FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Diseño y estudio de cámaras de deriva para el Detector CMS de LHC

Memoria presentada por
D. Jorge Mocholí Moncholí
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas
y dirigida por el
Dr. Luciano Romero Barajas

Madrid, 1998

Índice

Introducción

El CERN (Laboratorio Europeo para la Física de Partículas situado en Ginebra) aprobó en 1994 la construcción del colisionador protón-protón LHC (*Large Hadron Collider*), que será emplazado en el actual túnel del acelerador LEP (*Large Electron Positron*). LHC alcanzará una energía de colisión protón-protón en el centro de masas de 14 TeV, una luminosidad de 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$ y una frecuencia de cruce de haces de 40 MHz [1, 2]. El programa de experimentación de LHC y de sus experimentos asociados entre los que se encuentra CMS (*Compact Muon Solenoid*), tiene como objetivo investigar las consecuencias experimentales de aspectos fundamentales del Modelo Estándar, tales como el Mecanismo de Higgs que explica las diferentes masas de *quarks* y leptones.

La Unidad de Física de Partículas del CIEMAT[1] se comprometió a construir la cuarta parte del detector central de muones de CMS. Este subdetector de CMS está constituido por estaciones de medida de muones que utilizan la tecnología de celdas o tubos de deriva para revelar las posiciones de paso de un muon y reconstruir así su trayectoria. El CIEMAT forma parte junto con las Universidades de Aquisgrán, Bolonia, Padua y Turín de la colaboración que construirá estas estaciones de medida.

En este trabajo de tesis se expone la construcción, diseño y estudio de las prestaciones de un prototipo a escala reducida de estas estaciones de medida de muones de CMS. Este prototipo se ha diseñado y construido en la Unidad de Física de Partículas del CIEMAT y sus prestaciones se determinaron utilizando un haz de muones de alta energía en el CERN. Asimismo se exponen algunos de los resultados obtenidos con un prototipo a escala real, construido en el INFN [2] de Legnaro por la colaboración y en el que la Unidad de Física de Partículas del CIEMAT participó destacadamente.

Los resultados que presenta este trabajo han sido publicados en diversas revistas [94, 95, 96, 97, 98, 99].

El primer capítulo presenta una descripción muy breve del detector CMS en

[1] Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas.
[2] Istituto Nazionale di Fisica Nucleare.

el colisionador LHC. También se describe someramente alguno de los objetivos principales del programa de investigación de LHC −la detección del bosón de Higgs predicho por el Modelo Estándar. Se hace especial hincapié en el detector central de muones, cuyas estaciones (o cámaras) de deriva constituyen el objeto de la presente memoria.

En el segundo capítulo se exponen los principios en que basan su operación las celdas de deriva y se subraya la propiedad fundamental de saturación de la velocidad de deriva.

El tercer capítulo describe el diseño de las cámaras de deriva y de la estructura de celda que la colaboración del experimento CMS ha propuesto. Se presentan asimismo, algunos de los resultados de simulación que justifican el diseño de celda de deriva, como la utilización de electrodos de cobre para conformar el campo eléctrico en el interior de la celda o las dimensiones de los cátodos.

A partir del capítulo cuarto se recoge el trabajo original que expone esta memoria. Se describe el diseño y el procedimiento de construcción de un prototipo a tamaño reducido [94]. Este prototipo fue sometido a un haz de muones en la zona experimental H2 del CERN. Se expone el procedimiento de análisis de los datos recogidos en el CERN y los resultados obtenidos. Estos resultados han sido publicados en [95], y, conjuntamente con resultados obtenidos en distintos prototipos por otros miembros de la colaboración CMS, en *Nuclear Instruments and Methods (section A)* [97, 98].

El capítulo quinto presenta parte de los resultados obtenidos con el prototipo a escala real, construido en el laboratorio de Legnaro (Italia), que fue sometido a un haz de muones en el CERN, y en el que la Unidad de Física de Partículas del CIEMAT jugó un papel relevante, tanto en su construcción y diseño de útiles como en su puesta a punto para la toma de datos en el CERN. El capítulo muestra algunos resultados relativos a la uniformidad en el funcionamiento de la cámara para sus diferentes regiones. Parte de los resultados que se muestran se recogen en la publicación [99].

El capítulo sexto resume las conclusiones más relevantes del trabajo.

La memoria termina con dos apéndices. El apéndice A expone, por completitud, el estudio de la influencia del campo magnético en una orientación particular (componente B_N) sobre las prestaciones de la celda de deriva, que fue realizado por el grupo de Aachen de la colaboración CMS, y que completa el estudio del efecto del campo magnético del capítulo cuarto. Finalmente el apéndice B recoge unos apuntes sobre la relación entre los diferentes conceptos de resolución en la medida de la posición que aparecen en esta memoria.

Capítulo 1

El Detector CMS en el colisionador de protones LHC

1.1 El colisionador LHC

El LHC (*Large Hadron Collider*) es un colisionador protón-protón que se instalará en el túnel de LEP (*Large Electron Positron*) del CERN [1]. Dicha instalación está prevista a partir del año 2001, para entrar en funcionamiento en el 2005. En la construcción se emplearán imanes superconductores de hasta 8.4 T para poder dirigir haces de protones del orden de 7 TeV de energía. LHC alcanzará la mayor energía de colisión protón-protón en el centro de masas conseguida, 14 TeV, además de una luminosidad máxima de 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$. En cada sentido circularán 2835 paquetes con 10^{11} protones cada uno. El periodo de cruce de haces será de 25 ns [1]. Habrá dos puntos de alta luminosidad correspondientes a los experimentos CMS (Compact Muon Solenoid) y ATLAS[1], y otros dos de baja luminosidad correspondientes a ALICE[2] (iones de plomo) y LHC-B[3] (física del B).

En la figura 1.1 se muestran las secciones eficaces de diversos procesos de interés para la física de LHC, en función de la energía en el centro de masas de la colisión protón-protón. Para la energía de colisión que contempla LHC, la sección eficaz total es del orden de 100 mb, con lo cual, teniendo en cuenta que el número de

[1] A Toroidal LHC Apparatus.
[2] A Large Ion Collider Experiment.
[3] A Large Hadron Collider Beauty experiment.

colisiones protón-protón por unidad de tiempo puede expresarse como:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L,$$

donde L es la luminosidad y σ la sección eficaz, se producirán del orden de 10^9 colisiones protón-protón por segundo, que representan unas 25 colisiones protón-protón independientes cada cruce de haces. Con esta luminosidad LHC permitirá investigar sucesos con una baja probabilidad de ocurrencia.

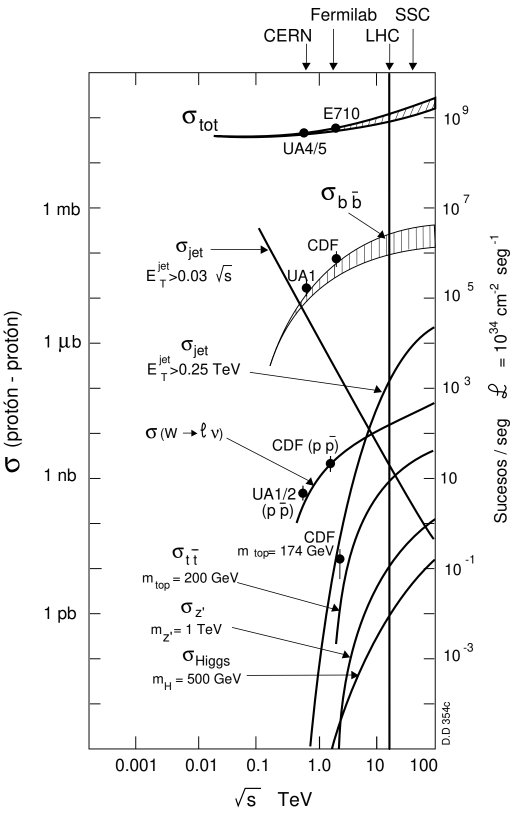

Figura 1.1: *Secciones eficaces típicas para varios procesos en función de la energía del centro de masas protón-protón. La ordenada de la derecha muestra la frecuencia de producción a una luminosidad de* 10^{34} cm^{-2} s^{-1} *[2].*

1.2 El detector CMS

El diseño del detector CMS se ha realizado con arreglo a los siguientes objetivos:

- Un detector de muones redundante y preciso.
- El mejor calorímetro electromagnético posible.
- Un sistema de detección de trazas de alta calidad capaz de medir muones y electrones en un amplio rango de energías a altas luminosidades.
- Por otra parte el detector debe ser económicamente asumible.

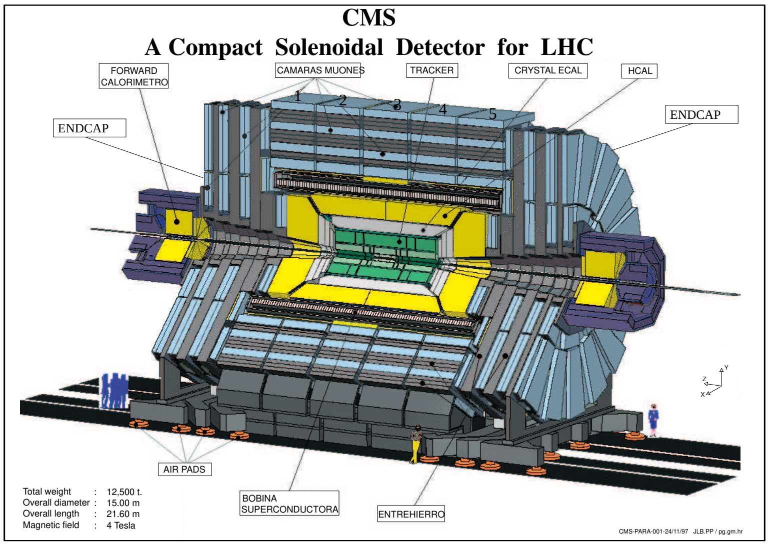

Figura 1.2: *Vista del Detector de CMS en tres dimensiones.*

En la figura 1.2 mostramos una vista tridimensional del detector CMS. Su longitud es de 22 m, tiene un diámetro de 15 m, y un peso del orden de las 12500 toneladas. CMS está constituido por diferentes subdetectores organizados en capas alrededor del tubo de vacío por el que circulan los haces. Rodeando al tubo de vacío se encuentra el *tracker* [5] que es donde las partículas cargadas dejan la traza que revela su paso. Rodeando al *tracker* se encuentra el calorímetro electromagnético (ECAL) [7] que mide la energía de los electrones y fotones que lo alcanzan. El calorímetro hadrónico (HCAL) [6] recubre al ECAL y tiene la misión de absorber los hadrones que le alcanzan y medir su energía. A continuación la bobina del

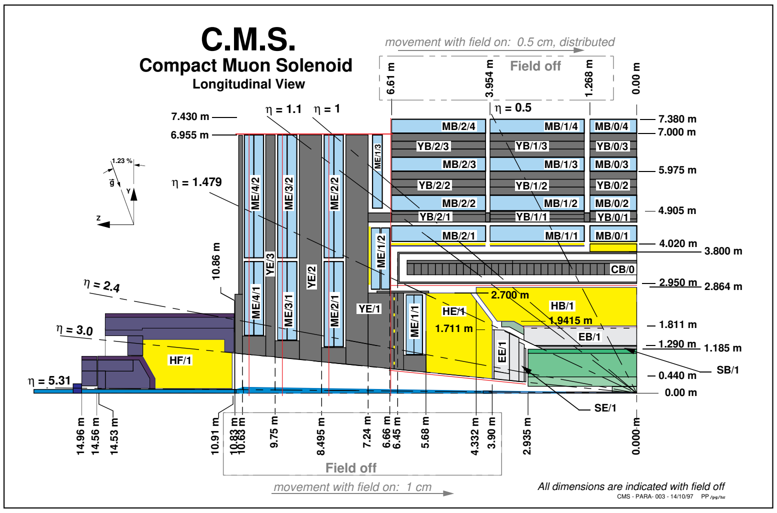

Figura 1.3: *Vista longitudinal del Detector CMS.*

solenoide envuelve a los calorímetros, generando un campo magnético en el interior de 4 T, que provoca la curvatura de las partículas cargadas mediante la cual se mide su momento. En el exterior del solenoide se encuentra el detector central de muones, que consiste en cámaras de deriva intercaladas en el entrehierro del imán por el que circula el campo magnético de retorno. La detección en el detector central de muones tiene lugar en condiciones de ruido mucho mejores que en los demás subdetectores, pues CMS presenta 16λ de material en todas las direcciones desde el punto de interacción, de modo que cualquier traza en el detector de muones se identifica como un candidato a muon [3].

Los dos detectores laterales (los *Endcap* de la figura 1.2) [3], que utilizan la tecnología de CSC[4], cierran el detector central de muones por sus dos extremos.

La descripción de CMS se completa con los calorímetros a muy bajo ángulo (calorímetros *forward* en la figura 1.2 y HF en la figura 1.3) [2].

1.2.1 El detector de muones y el imán

El experimento CMS toma su nombre de la importancia de la espectrometría de muones para su programa experimental. Los muones son penetrantes y atraviesan los absorbentes relativamente masivos que se encuentran en su camino desde el punto de interacción. Por otra parte la detección de muones se realiza en condi-

[4]Cathode Strip Chamber.

ciones de fondo más favorables que la detección en otros subdetectores porque gran parte de las partículas producidas en la colisión protón-protón son absorbidas antes de alcanzar dicho subdetector.

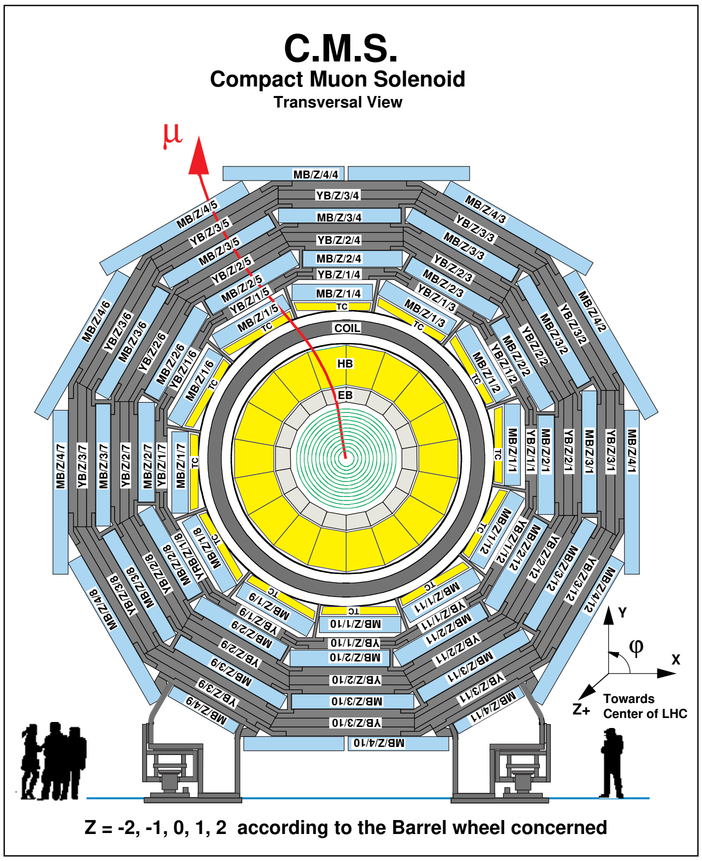

Figura 1.4: *Vista transversal del Detector CMS.*

El detector de muones tiene la misión de identificar un muon, medir su momento y proveer una condición de disparo (*trigger*). Para medir el momento se aprovecha que la trayectoria del muon se curva por medio de la acción del campo magnético en el interior del solenoide y en el entrehierro. El momento de un muon en un campo magnético B se obtiene del radio de curvatura de su trayectoria ρ, mediante la expresión [17]:

$$\rho[m] = \frac{p[GeV/c]}{0.2998B[T]}.$$

El radio de curvatura puede obtenerse a partir de la medida de la sagita s de la trayectoria del muon tras avanzar una distancia d bajo la acción del campo magnético, utilizando la expresión aproximada $\rho \simeq d^2/8s$. Así pues el error en la medida de la sagita supondrá un error en la medida del radio de curvatura, y por tanto un error en la medida del momento que aumentará con éste. El error relativo en la medida de la sagita y por lo tanto del momento es:

$$\frac{\delta s}{s} = \frac{\delta p}{p} \propto \frac{\sigma[mm]\ p[TeV]}{d^2[m^2]B[T]},$$

donde σ es la resolución en la medida de la sagita. La resolución relativa empeora con el momento del muon, y mejora −linealmente− con el campo magnético B y −cuadráticamente− con la longitud d.

El momento de un muon puede medirse de tres maneras diferentes: mediante la medida de la sagita en el detector central (*tracker*), mediante la medida del ángulo después de la bobina del imán, o bien, midiendo la sagita en las estaciones del detector central de muones. La combinación de los tres métodos provee la mejor resolución posible [2].

El sistema de los *Endcap* junto con el de las cámaras del detector central de muones, asegura una detección eficiente para $|\eta| < 2.4$[5]. Para muones con momentos transversos, p_t[6], por encima de 4 GeV, la resolución $\frac{\delta p_t}{p_t}$ en la medida de los muones es fundamental para los objetivos de física de CMS [3]. Ésta resulta de combinar la información del *tracker* y la del sistema de muones. Así para la región de *pseudorapidez* de $|\eta| \leq 2.4$, que corresponde a valores del ángulo polar del plano YZ de la figura 1.3 de 0° a 170.6°, la resolución en la medida de p_t, tras conjugar las medidas del detector de muones y el *tracker* es: $\frac{\delta p_t}{p_t} \simeq 0.5 - 1\%$ para $p_t \simeq 10\ GeV$; $1.5 - 5\%$ para $p_t \simeq 100\ GeV$; y $5 - 20\%$ para $p_t \simeq 1\ TeV$ [3].

Para conseguir estas resoluciones en el rango de momentos que comprenden los valores referidos ($10\ GeV - 1\ TeV$), se requiere una resolución espacial de 100 μm en cada cámara.

Los flujos esperados en el detector de muones (menores que 10 Hz/cm^2) necesitan de la existencia para cada cámara de un sistema de disparo (*trigger*) local e identificación de cruce de haces, que asigne a cada segmento de traza detectado en

[5] La *pseudorapidez*, η, se define como $\eta = -\ln \tan\frac{\theta}{2}$, siendo θ el ángulo polar del plano ZY de la figura 1.3 .

[6] p_t es la proyección del momento sobre el plano transversal al detector que se muestra en la figura 1.4 .

una cámara el cruce de haces a que corresponde. Este sistema está reforzado por cámaras RPC[7] que poseen una alta resolución temporal y que acompañan a cada cámara contribuyendo a conformar la señal de disparo.

Los objetivos de resolución y de *trigger* e identificación de haces pueden verse afectados por los campos magnéticos residuales presentes en el detector, que afectan sobretodo al *Endcap*, y en menor medida al detector central de muones. Se ha estudiado su efecto sobre la operación de las cámaras.

El imán, encargado de curvar las trayectorias para la medida del momento, es un solenoide superconductor de 13 m, con un radio interno de 3 m que crea en su interior un campo magnético uniforme de 4 T.

1.2.2 El detector central de trazas (*Tracker*)

Es el subdetector más interno de CMS. El *tracker* tiene un radio de 1.3 m y una longitud de unos 6 m. Como se ha comentado contribuye, junto con el detector de muones, a la precisión de la medida del momento de los muones en la región de *pseudorapidez* dada por $|\eta| < 2.6$, con una resolución en momento de $\frac{\Delta p_t}{p_t} \simeq 0.15 p_t + 0.5\%$, hasta valores de momento p_t del orden de 2 TeV [5].

El *tracker* está organizado en estructuras de ruedas muy ligeras. Se emplean diferentes tecnologías. Desde el punto de interacción, se encuentra en primer lugar el detector de vértice, fabricado a base de capas de píxeles de silicio que proporcionan una resolución de 15 μm y que proporcionarán información sobre los vértices secundarios. A este subdetector le siguen tres capas de microbandas de silicio, que alcanzan igualmente una resolución de 15 μm. Finalmente varias capas de MSGC[8], con una resolución de 50 μm en el plano (R, Φ) para trazas con incidencia normal, completan el *tracker*.

1.2.3 Los calorímetros

El calorímetro electromagnético (ECAL) es homogéneo y está formado por cristales de $PbWO_4$ (ver figura 1.3). El ECAL envuelve al *tracker*, como se comentó. Su objetivo es la medida precisa de electrones y fotones y, en cooperación con el calorímetro hadrónico (HCAL), de *jets*. Es de particular importancia para este subdetector el proceso en el que el Higgs del Modelo Estándar se desintegra en dos fotones. El ECAL consta de dos subdetectores (EB y EE en la figura 1.3) correspondientes a las diversas regiones de aceptancia, cubriendo entre ambos la región dada por $|\eta| < 2.6$.

Los calorímetros hadrónicos HB y HE (ver figura 1.3) miden la dirección y energía de los *jets*. Contribuyen así a estudiar, entre otros procesos, la física del

[7]Resistive Parallel Plate Chamber.
[8]Micro Strip Gas Chamber.

top y la desintegración del Higgs previsto por el modelo supersimétrico. Constan de plásticos centelleadores intercalados con planchas de cobre. Los plásticos actúan como elemento activo y las planchas de cobre como absorbente. Estos calorímetros abarcan la región comprendida por el intervalo de *pseudorapidez* $|\eta| < 3$.

En el exterior de CMS, después de los *Endcap* del sistema de muones encontramos los calorímetros HF (HF en figura 1.3), fabricados con fibras de cuarzo insertas en bloques de hierro. El objetivo de estos subdetectores es contribuir a la medida de la energía transversa faltante, cubriendo la región que abarca el rango de *pseudorapidez* dado por $3 \leq |\eta| \leq 5$.

1.3 Objetivos de física

El experimento CMS tiene por objetivos la identificación y medida precisa de muones, electrones y fotones en un rango amplio de energías a una alta luminosidad. Con una luminosidad integrada de 3×10^4 pb^{-1} podría descubrirse el bosón de Higgs del Modelo Estándar con masa en el rango 135 a 525 GeV en el canal de 4 leptones cargados, que es de especial interés para el detector de muones en el caso de que estos 4 leptones sean muones. Aumentando la luminosidad integrada hasta 10^5 pb^{-1} el rango de masas, en el cual puede detectarse el bosón de Higgs en este canal, es 85 a 700 GeV.

El bosón de Higgs del Modelo Estándar también puede detectarse a través de su desintegración en dos fotones para la luminosidad integrada de 3×10^4 pb^{-1}, en el rango de energías de 95 a 150 GeV.

El bosón de Higgs del Modelo Estándar puede detectarse igualmente, a partir de la identificación de *jets* en los calorímetros forward, procedentes de la desintegración a ZZ o WW, y de aquí a $l\mu jj$ y $lljj$ respectivamente, con la ventaja de que el rango de masas del Higgs se amplía hasta 1 TeV.

Los canales con dos fotones, o con cuatro leptones, en el estado final, son también interesantes para búsquedas del Higgs en el marco de extensiones supersimétricas del Modelo Estándar.

La alta sección eficaz de producción de pares de quarks b permitirá realizar estudios detallados en relación con la violación de CP. Se podrá también estudiar la producción y propiedades del quark top. el LHC es, finalmente, el acelerador ideal para resolver, si no se obtiene evidencia antes de su entrada en funcionamiento, el problema de la existencia o no de partículas supersimétricas [2, 3].

Capítulo 2

Detección de partículas cargadas en las Cámaras de Deriva

2.1 Introducción

La detección, identificación y caracterización de una partícula requiere de su interacción con el medio material del dispositivo de detección.

El propósito de este capítulo es en primer lugar, exponer los principios en que se basa dicha detección en el detector objeto de estudio en la presente memoria, la Cámara de deriva. Para ello se realiza una exposición del funcionamiento básico de las celdas de deriva, el cual fundamenta los criterios seguidos para el diseño que se ha propuesto en CMS, así como los programas de simulación que ayudaron en dicho diseño, todo lo cual es objeto del capítulo 3. La verificación experimental, mediante el empleo de prototipos, de los requerimientos de resolución y velocidad de deriva es el objetivo fundamental del trabajo que recoge esta memoria y se trata en los capítulos 4 y 5.

Las Cámaras de Deriva son instrumentos de detección extensamente utilizados en el ámbito de la Física experimental de Altas Energías desde finales de los años sesenta y principios de los setenta [10]. Su utilización junto con imanes solenoidales, toroidales, o dipolos, se ha considerado una manera óptima de detectar y reconocer trazas de partículas cargadas, medir sus momentos e identificarlas a través del registro de la señal que producen en el ánodo [11].

En el Detector Central de CMS, las cámaras de deriva tienen la misión de identificar trazas de muones curvadas por la acción de un campo magnético y de medir su momento a partir de dicha curvatura. Una primera aproximación del lugar de paso del muón, es decir de su trayectoria, lo proporciona la identificación de los hilos que generan señal. Una determinación más exacta del lugar de paso se consigue mediante la medición del tiempo de deriva que media entre la producción de los electrones procedentes de la ionización causada por el muon en tránsito por el detector y su detección en el ánodo, con arreglo al esquema básico de la figura 2.1. De este modo y conociendo la velocidad de deriva, podemos determinar el lugar de paso del muon con una precisión que dependerá de factores que se estudiarán más adelante.

Los objetivos de resolución y tiempo máximo de deriva de las celdas de las cámaras de muones de CMS (véase el capítulo 3), junto con razones de carácter económico y de seguridad, determinan el tamaño de la celda de deriva, su configuración de potenciales y la mezcla de gas empleada.

En el interior de la celda, desde la interacción hasta la detección, tienen lugar tres procesos fundamentales, a saber, la producción de electrones primarios por el muon, su deriva hacia el ánodo y su multiplicación en el ánodo con la consiguiente producción de la señal.

La resolución en la medida de la posición se ve limitada por la estadística de producción de electrones, sobre todo en la proximidad del ánodo; por la cantidad de electrones primarios necesarios para detectar la señal; y principalmente por la difusión de los electrones en la deriva. El uso como *quencher* de un gas como el CO_2, contribuye a disminuir la difusión de los electrones en la deriva, pues se trata de un gas *frío*, es decir, un gas cuya molécula posee muchas libertades dinámicas que absorben la energía de los electrones. Pero disminuye también el factor de ganancia en la multiplicación. Cabe evaluar en el diseño todos estos factores.

En este capítulo exponemos detalladamente en las secciones sucesivas los principios en que se basa el funcionamiento de las cámaras y los procesos que tienen lugar: la pérdida de energía de una partícula a su paso por la materia, la estadística de la ionización, la deriva y la multiplicación y formación de la señal.

Finalmente se describe la utilidad GARFIELD [62, 61] para la simulación de cámaras de deriva, que ha sido utilizada para evaluar el efecto sobre las prestaciones de diferentes diseños de celda en las cámaras de CMS [96].

2.1.1 El Principio de la Cámara de Deriva

El estudio de la velocidad de deriva en los detectores de ionización gaseosa y el hecho de que en determinadas circunstancias, y para ciertas mezclas de gases, ésta sea constante y relativamente independiente del campo eléctrico reducido E/P (a partir de cierto valor de éste), siendo E el campo eléctrico y P la presión, condujo a la idea de que se podría determinar la posición de paso de una partícula ionizante, aprovechando el conocimiento de esta velocidad [20]. De acuerdo con la expresión:

$$x = \int_{t_0}^{t+\Delta} v_d(t)dt, \tag{2.1}$$

si $v_d(t)$ es constante e igual a v_d, podemos escribir:

$$x = v_d(t - t_0) + x_0, \tag{2.2}$$

expresión que nos permite pasar de tiempos a espacios, una vez determinado el valor de t_0, siendo t el tiempo de llegada de la señal al ánodo, x_0 la posición del ánodo y x el punto de paso de la partícula.

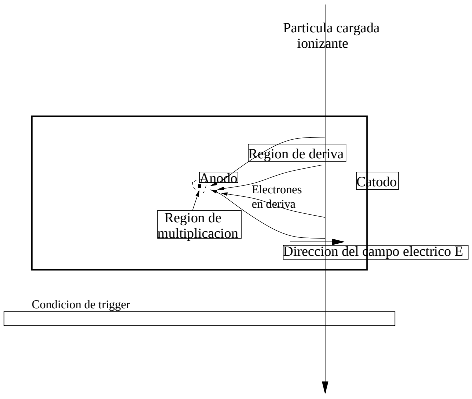

Figura 2.1: Operación de una Cámara de Deriva

Con este sencillo esquema, podemos ver que son diversos los parámetros que influirán en el funcionamiento de una cámara, a saber, definición del campo eléctrico, distancia entre los electrodos y tensión en los mismos, gases o mezclas de gases a utilizar, electrónica de amplificación de la señal y electrónica de medida del tiempo. En particular esta última influirá en la resolución de las medidas, de modo que si la precisión en la medida del tiempo es δt, tendremos una cota inferior para la resolución de $v_d \delta t$.

La utilidad de las cámaras de deriva también depende del hecho de que la ionización primaria requerida para rebasar el umbral de la electrónica, proceda de un área espacial suficientemente localizada, pues en caso contrario no se alcanzará una buena precisión espacial. Esta propiedad depende del número de pares ion-electrón producidos en el gas por unidad de longitud por el muon, y de la multiplicación en el proceso de avalancha.

2.2 Pérdida de energía de una partícula cargada a su paso por la materia

El paso de la partícula cargada a través de un gas ocasiona colisiones inelásticas con los átomos o moléculas con su consiguiente ionización o excitación, colisiones con los núcleos, radiación de frenado y de Cerenkov.

Nos vamos a ocupar en este punto de la interacción culombiana responsable de las colisiones inelásticas de la partícula incidente con los átomos o moléculas del gas.

La interacción culombiana de una partícula con un electrón atómico ha sido objeto de numerosos estudios. Bohr [12] realizó una aproximación semiclásica para partículas de alta energía en la que las transferencias energéticas se efectuaban por impulsos. Aunque los resultados de Bohr reproducían el comportamiento cualitativo y cuantitativo aproximado, la naturaleza ondulatoria de las partículas así como la imposibilidad de localizar una partícula con momento definido, no estaban recogidas en su teoría. Fueron los trabajos de Bethe [13], Block [14], y Moller [15] los que introdujeron el tratamiento mecanocuántico en el problema. Y constituyen el punto de partida de los tratamientos posteriores.

Ecuación de Bethe-Block

La teoría de Bethe parte de la aproximación de Born [16] y distingue entre las transferencias de mucha energía y las de poca energía, de modo que el balance de la transferencia resulta del efecto combinado de ambas situaciones. Una transferencia de mucha energía corresponde en la perspectiva clásica a una colisión *próxima*, de parámetro de impacto pequeño, en la que el electrón puede considerarse libre [17]. Por el contrario una colisión con el átomo como un todo, corresponde a un parámetro de impacto grande.

Por otra parte la aproximación de Born deja de ser válida para colisiones con electrones muy ligados de átomos pesados y a energías de incidencia bajas [19] (electrones de unos pocos KeV que colisionen con electrones internos de los átomos de Argon). Las partículas que atraviesan los detectores objeto de la presente memoria, con energías del orden de varios GeV, cumplen con la aproximación de Born.

La suma de las pérdidas de poca y mucha energía es lo que se conoce como la fórmula de Bethe-Block de la pérdida de energía por unidad de longitud [20]. Dicha fórmula distingue entre muones, protones y partículas pesadas en general, y electrones y positrones.

- Para muones, protones y partículas pesadas

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2Dm_e c^2 z^2}{\beta^2}\left[\ln\frac{4m_e^2c^4\beta^4}{(1-\beta^2)^2I^2(Z)} - 2\beta^2 - \delta\right] \tag{2.3}$$

Gas	Z	A	$I_0(eV)$	$W(eV)$	$dE/dx(KeV cm^{-1})$
H_2	2	2.0	15.4	37	0.34
He	2	4.0	24.6	41	0.32
Ne	10	20.2	21.6	36	1.41
O_2	16	32.0	12.2	31	2.26
Ar	18	32.0	12.2	31	2.26
Kr	36	83.8	14.0	24	4.60
Xe	54	131.3	12.1	22	6.76
CO_2	22	44.0	13.7	33	3.01
CH_4	10	16.0	13.1	28	1.48
C_4H_{10}	34	58.0	10.8	23	4.50

Tabla 2.1: *Propiedades frente a la ionización de algunos gases de interés en los detectores gaseosos. La pérdida de energía dE/dx se da a la presión atmosférica para la partícula de ionización mínima. W es la energía para formar un par ion-electrón.[22].*

- Para electrones y positrones

$$-\frac{dE}{dx} = 2Dm_ec^2z^2\left[\ln\frac{\pi^2(m_ec^2)^2}{(1-\beta^2)^{3/2}I^2(Z)} - a\right] \tag{2.4}$$

siendo $a = 2.8$ para los electrones y $a = 3.6$ para positrones,

βc la velocidad de la partícula, z su carga y m_e la masa del electrón, y D:

$$D = \pi N_A\frac{Z}{A}r_e^2 = 0.150\frac{Z}{A}g^{-1}cm^2, \tag{2.5}$$

donde Z y A son el número atómico y el número másico de los átomos del gas respectivamente, N_A el número de Avogadro, r_e el radio clásico del electrón que es e^2/m_ec^2. δ en la ecuación 2.3, es una función que da cuenta del efecto de densidad que explicamos más abajo. Por último el término $I(Z)$ es el potencial medio de ionización y excitación del gas. De acuerdo con Block [21] I se comportaría de modo lineal con el número atómico Z,

$$I(Z) = I_HZ; \quad I_H \simeq 13.5 \text{ eV} \tag{2.6}$$

En realidad I_H no es una constante sino que depende de Z.

En la tabla 2.1 se dan valores de diferentes propiedades como el potencial de ionización $I(Z)$, la energía media para crear un par electrón-ion o el valor dE/dx para gases comunes en detectores gaseosos [22].

A continuación resumimos el comportamiento de la pérdida media de energía $\frac{dE}{dx}$,

- La pérdida de energía no depende de la masa de la partícula incidente, sólo de su carga y de su velocidad.

- Para velocidades no relativistas, la pérdida de energía disminuye como $1/\beta^2$ hasta alcanzar un mínimo.

- Tras alcanzar un mínimo, la curva de la figura 2.2 crece moderadamente con el logaritmo de $\beta^2/(1-\beta^2)$. Este incremento relativista no se mantiene sino que resulta en un *plateau* llamado *plateau de Fermi*, porque se da un nuevo efecto no contemplado en la teoría de Bethe-Block, el efecto de densidad, del que da cuenta la función δ incluida en la expresión de la pérdida para partículas pesadas 2.3. Siguiendo a Cobb [28] podemos caracterizar estas tres regiones del siguiente modo: la primera es aquélla para la cual $\beta\gamma < 4$, correspondiente a la región no relativista en donde $\frac{dE}{dx}$ se comporta como β^{-2}, para todos los medios. Para la segunda región, la del *relativistic rise*, $\beta\gamma > 4$, con un comportamiento logarítmico que se extiende dependiendo de la densidad del medio y de su naturaleza. Finalmente está la región del *Plateau de Fermi*, de comportamiento constante con el aumento de $\beta\gamma$.

La figura 2.2 ilustra el comportamiento de $\frac{dE}{dx}$, observándose las regiones que se han distinguido más arriba.

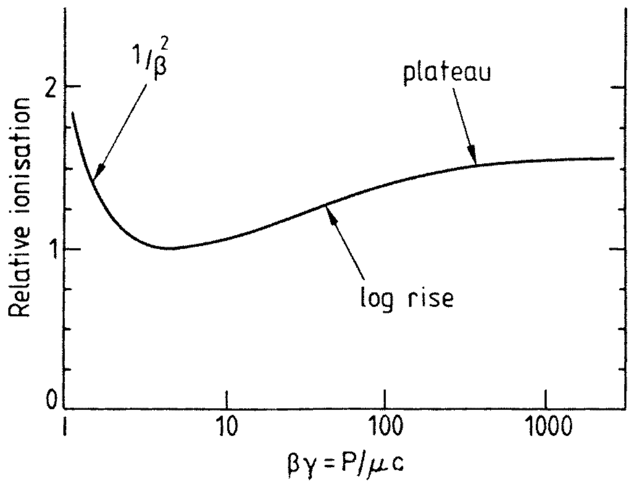

Figura 2.2: *Pérdida media de la energía de acuerdo con la expresión de Bethe-Block.*

Efecto de densidad

Como se ve en la figura 2.2 para valores grandes de la energía se alcanza una zona de saturación en la que por más que aumente ésta, no lo hacen las pérdidas. Este fenómeno de saturación fue estudiado en primer lugar por Fermi [23]. Fermi consideró que en la teoría de Bethe no se contemplaba el hecho de que la partícula incidente atraviesa un medio en el que no sólo se encuentra un blanco, sino que cuando se produce una interacción con él hay muchos otros más con los que también se está interactuando y que apantallan el campo electromagnético afectando a la propagación de la interacción que no se produce a la velocidad de la luz [25]. Puede encontrarse asimismo un tratamiento interesante sobre el fenómeno a partir de la constante dieléctrica del medio en Jackson [17]. Este efecto es tanto más importante cuanto mayor es la densidad del medio, razón por la que recibe el nombre de efecto de densidad. A partir de la figura 2.3, puede verse la variación de la media de $\frac{dE}{dx}$ con $\beta\gamma$, mostrándose la dependencia del *plateau* con los diferentes valores de la presión, de modo que el valor del mismo disminuye a medida que aumenta ésta [27].

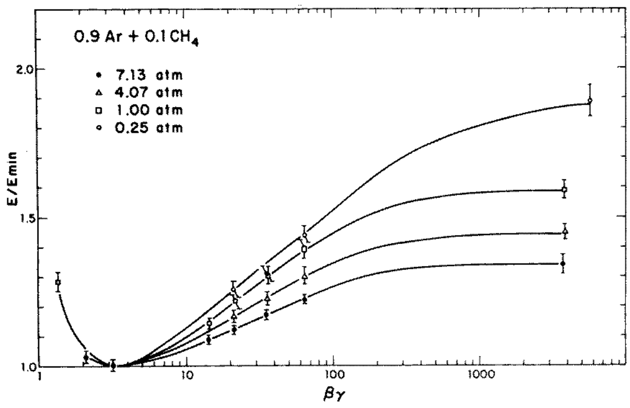

Figura 2.3: *Efecto de densidad y dependencia de dE/dx: en la figura se muestra la pérdida de energía para protones con un momento de 3 GeV/c, normalizada a su valor mínimo, con respecto a $\beta\gamma$ [27]. Las medidas se tomaron para cuatro valores de presión. La interpolación entre los puntos para la gráfica correspondiente a cada presión se efectuó a partir de la teoría de Sternheimer [26].*

En relación con la función δ de la fórmula 2.3 pueden consultarse los trabajos de Sternheimer y Peierls [26].

En los detectores objeto de la presente memoria, la saturación de $\frac{dE}{dx}$ en gases se produce alrededor de los 100 GeV [22].

E(MeV)	$I_p(par/cm)$	$I_t(par/cm)$
0.03	79	330
0.10	43	165
0.15	36	120
0.2	33	95
0.5	25	55
1.00	22	44
2.0	21	42
4.0	22	44
10.0	23	46

Tabla 2.2: *Pares electrón/ion por cm correspondientes a ionización primaria I_p y total I_t en aire en condiciones normales de presión y temperatura para partículas β con energías comprendidas entre los 0 y 10 MeV[30].*

2.3 Estadística de la ionización

Los procesos de ionización primaria son aquellos debidos a la colisión de la partícula incidente con los átomos o moléculas del gas o material considerado. Dichos procesos no dan cuenta de la totalidad de pares ion-electrón que se forman al paso de una partícula cargada por el medio. En este proceso de ionización primaria se liberan electrones denominados rayos δ, con energías cinéticas suficientes como para, a su vez, constituir nuevas trazas, ionizando a otros átomos y contribuyendo de ese modo a la ionización específica total. La tabla 2.2 ilustra la diferencia entre ambas ionizaciones, primaria y total, en pares ion-electrón producidos.

2.3.1 Ionización primaria. Producción de pares ion-electrón

Puesto que las ionizaciones consecutivas de dos átomos o moléculas son sucesos independientes entre sí y asumiendo que la pérdida de energía relativa experimentada por la partícula incidente es pequeña, cabe describir mediante la estadística de Poisson la distribución de los pares ion-electrón con el espesor de material o gas recorrido. Así si llamamos λ al libre recorrido medio entre sucesos con resultado de ionización que se relaciona con la densidad electrónica N y con la sección eficaz de ionización del electrón σ a través de:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma}, \tag{2.7}$$

el número medio de colisiones con resultado de ionización será $\frac{x}{\lambda}$ para un desplazamiento x de la partícula incidente, y la probabilidad de que se produzcan m pares será:

Gas	$\frac{1cm}{\lambda}$	γ
He	5.02 ± 0.06	4.0
	3.83 ± 0.11	3.2
Ne	12.4 ± 0.13	4.0
Ar	27.8 ± 0.3	4.0
	28.6 ± 0.5	3.5
	26.4 ± 1.8	3.4
Xe	44	4.0
N_2	19.3	4.9
O_2	22.2 ± 2.3	4.3

Tabla 2.3: *Número de colisiones con resultado de ionización por cm de longitud de la traza de un muon en el seno del gas en condiciones normales de presión y densidad [31].* λ *es el recorrido libre medio;* γ *es el factor relativista* $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$.

$$P_m(\frac{x}{\lambda}) = \frac{e^{-\frac{x}{\lambda}}(\frac{x}{\lambda})^m}{m!} \tag{2.8}$$

La fluctuación en el número de pares ion-electrón disminuirá con valores de $\frac{x}{\lambda}$ más altos, es decir cuando aumente x. Esta distribución, que es la de la ionización primaria, varía con respecto a la de la ionización total, porque el rango de energías en el cual pueden producirse rayos δ es grande y bastará con que aumentemos la longitud de recorrido x (aumentando el espesor de material de nuestro dispositivo de detección), para que aumente, en la misma medida, la probabilidad de producir un rayo δ que alterará como se comentó más arriba el balance entre ionización primaria e ionización total.

Esta distribución guarda relación con la eficacia del dispositivo de detección. Cuantos más pares producidos, más posibilidades de detección, dependiendo de la sensibilidad de nuestros dispositivos de *recuento* y en particular de los amplificadores.

En la tabla 2.3 se muestran los valores de los pares ion-electrón creados a lo largo de $1cm$ por una partícula cargada relativista para diversos gases utilizados en cámaras de deriva, en condiciones normales de presión y temperatura. Los detectores de este estudio funcionan principalmente con Ar. Dado que se requieren aproximadamente 5 electrones para producir una señal detectable tras la multiplicación [97], es necesario recoger la carga primaria producida en alrededor de 2 mm de recorrido de la partícula que atraviesa el detector.

n	Ar	CO_2
1	65.6	72.50
2	15.0	14.00
3	6.4	4.20
4	3.5	2.2
5	2.25	1.40
6	1.55	1.00
7	1.05	0.75
8	0.81	0.55
9	0.61	0.46
10	0.49	0.38
11	0.39	0.34
12	0.30	0.28

Tabla 2.4: *Distribución experimental del tamaño de cluster, n, para partículas β incidentes de una fuente de Sr^{90}, para dos gases Ar y CO_2. La suma de las probabilidades para cada n y gas es 100 [32].*

Distribución de *clusters*

Cuando los electrones primarios no constituyen por sí mismos una nueva traza por carecer de suficiente energía, pero pueden efectuar nuevas ionizaciones, en la vecindad de la traza de la partícula cargada ionizante se producen paquetes de electrones secundarios para cada colisión primaria que reciben el nombre de *clusters*. El tamaño de dichos *clusters* está sujeto a una distribución que depende de la distribución de energías transferidas y de la de los electrones secundarios producidos para una determinada energía transferida. Esta distribución influye en el espectro de tiempos de llegada al ánodo de los electrones liberados al paso de la partícula cargada. En la tabla 2.4 se muestran valores de dicha distribución para los gases Ar y CO_2.

2.3.2 Ionización secundaria

Los electrones de los rayos δ tienen energías mayores para partículas incidentes pesadas, y en ese caso no superan las decenas de KeV, con lo cual perderán su energía preferiblemente a través de la ionización y la excitación en vez de la radiación de frenado. El número de rayos δ producidos por una partícula incidente, con una energía superior a E_0 es aproximadamente [33, 34]

$$N = W(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_{max}}), \tag{2.9}$$

donde E_{max} es la máxima energía que se puede transferir en una colisión, y W es [33]

$$W = \frac{0.15}{\beta^2}\frac{Z}{A}\mathrm{z}^2\mathrm{x}\ \mathrm{MeV}, \tag{2.10}$$

Z y A son respectivamente los números atómico y másico del gas que atraviesa la partícula incidente, z la carga de dicha partícula, β su velocidad relativa a la de la luz c, y x el espesor de absorbente que atraviesa la partícula en g/cm^2. El número de rayos δ producidos disminuye para energías crecientes de los mismos y también con energías crecientes de la partícula incidente.

2.3.3 Estadística de la pérdida de energía por una partícula cargada

La cantidad $\frac{dE}{dx}$ es la pérdida media de energía por unidad de longitud, y los valores reales de las pérdidas en las colisiones, están sometidos a una estadística que ha sido objeto de diversos estudios por parte de Landau [35], Vavilov [36] y Blunck [40]. Las transferencias de poca energía son más probables pues su sección eficaz de colisión aumenta con la disminución de la energía transferida [18], pero a la vez existe una probabilidad nada despreciable de que se formen rayos δ que se llevan una parte importante de la energía perdida por la partícula incidente [37], con lo cual se da una asimetría en la distribución de las pérdidas energéticas. La teoría de Landau asume que los electrones no están ligados en los átomos y que no existe límite en la transferencia de energía en la colisión.

La distribución de Landau fue mejorada por Vavilov, quien consideró el límite en la transferencia máxima posible de energía en una colisión. Otros trabajos han tenido en cuenta la estructura del átomo al que está ligado el electrón con que se colisiona, sus niveles discretos, mostrándose la inadecuación de la distribución de Landau en estas circunstancias. La distribución no obstante se adaptará mejor a la predicción de Landau cuando la energía W de la expresión 2.10 sea mucho menor que la energía máxima transferible en una colisión, de modo que no se produzca contradicción con la asunción de no limitación en la energía que hace Landau.

Los parámetros relevantes de la distribución de pérdidas de energía son la transferencia de energía más probable y la anchura relativa de la distribución. En muchas situaciones experimentales la curva de Landau predice anchuras relativas menores que las efectivamente observadas. Lo ilustra la figura 2.4, donde pueden observarse los espectros de las pérdidas de energía experimentales y calculados. El histograma corresponde a las pérdidas de energía observadas para π^- de 3 GeV/c en 1.5 cm de Ar. La curva de puntos y trazos es la predicción de Landau que reproduce mal los resultados. La curva de trazos es la de Leisegang que también los reproduce mal.

La curva continua por el contrario se adapta bien y ha sido obtenida en primer lugar asumiendo que los átomos con que se colisiona poseen un espectro de ligaduras y en segundo lugar asumiendo que, puesto que el número de colisiones por cm es reducido, del orden de 30 para el Argon a 1 atm, no se puede emplear una integral continua sobre las posibles colisiones sino que debe utilizarse un método de Monte Carlo [28].

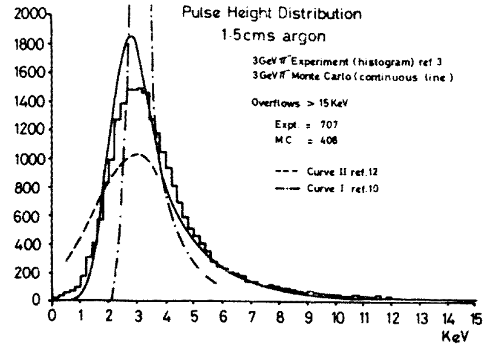

Figura 2.4: *Distribución experimental de las transferencias de energía de una partícula cargada en* 1.5 cm *de* Ar *(histograma). Distribución esperada de acuerdo con la teoría de Landau (línea de puntos y trazos). Distribución esperada de acuerdo con Leisegang (línea de trazos). Distribución esperada de acuerdo con el método de Monte Carlo utilizado por Cobb (línea continua) [28].*

A medida que aumenta la energía de la partícula incidente, la cantidad de ionizaciones primarias por unidad de longitud tiende a estabilizarse, pero lo hace a energías menores que la pérdida de energía media dE/dx, como puede observarse en las gráficas correspondientes de la figura 2.5 para una mezcla de Ar y CO_2.

2.4 Deriva de electrones e iones en gases

Los electrones e iones que han sido liberados durante la ionización, iniciarán un proceso de deriva si están bajo la influencia de un campo eléctrico. El proceso de deriva puede caracterizarse a través de parámetros tales como la velocidad de deriva, el coeficiente de difusión longitudinal y transversal, el coeficiente de captura y el ángulo de Lorentz. Los cuales, dependen del campo eléctrico en el seno del gas en que tiene lugar la deriva, del tipo de gases que intervienen en la mezcla, del campo magnético, de la presión del gas y de su temperatura.

Referimos a continuación dos aproximaciones al problema del transporte de los electrones en gases. En primer lugar la de Schultz y Gresser [48] que parten del desarrollo de Morse *et al* [49]. Morse *et al* obtuvieron una distribución electrónica

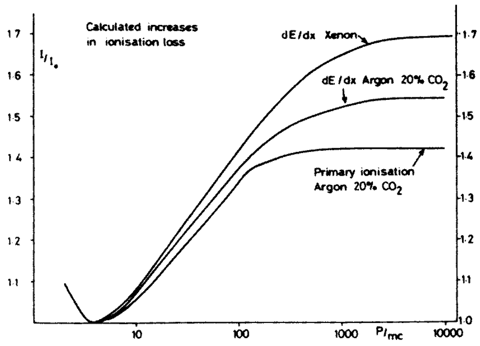

Figura 2.5: *Curvas de la primera ionización y de la pérdida de energía* $\frac{dE}{dx}$ *relativas a dichas magnitudes para* $p/mc = 4$ *(siendo p el momento de la partícula incidente), para una mezcla de* $(Ar, CO_2)(80\% : 20\%)$ *y de* $\frac{dE}{dx}$ *para* Xe *[28].*

suponiendo colisiones elásticas y transferencia neta de energía de los electrones al gas en el límite de baja temperatura, que Schultz *et al* [64] ampliaron al rango energético de colisiones inelásticas sin ionización y contemplando el efecto de la temperatura. El programa MIX [62] recoge esta aproximación al problema. En segundo lugar la aproximación de la teoría cinética de gases que resuelve la ecuación del transporte de Boltzmann y que está recogida en el programa MAGBOLTZ [65]. Es esta última la que utiliza por defecto el programa GARFIELD [61] de la sección 2.7, para evaluar los coeficientes de transporte.

2.4.1 Velocidad de deriva

La constancia de la velocidad de deriva es la propiedad que permite la utilización de las Cámaras de Deriva como detector en Física de Altas Energías. De este modo se asegura una relación lineal entre el espacio y el tiempo de deriva desde el punto en que tuvieron lugar las ionizaciones primarias, inmune a las variaciones en el campo eléctrico, que permite la medición de un punto de la trayectoria de una partícula cargada.

En ausencia de campo eléctrico los electrones liberados tras la ionización acabarían termalizándose por colisiones con los átomos o moléculas del gas. En presencia de éste aparece una velocidad en su dirección. Podemos definir la velocidad de deriva como la velocidad media de los electrones en la dirección del campo.

La energía de los electrones puede darse como [50, 51]

$$E_e = \frac{1}{2}m < v^2 >= \frac{1}{2}M < V^2 > + \frac{1}{2}mv_d^2 + \frac{1}{2}Mv_d^2, \tag{2.11}$$

en la que m es la masa del electrón, v su velocidad y v_d la velocidad de deriva; M la masa de las moléculas o átomos del gas y V su velocidad. En el segundo miembro distinguimos tres contribuciones a la energía electrónica: el primer término es igual a la energía térmica del gas, es decir $3/2\kappa T$; el segundo su energía a causa de la deriva, movimiento neto global del centro de masas de la nube electrónica; y el tercero, $1/2Mv_d^2$, es la energía tomada del campo eléctrico y que se convierte en movimiento aleatorio en todas direcciones. Se desprende de la ecuación anterior que la energía de los electrones tiene que estar por encima del umbral térmico $3/2\kappa T$ y que la energía a causa de la deriva de los electrones es débil frente a las otras componentes.

Puede mostrarse rigurosamente [38] que la velocidad de deriva puede escribirse como:

$$v_d = \frac{2}{3}\frac{eE}{m} < \frac{l_e(v)}{v} > + \frac{1}{3}\frac{eE}{m} < \frac{dl_e(v)}{dv} >, \tag{2.12}$$

siendo m la masa del electrón, e su carga, E el campo eléctrico y $l_e(v)$ el camino libre medio para la transferencia de momento. Para muchos gases se cumple que $\frac{l_e(v)}{v} = \frac{dl_e(v)}{dv}$ [38], por lo cual es común reescribir la expresión 2.12 en la forma:

$$v_d = \frac{eE}{m} < \frac{l_e}{v} > . \tag{2.13}$$

La velocidad de deriva depende por tanto del campo eléctrico y, a través de l_e, de las secciones eficaces en el medio. Para los gases y mezclas utilizados en las cámaras de deriva, en un rango amplio de valores de E/P, se cumple que la velocidad de deriva es aproximadamente constante. Para conseguir una constancia en la velocidad de deriva, es necesario que un aumento en el campo vaya acompañado de una disminución en el camino libre medio l_e.

En el caso concreto del detector que se ha construido se utiliza una mezcla de Ar y CO_2. Véase al respecto la figura 2.6a de la velocidad de deriva para una mezcla tal, en la proporción indicada en la figura.

Para entender el efecto de constancia de la velocidad de deriva con el campo eléctrico, cabe considerar el comportamiento de las secciones eficaces de transferencia de momento del Ar y del CO_2, así como emplear ciertas relaciones aproximadas entre las magnitudes de interés.

Un incremento de E se compensa con una disminución en l_e a través de dos mecanismos que a continuación describiremos. Considerando alcanzado el equilibrio en la deriva de los electrones, se verificará que la energía absorbida del campo igualará por término medio la cedida al gas en las colisiones, de modo que podremos escribir aproximadamente [38, 44]:

$$eEv_d = < \Lambda \epsilon v / l_e >, \tag{2.14}$$

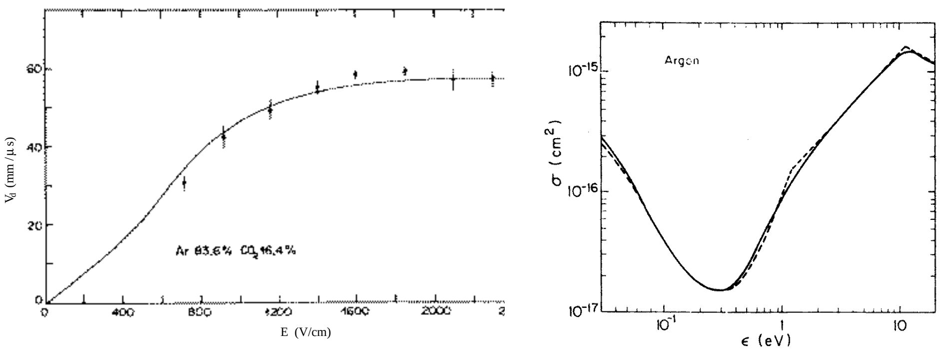

Figura 2.6: *a: velocidad de deriva versus el campo eléctrico. b: sección eficaz de transferencia de momento para el Argon en función de la energía característica electrónica[57].*

siendo Λ la fracción de energía perdida media y ϵ la energía de los electrones. A partir de las ecuaciones 2.14 y 2.13 se deducen las siguientes expresiones de la velocidad de deriva 2.15, la difusión 2.16 y la energía característica 2.17−que es una medida de la energía media de los electrones en deriva− [38, 44]:

$$v_d \simeq (\frac{2}{3}\sqrt{\frac{1}{3}}\Lambda\frac{eEl_e}{m})^{\frac{1}{2}}, \tag{2.15}$$

$$D = (\frac{2}{9}\frac{1}{\sqrt{3\Lambda}}\frac{eEl_e^3}{m})^{\frac{1}{2}}, \tag{2.16}$$

$$\epsilon_k = \frac{1}{\sqrt{3\Lambda}}eEl_e. \tag{2.17}$$

De las ecuaciones anteriores es inmediato que cuanto más pequeño sea l_e, y por tanto mayor la sección eficaz, tanto menor serán a su vez la velocidad de deriva, el coeficiente de difusión y la energía característica. Además en la figura 2.6b, vemos que la sección eficaz de transferencia de momento disminuye inicialmente, aumentando así el libre camino medio, y en virtud de la ecuación 2.15, la velocidad de deriva. Por el contrario a partir de 0.3 eV la sección eficaz inicia un aumento con la energía de los electrones, que provocará según la ecuación 2.15, una compensación entre la disminución de l_e y el aumento del campo E necesario para que aumente la energía de los electrones, resultando en el mantenimiento de la velocidad de deriva. Así pues, el fuerte crecimiento de la sección eficaz, y la correspondiente disminución de l_e, atempera el efecto de un incremento del campo en la velocidad de deriva y en la energía característica.

Por otra parte en presencia de una fracción de CO_2, ocurre que al poseer éste en su espectro vibracional varios picos precisamente en el rango $0.1 - 1\ eV$, la fracción de energía perdida en una colisión, Λ, aumenta bruscamente y con ella la velocidad de deriva de acuerdo con la ecuación 2.15. Por el contrario la energía característica disminuye según la ecuación 2.17. Para campos y energías crecientes, la fracción Λ presentará la forma efectiva $\Lambda = \frac{\epsilon_{max}}{\epsilon}$, siendo ϵ_{max} la energía vibracional significativa más alta del espectro del CO_2, resultando en una disminución de Λ. Esto refuerza el efecto del aumento de la sección eficaz del Ar-para energías en el rango $1 - 10\ eV$-sobre la estabilización o incluso, para ciertas mezclas y gases poliatómicos parecidos al CO_2, moderada disminución de la velocidad de deriva con campos eléctricos crecientes, tal y como se ve en la citada ecuación 2.15.

2.4.2 Difusión

El concepto de coeficiente de difusión da cuenta de la dispersión de la nube electrónica al derivar en el sentido del campo. Esta dispersión presenta carácter gaussiano en primera aproximación. El coeficiente de difusión, D, puede definirse de varias maneras, aunque todas ellas a partir de la anchura de la gaussiana en que se convierte una densidad puntual de electrones al derivar. Es común definirlo a partir de la expresión:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2Dx}{v_d}}, \tag{2.18}$$

donde σ es la amplitud de la gaussiana tras una deriva x de la densidad inicialmente puntual. El coeficiente de difusión presenta un carácter anisotrópico tanto mayor cuanto mayor es el campo, es decir la difusión es diferente en el sentido del campo y en el perpendicular a éste, apareciendo dos coeficientes de difusión el longitudinal D_L en el sentido del campo, y el transversal D_T en el sentido perpendicular al campo. La presencia de un campo magnético acentúa la anisotropía del coeficiente D introduciendo nuevas componentes [46].

Existe una relación entre la difusión y la energía característica de los electrones en el gas, que puede expresarse del siguiente modo [38, 44]:

$$\epsilon_k = \frac{eDE}{v_d}, \tag{2.19}$$

de modo que sustituyendo 2.19 en 2.18 la dispersión σ de la nube electrónica tras un avance x en la dirección X podrá expresarse como:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\epsilon_k}{eE}x}, \tag{2.20}$$

A partir de la ecuación 2.17 se deduce que la energía característica será menor para un gas en el que las transferencias de energía, Λ, sean mayores y por lo tanto a partir de la expresión 2.20 será menor la difusión. Esto puede conseguirse mediante la adición de un gas poliatómico cuya molécula presente muchos grados de libertad, como por ejemplo el CO_2. Estos gases presentarán una difusión mucho menor con respecto a otros como el Ar en que dicha energía característica es mucho mayor, como se ve en la figura 2.8. Cerca del equilibrio térmico dicha energía será de la forma $\epsilon_k = \kappa T$, siendo T la temperatura absoluta del gas y κ la constante de Boltzmann, los gases en que la difusión sigue un comportamiento en el que σ_x es aproximadamente de la forma:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\kappa T}{eE} x}, \tag{2.21}$$

se llaman gases fríos, cabe citar como ejemplo el CO_2 a 1 atm y 2000 V/cm [47]. La anchura de la gausiana en el sentido de la deriva, σ, es del orden de las decenas de μm a 1 atm tras 1 cm de deriva. Así pues, de acuerdo con la expresión 2.20 para disminuir la difusión σ_x debemos disminuir la energía característica. En la figura 2.8 se muestran las diferencias de comportamiento de la energía característica para el Ar y el CO_2. No es posible disminuir la difusión más allá del límite térmico para la energía característica.

Es importante resaltar el hecho de que la imprecisión temporal que observamos en nuestras medidas, corresponde a una imprecisión espacial que no es la difusión σ_x, representativa de la anchura de la gaussiana tras la deriva. Pues la electrónica necesita de un cantidad de carga para la formación de la señal, que debe superar tras ser amplificada el umbral de discriminación, que, según sea la ganancia del proceso de multiplicación, equivale a la detección de un determinado número de electrones primarios. De modo que la detección no implica la llegada de todos los electrones, sino sólo de aquellos electrones necesarios para producir una señal detectable. Con una buena multiplicación y una electrónica sensible sería suficiente con la llegada al ánodo de un solo electrón primario. Conviene conocer la difusión del primer electrón que alcanza el átomo porque éste da una medida directa del valor de la resolución máxima de nuestra cámara. Puede utilizarse la expresión [53]:

$$\sigma_p \approx \frac{1.2\sigma_x}{\sqrt{2\,\log\,n}}, \tag{2.22}$$

siendo n el número de electrones originados tras la ionización primaria. Para un valor típico de $n = 40$ obtenemos que la relación entre las dos sigmas es: $\sigma_p = 0.5\ \sigma_x$. Para valores típicos de $E = 500\ V/cm$ y $\epsilon_k = 1.1\ 10^{-1}\ eV$, obtenemos valores de $\sigma_x = 300\ \mu m$ y $\sigma_p = 150\ \mu m$. La difusión σ_x de los electrones en deriva hacia el ánodo es, pues, un límite superior de la imprecisión espacial en la detección motivada por el efecto de difusión.

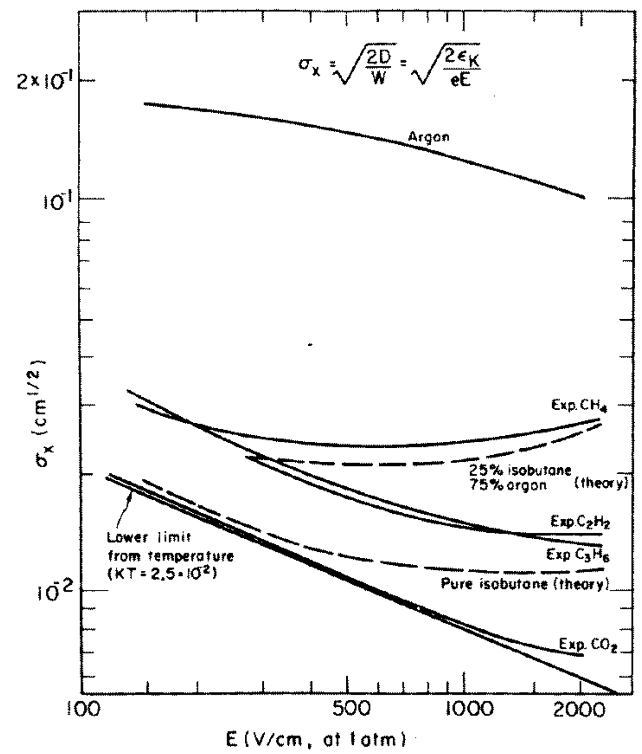

Figura 2.7: *Difusión σ_x tras un desplazamiento de 1 cm en el sentido del campo eléctrico para diversos gases en condiciones normales: Ar, CH_4, CO_2, C_2H_4, C_3H_6 [44].*

2.4.3 Captura

La captura de electrones por parte de las moléculas del gas es un proceso que disminuye la eficiencia en la detección. Diversos procesos pueden contribuir a este fenómeno. Entre ellos destaca la captura por *afinidad*, en la cual se forma un ion negativo. Son especialmente peligrosos los compuestos de halógenos, o los gases que como el aire porten Oxígeno. El coeficiente de la expresión 2.23, que aparece en la utilización del programa MAGBOLTZ, caracteriza la evolución en número de la población electrónica, que será exponencialmente decreciente:

$$N(x) = N(x_0)\exp(-A(x - x_0)) \quad (2.23)$$

A tendrá de este modo unidades de cm^{-1}.

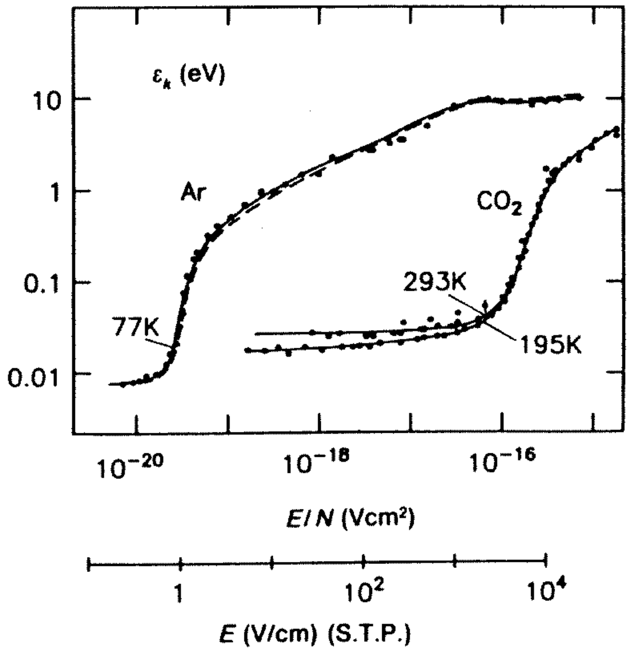

Figura 2.8: *Energías características para el Ar y el* CO_2 *en función del campo eléctrico reducido[48].*

2.4.4 Efecto del campo magnético

El efecto del campo magnético en el funcionamiento de las Cámaras de Deriva en Física experimental de altas energías es de gran interés, pues la caracterización de las trazas de las partículas se efectúa a partir de su curvatura en un campo magnético. La presencia residual de este campo en las cámaras de deriva puede afectar las condiciones en que operan. En CMS se ven afectadas sólo algunas partes del detector y de una manera moderada, como se verá (por debajo de 0.4 T en casi todo el volumen afectado).

La velocidad de deriva efectiva o macroscópica en presencia de un campo magnético B, puede escribirse en la forma [38]:

$$\bar{v_d} = \frac{e}{m}\tau|\bar{E}|\frac{1}{1+\omega^2\tau^2}(\bar{E}+\omega\tau(\bar{E}\times\bar{B})+\omega^2\tau^2(\bar{E}\bar{B})\bar{B}), \tag{2.24}$$

siendo ω la frecuencia de ciclotrón, τ la frecuencia de colisión electrónica, y e y m la carga y masa del electrón.

A partir de la expresión 2.24 cabe distinguir dos casos. En primer lugar si los campos B y E son paralelos, la velocidad de deriva efectiva sigue la dirección del

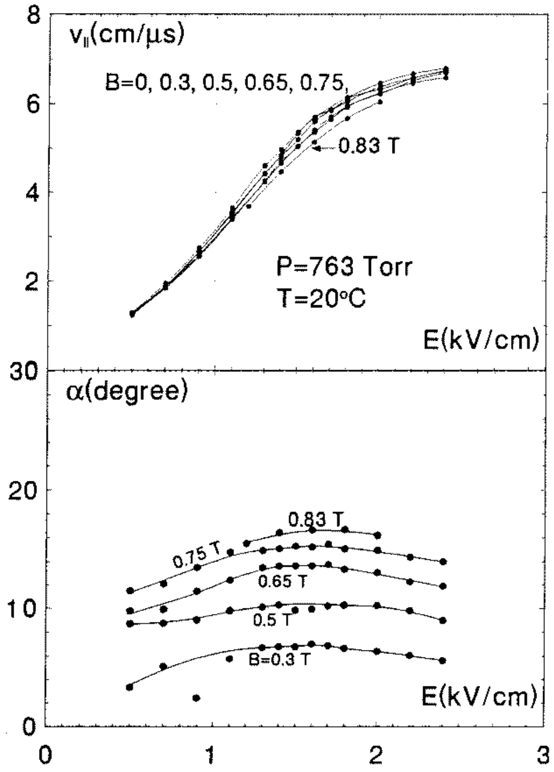

Figura 2.9: *Velocidad de deriva (arriba) y ángulo de Lorentz en función del campo eléctrico para diferentes valores del campo magnético [55], en una mezcla de Ar : CO_2 (70:30). Nota: las escalas de las abscisas de ambas gráficas coinciden.*

campo eléctrico y no se ve afectada apreciablemente.

Por el contrario si los campos son perpendiculares, la velocidad presenta una componente ortogonal a la dirección de E, que puede afectar a la detección pues desvía las trayectorias, de modo que para un desplazamiento lo suficientemente largo la deflexión puede ser importante. Esto puede afectar a la eficiencia de detección pues altera el volumen efectivo en el interior de una cámara de deriva. Este efecto será tanto más importante cuanto mayor sea el valor de $\omega\tau$. El módulo de la velocidad de deriva v_d en presencia de un campo magnético perpendicular al eléctrico, se ve multiplicado por el $\cos\alpha$, siendo α el ángulo que forma la velocidad de deriva con el campo eléctrico [38]. Este ángulo α se denomina ángulo de Lorentz y da la medida de cómo se ve afectado el proceso de deriva en presencia de un campo magnético perpendicular, no sólo en cuanto a dirección sino también en cuanto al módulo. Podemos expresar el ángulo de Lorentz en función de la componente de la velocidad de deriva paralela al campo eléctrico, $v_{\parallel}$, y la componente perpendicular $v_{\perp}$ de la manera que sigue:

$$\tan \alpha = \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}}. \tag{2.25}$$

Así pues el efecto del campo magnético sobre las trayectorias de deriva puede expresarse a través del ángulo de Lorentz.

En la figura 2.9 puede verse que el ángulo de Lorentz crece con el campo magnético

También puede comprobarse que el efecto global de aumentar la intensidad del campo es el de una disminución de la velocidad de deriva observada. E igualmente crece el ángulo de Lorentz y con él lo hará la distorsión de las trayectorias.

2.5 Multiplicación

Tras el proceso de deriva en el gas los electrones alcanzan el ánodo, en cuya proximidad tiene lugar el proceso de multiplicación. En los contadores proporcionales y las cámaras de deriva la multiplicación tiene lugar en un espacio muy pequeño. El ánodo es un hilo muy fino y el campo presenta simetría cilíndrica en su entorno de modo que se aproxima al comportamiento $1/r$. La multiplicación queda confinada a una pequeña región en la vecindad del hilo, distinguiéndose con claridad la región de deriva de la región de multiplicación. En el proceso de multiplicación los electrones adquieren rápidamente energía, superando el umbral de ionización de los átomos del gas y aumentando el número de electrones en condiciones de repetir el proceso. Con un hilo de 50 μm la región de multiplicación a presión atmosférica es de unos 50 a 100 μm [38]. El proceso que se desarrolla en este espacio se denomina *avalancha*.

2.5.1 Ganancia

La ganancia es el factor por el que los electrones que alcanzan el hilo se ven multiplicados en su aceleración en la región de avalancha. Para calcularla se define el primer coeficiente de Townsend a partir de la expresión:

$$\frac{dN}{N} = \alpha dx, \tag{2.26}$$

donde N es la cantidad de electrones, dN el aumento de dicha cantidad tras avanzar dx y α el primer coeficiente de Townsend, que es por tanto el número de electrones producidos por un electrón que avanza $1cm$. Este coeficiente, α, depende de las secciones eficaces de colisión inelástica de los gases, del campo eléctrico y de la presión del gas. No existe pues, una expresión de alcance general para α. Para evaluar

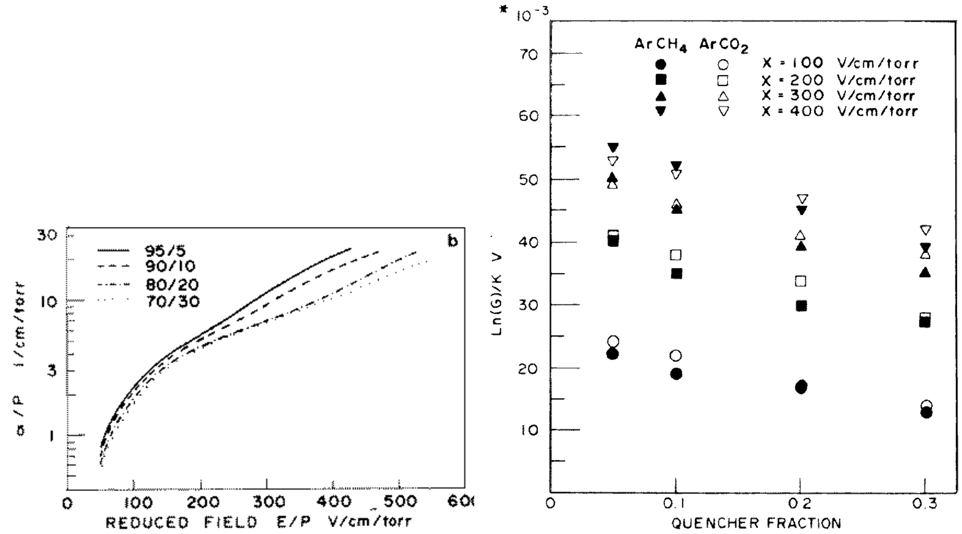

Figura 2.10: *a: Primer coeficiente de Townsend reducido, α/P, obtenido experimentalmente en función del campo eléctrico reducido en el hilo para diferentes mezclas de Ar y CO_2. b: Valor de la ganancia reducida $ln(G)/K$ (siendo $K = E_h r_h$, donde E_h y r_h son respectivamente el campo en el hilo y su radio), en función de la fracción de* quencher *(CO_2 o CH_4) [57].*

la ganancia debe conocerse experimentalmente el valor de α con una geometría de detector determinada y a continuación efectuar la integral:

$$G = \frac{N}{N_0} = exp\left[\int_{x_a}^{x_{min}} \alpha(x)dx\right], \tag{2.27}$$

desde el punto x_{min} en que, a causa de la intensidad del campo eléctrico E, pueden producirse ionizaciones secundarias por parte de los electrones que derivan y se aproximan al ánodo, hasta la superficie del ánodo x_a. Se asume que en la proximidad del hilo el coeficiente α es proporcional a la presión y función del campo eléctrico reducido E/P:

$$\frac{\alpha}{P} = Af(\frac{-BP}{E}) \tag{2.28}$$

Existen aproximaciones diversas a la función f de la expresión 2.28. Asimismo el proceso de multiplicación ha sido simulado a través de un modelo de Monte Carlo por diversos autores [76].

Es importante señalar la influencia en la ganancia de una mezcla de Argon y CO_2, del aumento en la proporción de éste último. Cuando aumenta la cantidad del gas CO_2 disminuye el coeficiente α para un mismo valor del campo eléctrico reducido y de la presión y por tanto lo hace también la ganancia, como puede comprobarse en la figura 2.10a y b. La razón es que el gas poliatómico absorbe sin ionizarse parte de las colisiones inelásticas que tienen lugar, de modo que disminuye la cantidad de electrones liberados por ionización en la región de avalancha. De este modo para conseguir la misma ganancia es necesario elevar la intensidad del campo en la proximidad del hilo [57]. Este efecto se da también con la adición de otros gases poliatómicos [58] como el Isobutano, el Etano o el Dimetil éter. El comportamiento de una mezcla en la región de avalancha será un factor más a considerar en su elección.

En los detectores objeto de estudio en la presente memoria, el valor de la ganancia es del orden de 10^5, a una presión de 1 atm, una mezcla de gas Ar/CO_2 de 85%/15% y para la configuración de campo eléctrico empleada [93].

2.5.2 La estabilidad en la Multiplicación

El comportamiento estable en la multiplicación es necesario en las cámaras de deriva, de modo que las señales que se le presenten al previo a través del ánodo se repitan, y se produzcan en el tiempo de una manera predecible.

Diversos procesos pueden provocar un comportamiento inestable de las cámaras de deriva. Así por ejemplo puede ocurrir que un fotón emitido en la avalancha arranque un electrón del cátodo. Éste proceso puede realimentarse y producir una descarga continua. Del mismo modo iones excitados pueden arrancar electrones del cátodo con idéntico efecto, resultando en una cámara de comportamiento inmanejable. Además pueden producirse descargas. Si llamamos η al coeficiente de fotoemisión de electrones por el cátodo y G a la ganancia, experimentalmente se cumple que si $\eta G > 1$ se produce una descarga que hace incontrolable la cámara [59]. La prevención de estos efectos se ha logrado mediante la adición de gases llamados *quencher*, al gas noble. Una de sus propiedades útiles consiste en absorber energía eficientemente en los rangos en que la emiten los gases nobles en su proceso de desexcitación, inhibiendo de ese modo los fenómenos indicados más arriba. Para ello es necesario que estos gases tengan muchas libertades dinámicas que les permitan disipar la energía absorbida y secciones eficaces altas para dichos procesos de absorción.

2.6 Desarrollo de la señal

La señal en el hilo es inducida principalmente por los iones generados en la avalancha que tienen una movilidad mucho menor que la de los electrones.

La señal inducida en el ánodo es debida a la energía que el circuito externo debe suministrar para mantener las condiciones de campo eléctrico en que opera la cámara, si una carga q se desplaza dr, la energía que adquiere en este desplazamiento la aporta el campo, es decir el circuito externo. La variación en el potencial del hilo es [38]:

$$dV = -\frac{q}{CV_h} E(r)dr \tag{2.29}$$

siendo q la carga en movimiento, C la capacidad del sistema, V_h el potencial en el hilo, y $E(r)$ el campo eléctrico en el punto r.

Para evaluar la forma del potencial $V(t)$ en el ánodo en función del tiempo debemos integrar la expresión 2.29. Teniendo en cuenta que el campo eléctrico en las cercanías del hilo, a la distancia r alrededor de las $50 - 100\ \mu m$, lo podemos aproximar a la expresión del campo con simetría cilíndrica:

$$E(r) = \frac{CV_h}{2\pi L\epsilon_0\, r}, \tag{2.30}$$

Resultando que la expresión 2.29 integrada es:

$$V(t) = -\frac{q}{2\pi\epsilon_0 L}\log\frac{r}{a}, \tag{2.31}$$

siendo a el radio del hilo. A continuación asumiendo que la velocidad de los iones es: $v(r) = \mu\frac{E(r)}{P}$, siendo μ la movilidad de los iones, y P la presión, e integrando dicha ecuación tras sustituir la expresión del campo E:

$$r(t) = \sqrt{\frac{\mu C V_h \; t}{P\pi\epsilon_0} + a^2}. \tag{2.32}$$

Esta expresión sustituida en 2.31 resulta en la expresión:

$$V(t) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 L}\log(1 + \frac{t}{t_0}), \tag{2.33}$$

que es la forma de la dependencia temporal de la señal inducida en el hilo. Esta señal inducida tendrá una duración máxima limitada por el tiempo de migración de los iones positivos al cátodo. Una red RC de desacoplo de la alta tensión a los electrodos, deriva la señal inducida y acelera la respuesta en tiempo.

2.7 El programa *GARFIELD* para la simulación de cámaras de deriva

El programa GARFIELD [62, 61] simula el comportamiento de una cámara de deriva a partir de su descripción, que incluye la configuración de potenciales que definen el campo eléctrico, el gas o mezcla de gases utilizada, y las condiciones de temperatura y presión en que tiene lugar la operación de la cámara. GARFIELD evalúa el campo eléctrico en cualquier punto, obtiene la distribución de tiempos de llegada al ánodo, la relación espacio temporal en la llegada de los electrones al ánodo para una traza determinada, y las líneas de deriva desde una traza cualquiera definida por el usuario. Además evalúa la señal inducida en el ánodo así como la ganancia, para lo cual requiere información sobre la distribución de tamaño de *cluster*, sobre la movilidad y difusión transversal y longitudinal de los iones formados en la avalancha, el coeficiente de Townsend y el modelo de multiplicación que se contemple. GARFIELD obtiene estos coeficientes a partir de un interfaz al programa MAGBOLTZ [61], mediante el cual se especifica la mezcla de gas utilizada.

Este programa fue desarrollado por S. Biagi [65, 66]. MAGBOLTZ calcula las propiedades de transporte para los gases de la tabla 2.5. También evalúa el primer coeficiente de Townsend, el coeficiente de captura, y el ángulo de Lorentz en presencia de un campo magnético. En la tabla 2.5 se citan los parámetros que requiere para efectuar sus cálculos, entre los cuales son necesarios la presión, la temperatura y el campo magnético. El propio programa contiene la descripción de muchos gases, es decir sus secciones eficaces de colisión elástica, inelástica, excitación e ionización.

El procedimiento que utiliza Biagi se basa en el desarrollo teórico de Kumar *et al.* [63] que resuelve numéricamente la ecuación de Boltzmann del transporte y asume que la función de distribución de los electrones, desarrollada en serie de polinomios de Legendre, es aproximable al tercer orden. Como consecuencia de dicha

Parámetros de entrada	Parámetros de salida	Gases utilizados
Temperatura	Velocidad de deriva	$Ar, Kr, Ne,$
Presión	Difusión longitudinal	$He^2, He^3, Xe,$
Ángulo entre campos	Difusión transversal	$CH_4, C_2H_6, CH_3OH,$
Campo eléctrico	Ángulo de Lorentz	$N_2, CO_2, H_2O,$
Campo magnético	Coeficiente de Townsend	O_2, CF_4, C_2H_4
Gases	Coeficiente de captura	C_2H_2, C_3H_8
Fracción gases (%)		
Precisión en el cálculo		

Tabla 2.5: *Parámetros de entrada y coeficientes calculados por el programa MAGBOLTZ para diferentes gases[62].*

aproximación se esperan imprecisiones del orden del 1, 2 y 3% para la velocidad de deriva, el coeficiente de difusión longitudinal y el de difusión transversal respectivamente [65]. Sin embargo puede especificarse que se desea menor precisión, aproximando incluso al primer término de la distribución. Estos coeficientes dependen además de la bondad de los datos de que dispone el programa sobre las secciones eficaces de los gases sujetos a estudio. El primer coeficiente de Townsend es menos preciso, y da una indicación. El coeficiente de captura es asimismo poco preciso y se ve muy afectado por la presencia de impurezas que muestren afinidad por los electrones, entre las que cabe citar el vapor de agua, el etanol, el oxígeno, etc.

El programa GARFIELD, junto con el programa de descripción del detector CMS, GEANT [67], ha sido utilizado en la simulación de la celda de deriva propuesta para las cámaras de muones del experimento CMS cuya descripción se da en el capítulo 3. En dicho capítulo se muestra el efecto sobre la linealidad de la celda, obtenido por simulación, de diferentes configuraciones de electrodos.

2.8 Conclusiones

La exposición precedente da cuenta de los fenómenos físicos implicados en la detección de partículas cargadas mediante cámaras de deriva. A continuación indicamos, a modo de resumen y conclusión del presente capítulo, las propiedades que deben poseer los gases para que las cámaras sean operables eficientemente.

2.8.1 Propiedades necesarias de los gases en las cámaras de deriva

- *Velocidad de deriva constante y estable.* De modo que se dé una relación lineal entre el espacio y el tiempo, lo más estable posible. Para valores del campo eléctrico reducido de $1KV\ cm^{-1}\ atm^{-1}$ [43], se alcanza la velocidad de deriva saturada en mezclas de Argon e hidrocarburos. La linealidad se ve afectada en cualquier caso por efectos de carácter geométrico, si al atravesar la cámara una partícula con un ángulo, deja su rastro de ionización en posiciones no equidistantes del ánodo. Este efecto se combina con el de la forma de la señal: si el umbral para la misma no es bastante bajo, la llegada de una cantidad suficiente de electrones a la zona de multiplicación presentará variaciones en el tiempo que dependerán de la posición en que haya tenido lugar la ionización primaria, quedando perturbado el comportamiento lineal.

  Esta estabilidad frente al campo es importante además, porque de otro modo ocurriría que variaciones locales del mismo debidas a imperfecciones de construcción, afectarían gravemente al funcionamiento de la cámara.

- *Buen comportamiento de la resolución.* La resolución con que medimos el punto por el que pasó un muon depende de diversos factores. Cabe destacar la difusión en el gas, que hemos comentado, y que puede minimizarse mediante la adición de gases *fríos* como el CO_2, que disminuyen la energía característica, siempre limitada inferiormente por la agitación térmica del gas. El efecto de esta dispersión de la nube electrónica sobre la resolución, depende del nivel de discriminación empleado. Por otra parte la estadística de la ionización primaria también afectará, tanto más cuanto más cerca del hilo, a la resolución.

- *Buen comportamiento frente a un campo magnético.* El campo magnético modifica las trayectorias y disminuye la velocidad de deriva aparente. El comportamiento es diferente según el campo magnético sea paralelo o perpendicular al campo eléctrico, en el primer caso disminuye la difusión. Estas distorsiones pueden provocar la pérdida de electrones, viéndose afectada la eficiencia de detección. Para evitar este efecto deben estudiarse experimentalmente los comportamientos de la velocidad de deriva y del ángulo de Lorentz para distintas mezclas de gas y *quencher* en diferentes campos magnéticos, eligiendo así, las condiciones de operación en que el ángulo de Lorentz sea lo suficientemente pequeño para no perturbar los requerimientos de eficiencia y resolución.

- *Buen comportamiento frente en la multiplicación.* Se ha señalado que el aumento en la proporción del *quencher* disminuye la ganancia en la zona de avalancha, si bien éste es necesario para asegurar la estabilidad en el funcionamiento de la cámara. Debe comprobarse si en la mezcla utilizada el efecto sobre la ganancia afecta a la eficiencia y la resolución.

Capítulo 3

Las Cámaras de Deriva en el Detector Central de CMS

En el capítulo 2 se ha explicado la naturaleza de los fenómenos físicos implicados en la detección de partículas cargadas mediante cámaras de deriva. En este se describe el diseño, prestaciones y disposición de las cámaras de deriva en el experimento CMS.

3.1 Condiciones de operación y motivaciones

Las condiciones en que operará CMS son tales que el flujo de partículas esperado en el Detector Central de Muones es relativamente bajo y además el campo magnético es poco intenso. Esto posibilita la utilización de Cámaras de Deriva. El tamaño de la unidad de detección fundamental, esto es, la celda de deriva, se puede acomodar de modo que cuanto menor sea, tanto menor sea el flujo de partículas que la atraviesen. Por otra parte el factor económico limita el número de canales que puede tener un diseño. Además cuanto mayor sea la celda, más grande será a su vez el tiempo de captación de la señal de paso de un muon y mayor la probabilidad de que coincidan durante dicho tiempo varios sucesos de interés que requieran de una electrónica de multiseñal (*multihit*) que los registre. Se ha encontrado que una distancia de deriva de aproximadamente 2 cm, que supone un tiempo de deriva máximo del orden de $350 - 400$ ns, es un buen compromiso con todos estos factores [3].

Las celdas de deriva constituyen tubos independientes definidos por los electrodos y los planos de masa que los separan perfectamente (ver figura 3.2). De este

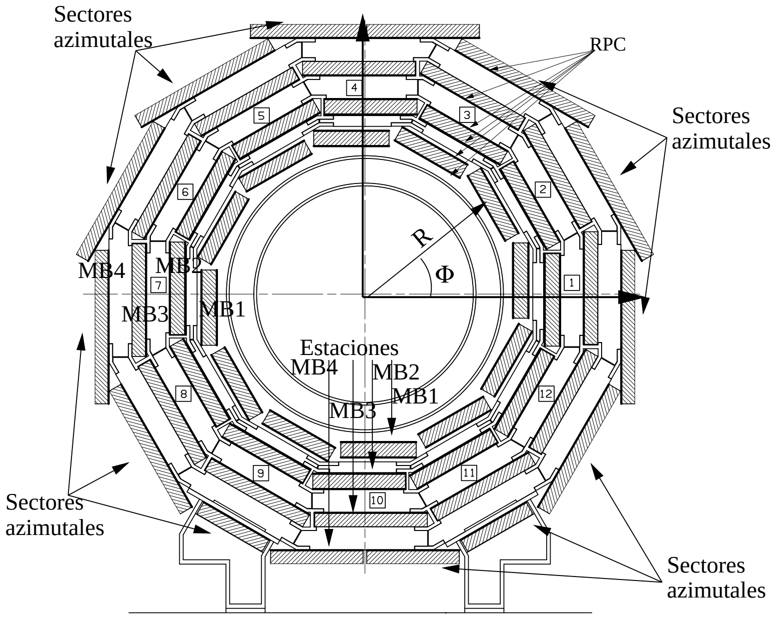

Figura 3.1: *Vista perpendicular al eje de los haces (plano R, Φ) de una rueda del Detector Central de Muones de CMS. Pueden verse los cuatro conjuntos concéntricos de estaciones MB: $MB1, MB2, MB3, MB4$, desde el interior al exterior, cada uno de los cuales consta de las* 12 *cámaras correspondientes a los* 12 *sectores azimutales. Los* 12 *sectores azimutales son identificados mediante números. Los detectores RPC se denotan como una línea gruesa en el borde de la cámara.*

modo se alcanzan dos efectos beneficiosos; se desacoplan los canales de modo que el *debris* electromagnético que acompaña al muon, no afecte celdas contiguas, y se evita la posibilidad de que la rotura de un hilo afecte directamente a dichas celdas. Estas celdas se estructuran en Cámaras (véase la figura 3.7) cuyas dimensiones vienen determinadas por consideraciones de carácter mecánico y de ensamblaje en el conjunto del detector. Así, la dimensión de las cámaras en el sentido del eje Z del detector, el de los haces, que es del orden de 2500 mm, está determinada por la de las 5 ruedas que constituyen el Detector Central. La dimensión en el plano R, Φ está determinada por el sector azimutal, de los 12 que constituyen cada rueda (que pueden verse en la figura 3.1), a que corresponde la cámara y por el tipo de estación de que se trata: MB1, MB2, MB3, MB4, según su distancia al eje de los haces. La colocación en Φ de las diferentes estaciones maximiza la aceptancia en ángulo sólido, de modo que cada muon atraviese al menos tres estaciones.

Dos capas de detectores RPC (*Resistive Plate Chamber*) de alta resolución temporal acompañan a las estaciones MB1 y MB2, y una capa de RPC a las estaciones

MB3 y MB4. En la figura 3.1 se indica la ubicación de estos detectores, los cuales acompañan a las Cámaras de deriva con propósitos de trigger dada su alta precisión temporal.

El diseño de cada Cámara es tal que la identificación de la traza de un muon es redundante a fin de asegurar una detección eficiente. Esta redundancia responde a la necesidad de evitar el efecto pernicioso en la reconstrucción de la traza que tendrían las cascadas electromagnéticas que acompañan a un muon de energía media, por producir señales espúreas en nuestras celdas. Sin contar con el fondo de señales procedente de los neutrones y la radiación gamma. La redundancia se consigue a través de un diseño en el que las celdas de deriva se organizan en diferentes capas, de modo que un muon tras cruzarlas, por haber más de las geométricamente necesarias para la caracterización de la traza, produce una serie de señales que la definen con gran eficiencia [60].

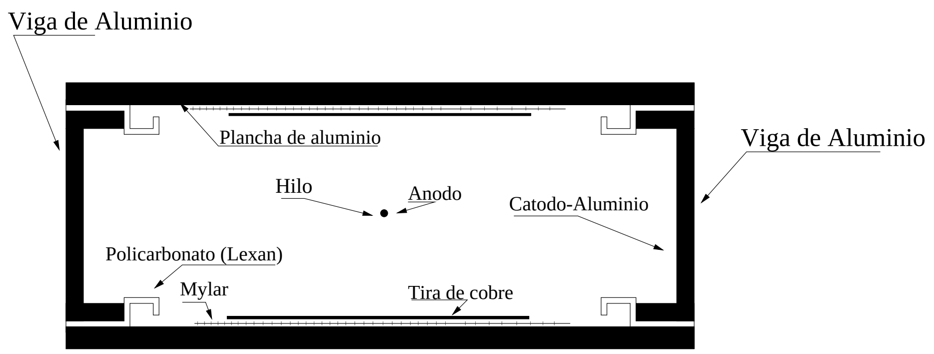

Figura 3.2: *Celda de deriva en la que se muestran los electrodos que conforman la estructura de su campo eléctrico.*

La Cámara de deriva de la figura 3.7, consiste en 3 unidades de 4 capas de celdas de detección, llamadas supercapas. En la figura 3.6 puede verse un dibujo de una supercapa típica en el que se aprecian las celdas de deriva que describimos a continuación.

Es fundamental señalar la importancia que para la operación de las cámaras tiene la linealidad de la relación espacio temporal. Pues el subsistema de *trigger* de muones (ver sección 3.4), realiza una detección de la traza correspondiente a un muon candidato −localmente recta−, basada en el ajuste lineal de tiempos, cuya eficiencia depende por tanto de la bondad de dicha linealidad.

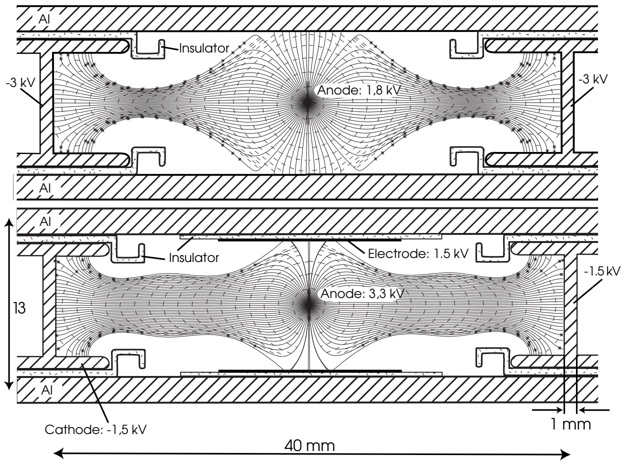

Figura 3.3: *Sección de la celda de deriva para dos configuraciones diferentes de los electrodos en las que se muestran las líneas de deriva que define el campo para los potenciales indicados. Asimismo se muestran las líneas isócronas en pasos de* 20 *ns de diferencia. En la de arriba no existen electrodos de tira de Cobre y en la de abajo sí. La figura ha sido obtenida con la herramienta GARFIELD comentada en el capítulo 2 [96].*

3.2 Diseño y simulación de la Celda de Deriva

La celda propuesta presenta una sección de 40×13 mm. Consta de 5 electrodos, que pretenden crear un espacio homogéneo para la deriva, dichos electrodos son, como se muestra en la figura 3.2, las dos vigas de Aluminio, los electrodos de tira de Cobre que contribuyen a la linealidad del espacio frente al tiempo, y mejoran la resolución de la celda, y el hilo central que constituye el ánodo recolector de los electrones procedentes de la ionización. En la figura 3.3 se muestra la diferencia entre una configuración sin electrodos de tira de Cobre y otra con ellos, observándose a partir de las líneas isócronas de ambos dibujos que los electrodos mejoran la linealidad de la relación espacio temporal.

Los cátodos tienen una altura de $9.6\,mm$ y $1.2\,mm$ de espesor, y están sometidos a una tensión de $-1800\ V$. Están separados de las planchas de Aluminio a través de policarbonatos plásticos de Lexan [94] de 0.5 mm de espesor, pegados a las planchas. La anchura de su base resulta de un compromiso entre la estabilidad mecánica necesaria, tanto mejor cuanto mayor la base, y el efecto de dicha anchura sobre el funcionamiento y en particular la linealidad espacio temporal de la celda, tanto peor cuanto mayor la base. En la figura 3.4 se muestra la desviación respecto a dicha linealidad en función de la distancia al ánodo, para diferentes anchuras

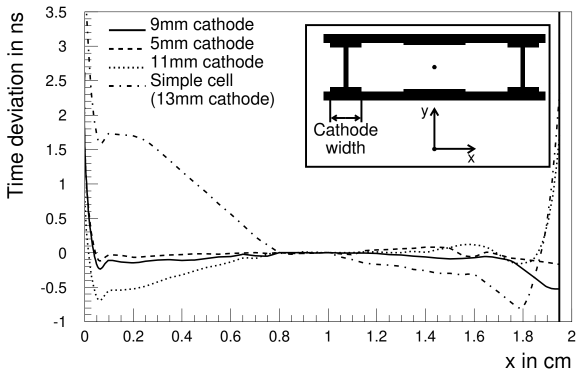

Figura 3.4: *Desviación respecto a la linealidad espacio temporal en función de la distancia al hilo para diferentes anchuras de la base del cátodo y para la celda sin electrodos de Cobre, obtenida mediante la utilidad GARFIELD [96]. Los valores de tensión empleados en la simulación son* $1.9\ KV : -3\ KV$ *para ánodo y vigas respectivamente en el caso de la celda sin electrodos; y* $3.6\ KV : \pm 1.75\ KV$ *para ánodo por una parte y electrodos (+) y vigas (-) por otra en presencia de electrodos.*

de los cátodos y para la celda desprovista de electrodos de tira de Cobre con una anchura optimizada. Se observa en primer lugar que la celda sin electrodos presenta el peor perfil, como se comentó más arriba, y que dicho perfil mejora con la disminución en anchura.

Las tiras de Cobre tienen una anchura de 14 mm, un espesor de 0.07 mm y están separadas de las chapas de Aluminio a través de una tira de Mylar [94] pegada a la misma y con una anchura de 20 mm, de modo que sobresalen 3 mm de Mylar en cada parte de la tira de Cobre, protegiéndolo de este modo de descargas a la plancha que está a 0 V. Su tensión de operación es de +1800 V. El hilo es de acero inoxidable (AISI-304L) y tiene un diámetro de 50μm. Su tensión de operación es de +3600 V.

La celda de deriva debe ser capaz de proporcionar una resolución de 250 μm, y alejarse de la linealidad 150 μm como mucho, para cumplir con los requisitos generales que se le exigen a cada Cámara. Esto implica de una parte una elección cuidadosa de la mezcla de Ar/CO_2 con que se quiere operar y para la cual se ha estimado una proporción de 85%/15%, a presión atmosférica; y unas precisiones mecánicas del orden de 100 μm en el posicionamiento de los hilos, del mismo orden entre capas de una misma supercapa y finalmente de unos 500 μm para el posicionamiento de los electrodos de tira de Cobre. Se ha estudiado el efecto del

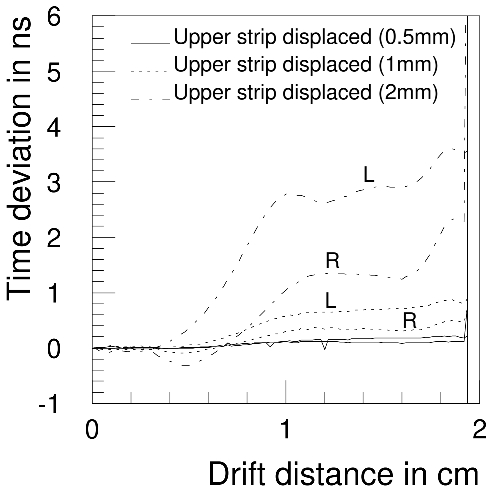

Figura 3.5: *Desviación del comportamiento lineal de la relación espacio temporal para diferentes desplazamientos horizontales de un electrodo de tira de Cobre. Donde la curva señalada como L corresponde a un desplazamiento hacia la izquierda del electrodo superior y la señalada como R corresponde a un desplazamiento hacia la derecha.*

error en el posicionado de los electrodos de tira de cobre y de las vigas, sobre la linealidad de la celda, obteniéndose que el valor de 500 μm permitido es un buen margen para asegurar dicha linealidad. En la figura 3.5 se muestra el efecto del desplazamiento de un solo electrodo en un sentido (el derecho por ejemplo) para ambos lados de la celda, izquierda y derecha.

3.3 Diseño de las Cámaras

La unidad fundamental en la construcción de la Cámara es la Supercapa. Cada Supercapa es la asociación de 4 capas de celdas de deriva, desplazadas por media celda, como se muestra en la figura 3.6.

Cada cámara está formada por 3 supercapas. Dos de ellas, las exteriores, tienen la misión de medir la coordenada Φ del muon, y presentan sus hilos paralelos al eje del haz; y la interior la coordenada Z, con sus hilos perpendiculares al haz. Su disposición es la que se muestra en la figura 3.7.

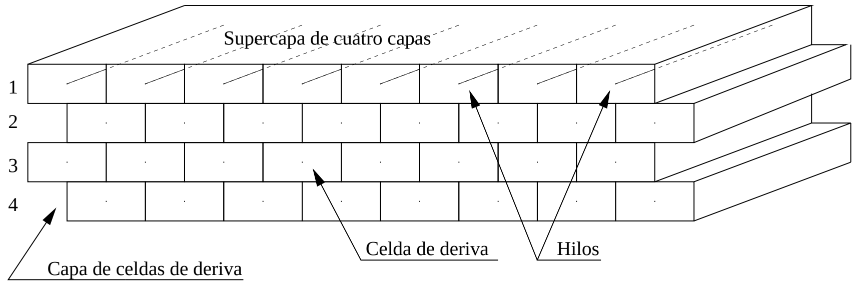

Figura 3.6: *Esquema de una Supercapa de cuatro capas.*

Un espaciador separa una supercapa Φ de la supercapa Z. Éste está construido con panal de abeja (*honeycomb*) al objeto de maximizar la rigidez para un peso mínimo. Esto mejora la resolución angular, por disponer de un brazo de palanca mayor entre las dos supercapas exteriores, destinadas a la medida de R, Φ, y da rigidez mecánica a la cámara.

Los muones procedentes del punto de interacción atraviesan primero una supercapa Φ, a continuación una supercapa Z y finalmente una supercapa Φ.

La precisión en el diseño mecánico de las cámaras viene determinada por el requerimiento de alcanzar una precisión de 100 μm en la detección de un punto de la traza en el plano R, Φ en cada cámara, que se alcanza con una precisión de 250 μm en cada una de las 8 medidas, una por capa de celdas, de que disponemos en las 2 supercapas que dan cuenta de dicho plano.

3.4 El *Trigger* de la Cámara

El objetivo del trigger de cada cámara es seleccionar candidatos a segmentos de la traza de un muon en cada cámara, midiendo su posición y dirección e identificando el cruce de haces al cual pertenecen. Los circuitos de trigger de las cámaras, llamados BTI (*Bunch and Track Identifiers*), generan un trigger en cada supercapa de la cámara cuando es posible alinear las señales de al menos tres de sus capas. Para ello cada circuito BTI opera sobre un grupo de nueve hilos agrupados como se muestra en la figura 3.8, solapándose los grupos de celdas asignados a BTI consecutivos para asegurar que cualquier traza posible está siempre contenida completamente en un grupo asignado a un BTI.

Cada una de las señales detectadas al paso de un muon, es inyectada en un registro de desplazamiento de tal manera que tras un tiempo fijo igual al tiempo máximo de deriva en una celda, se produce su alineamiento. Este procedimiento se denomina Método del *Mean Time* [91]. Al producirse el reconocimiento de una

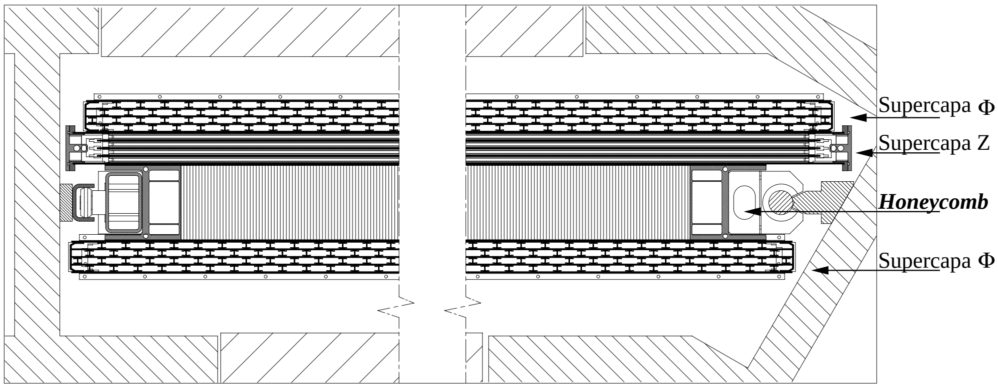

Figura 3.7: *Cámara de deriva típica del Detector Central de Muones. Se muestra la vista en el plano R, Φ, perpendicular al eje del haz. Se observan las supercapas que dan cuenta de la coordenada Φ con las secciones de las celdas en el plano del dibujo, así como la supercapa que da cuenta de la coordenada Z, cuya sección no se ve. El* honeycomb *liga la estructura al conjunto del Detector.*

traza un tiempo fijo después de su paso por la supercapa, es posible identificar el cruce de haces a que pertenece [3]. Por esta razón en el desarrollo de prototipos de cámara para CMS, es muy interesante estudiar si el tiempo máximo de deriva se verá afectado en las condiciones en que éstas operarán (véase capítulo 4). Del mismo modo reviste importancia la producción de trazas extra, que por perturbar la detección de la señal procedente del muon −o ser detectadas en su lugar−, y no estar correlacionadas en tiempo con las demás señales producidas por dicho muon, pueden afectar a la eficiencia del *trigger*. Las señales procedentes de los BTI de las dos supercapas (Φ, Z) son enviadas a unos circuitos denominados TRACO (*Track Correlator*), cada uno de los cuales selecciona los dos mejores segmentos que ha detectado, correlacionando subsegmentos de la supercapa Φ más interna con la más externa de acuerdo con la topología que mostramos en la figura 3.9.

La señales procedentes de la supercapa Z se utilizan para producir una condición de trigger si el segmento detectado apunta al vértice de interacción. Su información es asimismo utilizada por los TRACO para eliminar ruidos. Desde los TRACO los datos son enviados a los dos *Trigger Server* de la cámara: uno para las supercapas Φ y otro para la supercapa Z, que seleccionan los datos que envían al trigger de muones global.

La información es enviada al trigger de muones global en sincronía con el cruce de haces, es decir, con un periodo 25 ns.

Cabe resaltar que la precisión en posición y ángulo del *trigger* es mucho peor que la que se alcanzará a través del análisis de los datos provistos por los TDC si

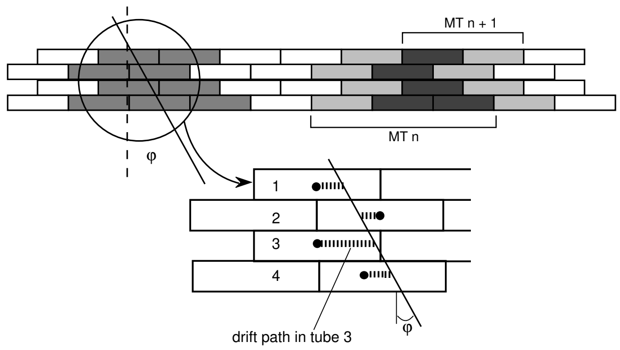

Figura 3.8: *Funcionamiento del BTI.*

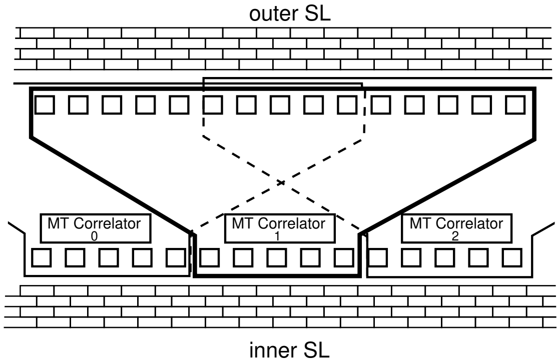

Figura 3.9: *Funcionamiento del TRACO.*

finalmente el suceso se considera de interés.

3.5 Conclusiones

El experimento CMS para el LHC va a emplear cámaras de deriva para medir el momento de partículas cargadas curvadas por un campo magnético. El gran volumen que ocupa el detector, necesario para obtener una curvatura suficiente, excluye la utilización de gases inflamables, la mezcla Ar/CO_2 cumple con esta condición. Esta mezcla presenta además un comportamiento de velocidad de deriva saturada y estable bueno, en un rango amplio de valores del campo eléctrico a presión atmosférica, asumibles en las condiciones en CMS [55]. Las cámaras deben medir con una resolución de 250 μm la posición de la partícula. Deben hacerlo además en presencia de un campo magnético moderado. Deben ser capaces de operar a flujos altos. La mezcla de gas que se emplee debe presentar en un rango de 2 cm, una difusión longitudinal que no afecte al objetivo de 250 μm, a este respecto el CO_2 es un gas frío que combinado adecuadamente con el Ar verificará esta exigencia. El comportamiento del ángulo de Lorentz debe ser tal que éste no alcance valores que pongan en peligro las condiciones de operación de las cámaras en las regiones donde se prevé que el campo sea moderado. El campo residual al que estarán sometidas las cámaras será inferior a 0.4 T salvo en algunas zonas en que alcanzará 0.8 T.

Capítulo 4

Contrucción y pruebas de un prototipo de tamaño reducido

4.1 Introducción

En este capítulo describimos la construcción y pruebas de un prototipo de cámara de deriva para el Detector Central de Muones de CMS. Este prototipo consta de cuatro supercapas con cuatro capas de celdas de deriva cada una. Se construyó durante los primeros cuatro meses del año 1996, y fue trasladado al CERN donde se tomaron datos durante un período de tiempo de más de un mes, con el objetivo de evaluar su comportamiento y prestaciones al ser sometido a un haz de muones de alta energía. Los requerimientos de precisión en la medida de la traza de un muon, así como los del *trigger* de primer nivel de las cámaras de deriva en el Detector Central en CMS han sido expuestos en el capítulo 3. El objetivo de la prueba del prototipo en un haz de muones en el CERN es evaluar el grado de cumplimiento de aquellos requerimientos. Por otra parte su construcción ha servido para valorar y fijar procedimientos de construcción con vistas a una producción masiva de cámaras para el detector CMS. Los resultados que se presentan en este capítulo han sido objeto de varias publicaciones junto con los obtenidos por otros grupos miembros de la colaboración CMS [97, 98, 95, 94].

Al objeto de ejecutar el estudio comentado más arriba, se elaboró una programación de toma de datos en la que se barrieron las variables relevantes para la operación de CMS en sus rangos de interés. Dicho plan incluía el estudio del comportamiento del prototipo:

- frente al ángulo de incidencia de un muon respecto al plano de las celdas,
- frente a los diferentes valores de los potenciales de los electrodos que definen el campo en el interior de cada celda,
- frente a las diversas componentes del campo magnético que afectarán a algunas cámaras durante la operación en CMS.
- Se evaluaron otros aspectos como la electrónica empleada, para lo cual se estudió la eficiencia en la detección frente al umbral de discriminación de la señal.

El capítulo empieza con la descripción del procedimiento de construcción del prototipo (sección 4.2), enfatizándose el objetivo de precisión en el posicionado de hilos anódicos (sección 4.3), sin el cual no hay referencia válida para la medida de la posición de paso del muon. Continúa con una descripción somera del dispositivo experimental para la toma de datos (sección 4.4), describe el procedimiento de análisis de datos (sección 4.5), explicando cómo se han obtenido los parámetros relevantes, para finalmente exponer los resultados obtenidos (sección 4.6). En la sección 4.7 se exponen los resultados obtenidos en presencia de un campo magnético que revisten especial interés porque algunas de las cámaras en el Detector Central estarán sometidas a campos magnéticos residuales moderadamente intensos y es necesario conocer en qué medida pueden verse afectadas sus prestaciones. Finalmente en la sección 4.8 presentamos las conclusiones.

4.2 Construcción del prototipo

4.2.1 Características del prototipo

La longitud de las celdas que constituyen el prototipo construido en el CIEMAT es de 500 mm, frente a los más de 2000 mm en las celdas de tamaño real que se usarán en CMS tal y como se explicó en el capítulo 3. Las celdas se organizan en 4 capas de 12 celdas cada una, para constituir una supercapa. Las capas segunda y cuarta están desplazadas respecto a las capas primera y tercera media celda con el objeto de determinar por qué lado de la celda ha pasado el muon. Esta cámara está formada por 4 supercapas apiladas y por un panal de abeja de aluminio interpuesto entre las supercapas segunda y tercera. Las supercapas se disponen de manera que los hilos de la primera y tercera son paralelos entre sí y perpendiculares a los de las supercapas segunda y cuarta.

Las celdas tiene una sección de 40 $mm \times 11$ mm. Están cerradas por chapas de aluminio de 2 mm de espesor en su parte inferior y superior. Dos vigas de duraluminio en forma de I mayúscula, de 10 mm de altura, 9 mm de ala, y 1 mm de espesor definen los laterales de la celda. Aislantes de Lexan [94] de 0.5 mm de espesor se interponen entre las vigas de aluminio y los planos de aluminio que están conectados a masa. Las vigas se han pegado a los aislantes, y éstos a las planchas, con pegamento epoxi (Araldit) [94] de dos componentes. En el centro de la celda se encuentra el ánodo que es un hilo de acero inoxidable (AISI-304L), de 50 μm de diámetro. Pegados a las planchas superior e inferior, y enfrentados al ánodo, existen unos electrodos para conformar el campo eléctrico con el fin de uniformizarlo en la región central de la celda. Estos electrodos consisten en una tira de cobre de 18 μm de espesor y 14 mm de ancho pegada a un soporte de Mylar [94] de 0.1 mm de espesor y 20 mm de ancho, el cual a su vez se adhiere a las planchas de aluminio. En los extremos de las tiras de Mylar y cobre hay una porción de 5 mm de Mylar sin cobre para evitar descargas del electrodo al plano de masa.

Los extremos del hilo son atenazados dentro de las ranuras de unos bloques de forma cúbica de latón de 4 mm de lado, uno de los cuales se muestra en la figura 4.1. Estos bloques se insertan en una pieza portahilos inyectada en plástico Uranil [94] cargado con fibra de vidrio. Tal como se indica en la figura 4.2 esta pieza se sujeta en posición por la tensión mecánica del hilo. La pieza portahilos dispone de un orificio por el cual un muelle suministra a los electrodos de cobre la alimentación eléctrica de alta tensión.

Los extremos de las vigas están terminados por dos tapones inyectados también en plástico Uranil, que llamamos bloques portavigas. Estos bloques poseen un agujero central por el que se alimenta eléctricamente a la viga que actúa como cátodo. Están pegados a los aislantes de Lexan y disponen de unas alas que sujetan a las piezas portahilos, compensando la tracción mecánica de los hilos, y manteniendo así estable el conjunto.

La estanqueidad de las cámaras se consigue mediante un cierre de gas para cada supercapa a lo largo de todo su contorno. Cada supercapa cuenta con una pletina de aluminio lateral, paralela a los hilos, de 5 mm de espesor, que se une a las chapas externas de las capas primera y cuarta mediante perfiles cuadrados de 10 mm. En el lado perpendicular a los hilos el cierre consiste en un perfil en forma de L, de dimensiones $20 \times 20 \times 52$ mm, que a través de tres ventanas permite el emplazamiento de circuitos impresos con los condensadores de desacoplo y con conectores para transportar las señales (véase la figura 4.3) o, en el lado opuesto de los hilos, el de las tarjetas que suministran la alimentación para la alta tensión a electrodos y vigas. Estas ventanas se cierran con tapas de aluminio atornilladas y selladas con juntas tóricas de silicona. En el lado de la señal, las tapas de las ventanas poseen pasamuros para el paso de las señales desde el interior de la supercapa al exterior. De estos pasamuros parten los cables planos hacia el

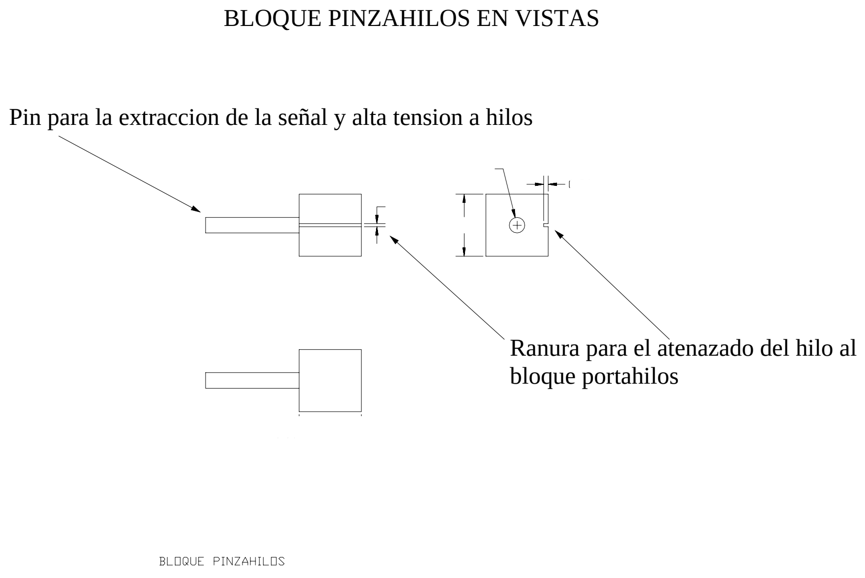

Figura 4.1: *En la figura se muestran las vistas del bloque de latón en que es atenazado el hilo.*

preamplificador. El sellado de los pasamuros se efectúa con pegamento Araldit [94].

La alimentación de alta tensión se realiza a través de pasamuros de teflón en el perfil en L, del lado de la señal para los hilos y del lado opuesto para vigas y electrodos.

En el interior de la supercapa un tubo de aluminio de sección rectangular, distribuye uniformemente el gas, y está pegado al perfil en L y a las chapas externas mediante Araldit.

4.2.2 Procedimiento de montaje

Queda dicho que la cámara consta de cuatro supercapas independientes. Estas se ensamblan para formar la cámara, pero cada una de ellas se monta independientemente. El procedimiento de construcción de cada supercapa requiere del montaje previo de algunas de sus partes, a saber, los hilos atenazados a los bloques de latón, las vigas pegadas al Lexan y los bloques portavigas, y el pegado de los electrodos a la chapa mediante una plantilla de aluminio.

Los hilos se atenazan al bloque de latón mediante una prensa de aire com-

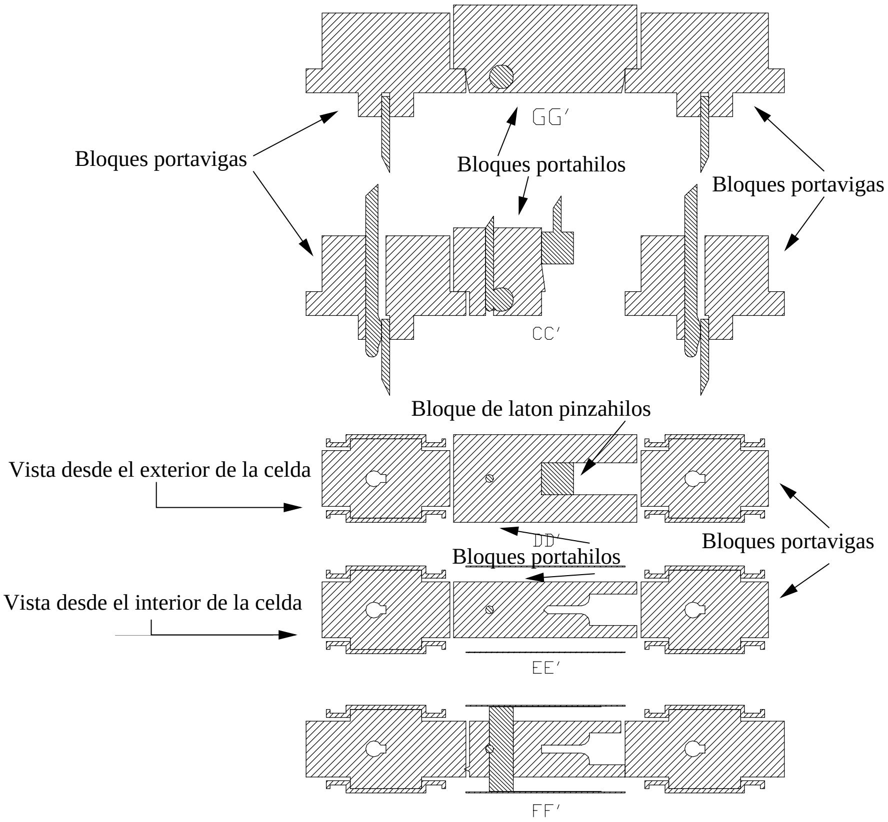

Figura 4.2: *En la figura se muestra los bloques portahilos y portavigas, así como la manera en que los bloques portavigas sujetan a los bloques portahilos. Se señala asimismo un bloque de latón pinzahilos en el interior del correspondiente bloque portahilos.*

primido, siendo ajustable la longitud del hilo. Los detalles del procedimiento de atenazado que se ha seguido, así como de la utilización de la prensa pueden encontrarse en la referencia [94]. Como se ha comentado las chapas llevan pegados los electrodos de tira de cobre antes de proceder al montaje de la supercapa. Para ello se requiere de una plantilla de aluminio del mismo tamaño que las chapas. Esta plantilla tiene ranuras para el alojamiento de los electrodos que se mantienen en la posición deseada mediante vacío provocado en un surco central. La precisión que se pretende se consigue mediante unos topes. Las vigas se pegaron con Araldit a los aislantes de Lexan mediante una plantilla. Las supercapas se han montado sobre una mesa de granito de 1 $m \times 1$ m, en la cual, mediante bloques de acero

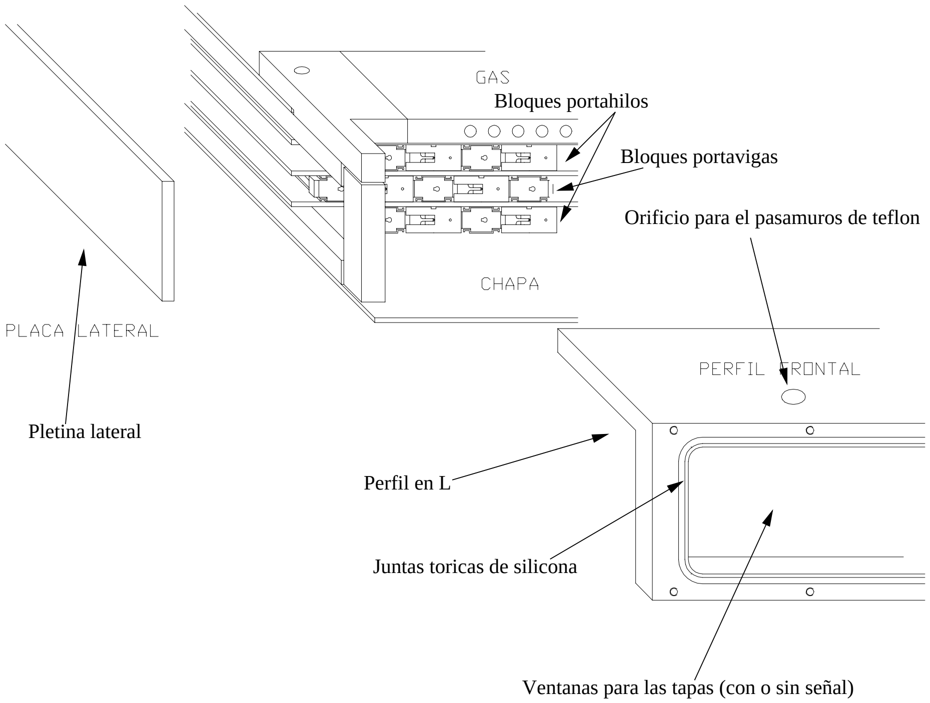

Figura 4.3: *Esquina de una supercapa en la que se muestra el cierre de gas.*

fijos a ella, se define el sistema de referencia respecto al que se posicionan los hilos de las diferentes capas.

El pegado de las vigas a las planchas ha requerido del diseño y construcción de un coordinatógrafo de dos dimensiones en el CIEMAT, que distribuye pegamento de una manera automática en toda la longitud de cada viga. Los ejes de movimiento se accionan mediante motores de corriente continua y el posicionado del cabezal distribuidor de pegamento se controla mediante codificadores rotatorios que envían sus señales a tarjetas con registros de control implementados utilizando circuitos FPGA de Actel [79]. El control se realiza mediante un procesador insertado en un bus VME que controla las tarjetas VME en donde se encuentran los circuitos FPGA. Tarjetas de potencia controladas desde los FPGA alimentan los motores [81].

El peine portavigas se muestra en la figura 4.4. Los bloques portavigas se sujetan al peine por medio de unos flejes que los presionan sobre unas fijas de acero. Dado que los bloques portahilos apoyan sobre los bloques portavigas, resulta que la precisión en el posicionado de hilos depende de las fijas del peine.

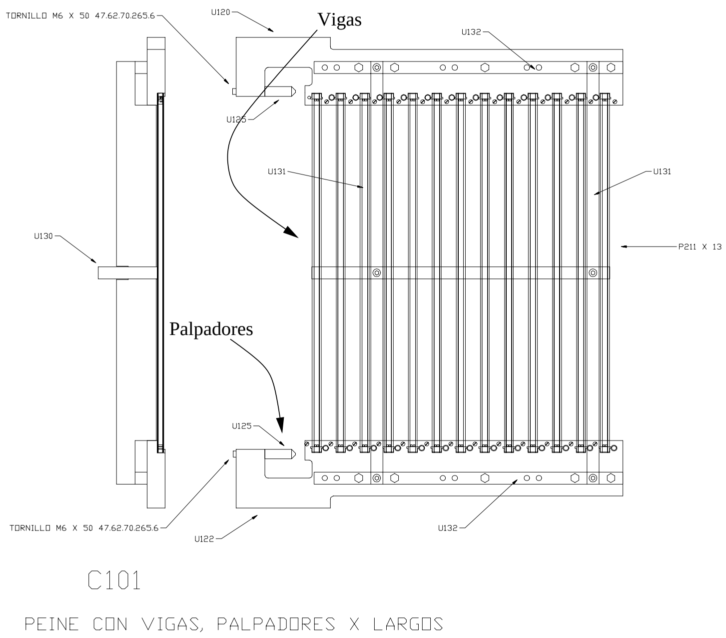

Figura 4.4: *Vigas preparadas sobre el útil portavigas.*

Montaje

La referencia global de cada supercapa viene dada por dos superficies o bloques que se atornillan a los bloques de referencia del mármol de montaje tal y como se indica en la figura 4.5.

Después se posiciona la plancha inferior, que es la primera y porta ya los electrodos de tira de cobre montados, se pega simultáneamente un lateral a la plancha inferior y a ambas superficies de referencia. Una vez fraguado el pegamento, el conjunto de la supercapa permanece solidario y atornillado a los bloques de referencia de la mesa. Seguidamente se cubre con cinta de protección el borde de la plancha y se dispensa pegamento. Se retira la cinta tras el dispensado, y se sitúa el peine con las vigas sobre el mármol de la mesa de montaje, apoyando los palpadores sobre las superficies de referencia Y. La posición en altura del peine se define mediante espaciadores situados debajo de sus laterales. El peine se atornilla al mármol con objeto de ejercer la presión necesaria para que el pegamento entre las vigas y la

PASO A DEL MONTAJE

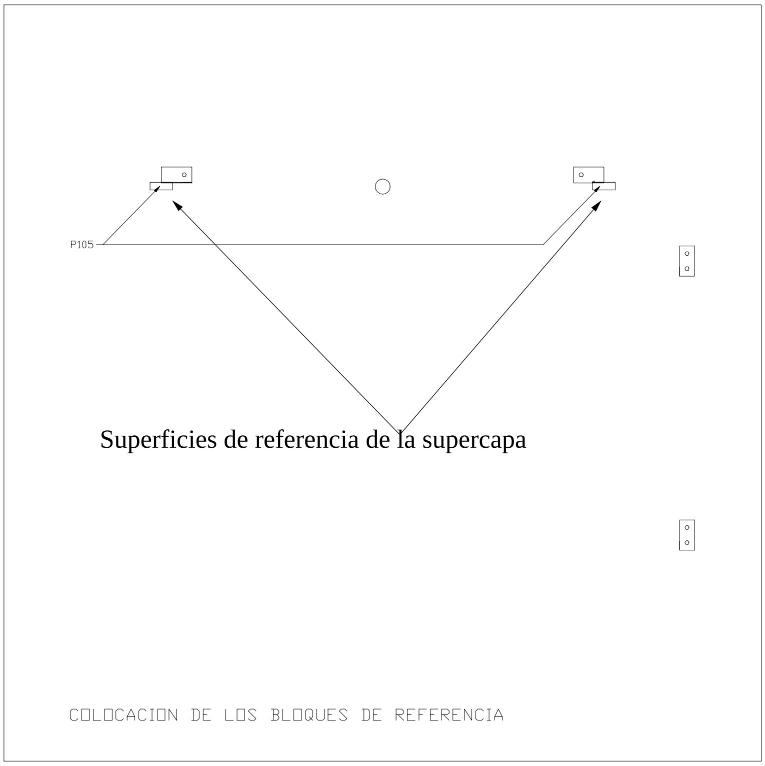

Figura 4.5: *Atornillado de los bloques de referencia (Paso A del montaje).*

plancha se extienda. En la figura 4.6 se muestra este paso.

Se deja fraguar el pegamento durante una noche. A continuación se procede a disponer los hilos, que han sido previamente atenazados a los bloques de latón como se comentó más arriba. Se montan los muelles de los electrodos. La primera capa resulta como se muestra en la figura 4.7. El proceso de construcción sigue con el pegado de la siguiente plancha de aluminio preparada con las tiras de electrodo montadas por sus dos caras. A continuación se pega otra capa de vigas pero se utilizan los peines con palpadores largos (20 mm más largos), pues capas consecutivas están desplazadas media celda, una con respecto a la otra. También se modifica la altura del peine añadiendo espaciadores Z. El procedimiento descrito se itera hasta completar las cuatro supercapas. El acabado definitivo de la supercapa requiere de diversas tareas adicionales de pegado del cierre de gas, instalación de pasamuros para la alta tensión, montaje de circuitos impresos de señal, montaje de circuitos

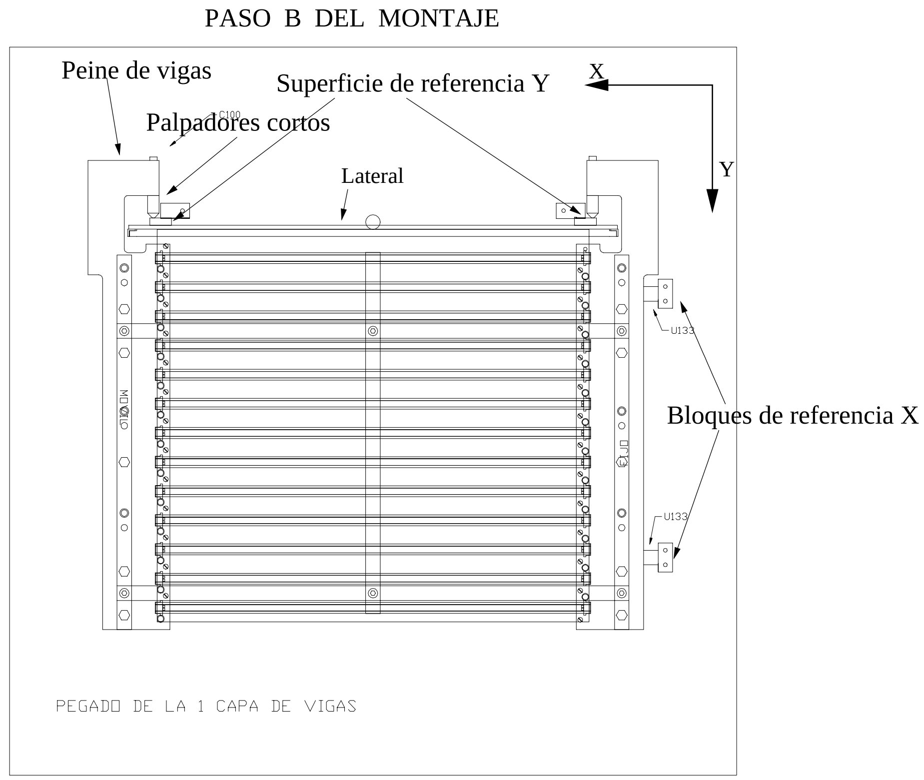

Figura 4.6: *Pegado de la primera capa de vigas (Paso B del montaje).*

impresos de distribución de alta tensión a vigas y electrodos, y la conexión de tomas de tierra a planchas intermedias.

4.3 Control de calidad

El prototipo fue sometido a diversas pruebas en aquellos aspectos críticos de la construcción y de su diseño que pueden afectar su funcionamiento. Se midió la precisión en el posicionado de los hilos y la estanqueidad de la cámara.

4.3.1 Precisión en el posicionado de hilos

El procedimiento de construcción de la cámara pretende asegurar el posicionamiento de los hilos anódicos con una determinada precisión, ya que son éstos los elementos sensibles con que se medirá la posición de paso de un muon. Esto ha requerido un diseño especialmente cuidadoso de los elementos sobre los que descansa

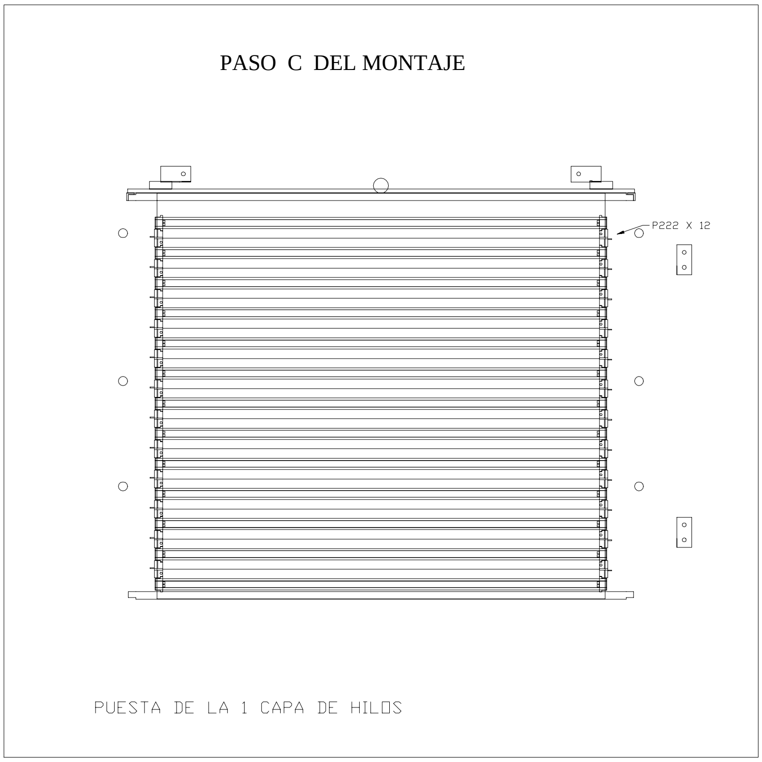

Figura 4.7: *Primera capa de hilos. Paso C del montaje.*

dicha precisión, a saber: el peine portavigas, sobre cuyas fijas apoyan, empujados por los flejes, los bloques portavigas; el bloque portahilos que apoya sobre el anterior, y los bloques de referencia sobre la mesa. La coordenada crítica es obviamente la coordenada Y que representa la separación entre hilos y da la posición de paso del muon, tal y como ésta se haya definida en los ejes de la figura 4.6. Las medidas obtenidas con un sistema de interferometría láser [82], con un error inferior a las 30 μm, dan como resultado una desviación respecto a la posición relativa deseada, no superior a las 100 μm. Este resultado se obtuvo para todas las capas de cada supercapa.

En la figura 4.8 mostramos los resultados de las medidas de las diferencias en las posiciones de los hilos respecto a su posición nominal para una capa. Los resultados evidencian la bondad del procedimiento que se ha seguido para asegurar una precisión de 100 μm en su posicionamiento.

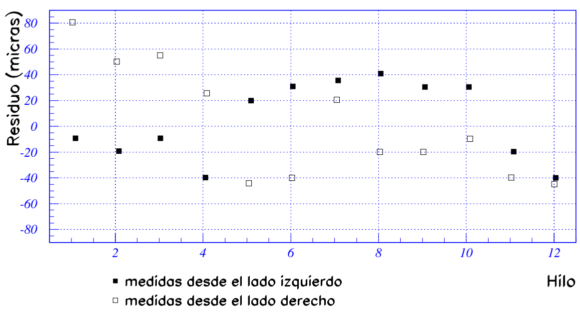

Figura 4.8: *En la figura mostramos las medidas de las diferencias de las posiciones de los hilos con respecto a la posición nominal, en μm, para cada hilo de una capa de ejemplo. No existen diferencias entre capas por cuanto se refiere al margen en el que se encuentran las diferencias.*

4.3.2 Pruebas de estanqueidad y alta tensión

La cámara fue sometida a una prueba de fugas con el fin de comprobar su estanqueidad, requisito sin el cual no puede garantizarse la bondad de la mezcla de gas con que se opera. Para detectar los lugares donde había fugas detectables se utilizó un medidor de fugas por conductividad térmica [80]. Tras cubrir con pegamento Epoxi algunos bordes de la cámara con el fin de eliminar fugas residuales, e introducir una sobrepresión (respecto a la presión atmosférica) de 0.02 atm, eran necesarias 2 horas para que desapareciese ésta, resultando un flujo de fugas de unos 0.16 l/h a dicha presión. En la toma de datos en el CERN se controló el nivel de Oxígeno en el gas siendo inferior a 60 partes por millón.

La cámara también fue sometida a una prueba de alta tensión, para lo cual sus electrodos se mantuvieron a tensiones del orden de 6000 V en aire y del orden de las de operación, que son 3300 V para los hilos, 1500 V para los electrodos de tira de cobre y -1500 V para las vigas, en una mezcla de gas Ar y CO_2 durante varios días a fin de detectar posibles puntos de descarga y proceder a su cura mediante pintura aislante "Gliptal". Tras la eliminación de las descargas, las fugas en hilos y vigas se mantuvieron por debajo de 1 μA, que es la sensibilidad de corriente de las fuentes de alta tensión empleadas.

4.4 Dispositivo experimental

4.4.1 El haz de Muones

El test del prototipo tuvo lugar en la zona experimental del haz $H2$ del acelerador SPS del CERN, durante los meses de Mayo y Junio de 1996. El haz $H2$ [72, 73] proporciona muones con momentos del orden de $200-300\ GeV/c$. Este haz se origina a partir de protones procedentes del SPS de $400 GeV/c$, en colisión con blancos de Berilio. La utilización de los dispositivos de imanes y colimadores disponibles en $H2$ permite la selección del tipo de partícula, así como del rango de momentos y tamaño del haz.

El haz $H2$ se utiliza como banco de pruebas para CMS, y en él operaba el detector $RD5$ [76]. Este detector estudiaba aspectos relacionados con la detección de muones en CMS y utilizaba dos imanes que simulaban el campo solenoidal($M1$) y el campo de retorno ($M2$) en CMS. Es precisamente el imán M1 el que se ha utilizado en el estudio del comportamiento del prototipo en un campo magnético. $M1$ es un imán dipolar con el que pueden alcanzarse campos de hasta 3 Teslas.

El disparo (*trigger*) en $H2$ viene dado por un sistema de 5 centelleadores. Mediante éstos, y tal y como se ilustra en la figura 4.9, se define el tamaño del haz es decir, el área por la que pueden pasar muones que hayan producido un *trigger*. También se define, con un *veto* adecuado, el espacio en el que no queremos que haya ninguna otra partícula cuando tiene lugar la condición de *trigger*.

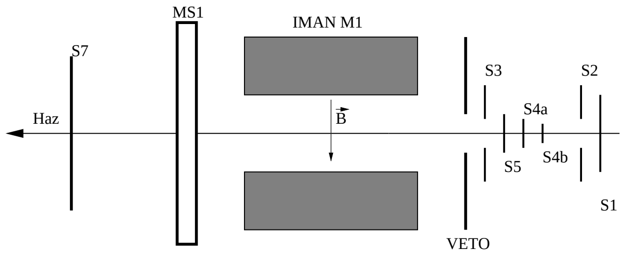

Figura 4.9: *Dispositivo experimental para la definición del trigger. Se muestra asimismo la posición del imán.*

Las dimensiones de S1 y S5 son $10\ \times 15\ cm^2$ y $15\ \times 15\ cm^2$ respectivamente y define el tamaño del haz. Los centelleadores $S4a$ y $S4b$ sirven para modificar el tamaño del haz.

El haz presenta un perfil gaussiano con una anchura σ de unos $8\ cm$ [74].

Las partículas se producen en paquetes (*spills*) de 2.5 s de duración, producidos cada 15 s aproximadamente.

Cuando tiene lugar la condición de trigger, los datos de la corriente en el imán así como los de los centelleadores, pasan a formar parte del flujo de datos global correspondiente al suceso.

4.4.2 Giro y campo magnético

La cámara fue emplazada entre las bobinas del imán $M1$ que se muestra en la figura 4.9. La cámara se sujetó en un soporte que permitía su giro alrededor de un eje vertical que se muestra en las vistas de la figura 4.10 y en la figura 4.11. En la figura 4.10 se muestra asimismo la dirección del campo magnético con respecto a la cámara.

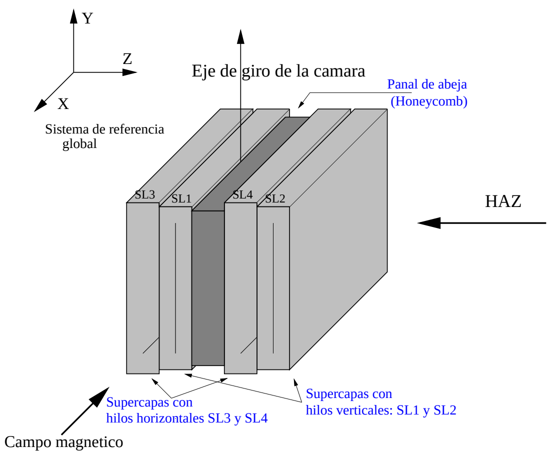

Figura 4.10: *Vista artística de la orientación de la cámara en el campo magnético. Se muestra el eje de giro. Se refiere el conjunto a un sistema de referencia global coincidente con el de la figura 4.11.*

4.4.3 La electrónica de *read-out*

Las cámaras suministran las señales al preamplificador NH19-6112 desarrollado para el experimento L3 [83]. La salida de los preamplificadores, diferencial analógica, es transportada a los discriminadores y de allí a los TDC como diferencial ECL. Los TDC son CAMAC multiseñal del tipo Le-Croy-2277 de 32 canales, operados en modo *common stop* [84]. El controlador CAMAC está gobernado por un VME y de éste los datos con los tiempos de deriva digitalizados son trasvasados a estaciones SUN y almacenados en cintas para su posterior estudio *off-line*.

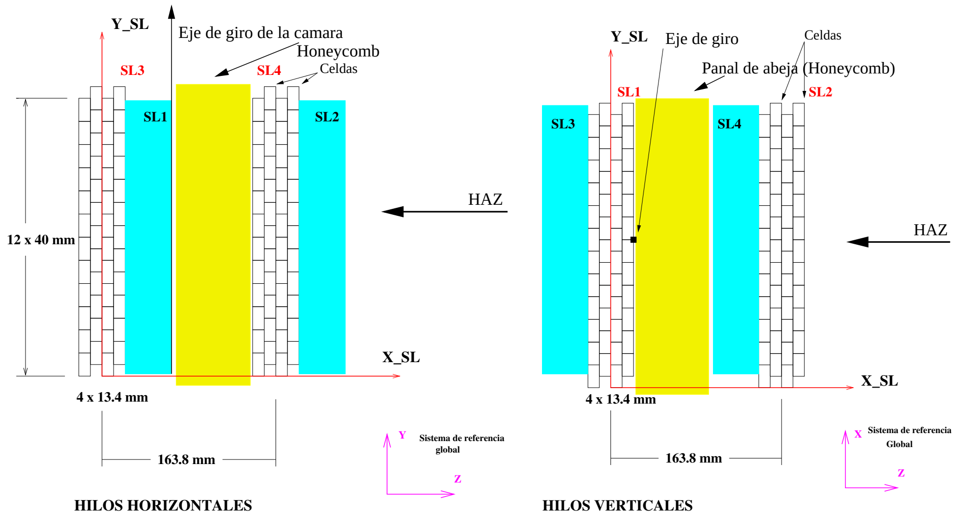

Figura 4.11: *En esta figura se muestra la disposición de las cuatro supercapas que constituyen el prototipo visto desde las perspectivas lateral a: (hilos horizontales), y desde arriba b: (hilos verticales). Se representa el eje de giro asociado al ángulo respecto al que se toman medidas, en las dos vistas. Se muestra en ambas figuras un sistema de referencia global para visualizar el conjunto, siendo los ejes X, Z los que definen el plano horizontal. Cada supercapa está dotada de su propio sistema de referencia respecto al que se efectúa el análisis, cuyos ejes se señalan en el dibujo como* Y_{SL} *y* X_{SL}.

Umbral (fC)	ángulo ($\circ$)	campo B (T)	Hilo (V)	Electrodo (V)	Viga (V)
4.4	0	0	3300	1500	-1500

Tabla 4.1: Condiciones de operación estándar.

4.4.4 Plan de la toma de datos

Las condiciones de operación estándar de tensiones en los electrodos, umbral de discriminación, ángulo de incidencia del haz (definido alrededor del eje de giro indicado en las figuras 4.10 4.11), y campo magnético son las de la tabla 4.1:

Para estudiar el efecto del campo magnético y del ángulo de incidencia se tomaron datos para todas las combinaciones de ángulo y campo magnético de la tabla 4.2, en condiciones estándar de umbral y voltajes.

ángulo ($\circ$)	campo B (T)
0	0.
14	0.2
24	0.4
34	0.8
44	1.0

Tabla 4.2: Se muestran las condiciones de campo magnético B y de ángulo de incidencia del haz en que se ha tomado datos.

El efecto de la electrónica se estudió variando los umbrales del rango de discriminación de los discriminadores utilizados según los valores de la tabla 4.3.

umbral (fC)
2.6, 3.2, 3.7, 4.4, 4.8, 5.5, 5.9, 6.6
7.7, 8.8, 11.0, 11.8, 12.9, 13.8, 14.9,15.9

Tabla 4.3: La tabla muestra las condiciones de umbral estudiadas.

La configuración de tensiones de electrodos determina el campo en la superficie del hilo del que depende la multiplicación, la eficiencia, la resolución y la velocidad de deriva aparente.

El factor de multiplicación M del gas puede relacionarse con una magnitud proporcional al campo eléctrico en la superficie del hilo, que llamaremos potencial efectivo, de acuerdo con la expresión:

$$G = A \exp \alpha V_{eff}. \tag{4.1}$$

Se evaluó la influencia de las diferentes configuraciones de tensiones sobre el factor de multiplicación M del gas mediante el uso de una fuente radiactiva [93], resultando que V_{eff} puede parametrizarse experimentalmente según la expresión:

$$V_{eff} = (V_{wire} - V_{electrodoCobre}) + 0.016V_{electrododeCobre} - 0.037V_{catodo}. \quad (4.2)$$

Las configuraciones de tensiones se adoptaron de forma que V_{eff} barriera el rango que va de 1950 V a 2300 V. Por otra parte, tal como se ve en la expresión 4.2, la diferencia $V_{ampl} = V_{wire} - V_{electrododeCobre}$ constituye una medida aproximada de V_eff. Algunas medidas de las secciones de resultados se dan en función de esta diferencia que llamamos V_{ampl} (por amplificación) y que barrió los valores que se muestran en la fila correspondiente de la tabla 4.4. Esta tabla presenta asimismo varias filas que llamamos $V_{drift} = V_{electrododeCobre} - V_{catodo}$. Para cada valor de V_{ampl} se tomaron datos con los valores de V_{drift} señalados en la columna correspondiente. El valor de la tensión en vigas varió entre 1500 V $-$ 1700 V.

$V_{ampl}(V)$	1650	1700	1750	1800	1850	1900	1950
$V_{drift}(V)$	3200	3400	3200	3800	3400	3400	3200
		3000	3000	3600	3200	3000	
				3400	3000		
				3200			
				3000			
				2800			

Tabla 4.4: La tabla muestra las configuraciones de tensiones utilizadas para el estudio de la influencia del campo en el hilo.

4.5 Análisis de datos

El objetivo que persigue el análisis de datos es entender el funcionamiento de la cámara, como consecuencia del estudio exhaustivo de la evolución de sus características básicas con las variables que hemos de fijar para su operación: potenciales en los electrodos, umbrales de discriminación, composición del gas; y las variables que representan las condiciones de su operación en el entorno CMS: ángulo de incidencia de un muon y campo magnético. De este modo por una parte, se alcanzarán criterios sobre la bondad de la operación en unas condiciones u otras, y por otra se valorará el funcionamiento de la cámara en relación con el campo magnético o el ángulo de incidencia de un determinado muon, en que alguna cámara puede tener que funcionar en el entorno CMS.

Lo expuesto más arriba justifica el plan de toma de datos presentado en la sección 4.4.4. A continuación describiremos el procedimiento que hemos seguido para el análisis de datos y la manera como se han evaluado los parámetros físicos de la cámara.

La determinación de la relación existente entre el tiempo de deriva que se mide y la distancia entre el hilo y la traza del muon es la base para el análisis de datos.

El primer paso a dar en el análisis de los datos es la adecuada calibración del origen de tiempos, T_0, con el objetivo de disponer, para cada suceso, de los tiempos de deriva correspondientes a cada celda por la que ha pasado el muon que originó el *trigger*, si ésta ha sido eficiente en la detección. A continuación debemos reconstruir suceso a suceso, la trayectoria seguida por el muon, que es muy aproximadamente una recta. La linealidad espacio-temporal de la celda de deriva, algo que tenemos que comprobar, nos permitirá, asumiendo un valor de la velocidad de deriva aproximado, convertir los tiempos de deriva resultantes de la calibración en distancias de deriva, y de este modo podremos decidir muy eficazmente mediante un ajuste, cuáles son las señales físicas correspondientes al paso del muon en el suceso analizado. Disponemos pues, de un criterio para *filtrar* los tiempos de interés en un suceso, distinguiéndolos de los debidos al ruido u otros fenómenos con suma facilidad.

Con los tiempos de interés ya identificados, podremos obtener la velocidad de deriva, la resolución y la eficiencia así como sus comportamientos con respecto a las variables de trabajo, a saber, potenciales, campo magnético, umbrales de discriminación y ángulo de incidencia del haz.

Para el análisis de los datos en *off-line* se han creado diferentes rutinas de código FORTRAN, y programas escritos en el lenguaje de *macros* accesible desde PAW [85] para operar sobre los histogramas generados.

4.5.1 Calibración y origen de tiempos

Las señales procedentes de cada celda de deriva son leídas en el TDC y evaluadas en tiempo con arreglo al esquema de la figura 4.12. Con este esquema de lectura establecemos una ventana de tiempos en la cual debe producirse la recepción de toda posible señal con sentido físico. Para ello debemos asegurarnos a través de una adecuada elección de los retrasos $T1, T2, T3$, de que, por una parte, la señal de parada del TDC, o *common stop*, tiene lugar después de que haya llegado toda posible señal perteneciente al espectro físico de tiempos, y por otra parte, ninguna señal llega antes de que se haya producido el *reset* del TDC a través de $T2$. De este modo podemos establecer el origen de tiempos del espectro de un canal de TDC y calibrar los tiempos de deriva procedentes de la celda asociada a dicho canal. Operando en modo de parada común *common stop*, los tiempos que proporciona la adquisición, que llamamos T_S, son el tiempo transcurrido entre la señal llegada a

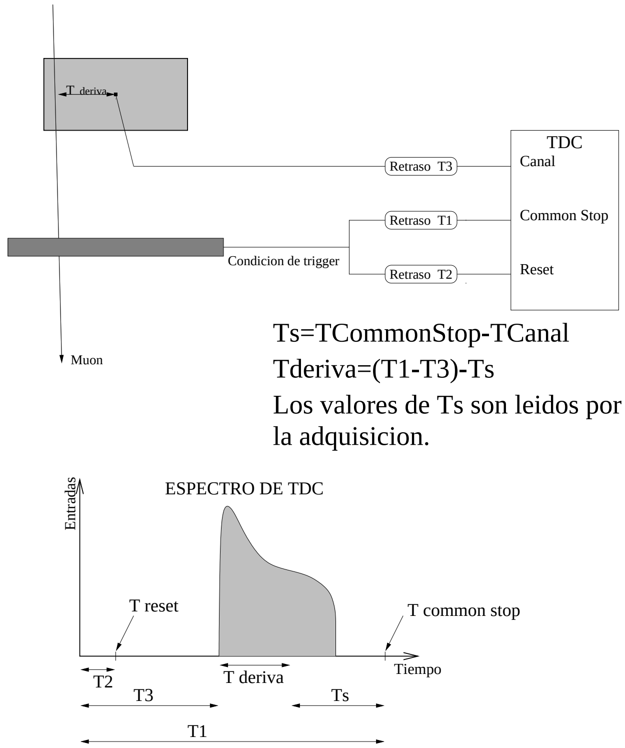

Figura 4.12: *En la figura se muestra el camino que sigue la señal tras el paso de un muon, así como su relación con el tiempo de deriva, y las condiciones en que se establece la ventana de tiempos para la lectura en el TDC operado en modo de parada común (common stop).*

través del canal correspondiente dentro de la ventana de tiempos especificada más arriba, y la señal de *common stop*. Con lo cual, habida cuenta de los retrasos que indica la figura 4.12, los tiempos de deriva serán:

$$T_{deriva} = (T_1 - T_3) - T_s \ . \tag{4.3}$$

Cabe indicar que los retrasos T_1 y T_2 son los mismos para todos los canales pues la condición de *trigger* es única y el cable portador de la señal correspondiente, es el mismo para todos los TDC. Así pues la medida de $T3$ permitirá la calibración del canal correspondiente.

Ahora bien, cada canal presenta unos retrasos en tiempo diferentes a causa de la diferente longitud de los cables o de diferencias en los canales de electrónica, y por lo tanto diferentes valores de T_3. Con el objetivo de calibrar nuestro sistema de adquisición, de modo que las diferencias en tiempo de las señales procedentes de los diferentes canales de electrónica tengan una referencia común, se inyectan en los preamplificadores pulsos de test, simulando señales en los hilos que siguen el camino que seguirán las reales. Así, se pueden corregir los efectos de diferente longitud de los cables para cada canal electrónico, que falsearían las medidas leídas en la adquisición, del mismo modo que otros efectos relativos al cambio de las condiciones en que opera la electrónica y que afectan a la recepción en tiempo de las señales. El control de estos efectos a lo largo del tiempo permite disponer de una adecuada calibración de nuestros datos. Este control ha consistido en la toma de por lo menos un *run* de pulsos de test de unos 25000 sucesos, tras cada período relevante de toma de datos. De este modo se creó una base de datos para la calibración, que proporciona la corrección relativa, o corrección por T_0 relativo, para cada canal según el período de adquisición de que se trate.

Por lo tanto efectuamos una corrección T_{0i} para cada canal, T_0 relativo, que nos transportará los orígenes de los espectros de todos los canales a la referencia común, y una corrección que llamaremos de T_0 global que transportará dicha referencia común a 0, corrección por T_0 global. El retraso T_{3i} del canal i se podrá escribir en la forma:

$$T_{3i} = T_{0i} + T_{0g}. \tag{4.4}$$

En la figura 4.13 se muestra uno de los espectros de tiempo típicos, obtenidos en la calibración por T_0 relativo. El valor medio de este espectro es la corrección relativa, que debe poseer una definición más precisa que 1 ns. Al respecto, en la tabla estadística que acompaña a la figura puede verse que la desviación típica (RMS) es inferior a 0.5 ns, en otro caso la precisión que nos proporciona la electrónica de adquisición que es de 1 ns, se vería afectada por la indefinición en el transporte de la señal.

Este procedimiento de cálculo de T_0 relativo es similar al utilizado con idéntico fin en el experimento $L3$ del CERN [75].

El T_0 global ha sido calculado a través de diversos métodos:

- *Observación directa.* El T_0 global también puede calcularse de una manera no automática consistente en apreciar el inicio del espectro y situar allí la referencia.

- *Derivada del espectro.* En primer lugar se corrigen los datos a partir del T_0 relativo. Este procedimiento, mostrado en la figura 4.14, consiste en obtener la *derivada* del espectro, esto es, el punto en el que es máximo el incremento de entradas por unidad de tiempo. De este modo se obtiene un perfil de diferencias que tiene un carácter gaussiano picado precisamente en el punto en que hablamos de *derivada*. Dicha gaussiana presenta una anchura σ y se

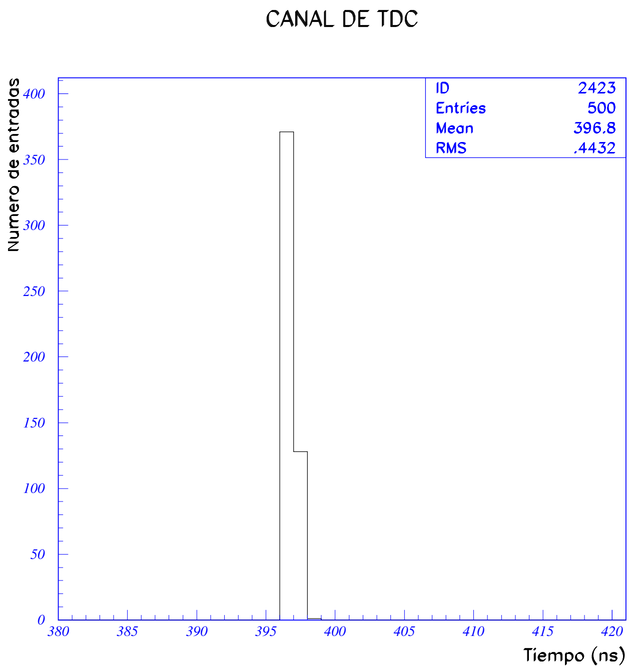

Figura 4.13: *Espectro de un canal de TDC en un run de pulsos de test.*

comprueba que restando 3σ al pico de la gaussiana se obtiene una medida del *inicio* del espectro compatible con la observación directa.

- *Ajuste del ruido de fondo.* Finalmente también se ha calculado el T_0 global ajustando el fondo de ruido y obteniendo el valor del tiempo para el cual la cantidad de entradas nos aparta claramente de dicho fondo, situándonos en el espectro de señales físicas.

Con éstos procedimientos, todos ellos compatibles, podemos calibrar adecuadamente nuestros datos y verificar la estabilidad en el comportamiento del T_0, encontrándose que no se producen cambios apreciables y que sus variaciones se encuentran en un rango de aproximadamente $1ns$ alrededor de un valor estable, como se ve en la figura 4.15 de la evolución del $T0$ global en los períodos de toma de datos indicados, en la cual los valores han sido obtenidos a partir del *método de la derivada*.

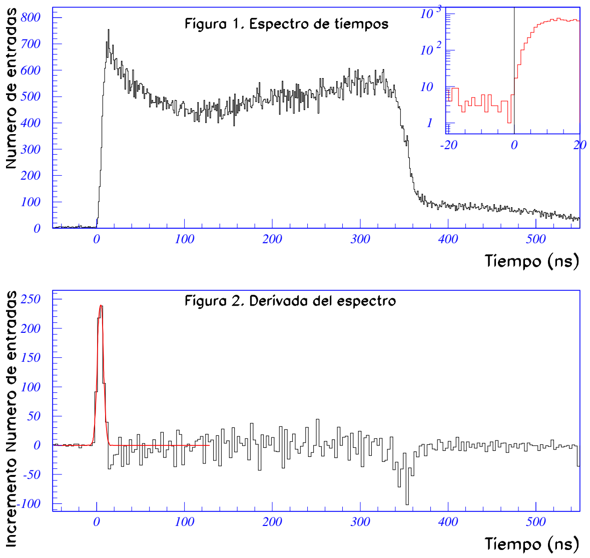

Figura 4.14: *Figura 1: El espectro situado en 0. Figura 2: la derivada del espectro.*

4.5.2 Estimación del nivel de ruido

Los TDC 2277 utilizados tienen la capacidad de registrar más de una señal. Con su ventana de tiempo puesta a 65 μs aproximadamente y dado que las señales del espectro físico tienen lugar para cada *trigger*, en una ventana de unos centenares de ns, las señales registradas fuera del espectro físico serán una buena medida del nivel de ruido aleatorio. Éste puede tener diversas fuentes como rayos cósmicos, electrónica, etc.

En la figura 4.16 se muestra un espectro típico de TDC en el que se aprecian las señales procedentes del fondo de ruido. En estas condiciones se ha apreciado un ruido aleatorio de alrededor de 0.5 KHz para cada canal. Asumiendo un tamaño típico de 500 ns para el espectro físico de señales, la probabilidad de que en dicha ventana entre una señal procedente del ruido electrónico de fondo será del orden del 0.025%. La probabilidad de que dicha señal pueda perturbar la identificación de las señales procedentes de la traza del muon es todavía menor, pues dentro de la ventana de 500 ns asumida, debería aproximarse a la señal procedente del muon lo suficiente como para que fuera ambigua la elección entre una de las dos. El ruido aleatorio no afecta por tanto al análisis.

Por otra parte se ha encontrado que alrededor de un 10% de las señales, en el

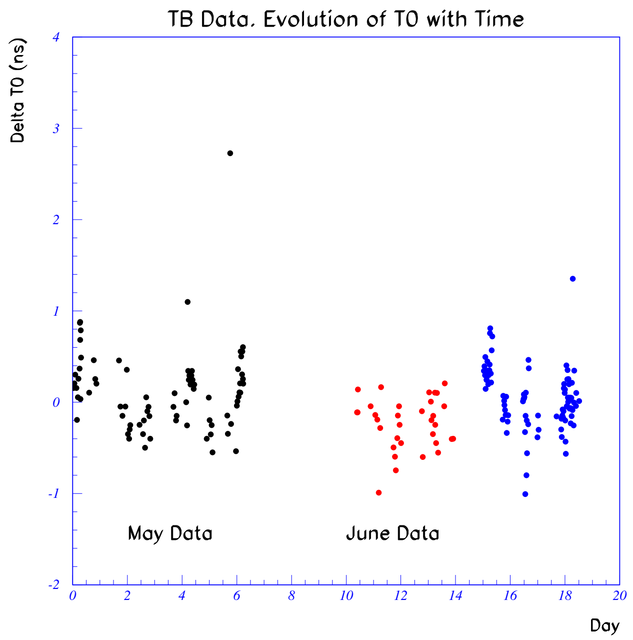

Figura 4.15: *Evolución del* T_0 *global. Los valores han sido obtenidos a partir del método de la derivada.*

espectro físico de tiempos, están acompañadas al menos por otra, que no se debe al ruido aleatorio, sino que procede de dos fuentes: señales con origen físico, como por ejemplo rayos δ, y señales relacionadas con la electrónica, como, por ejemplo, *crosstalk*. Cabe señalar que el *crosstalk* no se manifiesta necesariamente como una segunda señal dentro de la ventana física de tiempos, en una de las celdas por las que ha pasado el muon, sino que puede afectar a los canales de celdas vecinas por las que no ha pasado el muon. Sin embargo a continuación presentamos una gráfica ilustrativa de *crosstalk*, que se manifiesta como doble señal en las celdas por las que ha pasado el muon, contribuyendo así al 10% de señales acompañadas por otra.

En la figura 4.17 se representa las diferencias entre los tiempos segundo, T_2, y primero, T_1, registrados en aquellos canales que han recibido más de una señal, frente al tiempo T_1.

La figura muestra entradas para $T1 < 350\, ns$ que corresponde al tiempo máximo de deriva, T_{max}. La falta de puntos en la parte superior derecha se debe a una limitación del TDC que pierde los impulsos que llegan más tarde que 600 ns. La clara correlación que muestra la figura 4.17 se corresponde con la recta: $T2-T1 = T_{max} - 2T1$, y se interpreta según la figura 4.18 como *crosstalk* inducido por la celda M en la celda K. En efecto, si $T2$ y $T1$ son los tiempos en las celdas M y K

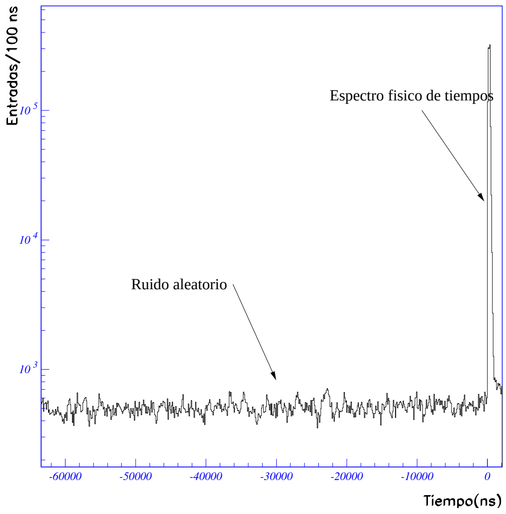

Figura 4.16: *En la figura mostramos el espectro típico de un TDC en el que se distinguen las señales del espectro físico de tiempos y las debidas al ruido. Se muestra toda la ventana de lectura del TDC, y se representan las ordenadas para cada 100 ns. El umbral de discriminación es de* $2\ fC$.

(traza más cercana al hilo K que al M, caso A) se cumple que $T2+T1 = T_{max}$ lo que equivale a la recta anterior. Si la traza es más cercana al hilo M (caso B), $T2$ y $T1$ intercambian sus papeles. En los datos presentados en la figura 4.17 se aprecia la ausencia de fotoelectrones originados en la viga. Éstos estarían correlacionados con el tiempo $T1$, de manera que tras la llegada de una señal cualquiera al ánodo en $T1$, se produciría, en el mismo canal, una nueva señal $T2 = T1+T_{max}$ correspondiente a los electrones arrancados de la viga tras la avalancha que se produjo en el tiempo $T1$. Éstos fofoelectrones se manifestarían en la figura 4.17 como una recta horizontal en $T2 - T1 = T_{max}$ que no se aprecia.

4.5.3 Reconocimiento de patrones

Para los sucesos registrados se ensaya, en cada supercapa independientemente, un patrón de 4 celdas tocadas, es decir con señal, que constituya un candidato posible a ser el patrón de celdas por las que pasa la traza definida por el muon. Existen 8 patrones posibles que presentan una celda en cada capa (*layer*). En la figura 4.19 se muestran algunos de estos patrones. Si no existen para un suceso trazas de 4 *hits*, se ensayan los patrones con el requisito de que 3 de sus 4 celdas cuenten con una señal (*hit*).

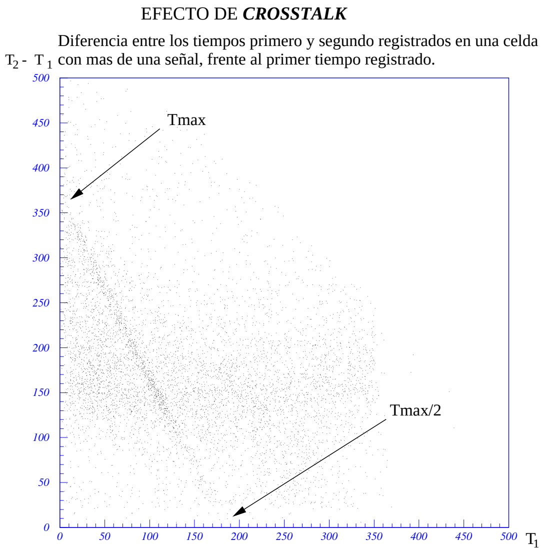

Figura 4.17: *Diferencia entre los segundos, T_2, y primeros tiempos, T_1, registrados en un mismo canal, frente a T_1. Los datos que muestra la gráfica se han tomado operando la cámara en la configuración estándar. La recta corresponde a la ecuación* $T_2 - T1 = T_{max} - 2T1$.

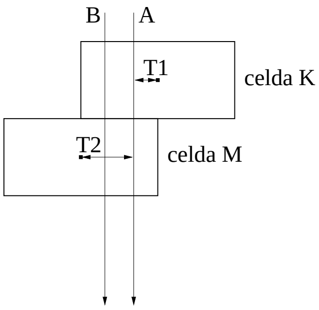

Figura 4.18: *Los muones correspondientes a los casos A y B cruzan las celdas K y M por un extremo de la celda en la proximidad del hilo de K, caso A, y en la proximidad del hilo de M respectivamente, caso B. El* crosstalk *inducido por la celda M en la celda K justifica la recta de la figura 4.17.*

El ajuste en busca de la traza que ha producido el muon se hace eligiendo la traza más verosímil, como se verá en la sección 4.5.4, a partir del conjunto de patrones posibles.

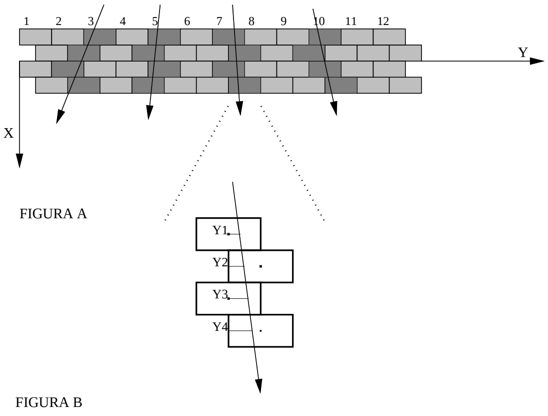

Figura 4.19: *En la figura A se muestra una supercapa (de las cuatro que constituyen el prototipo) con 4 patrones para las trazas dibujadas. Cada traza presenta un hit en cada una de las capas. En la figura B se muestran los valores y_i que se ajustan a una recta.*

4.5.4 Ajuste de trazas

Los tiempos de las celdas de los patrones candidato obtenidos en el procedimiento de identificación de la sección 4.5.3, se ajustan a una línea recta que es el camino seguido por el muon, tal y como se ve en la figura 4.19. Para ello previamente se han convertido los tiempos en espacios, utilizando la velocidad de deriva aproximada $v_d = 55\ \mu m/ns$, de acuerdo con la expresión: $y = v_d(T - T_0)$. Esta velocidad, si bien no coincide con la velocidad de deriva real correspondiente a las condiciones de operación concretas del detector, es lo suficientemente precisa como para que el método de ajuste por mínimos cuadrados nos permita seleccionar las señales correspondientes a interacciones reales del muon de una manera sencilla y eficaz.

El ajuste se realiza para todas las combinaciones izquierda derecha posibles y, si hay más de un hit, para todas las posibilidades, seleccionando la de menor χ^2.

Seleccionados los tiempos de interés correspondientes a las señales *físicas*, podemos obtener, a partir de ellos, la velocidad de deriva real como se indica en la sección 4.5.5. Utilizando dicha velocidad real, se puede calcular la sagita de una traza, definida, para tres capas consecutivas, como la desviación que presentan las medidas de la posición de paso del muon por dichas capas, respecto a una recta, de acuerdo con las expresiones (ver la figura 4.20a):

$$SAG2 = \frac{1}{2}(Y1 + Y3) - Y2, \tag{4.5}$$

y

$$SAG3 = \frac{1}{2}(Y2 + Y4) - Y3, \tag{4.6}$$

su distribución con respecto al tiempo ($T2$ en el caso de $SAG2$ o $T3$ en el caso de $SAG3$) debe ser plana, como se ve en la figura 4.20b, donde se han representado las medias de los valores de la sagita $SAG2$, respecto a los tiempos $T2$ para un *run* de datos en una supercapa. De lo contrario la sagita no valdría 0, no estaríamos en condiciones de linealidad y se daría una dependencia temporal.

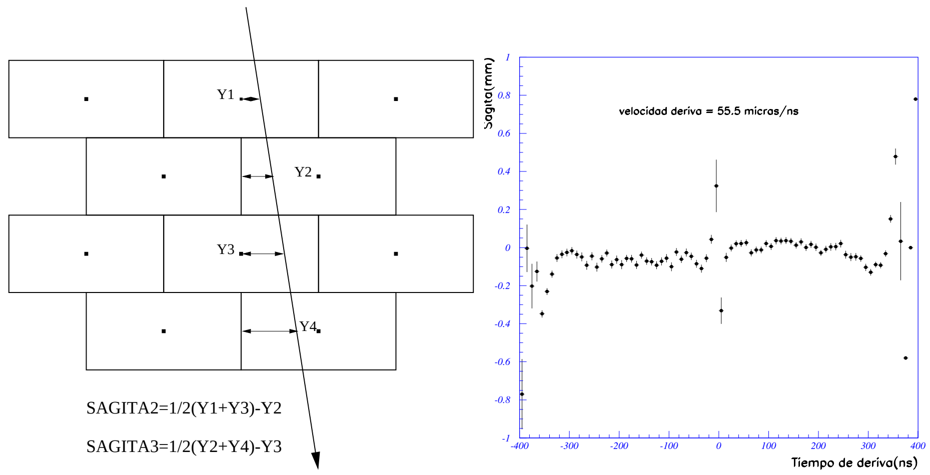

Figura 4.20: *a: Definición de la sagita que es 0 cuando la velocidad de deriva utilizada en su obtención es la correcta, los tiempos están bien calibrados y se da una adecuada linealidad. b: Histograma de la sagita definida en el dibujo a, en función del tiempo de deriva en ns.*

Las velocidades de deriva que se obtienen para cada *run*, se conservan en un fichero de modo que los cálculos o ajustes ulteriores referidos a dicho *run*, se efectúan con su velocidad de deriva exacta.

Cuando el procedimiento de ajuste se realiza con la velocidad de deriva real, proporciona información sobre la resolución con que mide el detector. Para ello basta con calcular los residuos, es decir las diferencias entre las posiciones medidas a partir de los tiempos proporcionados por los TDC y los valores correspondientes sobre la recta ajustada, es decir:

$$res = ax_i + b - v_d T_i \tag{4.7}$$

En la figura 4.21a mostramos un histograma de residuos típico para una celda determinada, para un *run* de datos en el que la incidencia del haz de muones

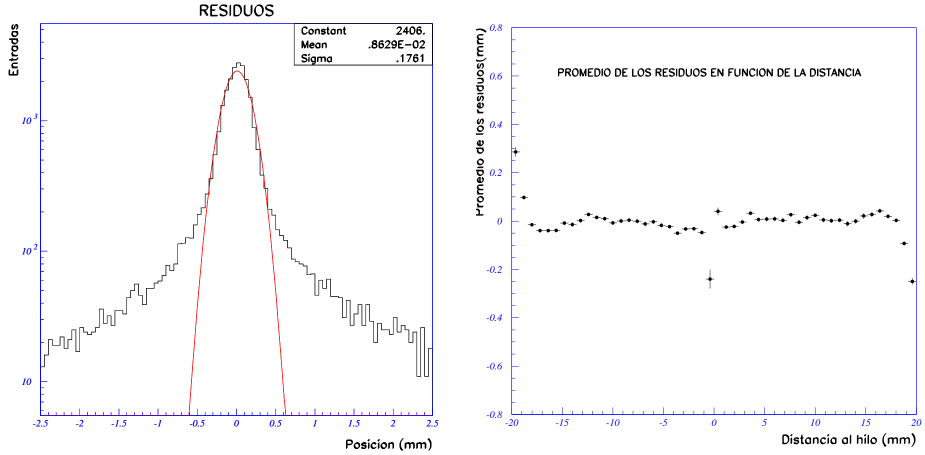

Figura 4.21: *a: Histograma de los residuos tras la identificación de trazas y ajuste por mínimos cuadrados de las señales. El ajuste muestra una dispersión en los residuos de* 176 μm *que corresponde, como se verá en el apéndice B a una resolución en la medida individual de* 215 μm. *b: Promedio de los residuos en función de la distancia al hilo. Los promedios están centrados en 0, de otro modo la distribución de la figura a no lo estaría.*

es perpendicular. Cabe indicar que esta distribución está bien centrada en el 0 sólo si las calibraciones de T_0 han sido correctamente efectuadas y la velocidad de deriva bien determinada. Pues de lo contrario aparecerán efectos sistemáticos de desplazamiento en los tiempos (mala calibración), es decir utilizaremos los valores T_i resultado de los tiempos reales de deriva T_{ir} y el efecto sistemático δ, siendo $T_i = T_{ir} + \delta$, con lo cual cada punto en la celda estará desplazado una misma cantidad $v_d\delta$.

La desviación típica que resulta del ajuste gaussiano de la distribución, es la magnitud directamente relacionada con la resolución con que se define la posición de paso del muon por la celda. Se obtienen valores típicos de 170 μm a 200 μm, compatibles con el objetivo de diseño de conseguir una precisión de 250 μm [3].

En la figura 4.21b se muestran los promedios de los residuos en función de la distancia al hilo. Una velocidad de deriva mal determinada tendría como consecuencia alejar los puntos de cero. Los resultados son estables a lo largo de toda la celda salvo en la proximidad de la viga y del hilo. Este hecho encuentra su explicación en la no linealidad de la relación espacio tiempo para la deriva de los electrones en la inmediata vecindad del hilo, y en la geometría de la cámara, pues debajo de una viga se encuentra el hilo de la celda de la capa siguiente, de modo que el ajuste de trazas con incidencia perpendicular se ve igualmente afectado.

4.5.5 Velocidad de deriva y *Mean Time*

La medida de la velocidad de deriva pasa por la obtención del tiempo máximo de deriva en el interior de la celda. Si la relación entre la posición de paso del muon y el tiempo de deriva es lineal a lo largo de toda la celda, conociendo la distancia máxima de deriva correspondiente a dicho tiempo máximo obtendremos inmediatamente la velocidad. La linealidad nos permite aplicar a tiempos consideraciones geométricas que corresponden a espacios, de modo que el tiempo máximo de deriva puede obtenerse, como se indica en la figura 4.22a, a partir de la suma de tiempos de celdas pertenecientes a capas consecutivas si la incidencia de los muones es perpendicular o a partir de 3 capas en cualquier caso, utilizando la expresión que denominamos *Mean Time* [97], de la cual hay dos expresiones correspondientes a las capas primera, segunda y tercera; y segunda, tercera y cuarta, en la dirección del haz en ambos casos,

$$MT2 = \frac{1}{2}(T_1 + T_3) + T_2, \tag{4.8}$$

o bien,

$$MT3 = \frac{1}{2}(T_2 + T_4) + T_3, \tag{4.9}$$

y que encuentra su justificación en la geometría de la figura referida más arriba. El *Mean time* juega un importante papel en el trigger de muones del primer nivel del experimento CMS, pues aporta la información con que se decide si una traza dada constituye un suceso de interés o no [91].

Obtenido el tiempo máximo, la velocidad de deriva puede expresarse como:

$$v_d = \frac{20000}{T_{max}}(\mu m/ns), \tag{4.10}$$

siendo 20000 el recorrido máximo posible de la señal procedente del paso del muon expresado en μm.

Efectos parásitos evaluados mediante el *Mean Time*

Las señales que se producen al paso de un muon deben estar alineadas, para provenir de la ionización primaria. Si alguna, entre los valores de tiempo finalmente seleccionados, ha sido originada por un rayo δ o cualquier otro efecto espúreo, obtendremos una combinación de señales que globalmente no estarán alineadas, y por lo tanto no interpretaremos como la traza de un muon un conjunto de señales que sí proceden de él. En la operación de CMS esto afecta al *trigger*, pues la condición de trigger de una cámara del Detector Central de Muones procede precisamente del

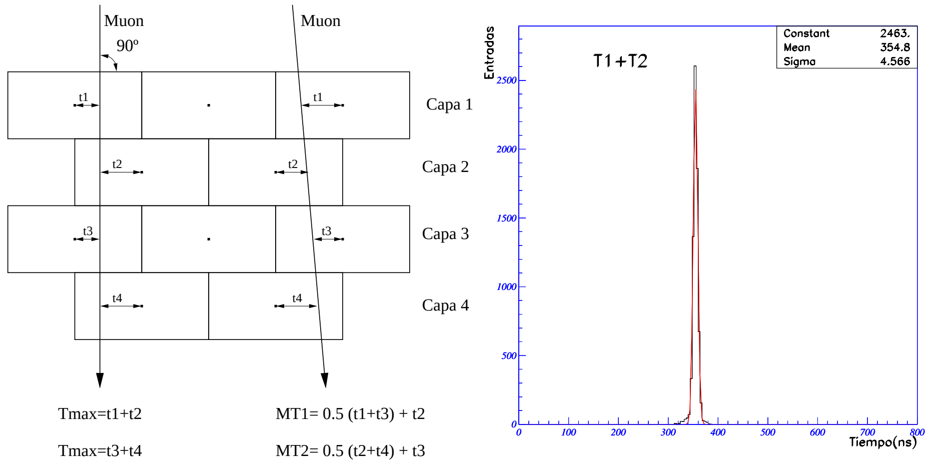

Figura 4.22: *a: Obtención del tiempo máximo de deriva y cálculo del Mean Time. b: Histograma de la suma de tiempos T1 y T2, correspondientes a los tiempos en las capas 1 y 2, con un tiempo de deriva máximo, resultado del ajuste, de 355 ns.*

alineamiento de las señales de sus capas. Se hace necesario, por lo tanto, evaluar el efecto de estas trazas espúreas en la operación de la celda propuesta para el Detector Central de Muones en CMS. Este efecto ha sido objeto de estudios previos [92]; a continuación se expone un análisis efectuado a partir del *Mean time*. Se ha elegido para ello un *run* en el que el haz de muones presenta una incidencia perpendicular. Como se ha señalado más arriba los valores de *Mean time*, $MT2$ y $MT3$, son independientes del ángulo de incidencia y coinciden con el tiempo máximo de deriva. En la figura 4.23a puede verse una distribución típica de *Mean time*, en la que se distingue una asimetría en las colas. Así en el rango de los tiempos menores que el valor del *Mean time*, se distingue una cola más pronunciada; este efecto se debe precisamente a la presencia de trazas parásitas que perturban la detección de la señal física procedente del muon, dado que los electrones generados por el efecto parásito alcanzan antes en el tiempo el ánodo que los electrones primarios procedentes de la zona por donde cruzó el muon.

La figura 4.23b muestra los *Mean time* 2 y 3 definidos en las ecuaciones 4.8 y 4.9, uno frente al otro. Las correlaciones que presenta la figura admiten una interpretación. En primer lugar es obvio que la mancha situada en la zona en que ambos *Mean time* toman el valor del tiempo máximo de deriva, se corresponde con aquellas trazas en que la detección ha sido correcta. Cuando ocurre que la señal de una de las capas se ve afectada –es decir en vez de detectar la señal prodedente del muon, recibimos antes otra espúrea–, el punto representativo en

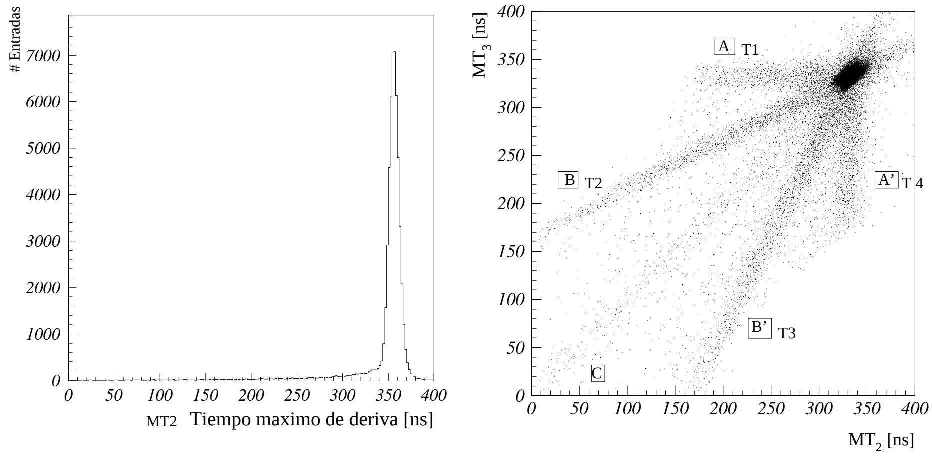

Figura 4.23: *a: Distribución de Mean time T2 definido como* $1/2(T1+T3)+T2$*. b: MT3 frente a MT2. (Los datos corresponden a condiciones de operación estándar.)*

nuestro histograma se halla en una de las 4 bandas diferentes de la diagonal ($MT2 = MT3$), indicadas en la figura 4.23b como: A, A', B, B'. Los puntos que se sitúan en la banda $MT3 = T_{max}$, la señalada como A, son aquellos en los que se ha visto afectada la capa primera, por eso el $MT3$ calculado a partir de los tiempos de las tres capas no afectadas coincide con el T_{max}, mientras que el $MT1$ es menor que T_{max} dependiendo del valor de tiempo que presente la señal espúrea detectada; análogamente aquellos que se sitúan en la banda vertical, $MT2 = T_{max}$ −A'−, son los que ven afectada la capa cuarta. Los puntos sobre las bandas B y B' son aquellos en los que se han visto afectadas las capas segunda o tercera respectivamente. En este caso se ven afectados los valores de $MT2$ y $MT3$ pero en diferente medida. Si la capa afectada es la segunda −banda B−, dependiendo del valor de $T2$, $MT3$ se verá afectado en menor medida que $MT2$, pues en su definición (ver ecuación 4.9) dicho valor está dividido por 2 y no así en la de $MT2$ (ecuación 4.8). Análogamente se explica la banda B'.

Finalmente interpretamos los puntos pertenecientes a la banda $MT2 = MT3$, señalada como C en la figura 4.23b, como valores procedentes del paso de dos muones simultáneamente, por las mismas cuatro celdas, en la supercapa en que efectuamos el análisis. La figura 4.24 ilustra este efecto.

A partir de las figuras anteriores y adoptando como criterio que, a su paso por el detector, un muon se ve afectado por una traza parásita en el caso de que o bien el $MT2$, o bien el $MT3$, correspondientes a dicho muon, estén más alejados del pico de la distribución de la figura 4.23a que 2.5 σ, siendo σ la desviación

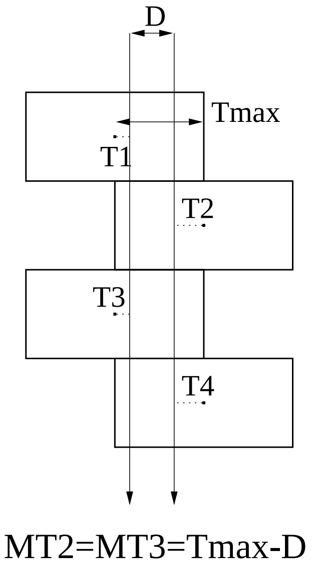

Figura 4.24: *Se muestran dos muones atravesando simultáneamente 4 celdas. El tiempo máximo que calcularemos a partir de los tiempos medidos se verá disminuido por el tiempo correspondiente a la distancia que los separa.*

típica del ajuste gaussiano de dicha distribución, podemos obtener un balance de la proporción de trazas que se ven afectadas por efectos parásitos. Los resultados indican que alrededor del 20% de las trazas se ven afectadas por dichos efectos, pero sólo en el 3.8% se ve afectada más de una capa, de modo que se dispone de las otras tres para reconstruir la traza del muon, por lo que la eficiencia del trigger no sufre un deterioro importante. De este 3.8%, un 0.8% es debido a pares de muones que atraviesan a la vez el detector. Estos porcentajes se obtienen evaluando sobre la figura 4.23b los puntos obtenidos en cada banda o área.

4.5.6 Eficiencia

La eficiencia en la detección puede determinarse de varias maneras. En las figuras de esta sección mostramos el comportamiento de la eficiencia definida a partir de una muestra de trazas en la que se han excluido aquéllas que atraviesan el detector en la cercanía de un hilo o viga, o las que presentan una pendiente incompatible con la pendiente media del haz. En cada suceso se emplea la traza que resulta del ajuste, de acuerdo con los criterios especificados en la sección 4.5.4. Se excluirán en la muestra aquellas celdas que por presentar un funcionamiento deficiente o incluso estar desconectadas, puedan alterar el resultado.

Partiendo de las trazas encontradas en el conjunto de datos analizado, se obtienen las cantidades Q_{on} y Q_{off}. Q_{on} es la cantidad de veces en que alguna celda ha registrado una señal. En el caso de una traza con cuatro *hits*, debemos añadir 4 a Q_{on}, y 3 en el caso de una traza con tres *hits*. Q_{off} es la cantidad de veces en que no se ha detectado, en alguna celda, una traza que debería haberse detectado: cuando hay una traza de tres *hits*, hay que sumar 1 a Q_{off}. Evaluamos la eficiencia de detección de una celda, e, a partir del cociente $Q = Q_{on}/(Q_{off} + Q_{on})$, como sigue. Si la supercapa considerada ha sido atravesada por N muones, y la probabilidad de detectar los 4 *hit* que produce un muon en las cuatro celdas que atraviesa es e^4, la contribución de las trazas con 4 *hit* detectados a la cantidad Q_{on} será $4N\ e^4$. Por otra parte la probabilidad de detectar sólo 3 *hit* cualesquiera de entre los de las cuatro celdas atravesadas por el muon será $4\ e^3(1-e)$, y la contribución a Q_{on} de las trazas de 3 *hit* encontradas será $3N\ 4e^3(1-e)$; igualmente la contribución de estas trazas a Q_{off} será $N\ 4e^3(1-e)$. Substituidas estas cantidades en la expresión de Q, y expresando el resultado en función de e, obtenemos:

$$e = \frac{3-4Q}{2-3Q}, \tag{4.11}$$

Este cálculo tiene sentido, asumiendo que las celdas operan aproximadamente en las mismas condiciones y que por tanto tienen la misma eficiencia e. El resultado es una medida de la eficiencia promediada para todas las celdas.

Por otra parte la eficiencia para cada celda, también puede calcularse partiendo de una muestra de trazas que presenten tres hits, al menos, fuera de la celda en estudio, cuya recta ajustada pase por la celda en estudio. Si para dicha celda existe señal compatible con el ajuste obtenido para la traza, es decir, dentro de una ventana de tiempos centrada en el valor ajustado, entonces ha habido detección eficiente. El tamaño de la ventana de tiempos lo podemos determinar a partir del histograma de los residuos de la figura 4.21a descartando las señales correspondientes a posiciones más alejadas del centro de la distribución que 2.5σ, donde σ es la desviación típica de la distribución. El cociente entre las detecciones eficientes y el tamaño de la muestra de trazas que pasan por la celda es obviamente la eficiencia. Se ha comprobado que este procedimiento es equivalente al anterior, si bien en aquél los resultados dan valores algo menores por ser la muestra de trazas empleada menos restrictiva.

4.6 Resultados

4.6.1 Comportamiento de la eficiencia

Con el objetivo de estudiar la eficiencia intrínseca de la celda promedio en función de los potenciales en los diferentes electrodos (ánodo, vigas, tiras de Cobre),

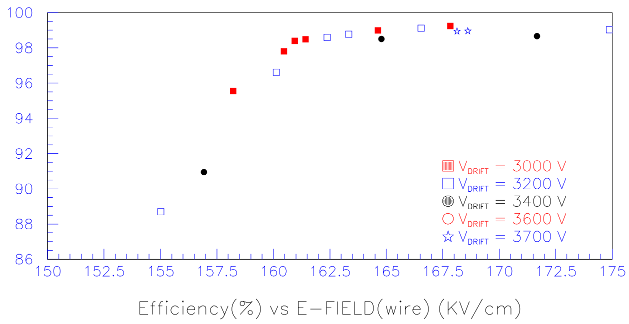

Figura 4.25: *Eficiencia de la celda en función del campo eléctrico en el hilo para una supercapa.*

se muestra en la figura 4.25 su evolución para el potencial efectivo V_{eff}, a diferentes valores de $V_{drift} = V_{electrododeCobre} - V_{catodo}$. Como se comentó en la sección 4.4.4, el potencial efectivo V_{eff} es proporcional al campo eléctrico en el hilo, y está relacionado con la ganancia en la multiplicación mediante la expresión 4.1, parametrizándose en función de los voltajes de los electrodos según la expresión 4.2.

Como se puede observar en las figuras 4.25, y 4.26 que es una ampliación de la anterior, el valor de la eficiencia no depende de V_{drift}, ni de ningún otro potencial en los electrodos, pues independientemente de su valor, es el del potencial efectivo V_{eff} (equivalente al campo eléctrico en la superficie del hilo que es la abscisa de la gráfica de la figura 4.25) el que determina la ordenada correspondiente en los gráficos de las figuras 4.25 y 4.26.

Efectivamente a medida que aumenta el potencial V_{eff}, lo hace igualmente la eficencia, pues es más improbable la pérdida de una señal, alcanzándose un *plateau* por encima del 99% con el criterio utilizado, a partir de los $2100V$ que se corresponde con un valor de $V_{ampl} = V_{wire} - V_{electrodoCobre}$ de $1800V$, el cual es, tal y como se desprende de la expresión 4.2, la principal contribución a V_{eff}. La ganancia para $V_{eff} = 2100V$, es 10^5 de acuerdo con [93].

Es importante comprobar si esta eficiencia es homogénea en el interior de la celda o depende de la distancia al hilo. En la figura 4.28 mostramos la ineficiencia, en tanto por uno, en función de la distancia al hilo para media celda, obtenida para una muestra de trazas perpendiculares. Se comprueba que sí presenta una dependencia con respecto a la posición en la celda, de modo que la ineficiencia es máxima aproximadamente a 14 mm del hilo. La causa de este comportamiento puede encontrarse en el efecto de los dieléctricos, y especialmente de los aislantes de Lexan, sobre el campo eléctrico en el interior de la celda que se muestra en la

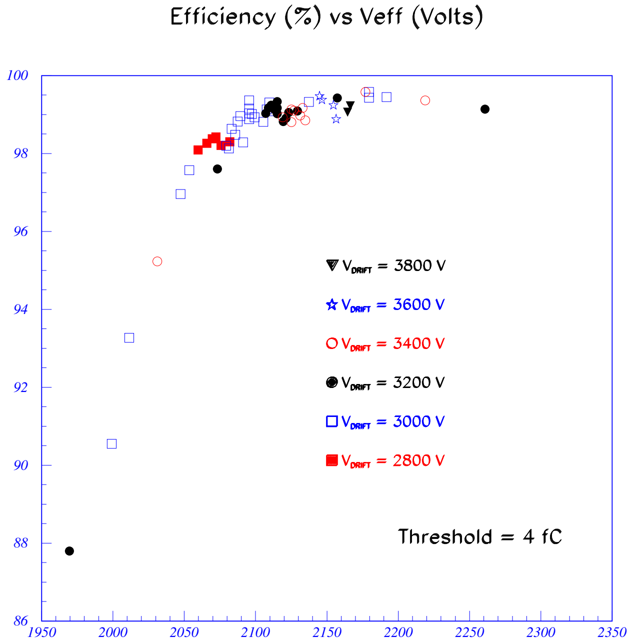

Figura 4.26: *Eficiencia en función de V_{eff} para una supercapa.*

figura 4.27, el cual no contempla el efecto de dichos dieléctricos. Estos dieléctricos pueden distorsionar las líneas de deriva hacia el ánodo, alterándose así la eficiencia de detección.

Efectivamente ocurre que cuanto mayor es el recorrido que sigue el muon, mayor es el número de *clusters* producidos en la ionización y por lo tanto mayor la probabilidad de detectar su paso. Podemos comprobarlo en la figura 4.29, en la que se observa, para los hilos verticales principalmente (aunque también para los horizontales), un aumento moderado de la eficencia con el ángulo de incidencia del haz.

También se ha estudiado la dependencia de la eficiencia frente al umbral de paso de la señal de electrónica aplicado en los discriminadores. En la figura 4.30 mostramos dicha dependencia expresando en femtoculombios la carga que debe entregarse al discriminador para que permita el paso de la señal. Es importante señalar que, con la electrónica que se ha utilizado, en el rango de umbrales estudiados de 1 fC a 12 fC, no se ha observado dependencia alguna de la eficiencia hasta por encima de los 8 fC, disminuyendo rápidamente la eficiencia, como es de esperar, cuando se eleva el umbral por encima de este valor.

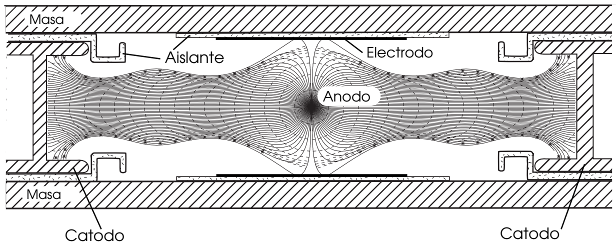

Figura 4.27: *Sección de la celda con las líneas de deriva.*

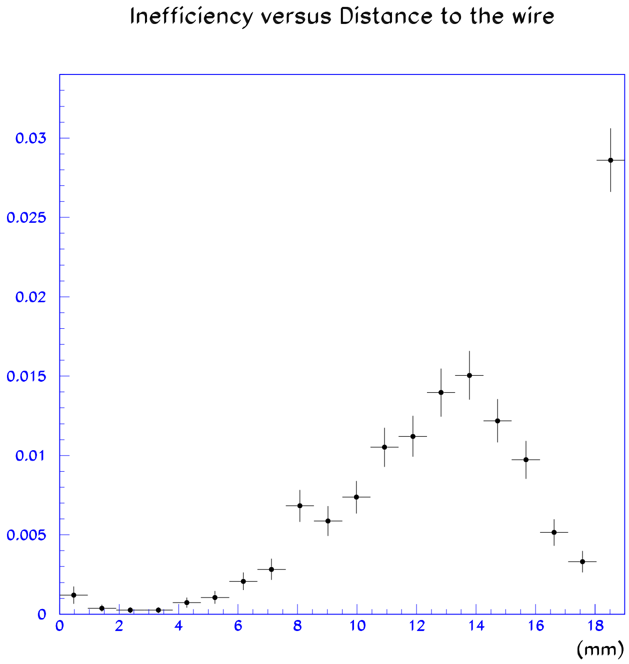

Figura 4.28: *Ineficiencia (en tanto por uno) en función de la distancia al hilo en mm.*

4.6.2 Velocidad de deriva

La velocidad de deriva para los potenciales de referencia, $3300V$ en hilos (ánodos), $1500V$ en electrodos de Cobre, y $-1500V$ en las vigas (cátodos), resulta ser de $55.7\ \mu m/ns$.

La velocidad de deriva evaluada como se indicó, en función de $V_{ampl} = V_{wire} - V_{electrodoCobre} \simeq V_{eff}$ se representa en la figura 4.31a para un umbral de $4fC$. En

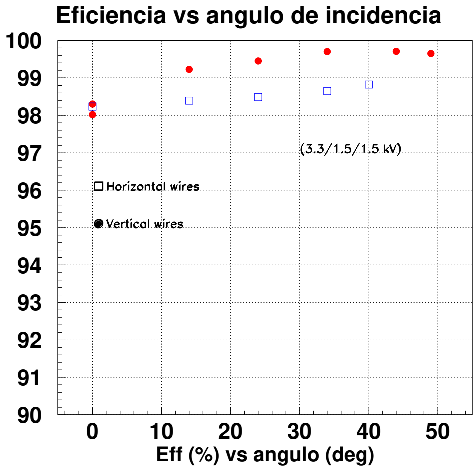

Figura 4.29: *Eficiencia en función del ángulo en grados sexagesimales para los hilos horizontales (icono cuadrado) y verticales (icono circular)(V_{eff} = 1879.5 V y $V_{drift} = 3000V$).*

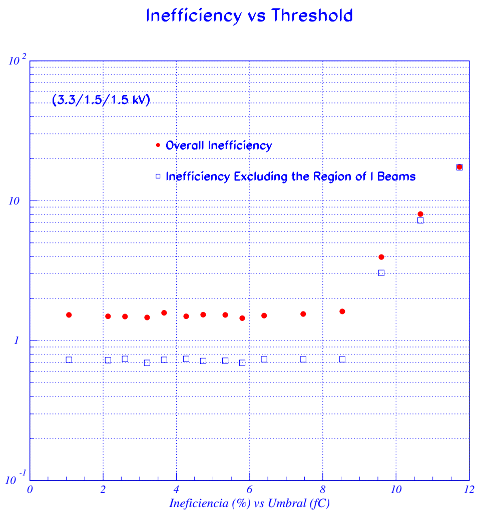

Figura 4.30: *Ineficiencia en función del umbral en el discriminador en femtoculombios (V_{eff} = 1879.5 V y $V_{drift} = 3000V$).*

dicha figura se muestra cómo la velocidad aumenta con el campo en el hilo V_{ampl} (o equivalentemente V_{eff}). En la figura 4.31b se puede ver que la velocidad de deriva apenas cambia al variar V_{drift}. Esto indica que estamos operando en una región de velocidad de deriva saturada frente al campo, de modo que sólo se ve afectada por éste en la inmediata proximidad del hilo (dependencia frente a V_{ampl}). Cuanto mayor es el campo allí, menor es la carga primaria y el tiempo requerido para producir una señal. En consecuencia al aumentar V_{ampl} disminuye el tiempo requerido para recolectar los electrones primarios necesarios y aumenta la velocidad de deriva.

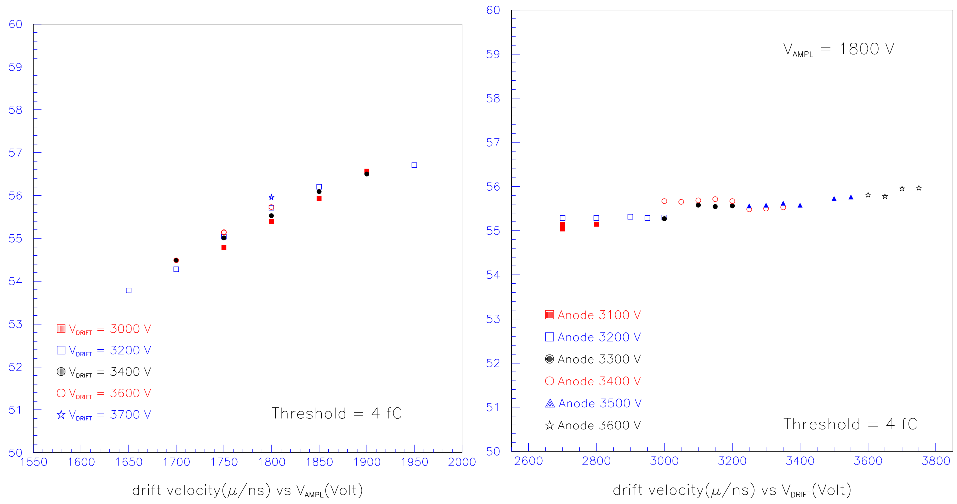

Figura 4.31: *a: Velocidad de deriva en función de* V_{ampl}. *b: Velocidad de deriva en función de* V_{drift} .

Se ha estudiado asimismo, la evolución de la velocidad de deriva frente al ángulo de incidencia. Por tener el prototipo supercapas verticales con sus hilos verticales y supercapas horizontales con sus hilos horizontales, se ha comprobado, con sólo girar un ángulo sobre un eje vertical, el efecto sobre la velocidad de deriva aparente de o bien girar un ángulo transversal (hilos verticales), o bien girar un ángulo longitudinal (hilos horizontales). En la figura 4.32 se comprueba que en los hilos horizontales no se aprecia ningún efecto, mientras que en los hilos verticales se produce un aumento de la velocidad de deriva con el ángulo por causa de la disminución del tiempo de deriva al cortar la traza, cuando variamos su ángulo, partes de la celda desde las cuales la deriva al ánodo se efectúa en menos tiempo. De la figura se desprende que existe una relación aproximadamente lineal entre el ángulo y la velocidad de deriva aparente, que da una desviación del orden del 5% para incidencias correspondientes a un ángulo del orden de 30^0. Este efecto es fácilmente corregible en el análisis *off-line*. No obstante puede tener consecuencias en la operación de CMS. La condición de *trigger*, que se produce para cada cámara con el alineamiento de los *hits*, tiene lugar tras el *Mean time* [97, 88] que depende de la velocidad de deriva aparente, que como se se ha dicho se ve afectada por el ángulo.

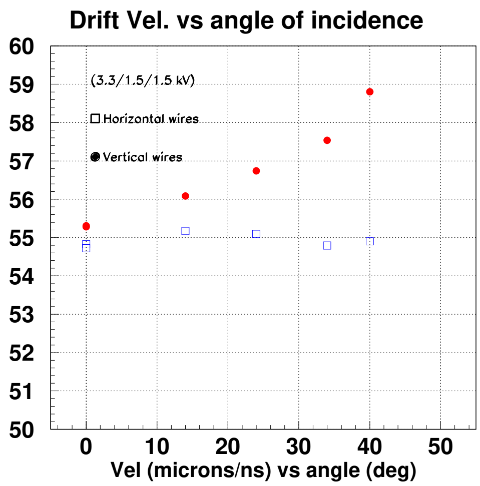

Figura 4.32: *Velocidad de deriva en función del ángulo de incidencia, para hilos verticales y horizontales en las diferentes leyendas indicadas.*

4.6.3 Linealidad de la celda

La linealidad en el funcionamiento de la celda se ha estudiado a partir de la pendiente media del haz, si bien existen otras aproximaciones posibles a este problema. La pendiente media del haz, obtenida a partir de la distribución de pendientes de las trazas, se impone como pendiente de cada suceso individual, constituido por las 8 señales de las dos supercapas verticales. Para una determinada celda, se obtiene a partir de la pendiente media, una posición de paso por dicha celda, a la cual corresponde el tiempo de la señal medida. Asumiendo una relación espacio temporal lineal, a este tiempo le corresponde una posición que no coincide con la obtenida previamente. La diferencia (en mm) frente al tiempo de la señal (en ns), se muestra para diferentes ángulos en la figura 4.33. La linealidad espacio temporal se manifestará mediante un comportamiento constante de las desviaciones en función del tiempo. El resultado se muestra para diferentes ángulos en la figura 4.33.

Tal y como ha sido calculado, en la figura 4.33 se sobreestima la desviación y para ángulos por debajo de los 24^0 grados las desviaciones de la linealidad son pequeñas. Estos efectos afectarán a la resolución como se verá más abajo.

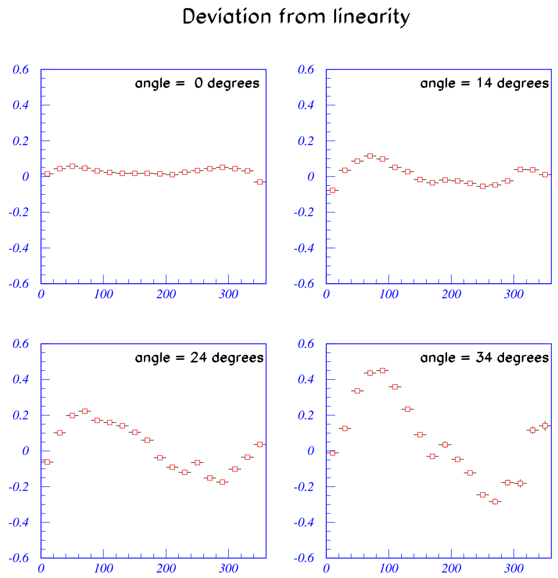

Figura 4.33: *Desviaciones respecto a la linealidad, expresadas en mm, frente al tiempo de deriva, en ns. A medida que aumenta el ángulo lo hace la desviación de la linealidad.*

4.6.4 Resolución

La resolución intrínseca de la celda puede obtenerse a partir de la desviación típica de las distribuciones de residuos, o bien a partir de la de las distribuciones de *Mean time*.

En la figura 4.34 mostramos la resolución, estimada con la distribución de residuos, en función de V_{ampl}, para trazas con incidencia perpendicular en una supercapa. La resolución mejora a medida que aumentamos V_{ampl}, pues se requieren menos electrones primarios para provocar una avalancha detectable y por lo tanto su indefinición temporal disminuye.

En la figura 4.35 mostramos la resolución en función del tiempo de deriva para diferentes ángulos. La resolución se ha estimado a partir de las distribuciones de residuos que se obtienen para cada intervalo temporal. Cada punto en estas gráficas, representa un intervalo temporal de 20 ns.

La resolución es homogénea a lo largo de la celda empeorando globalmente para los ángulos más grandes, y empeorando en cuanto a homogeneidad a lo largo de la celda (ver la figura correspondiente a los 34^0 grados).

En la figura 4.36 se muestra para los hilos horizontales y verticales el efecto de la rotación sobre el eje vertical. El comportamiento para los hilos verticales representa

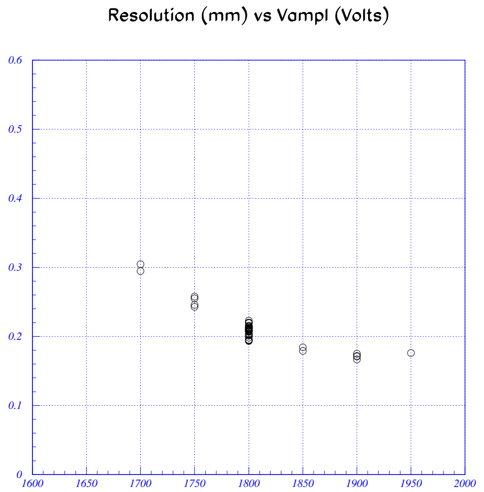

Figura 4.34: *Resolución en mm en función de V_{ampl}.*

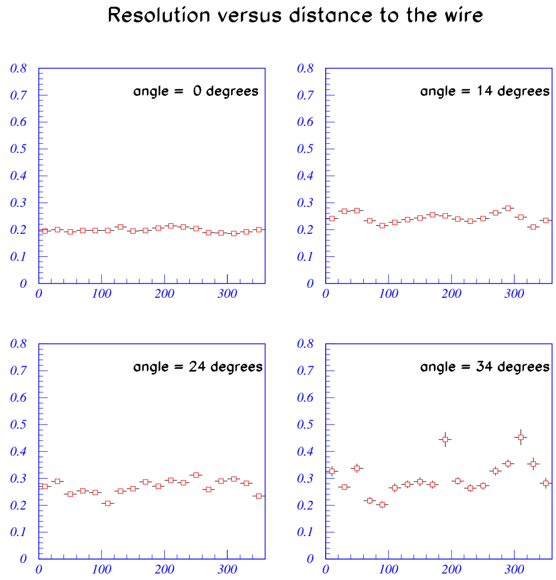

Figura 4.35: *Resolución en función del tiempo de deriva para diferentes ángulos de incidencia. Los datos que se muestran han sido obtenidos para los hilos verticales de la cámara.*

la evolución global de la resolución frente al ángulo, que resume las cuatro gráficas

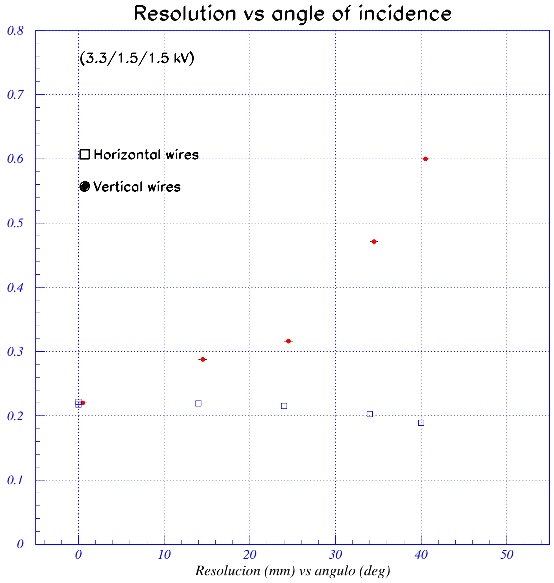

Figura 4.36: *Resolución en función del ángulo de incidencia para los hilos horizontales (icono cuadrado) y para los verticales (icono redondo).*

de la figura 4.35 salvo el comportamiento local, esto es, el comportamiento a una determinada distancia del hilo: el valor de la resolución que mostramos en 4.36 es un promedio global de celda, obtenido de la distribución de residuos sin distinguir la posición por la cual pasa cada una de las trazas. Obviamente la resolución empeora a medida que aumenta el ángulo en los hilos vericales, aunque no en los horizontales, para los cuales permanece constante.

4.7 Resultados en presencia de campo magnético

Las cámaras del detector central de CMS estarán sometidas a campos magnéticos residuales variables en su interior, que alcanzan intensidades de 0.8 T en algunos puntos. Este campo magnético, debido a la geometría del entrehierro del imán de CMS (véase la figura 4.37), presenta simetría cilíndrica alrededor del eje de los haces, con lo cual puede expresarse mediante las componentes B_Z, paralela al eje de los haces y al plano de cualquiera de las cámaras, y B_r, radial, perpendicular al eje de los haces. En la figura 4.38a y b se muestra el perfil del comportamiento que se prevé [3] para ambas componentes a lo largo del eje Z de los haces, para tres sectores consecutivos del Detector Central, y para sus 4 estaciones MB. En la figura 4.38 destacamos por una parte que la componente B_Z se mantiene aproximadamente constante a lo largo del eje z, alcanzando intensidades apenas superiores a los $0.1T$, salvo en la proximidad de los límites entre diferentes sectores del Detector Central donde experimenta un fuerte aumento. Por otra parte la componente B_r, presenta fuertes variaciones entre sectores, aumentando su intensidad a medida que nos acercamos al *Endcap* del detector, y del exterior al interior, donde se encuentra $MB1$, para la que se alcanzan en el sector vecino del *Endcap*, intensidades de $0.8\,T$.

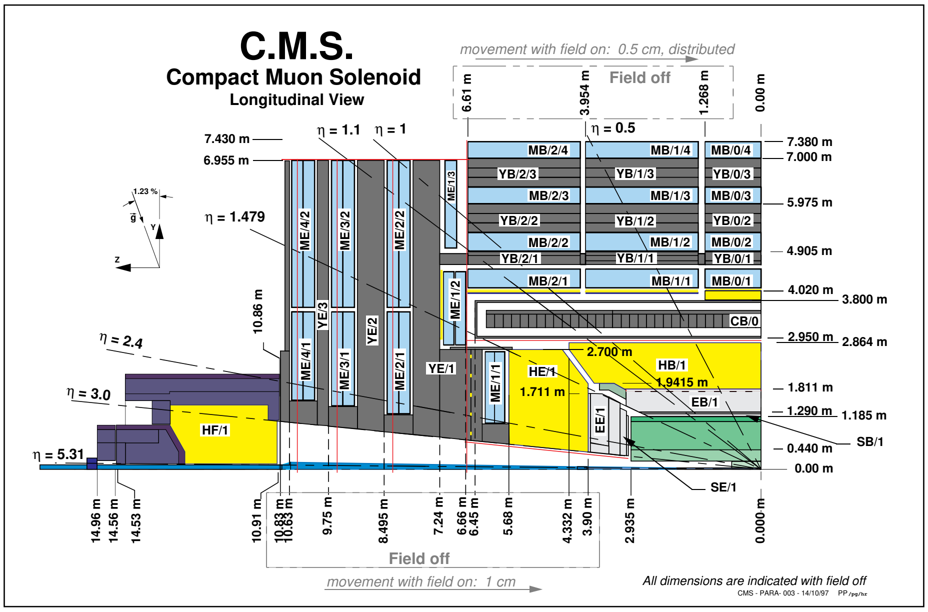

Figura 4.37: *Vista de longitudinal de una cuarta parte del detector CMS. Se distinguen las 4 estaciones de muones MB en los 3 sectores del detector central de muones que abarca el cuadrante.*

Con el objetivo de evaluar el efecto de estos campos sobre el funcionamiento y prestaciones de las cámaras de deriva se presentarán a continuación los resultados obtenidos con el detector objeto del presente capítulo, que junto con los obtenidos por otros grupos de la colaboración CMS, resumen la influencia de cada una de las componentes del campo B. Para ello se ha utilizado el campo magnético uniforme generado en el imán $M1$ que se muestra en la figura 4.9, del haz $H2$ del CERN. El imán permite dos orientaciones posibles con respecto al haz de prueba $H2$, a saber: campo paralelo al haz o bien campo perpendicular al mismo. Por otra parte las componentes del campo magnético en CMS, B_r y B_Z presentan en el interior de las celdas de deriva de las cámaras de muones de CMS diferentes orientaciones según la disposición de los hilos, que dijimos que era paralela al eje de los haces en

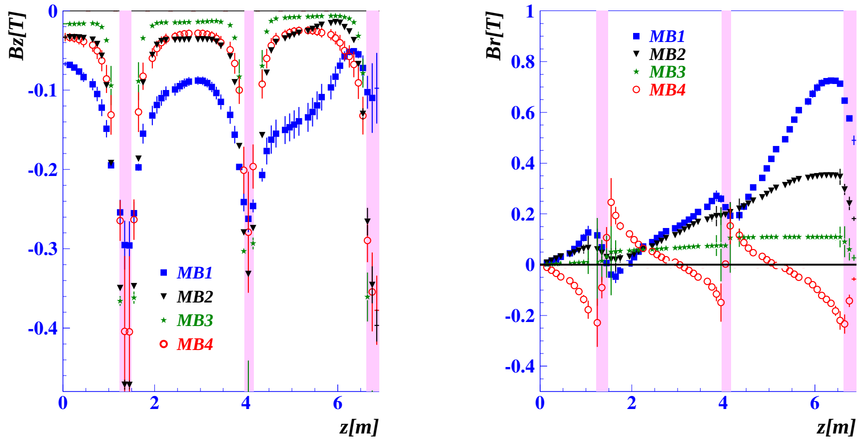

Figura 4.38: *a: Se muestra la componente del campo magnético paralela al eje de los haces a lo largo de las cámaras pertenecientes a 3 sectores longitudinales consecutivos mostrándose los hilos entre sectores visibles en la figura 4.37. b: Ídem para la componente radial perpendicular al eje de los haces. El origen se encuentra en el centro del Detector.*

LHC (supercapas ϕ) o perpendicular (supercapa Z) para cada cada cámara. Estas orientaciones tendrán efectos diferentes sobre las características de funcionamiento de las celdas.

En el interior de cada celda el campo puede descomponerse en las siguientes componentes: B_W, paralela al hilo; B_N, perpendicular al hilo y a las líneas de deriva que se dirigen de la viga al hilo, es decir, es perpendicular a un plano de hilos cualquiera de una supercapa; B_E, que es paralelo a las líneas de deriva que se dirigen de la viga al hilo en la proximidad del hilo. En la figura 4.39 se muestran estas componentes.

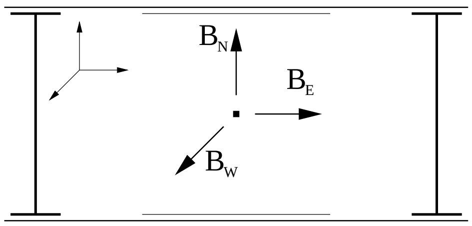

Figura 4.39: *Se muestra una vista artística de las componentes del campo magnético en el interior de una celda de deriva. En el propio dibujo se muestra la orientación de cada componente.*

La componente B_W en los hilos de las supercapas (r, ϕ) de cada cámara, es debida al campo B_Z, y a la componente B_r en la supercapa Z. La componente B_N es debida al campo radial B_r en cualquier supercapa de cada capa. La componente B_E es debida al campo B_Z en la supercapa Z de cada cámara, y al campo B_r en las supercapas (r, ϕ). La figura 4.40 muestra la orientación de los hilos de las supercapas de una cámara respecto al campo magnético en CMS, así como las componentes de los campos magnéticos en el interior de cada celda generadas por el campo magnético B_r y B_Z.

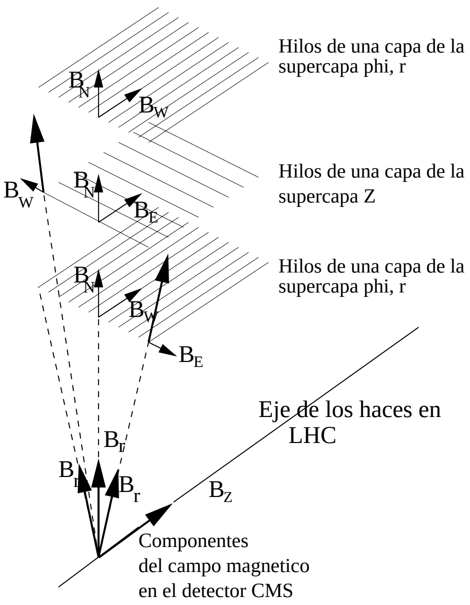

Figura 4.40: *Orientación relativa de los hilos de una capa de cada una de las tres supercapas de una cámara típica del Detector Central de muones de CMS y el campo magnético.*

Como se comentó en la sección 2.4.4 del capítulo 2 relativa al campo magnético, las componentes que afectan críticamente a la deriva son B_W y B_N. El efecto esperado de la componente B_E es pequeño. B_N afectará principalmente al tiempo máximo de deriva aumentando la longitud de los caminos de deriva hacia el ánodo, pero sin perturbar demasiado la linealidad de la relación espaciotemporal: este efecto se manifiesta a través de una disminución de la velocidad de deriva aparente sin que la linealidad se vea afectada apreciablemente. B_W perturba la linealidad espaciotemporal de las celdas, modifica las trayectorias de deriva pudiendo afectar a la eficiencia de las trazas más alejadas del hilo, y produce efectos asimétricos relacionados con el ángulo de incidencia. En la figura 4.41 mostramos el efecto de aplicar un campo paralelo a los hilos B_W, sobre el perfil de las líneas de deriva.

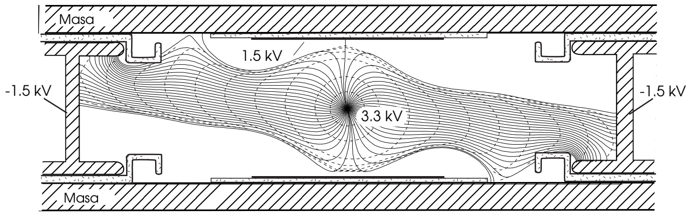

Figura 4.41: *En la figura mostramos el efecto sobre las líneas de deriva de un campo magnético* $B_W = 0.45$ T *paralelo a los hilos. La composición del gas es* 85% *de Ar y* 15% *de* CO_2*. Se ha empleado el programa de simulación* Garfield *[61] en la obtención del perfil de las líneas de deriva.*

Durante el período de prueba en el CERN con el prototipo del CIEMAT, el imán estaba dispuesto con el campo magnético perpendicular al haz de muones de test. Por esta razón y al disponer en nuestro prototipo de 2 supercapas con hilos verticales y 2 con los hilos horizontales, podemos obtener datos para el estudio de los efectos debidos a B_W y B_E a la vez, mediante el estudio de los efectos de un único campo magnético B sobre ambas orientaciones. En otro período de prueba otro grupo de la colaboración CMS dispuso del imán en la disposición en que el campo magnético es paralelo al haz de test estudiando la componente B_N.

Los resultados que mostramos a continuación se refieren a las componentes B_E y B_W, que son las estudiadas con el prototipo CIEMAT. Los resultados para el campo B_N se presentan, por completitud, en el apéndice A.

4.7.1 Eficiencia

En la figura 4.42 mostramos que para la componente B_E paralela al campo eléctrico, no hay ningún efecto en el rango de valores de 0 a 1 T. Por el contrario observamos un decrecimiento de la eficiencia para valores crecientes de B_W, por encima de 0.4 T, situación que no se dará, para esta componente, en ninguna de las celdas de las cámaras de CMS. Esta disminución en la eficiencia presenta un carácter local como podemos comprobar en la figura 4.43. En esta figura se muestra la eficiencia en función de la distancia al hilo, para los diferentes valores del campo magnético B_W, de modo que para valores por debajo de 0.4 T no hay caída de la eficiencia a ninguna distancia del hilo, lo cual es coherente con el resultado para la eficiencia global intrínseca de la celda de la figura anterior 4.42. Para valores por encima de 0.4 T, aparece a una distancia del orden de $1-2$ mm de la viga, una marcada disminución de la eficiencia que puede originar un vacío en la detección de los muones que crucen dicha región.

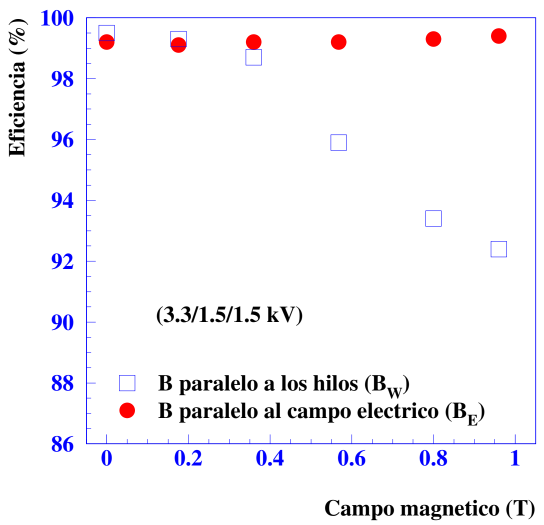

Figura 4.42: *Eficiencia en función del campo magnético con el campo paralelo a los hilos (icono cuadrado) y paralelo al campo eléctrico (icono redondo).*

4.7.2 Velocidad de deriva

En la figura 4.44 mostramos los resultados obtenidos para la velocidad de deriva en función de los campos B_W y B_E. En primer lugar no se produce un efecto apreciable a medida que variamos B_E. Por el contrario al variar B_W, disminuye la velocidad de deriva aparente, del orden del 2% para los 0.6 T y menos del 1% para 0.4 T.

Por otra parte, para valores de B_W grandes, no sólo se ve afectada la velocidad de deriva sino la linealidad espacio temporal en el interior de la celda. En la figura 4.45 se muestran los centros de las distribuciones de residuos de los ajustes realizados para trazas con 4 señales, en función de la distancia al hilo. El comportamiento de la celda se aparta de la linealidad a una distancia del hilo menor que 4 mm de una manera apreciable. Si bien el campo E en el interior de la celda no varía mucho, y como ya se comentó se opera en saturación, en la cercanía del hilo presenta

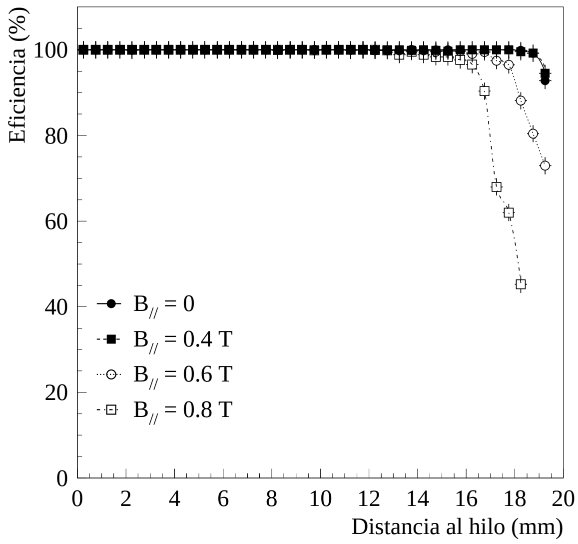

Figura 4.43: *Eficiencia en función de la distancia al hilo para diferentes valores del campo magnético paralelo al hilo B_W.*

una variación mayor y el ángulo de Lorentz, del que depende la velocidad de deriva, sí presenta una dependencia con respecto a E [38], alterándose la linealidad de la celda. Por otra parte la linealidad también se deteriora en las proximidades de la viga.

4.7.3 Efectos asimétricos dependientes del ángulo

En la figura 4.41 hemos mostrado el efecto del campo B_W sobre los perfiles de las líneas de deriva. Intuitivamente podemos hablar de una rotación del perfil entorno al hilo anódico, de modo que si un muon incide con una inclinación respecto al plano de hilos tal que pueda considerarse con incidencia normal al perfil de líneas de deriva, entonces esto no será cierto para otro muon que presente idéntica inclinación pero de signo contrario, con lo cual cabe esperar un efecto asimétrico en la velocidad de deriva dependiendo de si la incidencia tiene lugar con un ángulo o su ángulo opuesto (ver figura 4.46a). Esto es lo que se observa efectivamente en la figura 4.46b.

En esta figura, utilizando campos magnéticos de signos opuestos con un mismo ángulo, emulamos la situación en que disponemos de un campo magnético y dos

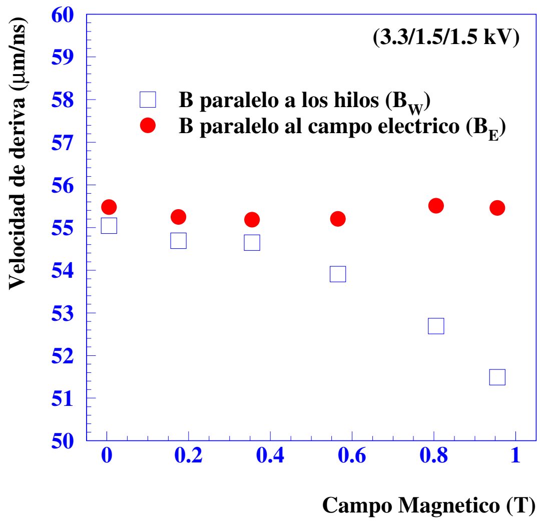

Figura 4.44: *Velocidad de deriva en función del campo magnético para las configuraciones de B paralelo a los hilos,* B_W*, (icono cuadrado) y B perpendicular a los hilos y paralelo al campo eléctrico,* B_E*, (icono redondo).*

ángulos de signos opuestos. Para un ángulo de 24^0 y un campo de 0.36 T se produce una variación de un 10%, al invertir el campo.

4.7.4 Resolución

La resolución obtenida a partir del *Mean time* para los campos B_W y B_E, se muestra en la figura 4.47. No se aprecia ninguna variación con el campo B_E paralelo al campo eléctrico. Por el contrario, para el campo paralelo al hilo B_W, disminuye a medida que éste aumenta. Los valores críticos que dan la medida de la calidad en el funcionamiento, son los que corresponden al campo máximo para cualquiera de las componentes en que deberán operar algunas zonas de algunas de las cámaras en el Detector Central. En el caso de B_W, como se mostró en la figura 4.38a, dicho valor es de aproximadamente 0.4 T. Para este valor, la resolución es de alrededor de los 240 μm como se ve en la figura 4.47, por debajo de los 250 μm de resolución en la medida para cada celda requerida para CMS (véase el capítulo 3) [2].

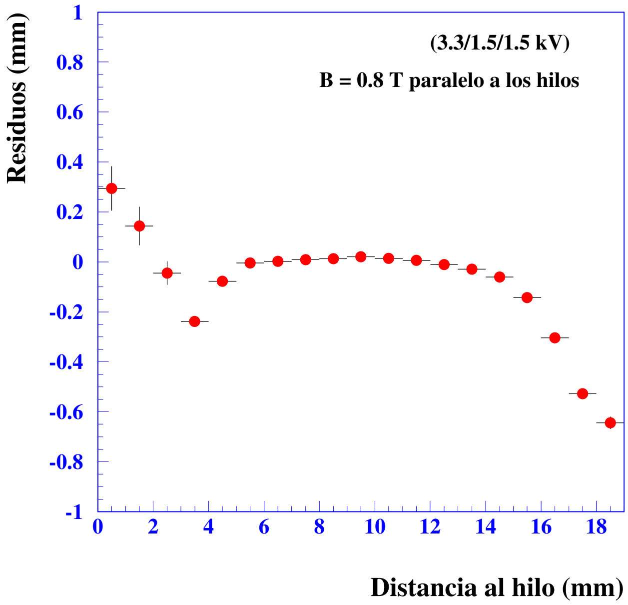

Figura 4.45: *Desviación respecto a la linealidad, en mm, en función de la distancia al hilo, en mm.*

4.8 Conclusiones

Se ha construido un prototipo de cuatro supercapas de celdas de deriva y tras su transporte al área experimental $H2$ del CERN, ha sido probado en un haz de muones con energías en el rango $200 - 300\ GeV$. Para ello se han diseñado herramientas y elaborado procedimientos de construcción que han supuesto una aportación a la fase de diseño del Detector Central de CMS en el LHC. El prototipo ha cumplido con las exigencias de estanqueidad y comportamiento frente a alta tensión a que fue sometido. Por lo que al aspecto mecánico se refiere, el posicionado de hilos se ha conseguido con un precisión mejor que 100 μm, satisfaciéndose el requerimiento de posicionado de hilos para CMS.

Tras la exposición del prototipo al haz de muones, se tomaron datos variando tensiones de operación de los electrodos, ángulos de incidencia del haz y umbrales de discriminación. El diseño de celda de deriva del prototipo posee un comportamiento de eficiencia satisfactorio, y cumple con el objetivo de resolución requerido para el Detector Central de Muones en CMS [3].

Finalmente el prototipo se emplazó en un imán en el que se tomaron datos en un rango de valores de campo magnético de hasta 1 T, con la intención de reproducir y estudiar cómo se ven afectadas las prestaciones del detector en las condiciones

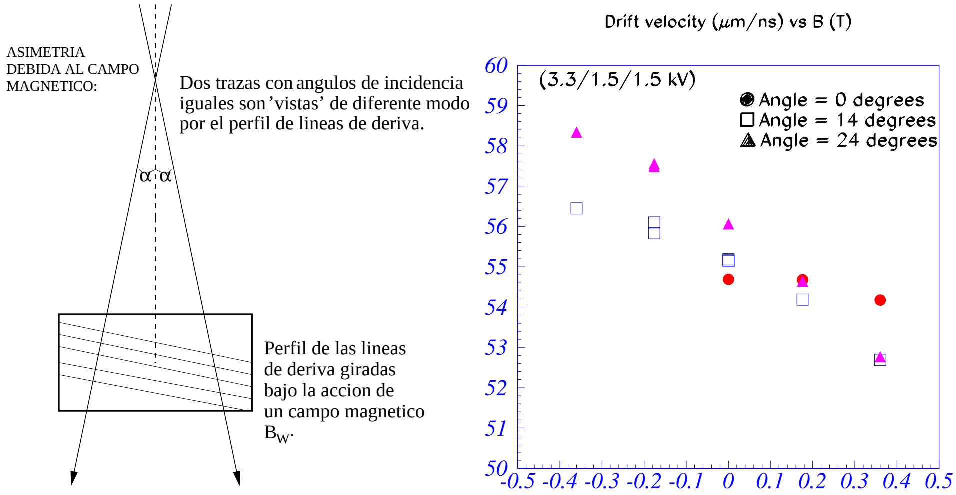

Figura 4.46: *a: Efecto geométrico al variar el perfil de líneas de deriva por la acción de un campo magnético B_W. b: Asimetría en el comportamiento de la velocidad de deriva en función del campo magnético para diferentes ángulos de incidencia.*

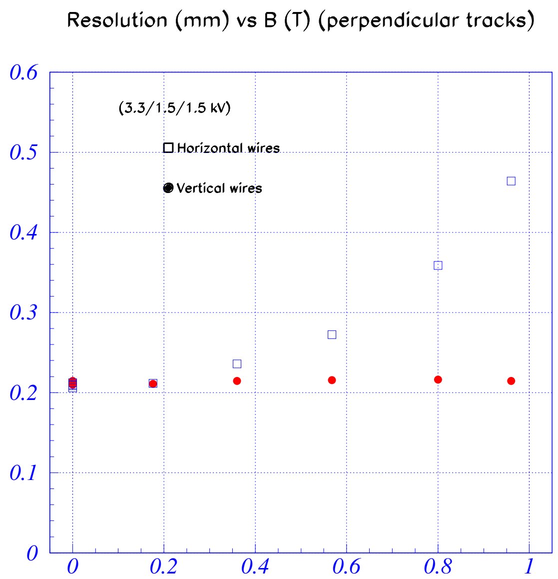

Figura 4.47: *Resolución para incidencia perpendicular en función del campo magnético en los hilos horizontales, B_W (icono cuadrado); y verticales, B_E (icono redondo).*

en las que operarán algunas cámaras en el Detector Central por causa del campo residual del imán que las afectará. El comportamiento de los electrones en deriva en el seno de un campo magnético y el diseño de las celdas convierte en críticas las componentes del campo magnético B_W, B_N en el interior de la celda. Se ha estudiado las componentes B_W y B_E. Los resultados indican que, en las condiciones de campo magnético en que se opera en CMS, la resolución y la eficiencia no se ven afectadas de manera problemática en las zonas en que el campo B_Z es más grande.

Por otra parte la velocidad de deriva y el tiempo máximo de deriva (MT_i) se ven afectados hasta en un 5%, con lo cual la identificación del cruce de haces puede verse afectada según la posición por la que haya cruzado el muon, requiriéndose un diseño del *trigger* que contemple este efecto, distinguiendo a aquellas cámaras expuestas a un campo magnético B_Z moderado.

Capítulo 5

Construcción y pruebas de un prototipo de tamaño real

5.1 Introducción

La cámara cuya prueba y resultados describiremos a continuación es un prototipo a escala real de una cámara MB1 del Detector Central de Muones: MB96. Su construcción y prueba representó un hito importante del programa de desarrollo del Grupo del Detector Central de Muones de la colaboración CMS, y, salvo estudios adicionales de comportamiento en campo magnético de las celdas o de influencia en la estabilidad mecánica debida a las vigas, sintetiza la experiencia acumulada tanto en construcción y herramientas como en prestaciones y funcionamiento.

La construcción se realizó en Legnaro (Italia), y fue el resultado de la colaboración de todos los Institutos que participan en el Detector Central de Muones de CMS. El CIEMAT participó en el diseño y aportó el útil para el pegado de electrodos y un dispensador automático de pegamento. También se participó en la toma de cósmicos y puesta a punto de la cámara con anterioridad a su envío a la zona experimental H2 en el CERN para el test. Se desarrolló asimismo, un sistema de control de alta tensión para facilitar la modificación de las tensiones de operación de los electrodos y demás parámetros relacionados durante el test. La toma de datos se realizó de manera conjunta, corriendo su análisis a cargo de los diferentes Institutos de la colaboración. Los resultados que se presentan a continuación forman parte de la aportación que el CIEMAT ha realizado a dicho estudio y han sido expuestos en el CERN (1998) en el marco de las reuniones que periódicamente mantiene la colaboración. Asimismo se ha elaborado una nota técnica de CMS

[99] que los recoge. Cabe comentar que el estudio realizado con MB96 no es tan exhaustivo como el realizado con el prototipo del CIEMAT, por la imposibilidad de someterlo, debido a su tamaño, a un campo magnético.

Se han tomado datos para diferentes ángulos, diferentes valores de potencial en los electrodos, y diferentes regiones de incidencia del haz con objeto de probar la uniformidad de la cámara en el funcionamiento.

En primer lugar referiremos el dispositivo experimental indicando solamente las diferencias respecto a la toma de datos con el prototipo CIEMAT. Después se mostrará los resultados obtenidos sin indicar el procedimiento seguido, a no ser que éste presente alguna particularidad respecto al del prototipo CIEMAT.

5.2 La cámara de muones MB96

El diseño conceptual de MB96 es el de una cámara MB1, como se ha comentado más arriba y ya fue referido en el capítulo 3. Sus dimensiones son 1990 $mm \times$ 2536 $mm \times$ 290 mm. Las celdas de MB96 son iguales a las descritas para el prototipo construido en el CIEMAT, salvo pequeños cambios en las dimensiones de la viga que en el caso de MB96 tiene un grosor de 1.2 mm y presenta un ala de 7 mm. El diseño del bloque portahilos también varió parcialmente [99]. La disposición de los electrodos y el tipo de material utilizado en su construcción para cada uno de ellos es el mismo.

La figura 5.1 muestra una esquina de la cámara MB96 en la que se ven las tres supercapas, los conectores de alta tensión en las esquinas, el sistema de distribución de gas, y los bloques que referencian externamente la posición de los hilos.

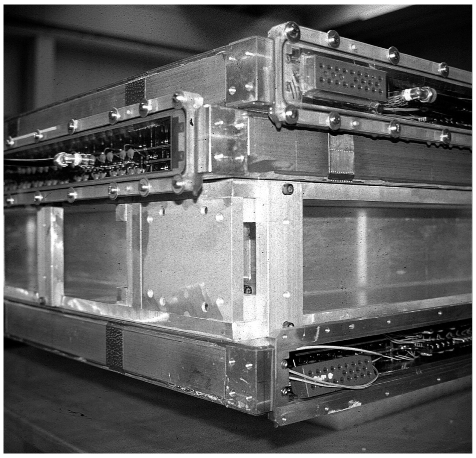

Figura 5.1: *Vista de una esquina de la cámara MB96.*

La cámara fue sometida a diversas pruebas con el fin de asegurar el cumplimiento de las tolerancias mecánicas de precisión en el posicionado de hilos, para lo cual se utilizó una regla óptica con una cámara CCD de 10 μm de resolución [87]. Se evaluó también la tensión mecánica de los hilos [86]. En la figura 5.2, se comprueba que los hilos están posicionados con una precisión mejor que 100 μm.

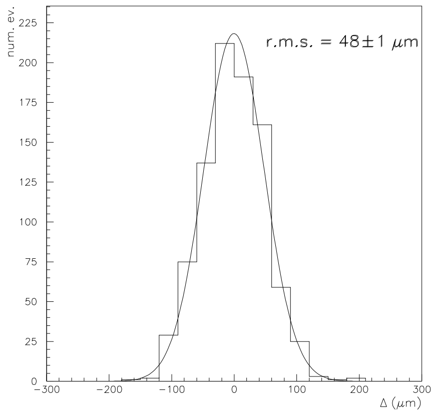

Figura 5.2: *Histograma de las distancias de los hilos a su posición nominal en el lado de alimentación de alta tensión. Se muestra que la dispersión alrededor de dicha posición nominal es del orden de las* 50 μm.

5.3 Dispositivo experimental

5.3.1 Electrónica utilizada en las Cámaras

MB96 fue trasladada a la zona experimental H2 en el área norte y sometida a un haz de muones de $200 - 300GeV$ durante los meses de Agosto y Septiembre del año 1997. Se utilizó una mezcla Ar/CO_2 en porcentajes: $Ar(85\%)$ $CO_2(15\%)$. Los potenciales estándar o de referencia fueron: $V_{anodo} = 3500V, V_{electrododecobre} = 1700V$ y $V_{vigas} = -1700V$. Se emplearon preamplificadores $ASD8$ [90] que actúan a la vez como discriminadores. El nivel de discriminación con que se operó fue de $5.5fC$. Para la adquisición se han empleado TDC KLOE VME [89] multiseñal de 32 canales, con una precisión de $1ns$, operado en modo de parada común.

5.4 Resultados

La eficiencia y resolución han sido obtenidas de acuerdo con los métodos expuestos en el capítulo referido al prototipo de cuatro capas construido en el CIEMAT. Un objetivo capital de MB96 era demostrar la viabilidad de la producción industrial de las cámaras. Tras haber comprobado con los prototipos previos desarrollados por los Institutos de la colaboración, que el diseño de celda satisface los requerimientos de detección relativos a resoluciones y linealidad, MB96 se proponía mostrar que dicho diseño era igualmente satisfactorio operando en una cámara a tamaño real, con una electrónica próxima a la que se utilizará en CMS. Para ello era necesario efectuar una prueba que mostrara la uniformidad en el funcionamiento de la cámara a lo largo de los hilo así como en las diferentes regiones de la cámara. Con ese fin se dispuso la cámara de manera que el haz incidiera en las regiones que se muestran en la figura 5.3.

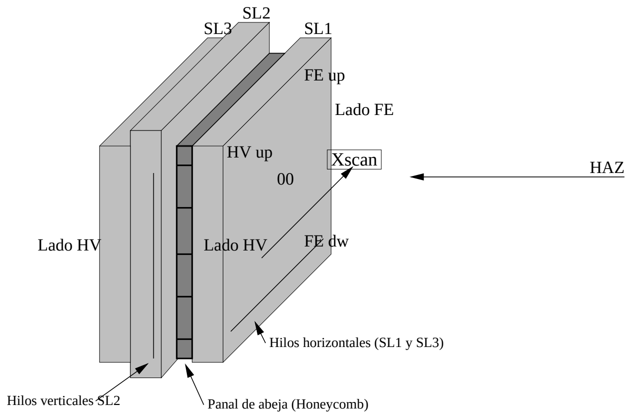

Figura 5.3: *En la figura mostramos una vista artística en la que se indican las diferentes regiones en las que incidió el haz. FE (Front End) se refiere al lado de la supercapa* Φ *donde se conectan los mazos de cables de señal. HV (High Voltage) al lado de la cámara en que se suministra la alta tensión a los electrodos para cualquiera de las supercapas SL1 o SL3. Se indica como Xscan el sentido y posición del barrido de la cámara por el haz usado en las figuras 5.6, 5.8 y 5.14. No se operó con campo magnético en ningún momento.*

Los procedimientos que se han seguido para la obtención de los parámetros de interés en el funcionamiento de la cámara son los expuestos en el capítulo dedicado al prototipo construido en el CIEMAT.

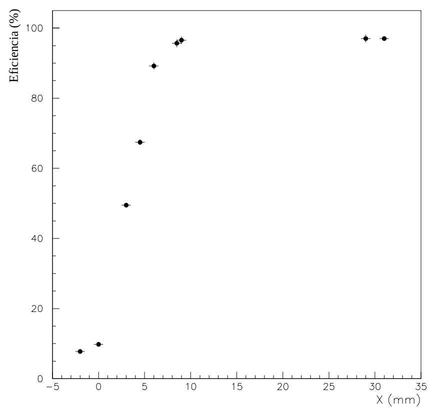

Figura 5.4: *Eficiencia en función de la coordenada a lo largo del hilo, partiendo del extremo.*

5.4.1 Test de eficiencia en el extremo de la celda

Con el fin de evaluar el comportamiento de las celdas en sus extremos, donde se encuentran sendos bloques portahilos, se realizó un test de eficiencia, utilizando un centelleador de 0.8 mm de ancho, que permite determinar la posición de paso del muon. En la figura 5.4 se muestran los resultados de la medida de la eficiencia, desde la posición de -5 mm correspondiente al extremo del hilo en el interior del bloque portahilos, pasando por la posición 0 mm donde el hilo emerge del bloque y se encuentran ya los electrodos de tira de Cobre, y la posición de 5 mm correspondiente al extremo de las vigas.

Como se observa en la figura, el *plateau* de eficiencia empieza alrededor de los 8 mm después de que el hilo emerja del bloque portahilos. En la figura 5.5 mostramos los espectros de tiempos obtenidos a diferentes posiciones del hilo, y a partir de los 8 mm, tampoco se observa ninguna distorsión en el espectro de tiempos.

5.4.2 Test de uniformidad

Se ha evaluado la eficiencia y la resolución en función de la posición en un recorrido a lo largo de los hilos horizontales desde el centro de la cámara, denominado 00, hasta una distancia de 60 cm en un sentido y otro. Las figuras 5.8 y 5.14 muestran los resultados.

Asimismo se ha obtenido la resolución y la eficiencia en función del potencial

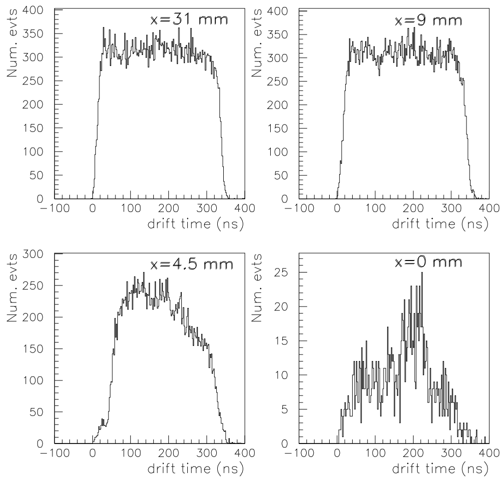

Figura 5.5: *Eficiencia en función de la coordenada a lo largo del hilo, partiendo del extremo.*

efectivo V_{eff}, para las diferentes regiones indicadas en la figura 5.3. En las figuras 5.7 y 5.10 mostramos respectivamente la eficiencia y la resolución, con el haz incidiendo en dichas regiones.

Se muestra asimismo la resolución en función de la distancia al hilo para varias celdas consecutivas (figuras 5.11, 5.12 y 5.13). En estas figuras el origen de la escala de las abscisas se encuentra en el extremo de la primera celda−cualquiera de las dos exteriores en la primera capa− de la supercapa correspondiente. Por lo tanto la variable que representan, a saber la distancia a dicho extremo, es perpendicular a los hilos.

Propagación de la señal en el hilo

El monitoraje del T_0 global o inicio del espectro de señales físicas en las supercapas primera o tercera, para los *runes* de datos tomados a lo largo de la dirección paralela a los hilos horizontales, los de dichas supercapas, da como resultado los valores que se muestran en la figura 5.6. En esta figura mostramos, sin correción de T_0 global, los valores obtenidos mediante el procedimiento de derivada del espectro y ajuste al fondo de ruido, con resultados plenamente consistentes, pues, como se ve en la figura referida, el T_0 muestra idéntico comportamiento frente a la posición del haz en ambos métodos (las rectas a que podemos ajustar los puntos de la figura en uno y otro método son paralelas). Los *runes* se tomaron consecutivamente y en un corto período de tiempo con lo cual no cabe esperar que los cambios en la posición del espectro se deban a cambios en la operación de la electrónica o de otro tipo. Por el contrario se explican asumiendo que la señal requiere de un tiempo para su propagación a lo largo del hilo desde el punto en que tiene lugar la avalancha desencadenada por el muon hasta el preamplificador.

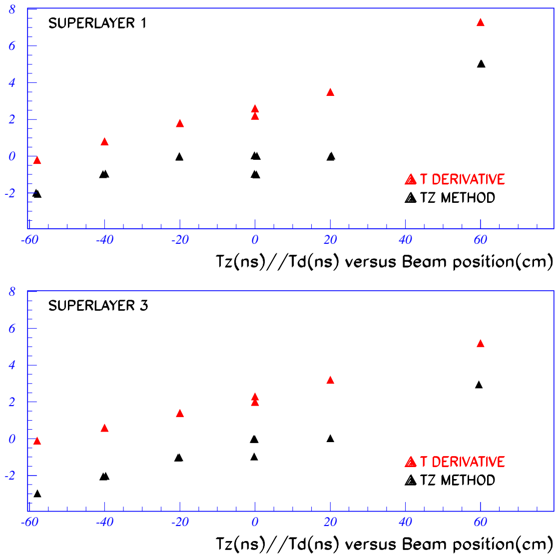

Figura 5.6: *Se muestra el T_0 global obtenido a través del ajuste al fondo de ruido (T_z) y el métodos de derivada del espectro físico de señales (T_d) en función de la posición de incidencia del haz a lo largo de los hilos horizontales, siendo la posición 00 de la figura 5.3 el origen de tiempos y espacios. Los valores del T_0 para cada posición de incidencia del haz han sido obtenidos para runes de toma de datos consecutivos, apreciándose un desplazamiento global del espectro.*

La velocidad de propagación en el hilo obtenida a partir del ajuste a una recta de la gráfica de la figura 5.6, es constante y del orden de los $0.22\ 10^9\ m\ s^{-1}$, algo menor que la de la luz en el vacío.

5.4.3 Eficiencia

En la figura 5.8 se muestra en primer lugar la eficiencia de detección de las supercapas primera y tercera en función de la posición del haz, y en segundo lugar la eficiencia media de una celda. En ambos casos se obtienen valores estables y

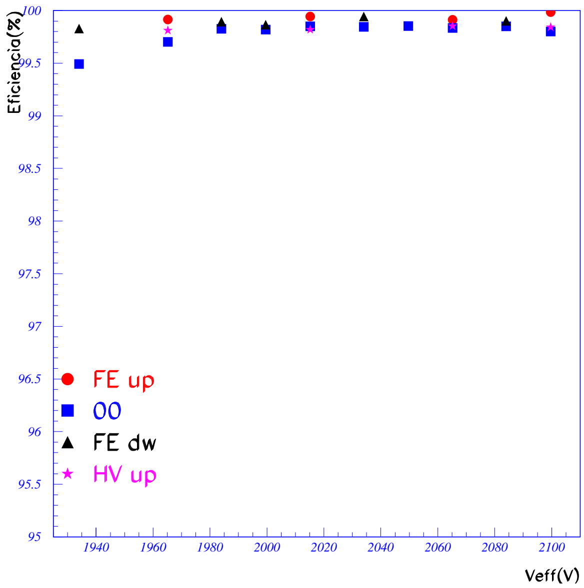

Figura 5.7: *La figura muestra la eficiencia para las diferentes regiones en función de V_{eff}.*

constantes. El valor de la eficiencia que se muestra en la figura es un límite inferior, pues en ésta no se han eliminado algunas celdas que no funcionan correctamente.

En la figura 5.7 se muestra la evolución de la eficiencia con respecto al potencial efectivo V_{eff}, definido en la ecuación 4.2 de la sección 4.4.4, para las diferentes regiones de la cámara indicadas en la figura 5.3. El comportamiento es el esperado e igualmente uniforme para todas las regiones. El valor de la eficiencia en los diagramas de esta figura es una estimación de la eficiencia mucho mejor que el que aparece en las gráficas de la figura 5.8. Cabe resaltar el hecho de que en MB96 el umbral de V_{eff} para alcanzar el *plateau* de estabilidad en la eficiencia está por debajo de 1950 V, mientras que en el prototipo de cuatro capas descrito en el capítulo anterior, es alcanzado por encima de los 2050 V (ver figura 4.26). Esta diferencia puede deberse al cambio en el diseño de las vigas que como se vio en el capítulo 4 puede afectar a la eficiencia.

En la figura 5.9 se muestra la ineficiencia en el interior de una celda para trazas incidentes perpendicularmente. Esta figura es equivalente a la figura 4.28, que mostramos para el prototipo CIEMAT, en la que también se observa una disminución de la eficiencia cuando el muon cruza la celda a la altura del borde del ala de la viga donde se encuentra el grueso de aislante de Lexan. Se observa una

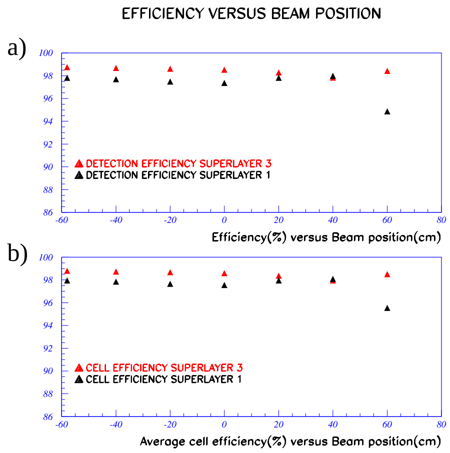

Figura 5.8: *a: Eficiencia de detección —promediada para toda la cámara— en función de la posición del haz. b: Eficiencia de una celda en particular —que está siendo tocada por el haz—, en función de la posición del haz. Operación en condiciones estándar de tensiones.*

pequeña diferencia en la posición de este crecimiento de la ineficiencia respecto al prototipo CIEMAT, debido a la modificación en el tamaño del ala de la viga.

5.4.4 Resolución

En la figura 5.10 se muestra la desviación típica de las distribuciones de *Mean Time*, que es una medida directa de la resolución en tiempos, en función de V_{eff} para cada una de las regiones de la cámara indicadas en la figura 5.3. Teniendo en cuenta que hemos definido MT_i como $MT_i = \frac{1}{2}(t_{i-1} + t_{i+1}) + t_i$, las distribuciones asociadas a cada variable verificarán:

$$\sigma^2_{MT_i} = \frac{\sigma^2_{i-1} + \sigma^2_{i+1}}{4} + \sigma^2_i, \tag{5.1}$$

siendo las σ_{i-1}, σ_i, σ_{i+1}, las desviaciones típicas de las distribuciones correspondientes a la capa i y a las adyacentes. Todas estas desviaciones típicas son la resolución en la medida de tiempos σ, y por lo tanto, a partir de la ecuación 5.1, despejando σ, se tiene que:

$$\sigma = \sigma_{MT_i}\sqrt{\frac{2}{3}}. \tag{5.2}$$

Así pues con el factor $\sqrt{\frac{2}{3}}$, para una anchura de MT de 4 ns obtenemos un valor de resolución de unos 2.8 ns que con las velocidades de deriva que contemplamos,

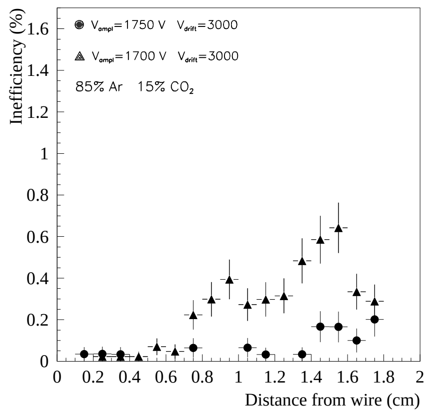

Figura 5.9: *Ineficiencia en el interior de una celda en función de la distancia al hilo, para muones incidentes perpendicularmente y dos configuraciones de potencial.*

supone una resolución espacial del orden de 170 μm − 180 μm. Los valores que mostramos en las gráficas se han obtenido para trazas con incidencia perpendicular. La resolución se comporta de manera aproximadamente homogénea para todas las regiones consideradas.

En las figuras 5.11, 5.12 y 5.13 se muestra la uniformidad de la resolución en el interior de varias celdas consecutivas en función de la posición del haz, para las tres supercapas que constituyen MB96.

Se comprueba el comportamiento uniforme de la resolución en función de la posición del haz.

En la figura 5.14 se muestra la uniformidad de la desviación típica de las distribuciones de suma de tiempos para las capas de celdas indicadas en la propia figura, en función de la posición del haz que sigue en este caso el barrido que se indica en la figura 5.3 como $X scan$.

Consideraciones análogas a las empleadas en la expresión 5.1, resultan en la división por $\sqrt{2}$ para pasar de los valores que se muestran a los de resolución propiamente dicha. Cabe indicar que esta figura muestra la resolución global promediada para toda la celda.

Todos los resultados son coherentes entre sí y confirman la uniformidad de la cámara.

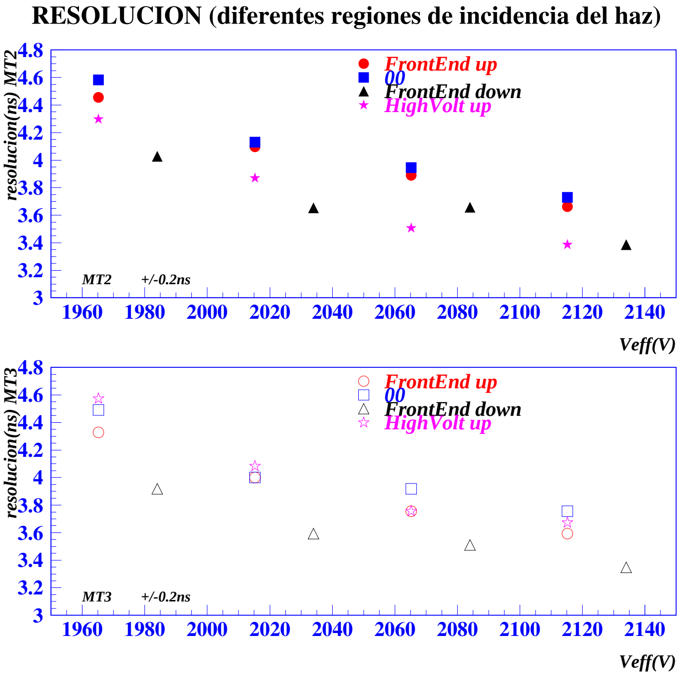

Figura 5.10: *Se muestra la σ, desviación típica, de la distribución de MT2 y MT3, que multiplicada por el factor oportuno da el valor de la resolución en tiempos, en función de V_{eff}.*

5.5 Conclusiones

La cámara MB96 ha sintetizado la experiencia de todos los grupos de la colaboración CMS en cuanto a construcción, electrónica y diseño de útiles previos a la producción e instalación del detector propiamente dichas. Por otra parte MB96, ha servido para confirmar en un protrotipo a tamaño real las prestaciones de resolución y eficiencia conseguidas en el prototipo CIEMAT. Los resultados del test de uniformidad aseguran el buen comportamiento de la cámara en el intervalo de aceptancia que abarca.

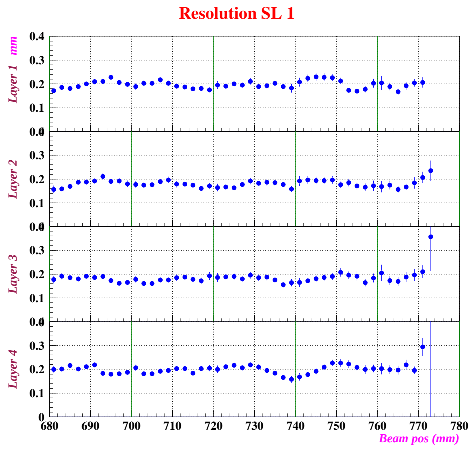

Figura 5.11: *Resolución, en mm, en función de la posición del haz para la supercapa SL1.*

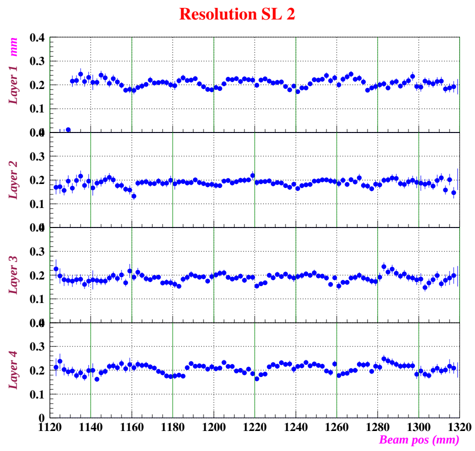

Figura 5.12: *Resolución, en mm, en función de la posición del haz para la supercapa SL2.*

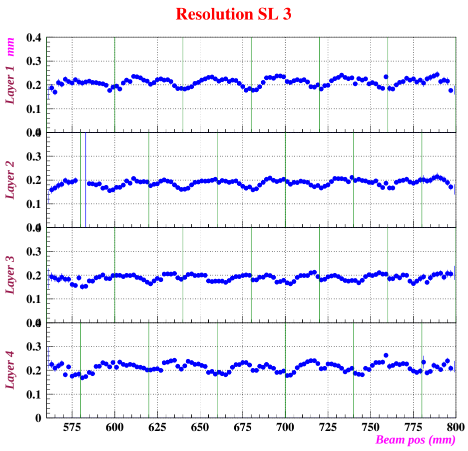

Figura 5.13: *Resolución, en mm, en función de la posición del haz para la supercapa SL3.*

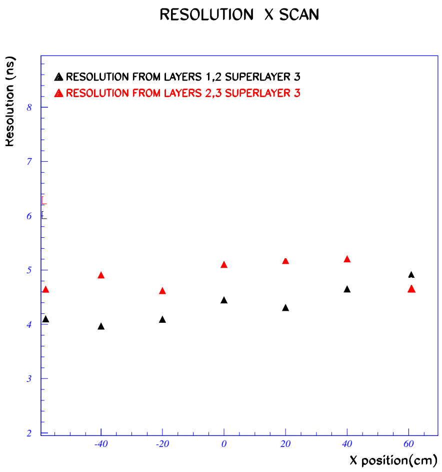

Figura 5.14: *La figura muestra la desviación típica σ de la distribución de las sumas de los tiempos correspondientes a las capas indicadas por el icono, en función de la posición del haz.*

Capítulo 6

Conclusiones

El presente trabajo de tesis se ha desarrollado dentro de la Unidad de Física de Partículas del CIEMAT en el marco de un proyecto de investigación y desarrollo de cámaras de deriva, con vistas a una contribución futura en la construcción del detector central de muones del experimento CMS para LHC. El trabajo ha supuesto la construcción de prototipos, a escala reducida en el CIEMAT (Madrid) y a escala real en el INFN[1] (Legnaro, Padua). Los prototipos han sido probados de forma exhaustiva en el CERN sometidos a haces de muones en el Área Norte del SPS (zona H2), durante varios periodos de toma de datos en 1996, 1997 y 1998. Un aspecto del trabajo ha consistido en desarrollar útiles de montaje, y procedimientos de construcción, válidos para la producción en serie de las cámaras.

El prototipo construido en el CIEMAT ha cumplido los requisitos mecánicos de posicionado de hilos con la precisión requerida de 100 μm, y superó las pruebas de estanqueidad y alta tensión a que se le sometió. En las condiciones estándar de voltaje de los electrodos, el prototipo alcanzó una resolución por hilo de unos $\simeq 210\ \mu m$, con una velocidad de deriva promedio de 55.7 $\mu m/ns$, en buen acuerdo con lo esperado según los estudios de simulación y con los requisitos del experimento CMS [3]. Para trazas perpendiculares la desviación respecto a la linealidad en el interior de la celda es siempre inferior a 100 μm. Por otra parte la eficiencia de cada celda en la detección, es superior al 99% para valores de V_{eff} por encima de 2100 V. Se ha comprobado que las trazas extra −ocasionadas por rayos δ o electrones extraídos de los metales por el muon y que pueden influir en la eficiencia del sistema de *trigger* de las cámaras− sólo afectan a un 3.8 % de los muones que atraviesan cada supercapa.

[1]Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (Italia).

El comportamiento de la velocidad de deriva aparente confirma que la operación tiene lugar en condiciones de saturación para los voltajes y composición del gas empleados. Por otra parte la disminución del tiempo máximo de deriva con el ángulo de incidencia $-$o aumento en la velocidad de deriva aparente$-$ que para un ángulo de $40°$ es de no menos de 20 ns, puede afectar a la identificación del cruce de haces, que debe distinguir, como se ha dicho, entre sucesos originados en cruces de haces separados un período de 25 ns. Este efecto está siendo objeto de estudio [88], y hará necesaria una optimización del *trigger* teniendo en cuenta la posición de la cámara en el detector.

Se ha realizado un esfuerzo especial en estudiar la influencia del campo magnético en las prestaciones de la cámara dado que durante su operación en CMS estarán expuestas a los efectos residuales, en algunos casos importantes, de la presencia del campo en el entrehierro del imán. El efecto de la componente del campo magnético paralela al campo eléctrico en el interior de la celda, B_E, sobre la resolución y la eficiencia en la detección, es despreciable en el rango de valores del campo magnético estudiados (de 0 a 1 T). Para los valores de la componente paralela al hilo, B_W, comprendidos entre 0 y 0.4 T la resolución se mantiene por debajo de los 250 μm, cumpliendo pues con los requerimientos de CMS [3]. La eficiencia se mantiene, para este rango de valores del campo magnético, por encima del 98% para casi todo el volumen de detección. Cabe señalar que $B_W = 0.4\ T$ es el mayor valor del campo magnético a que se verá sometida alguna zona del detector central de muones en la región de *pseudorapidez*[2] dada por $\eta = 1.1$.

El único aspecto que requerirá un especial cuidado a la hora de optimizar el sistema de *trigger* de primer nivel para identificar el cruce de haces (BTI) responsable de la interacción, es el de la asimetría en el tiempo máximo de deriva para diferentes ángulos de incidencia inducida por B_W. Salvo este efecto, todos los resultados obtenidos y presentados en este trabajo demuestran que el diseño de celda, y la estructura de supercapas, del prototipo desarrollado en el CIEMAT, cumplen con los requisitos del detector de muones de CMS.

En cuanto al prototipo a escala real construido en el laboratorio de Legnaro, todos los controles realizados, a los que contribuí personalmente, confirman que los útiles de montaje, y el procedimiento de fabricación seguido, es aplicable a la producción en serie de las cámaras. Se ha verificado que se alcanzan las tolerancias mecánicas requeridas y en particular el requisito de precisión en el posicionado de hilos. La ineficiencia se mantiene por debajo del 0.2%, salvo en las proximidades de las vigas, para los valores de voltajes de referencia. La cámara mostró asimismo un comportamiento uniforme para todas las regiones expuestas al haz.

Todos estos resultados se han concretado en la elaboración del *Technical Design*

[2]La *pseudorapidez* es una variable espacial en el sistema de referencia del detector CMS definida en el primer capítulo.

Report [3] del Detector de Muones de CMS, que fue aprobado por el Comité LHCC del CERN a principios de 1998.

Apéndice A

Influencia de la componente B_N del campo magnético

A.1 Velocidad de deriva y linealidad

[1]En la figura A.1 se muestra el efecto sobre la deriva de los electrones, de una componente de campo magnético de $B_N = 1\ T$. Hasta los 2 mm la velocidad de deriva no se ve afectada apreciablemente, a causa del intenso campo eléctrico en la cercanía del hilo que impide una deflexión fuerte por parte del campo magnético. A partir de los 2 mm la velocidad de deriva se mantiene constante con buena aproximación.

Por otra parte en la tabla A.1 nos encontramos con que para las dos condiciones de tensión en los electrodos que se indican, el aumento en el tiempo máximo de deriva al pasar de $B_N = 0$ a $B_N = 1\ T$ es superior a los 25 ns. Esto puede afectar a la operación del *trigger* (ver sección 3.4 del capítulo 3).

Para un campo magnético $B_N = 1\ T$, la celda presenta un comportamiento no lineal, como se ve en la figura A.2, dentro de los $\pm$ 5 ns, lo cual equivale a una imprecisión de unos 250 μm o 300 μm.

A.2 Resolución

En la figura A.3a se muestra la resolución espacial, en una única celda, en función del campo magnético B_N, para diferentes ángulos. En este dibujo se

[1]Las gráficas de este apéndice han sido obtenidas por el grupo de Aquisgrán de la colaboración CMS y publicadas en [98] junto con los resultados que se han mostrado en la sección 4.7 .

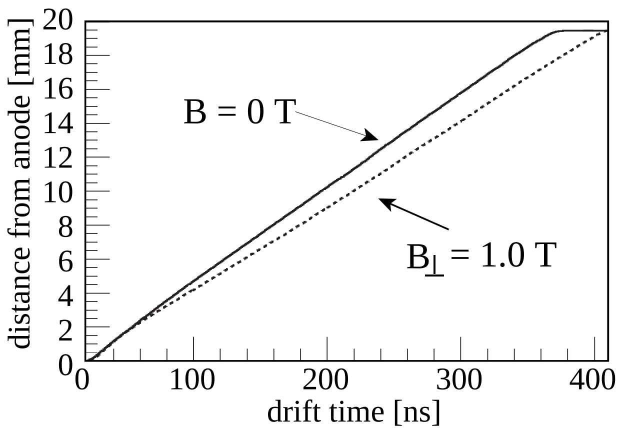

Figura A.1: *Se muestra la relación espacio temporal para $B_N = 0\ T$ y $B_N = 1\ T$.*

ha tenido en cuenta la velocidad de deriva aparente para cada valor del campo magnético B_N y del ángulo ϕ, obsevándose que la resolución para $B_N = 1\ T$ es de 280 μm, que está aproximadamente dentro de los objetivos de diseño de las cámaras de CMS.

A.3 Eficiencia

En la figura A.3b mostramos la eficiencia, para una única celda, en función del campo B_N para diferentes ángulos sin que llegue a ser inferior a al 99% incluso para el campo magnético más intenso de 1 T.

A.4 B_N y B_W combinados

La comparación de la figura A.4 con la figura A.2 muestra que es la componente B_W del campo la que afecta al funcionamiento de la celda en la proximidad de las vigas, degradando visiblemente el comportamiento del valor del MT. Si se excluyen estas zonas de comportamiento deficiente, se obtiene una resolución para esta combinación de valores de las componentes del campo magnético de 235 μm, que se encuentra dentro de los objetivos de diseño de CMS.

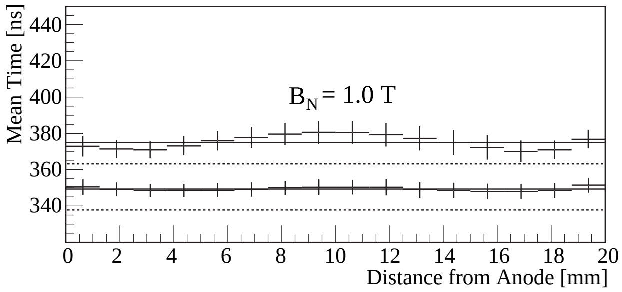

Figura A.2: *La figura muestra el $MT2$ en función de la distancia al hilo en la celda intermedia para los valores de campo magnético $B_N = 1\ T$ (barras de arriba), y $B_N = 0\ T$ (barras de abajo). Las barras verticales representan la anchura del ajuste gaussiano. Trazas con incidencia perpendicular.*

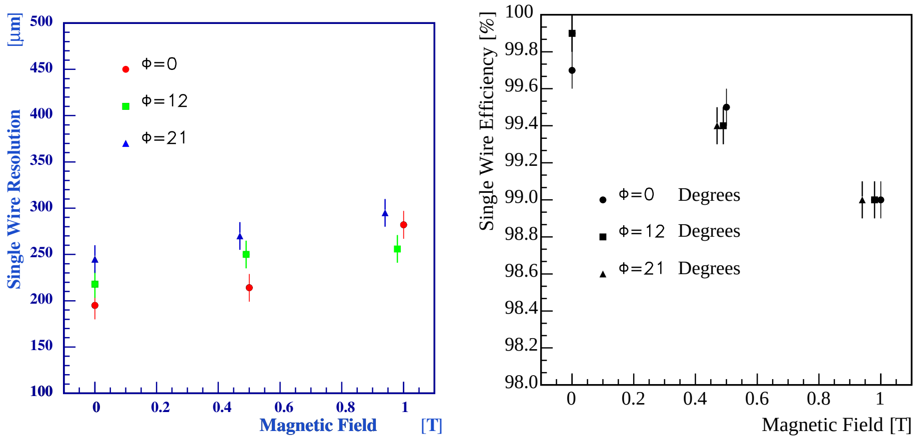

Figura A.3: *a: Resolución en función del campo magnético B_N y el ángulo ϕ. b: Eficiencia en función del campo magnético B_N para diferentes valores del ángulo ϕ.*

U [kV]	B_N [T]	$t_{maxderiva}$ [ns]	v_{deriva} [$\frac{\mu m}{ns}$]	α_L[°]
3.3/1.5/-1.5	0	351±2	55,6±0,2	
	0.5	356±2	54,7±0,2	10,4±2
	1.0	394±1	49,5±0,2	26,4±2
3.6/1.8/-1.8	0	346±2	56,4±0,2	
	0.5	351±2	55,7±0,2	9,7±3
	1.0	373±1	52,3±0,2	22,4±1

Tabla A.1: Velocidad de deriva, tiempo máximo de deriva *Mean Time* y ángulo de Lorentz, para diferentes configuraciones de potenciales de los electrodos y condiciones de campo magnético que se indican asimismo.

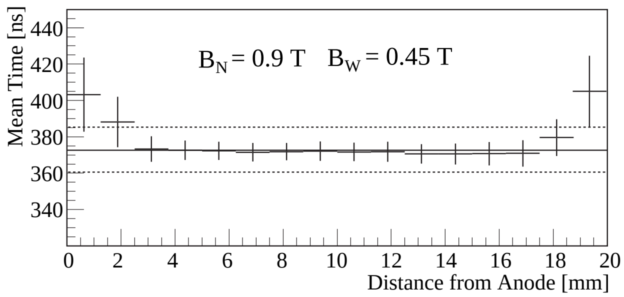

Figura A.4: *Se muestra el $MT2$ en función de la distancia al hilo en la celda intermedia para los valores de campo magnético indicados. Las barras verticales representan la anchura del ajuste gaussiano.*

Apéndice B

Resolución obtenida mediante el ajuste lineal

En este apéndice se pretende explicar la relación que existe entre las diversas nociones de resolución que aparecen en la presente memoria. Para ello cabe distinguir entre la resolución en la medida individual con que una celda es capaz de dar la posición de un muon, la dispersión de los residuos de un ajuste por mínimos cuadrados de diversas medidas en una trayectoria recta, y por último la resolución global de una cámara en la medida de la trayectoria de un muon.

El punto de partida lo constituye la resolución en la medida individual que provee una celda −la resolución objetivo de diseño de la sección 3.3−, de la bondad de la cual depende la de las otras dos.

B.1 Dispersión de los residuos

En la sección 4.5.4, obtuvimos la resolución con que medíamos la posición de un muon a su paso por una supercapa, a partir de la anchura de la distribución de residuos del ajuste de las medidas en cada capa. La resolución en la medida individual es algo peor que la dispersión de los residuos de la recta ajustada, tanto cuanto menor sea el número de puntos empleados para estimar la recta como se verá a continuación.

Recordamos la ecuación 4.7, en la que se definieron los residuos, ϵ_i, como: $\epsilon_i = (ax_i + b) - y_i$, donde a y b son los parámetros que definen la recta ajustada, x_i son los valores de la variable controlada, y finalmente y_i son las medidas efectuadas por cada celda. De acuerdo con [39] la variable aleatoria M definida como:

$$M = \frac{\sum \epsilon_i^2}{\sigma_y^2}, \tag{B.1}$$

sigue una distribución χ^2 con $n-2$ grados de libertad con lo cual se cumple que:

$$E(\sum \epsilon_i^2) = \sigma_y^2 E(M) = \sigma_y^2 (n-2). \tag{B.2}$$

Por otra parte la media de la muestra ϵ_i es: $\bar{\epsilon} = 0$. Podemos escribir la ecuación B.2, tras dividir por $n-1$, como:

$$E(\frac{\sum(\epsilon_i - \bar{\epsilon})^2}{n-1}) = \sigma_y^2 \frac{n-2}{n-1}, \tag{B.3}$$

siendo $\frac{\sum(\epsilon_i - \bar{\epsilon})^2}{n-1}$ el estimador no sesgado de la varianza de la distribución de residuos ϵ_i. Así pues:

$$\sigma_\epsilon^2 = \sigma_y^2 \frac{n-2}{n-1}, \tag{B.4}$$

que para el caso en que $n = 4$ –efectuamos el ajuste en una supercapa, y por lo tanto realizamos 4 medidas $(n = 4)$– resulta:

$$\sigma_\epsilon = \sigma_y \sqrt{\frac{2}{3}}. \tag{B.5}$$

Si hemos medido un anchura en la distribución de residuos de 170 μm, la resolución de la medida individual será del orden de los 200 μm.

De la ecuación B.4 es inmediato que cuando empleemos muchos puntos para realizar el ajuste (n grande), la dispersión de la distribución de residuos tenderá a coincidir con la resolución de la medida individual. Esto tiene sentido puesto que para n grande la recta estará tanto mejor definida y tenderá a coincidir con la trayectoria real del muon, con lo cual las diferencias entre los puntos medidos y dicha recta, los residuos, coincidirán con las diferencias entre aquéllos y los valores reales, coincidiendo así las desviaciones típicas de ambas distribuciones.

B.2 Resolución global en la medida de una supercapa

Resulta intuitivo que al disponer de muchas medidas evaluaremos mejor la trayectoria real seguida por el muon, y por supuesto con una precisión mejor que cualquier medida individual. En efecto la precisión con que somos capaces de dar la posición de paso de un muon para un valor x de la variable controlada, dependerá de la precisión con que hayamos estimado los valores α y β de la trayectoria real con los estimadores a y b del ajuste por mínimos cuadrados. En general para todos los muones que poseyeran la trayectoria real definida por los parámetros α y β, se obtendría una distribución de valores $ax + b$ para cada x (siendo x el valor de la variable controlada), cuya varianza sería [39]:

$$\sigma^2_{ax+b} = \sigma^2_{y_i}(\frac{1}{n} + \frac{(x-\bar{x})^2}{\sum(x_i-\bar{x})^2}), \tag{B.6}$$

y ésta es la precisión con que medimos la trayectoria del muon a partir de la información que proveen todas las medidas que realiza la supercapa.

Podemos aplicar las conclusiones precedentes al caso del cálculo de la precisión con que una supercapa mide la trayectoria de un muon. En la figura B.1 se muestran los valores de la variable controlada x_i, habiéndose tomado como origen para dicha variable el valor medio $\bar{x}$.

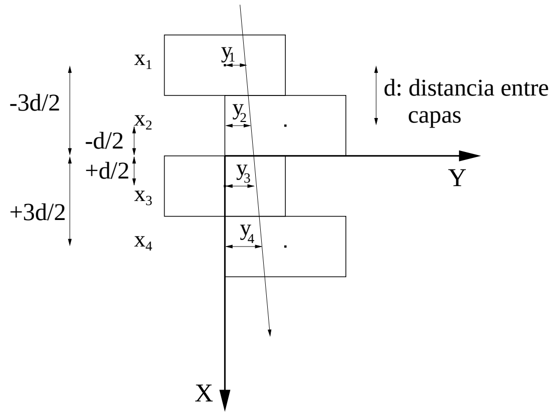

Figura B.1: *Ajuste por mínimos cuadrados en una supercapa.*

Teniendo en cuenta que $n = 4$ y substituyendo en la expresión B.6 los valores x_i, obtenemos para la precisión en la medida de la posición de paso del muon en las respectivas x_i:

$$\sigma_{ax_1+b} = \sigma_y\sqrt{\frac{7}{10}} \tag{B.7}$$

$$\sigma_{ax_2+b} = \sigma_y\sqrt{\frac{3}{10}} \tag{B.8}$$

$$\sigma_{ax_3+b} = \sigma_y\sqrt{\frac{3}{10}} \tag{B.9}$$

$$\sigma_{ax_4+b} = \sigma_y \sqrt{\frac{7}{10}} \tag{B.10}$$

Verificándose que están más bien definidos los valores correspondientes a x_2 y x_3 que los correspondientes a x_1 y x_4, pues aquéllos están en el interior y son, por lo tanto, menos sensibles a las imprecisiones de los exteriores x_1 y x_4.

B.3 Obtención de la resolución de la celda en tiempos

La resolución en la medida de las celdas también puede expresarse en tiempos.

Podemos evaluar la resolución de una celda a partir de la suma de los tiempos de las celdas de dos capas sucesivas, o a partir de la distribución de *Mean Time.* La primera distribución es sensible al ángulo de incidencia de los muones, luego éste debe estar bien definido; la segunda, como se vio, no lo es.

En el primer caso la suma $T = T_1 + T_2$ (que, si la incidencia es perpendicular, será una distribución centrada en el tiempo máximo de deriva) presentará una resolución σ_T que verificará: $\sigma_T^2 = \sigma_{T_1}^2 + \sigma_{T_2}^2$, puesto que las medidas T_1 y T_2 son independientes. Asumiendo que las celdas operan todas igual, lo cual es cierto, se cumplirá que : $\sigma_{T_1} = \sigma_{T_2}$. Por lo tanto la resolución en tiempos de la celda será:

$$\sigma_{T_1} = \frac{\sigma_T}{\sqrt{2}}. \tag{B.11}$$

En el segundo caso, efectuando idéntica asunción ($\sigma_{T_1} = \sigma_{T_2} = \sigma_{T_3}$), y teniendo en cuenta la definición de *Mean Time* dada en la expresión 4.8 de la sección 4.5.5, resultará que:

$$\sigma_{T_1} = \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_{MT}. \tag{B.12}$$

donde σ_{MT} es la anchura obtenida de la distribución de *Mean Time.*

Bibliografía

[1] The LHC Study Group *The Large Hadron Collider, Conceptual Design*, CERN/AC/95-05, Oct. 1995.

[2] The CMS Collaboration, *CMS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38, LHCC/P1, Diciembre 1994.

[3] The CMS Collaboration, *The Muon Project*, Technical Design Report, CERN-LHCC 97-32 CMS, Diciembre 1997.

[4] The CMS Collaboration, *The Magnet Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-10, Mayo 1997.

[5] The CMS Collaboration, *Tracker Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6, Abril 1998.

[6] The CMS Collaboration, *The Hadron Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31, Junio 1997.

[7] The CMS Collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33, Diciembre 1997.

[8] M. De Giorgi *et al.*, *Proc. First Workshop on Electronics for LHC Experiments*, CERN/LHCC 95-56.

[9] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, N. Svatholm, Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968, 367.

[10] A.H. Walenta et al., *Nucl. Instr. Meth.* 92(373) 1971.

[11] A. Wagner *Phys. Scripta* 23 (446) 1980.

[12] N. Bohr, *Phil. Mag.* 25, 10 (1913).

[13] H. Bethe, *Ann. Physik* 5, 325(1930).

[14] F. Block, *Ann. Physik* 16, 285 1933 y Z. Physik 81, 363-76.

[15] C. Moller, *Ann. Physik* 14, 531.

[16] H. A. Bethe y R. W. Jackiw, *Intermediate Quantum Mechanics*, Benjamin, New York, 1968.

[17] J.D. Jackson, *Electrodinámica clásica*, Alhambra Universidad 1980.

[18] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall Incorporated. New York, 1952.

[19] M. Inokuti, *Rev. Mod. Phys.* 43, 297, (1971).

[20] P. Rice-Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, The Richelieu Press, London (1974).

[21] F.Block, *Z.Physik* 81, 363 (1933).

[22] F.Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional Chambers*, 1977 CERN 77-09.

[23] E. Fermi, 1940, *Phys. Rev.* 57, 485.

[24] R. Fernhow, *Introduction to experimental particle physics*, Cambridge University Press (1986).

[25] A. Crispin, G.N. Fowler, *Rev. Mod. Phys.* 42, 3 1970.

[26] R. M. Sternheimer R. F. Peierls, *Phys. Rev.* B3 11 (1071) 3681.

[27] A.H. Walenta *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* 161 (1979) 51.

[28] J.H. Cobb *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* 133 (1976) 315.

[29] J.H. Cobb *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* 133 (1976) 325.

[30] D.H. Wilkinson, *Ionization Chambers and Counters*, Cambridge University Press.

[31] V.K. Ermilova *et al*, *Primary Specific Ionization of relativistic particles in gases*, Sov. Phys. JETP 29, 861 (1969).

[32] H. Fischle *et al*, *Experimental determination of ionization cluster size distribution in counting gases*, NIM A 301, 202 (1991).

[33] N.F. Mott, *Proc. Roy. Soc.*(London) 124, 425 (1929); H. L. Bradt B. Peters *Phys. Rev.* 74, 1828 (1948).

[34] A. Beiser *Rev. Mod. Phys.* 24, 4 1952, 273.

[35] L. Landau, *On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization*, J.Phys., USSR, 8, (1944) 201.

[36] *Ionization Losses of High-Energy Heavy Particles*, *Soviet Physics JETP vol.5* (1957) 749-751.

[37] H.W. Fulbright, *Encyclopedia of Physics*, Vol XLV, Nuclear Instrumentation II- Springer Verlag Berlin (1958).

[38] W.Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag Berlin, 1993.

[39] S. Brandt, *Statistical and Computational Methods in Data Analysis*, North-Holland Publishing Company 1970.

[40] O. Blunck, Liesegang, *Z. Physik* 128, 500 (1950).

[41] C.J.Igo, D.D. Clark, R.M. Eisberg, *Phys. Rev.* 89, 879 (1953).

[42] Christophorou, *Electron-Molecule Interactions and their Applicatons*, Academic Press Inc (1984).

[43] B. Sadoulet, *Phys. Script.* 23, 434 (1981).

[44] V. Palladino *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* 128 (1975) 323.

[45] R.D. Hake *Phys. Rev.* 158 (1967).

[46] E.W. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized gases*, Wiley, New York (1964).

[47] L. Martínez, *Estudio y análisis de los Parámetros de Cámaras de Deriva*, Tesis doctoral presentada en la Universidad Complutense de Madrid, Septiembre 1988.

[48] G. Schultz, *Etude d'un detecteur de particules a tres haute precision spatiale*, Tesis doctoral presentada en la Universidad Louis Pasteur de Estrasburgo, 1015 CRN/HE 76-15.

[49] P.M. Morse *et al.*, *Phys. Rev.* 48 (1935) 412.

[50] Robson, R.E. E.A. Mason, *Phys. Rev.* A25 2411-2413 (1982).

[51] G.H. Wannier, *On the motion of Gaseous Ions in a strong electric Field*, *Phys. Rev.* 83, 281.

[52] H. A. Lorentz, *The theory of electrons*, Stechert.

[53] W. Eadie, D. Drijard, F. James, M. Roos y B. Sadoulet, *Statistical Methods in experimental physics* North Holland Publisher. Co., Amsterdam, 1971.

[54] K.F. Ness , *Multiterm solution of the Boltzmann equation for electrons swarms in crossed electric and magnetic fields*, *J. Phys. D: Appl Phys.* 27(1994) 1848.

[55] Yuan-Hann Chang *et al. Gases for muon drift chambers at high energy hadron colliders*, *Nucl. Instr. and Meth.* A311 (1992) 490-497, North Holland.

[56] L.C. Pitchford, S.V. ONeil y J.R. Rumble Jr., *Extended Boltzmann analysis of electron swarms experiments*, *Phys. Rev.* A 23 1 (1981) 294-304.

[57] J.C. Armitage *et al Nucl. Instr. and Meth.* A271 (1988) 588-596.

[58] A. Sharma, F. Sauli *Nucl. Instr. and Meth.* A323 (1992) 280-283.

[59] J. Va'vra, *Wire Chamber Gases*, *Nucl. Instr. and Meth.* A323 (1992) 34-47

[60] R.Breedon, *Presentation at the CMS Collaboration Meeting*, Sept. 15-19, 1997, Madison Wisconsin.

[61] R. Veehof, *Garfield: A drift-chamber simulation program*, CERN program library W5050.

[62] R. Veehof, Garfield, *A drift chamber simulation program user's guide*, accesible via *http://consult.cern.ch/writeup/garfield/main.html* .

[63] K. Kumar *et al.*, *Aust. J. Phys.* 33 (1980) 343.

[64] G. Schultz *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* 151 (1978) 413.

[65] S.F. Biagi, *Accurate solution of the Boltzmann transport equation*, *Nucl. Instr. and Meth.* A273 (1988) 533.

[66] S.F. Biagi, *A multiterm Boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects in argon-methane-vapour mixtures*, *Nucl. Instr. and Meth.* A283 (1989) 716-722.

[67] *CERN Application Software Group: GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library W5013.

[68] D. Schmidt, *Nucl. Instr. and Meth.* 176 (1980) 39.

[69] G. Dellacasa, *Nucl. Instr. and Meth.* 176 (1980) 363.

[70] U. Becker, *Nucl. Instr. and Meth.* 225 (1984) 456.

[71] U. Becker *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* 220 (1984) 338.

[72] H.W. Atherton *et al., Precise measurements of particle production by 400 GeV/c protons on beyllium targets*, 1980 CERN 80-07.

[73] P. Coet *et al. Beam possibilities for the European Hybrid Espectrometer* CERN Accelerator School and NIKHEF-H, *Amsterdam : Course on Advanced accelerator physics*, Noordwijkerhout, Netherlands, 16 - 27 Sep 1991: proceedings Turner. CERN 82-01.

[74] G. Wrochna, *RD5 Trigger System 93. 1993.* RD5 technical note RD5 TN/93-14.

[75] Pieter Duinker et al., *Some Methods and tools for testing and optimizing proportional wire chambers*, *Nucl. Instr. and Meth.* A273 (1988) 814-819.

[76] H. Tolsma, *The Honeycomb Strip Chamber: A two coordinate and high precision muon detector*, 1996-116 CMS Thesis.

[77] M. de Giorgi *et al.*, *Design and simulations of the trigger electronics for the CMS Muon Barrel Chambers*, CMS-TN/95-01.

[78] R.A. Boie *et al.*, Second Coordinate Readout in Drift Chambers by timing of the electromagnetic wave propagating along the anode wire, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 28 1 (1981).

[79] *Field Programmable Gate Array*, Tecnología de ACTEL, Actel Corporation (*http://www.actel.com*).

[80] SA Modèle 46000 Fuitmètre TC (Detector de fugas por conductividad térmica del aire.)

[81] Documentación de los diagramas electrónicos, de control y de diseño mecánico del dispensador de pegamento. Unidad de Física de Partículas del CIEMAT (Madrid).

[82] Hewlett Packard, Sistema de medida Láser modelo HP 5528 A.

[83] P. Rewiersma. *The L3 Wire Amplifier*, NH19-6112, NIKHEF, (1986).

[84] *Documentación técnica del TDC CAMAC 2277 Le-Croy de 32 canales.*

[85] Physics Analysis Workstation, *CERN Program Library*, CERN Geneva 1995.

[86] III. Physikalisches Institut der RWTH, Aachen (Alemania), Información Técnica sobre el útil medidor de tensión en hilos.

[87] Padova, Información Técnica sobre la regla óptica para la medida de la posición de hilos.

[88] M. De Giorgi *et al.*, *Proceedings of the First Workshop on Electronics for LHC Experiments*, CERN/LHCC 95-56.

[89] M. Passaseo *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* Phys. Res. A 367 (1995) 418.

[90] F.M. Newcomer *et al.*, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 40 (1993) 630.

[91] F. Gasparini *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* A336 (1993) 91.

[92] G. Barichello *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* A360 (1995) 507.

[93] E.Conti *et al.*, *Experimental tests of the Q2 drift tubes prototype chamber for the CMS Muon Barrel*, CMS Note 1997/019.

[94] J. Berdugo, M. Cerrada, M. Daniel, F. Martín, J. Mocholí, L. Romero, *Construcción de un prototipo de cámara de deriva para el experimento CMS*, Informe Técnicos Ciemat 828 Mayo, 1997.

[95] J. Berdugo, M. Cerrada, M. Daniel, J. Mocholí, L. Romero, *Results obtained with a Drift Chamber Prototype in the CERN H2 test beam area*, Informe Técnicos Ciemat 833 Septiembre, 1997.

[96] A. Benvenuti *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* A 405 (1998) 20.

[97] M. Benettoni *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* A 410 (1998) 133.

[98] M. Aguilar-Benítez *et al.*, Study of Magnetic Field Effects in Drift Tubes for the Barrel Muon Chambers of the CMS Detector at the LHC, enviado a *Nucl. Instr. and Meth.* A.

[99] M. Aguilar *et al.*, *Performance and Mechanical Tolerances achieved with a full size prototype of a CMS Barrel Drift Tubes Muon Chamber*, CMS Note 1998.

Agradecimientos

Quiero agradecer al Ministerio de Cultura, Educación y Ciencia la beca de doctorado que me ha posibilitado la realización de este trabajo. Al Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas como institución, su apoyo material, y como colectivo, la ayuda que en todo momento he recibido de todos los que trabajan en él.

Gracias a los Dres. Manuel Aguilar Benítez, Director del Área de Fusión y Física de Partículas del CIEMAT, y Marcos Cerrada, Jefe de la Unidad de Física de Partículas, por su acogida en la Unidad de Física de Partículas del CIEMAT.

Asimismo debo agradecer al Dr. Luciano Romero Barajas su implicación y ayuda constante durante todos estos años, sin los cuales la realización de este trabajo no hubiera sido posible.

Manifiesto mi agradecimiento a todos los integrantes de la sección técnica de la Unidad de Física de Partículas, que con su trabajo han hecho posible la construcción y puesta a punto de los prototipos que se describen en esta memoria: José Risco, Manuel Daniel, M.A. Ariza, J.C. Puras y J. Alarcón.

Quiero manifestar mi reconocimiento a los miembros del Grupo de Física de Partículas con quienes no he colaborado, por pertenecer nuestras tareas a ámbitos de trabajo distintos, y muy especialmente a los doctorandos—algunos ya doctores—a quienes me siento unido por lazos de simpatía. En este punto debo agradecer a la Dra. M. Fouz sus consejos. Y a los Dres. P. Ladrón de Guevara y N. Colino su apoyo durante los períodos de toma de datos del prototipo CIEMAT en los haces de prueba del CERN.

No me puedo olvidar de mis amigos italianos del INFN de Padova con quienes pasé ratos muy agradables. Quiero recordar particularmente al Dr. Ezio Torassa y a su mujer la Dra. Paola Guaita, y, por su caballerosidad y su ejemplo, a todos los técnicos con quienes tuve la fortuna de trabajar.

No puedo por menos de recordar especialmente a los Dres. Marcos Cerrada y Javier Berdugo, quienes me han prestado siempre su ayuda que creo que ha sido decisiva. A continuación quiero manifestar mi agradecimiento especial a Jesús Salicio que es una persona de talante excepcional.

Es imposible acabar esta sección sin referir las personas que me han sido más afectas y queridas, y a las que, si bien he tratado de corresponder con mi actitud, debo agradecer el crédito y la amistad que siempre he recibido: Jorge Ruiz, Marcos Fernández, y por supuesto Francisco Martín que es para mí un ejemplo a seguir.

Finalmente y en otro orden de cosas ya, quiero agradecer desde aquí, salvando las categorías de modo y ocasión, las conversaciones y la amistad que he recibido de Rubén, de mi primo Elies, de José Antonio, de Joan y especialmente de Amparo que han sido el contrapunto necesario de todo lo demás.