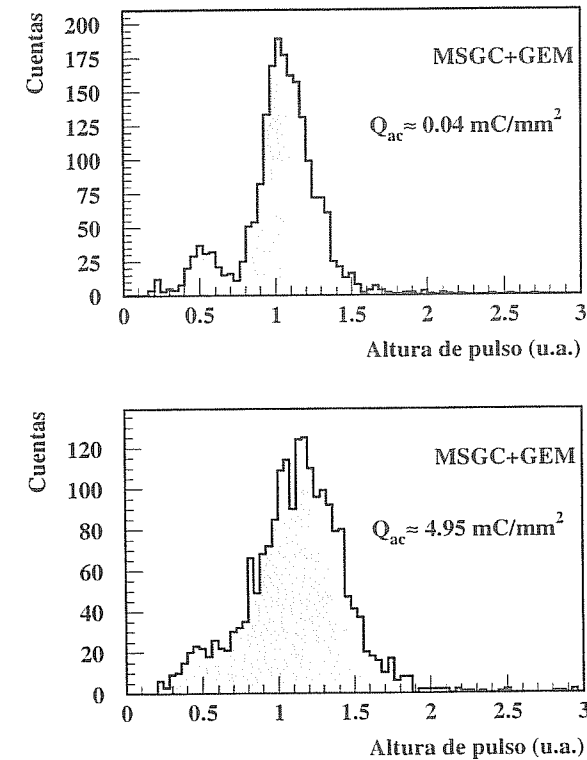


Figura 5.39: Espectros correspondientes a la señal extraída de la cámara durante el primer test de envejecimiento. El superior se registró tras el primer periodo de alta irradiación y el inferior tras el último.

Los resultados del test indican un claro empeoramiento de la operación de la cámara a medida que aumenta la cantidad de carga acumulada, sometida a un tasa de interacciones de aproximadamente $3 \times 10^5 \text{ Hz mm}^{-2}$. El daño, sin embargo, no afecta a toda la zona instrumentada, sino únicamente a la región sometida a alta irradiación. Esto se determinó realizando un barrido entorno a dicha región, desplazando el punto de irradiación 4 mm hacia los dos sentidos. El desplazamiento

to se realizó en dirección longitudinal a lo largo de las mismas pistas. La figura 5.42 muestra la evolución de los espectros en función de la distancia a la zona irradiada.

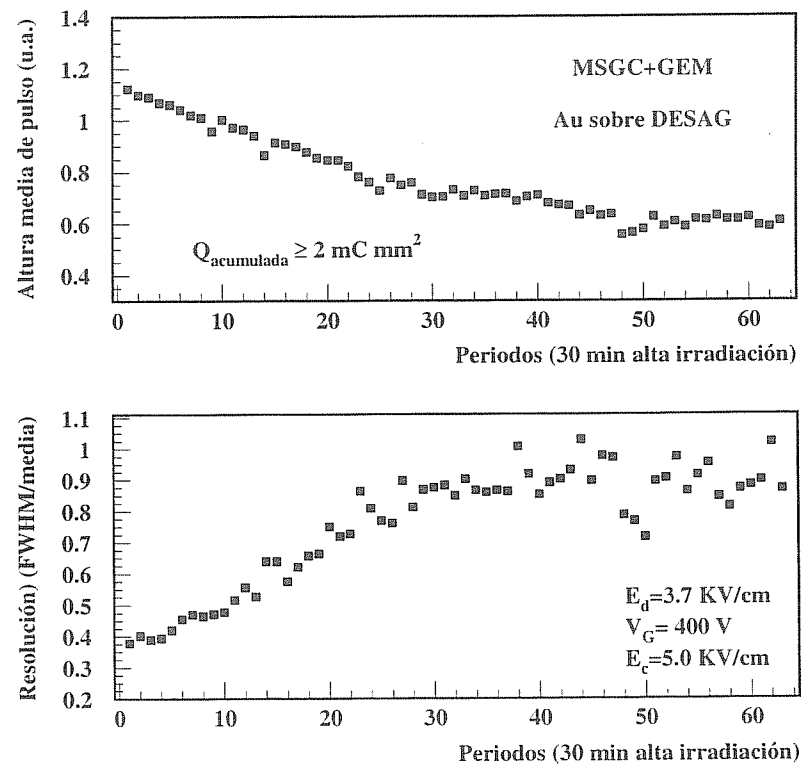


Figura 5.40: Evolución de la altura de pulso y de la resolución en energía durante la realización del segundo de los tests de envejecimiento.

Los efectos de la zona envejecida se ponen de manifiesto hasta una distancia de aproximadamente 2 mm. Esto es debido a que el diámetro del colimador de rayos X, con que es irradiada la cámara, tiene precisamente ese valor, con lo que hasta esa distancia existe solapamiento

entre la zona afectada por la radiación en el punto de envejecimiento y en el punto posterior. Observando los espectros obtenidos al desplazarnos hacia la izquierda (indicados con distancias negativas en la figura) se pone claramente de manifiesto el solapamiento de una zona dañada con otra que no lo está, debido a la aparición de dos picos de diferente ganancia. El pico de ganancia inferior se corresponde con la posición del pico del espectro en la zona dañada tras el test de envejecimiento, mientras que el segundo de los picos presenta una altura de pulso semejante a la obtenida en la zona envejecida antes de la realización del test (ver figura 5.41). En la otra dirección parece que el efecto del daño es mayor.

Para poner de manifiesto más claramente la extensión del daño, en la figura 5.43 se representa el valor medio de los diferentes espectros en función de la distancia al punto de irradiación durante el test de envejecimiento. Debido a la aparición de dos picos en algunos de los espectros el valor representado es el correspondiente a la media global de todo el espectro, de esta modo se refleja el predominio de un pico sobre otro.

En estudios anteriores realizados por otros grupos se observó la existencia de daños en las cámaras de micropistas que se reparaban tras periodos sin irradiación [73]. Sin embargo, no ocurrió lo mismo en este caso. La cámara se mantuvo con los voltajes bajos y sin ser sometida a radiación durante 64 horas. Transcurrido este tiempo, se establecieron de nuevo los voltajes en los diferentes electrodos y se repitió el barrido en las mismas posiciones. En la figura 5.44 se comparan los valores medios de los espectros obtenidos en los dos barridos. No se observa una mejoría de la zona envejecida, poniéndose de manifiesto la existencia de un daño permanente.

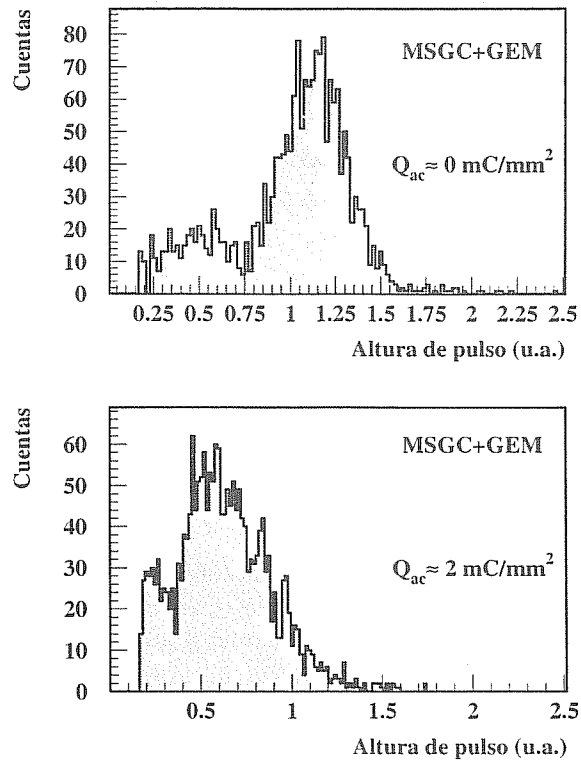


Figura 5.41: Espectros correspondientes a la señal extraída de la cámara antes y después de realizar el segundo test de envejecimiento.

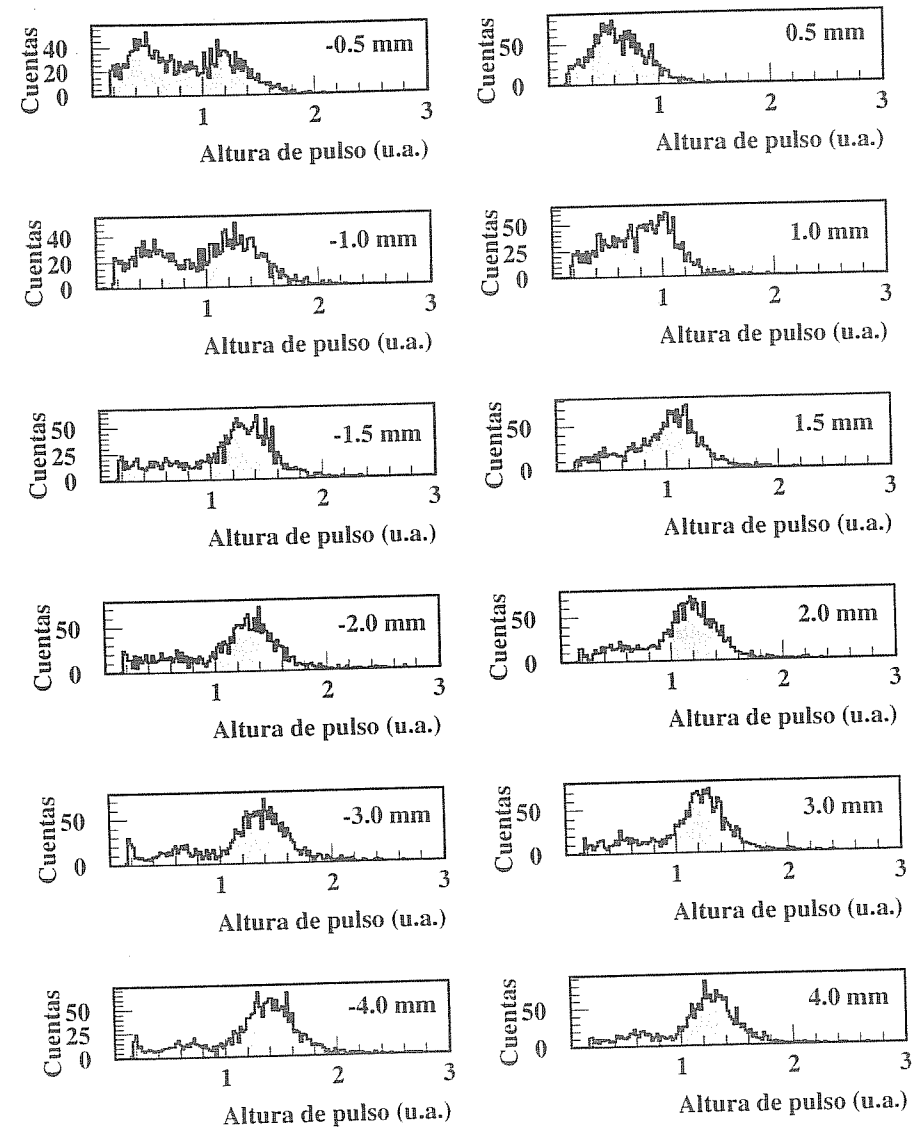


Figura 5.42: Espectros obtenidos al desplazarnos entorno a la posición envejecida durante el segundo de los tests. En cada uno se indica la distancia a dicha posición. Los valores negativos indican que el desplazamiento se realizó hacia la izquierda.

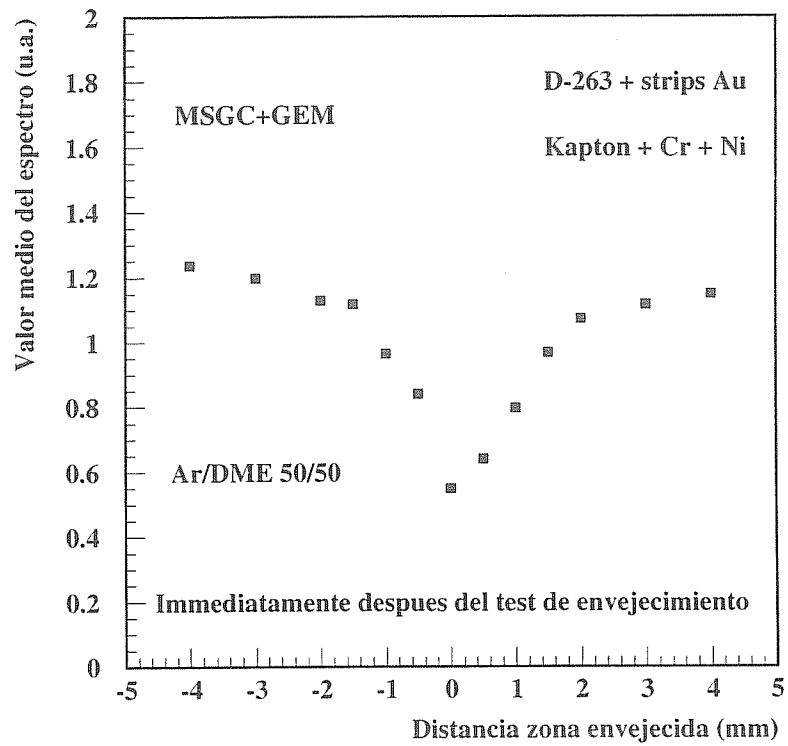


Figura 5.43: Variación del valor medio del espectro en función de la distancia a la zona envejecida. Se distingue con signo positivo o negativo el desplazamiento hacia una u otra dirección.

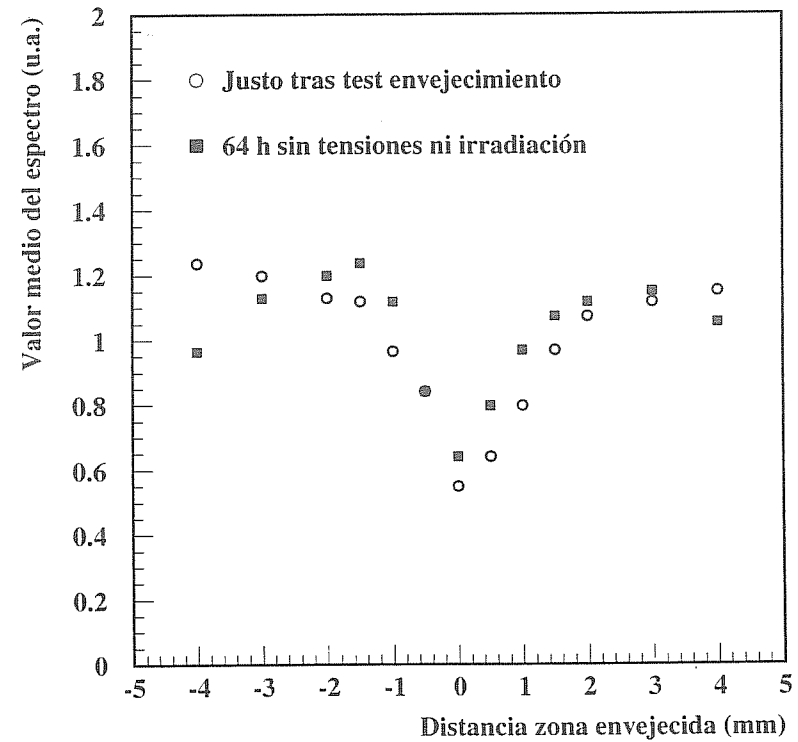


Figura 5.44: Comparación del valor medio de los espectros obtenidos entorno a la zona envejecida antes y después de permanecer 68 horas sin irradiar y con los voltajes bajos.

La cámara con pistas de Cr, prototipo IV, fue también sometida a alta irradiación durante 42 intervalos de 30 min de duración. El flujo de interacciones en la cámara se estima del orden de 4.5×10^5 Hz mm⁻², siendo la carga total acumulada superior a 1.5 mC mm⁻². Los campos de deriva y de colección establecidos fueron de 3.3 y 5.5 KV/cm, respectivamente. El voltaje en los cátodos fue -450 V, con una diferencia de potencial entre las caras del GEM de 350 V. Con

estos voltajes la ganancia es aproximadamente de 2000.

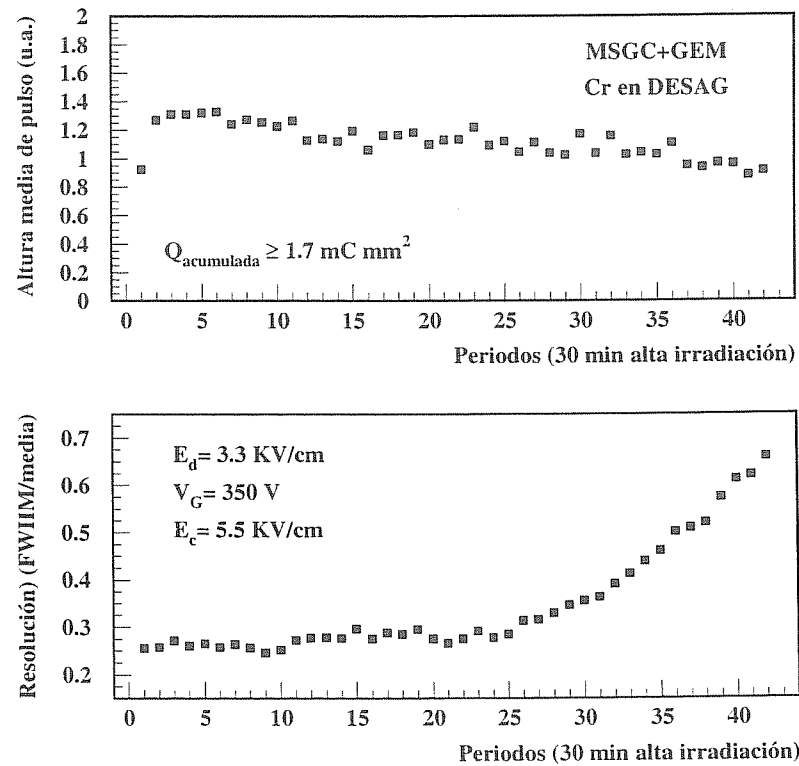


Figura 5.45: Evolución de la ganancia y de la resolución en energía durante el test de envejecimiento realizado con el plano de pistas en Cr y el GEM metalizado en Cu.

La figura 5.45 muestra la evolución de la altura de pulso y de la resolución en energía durante el envejecimiento. Se pone claramente de manifiesto el empeoramiento en la operación. En la figura 5.46 se observa la degradación sufrida por el espectro una vez finalizado el test.

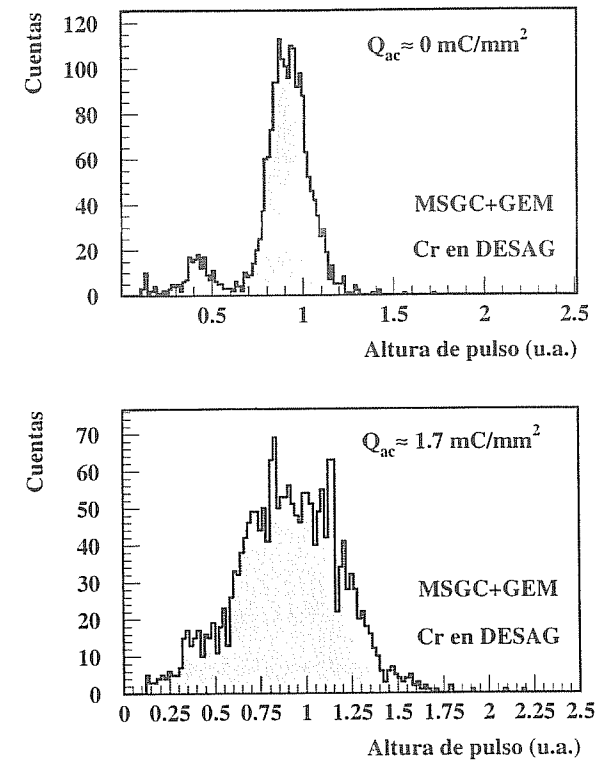


Figura 5.46: Degradación del espectro tras el test de envejecimiento al que se sometió el plano de pistas en Cr y el GEM metalizado en Cu.

La realización de un barrido alrededor de la posición irradiada pone de nuevo de manifiesto la existencia de un daño permanente localizado en la posición de incidencia del haz, como se observa en la figura 5.47. En ella se puede también apreciar el efecto que el envejecimiento produce sobre la altura de pulso en las zonas próximas.

Las causas de la degradación observada en los diferentes tests se clarificaron con la inspección, al microscopio, de los planos de micro-pistas y los GEMs tras realización de los mismos. En lo que se refiere

a los GEMs, no se observó ningún daño en las zonas irradiadas. Esto está de acuerdo con los resultados de la sección 5.4.4, donde no se observó deterioro en la señal procedente de la amplificación en el GEM.

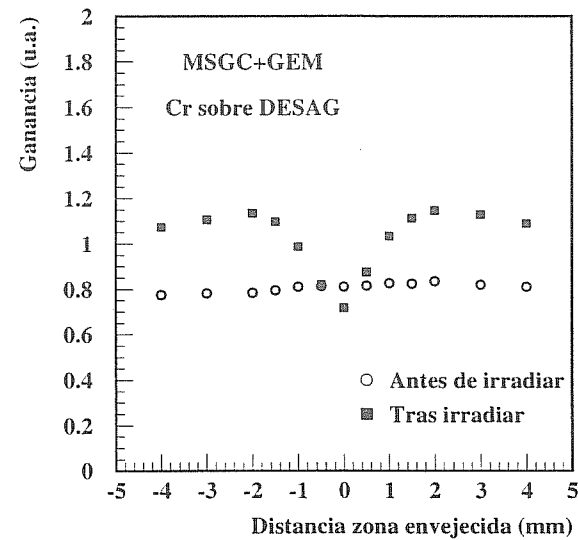


Figura 5.47: Ganancia a lo largo de las pistas medida entorno a la posición envejecida antes y después de haber sido sometida a alta irradiación.

La inspección de los planos de micropistas puso de manifiesto, sin embargo, la acumulación de depósitos sobre los ánodos, en las regiones irradiadas (figura 5.48). Parece lógico que estos depósitos únicamente se localicen en los ánodos y no en los cátodos, ya que la migración de iones hacia el resto de los electrodos hace que la carga acumulada en los cátodos sea aproximadamente un 30 % de la acumulada en los ánodos. Los depósitos constituyen una capa dieléctrica que disminuye la intensidad del campo eléctrico; modificando las líneas de campo, y, por tanto, de la operación del detector. La variación en la configuración

eléctrica se traduce en una caída de la ganancia en la zona con los depósitos, pero, al mismo tiempo, las zonas próximas a ellos sufren un incremento de la carga recogida, aumentando su ganancia.

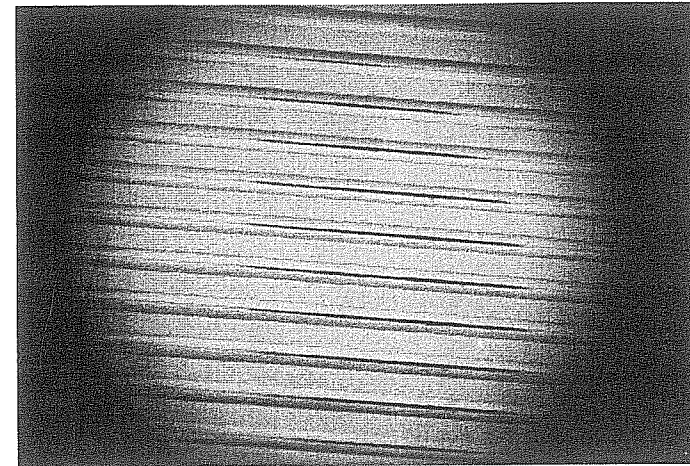


Figura 5.48: Fotografía de la zona irradiada durante el test de envejecimiento en el plano de micropistas de Cr. Se observa la acumulación de depósitos sobre los ánodos.

Por otro lado, la pérdida de resolución en energía se explica debido a que la falta de uniformidad en la distribución de los depósitos se traduce en una mayor aleatoriedad en el proceso de multiplicación.

Los resultados, sin embargo, no parecen preocupantes para la operación en DIRAC. Trabajando con ganancias del orden de 2000, la carga acumulado en un año se estima que no supere los 0.03 mC mm^{-2} , cantidades para las que el deterioro es despreciable.

5.5.7 Capacidad de resistencia al flujo de partículas

La capacidad de resistencia al flujo de partículas podría verse afectada por la introducción del GEM entre el drift y el plano de micropistas. Para estudiar este posible efecto, se repitieron los tests realizados variando la intensidad de corriente suministrada al tubo de rayos X, y

con ello el flujo de partículas sobre la cámara, y registrando el valor de la corriente en los ánodos. La figura 5.49 muestra la correlación entre el flujo de interacciones y la corriente ánodica. Se observa un comportamiento lineal similar al obtenido trabajando con la cámara sin GEM.

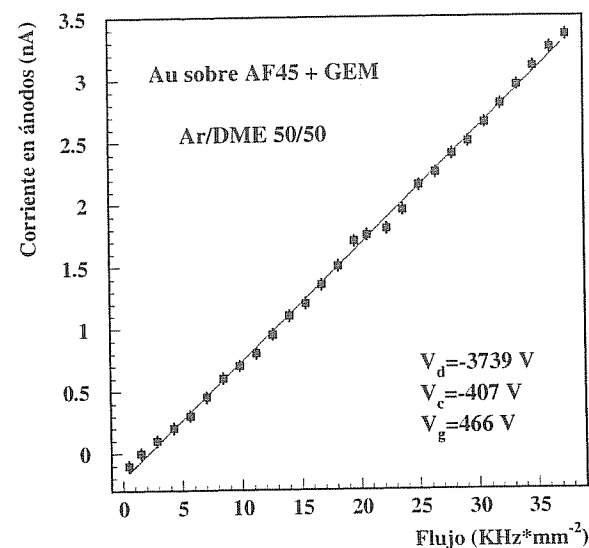


Figura 5.49: Dependencia de la corriente ánodica con el flujo de interacciones en la cámara.

Uno de los factores que más afecta a la capacidad de resistencia al flujo de radiación es el apantallamiento que puede sufrir el campo eléctrico debido a la nube de iones que se generan en la avalancha y que viajan hacia los cátodos y el plano de deriva. Con la introducción del GEM, los iones generados en la avalancha próxima a las micropistas se reparten entre los cátodos y la cara inferior del GEM. La proporción de ellos que viajan hacia este plano es superior a la que en la operación sin GEM viajaba hacia el plano de deriva. Esto es debido a que, al

disminuir el campo eléctrico en la zona de las micropistas, es mayor el predominio de líneas de campo que se dirigen hacia arriba sobre las que mueren en cátodos. Este reparto diferente de cargas influye en los fenómenos de apantallamiento espacial, sin embargo no se observan variaciones relevantes en la capacidad de resistencia al flujo de partículas.

5.5.8 Atenuación de la señal en las pistas de Cromo

Los primeros prototipos de MSGC probados por el Grupo de Altas Energías de Santiago tenían sus micropistas en Cr, realizándose la lectura de la carga recogida por los cátodos [88]. El paso a lectura anódica estuvo ligado a un cambio del material de las micropistas a Au (sección 2.5). En los ánodos, del orden de 10 veces más estrechos que los cátodos, sería más acusada la atenuación de la señal a lo largo de las pistas por el alto valor de su resistencia. Sin embargo, el deterioro de las pistas de Au ocasionado por las chispas y puesto de manifiesto en diversas ocasiones, provocó que se plantease la vuelta a la opción más conservadora del Cr. Esto llevó a la realización de tests con el prototipo IV. Estudiándose, entre otras cosas, la atenuación que sufre la señal en su recorrido a lo largo de una pista.

La figura 5.50 muestra la altura de pulso en función de la posición de irradiación del tubo de rayos X desplazándonos sobre una de estas pistas. La posición 0 corresponde al extremo más próximo al punto de lectura de la señal. Estas medidas fueron realizadas en dos series entre las que la cámara se mantuvo 22 h sin irradiación y con las tensiones apagadas. Se realizaron, además, 26 horas después de haber finalizado el test de envejecimiento, tiempo en que la cámara se mantuvo sin irradiación y con las tensiones conectadas. Se observa una caída de la señal del orden del 44% entre los dos extremos de la pista. Por otra parte es destacable el aumento de la ganancia en la zona próxima a la región envejecida. Esta modificación en la ganancia es producida por la variación en la líneas de campo provocada por los depósitos en las pistas, y que se manifiesta en un aumento de la altura de pulso en la zona inmediata a los depósitos (sección 5.5.6).

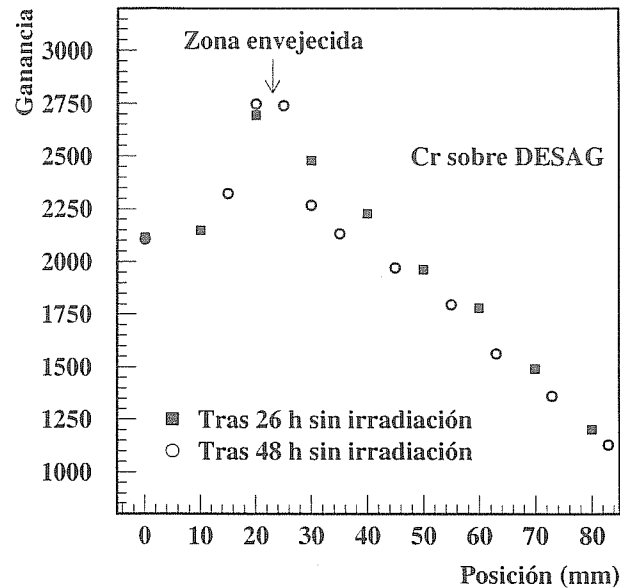


Figura 5.50: Atenuación de la señal a lo largo de las pistas de Cr. La posición 0 corresponde al extremo más próximo a la lectura de la señal.

5.6 El GEM como detector

La mejora en las técnicas de producción y la elección de una geometría adecuada permiten alcanzar amplificaciones tales que sea posible operar en ausencia de cualquier otro elemento de amplificación posterior, leyendo únicamente la carga generada en el GEM. De este modo, se puede pensar en un nuevo tipo de detectores en los que el elemento de amplificación lo constituiría el propio GEM, realizando la lectura en un plano colocado a una cierta distancia de éste. Una correcta geometría de las pistas en el plano de lectura permitiría incluso el nacimiento de un detector intrínsecamente bidimensional. Por otra parte, la señal

extraída de la cara inferior del propio GEM podría ser utilizada como *trigger*.

Con la utilización del GEM como detector se pone de manifiesto la posibilidad de aumentar las estructuras típicas de amplificación en los detectores de gas (MSGC, Microgap, Microdot,...) sin degradación en la operación. Esto permite el uso de tecnologías de fabricación de circuitos integrados, mucho menos complicadas que las técnicas de microelectrónica utilizadas en la construcción de las estructuras anteriores.

El GEM se presenta como un nuevo tipo de detector con ciertas ventajas sobre los citados anteriormente, entre las que destacan su mayor rigidez y posible tamaño, la introducción de menor número de longitudes de radiación al paso de las partículas y el bajo coste.

5.6.1 Desarrollo de la señal y montaje experimental

El principio de funcionamiento del GEM como detector independiente es exactamente igual que el analizado en la sección 5.4. La única diferencia radica en que en aquellos estudios sobre el GEM, la señal era extraída de la cara inferior de éste, mientras que en este caso se extraerá típicamente de una superficie metalizada, que denominamos plano de colección, colocada a una cierta distancia del GEM. En los dos casos el pulso de señal está determinado por los electrones que abandonan la cara inferior de éste y viajan hacia el plano de colección. De ahí que la polaridad de los pulsos extraídos de este plano sea inversa a la de los extraídos del propio GEM: en un caso los electrones se acercan al electrodo y en otro se alejan de él.

Utilizando el mismo montaje experimental que en los estudios sobre la señal en el GEM (sección 5.4), analizamos la dependencia de su ganancia con el voltaje establecido entre sus caras. La diferencia radica únicamente en la instrumentación de una superficie de $1 \times 1 \text{ cm}^2$, en el plano de colección, para la lectura de esta señal. De hecho, los resultados de esos estudios son perfectamente extensibles a la operación del GEM como detector.

Los campos se establecieron polarizando a tierra el plano inferior y

a potenciales negativos las dos caras del GEM y el plano de deriva.

5.6.2 Variación de la ganancia con el voltaje en el GEM

El campo dipolar, responsable del proceso de amplificación que tiene lugar en el GEM, depende fuertemente de la diferencia de potencial establecida entre las caras de éste.

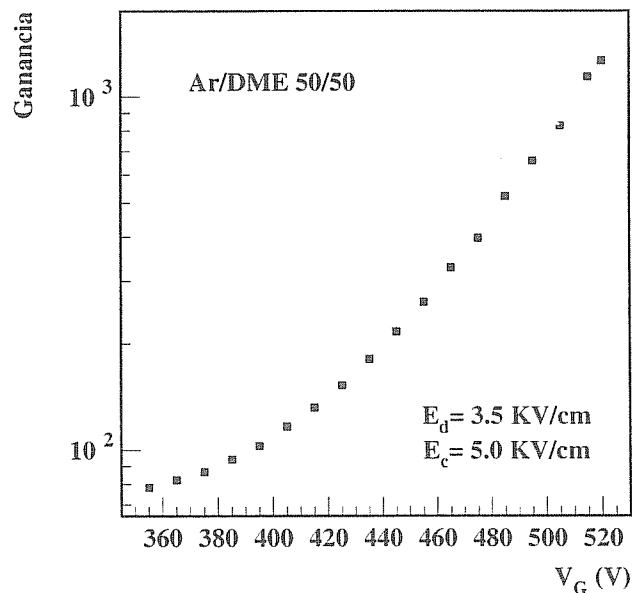


Figura 5.51: Evolución de la ganancia en función del voltaje entre las caras del GEM.

El estudio sobre la variación de la ganancia en función de esa diferencia de potencial se realizó con un campo de deriva y de colección de 3.5 y 5.0 KV/cm, respectivamente. El voltaje entre las caras del GEM

se varió desde 355 a 520 voltios. La ganancia estimada no corresponde realmente a la cantidad de carga total generada en el campo dipolar, hay que tener en cuenta que sólo una fracción de la carga es recogida por el campo de colección llegando al plano de lectura (sección 5.4). La variación del campo de colección modificaría esta fracción.

La figura 5.51 muestra los resultados obtenidos. Se observa un rápido crecimiento de la ganancia con el campo dipolar. El comportamiento no es exponencial, siendo mucho más acusado para los valores más altos del campo.

5.7 Tests en el haz

5.7.1 Introducción

Los estudios sobre el conjunto MSGC+GEM no estarían completos sin el análisis de su operación bajo la incidencia de partículas en la región de mínima ionización.

En Agosto de 1997 tres prototipos de MSGC con GEM fueron instalados en el CERN e irradiados con un haz de piones procedentes del acelerador PS. Se trató de analizar el comportamiento del conjunto bajo la incidencia de partículas de mínima ionización, condición más próxima a la del experimento DIRAC. Este test fue también utilizado para probar, por primera vez, el chip APC con el conjunto MSGC+GEM.

5.7.2 Descripción de los prototipos y montaje experimental

Los tres prototipos de MSGC+GEM instalados en el CERN presentan las mismas características.

La estructura de micropistas, de $10.24 \times 10.24 \text{ cm}^2$, fue desarrollada en Au sobre sustrato DESAG D263. El *pitch* es de $200 \mu\text{m}$, con ánodos de $10 \mu\text{m}$ y cátodos de $70 \mu\text{m}$ de ancho. En cada plano 128 ánodos, una cuarta parte del total, fueron microsoldados a los canales de dos chips APC.

El material aislante de los GEMs es kapton de $50 \mu\text{m}$ de espesor, metalizado por ambas caras con una capa de $4 \mu\text{m}$ de Cu. Los orificios

se caracterizan por un diámetro de 90 μm en el metal, 70 μm en el aislante y un *pitch* 140 μm ⁵.

El volumen activo del detector está delimitado lateralmente por dos marcos de Stesalit de 3 mm de altura, a los que se pegan el plano de micropistas y el de deriva, este último fabricado en kapton metalizado por una de las caras. Entre estos dos marcos se instaló el GEM. Cada conjunto de planos ensamblados es soportado por una placa de circuitos. En esta placa, la versión antigua de la placa de soporte construida para DIRAC (sección 4.2), van microsoldados los chips APC.

Estas tres placas fueron instaladas en un soporte metálico, de forma que las pistas estuviesen paralelas entre sí y en dirección vertical. La distancia entre los centros de las cámaras era de 80.9 y 82.2 mm entre la primera y la segunda y entre la segunda y la tercera, respectivamente. En la figura 5.52 se muestra una fotografía del soporte con los planos.

La lectura del chip APC se implementó utilizando una electrónica más simplificada que la desarrollada para DIRAC. Esta electrónica está constituida básicamente por dos módulos de la norma CAMAC y un módulo NIM.

Uno de los módulos CAMAC (el *Pattern Generator*) contiene la memoria en la que se graban las secuencias de control del chip APC, siendo, por tanto, el encargado de realizar el control de éste.

El segundo de los módulos CAMAC, denominado SIROCCO II, tiene como misión llevar a cabo la digitalización de las señales extraídas del chip. Estas señales digitales son registradas en una máquina UNIX comunicada con este módulo.

Los módulos CAMAC se comunican con la placa que soporta los chips a través del módulo NIM. Este último, a parte de realizar esta labor de interface, genera las señales analógicas necesarias para el funcionamiento del chip.

Las funciones de multiplexación, supresión de ceros y sustracción de pedestales no están implementadas en esta electrónica. La operación del chip también es más simple, ya que no se utilizan las señales negadas, de forma que la salida de éste está constituida por una única señal por canal, no generándose la segunda señal, utilizada para la supresión

⁵Estos GEMs pertenecen a la misma producción que los probados en el laboratorio en los prototipos II, III y IV.

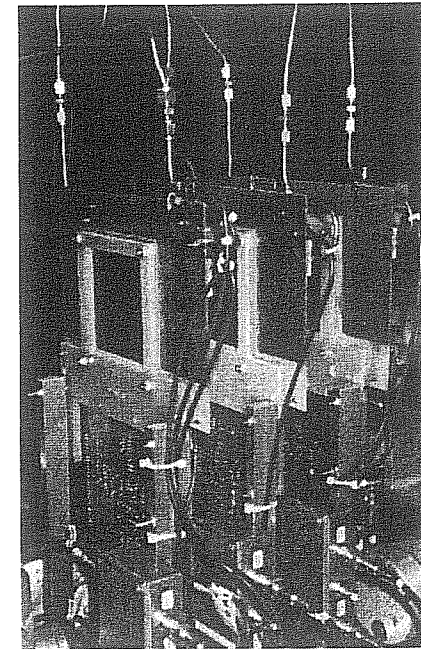


Figura 5.52: Montaje de los tres planos de micropistas durante el test con el haz.

del ruido interno.

La señal de *trigger*, que inicia la relectura en las cámaras, es generada por un plástico centelleador, de 6 mm de ancho y 100 mm de alto, colocado delante de ellas. Esta señal se envía directamente al *Pattern Generator*.

La mezcla de gas utilizada estaba compuesta por Ar y DME en iguales proporciones, con los orificios de entrada y salida del volumen activo realizados en uno de los marcos de Stesalit.

La diferencia de potencial entre las dos caras del GEM se aplicó a través de una única fuente de alto voltaje y un partidor de tensión. La figura 5.53 muestra el esquema correspondiente a dicho partidor.

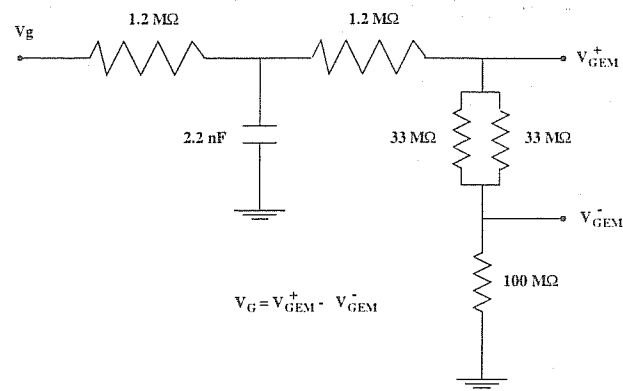


Figura 5.53: Esquema del partidor de tensión utilizado para alimentar las dos caras del GEM. La notación coincide con la usada en esta sección.

5.7.3 Análisis

Introducción

Cada suceso está caracterizado, en una cámara de micropistas, por la señal digitalizada por el Sirocco para cada uno de sus ánodos instrumentados para la lectura.

En la figura 5.54 se muestra un suceso típico. La representación superior corresponde directamente a la salida del Sirocco. A esa señal se le tiene que sustraer el nivel de voltaje característico de cada canal, presente en ausencia de carga en el detector, el pedestal. Éste se calcula como un promedio, a todos los sucesos, de la señal en el canal correspondiente. El número de sucesos en que la señal en un canal es “real”, debida a la recogida de carga por el ánodo correspondiente, es despreciable frente al total; con lo que no introduce más error en el cálculo del pedestal que el debido a sus propias fluctuaciones. Se ve claramente la forma de “banana” típica de pedestales, con el salto entre el canal 64 y 65 que es debido al paso de un *chip* a otro.

La representación inferior corresponde al mismo suceso tras restar los pedestales. Indica la existencia de un *hit* en la cámara. Es decir, una partícula atraviesa la cámara interaccionando con el gas, siendo la

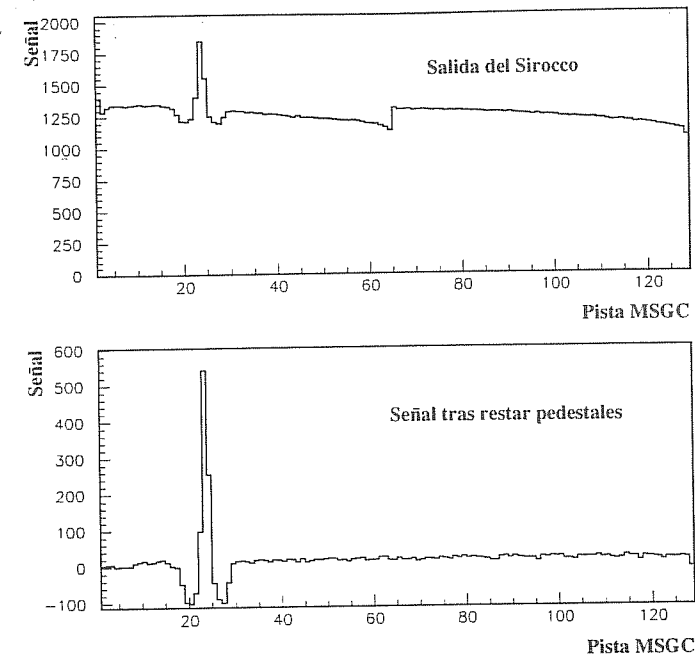


Figura 5.54: Suceso en la MSGC con un único “hit”.

carga resultante del proceso recogida por los ánodos “con señal”.

Antes de llevar a cabo el análisis conjunto de los sucesos para el estudio del detector, fue necesario realizar correcciones por el denominado “modo común” de lectura y por el efecto del agrupamiento de los cátodos.

El “modo común” de lectura hace referencia a la subida o bajada en bloque de la señal en todos los canales. Puede ser debida a oscilaciones comunes en la alimentación digital y analógica, a la existencia de una limitación en la corriente de la fuente de alto voltaje, de forma que cuando se supera el límite hay una tendencia a bajar todas las tensiones, o bien al acoplamiento en alterna del Sirocco II. Esto repercutiría en el valor de las señales ya que no se medirían a partir del nivel cero.

La forma de disminuir este efecto fue ajustando las señales de cada suceso a una recta, y restando a cada canal el valor correspondiente a la misma.

En la figura 5.55 vemos un suceso antes y después de la corrección, y la recta correspondiente al ajuste realizado.

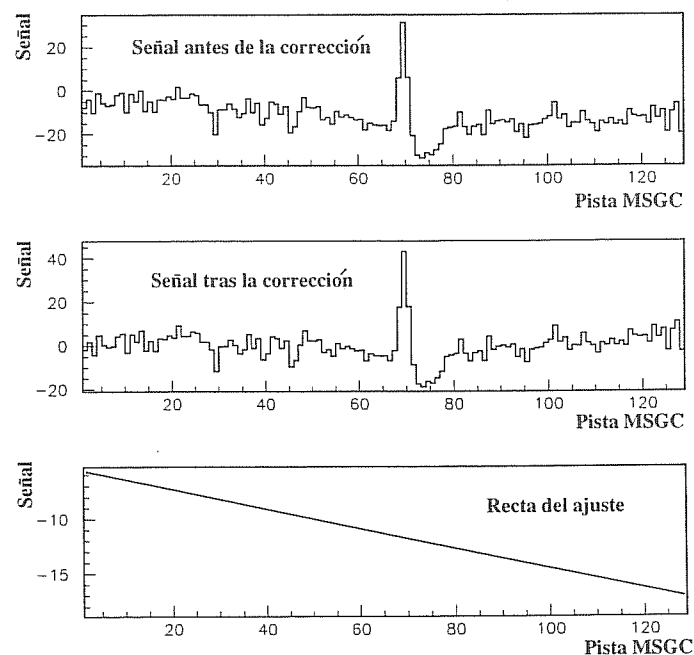


Figura 5.55: Suceso en la MSGC. Corrección por el modo común de lectura.

Observando las figuras 5.54 y 5.55 se pone de manifiesto la existencia de señales de polaridad inversa a las del *hit* "real" en los ánodos contiguos a éste. Este efecto, que repercutiría en el número de pistas con señal sobre el umbral y en la amplitud de la señal reconstruida, tiene su origen en el agrupamiento de los cátodos a una resistencia de desacoplo, a través de la cual les es aplicado el alto voltaje [88, 89].

Los electrones recogidos por un ánodo inducen carga positiva en sus dos cátodos adyacentes. Esta carga inducida se distribuye por los 10 cátodos de un mismo grupo, cargando, por efecto capacitivo, los ánodos entre ellos. Los preamplificadores conectados a éstos ánodos verán, de este modo, una corriente de fuga de electrones. A esta carga inducida se le superpondrá la carga real, de polaridad inversa.

La carga que se induce en cada ánodo se corresponde con un décimo de la carga total, con lo que el algoritmo de corrección de este efecto se basa en la adición de esta cantidad a cada uno de los ánodos afectados. En la figura 5.56 se muestra la distribución de carga en un suceso antes y después de la corrección.

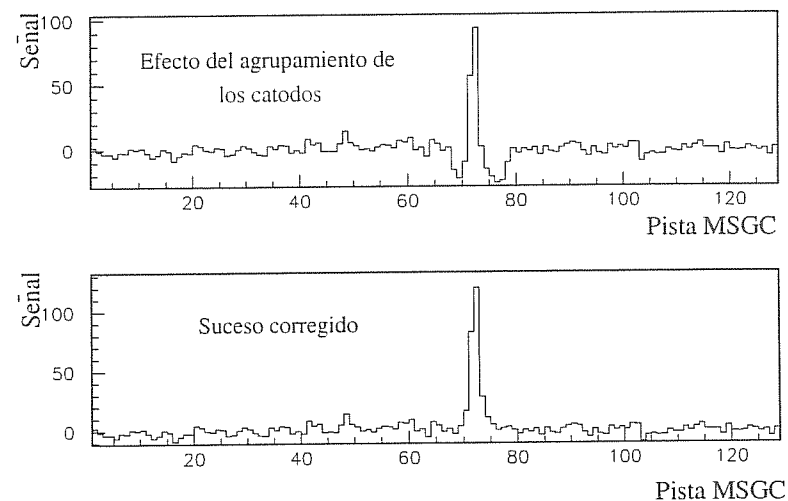


Figura 5.56: Suceso antes y después de aplicar el algoritmo de corrección del efecto producido por el agrupamiento de los cátodos.

Reconstrucción de la altura de pulso y cluster

- Distribución de la altura de pulso

La señal total originada por una partícula al atravesar el detector la reconstruimos como la suma de las señales en los ánodos pertenecientes al *cluster*⁶ asociado a dicha partícula.

⁶El *cluster* se define como el conjunto de pistas cuya señal, por encima del umbral, ha sido generada por el paso de una partícula a través de la cámara. En caso de que varias partículas lleguen muy próximas a la cámara, los *clusters* asociados a éstas pueden fundirse en uno único.

El algoritmo de reconstrucción requiere la búsqueda del *hit*, o determinación de la pista con mayor señal, y la determinación del *cluster*.

En la búsqueda del *hit* no se impuso ningún umbral. Dado un suceso, se comparan las señales en los 128 ánodos y se selecciona áquel en que la señal es mayor, imponiendo como única restricción el que sea positiva. En caso de que ninguna pista tuviese señal por encima de cero, el suceso sería desechado.

Para la determinación del *cluster* se buscó, entre los cinco ánodos anteriores y posteriores al de señal máxima, áquellos en que ésta superase un umbral situado en media desviación *standard* de la distribución de pedestales ⁷.

La figura 5.57 muestra una distribución de altura de pulso en el *cluster*, obtenida con $V_d=-4000$ V, $V_c=-455$ V y $V_g=2500$ V (siendo la diferencia entre las caras del GEM, V_G , de 357 V).

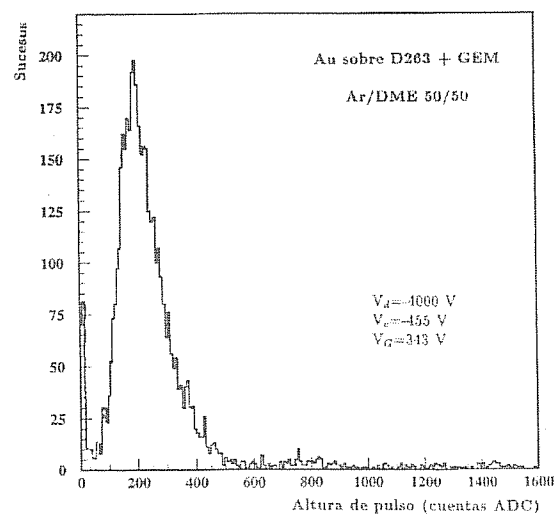


Figura 5.57: Distribución de altura de pulso en el "cluster".

⁷La elección de este umbral se realizó tras una serie de estudios sobre la eficiencia y la ocupación de ruido [88].

El pico que se observa en la parte baja es debido fundamentalmente a ruido.

• Determinación del *cluster*

En la reconstrucción de la altura de pulso utilizamos un algoritmo para determinar los ánodos pertenecientes al *cluster*. Los resultados de ese mismo algoritmo fueron utilizados para la obtención de la distribución de su tamaño.

Los pasos que se llevan a cabo son los siguientes:

1. Se parte del ánodo con señal máxima. El tamaño del *cluster* es, en principio, 1.
2. Se compara la señal de las pistas a su derecha e izquierda, un máximo de 5 en cada dirección, con el umbral. Si lo sobrepasa, la pista correspondiente es incluida en el *cluster*, que aumenta su tamaño en una unidad.
3. La búsqueda de pistas en el *cluster* en cada dirección finaliza cuando se llega a una pista con señal por debajo del umbral.

La última condición se basa en la incidencia del haz perpendicular al plano del detector, con lo que no se esperan apreciables ángulos de inclinación. Si la incidencia de las partículas fuese en dirección arbitraria, sería más correcto permitir alguna pista en el *cluster* por debajo del umbral. En esa situación, habría una serie de pistas que recogerían aproximadamente la misma carga. Si las señales generadas estuviesen próximas al umbral, las propias fluctuaciones harían que unas pistas lo sobrepasasen y otras no. En trayectorias perpendiculares, una pista (o como mucho dos) recoge la mayor parte de la carga, disminuyendo las señales al alejarnos de un máximo.

La figura 5.58 muestra una distribución de tamaño de *cluster*. Los voltajes de operación fueron: $V_d=-4000$ V, $V_c=-455$ V y $V_G=343$ V.

El pequeño porcentaje de ruido incrementa el número de sucesos de tamaño de *cluster* 1.

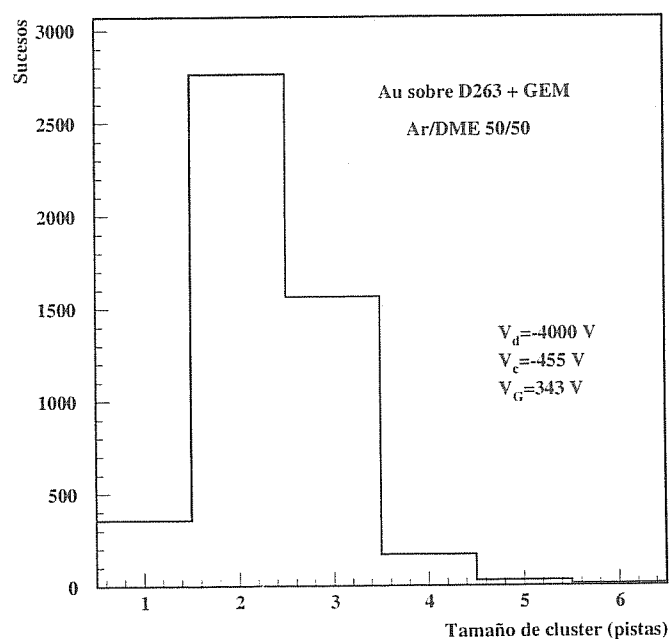


Figura 5.58: Distribución de tamaño de "cluster".

Relación señal/ruido

El ruido electrónico consiste en pequeñas variaciones del voltaje en torno al valor cero, con un promedio no nulo. Este ruido influye en la resolución en energía del detector y en la capacidad para detectar pequeñas pérdidas de energía.

La cantidad usada frecuentemente para cuantificar la magnitud del ruido es la relación señal/ruido, definida como el cociente entre la señal más probable y la desviación *standard* de la distribución de ruido.

La señal más probable la determinamos a partir de la distribución de la altura de pulso en el *cluster*. El cálculo de la desviación *standard* de la distribución de ruido lo realizamos multiplicando la desviación

standard de la altura de pulso en cada canal, en ausencia de *hit*, por el valor medio del tamaño de *cluster*.

El valor obtenido, operando con $V_d=-4000$ V, $V_c=-400$ V y $V_g=-1800$ V ($V_G=450$ V⁸), para la relación señal/ruido es de 14.

Eficiencia

La eficiencia de un detector se define como el cociente entre el número de partículas detectadas y el número total que incide sobre el detector. Depende del umbral que se establezca para la definición de la señal.

El cálculo de la eficiencia exige definir la muestra global de sucesos sobre la que determinar aquellos en que las MSGCs han detectado la partícula, así como el criterio de selección de estos últimos.

Consideraremos como muestra global la formada por todos los sucesos con señal en el plástico centelleador situado delante de las MSGCs, es decir, todos los sucesos que en que se disparó la señal de *trigger*. La utilización de esta muestra subestima la eficiencia calculada, ya que no tienen en cuenta el posible ruido en este detector.

Dado que el ancho del plástico centelleador era de 6 mm, mientras que el área instrumentada en la cámara era de 12.8 mm (considerando un único chip), los sucesos que han hecho saltar el *trigger* deben tener un *hit* de señal en la región de solapamiento entre estas dos zonas. La figura 5.59 muestra la posición de la pista con *hit* en los sucesos con *trigger*, poniendo claramente de manifiesto cuales son las pistas en las que se produce solapamiento con el plástico. Consideraremos que una partícula ha sido detectada por la MSGC, y por tanto que un suceso "es eficiente", cuando la pista con señal sobre el umbral se encuentre en esa región de solapamiento.

La figura 5.60 muestra la eficiencia en función del umbral establecido en la búsqueda de la señal. Los voltajes de operación fueron -4000 V en el *drift*, -400 V en los cátodos y 450 V entre las caras del GEM. Se observa una rápida caída a partir de 1 desviación *standard*.

⁸En este caso se cambiaron las dos resistencias en paralelo en el partidor de tensión por una única resistencia de 33 M Ω , con lo que varía la relación entre V_G y V_g respecto a la del resto de los casos.

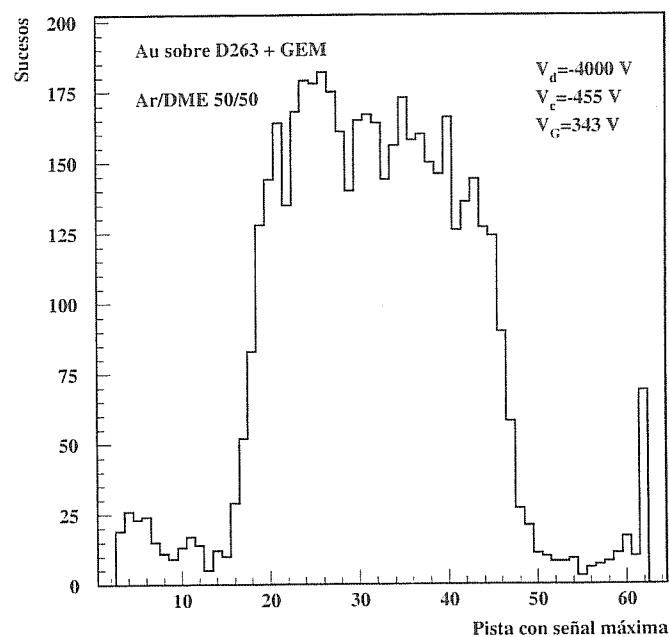


Figura 5.59: Mapa de las pistas con señal máxima.

5.7.4 Estudio de la señal

Efecto del GEM

El interés de introducir el GEM como elemento preamplificador entre el plano de micropistas y el de deriva radica en que permite reducir los voltajes de operación en los cátodos, disminuyendo el riesgo de chispas. De este modo, es posible operar con voltajes en los cátodos para los que la señal no sería observable en ausencia de GEM.

El efecto del GEM se pone de manifiesto comparando los resultados del análisis de dos tomas de datos con configuraciones diferentes de los voltajes establecidos. La primera de las configuraciones se corresponde con la operación *standard* del conjunto MSGC+GEM, mientras que en

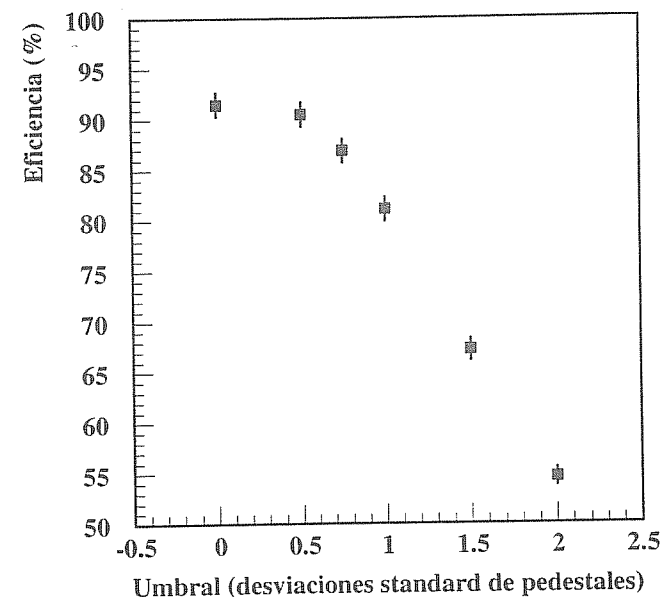


Figura 5.60: Variación de la eficiencia en función del umbral establecido en la búsqueda de la señal.

la segunda, se anula el efecto del GEM conectando el plano de deriva a un potencial superior al de éste. De este modo, se invierte el sentido de los electrones generados en la zona de deriva, desplazándose hacia el *drift* y no contribuyendo, por tanto, a la señal leída en los ánodos. La situación, en esta segunda configuración, es diferente a la que se describió para el cálculo del factor de preamplificación del GEM (sección 5.5.3). Esto es debido al diferente carácter de la interacción de partículas cargadas y fotones.

La interacción de rayos X, por ser puntual, puede tener lugar antes del GEM, con lo que los electrones primarios sufrirán un doble proceso de amplificación, o tras él, con lo que sufrirían una única amplificación.

Esto daría lugar, en una situación ideal, a la aparición de dos picos en el espectro. Anulando el efecto del GEM se produciría únicamente el pico de menor ganancia, ocupando la misma posición en el espectro.

El carácter continuo de la interacción de partículas cargadas, hace que para todas ellas la carga recogida sea la suma de nubes electrónicas generadas por electrones primarios procedentes de la zona superior del GEM (con doble amplificación) y de la inferior (con una única amplificación). El resultado sería una distribución de altura de pulso, tipo Landau, con un único valor más probable. Si los electrones generados en la zona de deriva son conducidos hacia el *drift*, la señal estará constituida, de nuevo para todas las partículas, únicamente por las nubes de electrones procedentes de electrones primarios generados en la zona de colección. El resultado sería el corrimiento de la distribución anterior hacia valores más bajos de la altura de pulso ⁹.

Los voltajes suministrados para la operación *standard* del conjunto MSGC+GEM fueron: $V_d = -4000$ V, $V_c = -450$ V y $V_g = -2470$ V (353 V de diferencia entre las caras del GEM). En la segunda configuración se mantuvieron constantes todos los voltajes excepto el del *drift*, que se redujo a -1500 V. En las figuras 5.61 y 5.62 se muestran las distribuciones de altura de pulso en el *cluster* y del tamaño de *cluster*, respectivamente, obtenidas con las dos configuraciones.

En la distribución de altura de pulso se pone de manifiesto cómo la preamplificación en el GEM permite la separación de la señal sobre el ruido operando con voltajes en los cátodos para los que no sería posible dicha separación.

La distribución del tamaño de *cluster* en ausencia de la amplificación en el GEM presenta un claro predominio del tamaño de *cluster* uno, asociado, en la mayor parte de los casos, a sucesos de ruido.

⁹Otra diferencia entre la interacción de fotones y de partículas cargadas, es que en el primer caso el número de electrones primarios no varía de una configuración a otra, mientras que en el segundo este número se reduce a la mitad, por disminuir en la misma proporción la zona que atraviesan las partículas en la cámara generando electrones que contribuyan a la señal.

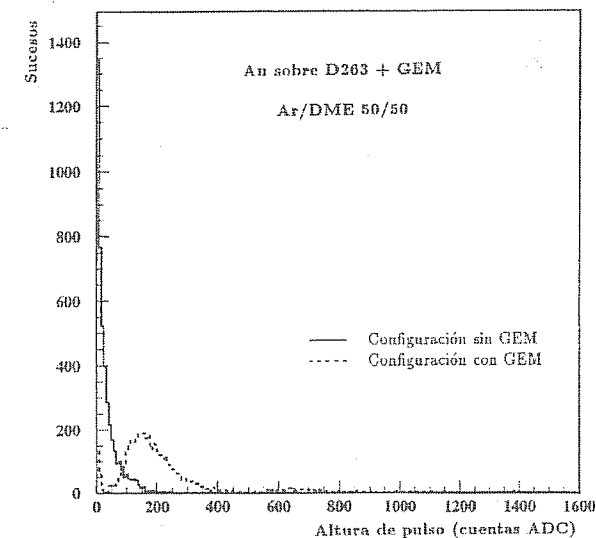


Figura 5.61: Comparación entre las distribuciones de altura de pulso obtenidas en las configuraciones con y sin GEM.

Dependencia con el voltaje en el GEM

El estudio de la dependencia de la señal con el voltaje en el GEM se realizó manteniendo constantes el voltaje en el *drift* y en los cátodos, y modificando el voltaje suministrado al partidor de tensión con que se alimentaban las dos caras del GEM. De este modo, no sólo se varía la diferencia de potencial en el GEM sino también los campos de deriva y de colección. Sin embargo, la dependencia del proceso de amplificación con estos dos campos es mucho más débil que la que tiene lugar con el campo en el interior de los orificios, con lo que las variaciones observadas se pueden considerar únicamente debidas a la modificación de este último.

El voltaje suministrado al plano de deriva fue de -4000 V, con -455 V en los cátodos. El voltaje en el partidor de tensión se varió desde -2470 V a -1770 V, disminuyendo la diferencia de potencial entre las

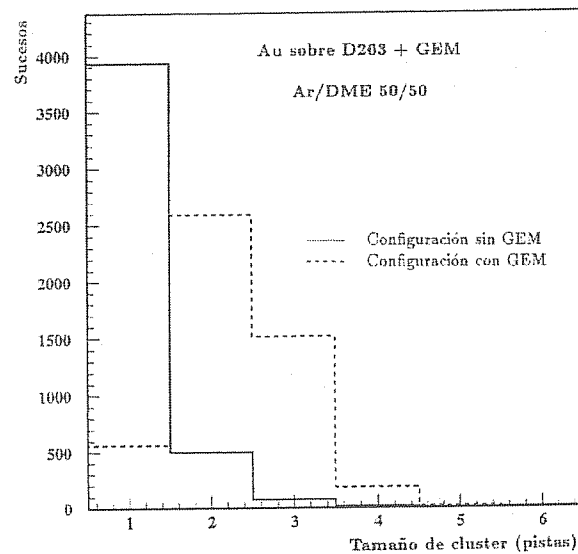


Figura 5.62: Comparación entre las distribuciones de tamaño de "cluster" correspondientes a las configuraciones con y sin GEM.

caras del GEM de 343 V a 246 V.

La figura 5.63 muestra la evolución de la distribución de la altura de pulso en el cluster en función del campo de amplificación en el GEM. Se observa cómo la señal, inicialmente separada del ruido, va acercándose a éste hasta que llegan a no distinguirse.

El valor medio de estas distribuciones se representa en la figura 5.64 en función del voltaje entre las caras del GEM.

En la figura 5.65 se muestra la evolución de la distribución de tamaño de cluster. La disminución de la amplificación en el GEM provoca un aumento del número de clusters con una única pista sobre el umbral. Esto es debido tanto a la disminución de la carga generada como a la aceptación, cada vez mayor, de sucesos de ruido. Este incremento en la aceptación de sucesos de ruido se pone claramente de manifiesto observando cómo varía el mapa de las pistas con señal máxima (figura 5.66), disminuyendo el número de sucesos en que ésta se sitúa en la

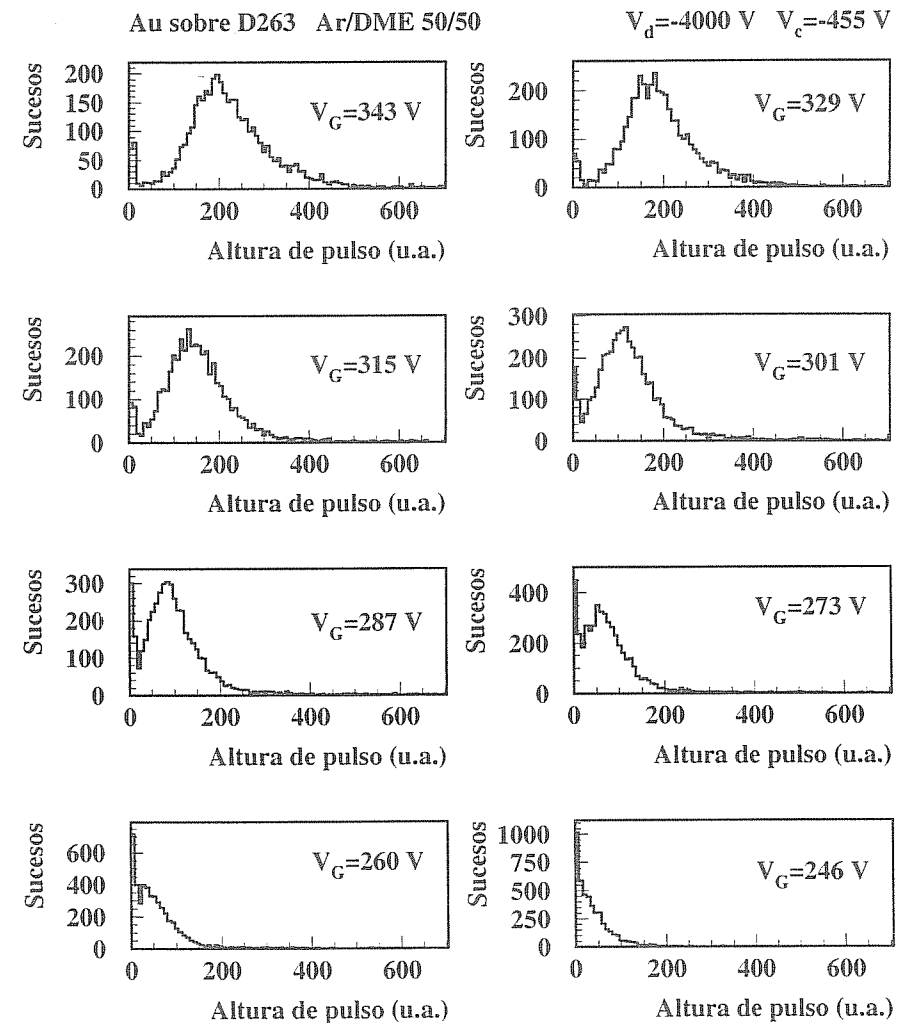


Figura 5.63: Variación del espectro de altura de pulso en el "cluster" en función del voltaje entre las caras del GEM.

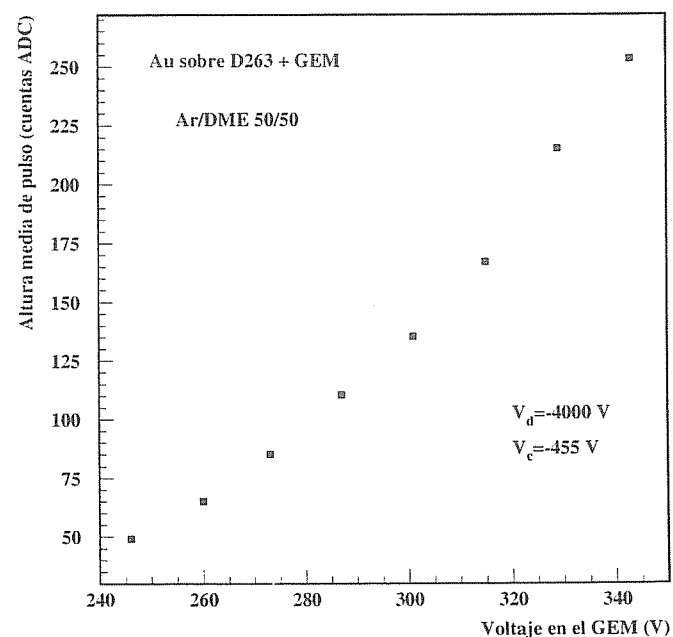


Figura 5.64: Variación del valor medio de la altura de pulso en el “cluster” en función del voltaje entre las caras del GEM.

zona de coincidencia con el plástico que genera el *trigger*. La variación del número de sucesos con *hit* en la zona en coincidencia con el plástico centelleador (sucesos “eficientes”), mostrada en la figura 5.67, es un reflejo del mismo fenómeno.

Dependencia con el voltaje establecido en los cátodos

El estudio de la evolución de la señal en función del campo dipolar generado en las micropistas se realizó con un voltaje en el *drift* de -4000 V y en el partidor de tensión de -2500 V, estableciendo una diferencia de potencial entre sus caras de 356 V. El voltaje en los cátodos se

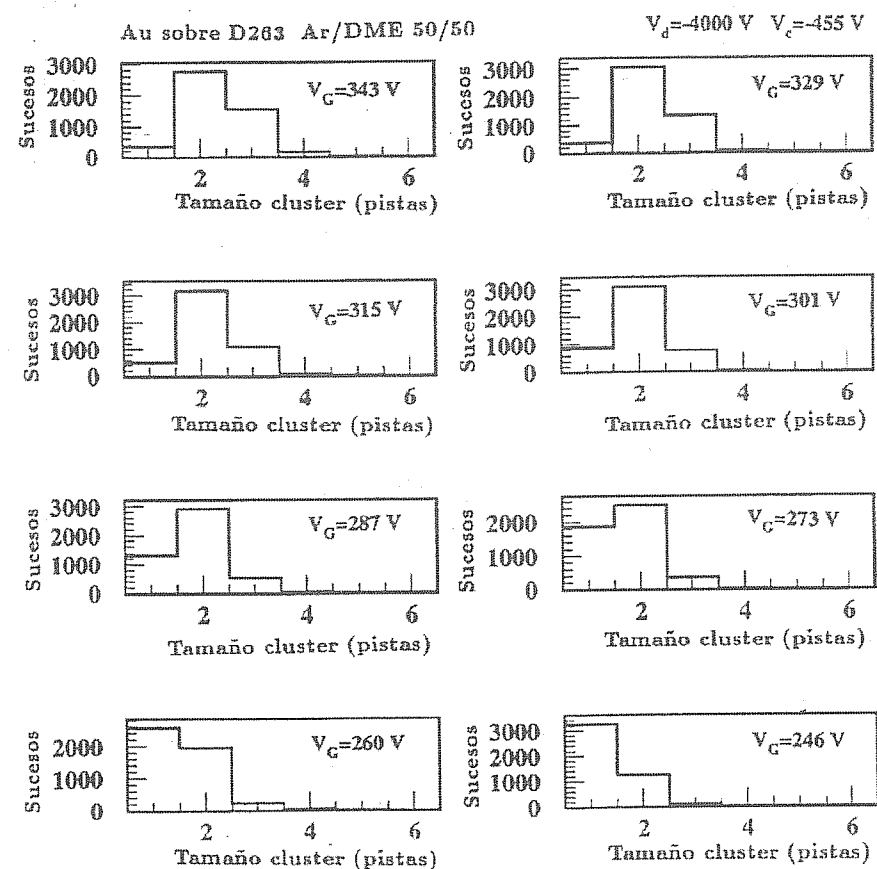


Figura 5.65: Evolución de la distribución del tamaño de “cluster” en función del voltaje entre las caras del GEM.

varió desde -400 V a -455 V.

La figura 5.68 muestra la evolución de la distribución de altura de pulso en el *cluster* con la variación del voltaje en los cátodos.

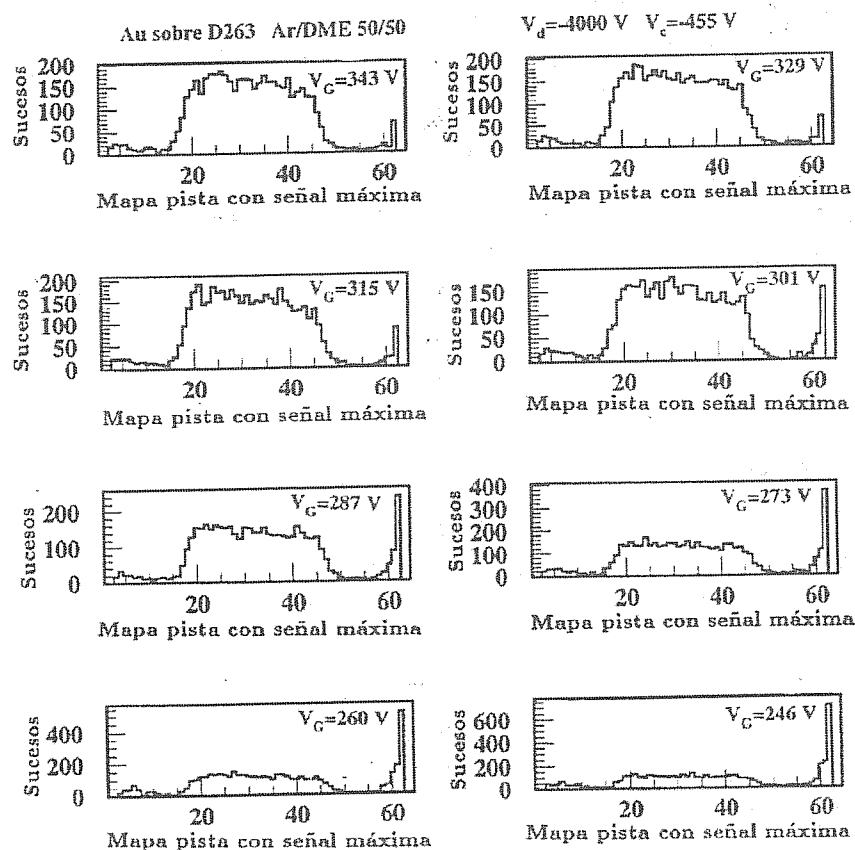


Figura 5.66: Evolución de la distribución de pistas con la señal máxima en función del voltaje entre las caras del GEM.

5.7.5 Protección de la electrónica

Durante la realización de este test se pusieron claramente de manifiesto dos problemas relacionados con el material de las micropistas, Au. Esto llevó a la decisión de sustituir el Au por Cr en el prototipo final utilizado en el experimento DIRAC.

El primero de los problemas se desencadenó por un mal pasivado de

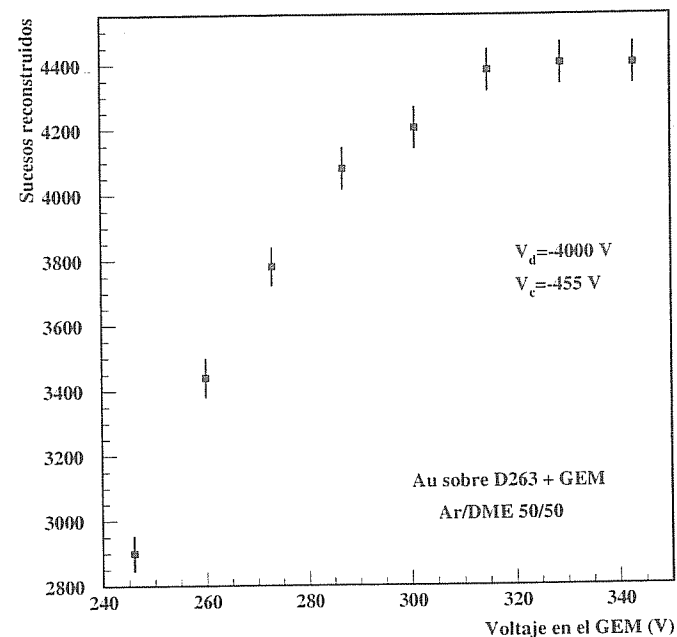


Figura 5.67: Variación del número de sucesos "eficientes" en función del voltaje entre las caras del GEM. En todos los casos se trabajó con el mismo número total de sucesos.

las terminaciones de las pistas, dando lugar a la aparición de descargas o chispas en las cámaras. Estas chispas provocaron el desprendimiento de tramos de las pistas, impidiendo la lectura de las cargas recogidas por la zona de las mismas que, de este modo, quedaba aislada del chip. Las pistas rotas se pudieron observar en la inspección visual de los planos que se realizó tras el test. La figura 5.69 es una fotografía de una zona dañada de los planos.

El segundo problema se produjo debido a las gran cantidad de carga recogida en la entrada de los chips APC, quemándose éstos y, consecuentemente, imposibilitando la lectura. Esta carga podría disminuirse

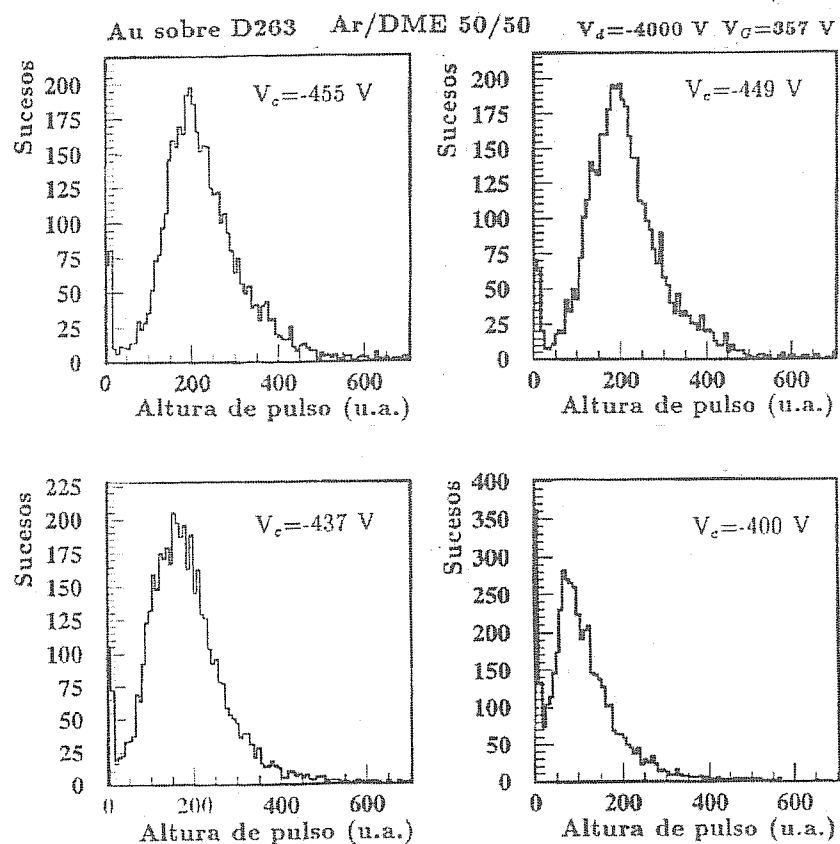


Figura 5.68: Evolución de la distribución de altura de pulso en el "cluster" en función del voltaje en los cátodos.

aumentando la resistencia de las pistas o bien mediante la colocación de resistencias de protección a la entrada de los chips (pruebas realizadas en los laboratorios de Santiago pusieron de manifiesto que es suficiente la utilización de resistencias de 1 k Ω). La utilización de estas resistencias evita el daño en la electrónica, pero no afecta a la cantidad de carga acumulada en los electrodos y responsable del deterioro de éstos en la producción de chispas. Sin embargo, la sustitución del material

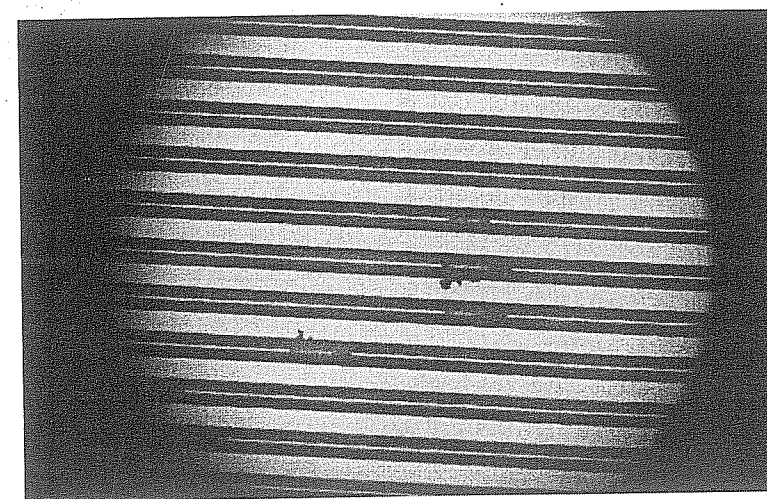


Figura 5.69: Fotografía de una de las zonas dañadas en un plano de micropistas de Au, tras la operación en el haz. Se observa el desprendimiento de tramos en los ánodos.

de los electrodos por otro más resistivo disminuye la carga liberada en las posibles chispas en el detector y, al mismo, tiempo previene la destrucción de la electrónica.

5.8 Prototipo final de DIRAC

El diseño final del prototipo instalado en DIRAC es el resultado de los estudios de investigación, tanto en tests como en simulación, realizados durante los últimos 4 años. Este prototipo final de detector de micropistas consta de cuatro planos de detección, paralelos entre sí y perpendiculares al haz secundario de piones. Estos planos se instalarán con ángulos relativos de 0, 8, 82 y 90 grados, siendo su área activa de 10.24 x 10.24 cm².

Cada plano de detección está constituido por un plano de deriva, un GEM y un plano de micropistas, con 3 mm de separación entre cada par de planos. La decisión de utilizar el GEM se basa principalmente en la gran estabilidad observada en la operación del conjunto. La com-

binación de las dos etapas de amplificación permite trabajar sin generar campos demasiado elevados en ninguno de los elementos, manteniendo ganancias adecuadas. El *backplane* no fue finalmente introducido en la operación. La variación de la ganancia en los primeros momentos de operación, que puede corregir este elemento, no tiene repercusiones en la operación de este detector en DIRAC. Y, sin embargo, la introducción de un nuevo elemento siempre lleva consigo un aumento de la complejidad tanto en el funcionamiento como en la instrumentación. Por esta razón, se optó por suprimir este plano.

Los planos de micropistas fueron construídos por la industria IMT (Zürich). Su estructura se implementó, mediante técnicas litográficas, sobre un sustrato de DESAG D263, vidrio iónico ligeramente conductor, de 300 μm de espesor. Este vidrio de borosilicato presenta buenas propiedades mecánicas, características favorables para ser empleado con técnicas fotolitográficas, una longitud de radiación relativamente alta y un bajo precio, habiéndose, además, comprobado su buen comportamiento en numerosos tests.

El material seleccionado para esta estructura fue el Cr, eligiendo esta opción más conservadora por los problemas desencadenados por el Au. Los ánodos, de 9 μm de ancho, presentan una distancia relativa de 200 μm .

El diseño de las micropistas está adaptado para la lectura en ánodos. Para facilitar la microsoldadura de estas pistas a los canales del chip APC, se desarrolló, en el extremo de la placa más próxima a éste, una estructura especial con las terminaciones de los ánodos. Esta estructura se observa en la figura 5.70. Sobre las terminaciones rectangulares, en el fondo de la figura, se realizará cada una de las microsoldaduras.

El GEM consta de una película de kapton de 50 μm metalizada por ambas caras con una lámina de 4 μm de Cu. El diámetro exterior de los orificios metálicos es de 90 μm y de 70 μm en el kapton, siendo la separación entre los centros de los mismos de 140 μm .

Como plano de deriva se utiliza una lámina de DESAG D263 de 300 μm de espesor metalizada por una de las caras.

Los marcos que separan el GEM del plano de micropistas y del de deriva, definiendo las zonas de colección y deriva, respectivamente, son de Stesalit, material aislante y no atacado por el DME. El pegado de los planos a estos marcos se realizó con una resina que posee estas dos

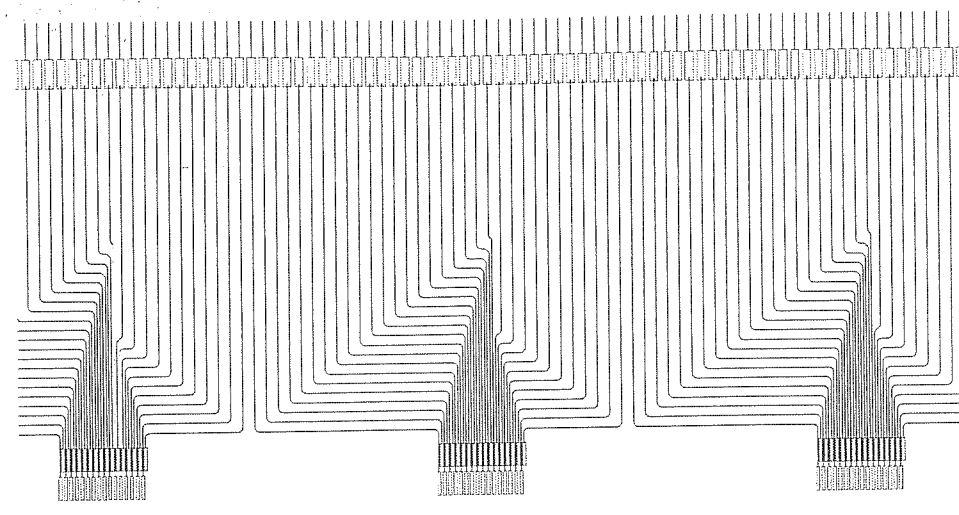


Figura 5.70: Terminaciones de los ánodos en el extremo que se unirá al chip APC. Este diseño facilita el bondeo con los canales del chip.

mismas características. Los marcos presentan dos pequeños orificios, en dos de sus caras, en donde se conectan los tubos de entrada y salida del gas. Estos tubos, que conectan con los tubos metálicos del sistema de gas (sección 7.2), se realizaron con polipropileno. La flexibilidad de este material disminuye las tensiones mecánicas sobre los planos a la hora de realizar la conexión con los tubos exteriores.

Los planos ensamblados se instalan sobre la placa analógica descrita en la sección 4.2.

Capítulo 6

Otros dispositivos: *Microgap* y *Microslit*

6.1 Introducción: otras técnicas

Los requisitos impuestos por los futuros experimentos de Física de Altas Energías, como los del LHC en el CERN, en los que es necesario realizar el seguimiento de las partículas en condiciones de alta luminosidad, ha desencadenado el desarrollo de gran variedad de detectores gaseosos basados en el principio de multiplicación proporcional [90].

Estos detectores están caracterizados por su gran capacidad de resistencia a elevados flujos de partículas, al separarse las regiones de deriva y de amplificación, y por su elevada resolución espacial.

El nacimiento de esta familia de detectores, marcado por la invención de la MSGC en 1988, supone una revolución en el campo de los detectores gaseosos proporcionales (típicamente las cámaras de hilos, *Wire Chambers*). Se basan en la utilización de técnicas sofisticadas, con las que se definen estructuras de microelectrodos destinadas a la amplificación y colección de carga.

Los primeros tipos de detectores dentro de este grupo, como son las MSGCs, Micro-Gaps (MGCs) [91] y Microdots [92, 93], se realizan mediante el uso de la tecnología de microelectrónica, definiendo las estructuras amplificantes sobre sustratos aislantes. Recientemente se ha puesto de manifiesto la posible utilización de técnicas dedicadas a la

fabricación de circuitos impresos (PCB) para la construcción de estas estructuras. La utilización de estas técnicas, menos complicadas que las anteriores, se introdujo tras comprobar que un incremento de la escala de las estructuras, en al menos un factor 10, no supone un deterioro en la operación. Ejemplos de estos detectores son el GEM, el *Compteur a Trou* [94], el *Micro-Groove detector* [95], el *Well detector* [96] o el detector de *Microslit* (MSGD) [97], [98, 99]. Sus ventajas, respecto a los basados en la tecnología de micro-electrónica, son su mayor rigidez y posible tamaño, su bajo coste y la introducción de menos cantidad de material al paso de las partículas.

Los diferentes diseños que fueron surgiendo dentro de esta familia trataban de mejorar las principales deficiencias observadas en los anteriores prototipos, como son el envejecimiento o el *charging up*.

Como posible alternativa a las cámaras de micropistas se realizaron, dentro del marco del experimento DIRAC, pruebas con diferentes prototipos basados en estas tecnologías.

6.2 Microgap

6.2.1 Introducción

La cámara de microgap (MGC), basada en la misma técnica de producción que las cámaras de micropistas, fue introducida en el año 1993. A pesar de la gran tarea de investigación desarrollada en torno a las MSGCs, la microgap se presentó como un dispositivo capaz de alcanzar mayor rapidez en la recolección de carga, al disminuirse la distancia entre los electrodos. Esto repercute en un esperado incremento de la resistencia a elevados flujos de radiación y de las resoluciones espacial y en energía.

Junto con su aplicación en el campo de las Altas Energías, ofrece interesantes aplicaciones en Astrofísica, Radiación de Síncrotrón o Física Médica. La estructura de la microgap es, además, especialmente adecuada para el desarrollo de un detector bidimensional [108].

El Grupo de Altas Energías de la Universidad de Santiago de Compostela, dentro de su tarea de investigación en detectores de *tracking* para el experimento DIRAC, diseñó un prototipo de Microgap cuya

estructura de electrodos fue desarrollada en el Centro Nacional de Microelectrónica (C.N.M.) de Barcelona. En los test realizados con este prototipo se trataron de analizar las características de su operación.

6.2.2 Descripción del detector

El detector de microgap consiste básicamente de un sustrato aislante, que actúa de soporte mecánico, sobre el que se desarrolla la estructura de electrodos. Este soporte puede ser pasivado con algún otro material aislante de características más adecuadas para la operación del detector. En el prototipo probado, el soporte, de Silicio, fue cubierto con una capa de $18 \mu\text{m}$ de Óxido de Silicio (SiO_2). La elección de este material se basa en su larga estabilidad bajo irradiación.

Sobre el sustrato aislante se deposita una fina lámina ($\approx 1 \mu\text{m}$) de material conductor. Esta lámina es segmentada, mediante técnicas de fotolitografía y *etching*, en pistas con anchura de varios milímetros. La distancia entre estas pistas, que constituyen los cátodos del detector, trata de reducirse lo más posible para evitar distorsiones y efectos de bordes en el campo eléctrico.

Utilizando técnicas de deposición química (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition, PECVD), se establece una capa aislante de varias micras de espesor sobre la anterior lámina conductora. Esta capa se secciona en pistas, de aproximadamente $20 \mu\text{m}$ y distanciadas del orden de $200 \mu\text{m}$, en dirección perpendicular a los cátodos. Sobre estas pistas se deposita otra nueva capa de material conductor, a partir de la cual se obtienen, mediante *etching* químico, los ánodos del detector (varias micras más estrechos que las pistas aislantes). De este modo, se establece una estructura de ánodos y cátodos en la que la distancia entre ellos está determinada por las pistas aislantes. El hecho de que los ánodos sean perpendiculares a los segmentos descritos por los cátodos es lo que da a este detector un carácter intrínsecamente bidimensional.

En la figura 6.1 se muestra un esquema de esta estructura. Los materiales y dimensiones corresponden a las del prototipo bajo test: las pistas aislantes se desarrollaron en SiO_2 de $4 \mu\text{m}$ de espesor, con los ánodos y cátodos en Al de $1 \mu\text{m}$. El ancho de los cátodos era de 1.8 mm , separados $4 \mu\text{m}$ entre ellos. Las pistas aislantes tenían una anchura de $18 \mu\text{m}$ y los ánodos de $10 \mu\text{m}$. La distancia entre los centros de dos

ánodos consecutivos (*pitch*) se fijó en $200\ \mu\text{m}$. Para evitar descargas se pasivaron con SiO_2 los espacios entre cátodos y, especialmente, las intersecciones entre ánodos y cátodos (figura 6.2). Los extremos de los ánodos fueron también pasivados con este material aislante.

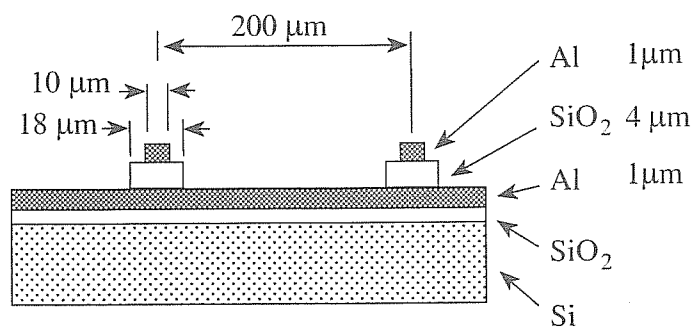


Figura 6.1: Esquema de la estructura de una microgap. Se indican las dimensiones del prototipo con el que se realizaron las pruebas.

Para definir la zona de deriva, se colocó, a $6\ \text{mm}$ del plano descrito, una lámina de DESAG D263 de $220\ \mu\text{m}$ de espesor metalizada por su cara interna con $200\ \text{Å}$ de Al. El conjunto se instaló en la caja de Al utilizada en los tests realizados con las cámaras de micropistas.

La cámara se hizo operar en una mezcla de Ar y DME en proporciones variables, siendo irradiada con los fotones emitidos por una fuente de ^{55}Fe .

6.2.3 Montaje experimental y calibración en ganancia

Para el análisis de la operación de este prototipo, se conectó a tierra un grupo de 6 ánodos a través de una resistencia de $1\ \text{M}\Omega$. La señal generada por la carga recolectada en estos ánodos era conducida al preamplificador ORTEC 142PC. La salida de éste se digitalizó con el

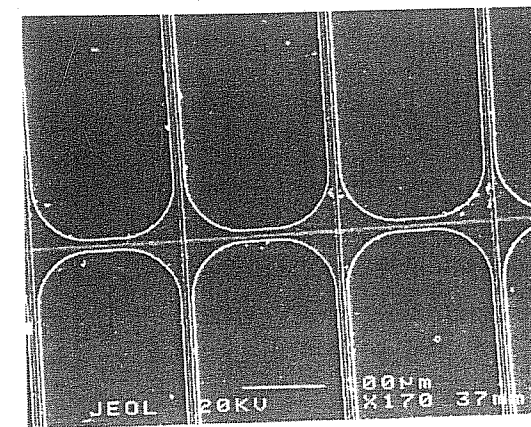


Figura 6.2: Imagen de la pasivación de los espacios entre cátodos y de las intersecciones entre ánodos y cátodos (obtenida con un microscopio electrónico). Los límites redondeados de la pasivación tienen un radio de $70\ \mu\text{m}$.

osciloscopio Tektronix 684A, transfiriéndose la información a un PC a través de una interface GPIB.

El voltaje a los diferentes electrodos se les suministró con una fuente CAEN NA471A, que permite un preciso control de la corriente. La corriente de fuga en el detector, durante la operación, no superó $1\ \text{nA}$, estando un total de 30 ánodos conectados a tierra.

En la figura 6.3 se muestran tres espectros obtenidos con este prototipo, operando en Ar/DME 50/50, para diferentes valores del voltaje establecido en los cátodos. La resolución en energía está en los tres casos entorno al 22% FWHM.

El estudio de la evolución de la ganancia con el voltaje en los cátodos se realizó para mezclas de Ar y DME en diferentes proporciones. En estos estudios se puso de manifiesto una mayor ganancia asociada a las mezclas con mayor contenido en Ar (figura 6.4). El porcentaje de Ar está, sin embargo, limitado por la aparición de frecuentes descargas en la cámara.

La dependencia de la ganancia con el voltaje en el plano de deriva se muestra en la figura 6.5 para dos valores diferentes del voltaje en

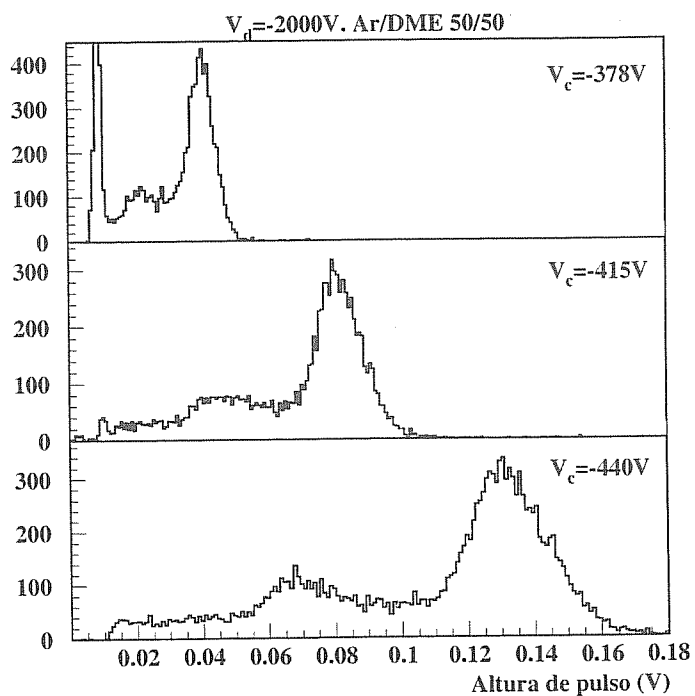


Figura 6.3: Espectros de la fuente de ^{55}Fe obtenido con la Microgap para tres valores diferentes del voltaje en los cátodos.

los cátodos. Se pone de manifiesto un aumento de la ganancia con el campo de deriva. Esto es debido a que el campo de amplificación desarrollado entre ánodo y cátodo no depende únicamente de la diferencia de potencial entre esos dos electrodos, sino también del voltaje establecido en el plano de deriva. El valor máximo alcanzado en este campo está limitado por la aparición de chispas en la cámara, provocadas por problemas con los cables y conectores en el interior de la caja y no por problemas intrínsecos al detector. A pesar de esta limitación, que impide continuar las medidas realizadas, hay cierta evidencia de que se produce una saturación en la ganancia para valores elevados de este

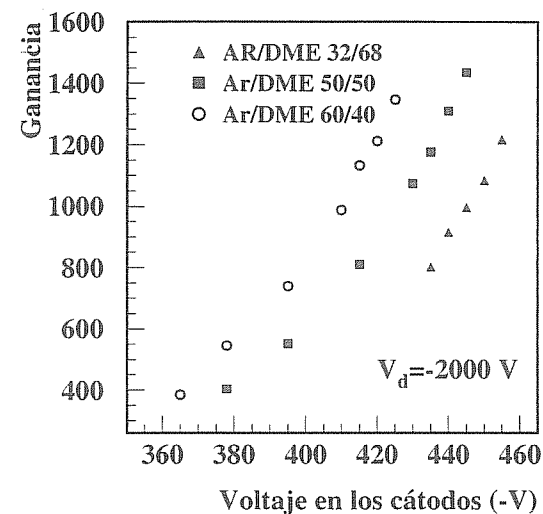


Figura 6.4: Dependencia de la ganancia con el voltaje en los cátodos para mezclas de gases con diferentes proporciones de Ar y DME.

campo. Este fenómeno se puede explicar debido a que un incremento de la razón entre el voltaje de deriva y el voltaje en los cátodos provoca un aumento del número de líneas de campo que, procedentes de la zona de deriva, mueren sobre los cátodos. De este modo se reduce el número de electrones primarios sometidos al proceso de amplificación. Teniendo esto en cuenta, se espera que para menor campo de amplificación sea también menor el campo de deriva para el cual se alcanza la saturación, lo cual está de acuerdo con la figura 6.5. Esta saturación puede evitarse, sin variar el voltaje en los cátodos, mediante una disminución de la distancia entre electrodos, ya que esto aumentaría el campo entre ellos.

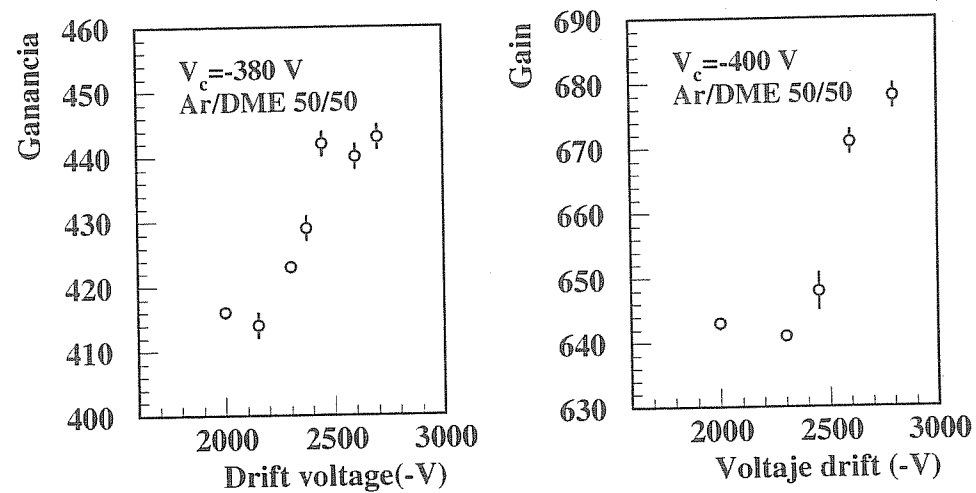


Figura 6.5: Dependencia de la ganancia con el voltaje en el plano de deriva para dos valores diferentes del voltaje en los cátodos.

6.2.4 Problemas en la operación de este prototipo

Durante los tests con este prototipo se pusieron de manifiesto problemas de estabilidad en la operación asociados a la aparición de chispas. Estas chispas son, probablemente, debidas a imperfecciones en las láminas metálicas. De hecho, mediante microscopía electrónica, se pudo observar que esta láminas presentaban ciertas rugosidades (figura 6.6). Esto repercute, también, en una pérdida de uniformidad en el campo eléctrico y, por tanto, en la ganancia. La operación podría mejorarse con la utilización de otro metal que presente mejores propiedades de fijación y uniformidad.

En la figura 6.7 se observa una estructura periódica de desperfectos en los cátodos ocasionados por chispas. Estos desperfectos se manifiestan más claramente en los cátodos que en los ánodos.

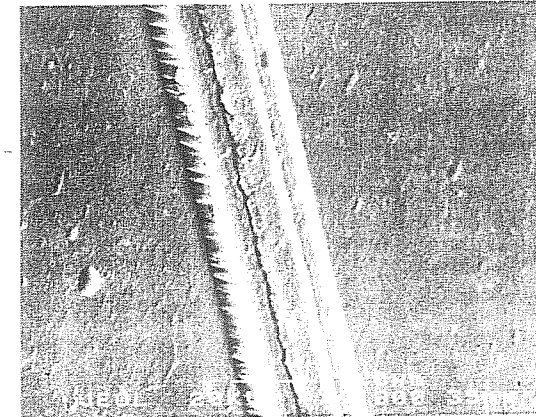


Figura 6.6: Fotografía del ánodo sobre la pista aislante. Se observan claramente rugosidades en la superficie metálica.

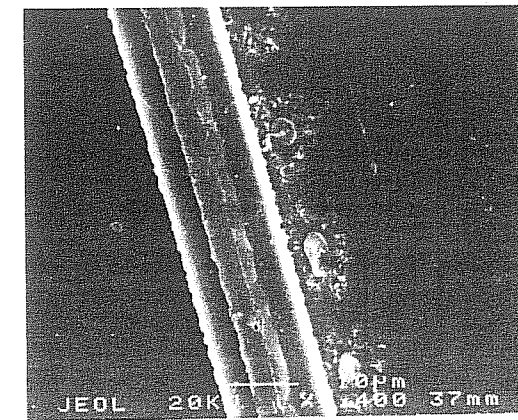


Figura 6.7: Detalle en el que se muestra el efecto de las chispas sobre un cátodo, en la región próxima a la pista anódica. El Al se derrite dando lugar a una estructura periódica.

6.3 Microslit

6.3.1 Introducción

Durante el último año se ha desarrollado una nueva generación de detectores gaseosos basados en la tecnología de circuitos impresos. 305

Los importantes esfuerzos en la investigación y desarrollo de este tipo de detectores está justificado por su bajo coste y rigidez. Tienen en común el uso de finas láminas de kapton sobre las que se implementan las estructuras de amplificación mediante las técnicas de PCB. La gran flexibilidad que ofrecen a la hora de diseñar los electrodos para la recolección de carga y posterior lectura es otra de las ventajas de estos detectores, permitiendo en algunos casos la lectura bidimensional.

Dentro de esta familia de detectores se encuentra el detector de *Micro Slit*, basado en un nuevo diseño con ranuras abiertas sobre kapton metalizado y pistas anódicas suspendidas en las mismas. El proceso de multiplicación es similar al que tiene lugar en la cámara de micropistas *standard*, siendo la diferencia fundamental con ésta la ausencia de material aislante alrededor de los ánodos. Esto elimina los problemas relacionados con los procesos de polarización y carga del sustrato.

Los primeros tests con este nuevo prototipo fueron realizados en los laboratorios de la Universidad de Santiago, destinados básicamente a estudiar la estabilidad de su operación.

6.3.2 Descripción del detector

El desarrollo de las técnicas de *etching* sobre kapton, utilizadas para la fabricación del GEM, ha hecho posible el desarrollo de nuevas geometrías.

Para la fabricación de la *Micro Slit* se parte de una lámina de kapton metalizada con Cu por ambas superficies. Sobre una de sus superficies, se graba, mediante técnicas de fotolitografía, una estructura de rectángulos de $105 \mu\text{m}$ de ancho y 8 mm de largo, separados $200 \mu\text{m}$ en la dirección transversal. En la cara opuesta, se fija un patrón de pistas de $30 \mu\text{m}$ de ancho y con $200 \mu\text{m}$ de separación entre sus centros.

Tras sucesivos baños en solventes químicos, el kapton es eliminado, obteniéndose la estructura final del detector. Esta estructura consiste en pistas de $30 \mu\text{m}$ de ancho suspendidas por tramos de kapton de $200 \mu\text{m}$ que unen las ranuras abiertas sobre la lámina. La figura 6.8 muestra un esquema de la lámina de kapton vista por la cara superior. La vista transversal se observa en la figura 6.9.

Con este nuevo diseño la superficie de material aislante sobre la que mueren líneas del campo de deriva es nula, en este sentido se puede

considerar como una cámara de micropistas sin sustrato, recordando a las originales cámaras de multihilos.

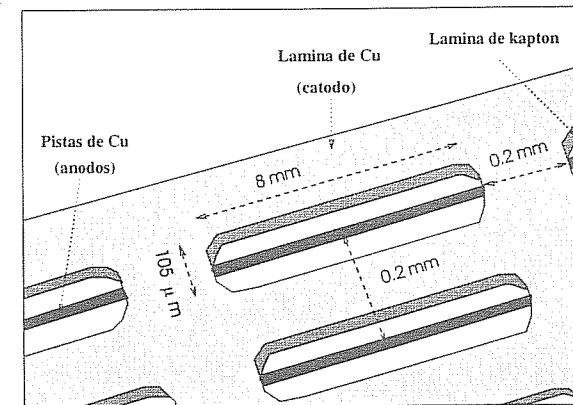


Figura 6.8: Esquema de la lámina de kapton metalizada tras sufrir los procesos de fotolitografía y "etching" químico (vista superior).

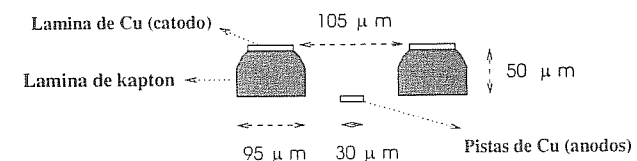


Figura 6.9: Esquema de una ranura (sección transversal). La lámina de Cu tiene $15 \mu\text{m}$ de espesor.

El plano descrito fue instalado entre otros dos planos, ambos conductores por la cara interna, separados de éste por marcos de 3 mm de altura. El volumen así definido se llena de gas para la operación del detector. Entre el plano superior (plano de deriva) y la lámina de kapton, se establece el campo de deriva que conducirá los electrones hacia la región de multiplicación. El otro de los planos (*backplane*) se

utiliza únicamente para cerrar el volumen de gas, no teniendo efecto el potencial que le pueda ser suministrado sobre la señal. En la figura 6.10 se muestra una vista esquemática del prototipo probado en los tests.

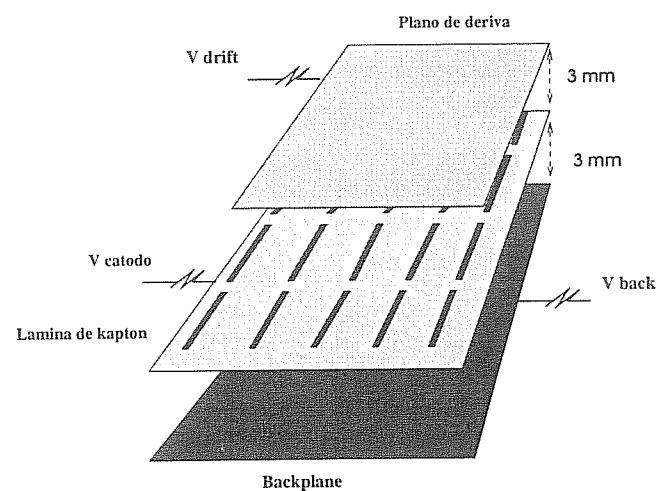


Figura 6.10: Vista esquemática del prototipo bajo test.

6.3.3 Operación del detector

El desarrollo de la señal tiene lugar de forma muy similar al que se produce en una cámara de micropistas *standard*.

El campo de multiplicación se define por la diferencia de potencial establecida entre la capa metálica superior de la lámina de kapton (cátodo) y la pistas suspendidas a los largo de las ranuras (ánodos). Los electrones procedentes de interacciones primarias en la zona de deriva, son conducidos por el campo eléctrico a la región entre cátodo y ánodos. En las ranuras rectangulares estos electrones sufren el proceso de multiplicación, siendo recogidos los electrones generados en la avalancha por las pistas anódicas. La carga iónica es recogida por el cátodo y por el plano de deriva, en una proporción que depende de la relación entre los campo de deriva y de multiplicación.

En las pruebas de este primer prototipo, los ánodos fueron conectados a tierra a través de una resistencia, suministrando un voltaje de polaridad negativa al cátodo.

El detector se irradió con radiación electromagnética procedente del tubo de rayos X descrito en la sección 3.3.2. La mezcla de gas utilizada estaba compuesta por Ar y DME en proporciones iguales.

La señal se extrajo de 32 ánodos instrumentados para la lectura conjunta. Esta señal fue amplificada por un preamplificador ORTEC 142PC seguido de un amplificador AFT Research Amplifier Model 2025. La salida de éste se digitalizó en un osciloscopio Tektronix TDS 684A. A través de una interface GPIB, el osciloscopio se conectó a un PC, transfiriéndose los datos para su posterior registro.

Voltajes de operación

Los voltajes de operación típicos de este primer prototipo son similares a los establecidos en una cámara de micropistas. Sin embargo, las ganancias obtenidas son menores. Esto es debido a la anchura de las pistas anódicas, todavía limitada por las técnicas de producción de PCB, y a la amplia separación entre ánodos y cátodos, provocada por el desarrollo de una geometría no plana y por la anchura de los cátodos ¹.

En la figura 6.11 se muestra un espectro de la altura de pulso registrada en el detector. Como se aprecia en ella, el voltaje aplicado al *backplane* no afecta de forma significativa a la señal leída en los ánodos.

La figura 6.12 muestra espectros obtenidos con diferentes valores del voltaje en el cátodo. Una disminución de este voltaje en 10 V, con un voltaje en el plano de deriva de -1600 V, produce una caída de un 20 % en la ganancia.

En estos espectros el pico de escape del Ar está claramente separado del correspondiente a la línea K_{α} del Cr. La resolución en energía en este último pico es de un 30% FWHM.

La dependencia de la ganancia con el voltaje en el cátodo fue también estudiada para diferentes mezclas de gases. Los resultados de estos estudios (figura 6.13) muestran que las mayores ganancias se obtienen

¹Nuevos prototipos con cátodos más estrechos están siendo desarrollados y probados.

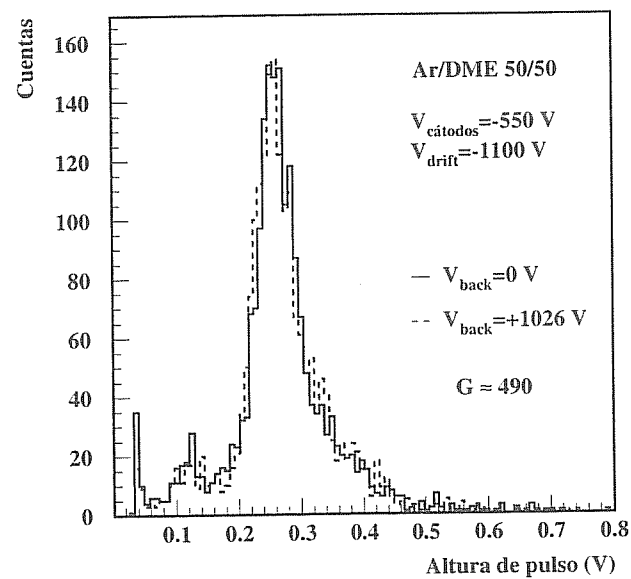


Figura 6.11: Espectro obtenido con diferentes valores del voltaje en el "backplane".

con las mezclas con mayor contenido en Ar. En todos los casos se pone de manifiesto una dependencia exponencial de la ganancia con el voltaje establecido en el cátodo.

La figura 6.14 muestra la dependencia de la ganancia con el voltaje establecido en el plano de deriva. Claramente se produce un incremento de la ganancia asociado al aumento de este voltaje.

Variación de la ganancia a corto plazo

Típicamente los detectores de gas con sustratos aislantes manifiestan variaciones en la ganancia durante los primeros momentos de operación. Esto es debido a la polarización y a la acumulación de carga sobre el

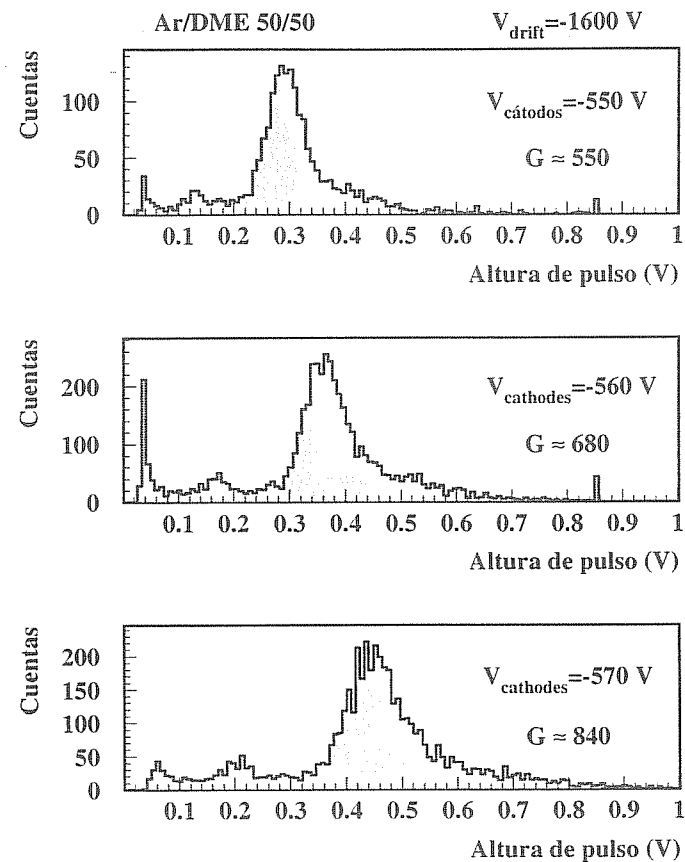


Figura 6.12: Efecto del voltaje en el cátodo sobre la respuesta del detector.

dieléctrico, que producen modificaciones en el campo eléctrico y afectan, de este modo, al proceso de amplificación. Normalmente este efecto trató de evitarse pasivando los sustratos con materiales conductores (como diamante) o utilizando sustratos con baja resistividad (como

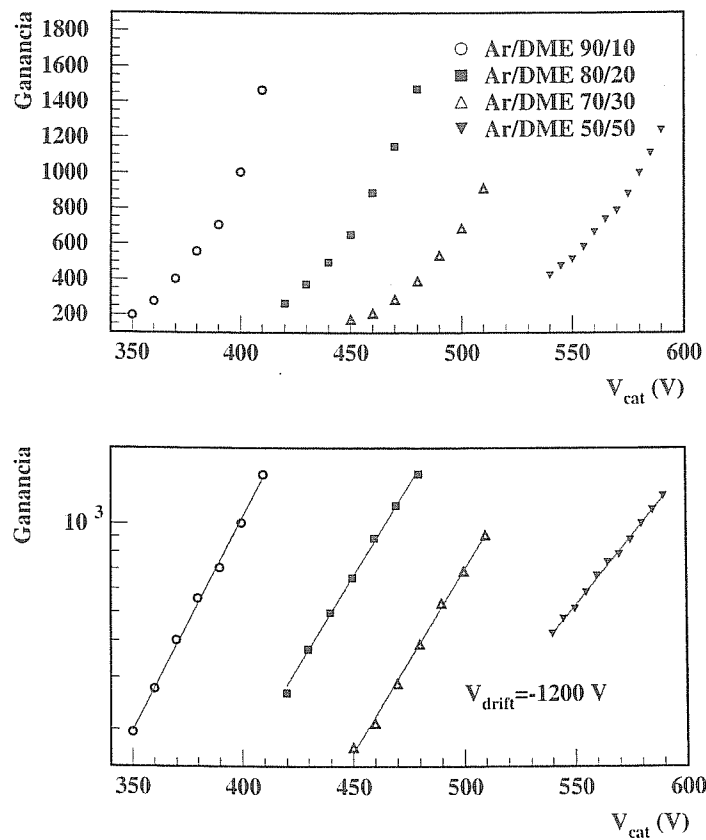


Figura 6.13: Comportamiento de la ganancia en función del voltaje en el cátodo para diferentes mezclas de gas.

S8900)². En esta geometría se han diseñado los electrodos de tal modo que el área aislante expuesta al campo de deriva representa sólo cerca del 1 % del total. Esto representa una mejora importante en este

²También se ha demostrado que una pequeña proporción de vapor de agua en la mezcla de gas soluciona este problema.

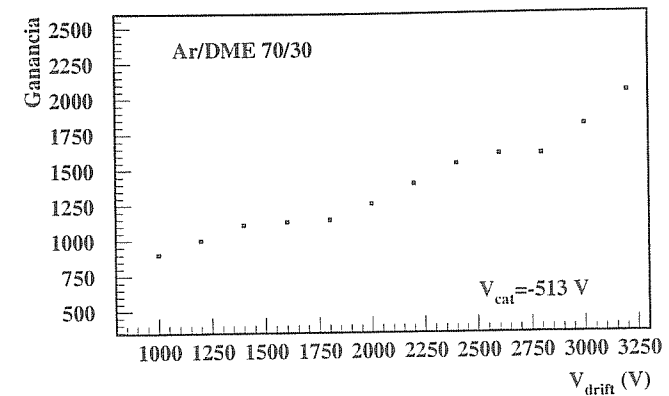


Figura 6.14: Dependencia de la ganancia con el voltaje en el plano de deriva.

tipo de detectores, simplificando la producción al no hacer necesaria la pasivación.

El efecto de la acumulación de carga sobre la ganancia del MSGD fue determinado comparando los espectros obtenidos en periodos de operación consecutivos. La figura 6.15 muestra la evolución de la ganancia durante los primeros 57 minutos de irradiación bajo un flujo de 10^3 Hz mm⁻². Las variaciones de la ganancia no superan el 5%.

Con objeto de acelerar el efecto de la posible acumulación de carga, el MSGD fue irradiado con un flujo de fotones de $\approx 10^6$ Hz mm⁻² durante 10 minutos. La figura 6.16 compara los espectros antes y después de esta alta irradiación. Este comportamiento difiere del observado en detectores con sustrato dieléctrico, como la cámara de micropistas *standard* y el GEM.

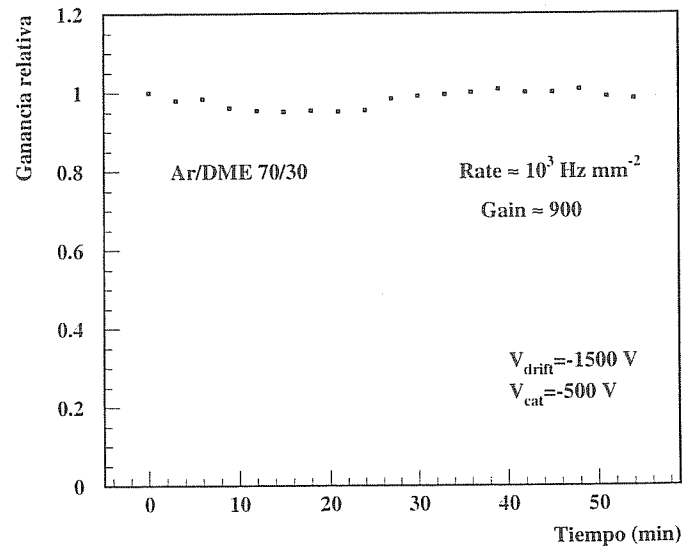


Figura 6.15: Evolución de la ganancia durante los primeros instantes de irradiación.

6.3.4 Capacidad de resistencia al flujo de radiación

La capacidad de resistencia al flujo de radiación de este detector fue determinada midiendo la corriente en el grupo de ánodos instrumentado en función del flujo de fotones incidentes. Variando la corriente del tubo de rayos X hasta su máximo valor, se alcanzó un flujo de 2.6×10^6 Hz colimado sobre una superficie de 3 mm². No se observó ninguna caída de la ganancia. En la figura 6.17 se muestran los cambios relativos en la ganancia del detector durante el test de irradiación. Estos cambios fueron determinados a partir de las desviaciones observadas respecto a un ajuste lineal entre la intensidad de rayos X y la corriente en los ánodos.

La alta capacidad de resistencia observada es debida a la ausencia de

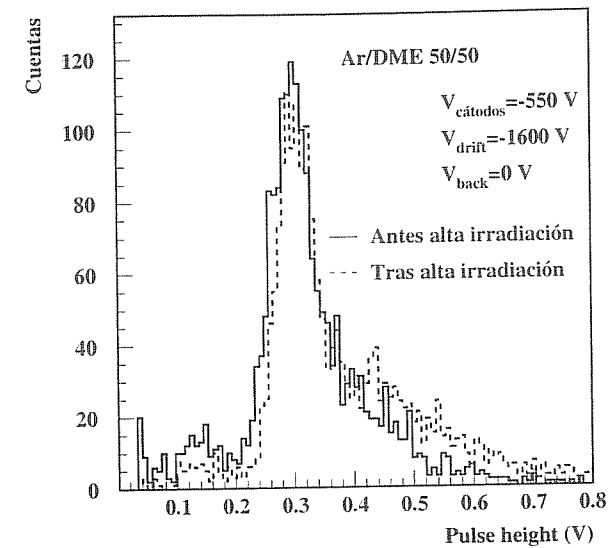


Figura 6.16: Espectros obtenidos antes y después de la alta irradiación del prototipo de MSGD.

acumulación de carga sobre el dieléctrico, que se pondrían de manifiesto de forma más acusada para flujos elevados.

Actualmente se está desarrollando un nuevo detector dentro de esta familia, el Microwire detector, con una geometría mejorada, mayor ganancia, etc, en el marco de las tareas de investigación enfocadas al *inner tracker* del experimento LHCb [109].

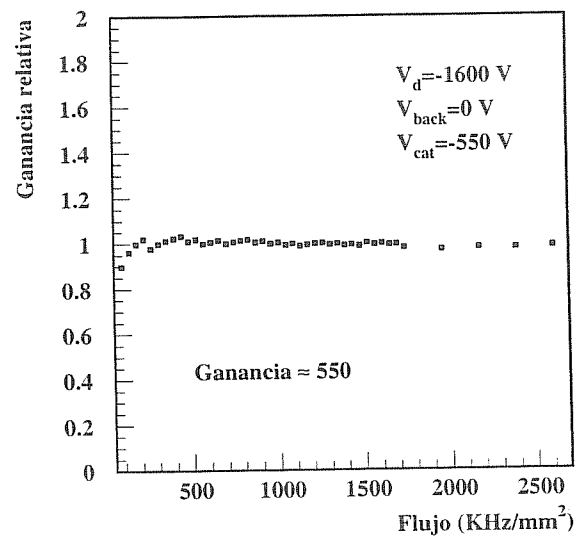


Figura 6.17: Capacidad de resistencia al flujo de radiación del MSGD.

Capítulo 7

Sistemas auxiliares y de control del detector MSGC/GEM

La construcción de un detector de MSGC y GEM para el experimento DIRAC no se restringe a los planos de detección y la electrónica desarrollada para la lectura. Son necesarios una serie de instrumentos o sistemas que permitan tanto el correcto posicionamiento de los planos en el conjunto del espectrómetro como la propia operación del detector.

En los meses previos a la instalación de los planos en el espectrómetro de DIRAC, realizada en Noviembre de 1998, se llevó a cabo la instalación del sistema de gas, destinado al suministro de éste a las cámaras, y del sistema de alto voltaje, con el que serían alimentados los diferentes electrodos. Durante este periodo se desarrollaron, además, los programas destinados al control y monitoraje de los parámetros más relevantes de estos sistemas.

El acceso en tiempo real de las señales generadas en las cámaras de micropistas, y registradas en el sistema de adquisición general de experimento, requisito también el desarrollo de un programa que permitiese la lectura de estos datos, realizando un análisis rápido de los mismos y la monitorización de ciertos parámetros de operación que permitiesen chequear el funcionamiento del detector.

7.1 Soporte mecánico y alineamiento

El soporte mecánico sobre el que se instalan los cuatro detectores de micropistas de DIRAC fue diseñado por D. Carlos Burgos, ingeniero del CIEMAT (Madrid). El hecho de que estos detectores sean empleados para la realización del *tracking* de las partículas, ofreciendo una resolución en la posición inferior a $50 \mu\text{m}$, exige una gran precisión en la determinación y conocimiento de su posición. Por este motivo se diseñó y construyó un soporte que asegura una precisión entre sus posiciones relativas de menos de $40 \mu\text{m}$.

Su diseño obedece a las siguientes características:

- Los cuatro planos son intercambiables, permitiendo variar la posición relativa de las diferentes orientaciones (0° , 8° , 82° y 90°).
- La inserción y extracción es muy rápida (accionando los resortes).
- Tres tornillos micrométricos, que actúan sobre tres tetones de acero templado, permiten ajustar el ángulo y alineamiento relativo al haz y al resto de los detectores (con un rango de unos milímetros).

En la figura 7.1 se muestra un esquema del soporte. En él se distinguen claramente dos estructuras: la correspondiente al denominado soporte interno, realizada en aluminio, y la del soporte externo, en acero inoxidable. Los tres puntos de contacto entre ambas estructuras (A, B y C en la figura) están realizados mediante bolas de acero extraduro sobre piezas de acero templado. La figura 7.2 presenta un esquema de estas conexiones. La presión entre las dos piezas que las constituyen se ejerce a través de estructuras en forma de U con resortes en el lateral inferior. La inserción de galgas mecanizadas entre ambas piezas garantiza el correcto alineamiento de la estructura con el resto del espectrómetro.

La cara interna de las piezas de acero en los puntos A, B y C difieren entre sí, jugando cada una de ellas un papel diferente en los posibles desplazamientos de la estructura. La del punto A presenta una depresión circular, la del punto B en forma de ranura, mientras que la del punto C es totalmente plana. Combinando la posición de los puntos A y B se ajusta el ángulo del soporte con la dirección de incidencia del haz, consiguiéndose la inclinación hacia derecha o izquierda mediante

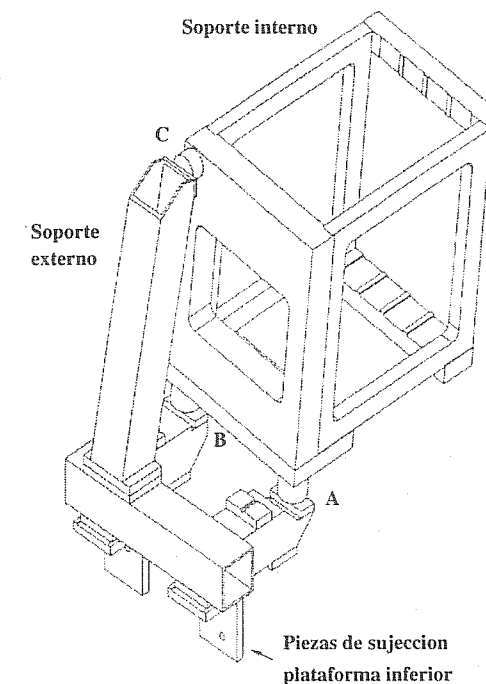


Figura 7.1: Esquema del soporte mecánico en el que se instalarán los cuatro planos del detector MSGC/GEM.

el punto C. Por otra parte, la bola de contacto en el punto B está montada sobre una pieza excéntrica que permite el giro de la estructura y, por tanto, el ajuste en acimut. El desplazamiento lateral global de la estructura se realiza mediante las piezas de sujeción a la plataforma inferior. Los tornillos que unen estas piezas al soporte externo se insertan en ranuras alargadas, permitiendo la variación de la posición en la dirección longitudinal a las mismas.

Sobre las caras laterales del soporte interno se colocarán piezas de latón, constituyendo las ranuras en las que serán insertadas las placas de soporte de los detectores de micropistas. Estas placas se apoyan sobre dos resortes de compresión y tres tornillos micrométricos (figura 7.3). Éstos permiten fijar los ángulos entre las pistas de los diferentes planos,

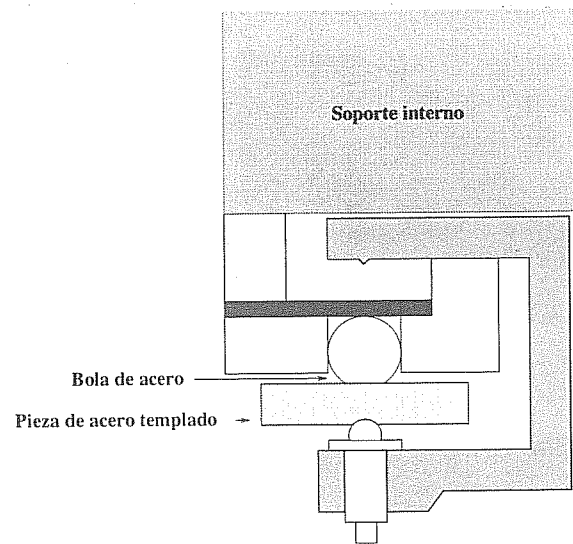


Figura 7.2: Detalle de las piezas de contacto entre el soporte interno y el externo. Aunque no fueron utilizadas durante la primera toma de datos, entre la bola de acero y la placa sobre la que se apoya se pueden insertar galgas mecanizadas que garanticen un correcto alineamiento.

garantizando un alineamiento preciso y permitiendo flexibilidad en el montaje.

Previo a la colocación de las placas en el soporte, fue necesario pegar sobre ellas seis piezas de acero, mostradas en la figura 7.3, a través de las cuales se realiza el contacto directo con los cinco puntos de apoyo. Estas piezas deben ir perfectamente alineadas con las micropistas, de tal forma que se pueda asegurar que el ángulo al que se fijan éstas coincide con el que forman las pistas del detector.

El pegado de estas piezas se realizó en la Escuela de Óptica de la Universidad de Santiago de Compostela, utilizando una herramienta diseñada por el Grupo de Altas Energías para esta utilización específica, y construida en la empresa RAMEM (Madrid) de utillaje de precisión. Esta herramienta consiste en un soporte metálico con tres laterales. Los laterales se desplazan permitiendo fijar la posición de la placa. Sobre ésta se colocan las seis piezas de soporte. Mediante el uso de un

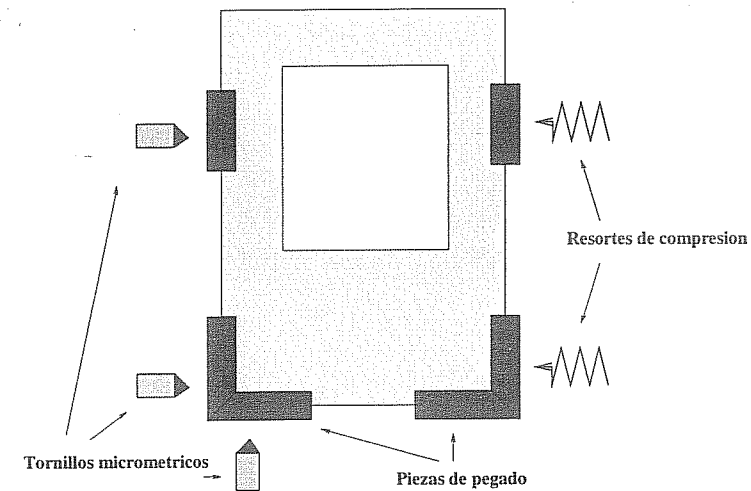


Figura 7.3: Puntos de apoyo entre la placa y el soporte mecánico.

microscopio óptico se alinean las piezas, de forma que sean paralelas a la dirección que seguirán las micropistas una vez que los planos de detección se peguen sobre la placa. El alineamiento fino se realiza utilizando cuatro tornillos micrométricos colocados en los laterales de este instrumento de pegado, garantizándose una precisión de $10\mu\text{m}$. En la figura 7.4 se muestra una foto realizada durante el proceso de pegado de las piezas.

El soporte mecánico se coloca, en el espectrómetro de DIRAC, entre la cámara de vacío situada tras el blanco y el detector de fibras. La figura 7.5 muestra un esquema de este soporte, con los planos instalados, en el conjunto del espectrómetro. En la 7.6 se presenta una fotografía del mismo, tomada durante el primer periodo de toma de datos.

7.2 Sistema de gas

El sistema de gas fue diseñado y construido por el Grupo de Altas Energías de la Universidad de Santiago de Compostela durante la primera mitad de 1998.

A través de este sistema, una mezcla gaseosa compuesta por Argon

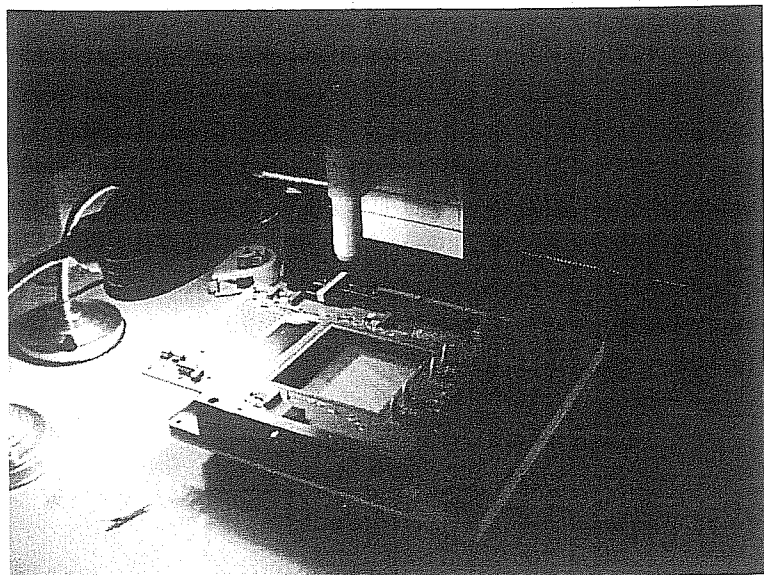


Figura 7.4: Momento del proceso de alineamiento interno de los planos del detector. Se observa la herramienta de pegado sobre la que descansa la placa que soporta el plano MSGC/GEM.

y Éter dimetílico (DME) será suministrada a las cuatro cámaras. La operación de las cámaras de micropistas impone estrictas condiciones de limpieza en el sistema ¹. Por otro lado, la utilización de DME como uno de los gases de operación, exige la utilización de materiales, como araldit, teflón o nylon, que no sean dañados por este gas, altamente corrosivo. En la figura 7.7 se muestra un esquema del sistema de gas utilizado. El sistema consta de dos líneas de gas, una para el Ar y otra para el DME, que tienen su origen en la bombona del gas correspondiente. Estas líneas llegan a un armario metálico (*rack*) donde se realiza la mezcla entre los dos gases. La salida del *rack* está constituida

¹En estudios sobre el envejecimiento de los detectores gaseosos [72] se puso de manifiesto que pequeñas concentraciones de contaminantes, incluso a nivel de fracciones de ppm, en el gas tienen un efecto dramático sobre el tiempo de vida de estos detectores. Estas impurezas pueden provenir de restos de suciedad en las líneas de gas o incluso del desgasado de los materiales utilizadas en éstas.

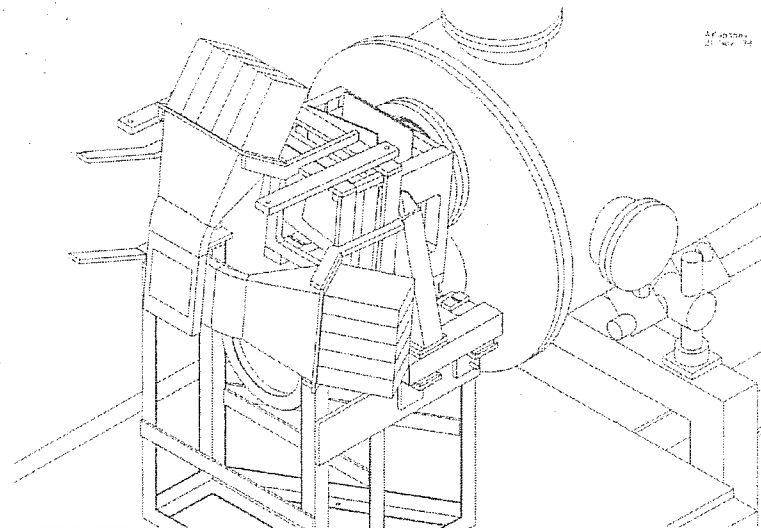


Figura 7.5: Esquema del soporte del detector MSGC/GEM instalado en el espectrómetro. Se muestran también los dos planos del detector de fibras.

por una única línea, a través de la cual la mezcla es conducida a las proximidades de las cámaras. Allí se divide en cuatro ramas mediante un distribuidor diseñado para garantizar la igualdad de presión en los cuatro planos. Cada una de las ramas tiene como misión llevar el gas a una de las cámaras, produciéndose, por tanto, el suministro del gas en paralelo. Esto permite mayor flexibilidad en caso de que sea necesario aislar o surjan problemas en alguna de las cámaras. Las salidas de las cámaras vuelven a unirse en una única línea tras un pequeño recorrido. Esta línea de salida es llevada al exterior tras hacerse pasar el gas a través de un borboteador. Éste fue diseñado por nosotros y se usa exclusivamente con agua desionizada, en lugar de aceite, para evitar la contaminación del sistema por difusión hacia atrás del líquido utilizado. El borboteador permite controlar la existencia de flujo de gas a través del sistema y la sobrepresión. En paralelo con el borboteador se coloca un circuito con una válvula de seguridad. Cuando la presión en ella alcanza los 50 mb, ésta se abre, permitiendo la salida de gas y

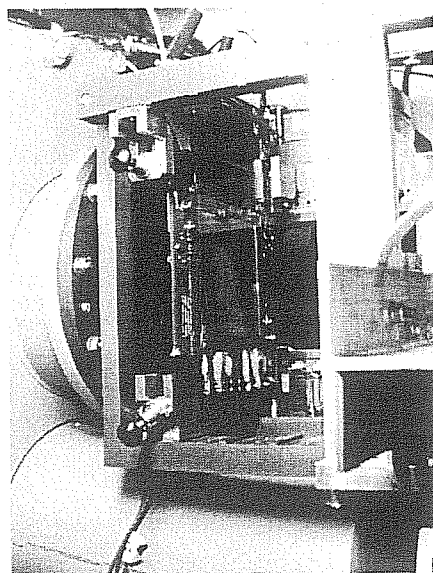


Figura 7.6: Fotografía del soporte mecánico de los detectores MSGC/GEM instalado en el espectrómetro de DIRAC. En la izquierda, se observa la cámara de vacío situada tras el blanco y, bajo el soporte, el canal por el que se propaga el haz de protones primarios. Se observa, también, el plano de MSGC/GEM instalado y los resortes que fijan la posición.

evitando así una sobrepresión en las cámaras.

La línea de gas se construyó con tubos de acero inoxidable limpio², de 3, 6 y 10 mm de diámetro. El tubo de menor diámetro fue utilizado en las ramificaciones que entran y salen de las cámaras, mientras que el

²El protocolo de limpieza se desglosa en los siguientes baños con ultrasonidos:

- agua desionizada y detergente,
- agua desionizada,
- alcohol etílico absoluto, y
- agua destilada.

Por último, se procede a la evaporación de solventes en un horno a 200°C.

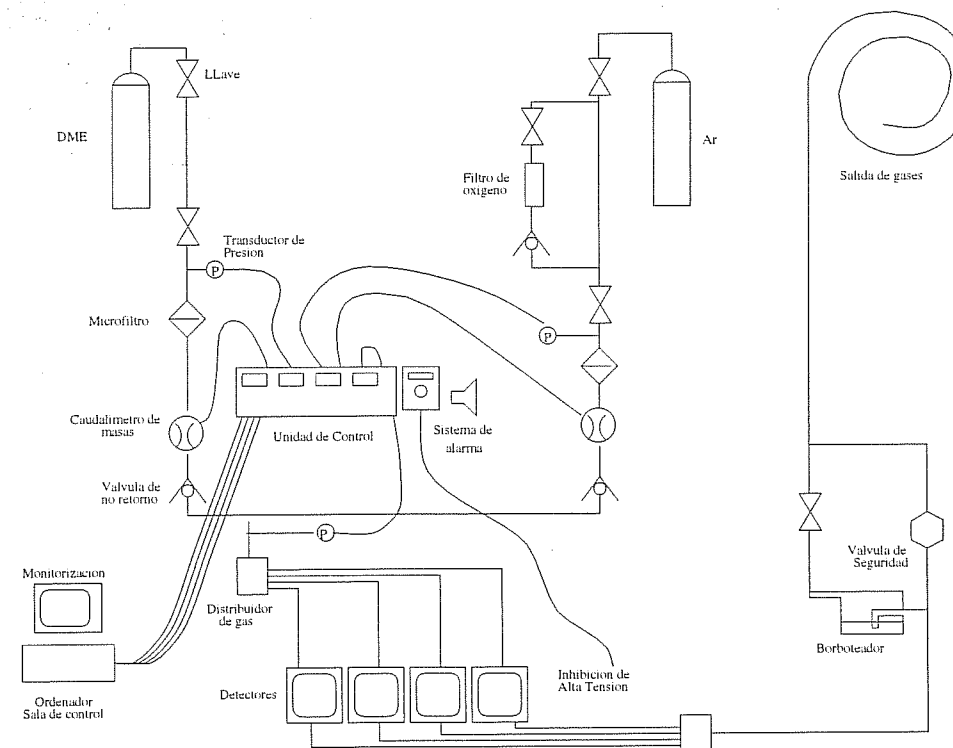


Figura 7.7: Esquema del sistema de gas instalado en el CERN.

tubo de 10 mm se utilizó para llevar el gas desde las bombonas hasta las proximidades del rack y para sacar el gas al exterior tras el borboteador.

Intercalado con el tubo de acero, el sistema posee microfiltros y válvulas de no retorno. Con estos elementos se intenta eliminar posibles impurezas en el gas y evitar el retorno del mismo a través de las líneas. La línea de Ar tiene, además, un pequeño tramo en paralelo en el que se colocó un absorbente de oxígeno (el oxígeno, al ser electronegativo, tiende a disminuir la señal del detector si aparece como contaminante).

El sistema consta, también, de dos caudalímetros de masa y tres transductores de presión. Los caudalímetros de masa y dos de los transductores de presión se colocan en las líneas individuales del Ar y del DME, anteriores a la realización de la mezcla.

Los caudalímetros se utilizan para controlar y fijar el flujo en cada

una de las líneas, permitiendo además realizar una lectura del mismo. Estos flujos se miden en porcentajes, siendo necesaria la calibración de estos dispositivos en función del gas con que vayan a ser utilizados. Para este caso, fueron calibrados de forma que el 100% determinase un flujo de 60 cc/min en el gas correspondiente. Valores típicos de los flujos de operación en el experimento serían 45 cc/min en cada línea (lo cual debe ser representaría un 75% en los caudalímetros).

Los transductores de presión miden la presión relativa del gas en la línea correspondiente. Los colocados en las líneas individuales se utilizaron para medir la sobrepresión de cada uno de los gases antes de la realización de la mezcla.

El tercero de los transductores de presión se colocó justo antes de la ramificación de la líneas, previa a la introducción del gas en las cámaras. Su misión es la de permitir realizar la lectura de la presión de gas en ese punto. Este valor es crítico, ya que, por un lado, una sobrepresión excesiva no sería soportada por los planos de las cámaras, provocando la ruptura de los mismos; y, por otro, una baja sobrepresión (menor de 1 mbar) indicaría la existencia de una importante fuga en el sistema.

Típicamente los valores de las presiones durante la operación de las cámaras serán 1-2 bar en las líneas de Ar y DME y 10 mbar en la mezcla.

La lectura de los transductores de presión y los caudalímetros de masa se realiza a través de una unidad electrónica, Bronkhorst Hi-Tec FLOW-BUS Multi-Channel, instalada en el mismo sistema de gas. Esta unidad consta de seis módulos, que se corresponden a los seis subpaneles en los que se divide su frontal.

Los dos primeros están conectados a los caudalímetros. A través de ellos se fija el flujo en las líneas de gas del Ar y del DME (bien en valores absolutos o en porcentajes), y, al mismo tiempo, se realiza la lectura de estos flujos, siendo visualizados los valores correspondientes en el panel.

El tercero está conectado al transductor de presión colocado en las proximidades de las cámaras. Su misión es la de realizar la lectura de la presión en la mezcla gaseosa, mostrándose este valor en el subpanel. Los dos módulos siguientes realizan la lectura de las presiones individuales en las líneas de Ar y DME, estando conectados a los transductores de presión correspondientes. Estas presiones se muestran también en el

frontal.

El último módulo fue diseñado y construido en la Universidad de Santiago. La misión de este módulo es la de salvaguardar los detectores en caso de un fallo importante en el sistema, por ello se realiza de modo *hardware*, fijando límites inferiores a los flujos de Ar y DME y a la presión de la mezcla. Cuando los valores de estas magnitudes se sitúan por debajo de estos límites se activa una alarma sonora y se genera una señal de 5 V que es posible extraer de la parte posterior del módulo. Esta señal se conecta al módulo SY527 a través de cual se suministra el voltaje a los diferentes electrodos. Cuando la señal adquiere su nivel alto los voltajes en los detectores de micropistas se bajan a cero, interrumpiéndose la operación de la cámara. De este modo, se previene el deterioro de los detectores por variaciones en la mezcla de gas. Éstas pueden ser debidas a interrupciones en alguna de las líneas o bien a que se acabe el gas en alguna de las bombonas.

7.3 Alto Voltaje

El suministro de alto voltaje a los electrodos de los cuatro detectores se realiza a través de un sistema multicanal, CAEN Model SY527 Universal Multichannel Power Supply. Este sistema ha sido cuidadosamente diseñado para satisfacer los requisitos de los experimentos de Física de Altas Energías, caracterizándose por una gran flexibilidad, modularidad y precisión en el control.

El sistema se organiza en *crates*, de modo que cada uno de ellos permite la inserción de hasta 10 módulos. Cada uno de estos módulos presenta unas características determinadas y ofrece varios canales, conectándose directamente cada uno de ellos a un electrodo. En función de los requisitos de los diferentes detectores se selecciona un módulo con las características más apropiadas para su operación.

Para alimentar los electrodos de las cuatro cámaras de micropistas y sus GEMs correspondientes se utiliza un único *crate* en el que se insertaron 2 módulos de características diferentes. Uno de ellos suministrará voltaje a los planos de deriva y a las dos caras del GEM. Para ellos se eligió el modelo A832 N³, que ofrece 12 canales con un

³La N indica que la polaridad es negativa

voltaje máximo de -6KV, y capaz de suministrar 200 μA de corriente. La precisión en el control del voltaje y corriente es de 500 mV y 20 nA, respectivamente. El control de la corriente en los cátodos requiere la utilización de un módulo que ofrezca mayor precisión en esta magnitud. Por ello se seleccionó el modelo A385 N, con precisión de 10 nA. Este módulo suministra un voltaje máximo de -1 KV, de ahí que no pueda ser utilizado para el resto de los electrodos. Su precisión en el voltaje es de 100 mV. Un tercer módulo, modelo A385 N, se tendrá en reserva por si se produjese algún problema.

Cada *crate* del sistema SY527 permite ser controlado remotamente a través de un controlador H.S. (High Speed) CAENET. Entre los controladores de este tipo se seleccionó el módulo CAMAC C117B. Este módulo se conectó a un PC utilizando una interface GPIB y un controlador CAMAC-GPIB KS-3988. Mediante un código en lenguaje LabView, se establece la comunicación con el sistema SY527 para la lectura y escritura de los parámetros asociados a cada uno de los canales.

Los parámetros más relevantes para la operación de las micropistas, que se pueden fijar independientemente para cada canal, son:

- El voltaje que suministra el canal, V_0 .
- El límite de corriente, I_0 .
- Máxima velocidad a la que puede cambiar el voltaje en un canal, *Ramp-up* (incremento del voltaje) y *Ramp-down* (disminución del voltaje).
- Tiempo máximo en que el canal puede suministrar el límite de corriente que le ha sido fijado, I_0 , sin que el voltaje suministrado se reduzca a 0 a la velocidad indicada por el valor del *Ramp-down*, *trip*. El rango del *trip* va de 0 a 9999 décimas de segundo. Si se fija a un valor superior a este último, el canal se comporta como una fuente de corriente.
- Límite superior al valor del voltaje que puede ser suministrado por ese canal, V_{max} . Este límite sólo tiene efecto si es inferior al límite impuesto por las características propias del módulo.

En los canales también es posible activar lo que se denomina el *trip* externo. Con este parámetro activado es posible reducir hasta cero, conjuntamente, el voltaje en dos o más canales cuando en alguno de ellos se produce un consumo excesivo de corriente (situación que suele ser consecuencia de una chispa o descarga). Para ello es necesario conectar entre sí los canales correspondientes en la parte posterior del módulo. Para la operación en DIRAC, los canales que alimentarán las dos caras del GEM en cada una de las cámaras irán conectados de este modo. Así se evita que en una de estas caras se reduzca el voltaje a cero manteniéndose en la otra un voltaje elevado, lo cual provocaría un deterioro irreparable en este elemento.

El código en LabView desarrollado para el control de Alto Voltaje permite transmitir, a través del H.S. CAENET, los valores de los diferentes parámetros al sistema SY527. El programa fija, al inicio de su ejecución, el valor de estos parámetros en cada canal. Permite, además, que éstos sean cambiados individualmente en cualquier momento de la operación. Este mismo programa es el que realiza el control lento del Alto Voltaje.

7.4 Controles lentos

Durante la operación de las cámaras de micropistas es importante realizar el control de una serie de parámetros a partir de los cuales es posible detectar la aparición de problemas en las mismas.

Estos parámetros están relacionados con los sistemas de gas y de alta tensión. Su control se realiza a través de un monitoraje, realizado en un PC, que utiliza programación LabView.

7.4.1 Control del sistema de gas

El control lento del sistema de gas consiste en lecturas periódicas del flujo y la presión en las líneas de Ar y DME y de la presión de la mezcla gaseosa, monitorizando y registrando estos valores. La lectura se realiza a través de una tarjeta de adquisición, PC1200 de National Instruments, conectada al PC destinado al monitoraje. Esta tarjeta digitaliza las señales analógicas que corresponden a estas magnitudes,

extrayéndolas de la unidad electrónica instalada en el sistema de gas. Mediante un código escrito en LabView estos valores son convertidos a unidades *standard* (bar y mbar para las presiones y cc/min para los flujos) y posteriormente monitorizados y registrados. En el código LabView, se imponen límites a estas magnitudes, de forma que si el valor de alguna de ellas baja de estos límites se activa una alarma sonora. Los límites en los flujos y en la presión de la mezcla coinciden con los impuestos por *hardware* en la unidad electrónica, leyéndose directamente de ella.

En la figura 7.8 se muestran esquemáticamente las funciones de este sistema de control.

7.4.2 Control del Alto Voltaje

El programa utilizado para el control remoto del sistema SY527 realiza también la lectura y monitoraje de los voltajes y corrientes en los diferentes electrodos. Para aumentar la velocidad de lectura, ésta se realiza simultáneamente para todos los canales. Esto es posible gracias a la programación de grupos que permite el sistema empleado. La lectura de estos parámetros se realiza, aproximadamente, tres veces por segundo.

Los voltajes monitorizados son comparados con los establecidos previamente en la fuente. Cuando la diferencia entre estos dos valores, en alguno de los canales, es superior al 10% se activa una alarma en el programa.

El control de las corrientes, principalmente en los cátodos, es muy importante en la operación de este tipo de detectores. A parte del límite, I_0 , impuesto en el propio sistema, en el programa se fijan otros límites, ligeramente inferiores a los anteriores. Si la corriente en alguno de los electrodos supera su límite el programa advierte de esta situación activando una alarma. Esto permite tomar decisiones, como puede ser la reducción de los voltajes, antes de que la propia fuente los reduzca a cero.

La figura 7.9 presenta un esquema de las funciones realizadas por el programa destinado al control y monitoraje del alto voltaje.

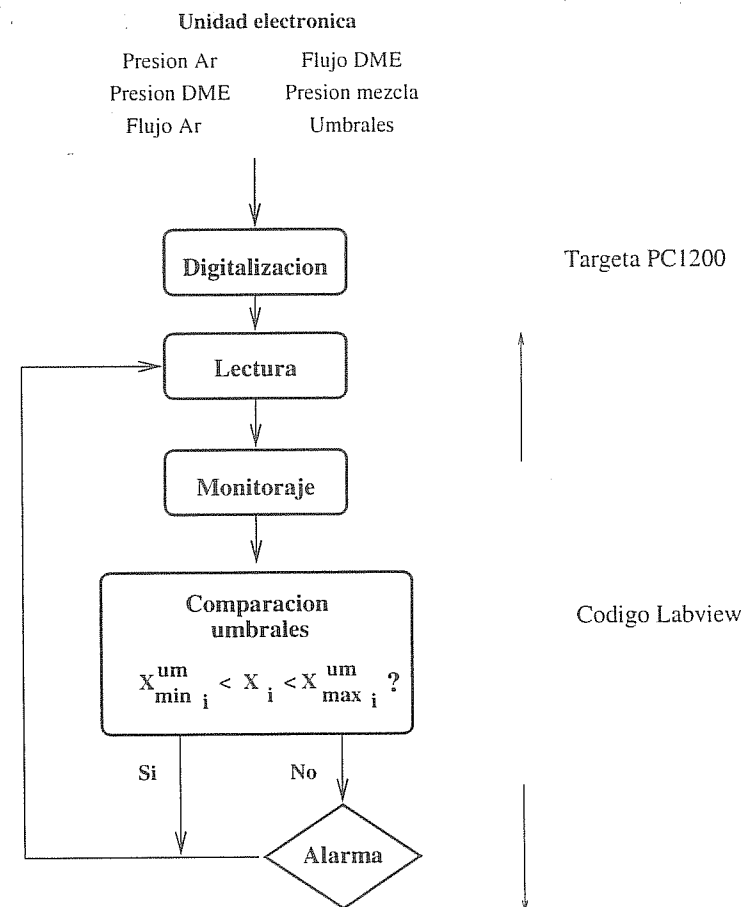


Figura 7.8: Esquema de las funciones del sistema destinado al control del gas.

7.5 Sistema de adquisición de datos

El sistema de adquisición de datos se basa en un controlador VME con un procesador Power PC CES RAID 8067. Éste accede a las memorias que contienen los datos de los diferentes detectores. El procesador construye cada suceso del *spill* chequeando que el número total de datos del *spill* en cada detector y su estructura sean correctos. Posteriormente

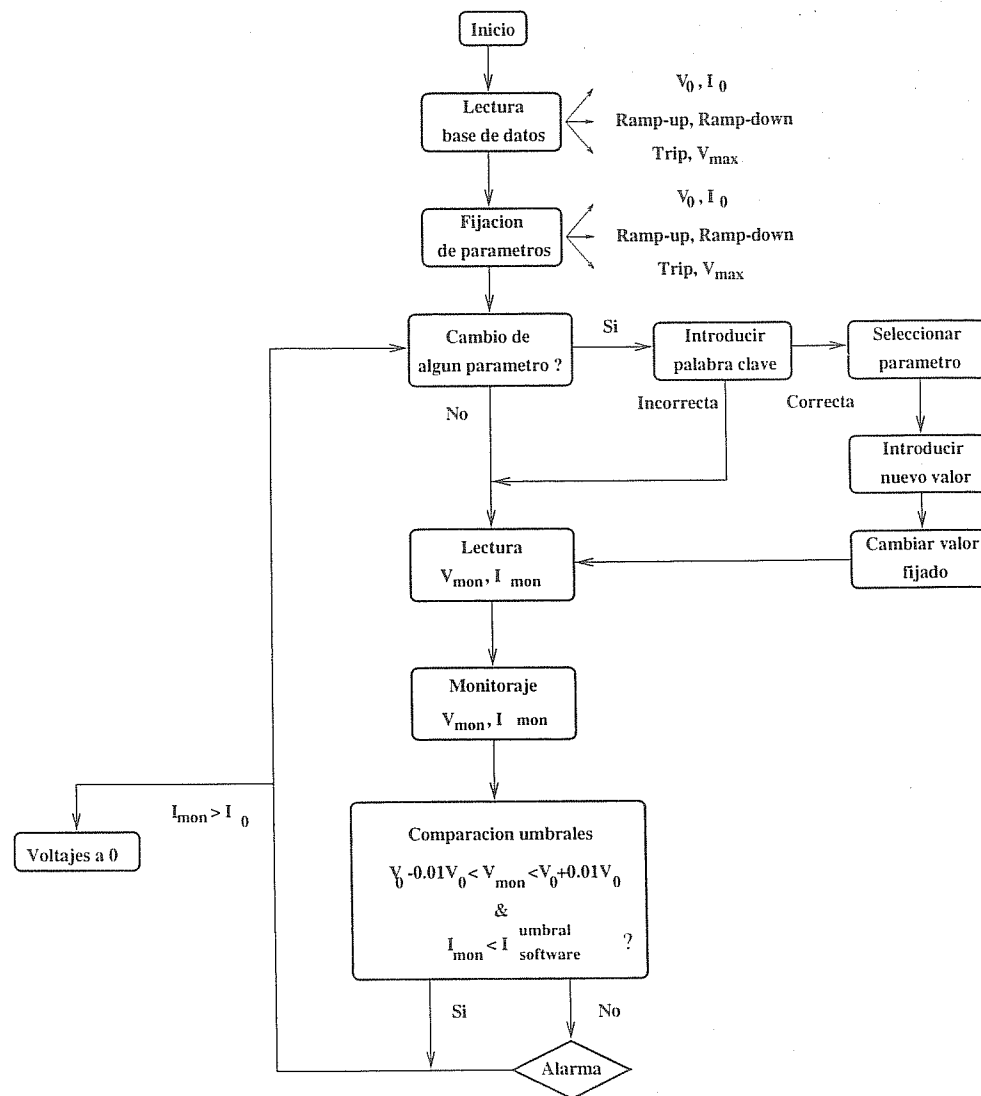


Figura 7.9: Esquema de las funciones correspondientes al control y monitoraje de la fuente de alto voltaje.

los datos son volcados a una máquina HP mediante una línea ethernet dedicada. Los sucesos reconstruidos son, además, escritos en RDTs (*Raw Data Tapes*) para su almacenaje y análisis posterior.

El proceso de adquisición, en el caso concreto de los detectores de micropistas, se estructura en los siguientes pasos:

1. Inicialización.

- Para establecer la secuencia de control del APC (*front-end* de lectura del detector) es necesario escribir ésta en las memorias RAM existentes en la placa de control. La secuencia de control se escribe, a través del *bus* VME y del *link* digital dedicado a control, mediante un programa de inicialización en código C. Esto permite mucha flexibilidad a la hora de establecer la secuencia de lectura y digitalización. Este proceso se realiza cada vez que se decide modificar esta secuencia, o bien si se ha producido un fallo de alimentación o un borrado accidental de las memorias.
- Es necesario escribir los umbrales en las 4 memorias del módulo VME, correspondiendo cada una de ellas a 4 APCs del *front-end*. Estos umbrales se determinaron en base al *rms* de los pedestales.
- Se escriben los pedestales de cada canal en una memoria FIFO dedicada, permitiendo la sustracción de éstos *on-line* en cada suceso para la posterior discriminación del dato correspondiente a cada pista.

2. Trigger y toma de datos *on-line*.

- Antes de cada *spill* se resetean los contadores de la memoria VME.
- El *trigger* se recibe de modo simultáneo en el módulo VME y en la placa de control, tratándose de niveles ECL diferenciales.
- Tras la llegada de un *trigger*, en un intervalo de tiempo menor de 20 ns, se establece un nivel alto en la señal *Busy* del

módulo VME. Esta señal se usa como *inhibit* general del *trigger* para garantizar la correcta lectura de los sucesos ⁴. La duración de la señal de *Busy* se estableció en base a una señal de sincronía entre el módulo de control y el módulo VME; de modo que el nivel de *Busy* retorna a cero cuando el módulo de control establece el final de lectura de suceso, permitiendo garantizar al nivel de nanosegundos que ambos (el módulo de control y el VME) aceptan el *trigger* simultáneamente.

- Para cada suceso, los datos digitalizados, con los pedestales sustraídos y discriminados, se almacenan en cada memoria del módulo VME junto con el número de pista (multiplexado). El comienzo de suceso está marcado con un número de *trigger* dentro del *spill* acompañado de un 1 en el MSB (bit 15). En la figura 7.10 se muestra la estructura de los datos en la memoria del VME.

MSB														LSB	
15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
1	Numero de suceso														
0	Numero de canal							Cuentas de ADC							

Figura 7.10: Estructura de los datos en la memoria del módulo VME. Cada una de las cuatro memorias tiene una profundidad de 64K. Un 1 en el bit 15 indica el inicio del suceso, mientras que un 0 indica que la palabra contiene un dato de altura de pulso y canal.

3. Proceso de datos (Construcción de suceso).

El procesador VME general, al final del *spill*, accede a los datos existentes en la memorias de los diferentes detectores. En el caso de las micropistas, antes del acceso a los datos en las cuatro memorias del módulo VME se lee el puntero de cada una de ellas que indica la longitud total del *spill*.

⁴La duración de la lectura en esta primera toma de datos fue de 40 μ s (aunque se puede reducir a 25 μ s optimizando la relectura del APC).

Posteriormente, éstas son leídas, comprobando que el número total de *triggers* sea el mismo en las 4, y, además, coincida con el número total en el resto de los subdetectores. Por último se realiza el demultiplexado y se incluyen los datos en el suceso completo. La estructura de estos sucesos completos se presenta en la figura 7.11.

En la figura 7.12 se muestra un esquema de los módulos destinados a la adquisición en las cámaras de micropistas.

7.6 Monitoraje

El monitoraje *on-line* de cada uno de los detectores se realiza accediendo a los datos de los diferentes sucesos a través de un PC con sistema operativo LINUX. Para ello, los grupos responsables de cada detector, escribieron códigos en C que les permiten extraer del suceso general los datos de interés en el monitoraje, realizar un rápido tratamiento de los mismos, y mostrar en pantalla los parámetros más relevantes para el conocimiento de la operación del detector. Estos programas de monitoraje utilizaron librerías de ROOT ⁵ o XFORMS [110].

El programa para el monitoraje de las cámaras de micropistas, escrito en lenguaje C, utiliza las librerías de XFORMS. Estas permiten crear diferentes pantallas en las que se monitoricen gráficamente parámetros concretos de la operación del detector. El usuario puede, además, interactuar con las pantallas abiertas en el monitor a través de botones programados en las mismas.

La lectura de la información de las cámaras por el programa se realiza tras recibir una señal que indica la llegada de datos al sistema de adquisición, procedentes de un nuevo *spill*. Esta información consta,

⁵ROOT es un sistema, basado en Programación Orientada a Objetos, que permite manejar y analizar gran cantidad de datos. Las principales herramientas de trabajo que ofrece están enfocadas a alguno de los siguientes bloques: generación de sucesos, simulación de detectores, reconstrucción de sucesos, adquisición de datos y análisis de datos. ROOT nace como un proyecto en el marco del experimento NA49 en el CERN. Información sobre este sistema está disponible, a través de INTERNET, en <http://root.cern.ch>.

para cada cámara, de una serie de números que corresponden a los canales por encima del umbral ⁶ y la señal correspondiente. Los números de canal se reciben demultiplexados, habiéndose realizado la demultiplexación en la etapa de reconstrucción de sucesos (*event building*) del DAQ.

Los datos recibidos son analizados en el mismo programa de monitoraje para determinar parámetros característicos de las cámaras, que serán monitorizados.

La pantalla principal del programa presenta cinco botones y dos menús. Uno de los botones, "Exit", permite abandonar el monitoraje de las cámaras. A través de los otros cuatro se puede seleccionar la pantalla correspondiente a una cámara concreta. En esta pantalla se presentan las distribuciones de altura de pulso máxima y total en el *cluster*, del tamaño de éste y del número de pistas sobre el umbral y *clusters* por suceso. Mediante uno de los menús es posible seleccionar la apertura de una pantalla en la que se muestra la distribución de señales en las pistas de las cuatro cámaras, para un suceso concreto, o bien otra que presenta el mapa de pistas con señal sobre el umbral, acumulando la información de todos los sucesos registrados. El otro menú permite visualizar la evolución del tamaño del cluster, de la altura de la señal en el mismo y del número de *clusters* por suceso, con el transcurso del tiempo. La observación de estos parámetros es importante para chequear en tiempo real el correcto funcionamiento de los detectores. En el futuro se plantea la introducción, en este programa de monitoraje, de información procedente del detector de fibras y del de ionización. De esta forma, será posible observar la correlación entre la posición de los *hits* en los diferentes planos.

La figura 7.13 muestra un esquema global de los sistemas que permiten la operación y control de los detectores de micropistas.

⁶Este umbral se refiere al establecido en el módulo VME de las cámaras de micropistas (ver sección 4.4)

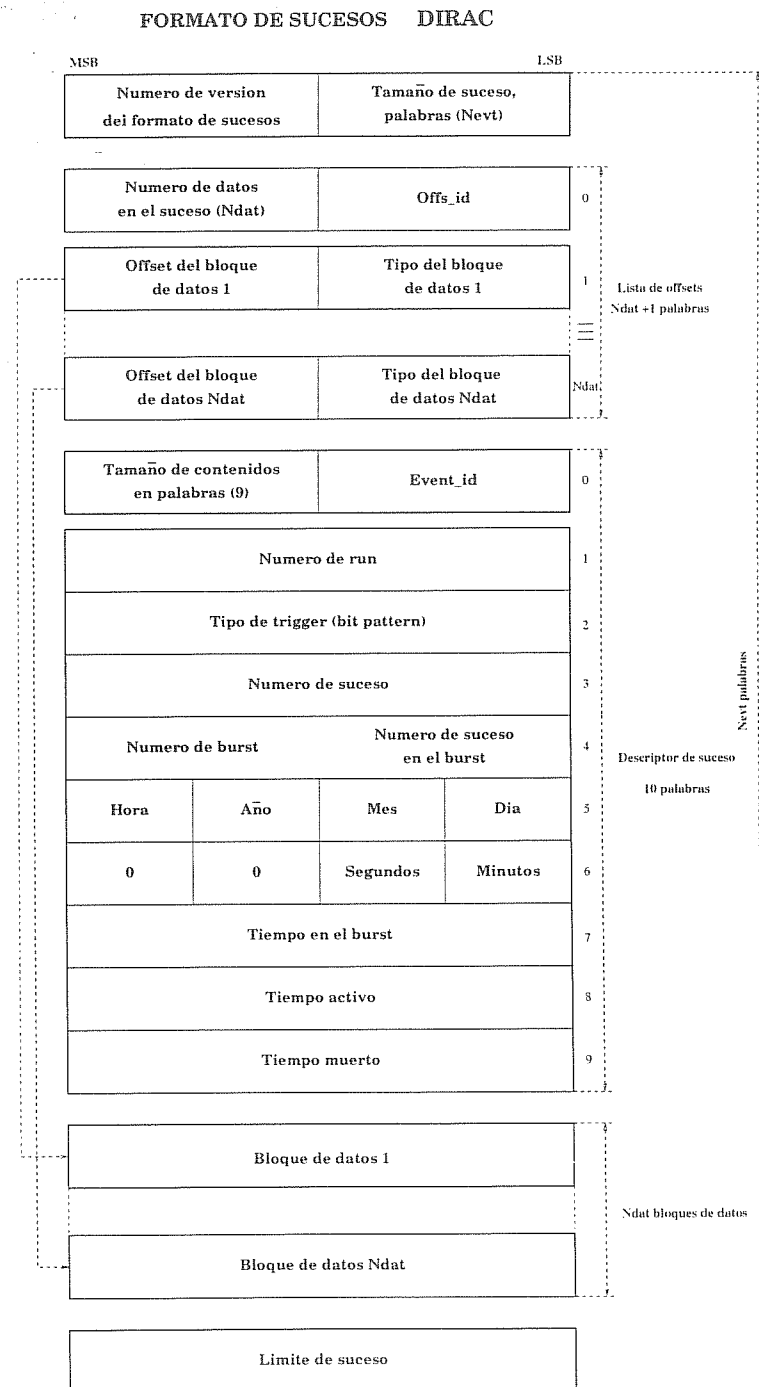


Figura 7.11: Formato de los sucesos en DIRAC.

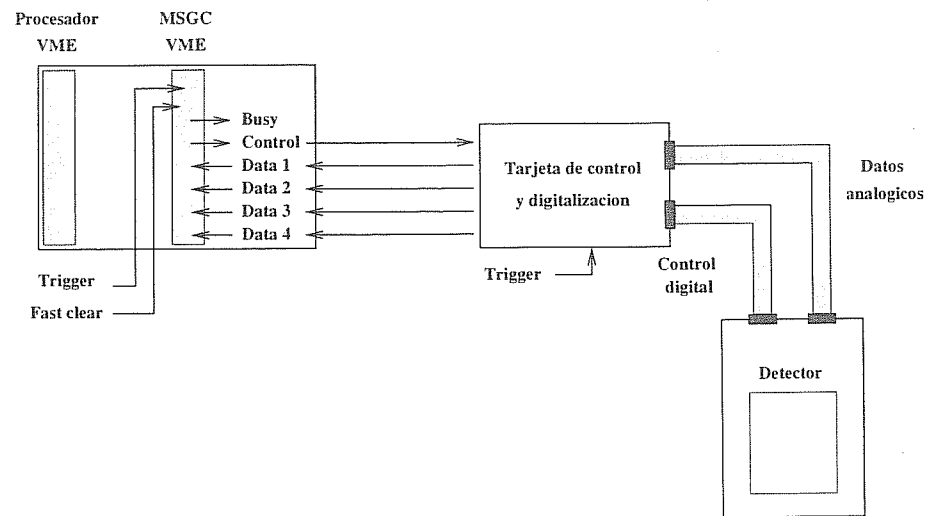


Figura 7.12: Módulos encargados de la adquisición de datos de las cámaras de micropistas.

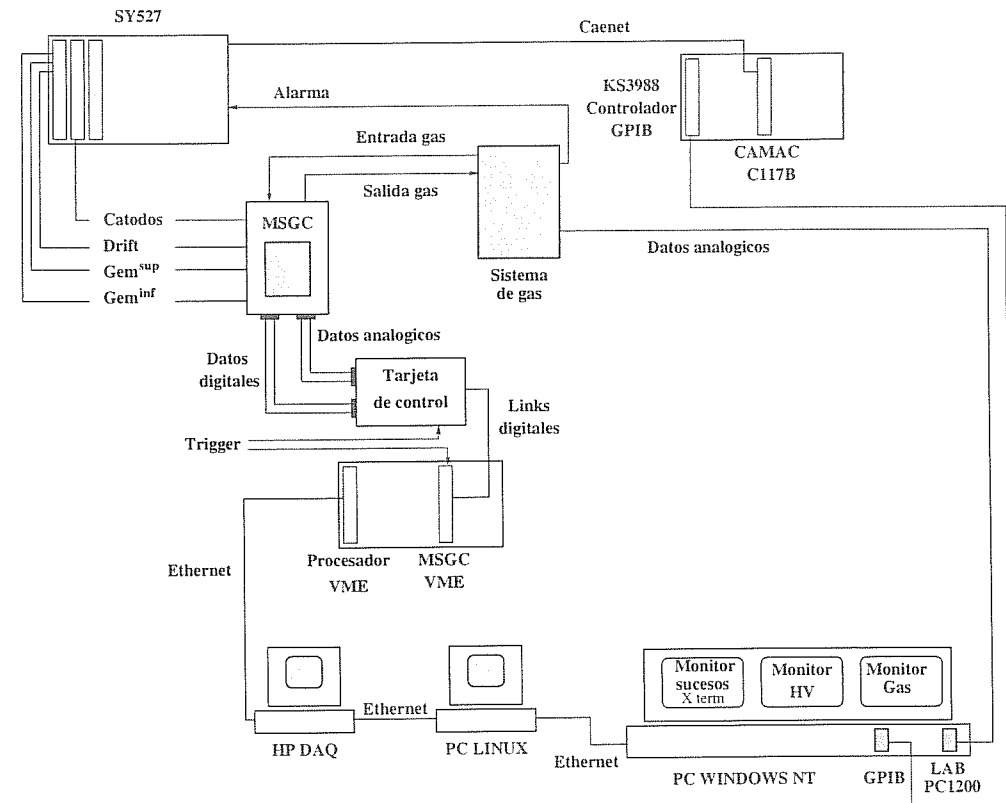


Figura 7.13: Sistemas auxiliares y de control del detector MSGC.

Capítulo 8

El detector MSGC/GEM en el espectrómetro de DIRAC

En Noviembre de 1998, un plano del detector MSGC/GEM fue instalado en el espectrómetro de DIRAC. Durante un periodo de dos semanas, se hizo operar, en el conjunto del espectrómetro, sometido a la irradiación del haz secundario procedente de la interacción de protones extraídos del acelerador PS con los núcleos del blanco.

Los objetivos globales de esta primera toma de datos fueron la calibración de los diferentes detectores y la puesta a punto del sistema de adquisición general y de los cuatro primeros niveles de *trigger* del experimento. Los datos registrados en este periodo permiten, además, correlacionar la información de los diferentes detectores, siendo empleados para el desarrollo de los futuros programas de análisis.

La instalación del plano de detección de MSGC/GEM culminó una larga tarea de diseño, construcción, instalación y programación de los diferentes sistemas necesarios para permitir tanto su operación como la lectura y registro de las señales procedentes del mismo. La estabilidad de la operación de este detector, así como la integración de sus señales en el sistema de adquisición general, pusieron de manifiesto el correcto funcionamiento de los sistemas de gas y alto voltaje y de la cadena electrónica desarrollada para la lectura de la cámara. Representó, además, un importante éxito ya que fue la primera vez que el conjunto MSGC y GEM se instaló e hizo operar en un experimento real, no mostrando

además problemas en su funcionamiento ¹ [111].

8.1 Optimización del dispositivo

Una de las grandes ventajas de la electrónica desarrollada para la lectura del detector MSGC/GEM es la posibilidad de variar la secuencia de control del chip APC, afectando al retardo de la lectura respecto a la señal que dispara el sistema de *trigger* y a la separación entre los dos puntos de relectura (sección 4.2). La secuencia seleccionada se graba en la memoria RAM de la tarjeta digital, procedente del módulo VME. La comunicación, desde el exterior, con este módulo se realiza a través de una máquina UNIX. Esta misma comunicación permite, además, escribir sobre él el umbral utilizado para la supresión de ceros y los valores de los pedestales.

Antes de la operación del detector se establece la comunicación con el módulo VME, transmitiéndole esa información. Ésta puede, sin embargo, ser modificada en comunicaciones posteriores.

Durante este primer periodo, los valores de los pedestales se fijaron a cero, al igual que el del umbral. De este modo, el sistema de adquisición registró la señal en todos los canales. La supresión de los pedestales y selección de canales con señal sobre el umbral se realizó en el análisis posterior de la señal.

El retardo entre la lectura de la señal y la señal de *trigger* se fijó a partir del análisis en tiempo real de la distribución de altura de pulso. Los pulsos correspondientes a partículas que no generaron la señal de *trigger*, pero que entran en la ventana temporal de la electrónica del detector (partículas accidentales) originando una señal que supera el

¹Las condiciones de operación de un detector en un experimento de blanco fijo, como ocurre en DIRAC, son más complicadas que las que se pueden reproducir en el laboratorio. Esto es debido a la inevitable contaminación de partículas de baja energía, altamente ionizantes, que se generan en el blanco o materiales circundantes e inciden sobre los detectores. Estas partículas depositan una gran cantidad de energía en su interacción con el medio, con lo que el número de electrones primarios se incrementa considerablemente respecto al correspondiente al de partículas mínimamente ionizantes. De este modo, la densidad de carga en la avalancha es mucho mayor, con lo que se favorece la aparición de chispas y la pérdida de linealidad en la respuesta del detector.

umbral, contribuyen a una distribución con forma exponencial [112], mientras que los pulsos asociados a las partículas que disparan el *trigger* generarían una distribución con la típica forma de Landau. En una situación sin partículas accidentales el retardo óptimo sería aquel en el que se obtiene una distribución de Landau con la mayor altura de pulso más probable. En la figura 8.1 se muestra la dependencia de ésta altura de pulso con el retardo obtenida en tests con rayos cósmicos realizados antes de la instalación del detector en el haz. Durante la operación en el haz, debido al alto flujo de partículas y, por tanto, a la existencia de accidentales, no fue posible eliminar *on line* la distribución exponencial en la zona baja del espectro. Sobre este fondo se observa, sin embargo, la superposición de una Landau (ver figura 8.16). El retardo escogido fue aquel para el cual la separación de la distribución de Landau sobre el fondo se manifestó más claramente, utilizándose como orientación la información obtenida en los tests con rayos cósmicos.

La separación entre los dos puntos de relectura, así como el número de condensadores que constituyen cada uno de ellos, se varió durante el periodo de test. Estos parámetros afectan a la amplitud de la señal y al nivel de aceptación de partículas accidentales. Los datos que se analizan a continuación corresponden al algoritmo denominado 101. En este algoritmo los dos puntos de relectura son consecutivos y están constituidos por un único condensador, dando lugar a la menor ventana temporal posible pero también a la menor altura de pulso.

La figura 8.2 muestra ejemplos de las señales analógicas registradas en los diferentes condensadores que constituyen el *pipeline* de uno de los canales del chip APC con la llegada de una partícula. Se indican también los dos condensadores cuya diferencia de carga generará la señal leída con el algoritmo 101, dependiendo su posición del retardo entre el *trigger* y el inicio de la relectura.

8.2 Análisis de la señal

8.2.1 Introducción

En este primer periodo, el espectrómetro operó bajo la irradiación del haz que será empleado durante el desarrollo del experimento: protones

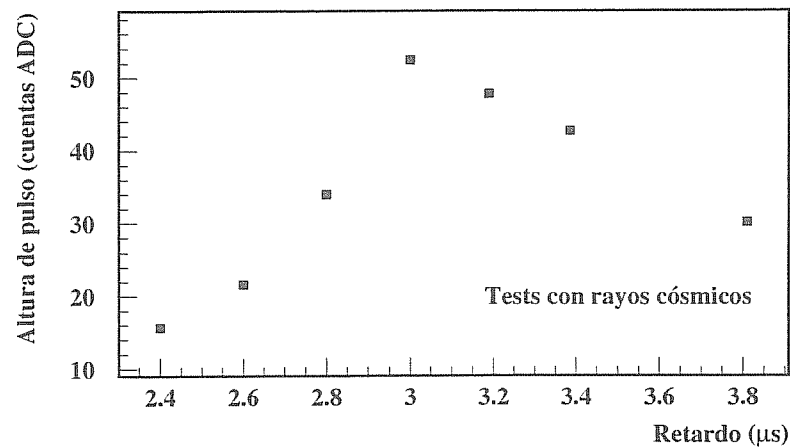


Figura 8.1: Dependencia de la altura de pulso más probable con el retardo entre la llegada del trigger y el comienzo de la relectura obtenida en tests con rayos cósmicos, previos a la instalación del detector en DIRAC. El retardo óptimo se sitúa entorno a los 3 μ s.

de 24 GeV procedentes del acelerador PS. La intensidad de este haz se mantuvo, sin embargo, un orden de magnitud inferior a lo que será su valor nominal (2×10^{11} p/spill). De este modo, se reduce el número de partículas accidentales registradas por los diferentes detectores y se facilita el test de los diferentes niveles de trigger.

El haz primario se hizo incidir sobre un blanco variable ², pudiéndose seleccionar el material del mismo. Los datos del detector MSGC/GEM que han sido analizados fueron registrados operando con dos blancos

²El blanco interpuesto en cada momento se selecciona a través de un ordenador situado en la sala de control. La posibilidad de cambiar de un blanco a otro es debida a que el soporte de éste presenta un diseño (tipo Margarita) que permite colocar a la vez varios blancos, de forma que girándolo se interpone uno u otro frente al haz primario.

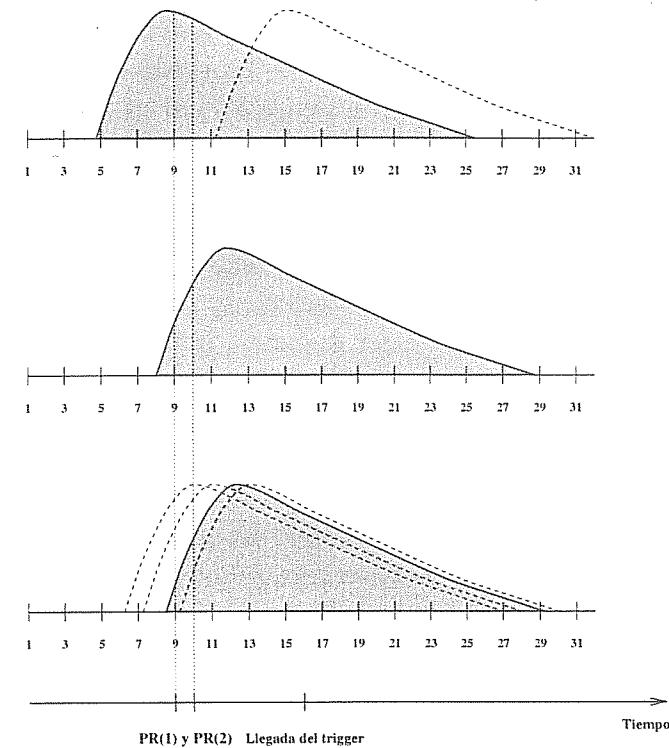


Figura 8.2: Distribución de las señales en los 32 condensadores que constituyen el pipeline analógico del chip APC con la llegada de una partícula. Los puntos indicados como PR(1) y PR(2) constituyen los dos puntos de relectura en el algoritmo 101. La diferencia de señal entre ambos genera la altura de pulso que será leída. En la primera figura se muestra un ejemplo de dos partículas que llegan fuera de tiempo respecto al trigger. La partícula asociada a la línea punteada llega retrasada y la asociada a la línea continua anticipada. En la segunda figura se muestra una situación típica de una partícula a tiempo con el trigger. La última de las figuras muestra partículas que llegan en tiempos diferentes pero que todas ellas originarían una altura de pulso por encima del umbral. Estas partículas son las que provocan el aumento de la multiplicidad en la cámara (partículas accidentales).

diferentes, de Ti y de Pt. Con el primero de ellos la intensidad de partículas sobre los detectores de posición ³ fue de 2×10^6 partículas/spill reduciéndose a 8×10^5 con el segundo. Teniendo en cuenta la duración del spill, 0.35 s, estos flujos equivalen a 5.7×10^6 y 2.3×10^6 interacciones por segundo, respectivamente.

Durante la toma de datos se varió el *trigger* que dispara la adquisición de datos, con objeto de ir probando los diferentes niveles. La integración del plano de micropistas se realizó con la operación del nivel de *trigger* 2. Este nivel de *trigger* selecciona sucesos con dos partículas en el detector de fibras (SFD) a distancia inferior a 9 mm.

En las condiciones de operación indicadas el número más probable de *hits* por suceso en el plano de micropistas oscila entre 4 y 6. En los planos del detector de fibras y del de ionización (IH) este número varía entre 2 y 4, siendo 2 en el detector SFD si nos restringimos a la ventana temporal de señal (ver sección 8.2.2). La mayor longitud temporal de la ventana en la electrónica de lectura de las MSGCs es la responsable del mayor número de *hits* en este detector. Para seleccionar, entre estos *hits* registrados, los asociados al par que genera la respuesta positiva del *trigger* se utilizó la información de los dos detectores anteriormente mencionados. A partir de estos *hits* seleccionados se realizó el análisis de la operación del detector MSGC/GEM.

8.2.2 Tracking con los detectores SFD e IH

La información extraída de los detectores de fibras de centelleo y de ionización fue empleada en el análisis de la cámara de micropistas. Esta información se utilizó para realizar una reconstrucción, a *grosso* modo, de las trayectorias de las partículas registradas simultáneamente en los dos detectores. A partir de estas trayectorias es posible predecir las posiciones en el plano de micropistas y seleccionar los *hits*, en el mismo, compatibles con éstas.

Las fibras que componen el detector SFD se disponen en dos planos con direcciones perpendiculares entre sí (sección 1.3). Las señales procedentes de los fotomultiplicadores que realizan la lectura de estas fibras

³Éstos son el detector de fibras, el detector de ionización y el detector de micropistas.

son digitalizadas en ADCs (*Analog to Digital Converters*) y TDCs (*Time to Digital Converters*). Los primeros dan información acerca de la altura de pulso de la señal, permitiendo establecer un umbral que lleve a cabo la separación del ruido. Los segundos, ofrecen la información temporal acerca de la llegada de los diferentes *hits*, siendo posible la separación entre los correspondientes a las partículas que provocaron la respuesta positiva del sistema de *trigger* y los producidos por partículas accidentales.

Las señales de este detector registradas por el sistema de adquisición corresponden a aquellos grupos de fibras cuya altura de pulso en el ADC ha superado un cierto umbral. Este umbral, cuyo valor se fijó en estudios previos, realiza ya la labor de rechazo del ruido.

La separación de las partículas accidentales se realiza a partir del análisis de la distribución de señales procedentes de los TDCs. En la figura 8.3 se muestra una de estas distribuciones. En ella se distingue un pico, generado por las partículas que disparan el sistema de *trigger*, sobre el fondo debido a partículas que llegan al detector fuera de tiempo. La anchura de este pico de señal es de aproximadamente 40 ns.

Las señales extraídas de los elementos que constituyen los tres planos del detector de ionización (sección 1.3), se digitalizan en ADCs, manteniendo, por tanto, la información sobre la altura de pulso. El sistema de adquisición registra las señales de sus 40 elementos, siendo necesario realizar un análisis posterior para seleccionar los elementos con señal asociada a la llegada de una partícula. Este análisis consiste en la determinación del pedestal característico de cada canal, la supresión de estos pedestales a las señales de los canales correspondientes y la búsqueda de aquellos elementos cuya altura de pulso supere el umbral establecido. Este umbral varía de canal a canal, en función de la sigma de la distribución de pedestales.

El plano del detector MSGC/GEM se instaló de forma que sus pistas estuviesen orientadas en dirección vertical. Por esta razón, en los estudios con los detectores anteriores se utilizaron únicamente las señales de los planos con sus elementos orientados en esa misma dirección (un plano del SFD y dos en el IH, estos últimos con los elementos desplazados sobre la horizontal 3 mm).

En las figuras 8.4 y 8.5 se muestran las distribuciones del número de *hits* reconstruidos por suceso en el plano de micropistas, los dos planos

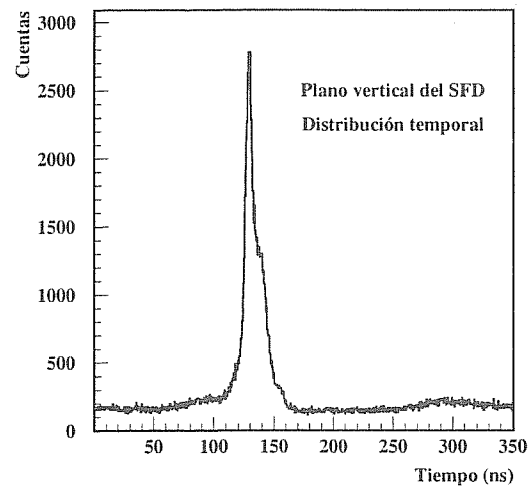


Figura 8.3: Distribución temporal de las señales en uno de los planos del SFD. El eje horizontal se presenta en unidades temporales, equivaliendo cada cuenta de TDC a 0.5 ns.

verticales del detector IH y el plano vertical del detector SFD, para los dos valores diferentes de la intensidad de partículas con que se realizó el análisis. Se presenta también el número de *hits* en el SFD tras imponer el corte en la ventana temporal, observándose claramente el predominio de sucesos con dos únicos *hits*, correspondientes a las dos partículas que originan la respuesta positiva del nivel de *trigger* 2.

En la correlación espacial entre las señales en los cuatro planos hay que tener en cuenta, por un lado, el hecho de que no se realizó ningún tipo de alineamiento de precisión entre los mismos y, por otro, la gran diferencia entre sus periodicidades. Esta periodicidad es de 200 μm en el plano de micropistas, 433 μm en el de fibras y 6 mm en los dos planos del detector de ionización. A cada *hit*, en los planos de los detectores SFD e IH, se le asignó la posición correspondiente al punto medio del elemento de dicho plano con señal. En el plano de

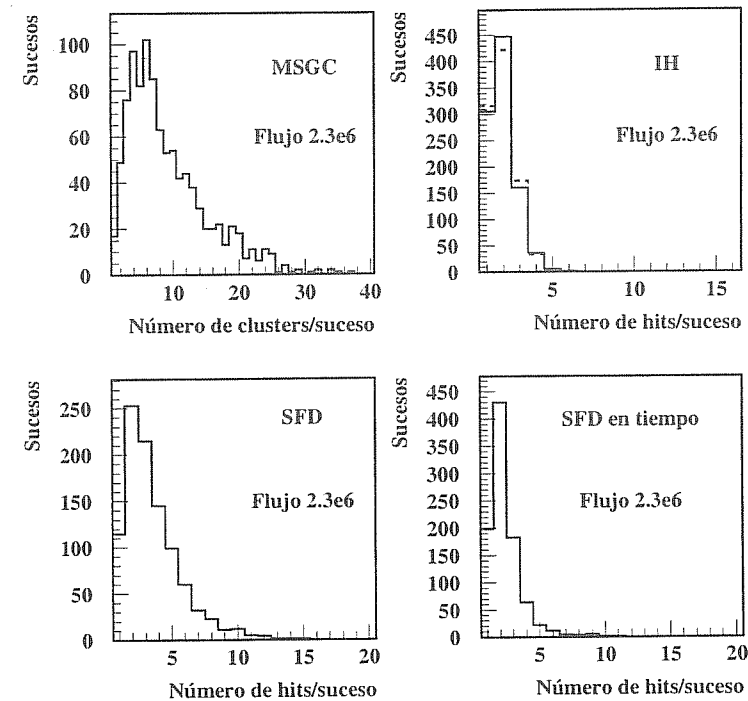


Figura 8.4: Distribuciones del número de hits por suceso en el plano del detector MSGC y los planos con los elementos orientados en la dirección vertical de los detectores SFD e IH. La última distribución corresponde al número de hits en el SFD dentro de la ventana temporal. Estas distribuciones fueron obtenidas con el blanco de Pt.

micropistas la posición asociada a un *hit* se determinó aplicando el algoritmo del centro de gravedad a las pistas que constituyen el *cluster*. Estas posiciones fueron transformadas a milímetros, colocando en cada caso el origen en el centro del plano correspondiente.

El método implementado para la selección de los *hits* en el plano de micropistas a partir de los registrados en el plano del SFD y los dos

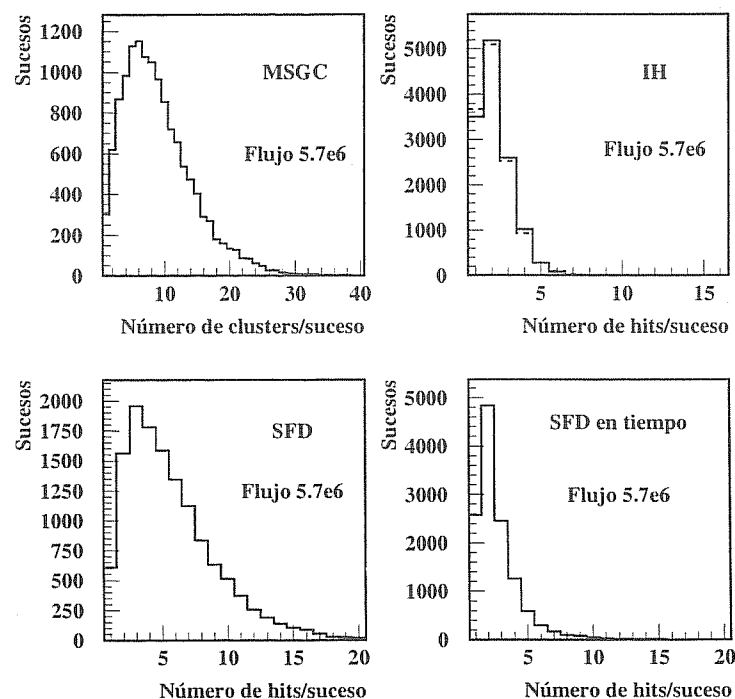


Figura 8.5: Distribuciones del número de hits por suceso en el plano del detector MSGC y los planos con los elementos orientados en la dirección vertical de los detectores SFD e IH. La última distribución corresponde al número de hits en el SFD dentro de la ventana temporal. Estas distribuciones fueron obtenidas con el blanco de Ti.

planos del IH (IH1, IH2) consta de los siguientes pasos:

- Coincidencias en los planos IH1 e IH2. En este primer paso se seleccionan los elementos con señal sobre el umbral en el plano IH1 tales que exista un elemento con señal en el plano IH2 en la misma posición, o bien desplazado una posición a derecha o izquierda. Esta última posibilidad se basa, por un lado, en el

desplazamiento de 3 mm entre los elementos de uno y otro plano, y, por otro, en la posibilidad de trazas inclinadas. Con este corte el número de hits en el plano IH1 se reduce en un 20%, tanto con el blanco de Ti como con el de Pt.

- Coincidencias con el detector de fibras. Para buscar las coincidencias entre el plano del SFD y los hits seleccionados en el IH1 en el paso anterior, se realizó previamente la correlación entre las posiciones de los *hits* en uno y otro plano para cada suceso. En la figura 8.6 se muestra esta correlación. En ella se observa un ligero desplazamiento de unas posiciones respecto a las otras. La magnitud de este desplazamiento se evaluó a partir de la distribución de la distancia mínima entre hits en uno y otro plano. Esta distribución (línea punteada en la figura 8.7) presenta su centro en 3.7 mm. Desplazando en esta magnitud las posiciones en el SFD, la distribución anterior desplaza su valor medio al cero (línea sólida en la figura 8.7). Una vez alineadas las posiciones en el plano del SFD y el IH1, se definen ventanas en el primero de ellos a partir de los *hits* en el IH1. Estas ventanas se centran en la posición asignada al *hit*, siendo su longitud ± 6 mm. Esta longitud se eligió por corresponder a la anchura de los elementos del detector de ionización. Tiene en cuenta, por lo tanto, el hecho de que en el plano IH2 se permita un desplazamiento de ± 1 , en el elemento con *hit*, respecto al IH1. En la figura 8.8 se muestra un esquema de los tres planos y la ventana definida en el SFD.

El algoritmo selecciona los *hits* en el SFD dentro de la ventana correspondiente. El porcentaje de *hits* en coincidencia en IH1 e IH2 rechazados con este corte es de un 14%.

- Coincidencias con el plano de micropistas. La selección de *hits* en el plano de micropistas se realiza a partir de las posiciones en el plano SFD en coincidencia con los planos del detector IH. Se utiliza, además, la posición del blanco.

Antes de llevar a cabo esta selección se realizó el alineamiento entre el detector SFD y el de micropistas. El primer paso en este alineamiento consiste en proyectar la posición de los *hits* en el

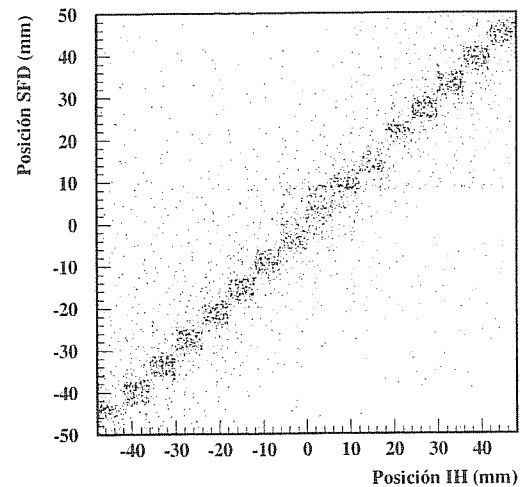


Figura 8.6: Correlación de las posiciones en los detectores SFD e IH.

SFD, dentro de la ventana temporal, sobre el plano de micropistas, a partir de la traza que une éstos con el centro del blanco ⁴. Una vez hecho esto, se calculan las distancias entre esta proyección y los *hits* reconstruidos en el plano del MSGC, histogramando la menor de estas distancias. Las posiciones en el detector MSGC serán desplazadas la cantidad indicada por el valor medio de la distribución obtenida. El valor de este desplazamiento global fue de 2.2 mm.

En la figura 8.9 se muestra la correlación entre las posiciones en el plano del SFD y en el de micropistas tras realizar el desplazamiento. La diferencia entre la posición predicha por el *hit* en el SFD y la posición reconstruida en el plano de micropistas se

⁴La elección del centro del blanco induce un error en la reconstrucción debido a la dispersión del haz, con una anchura transversal de 1 mm. Considerando sin error la posición en el SFD, un desplazamiento de 1 mm en el blanco representa un corrimiento de 0.15 mm en la posición predicha en las micropistas.

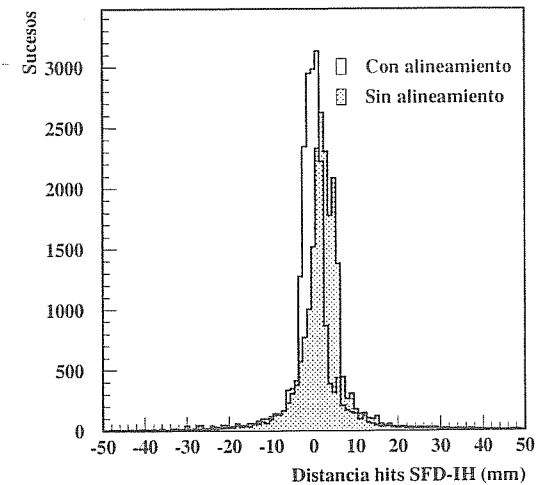


Figura 8.7: Distancia mínima entre los hits en SFD e IH.

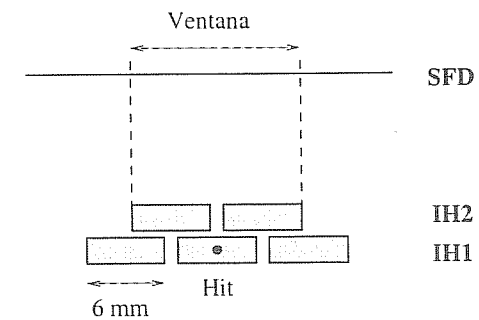


Figura 8.8: Esquema de la ventana definida en el plano del SFD a partir de la posición del hit en el detector IH.

muestra en la figura 8.10 para las dos intensidades de operación (blanco de Pt y de Ti). En ambos casos, se observa una dis-

tribución gaussiana con una sigma entorno a 1.2 mm, sobre un fondo, también gaussiano, originado por la presencia de *hits* accidentales en la MSGC. En la operación con mayor intensidad este fondo gaussiano es más acusado, debido al mayor porcentaje de accidentales.

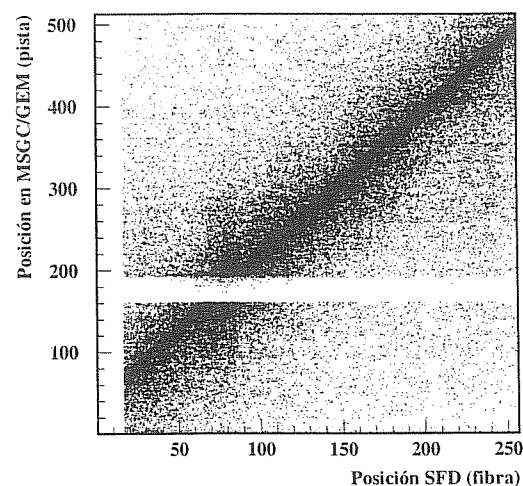


Figura 8.9: Correlación entre las posiciones en el plano de micropistas y el de fibras. Se pone de manifiesto la existencia de un chip APC estropeado y de una zona no instrumentada en el plano de fibras.

El algoritmo de selección de *hits* en el plano de micropistas determina la intersección entre este plano y la traza que une el centro del blanco con la posición de los *hits* en el SFD en coincidencia con los planos del IH. Este punto de intersección se considera el centro de la ventana de *tracking*. La longitud de esta ventana se fijó en ± 4.3 mm. Los *hits* seleccionados son aquellos cuya posición se encuentra dentro de la ventana definida.

Este proceso de selección constituye el punto de partida para el

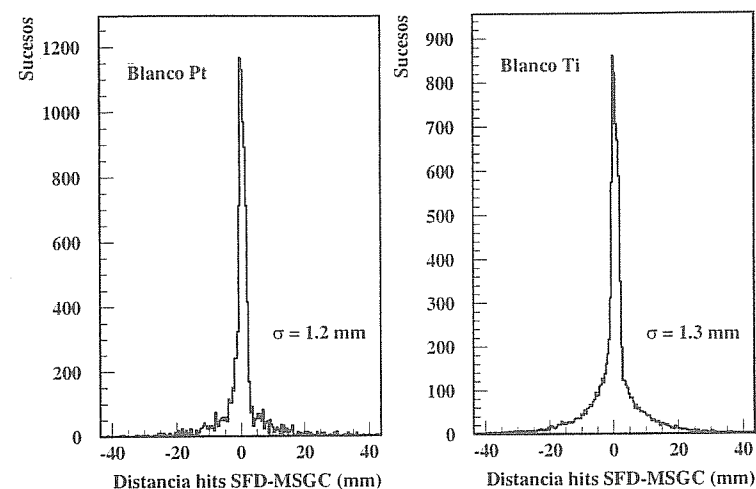


Figura 8.10: Distancia entre la posición del hit en el plano de micropistas predicha por la trayectoria trazada entre el blanco y el SFD y la posición reconstruida directamente en dicho plano.

análisis de la operación del detector MSGC/GEM.

En las figuras 8.11, 8.12 y 8.13 se muestran las posiciones de los *hits* en los cuatro planos para tres sucesos determinados. En la primera se observan dos *hits* dentro de la ventana de tiempo del SFD (cuyo inicio se marca con la línea punteada en la figura). Éstos se encuentran lo suficientemente alejados para ser detectados por elementos diferentes en los planos del detector de ionización. En la cámara de micropistas se observan cuatro *hits* de los cuales se seleccionan los dos correspondientes al par de señal a partir de la posición en el SFD. En el segundo de los sucesos la distancia entre las partículas del par es inferior, de forma que en uno de los planos del detector IH las dos partículas atraviesan el mismo elemento de detección. La tercera figura muestra un ejemplo de un suceso en que únicamente el detector de micropistas ve las dos partículas del par en elementos separados.

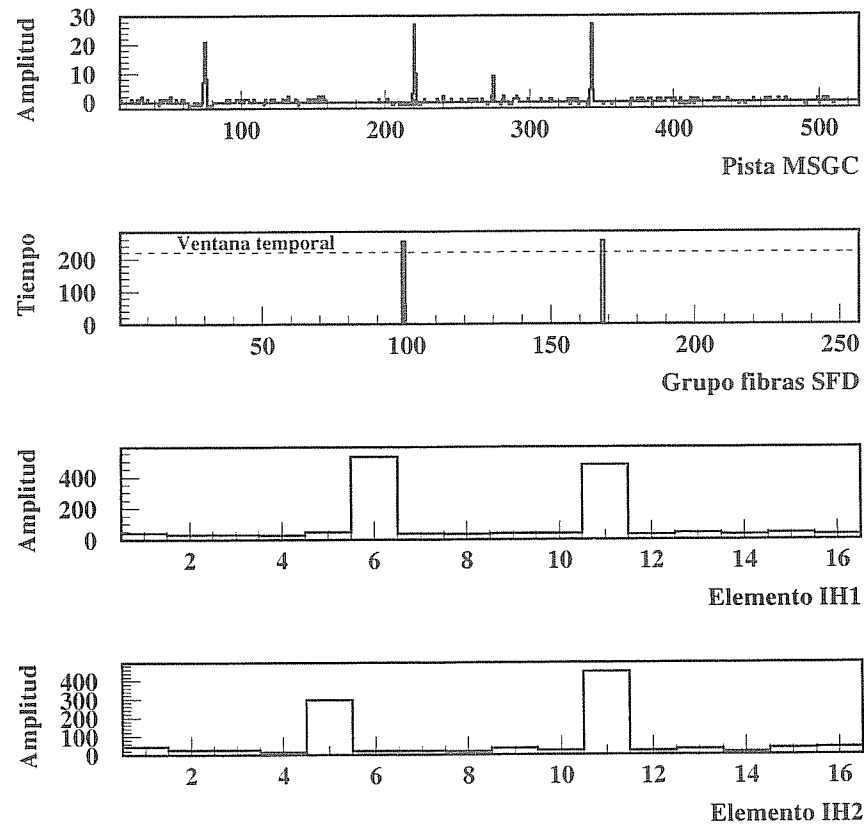


Figura 8.11: Mapa de un suceso en los cuatro planos en estudio. Se observa la selección de pares de señal en el plano de micropistas a partir de las coincidencias en los otros tres planos.

8.2.3 Resultados

Los resultados que se presentan a continuación fueron registrados con el blanco de Pt. Los voltajes de operación fueron -3000 V en el plano de

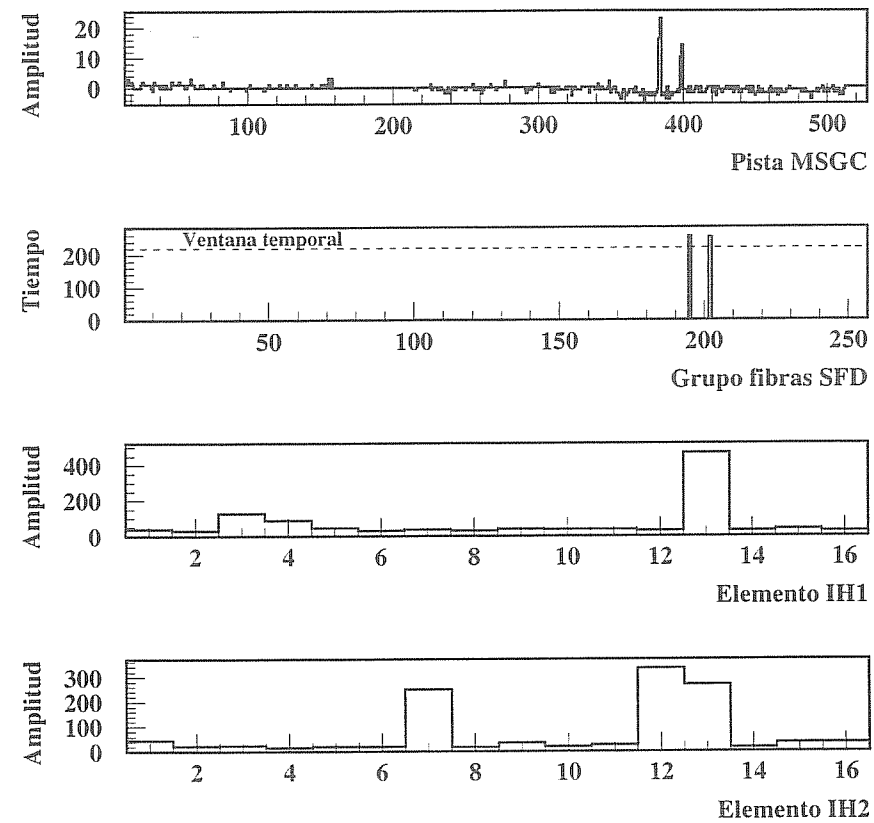


Figura 8.12: Mapa de un suceso en los cuatro planos en estudio.

deriva, -460 V en los cátodos y -1500 V y -1900 V en las caras inferior y superior del GEM, respectivamente.

Cada suceso está caracterizado por la señal, digitalizada, procedente de cada uno de los canales ⁵. Antes de proceder al análisis de los sucesos

⁵Esto es así por haber trabajado con umbral 0 en el módulo VME. En periodos posteriores se partirá únicamente de las señales por encima del umbral que se esta-

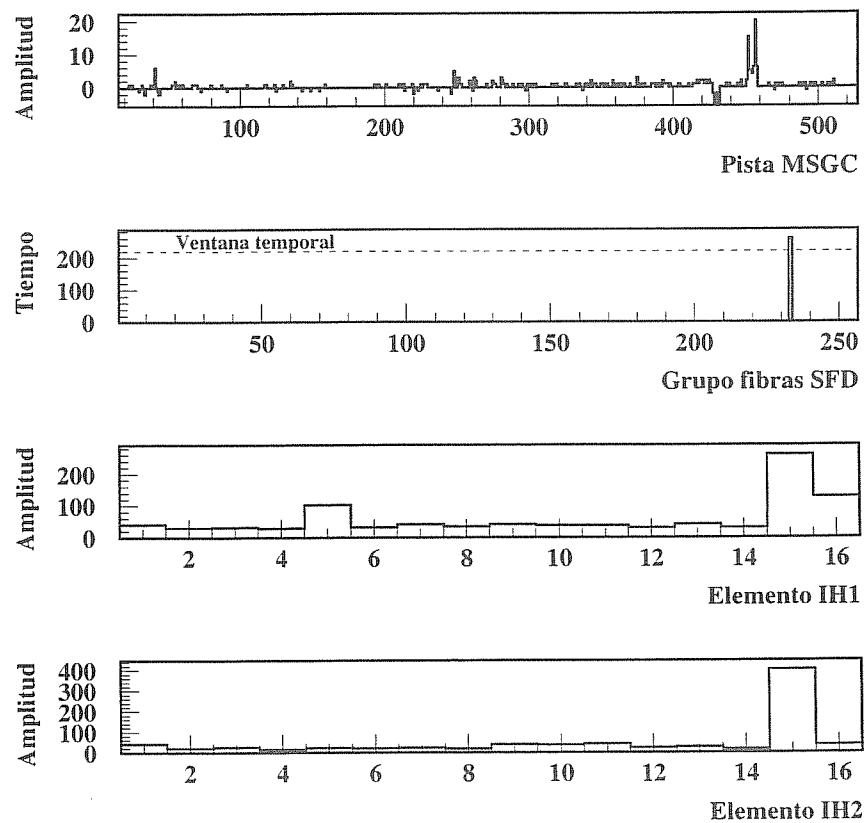


Figura 8.13: Mapa de un suceso en los cuatro planos en estudio. La corta distancia entre las dos partículas del par provoca que sólo en el plano de micropistas haya dos elementos con señal.

fue necesario realizar la sustracción de pedestales ⁶ y la corrección por blezca. Hay que indicar que uno de los chips se estropeo durante el transporte de los planos al CERN, con lo que no se pudo realizar la lectura de 32 de los canales.

⁶Esta operación será realizada en futuras tomas de datos en el módulo VME.

el efecto del agrupamiento de los cátodos ⁷ (sección 5.7).

Una vez realizadas estas operaciones se procedió al análisis.

Eficiencia

La determinación de la eficiencia del detector MSGC/GEM se realizó calculando el porcentaje de *hits* en coincidencia en los planos SFD, IH1 e IH2 con *hit* dentro de la ventana de *tracking* definida en el plano de micropistas. En este cálculo se tuvo en cuenta, además, la existencia de un chip muerto en este detector.

La eficiencia obtenida fue de un 93 ± 4 %. Este valor, sin embargo, no puede ser considerado como la eficiencia absoluta del detector, sino como una cota inferior a ésta. La existencia de partículas secundarias, generadas en los diferentes materiales que constituyen el espectrómetro, origina *hits* asociados a partículas que no tienen porqué atravesar todos los detectores. Por otro lado, tanto los *hits* secundarios como los accidentales dan lugar a coincidencias no reales entre los planos, provocando una aparente disminución de la eficiencia.

Otro factor que afecta a la eficiencia calculada es la falta de un alineamiento de precisión entre los detectores, no sólo en la dirección horizontal, sino también en la vertical. La ausencia de un alineamiento vertical provoca una variación en la apertura angular abarcada por los diferentes planos, con lo que no se garantiza que las partículas que atraviesen uno de los planos atraviesen también el resto.

También hay que tener en cuenta la falta de tiempo para realizar la sincronización entre las señales de los diferentes detectores y, más concretamente, la sincronización entre la llegada del *trigger* y la lectura en la cámara de micropistas. Aunque los datos registrados ponen de manifiesto un buen comportamiento del detector en este sentido, todavía podría mejorarse, lo cual repercutiría en un incremento de la eficiencia.

Sin embargo, durante este periodo los pedestales se fijaron a 0 en dicho módulo, haciéndose la sustracción en el análisis *off-line*.

⁷El número de cátodos conectados a una misma resistencia de desacoplo antes de su conexión al alto voltaje es de 16.

Determinación de la altura de pulso y tamaño de cluster

Los sucesos en el plano de micropistas están caracterizados por la presencia de varios *hits*. El primer paso en la determinación de las distribuciones de altura de pulso y tamaño de *cluster* consiste en la identificación de las pistas correspondientes a cada uno de ellos. Para ello se buscan las pistas con señal por encima de un umbral establecido, fijado en 6 cuentas de ADC. Estas pistas se agrupan en *clusters*, estando formado cada uno de ellos por el conjunto de pistas consecutivas por encima del umbral. Cada uno de estos *clusters* se identifica con un *hit*. Para tener en cuenta la existencia de *hits* muy próximos, se realiza un análisis de la forma de la distribución de señales en cada uno de los *clusters*. En caso de que en esta distribución se observe un doble cambio de pendiente, es decir, si comenzando por un extremo del *cluster* la señal en las pistas comienza aumentando, para después disminuir y volver nuevamente a aumentar, asociaremos ese *cluster* a dos *hits*, asignándole a cada uno de ellos la posición de la pista con señal máxima en el subgrupo correspondiente. Un ejemplo de esta situación se observa en la figura 8.14, donde este algoritmo permite la separación de un único *cluster* inicial en dos.

En la figura 8.15 se muestra la distribución de *hits* a lo largo de la cámara de micropistas, la posición asignada a cada *cluster* es la correspondiente a la pista con señal máxima. Esta distribución se compara, en la misma figura, con la obtenida para el detector SFD.

Tras la localización de los *clusters* se procede a la determinación de su tamaño y de la suma de la altura de pulso en las pistas que lo constituyen.

En la figura 8.16 se muestran las distribuciones de altura de pulso y tamaño de *cluster* obtenidas a partir de todos los *hits* identificados en el plano de micropistas. En ellas se pone de manifiesto la existencia de *hits* correspondientes a partículas accidentales. Estas partículas llegan al plano, típicamente, fuera de tiempo respecto al retardo impuesto entre la señal positiva de *trigger* y el comienzo de la lectura de los canales. Esto provoca que los dos puntos de lectura (ver sección 4.2.1), cuya diferencia de carga determina la altura de pulso en el canal correspondiente, estén desplazados hacia la parte inicial o final del pulso, registrándose, por tanto, una altura de pulso totalmente aleatoria. En

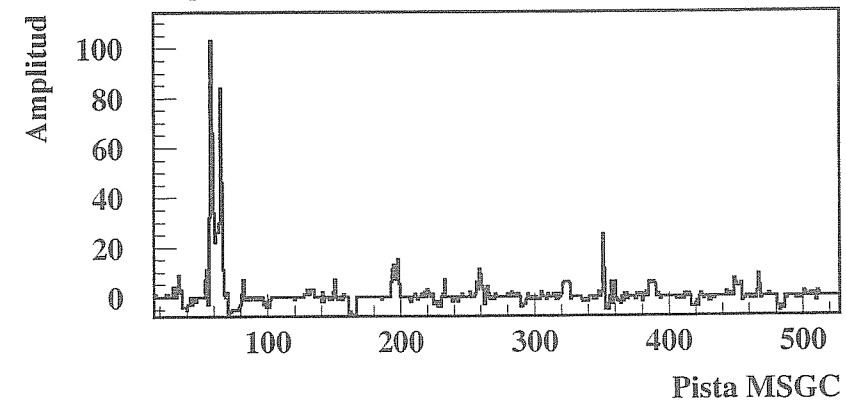


Figura 8.14: Suceso en el que se detectan dos partículas muy próximas, confundándose en un único "cluster". Tras la aplicación de un algoritmo que tiene en cuenta el doble cambio de pendiente en la distribución de señales dentro del "cluster", es posible distinguir la existencia de dos partículas.

la zona baja de la distribución de altura de pulso se observa el efecto de estos pulsos de baja amplitud, manifestándose en una forma exponencial que oculta la forma de Landau típica de la pérdida de energía de partículas en la región de mínima ionización. En la distribución de tamaño de *cluster* el exceso de partículas accidentales se refleja en un excesivo número de *clusters* constituidos por una única pista.

La reducción de este elevado número de *hits* accidentales se realizó seleccionando los *hits* dentro de la ventana definida por el SFD y el IH. La resolución temporal del SFD, permite seleccionar los *hits* correlacionados temporalmente con el *trigger*.

La distribución de los hits a lo largo del plano de las micropistas se determinó, también, tras imponer coincidencia con los hits en el plano

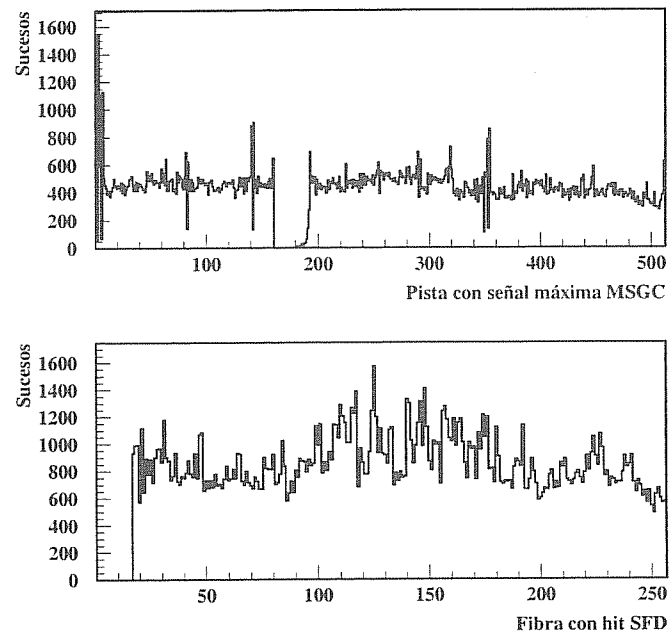


Figura 8.15: Distribución de los hits en el plano de micropistas y del detector de fibras. Se pone de manifiesto la presencia del chip dañado en el MSGC y de cuatro pistas defectuosas. Estos defectos son previos a la instalación del detector.

de fibras. Esta distribución se muestra en la figura 8.17, junto con la correspondiente a este último plano. La comparación entre ambas pone de manifiesto que realmente se están seleccionando partículas que proceden del blanco.

En la figura 8.18 se muestra la distribución de altura de pulso realizando la selección sólo con el SFD y con el SFD y el IH. Se observa la disminución del fondo exponencial, poniéndose de manifiesto la distribución de Landau esperada.

La figura 8.19 compara la distribución de tamaño de *cluster* antes y

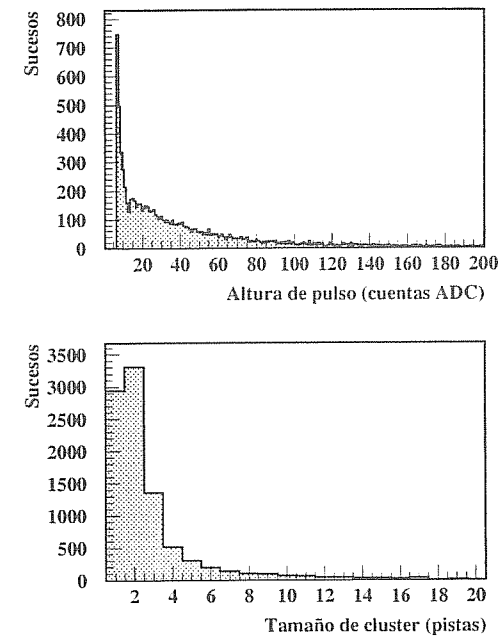


Figura 8.16: Distribuciones de altura de pulso y tamaño de cluster de los hits identificados en el plano de micropistas. No se impuso ningún corte sobre estos hits, poniéndose de manifiesto la existencia de accidentales.

después de realizar la correlación espacial con los otros dos detectores. Se pone de manifiesto la disminución del porcentaje de *hits* con una sola pista, reduciéndose el valor medio de la distribución de 2.7 a 2.3.

Estas figuras evidencian la eficacia del algoritmo de *tracking*, a pesar de las dificultades debidas a la falta de alineamientos de precisión.

Uniformidad de la ganancia

La uniformidad en la ganancia del detector es importante en la búsqueda de pistas con señal por encima del umbral y en la reconstrucción de

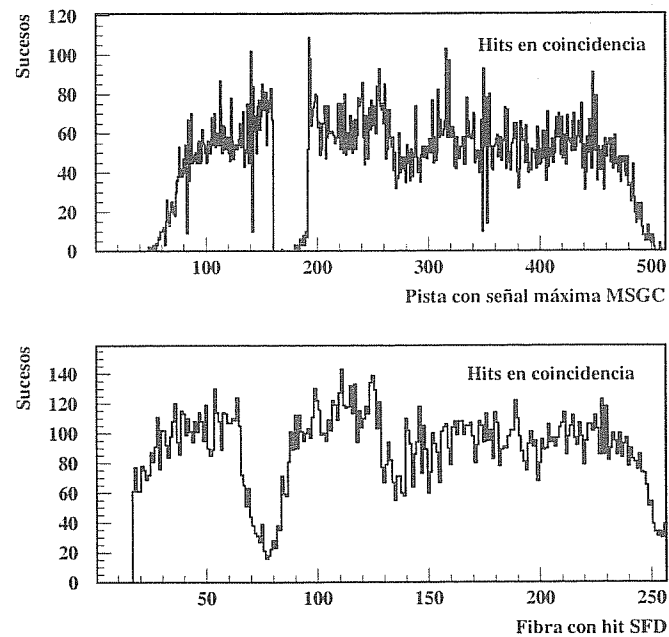


Figura 8.17: Distribuciones de los hits en el plano de micropistas y en del detector de fibras tras imponer el corte en la ventana de tracking.

la posición de las partículas.

Pistas con ganancias muy superiores o muy inferiores al promedio tendrían una mayor o menor probabilidad, respectivamente, de superar el umbral establecido en la búsqueda de *hits* en la cámara. Por otra parte, teniendo en cuenta que el algoritmo del centro de gravedad determina la posición asociada a un *cluster* concreto ponderando cada pista con la carga recogida en la misma, la falta de uniformidad en la ganancia provocaría un sesgo en estas posiciones.

El estudio de la uniformidad de la ganancia en el detector MSGC/GEM se realizó a partir del valor medio de las distribución de altura de pulso en el *cluster* correspondiente a cada pista, siendo asociado un *cluster*

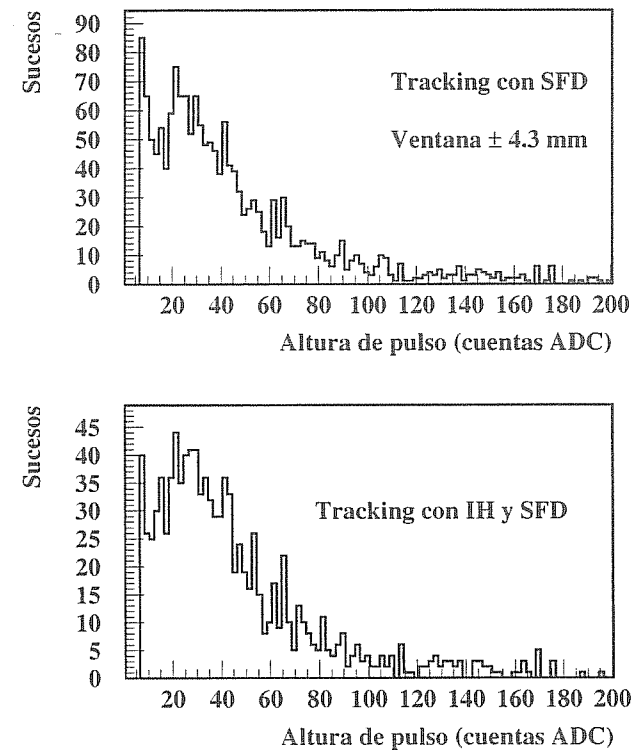


Figura 8.18: Distribuciones altura de pulso en el plano de micropistas tras imponer coincidencias con el detector SFD y con los detectores SFD e IH.

determinado a la pista con señal máxima dentro del mismo. La figura 8.20 muestra la variación de la ganancia, obtenida de este modo, a lo largo de la cámara. No se aprecia ningún tipo de modulación o variación significativa de la ganancia. El salto que se observa en los canales del último chip es debido a fluctuaciones en el nivel de base de éste, las cuales provocan un aumento ficticio del valor medio de las

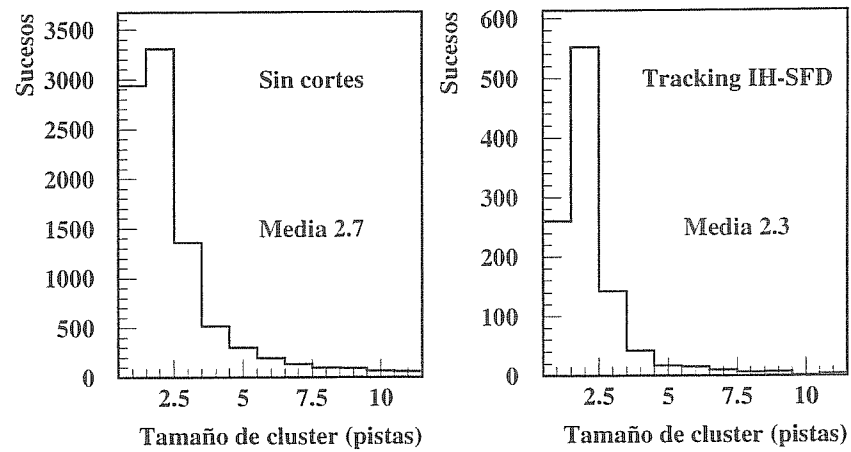


Figura 8.19: Distribuciones de tamaño de cluster obtenidas antes y después de realizar la correlación espacial con el SFD y el IH.

distribuciones correspondientes. Sin embargo, el valor más probable de las mismas se mantiene en la misma posición que para las pistas restantes.

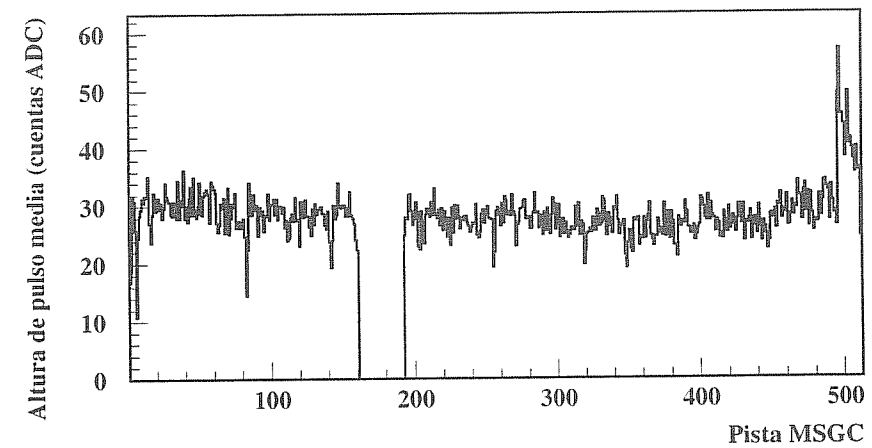


Figura 8.20: Uniformidad de la ganancia del detector obtenida a partir del valor medio de la distribución de altura de pulso asociada a cada pista.

Capítulo 9

Conclusiones

- Se han determinado los parámetros de operación óptimos para un detector de trazas de gas de alta irradiación en el experimento DIRAC, correspondiendo éstos a un detector de doble etapa de amplificación: *Gas Electron Multiplier (GEM) + Micro Strip Gas Chamber (MSGC)*.
- Se han construido y probado con haces de piones del CERN varios prototipos con esta tecnología, que han demostrado una operación estable, para las opciones elegidas.
- Se han realizado distintas pruebas de irradiación en el laboratorio con haces de rayos X procedentes de un anticátodo de Cr, llegando a alcanzarse flujos de hasta $10^6 \text{ mm}^{-2}\text{s}^{-1}$, demostrándose la estabilidad en ganancia de los detectores, así como su capacidad de contar fotones individuales.
- Se han realizado estudios de detalle sobre la evolución de la carga recibida en los distintos electrodos del sistema MSGC+GEM, y de su transparencia.
- Se ha construido e instalado en el CERN, en Noviembre de 1998, el detector final de DIRAC (512 canales), y se han tomado datos con este detector dentro del sistema de adquisición del experimento. Esto ha incluido el funcionamiento correcto del sistema de monitor de alta tensión y del circuito de gas.

Capítulo 9. Conclusiones

- Se han analizado los datos combinados del TANDEM de detectores MSGC+GEM y SFD (detector de fibra óptica) de DIRAC, demostrándose su capacidad de actuación conjunta, utilizando la resolución temporal del segundo para la supresión total del ruido de fondo, y la resolución espacial del primero.

Capítulo 10

Summary and conclusions

In February 1996 it was approved by the SPS and Lear experiments Committee (SPSLC) at CERN the DIRAC experiment. In this experiment, different universities and research groups are involved. One of these is the High Energy Physics Group of the University of Santiago de Compostela.

The aim of the DIRAC experiment is to measure the lifetime of $\pi^+\pi^-$ atoms ($A_{2\pi}$) in the ground state with 10% precision, using a 24 GeV proton beam of the CERN Proton Synchrotron. The measurement of this quantity, dictated by strong interaction at low energy, enables to determine a combination of S-wave scattering lengths to 5 %. Pion scattering lengths have been calculated in the framework of chiral perturbation theory and their predicted values have not been confronted with experimental data at the same level of accuracy. Comparison of theoretical and experimental data would submit the understanding of chiral symmetry breaking to a crucial test.

The two methods proposed for measuring the $A_{2\pi}$ lifetime in a model independent way are based on the reconstruction of the relative momentum of pairs $\pi^+\pi^-$ coming from interactions in a target. This reconstruction will be done using a magnetic spectrometer and a multilevel trigger scheme. The accuracy in the reconstruction of the q-momentum is improved by inserting in the analysis the data extracted from the MSGC/GEM detector installed in the DIRAC experiment. This detector is responsibility of the High Energy Physics Group of Santiago de Compostela.

During the time previous to the installation of the MSGC/GEM detector in the DIRAC spectrometer in November 1998, an important job of research on this kind of detectors was developed by our research group. With this aim different tests of MSGC and MSGC/GEM prototypes were performed both at the Santiago laboratory and at CERN. This job was also accompanied by simulation studies in order to reach the optimum parameters of the detector for the reconstruction of particles trajectories, a crucial point in the momentum reconstruction. Results of these tests were used for determining the final design and parameters of the DIRAC MSGC/GEM detector. The installation of this detector in the DIRAC spectrometer implied the development of different auxiliary and control systems, which enable its operation. In this way, a clean gas system was designed, constructed and finally installed, and HV and monitoring control programs were developed over 1998. In October 1998 the DIRAC spectrometer begun its operation as a whole. First results on the performance of the different detectors inside the spectrometer were obtained from the analysis of data from this first run.

My contribution to these jobs is summarized in this memory, from which we extract the following main conclusions:

- Optimum operation parameters for a high irradiation tracking gas detector in the DIRAC experiment were determined, corresponding these parameters to a double step amplification detector: *Gas Electron Multiplier* (GEM) + *Micro Strip Gas Chamber* (MSGC).
- Different prototypes, using this technology, have been constructed and tested with pionic beams at CERN, showing a stable operation for our choices.
- Different irradiation tests were done in the laboratory using X ray beams coming from a Cr anticathode. Fluxes up to $10^6 \text{ mm}^{-2}\text{s}^{-1}$ were reached, showing the gain stability and the high rate capability of the prototypes.
- Detailed studies about the evolution of the charges recollected by the different electrodes in the MSGC+GEM system and its transparency have been carried out.

- The final MSGC+GEM detector for the DIRAC experiment (512 channels) has been constructed and installed at CERN in November 1998. Data with this detector have been acquired using the data acquisition system of the experiment. This has included the right performance of the HV control and monitoring system, and of the gas system.
- Combined data of the tandem: MSGC+GEM and SFD (Scintillator Fiber Detector) of DIRAC have been analyzed, showing their coupled operation capability. This coupled operation uses the time resolution of the SFD for the total background suppression, and the spatial resolution of the MSGC+GEM.

Apéndice A

Sistema de trigger en el experimento DIRAC

En el experimento DIRAC, la determinación del tiempo de vida medio de los átomos $A_{2\pi}$ requiere un análisis detallado de la distribución del momento relativo de pares $\pi^+\pi^-$ en la región con $q < 30$ MeV. Para la selección de estos pares se diseñó una estrategia de *trigger* estructurada en cinco niveles.

El primer nivel de *trigger* (T1) utiliza señales procedentes de detectores situados en las dos ramas del espectrómetro. Para la obtención de una respuesta positiva en este nivel, se requiere la coincidencia de señales en los sistemas de hodoscopios verticales y horizontales con ausencia de señal en los contadores Cerenkov y en los Preshowers, para garantizar el rechazo de e^+/e^- , y en los sistemas de identificación de muones, eliminando los sucesos con presencia de éstos. Con esta lógica de *trigger*, expresada esquemáticamente como:

$$(VH \cdot HH \cdot \overline{C} \cdot \overline{PS} \cdot \overline{S}_\mu)_1 \cdot (VH \cdot HH \cdot \overline{C} \cdot \overline{PS} \cdot \overline{S}_\mu)_2,$$

se garantiza la existencia de partículas en las dos ramas del espectrómetro, excluyendo los casos en que alguna de estas partículas sea un electrón, positrón o muón. El nivel T1 introduce además una condición de coplanaridad que se basa en una característica específica de los pares procedentes de la desintegración de átomos $A_{2\pi}$. El pequeño ángulo relativo entre las partículas que constituyen estos pares, y el hecho de

Apéndice A. Sistema de trigger en el experimento DIRAC

que el campo magnético no las desvíe en la dirección vertical, se traduce en que las coordenadas de sus trayectorias en esta dirección sean muy próximas. Para tener esto en cuenta, la lógica de T1 se implementa de tal modo que la respuesta positiva sólo se genere en caso de que la diferencia entre los elementos de los sistemas de hodoscopios horizontales con *hit* en una u otra rama se distancien en 2 o menos unidades ($HH_1 - HH_2 \leq \pm 2$). Esta última condición no provoca pérdidas de pares atómicos.

El segundo nivel de *trigger* (T2) introduce señales procedentes de los detectores situados antes del imán. Este nivel incluye un criterio topológico, basado en el pequeño ángulo relativo entre los pares atómicos e implementado con el detector de fibras (SFD), y un criterio de doble ionización, implementado con el detector de ionización (IH).

La lógica implementada en T2 se muestra esquemáticamente en la figura A.1. Esta lógica consiste básicamente en un AND entre una señal procedente del detector SFD y otra procedente del IH.

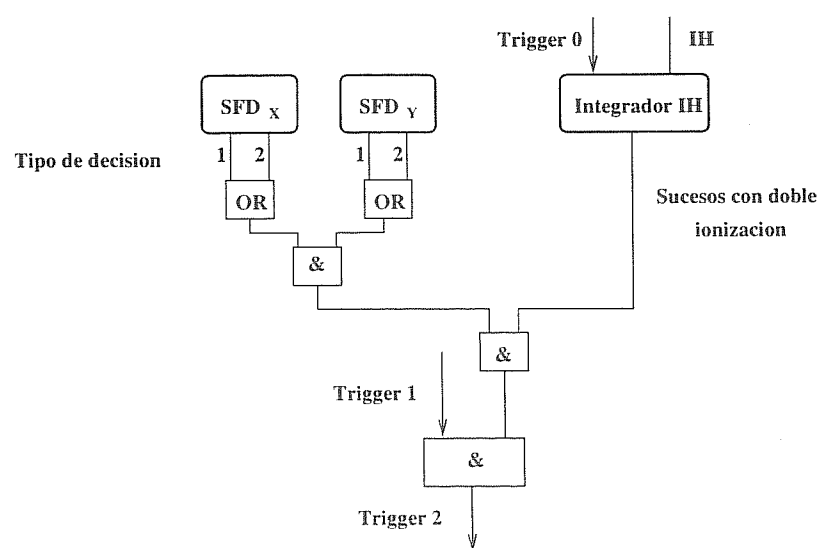


Figura A.1: Esquema de la lógica implementada en el nivel de trigger 2.

La electrónica de lectura del detector SFD permite la selección en

tiempo real de sucesos con al menos un par a una distancia inferior a un valor predeterminado. Fijando este valor en 9 mm, distancia máxima entre pares atómicos en la posición del SFD, los sucesos seleccionados con este criterio generan una respuesta positiva tipo 1. Imponiendo la existencia de esta respuesta en los dos planos se elimina un porcentaje elevado de *background*. Sin embargo, la única aplicación de este corte supondría una pérdida importante de sucesos con pares atómicos debido a la resolución de doble *hit* finita de este detector. A consecuencia de ella, los *hits* no resueltos serían registrados como uno único. Las pérdidas se estiman en un 10% para pares procedentes de átomos en el estado 1S e incluso mayores, y además no calculadas con precisión, para estados excitados. Estas pérdidas deben ser o bien determinadas con precisión o bien eliminadas.

Para disminuir la pérdida de sucesos no resueltos en el SFD, la lógica de este detector genera también una respuesta positiva (tipo 2) en caso de que haya un único *hit* en el plano correspondiente. De este modo, sólo se pierden aquellos *hits* no resueltos que vayan acompañados por otras partículas, accidentales o no, de forma que la distancia entre ningún par sea inferior a 9 mm. La fracción perdida, estimada en un 30% de los pares no resueltos, puede calcularse de manera precisa, en el análisis *off-line*, comparando los números de sucesos con dos y con más de dos *hits* con respuesta positiva tipo 1, ya que esta relación ha de ser la misma para los sucesos tipo 2. Para hacer este cálculo posible, los sucesos registran la información sobre el tipo de decisión.

En cada uno de los planos del SFD se implementa un OR entre las decisiones tipo 1 y tipo 2. De forma que la respuesta final de éste detector está generada por el AND entre las señales procedentes de cada uno de los planos.

El conjunto de sucesos seleccionado a partir de este detector, debido a la decisión tipo 2, contiene también sucesos con un único *hit*. Para reducir el alto flujo de sucesos con esta característica, se introduce, con un AND, la información de doble ionización procedente del IH. La respuesta positiva de este detector se genera cuando la amplitud de la señal en uno de sus elementos o la suma de dos consecutivos supera el umbral impuesto para determinar la existencia de doble ionización.

La coincidencia de decisiones positivas en el SFD y el IH, junto con T1 generan la señal T2.

Con esta lógica, los procesamientos de señales que generan las decisiones de SFD, IH y T1 se realizan en paralelo. El hecho de que no se espere por la respuesta positiva de T1 para iniciar el desarrollo de la lógica en los detectores de posición es debido a que eso aumentaría considerablemente el periodo de toma de datos del experimento. Se trata, por tanto, de aprovechar al máximo el flujo de sucesos que generarían respuesta positiva. Esto, sin embargo, genera un problema con el detector de ionización. El tiempo de integración de este detector, para detectar la doble ionización, es de 50 ns. El elevado flujo de partículas sobre los detectores de posición, estimado mediante estudios de simulación en $\approx 2.7 \times 10^3 \text{ Hz mm}^{-2}$, no es compatible con esa amplia ventana de integración, impidiendo su correcta operación. Este detector requiere de una señal con un flujo más bajo que marque el inicio del proceso de integración. Con la idea de generar esta señal se diseñó e implementó un nivel de *trigger* anterior, al que se denominó nivel cero (T0). Para el diseño final de T0 se utilizaron resultados obtenidos con el trabajo de simulación que realizamos con el programa GEANT-DIRAC [55, 56].

Este nivel de *trigger* trabaja con señales procedentes de los hodoscopios verticales y los contadores preshower, de las dos ramas, así como del detector de ionización. Su respuesta positiva se genera con la coincidencia de señales en estos cinco sistemas ¹. Las señales del IH con las que trabaja esta lógica proceden directamente de los fotomultiplicadores con los que se recoge la carga en los elementos que lo constituyen. Señales paralelas a éstas son conducidas a los integradores que permitirán la detección de la doble ionización. La operación de estos integradores se inicia tras la respuesta positiva de T0, siendo utilizadas las señales generadas en la lógica de T2.

El hecho de que el nivel de *trigger* cero se base en la coincidencia de señales procedentes de antes y después del imán reduce considerablemente el efecto de partículas secundarias, generadas a lo largo del espectrómetro, que atraviesan aleatoriamente alguno de los detectores.

Una reducción adicional de los sucesos de *background* se produce a raíz de los niveles de *trigger* 3 y 4. Estos dos niveles explotan nueva-

¹Las señales de los Preshowers utilizadas en este nivel de *trigger* indican únicamente la presencia o no de partículas en los elementos que los constituyen, sin que se haya realizado ningún tipo de corte en la amplitud de la señal, lo cual permitiría identificar los e^+/e^- .

mente el pequeño momento relativo que caracteriza los pares de señal, imponiendo limitaciones cinemáticas inherentes a estos pares.

Las lógicas de T3 y T4 se implementan en procesadores *hardware* que manejan señales procedentes del detector de ionización y de detectores situados tras el imán. El papel del imán en la separación de partículas positivas y negativas así como en la selección de una zona restringida del espectro de momentos, se traduce en una menor multiplicidad en los detectores situados en las ramas del espectrómetro, favoreciendo el rechazo de *background*.

El primero de los procesadores genera la respuesta del nivel de *trigger* 3 (T3). Este procesador recibe las señales de los hodoscopios verticales y del detector de ionización. Debido a que los piones de par tienen prácticamente el mismo momento en el sistema de laboratorio, los elementos con *hit* en VH1 y VH2 están correlacionados, de forma que para un valor dado de la posición del par en la dirección horizontal, determinada por el elemento del IH con *hit*, únicamente serán aceptadas ciertas combinaciones de VH1 y VH2. El procesador contiene una memoria con todas las combinaciones posibles de VH1, VH2 e IH. Cuando recibe las señales de estos detectores chequea en la tabla si la combinación está o no permitida, generando la respuesta correspondiente. De este modo se realiza una selección preliminar de pares en un rango determinado de Q_L y Q_X , proyección del momento relativo en la dirección longitudinal y transversal respectivamente.

El segundo de los procesadores es utilizado en el nivel de *trigger* 4 (T4), recibiendo las señales procedentes de las cámaras de deriva. Este procesador selecciona sucesos que satisfacen el siguiente criterio para las componentes de su momento relativo en el sistema del centro de masas:

$$Q_L < 30 \text{ MeV}/c \quad (\text{A.1})$$

$$Q_X < 3 \text{ MeV}/c \quad (\text{A.2})$$

Todos los pares procedentes de la ionización de átomos $A_{2\pi}$ verifican esas relaciones en su momento relativo. En el sistema de laboratorio éstas se traducen en restricciones sobre la diferencia de momento entre

Apéndice A. Sistema de trigger en el experimento DIRAC

los dos piones (A.1) y sobre la diferencia de la coordenada horizontal antes del imán (A.2). El procesador reconstruye las trayectorias de las partículas en el plano xz a partir de la posición de los *hits* en las cámaras de deriva. Esta primera reconstrucción de las trayectorias es utilizada para la estimación del momento en el sistema de laboratorio y del ángulo entre el eje z y la proyección de la trayectoria en el plano xz antes del imán. La lógica de T4 selecciona aquellos sucesos tales que la diferencia entre estas magnitudes en las dos trayectorias esté dentro de unos límites establecidos.

En la figura A.2 se muestra un esquema del sistema de trigger completo diseñado para el experimento DIRAC.

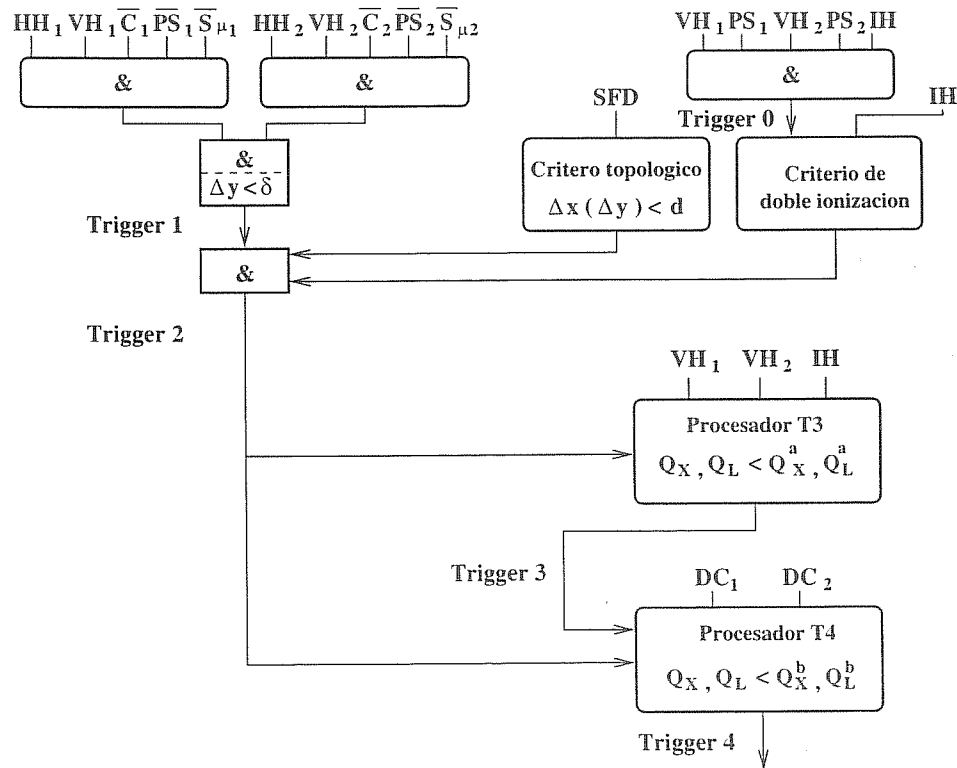


Figura A.2: Esquema del sistema de trigger diseñado para el experimento DIRAC.

Apéndice B

Fluctuaciones en la ganancia

El proceso de avalancha o multiplicación de la carga que tiene lugar en el detector es de naturaleza estadística, estando por ello sometido a fluctuaciones.

Experimentalmente se han obtenido funciones que tratan de describir estas fluctuaciones:

- Para campos eléctricos altos (originando valores medios de la ganancia, \bar{A} , mayores de cien electrones por electrón primario) la distribución de la ganancia puede aproximarse por una exponencial:

$$P(A) = \frac{p(\frac{A}{\bar{A}})}{\bar{A}}, \quad p(k) = \exp(-k)$$

con variancia 1.

Se basa en la hipótesis de que la probabilidad de que un electrón ionice no depende de su historia previa.

- Para campos bajos la hipótesis anterior no es válida. El electrón no adquiere, entre sucesivas ionizaciones, la suficiente energía para no verse afectado por los procesos anteriores.

En este caso las fluctuaciones alrededor del valor medio se describen por la distribución de Polya:

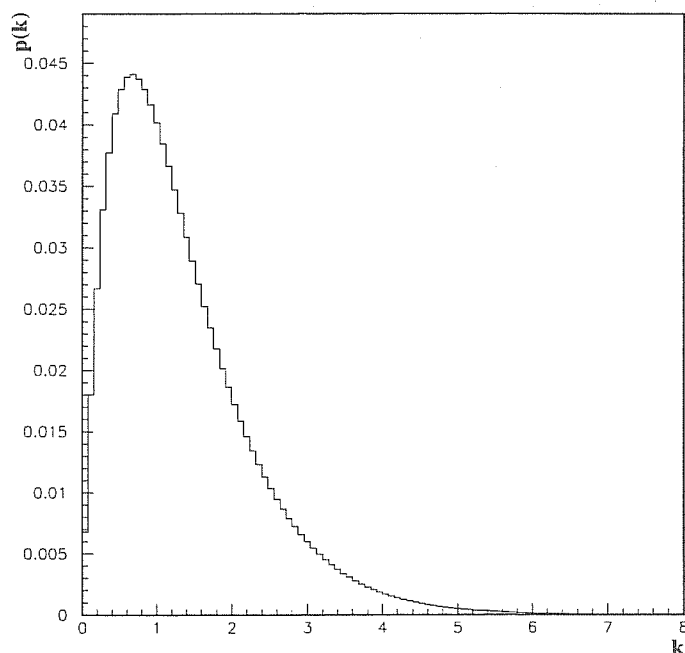


Figura B.1: Distribución de Polya.

$$p(k) = \frac{m(mk)^{m-1}}{\Gamma(m)} \cdot \exp(-mk)$$

con variancia m^{-1} . El mejor ajuste experimental, en contadores proporcionales, se obtiene con $m = 3/2$, denominándose distribución de Curran.

En la figura B.1 se representa esta distribución.

Bibliografía

- [1] B. Adeva et al., *Lifetime measurement of $\pi^+ \pi^-$ atoms to test low energy QCD predictions*, CERN/SPSLC 95-1 SPSLC/P 284 (1994).
- [2] A. Pitch, *Quantum Chromodynamics*, FTUV/95-19 IFIC/95-19.
- [3] A. Pitch, *Chiral Perturbation Theory*, Rep. Prog. Phys. 58 (1995)563.
- [4] J. Bijnens et al., *Chiral Perturbation Theory*, DAPHNE Physics Handbook (2ª edición), eds. L. Maiani, G. Pancheri y N. Paver.
- [5] H. Leutwyler, *Principles of Chiral Perturbation Theory*, BUTP-94/13
- [6] A. Dobado et al., *Effective Lagrangians for the Standard Model*, Springer 1998.
- [7] J. Uretsky et al., Phys. Rev. 121 (1961) 1798.
- [8] U. Moor et al., Nucl. Instr. and Meth.
- [9] L. Afanasev, JINR E-2-91-578 y JINR B1-2-91-572, Dubna, 1991.
- [10] L. Afanasev et al., JINR E4-93-293, Dubna, 1993.
- [11] L.L. Nemenov, *Elementary Relativistic Atoms*, Yad. Fiz 41 (1985) 980.
- [12] V. Agoritsas et al., CERN-PPE 94-126, Ginebra, 1994.

Bibliografía

- [13] A. López et al., *Vertical Hodoscope detector results on the 98 data-taking*, DIRAC 99-02.
- [14] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **A62** (1968) 235.
- [15] F. Angellini et al., *The Micro Gap Chamber*, INFN PI/AE 93-10 (1993).
- [16] F. Sauli, *Applications of gaseous detectors in astrophysics, medicine and biology*, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 1-11.
- [17] A. Cattai et al., *Dosimetry with micro strip gas chamber*, Nucl. Instr. and Meth. **A367** (1995) 62-65.
- [18] G. Kraft et al., *Heavy ion therapy at GSI*, Nucl. Instr. and Meth. **A367** (1995) 66-70.
- [19] S. Bergerson-Willis et al., *Proposal of International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*, SCI 93-1 (1993).
- [20] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN/77-09 (1977).
- [21] Data Particle group, *Review of Particle Properties*, Rev. Mod. Phys. **52**, N°.2 (1980).
- [22] A. Sharma, *Properties of some gas mixtures used in tracking detectors*, SLAC-JOURNAL-ICFA-16-3, IIB Summer 98..
- [23] H. Fischle, *Experimental determination of ionization cluster size distributions in counting gases*, Nucl. Instr. and Meth. **A301** (1991) 202-204.
- [24] A.N. Kalinovskii, N.V. Mokhov y Yu.P. Nikitin, *Passage of High-Energy Particles through Matter*, AIP (New York) (1989).
- [25] Archana Sharma, GDD-CERN, comunicación personal.
- [26] Data Particle group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D Particles and Fields **50** part I (1994).

Bibliografía

- [27] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (Berlin) (1987).
- [28] V.C. Ermilova, Nucl. Instr. and Meth. **A145** (1977) 555.
- [29] P.V.Vavilov, JEFT **32** (1957) 921.
- [30] V.C. Ermilova y V.A. Chechin, P.N. Lebedev Physics Institute, Preprint N^o.10 (1976).
- [31] K.A. Ispirian, A.T. Margarian y A.M. Zorev, Nucl. Instr. and Meth. **A117** (1974) 125.
- [32] R.S. Sternheimer y R.F. Peierls, Phys. Rev. **B3** (1971) 3681.
- [33] V.A. Chechin, L.P. Kotenko, G.I. Merzon y V.C. Ermilova, Nucl. Instr. and Meth. **A98** (1972) 577.
- [34] A.V. Alakov, V.A. Chechin, L.P. Kotenko, G.I. Merzon y V.C. Ermilova, Nucl. Instr. and Meth. **A124** (1975) 42.
- [35] A. Oed, *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, Nucl. Instr. and Meth. **A263** (1988) 351.
- [36] L.I. Shekhtman, *Tracking with micro-strip gas chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **A379** (1996) 380-383.
- [37] A. Bressan et al., *High rate behavior and discharge limits in micro-pattern detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A424** (1999) 321-342.
- [38] R. Bouclier et al., *Development of micro-strip gas chambers for high rate operation*, Nucl. Instr. and Meth. **A367** (1995) 168-172.
- [39] RD-28, *Development of MSGC for detection and tracking at high rates*, Final Status Report CERN/LHCC 96-18 (1996).
- [40] V. Peskov et al., *Surface streamer breakdown mechanism in microstrip gas counters*, Nucl. Instr. and Meth. **A392** (1997) 89.

- [41] V. Peskov et al., *Feedback and breakdowns in microstrip gas counters*, Nucl. Instr. and Meth. **A397** (1997) 243.
- [42] P. Fonte et al., *Streamers in MSGC and other gaseous detectors*, ICFA Instrum. Bulletin, 1997, <http://www.slac.stanford.edu/pubs/icfa>.
- [43] R. Bouclier et al., *High flux operation of microstrip gas chambers on glass and plastic supports*, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 240-246.
- [44] A. Pallarés et al., *Microstrip gas chambers on implanted substrates*, Nucl. Instr. and Meth. **A367** (1995) 185-188.
- [45] J. Dubeau et al., *High rate and ageing properties of MSGCs on plastic substrates*, Nucl. Instr. and Meth. **A367** (1995) 177-180.
- [46] R. Bouclier et al., *High rate operation of micro-strip gas chambers on diamond-coated glass*, Nucl. Instr. and Meth. **A369** (1996) 328-331.
- [47] F. Angelini et al., *Operation of MSGCs with gold strips built on surface-treated thin glasses*, Nucl. Instr. and Meth. **A382** (1996) 461-469.
- [48] M.H.J. Geijsberts et al., *Tests of the performance of different gas mixtures in microstrip gas counters*, Nucl. Instr. and Meth. **A313** (1992) 377-384.
- [49] M.H.J. Geijsberts, F.G. Hartjes, J.G. Pannekoek, J. Schmitz y F. Udo, *Optimization of the microstrip gas counter*, Nucl. Instr. and Meth. **A315** (1992) 529-533.
- [50] O. Bouhali et al., *Operation of micro-strip gas counters with Ne-DME gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 432-438.
- [51] The LHC Study Group, *Design Study of the Large Hadron Collider (LHC)*, CERN 91-03.

- [52] R. Bellazzini y M.A. Spezziga, *Electric Field, Avalanche Growth and Signal Development in Micro-Strip Gas Chambers and Micro-Gap Chambers*, Revista del Nuovo Cimento, Vol.17 N.12.
- [53] A. López, T. Núñez, *Full Geant simulation for the Dirac experiment: Trigger rates, detectors rates and multiplicities*, CERN/DIRAC-97-08.
- [54] A. López, T. Núñez, *Full Geant simulation for the Dirac experiment: Trigger rates, detectors rates and multiplicities*, CERN/DIRAC-97-08 Updated 19 Agosto 1997.
- [55] A. López, T. Núñez, *Zero Level Trigger*. CERN/DIRAC-97-12.
- [56] A. López, T. Núñez, *Studies on the Zero Level Trigger*. CERN/DIRAC-97-18.
- [57] Hong Pi, *An Event Generator for interactions between hadrons and nuclei. Fritiof version 7*.
- [58] J. Schmitz, *Results on Monte Carlo simulations of a microstrip gas counter*, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 638-644.
- [59] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (Segunda Edición), John Wiley & Sons (1989)
- [60] Paul C. Johns, PhD FCCPM, *Interactions of photons and charged particles with matter*, Medical Radiations Detectors *Fundamental and applied aspects*, Editado por N.F. Kember(1994).
- [61] C.F.G. Delaney, E.C. Finch, *Radiation Detectors*, Clarendon Press-Oxford (1992).
- [62] U. Fano, Phys. Rev. **72** (1947) 26.
- [63] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in gases*, ed. J.D. Craggs y J.M. Meek, London: Butterworths (1964).
- [64] S.C. Curran y J.D. Craggs, *Counting tubes, theory and applications*, Lonon: Butterworths.

Bibliografía

- [65] P. Rice Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, Richelieu, London (1974) Chap I, p. 55.
- [66] G. Brunner, Nucl. Instr. and Meth. **A154** (1978) 159.
- [67] J.C. Armitage et al., Nucl. Instr. and Meth. **A271** (1988) 588.
- [68] J. Sernicki, Nucl. Instr. and Meth. **A288** (1990) 55.
- [69] A. Sharma y F. Sauli, *A measurement of the First Townsend coefficient in argon based mixtures at high fields*, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 280-283.
- [70] B. Schmidt et al., *Electron drift velocity and Townsend coefficient in DME-based gas mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. **A412** (1998) 355-360.
- [71] Application Software Group (Computing and Networks Divisions, CERN), *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, Geneva (1993).
- [72] M. Capeáns, *Estudio del envejecimiento de los detectores gaseosos y soluciones para la utilización de MSGCs en experimentos de alta luminosidad*, Tesis doctoral (1995).
- [73] R. Bouclier et al., *Ageing of microstrip gas chambers: problems and solutions*, Nucl. Instr. and Meth. **A381** (1996) 289-319.
- [74] I.P. Duerdoth et al., *Lifetime characteristics of Micro-Strip Gas Chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **A392** (1997) 127-130.
- [75] A. Pallarés et al., *Substrate effects on Microstrip Gas Chamber behavior under irradiation*, Proceedings of the International Workshop on Micro-Strip Gas Chambers, Lyon, November 30-December 2, 1995.
- [76] J.A. Bearden, RMP 39 78(67).
- [77] S.I. Salem, S.L. Panossian y R.A. Krause, ANDT 14 91(74).

Bibliografía

- [78] R. Horisberger et al., *A novel readout chip for silicon strip detectors with analog pipeline and digitally controlled analog signal processing*, Nucl. Instr. and Meth. **A326** (1993) 92-99.
- [79] P. Vázquez, *Estudio e Optimización da Electrónica de Memoria Analóxica para a Lectura de Detectores de Micropistas de Gas*, Tesina de Licenciatura (1997).
- [80] R. Bouclier et al., *The Gas Electron Multiplier*, CERN-PPE/96-177.
- [81] F. Sauli, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 531-534.
- [82] C. Buttner et al., *Progress with the Gas Electron Multiplier*, Num. Instr. and Meth. **A409** 1-3 (1198) 79-83.
- [83] A. Bressan et al., *Beam tests of the Gas Electron Multiplier*, CERN-EP/98-163.
- [84] A. Bressan et al., *Two-dimensional readout of GEM detectors*, CERN-EP/98-164.
- [85] M.A. Negodaev et al., *Gas Electron Multiplier: Performance and possibilities*, Lekedev Physical Institute Preprint 39 (Moscow 1998).
- [86] S. Bachmann et al., *Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier*, CERN-EP/99-48.
- [87] J. Benloch et al., *Further Developments and Beam Tests of the Gas Electron Multiplier (GEM)*, Num. Instr. and Meth. **A419** (1998) 410-417.
- [88] T. Núñez, *Estudio de la Operación de una Cámara de Micropistas de Gas*, Tesina de Licenciatura (Junio, 1996).
- [89] F. Gómez et al., *Performance of MSGC with analog pipeline readout*, Nucl. Instr. and Meth. **A384** (1997) 351-359.

Bibliografía

- [90] F. Sauli, *Gas Detectors: Recent Developments and Future Perspectives*, CERN-EP/98-51.
- [91] F. Angellini et al., *The micro-gap chamber*, Nucl. Instr. and Meth. **A355** (1993) 69.
- [92] S.F. Biagi et al., Nucl. Instr. and Meth. **A361** (1995) 72.
- [93] S.F. Biagi et al., Nucl. Instr. and Meth. **A366** (1995) 76.
- [94] F. Bartol et al., *The C.A.T. pixel proportional gas counter detector*, J. Phys. III France 6 (1996) 337.
- [95] R. Bellazzini et al., *The Micro-Groove Detector*, INFN PI/AE 98/02.
- [96] R. Bellazzini et al., *The WELL Detector*, INFN PI/AE 98/03.
- [97] J.C. Labbé, F. Gómez, T. Núñez, *The Micro Slit Detector*, CERN-EP-98-166, aceptado por Nucl. Instr. and Meth. A.
- [98] Y. Ivaniouchenkov et al., *Breakdown Limit Studies in High Rate Gaseous Detectors*, LIP/98-03.
- [99] R. Bellazzini et al., *A Two Stage, High Gain Micro-strip Detector*, CERN-OPEN-98-027.
- [100] J. Benloch et al., *Development of the Gas Electron Multiplier (GEM)*, CERN-PPE/97-146.
- [101] R. Bouclier et al., *New observations with the Gas Electron Multiplier (GEM)*, Nucl. Instr. and Meth. **A396** (1997) 50.
- [102] S. Beirle et al., *Carbon coated Gas Electron Multiplier*, Uni-Siegen-07-1998.
- [103] P. Fonte et al., *A study of breakdown limits in microstrips gas chambers with preamplification structures*, Nucl. Instr. and Meth. **A416** 1 (1998) 23-31.
- [104] R. Chechik et al., *First results on the GEM operated at low gas pressures*, Nucl. Instr. and Meth. **A419** (1998) 423-428.

Bibliografía

- [105] Y. Benhammou et al., *Comparative studies of MSGC and MSGC-GEM detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A419** (1998) 400-404.
- [106] R. Bellazzini et al., *What is the real gas gain of a standard GEM?*, Nucl. Instr. and Meth. **A419** (1998) 429-437.
- [107] S. Bachmann et al., *Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier*, CERN-EP/99-48, enviado a Nucl. Instr. and Meth.
- [108] J. van der Marel et al., *Two dimensional microgap gas chambers on silicon*, Nucl. Instr. and Meth. **A367** (1995) 181-184.
- [109] LHCb Collaboration, *A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays*, CERN/LHCC 98-4 LHCC/P4 (1998).
- [110] T.C. Zhao y Mark Overmans, *Forms Library, A Graphical User Interface Toolkit for X*, (1997).
- [111] B. Adeva, C. Burgos, J.A. Castro, F. Gómez, T. Núñez, A. Pazos, M. Pló, P. Vázquez, *MSGC Detector DIRAC experiment*, DIRAC 99-04.
- [112] P. Vázquez, Grupo de Altas Energías de la Universidad de Santiago de Compostela, comunicación interna.

Lista de Tablas

2.1	<i>Propiedades del Ar y DME.</i>	31
2.2	<i>Valor de los parámetros A y B, que caracterizan el coeficiente de Townsend, para diferentes mezclas de gases.</i>	57
2.3	<i>Propiedades físicas de los gases a 20° C y 760 Torr.</i>	67
2.4	<i>Errores en los parámetros de las trayectorias reconstruidos para las diferentes configuraciones. Los números entre paréntesis en la primera columna indican el porcentaje de trayectorias correspondientes al tipo analizado.</i>	114
2.5	<i>Errores en los parámetros reconstruidos convolucionando los diferentes tipos de sucesos. Los números entre paréntesis en la primera columna indican el porcentaje de sucesos analizados para cada configuración.</i>	115
2.6	<i>Comparación entre los errores teóricos y los obtenidos a partir de la simulación para los parámetros que definen las trayectorias.</i>	116
3.1	<i>Características de los tests de envejecimiento con los distintos sustratos y mezclas de gases.</i>	161
5.1	<i>Características de los tests de envejecimiento con los distintos GEMs. Con la notación Ni-I(II) nos referimos a GEMs con recubrimiento de Ni sobre el Cu.</i>	211

Lista de Figuras

- 1.1 *Relación entre la probabilidad de ruptura de los átomos $A_{2\pi}$ y su tiempo de vida media, para átomos de $4.7 \text{ GeV}/c$ incidiendo sobre blancos de diferentes materiales y espesores.* 14
- 1.2 *Esquema del espectrómetro del experimento DIRAC: a), b)- Espectrómetro dentro de los bloques de apantallamiento; c)- Proyección isométrica: 1- tubo del haz de protones; 2- estación del blanco; 3- detectores anteriores al imán: detector de micropistas, detector de fibras de centelleo, detector de ionización; 4- canal de partículas secundarias; 5- imán; 6- detectores tras el imán: cámaras de deriva, hodoscopios verticales y horizontales, contadores Cerenkov, contadores Preshower, contadores de muones.* 19
- 2.1 *Pérdida media de energía de una partícula cargada debido a ionizaciones en función de $\beta\gamma = \frac{P}{Mc}$* 30
- 2.2 *Pérdida media de energía de una partícula cargada debido a ionizaciones en función de la energía cinética.* 31
- 2.3 *Representación de la función de Landau. Los parámetros introducidos corresponden a partículas con $\beta^2 = 0.998$ en 3 mm de Ar/DME 50/50.* 36
- 2.4 *Dependencia con la energía de los diferentes procesos de interacción de la radiación electromagnética en yoduro de sodio.* 41
- 2.5 *Esquema de la reacción que tiene lugar en el efecto Compton.* 42

2.6	Esquema de un detector gaseoso constituido por tres electrodos plano-paralelos. Se muestran los cuatro procesos que tienen lugar en la detección de rayos X por este tipo de detectores: (i) Conversión, (ii) Ionización, (iii) Deriva, (iv) Amplificación.	44
2.7	Coefficientes de absorción máxicos del Ar, Kr y Xe	46
2.8	Coefficiente de difusión transversal, longitudinal y velocidad de deriva de los electrones, en una mezcla gaseosa de Ar y DME en iguales proporciones, en función del campo de deriva.	53
2.9	Esquema de un contador proporcional con geometría cilíndrica.	56
2.10	Evolución temporal de la señal en un contador proporcional. No se tiene en cuenta la deriva de los electrones, con una contribución prácticamente despreciable, ni la pérdida de señal que tiene lugar para tiempos del orden del RC del detector.	62
2.11	Probabilidades relativas de los diferentes procesos de colisión de los electrones en Ar y N, en función de la intensidad del campo eléctrico.	63
2.12	Secciones eficaces para los diferentes procesos que se producen en la colisión de un electrón con los átomos del Ar.	65
2.13	Secciones eficaces para los diferentes procesos que se producen en la colisión de un electrón con las moléculas de DME.	65
2.14	Esquema de una MSGC.	70
2.15	Líneas de campo en una región próxima a los electrodos para la configuración del detector indicada. Para su obtención se usaron los programas Msfield y Msplot.	71
2.16	Celda utilizada en el estudio del potencial junto con el sistema de coordenadas utilizado.	76
2.17	Representación del potencial sobre la superficie de la capa conductora colocada sobre el sustrato.	78

2.18	Variación del campo eléctrico a lo largo de la dirección vertical en una cámara de micropistas. Se seleccionó la vertical definida por la posición central del ánodo. En el detalle se muestra la intersección del campo para el cual se considera que comienza el proceso de amplificación con el campo el campo estimado.	81
2.19	Esquema del espectrómetro de DIRAC obtenido a partir de la simulación GEANT.	85
2.20	Variación del flujo de partículas sobre el primero de los planos de micropistas, a lo largo de la dirección horizontal, obtenido a partir de la simulación GEANT.	86
2.21	Variación del flujo de partículas sobre el primero de los planos de micropistas, a lo largo de la dirección vertical, obtenido a partir de la simulación GEANT.	87
2.22	Posición y ángulo de la partícula incidente en su llegada al plano de deriva.	89
2.23	Coordenadas donde es generado el electrón <i>i</i> -ésimo.	91
2.24	Distribución de los electrones en la dirección <i>x</i> después de los procesos de deriva y difusión en 3 mm de gas.	94
2.25	Altura de pulso reconstruida en el cluster tras el análisis de la señal generada por partículas mínimamente ionizantes simulada mediante técnicas de Monte Carlo.	95
2.26	Orientación de las pistas en los cuatro planos.	96
2.27	Residuos teóricos en el parámetro "a" en función del ángulo entre las pistas para las cuatro configuraciones posibles de los planos.	99
2.28	Residuos teóricos en el parámetro "b" en función del ángulo entre las pistas para las cuatro configuraciones posibles de los planos.	100
2.29	Distancia entre las dos partículas de un par de señal a lo largo de la dirección perpendicular a las micropistas. Se representan por separado los casos correspondientes a uno y dos "hits" dentro de la ventana de "tracking". A 400µm la probabilidad de resolver dos trazas es del 50%.	106
2.30	Posición relativa entre los dos "hits", determinante del número de ellos resueltos en cada dirección.	106

2.31 Combinación de las coordenadas x y x' . Los puntos reales son aquellos con valores extremos de la coordenada y . . . 108

2.32 Combinación de las coordenadas x y x' . Los puntos reales son aquellos con valores intermedios de la coordenada y . . 109

2.33 Comparación entre las dos posibles posiciones relativas de los "hits". 110

3.1 Esquema del montaje utilizado en los tests del laboratorio. 119

3.2 Esquema del sistema de gas. 120

3.3 Espectro de la fuente de ^{55}Fe obtenido con la cámara de micropistas operando en Ar/DME 50/50. 123

3.4 Esquema de un tubo de rayos X. 124

3.5 Espectro de la radiación emitida por el tubo de rayos X obtenido con una cámara de micropistas operando en Ar/DME 50/50. El corte superior en la altura de pulso está determinado por el voltaje suministrado entre ánodo y cátodo en el tubo. 126

3.6 Variación del flujo de partículas en función de la posición relativa entre el haz colimado de rayos X y la zona instrumentada. Los puntos representan los valores experimentales, mientras que la línea punteada se determinó teóricamente. 128

3.7 Intersección de la zona instrumentada con el spot de radiación. Las variables x y α parametrizan el área común. 129

3.8 Arriba: Pulsos registrados en función de la corriente de la cámara para los distintos espesores de atenuación. Abajo: Calibración entre la corriente en el tubo y el tasa de interacciones en la cámara, realizada con un prototipo con sustrato DESAG D263 operando en Ar/DME 50/50. El valor promedio del coeficiente de atenuación obtenido a partir de los resultados experimentales fue $\mu=0.067 \mu\text{m}^{-1}$ 132

3.9 Determinación del plateau de operación con un prototipo operando en Ar/DME 50/50. Las medidas se realizaron con dos valores diferentes de la corriente suministrada al filamento del tubo. 135

3.10 Determinación del plateau de operación con un prototipo operando en DME puro 136

3.11 Esquema de la caja de acero utilizada en los tests. Corte transversal. 137

3.12 Fotografía del interior de la caja construida para la realización de los tests. Se observa la superficie superior del plano de deriva. 138

3.13 Esquema del preamplificador ORTEC 142PC. 140

3.14 Cadena electrónica para la lectura de la señal en la cámara. 141

3.15 Dependencia de la ganancia con el campo en la zona de deriva. 143

3.16 Dependencia de la ganancia con el voltaje en los cátodos. Se presenta la curva correspondiente al ajuste de los datos experimentales a una función exponencial. . . . 144

3.17 Dependencia de la ganancia con el voltaje en el backplane. Los cuadrados corresponden a la primera serie registrada, con la flecha indicando el orden cronológico de las medidas. Los círculos corresponden a las segunda de las series, indicando la flecha sobre ellos el orden correspondiente. 146

3.18 Variación de la ganancia inmediatamente después de conectar los voltajes en el detector para tres valores diferentes del voltaje en el backplane. 148

3.19 Variación de la corriente anódica en función del flujo sobre la cámara DESAG D263 en Ar/DME 50/50 151

3.20 Variación de la corriente anódica en función del flujo sobre la cámara DESAG D263 en DME puro 152

3.21 Variación de la corriente anódica en función del flujo sobre la cámara AF45 en Ar/DME 50/50 153

3.22 Esquema del sistema de adquisición utilizado para registrar altura de pulso y corriente, controlando el voltaje y la intensidad en el tubo de rayos X 155

3.23 Evolución temporal de la corriente en los tests realizados con la cámara con sustrato DESAG D263. Las líneas verticales representan chispas en la cámara, las continuas corresponden a la operación en Ar/DME 50/50 y las punteadas a la operación en DME puro 156

3.24 Pulso de corriente en la cámara de micropistas. Se muestra un pulso típico (indicado con un círculo) seguido de una chispa. 157

3.25 Pulso de corriente en la cámara de micropistas. Se muestra un pulso típico (indicado con un círculo) seguido de una chispa. 158

3.26 Representación del número de chispas por intervalo de aproximadamente 6 horas para la cámara con sustrato DESAG D263 operando en Ar/DME y DME puro 159

3.27 Evolución de la corriente en la cámara con sustrato AF45, operando en Ar/DME 50/50, durante la realización del test de envejecimiento 160

3.28 Evolución de la ganancia y de la resolución en energía en la cámara con sustrato AF45, operando en Ar/DME 50/50, durante la realización del test de envejecimiento . 162

3.29 Cadena electrónica para la lectura de la cámara. 164

3.30 Espectro de señal procedente de la cámara de micropistas con sustrato de DESAG D263 bajo la incidencia de mips. 165

3.31 Variación de la ganancia con el voltaje establecido en el backplane. 166

3.32 Variación de la corriente en los cátodos de la cámara de DESAG D263 durante la llegada de tres spills. 168

3.33 Correspondencia entre el número de sucesos registrados durante un spill y la variación de la corriente en los diferentes electrodos con la llegada del mismo. 170

3.34 Evolución de la corriente en los cátodos sobre DESAG D263 durante uno de los periodos analizados. Se observa claramente la existencia de chispas en la cámara, asociados a bruscos aumentos de la corriente. 171

3.35 Variación del número de chispas en intervalos consecutivos de 35 minutos de duración. 172

3.36 Evolución de la corriente en el detector durante un periodo de 10 horas de irradiación. 173

4.1 Esquema del montaje de las tarjetas analógica, de control y VME. 177

4.2 Fotografía de la placa analógica. Se observa el orificio donde irá colocado el detector y en las proximidades de éste el espacio reservado para la placa híbrida. 178

4.3 Fotografía de la placa híbrida sobre la que se microsuel- dan los chips APC. En la cara inferior y las laterales se observan las conexiones de esta placa con la analógica. Las conexiones laterales (izquierda y derecha) correspon- den a señales de control digitales, mientras que las infe- riores son las salidas analógicas y de alimentación. El lado superior muestra las 16 posiciones donde irán colo- cados los chips, con 7 de ellos ya soldados. 179

4.4 Fotografía de un detector montado. Se observa el front- end que acompaña al detector, los cables de conexión del alto voltaje y los canales de entrada y salida del gas. . . . 180

4.5 Esquema del chip APC. 181

4.6 Estructura del chip APC64. 182

4.7 Diagrama de bloques funcionales del chip APC64. 182

4.8 Diagrama con el flujo de secuencias que se llevan a cabo en la operación del chip APC. 184

4.9 Altura de pulso registrada en los preamplificadores de un canal del chip con señal. 185

4.10 Esquema de la placa de control y digitalización. 188

4.11 Esquema del proceso de multiplexación de las señales. . . 190

4.12 Fotografía de la placa de control y digitalización. 190

4.13 Fotografía del módulo VME. 191

5.1 Fotografía de una región en una de las caras del GEM obtenida a través de un microscopio electrónico. 195

5.2 Esquema de los pasos seguidos en la fabricación del GEM. 197

5.3 Fotografía de uno de los orificios del GEM obtenida a través de un microscopio electrónico. 198

5.4 Esquema de las líneas de campo generadas en los orificios del GEM. Los electrones generados en el gas por ionización son conducidos por el campo E_{D2} hacia el interior de los orificios. En ellos sufren un proceso de multiplicación, debido al intenso campo generado por la diferencia de potencial entre las caras del GEM, V_G . El campo E_{D1} aleja los electrones de la avalancha de la superficie del GEM. 200

5.5 Fotografía de un GEM instalado en la caja de tests. 202

5.6 Esquema de los planos instalados en el interior de la caja de test. 203

5.7 Estudio del efecto de la polarización sobre la altura de pulso. La primera serie fue registrada inmediatamente después de subir los voltajes, avanzando hacia la derecha desde el punto indicado como 0 mm. La segunda serie se registró, comenzando en el mismo punto, una vez finalizada la primera. El punto en la posición 20 mm, en el que ya no se observa ningún efecto de polarización, fue tomado 30 minutos después de subir los voltajes. 205

5.8 Efecto de la acumulación de carga sobre la altura de pulso. 206

5.9 Evolución de la altura de pulso bajo irradiación. La segunda flecha indica el paso de baja a alta irradiación. 207

5.10 Estudio del envejecimiento de un GEM. 209

5.11 Evolución de la ganancia en el GEM bajo la incidencia de una alta tasa de irradiación. La cámara se tuvo en observación durante dos días y tres noches. El comienzo de la irradiación coincide con las últimas horas de la tarde. 210

5.12 Uniformidad de la ganancia en el GEM. La gráfica superior corresponde a los espectros registrados antes de someter la posición correspondiente a alta irradiación. En la inferior los puntos ya habían sido altamente irradiados. 212

5.13 Uniformidad de la resolución en energía en el GEM. La gráfica superior corresponde a los espectros registrados antes de someter la posición correspondiente a alta irradiación. En la inferior los puntos ya habían sido altamente irradiados. 213

5.14 Variación de la altura de pulso relativa entre antes y después de haber sometido los puntos a alta irradiación para las diferentes posiciones estudiadas. 214

5.15 Variación del valor medio de la altura de pulso y de la resolución en energía (GEM con Ni). Las series correspondientes a diferentes alturas están distanciadas 3 mm. La posición horizontal situada en 25 mm corresponde a la posición central de la cámara. 215

5.16 Variación del valor medio de la altura de pulso con el campo de deriva para diferentes GEMs. 218

5.17 Variación la resolución en energía con el campo de deriva para diferentes GEMs. 219

5.18 Comparación de la evolución de la altura de pulso con el campo de deriva para dos valores diferentes del voltaje entre las caras del GEM. 220

5.19 Evolución del valor medio de la altura de pulso con el campo de colección. 222

5.20 Evolución de la resolución en energía con el campo de colección. 223

5.21 Evolución de la nube electrónica, obtenida mediante cálculos de difusión, en un campo eléctrico constante (a) y en un campo focalizante y defocalizante, similar al originado en presencia del GEM (b). Las líneas punteadas representan las líneas de campo. La línea sólida en $y=0$ define el centro de la nube electrónica. Las otras líneas sólidas indican los bordes de la nube difundida. 226

5.22 Espectros del tubo de rayos X obtenidos con la misma cámara de micropistas. El espectro superior fue obtenido utilizando la preamplificación del GEM mientras que en el inferior el GEM fue utilizado como plano de deriva, no produciendo preamplificación. 230

5.23 Generación y movimiento de cargas para tres valores diferentes del voltaje en los cátodos. En el caso a) este voltaje es nulo, con lo que la llegada de electrones a los cátodos y ánodos es uniforme. En el caso b) las líneas de campo se deforman hacia los ánodos, incrementando el número de electrones recogidos por éstos. En el c), el voltaje en los cátodos supera el necesario para que haya multiplicación en la región de las micropistas. Aparece, por tanto, una nueva fuente de cargas libres. Esto se traduce en un cambio más acusado en las corrientes. . . 234

5.24 Evolución de las corrientes en los diferentes electrodos. . 235

5.25 Evolución de las corrientes en los ánodos y cátodos en función del voltaje establecido en los cátodos. Se muestra un detalle donde se aprecia la proporción entre las dos corrientes y el cambio de polaridad de la corriente en cátodos, indicando el comienzo de la amplificación en las micropistas. 236

5.26 Evolución de las corrientes en los ánodos frente a la suma del resto de los electrodos. Se muestra también la suma total de la corriente, comparándola con la línea correspondiente al cero. 237

5.27 Evolución de la ganancia y de la resolución en energía en función del campo de deriva. Las medidas se realizaron para dos valores diferentes del campo de colección. Se pone de manifiesto la influencia del campo de colección sobre la ganancia del detector, comprobándose, además que no afecta sobre el valor óptimo del campo de deriva. . 240

5.28 Evolución de la ganancia en función del campo de deriva operando sólo con el GEM y con el conjunto GEM-MSGC. 241

5.29 Dependencia de la ganancia con el campo en la zona de colección. 242

5.30 Dependencia de la resolución en energía con el campo en la zona de colección. 243

5.31 Comportamiento de la ganancia con la variación conjunta del campo en la zona de deriva y en la de colección. . . 245

5.32 Comportamiento de la resolución en energía con la variación conjunta del campo en la zona de deriva y en la región entre el GEM y el plano de micropistas. 246

5.33 Comportamiento de la ganancia en función del voltaje entre las dos caras del GEM. 248

5.34 Variación de la ganancia con el voltaje establecido en los cátodos. Los resultados se presentan en escala lineal y logarítmica. Es interesante comparar los voltajes a los que se obtienen estas ganancias con los de la figura anterior. La diferencia radica en la geometría y calidad de los GEMs. 249

5.35 Variación de la ganancia con el voltaje establecido en los cátodos. Los resultados se presentan en escala lineal y logarítmica. 250

5.36 Variación de la resolución en energía del detector en función del voltaje en los cátodos. 251

5.37 Evolución del valor medio de la altura de pulso durante el primer test de alta irradiación. La línea inferior representa la evolución de la presión de la mezcla monitorizada durante el mismo periodo. 253

5.38 Evolución de la resolución en energía durante el test de envejecimiento al que se sometió el conjunto GEM-MSGC. 254

5.39 Espectros correspondientes a la señal extraída de la cámara durante el primer test de envejecimiento. El superior se registró tras el primer periodo de alta irradiación y el inferior tras el último. 255

5.40 Evolución de la altura de pulso y de la resolución en energía durante la realización del segundo de los tests de envejecimiento. 256

5.41 Espectros correspondientes a la señal extraída de la cámara antes y después de realizar el segundo test de envejecimiento. 258

5.42 Espectros obtenidos al desplazarnos entorno a la posición envejecida durante el segundo de los tests. En cada uno se indica la distancia a dicha posición. Los valores negativos indican que el desplazamiento se realizó hacia la izquierda. 259

5.43 Variación del valor medio del espectro en función de la distancia a la zona envejecida. Se distingue con signo positivo o negativo el desplazamiento hacia una u otra dirección. 260

5.44 Comparación del valor medio de los espectros obtenidos entorno a la zona envejecida antes y después de permanecer 68 horas sin irradiar y con los voltajes bajos. . . . 261

5.45 Evolución de la ganancia y de la resolución en energía durante el test de envejecimiento realizado con el plano de pistas en Cr y el GEM metalizado en Cu. 262

5.46 Degradación del espectro tras el test de envejecimiento al que se sometió el plano de pistas en Cr y el GEM metalizado en Cu. 263

5.47 Ganancia a lo largo de las pistas medida entorno a la posición envejecida antes y después de haber sido sometida a alta irradiación. 264

5.48 Fotografía de la zona irradiada durante el test de envejecimiento en el plano de micropistas de Cr. Se observa la acumulación de depósitos sobre los ánodos. 265

5.49 Dependencia de la corriente anódica con el flujo de interacciones en la cámara. 266

5.50 Atenuación de la señal a lo largo de las pistas de Cr. La posición 0 corresponde al extremo más próximo a la lectura de la señal. 268

5.51 Evolución de la ganancia en función del voltaje entre las caras del GEM. 270

5.52 Montaje de los tres planos de micropistas durante el test con el haz. 273

5.53 Esquema del partidador de tensión utilizado para alimentar las dos caras del GEM. La notación coincide con la usada en esta sección. 274

5.54 Suceso en la MSGC con un único "hit". 275

5.55 Suceso en la MSGC. Corrección por el modo común de lectura. 276

5.56 Suceso antes y después de aplicar el algoritmo de corrección del efecto producido por el agrupamiento de los cátodos. 277

5.57 Distribución de altura de pulso en el "cluster". 278

5.58 Distribución de tamaño de "cluster". 280

5.59 Mapa de las pistas con señal máxima. 282

5.60 Variación de la eficiencia en función del umbral establecido en la búsqueda de la señal. 283

5.61 Comparación entre las distribuciones de altura de pulso obtenidas en las configuraciones con y sin GEM. 285

5.62 Comparación entre las distribuciones de tamaño de "cluster" correspondientes a las configuraciones con y sin GEM. 286

5.63 Variación del espectro de altura de pulso en el "cluster" en función del voltaje entre las caras del GEM. . . . 287

5.64 Variación del valor medio de la altura de pulso en el "cluster" en función del voltaje entre las caras del GEM. . 288

5.65 Evolución de la distribución del tamaño de "cluster" en función del voltaje entre las caras del GEM. 289

5.66 Evolución de la distribución de pistas con la señal máxima en función del voltaje entre las caras del GEM. . . . 290

5.67 Variación del número de sucesos "eficientes" en función del voltaje entre las caras del GEM. En todos los casos se trabajó con el mismo número total de sucesos. 291

5.68 Evolución de la distribución de altura de pulso en el "cluster" en función del voltaje en los cátodos. 292

5.69 Fotografía de una de las zonas dañadas en un plano de micropistas de Au, tras la operación en el haz. Se observa el desprendimiento de tramos en los ánodos. 293

5.70 Terminaciones de los ánodos en el extremo que se unirá al chip APC. Este diseño facilita el bondeo con los canales del chip. 295

6.1 Esquema de la estructura de una microgap. Se indican las dimensiones del prototipo con el que se realizaron las pruebas. 300

6.2 Imagen de la pasivación de los espacios entre cátodos y de las intersecciones entre ánodos y cátodos (obtenida con un microscopio electrónico). Los límites redondeados de la pasivación tienen un radio de 70 μm 301

6.3	<i>Espectros de la fuente de ^{55}Fe obtenido con la Microgap para tres valores diferentes del voltaje en los cátodos.</i>	302
6.4	<i>Dependencia de la ganancia con el voltaje en los cátodos para mezclas de gases con diferentes proporciones de Ar y DME.</i>	303
6.5	<i>Dependencia de la ganancia con el voltaje en el plano de deriva para dos valores diferentes del voltaje en los cátodos.</i>	304
6.6	<i>Fotografía del ánodo sobre la pista aislante. Se observan claramente rugosidades en la superficie metálica.</i>	305
6.7	<i>Detalle en el que se muestra el efecto de las chispas sobre un cátodo, en la región próxima a la pista anódica. El Al se derrite dando lugar a una estructura periódica.</i>	305
6.8	<i>Esquema de la lámina de kapton metalizada tras sufrir los procesos de fotolitografía y "etching" químico (vista superior).</i>	307
6.9	<i>Esquema de una ranura (sección transversal). La lámina de Cu tiene 15 μm de espesor.</i>	307
6.10	<i>Vista esquemática del prototipo bajo test.</i>	308
6.11	<i>Espectro obtenido con diferentes valores del voltaje en el "backplane".</i>	310
6.12	<i>Efecto del voltaje en el cátodo sobre la respuesta del detector.</i>	311
6.13	<i>Comportamiento de la ganancia en función del voltaje en el cátodo para diferentes mezclas de gas.</i>	312
6.14	<i>Dependencia de la ganancia con el voltaje en el plano de deriva.</i>	313
6.15	<i>Evolución de la ganancia durante los primeros instantes de irradiación.</i>	314
6.16	<i>Espectros obtenidos antes y después de la alta irradiación del prototipo de MSGD.</i>	315
6.17	<i>Capacidad de resistencia al flujo de radiación del MSGD.</i>	316
7.1	<i>Esquema del soporte mecánico en el que se instalarán los cuatro planos del detector MSGC/GEM.</i>	319

7.2	<i>Detalle de las piezas de contacto entre el soporte interno y el externo. Aunque no fueron utilizadas durante la primera toma de datos, entre la bola de acero y la placa sobre la que se apoya se pueden insertar galgas mecanizadas que garanticen un correcto alineamiento.</i>	320
7.3	<i>Puntos de apoyo entre la placa y el soporte mecánico.</i>	321
7.4	<i>Momento del proceso de alineamiento interno de los planos del detector. Se observa la herramienta de pegado sobre la que descansa la placa que soporta el plano MSGC/GEM.</i>	322
7.5	<i>Esquema del soporte del detector MSGC/GEM instalado en el espectrómetro. Se muestran también los dos planos del detector de fibras.</i>	323
7.6	<i>Fotografía del soporte mecánico de los detectores MSGC/GEM instalado en el espectrómetro de DIRAC. En la izquierda, se observa la cámara de vacío situada tras el blanco y, bajo el soporte, el canal por el que se propaga el haz de protones primarios. Se observa, también, el plano de MSGC/GEM instalado y los resortes que fijan la posición.</i>	324
7.7	<i>Esquema del sistema de gas instalado en el CERN.</i>	325
7.8	<i>Esquema de las funciones del sistema destinado al control del gas.</i>	331
7.9	<i>Esquema de las funciones correspondientes al control y monitoraje de la fuente de alto voltaje.</i>	332
7.10	<i>Estructura de los datos en la memoria del módulo VME. Cada una de las cuatro memorias tiene una profundidad de 64K. Un 1 en el bit 15 indica el inicio del suceso, mientras que un 0 indica que la palabra contiene un dato de altura de pulso y canal.</i>	334
7.11	<i>Formato de los sucesos en DIRAC.</i>	337
7.12	<i>Módulos encargados de la adquisición de datos de las cámaras de micropistas.</i>	338
7.13	<i>Sistemas auxiliares y de control del detector MSGC.</i>	339

8.1 Dependencia de la altura de pulso más probable con el retardo entre la llegada del trigger y el comienzo de la relectura obtenida en tests con rayos cósmicos, previos a la instalación del detector en DIRAC. El retardo óptimo se sitúa entorno a los 3 μ s. 344

8.2 Distribución de las señales en los 32 condensadores que constituyen el pipeline analógico del chip APC con la llegada de una partícula. Los puntos indicados como PR(1) y PR(2) constituyen los dos puntos de relectura en el algoritmo 101. La diferencia de señal entre ambos genera la altura de pulso que será leída. En la primera figura se muestra un ejemplo de dos partículas que llegan fuera de tiempo respecto al trigger. La partícula asociada a la línea punteada llega retrasada y la asociada a la línea continua anticipada. En la segunda figura se muestra una situación típica de una partícula a tiempo con el trigger. La última de las figuras muestra partículas que llegan en tiempos diferentes pero que todas ellas originarían una altura de pulso por encima del umbral. Estas partículas son las que provocan el aumento de la multiplicidad en la cámara (partículas accidentales). . . . 345

8.3 Distribución temporal de las señales en uno de los planos del SFD. El eje horizontal se presenta en unidades temporales, equivaliendo cada cuenta de TDC a 0.5 ns. . 348

8.4 Distribuciones del número de hits por suceso en el plano del detector MSGC y los planos con los elementos orientados en la dirección vertical de los detectores SFD e IH. La última distribución corresponde al número de hits en el SFD dentro de la ventana temporal. Estas distribuciones fueron obtenidas con el blanco de Pt. 349

8.5 Distribuciones del número de hits por suceso en el plano del detector MSGC y los planos con los elementos orientados en la dirección vertical de los detectores SFD e IH. La última distribución corresponde al número de hits en el SFD dentro de la ventana temporal. Estas distribuciones fueron obtenidas con el blanco de Ti. 350

8.6 Correlación de las posiciones en los detectores SFD e IH. 352

8.7 Distancia mínima entre los hits en SFD e IH. 353

8.8 Esquema de la ventana definida en el plano del SFD a partir de la posición del hit en el detector IH. 353

8.9 Correlación entre las posiciones en el plano de micropistas y el de fibras. Se pone de manifiesto la existencia de un chip APC estropeado y de una zona no instrumentada en el plano de fibras. 354

8.10 Distancia entre la posición del hit en el plano de micropistas predicha por la trayectoria trazada entre el blanco y el SFD y la posición reconstruida directamente en dicho plano. 355

8.11 Mapa de un suceso en los cuatro planos en estudio. Se observa la selección de pares de señal en el plano de micropistas a partir de las coincidencias en los otros tres planos. 356

8.12 Mapa de un suceso en los cuatro planos en estudio. . . 357

8.13 Mapa de un suceso en los cuatro planos en estudio. La corta distancia entre las dos partículas del par provoca que sólo en el plano de micropistas haya dos elementos con señal. 358

8.14 Suceso en el que se detectan dos partículas muy próximas, confundándose en un único "cluster". Tras la aplicación de un algoritmo que tiene en cuenta el doble cambio de pendiente en la distribución de señales dentro del "cluster", es posible distinguir la existencia de dos partículas. 361

8.15 Distribución de los hits en el plano de micropistas y del detector de fibras. Se pone de manifiesto la presencia del chip dañado en el MSGC y de cuatro pistas defectuosas. Estos defectos son previos a la instalación del detector. . 362

8.16 Distribuciones de altura de pulso y tamaño de cluster de los hits identificados en el plano de micropistas. No se impuso ningún corte sobre estos hits, poniéndose de manifiesto la existencia de accidentales. 363

8.17 Distribuciones de los hits en el plano de micropistas y en del detector de fibras tras imponer el corte en la ventana de tracking. 364

Lista de Figuras

8.18	<i>Distribuciones altura de pulso en el plano de micropistas tras imponer coincidencias con el detector SFD y con los detectores SFD e IH.</i>	365
8.19	<i>Distribuciones de tamaño de cluster obtenidas antes y después de realizar la correlación espacial con el SFD y el IH.</i>	366
8.20	<i>Uniformidad de la ganancia del detector obtenida a partir del valor medio de la distribución de altura de pulso asociada a cada pista.</i>	367
A.1	<i>Esquema de la lógica implementada en el nivel de trigger 2.</i>	376
A.2	<i>Esquema del sistema de trigger diseñado para el experimento DIRAC.</i>	380
B.1	<i>Distribución de Polya.</i>	382