Centro de Investigaciones Energéticas,
Medioambientales y Tecnológicas
CIEMAT, Madrid
•
Departamento de Física Teórica
Universidad Autónoma de Madrid

Estudio de un prototipo de BTI (*Bunch and Track Identifier*) para las cámaras de deriva en CMS

Jesús Puerta Pelayo

Madrid, Febrero 2003

Índice

Capítulo 1

Introducción

Después de la era LEP, y motivados por los últimos resultados obtenidos con sus experimentos, la Física de Altas Energías se ha encaminado hacia la construcción de un acelerador que, por sus características, permita alcanzar un rango superior de energías al permitido actualmente por un colisionador leptónico. Los últimos datos recogidos por los experimentos de LEP consiguieron poner cotas inferiores en energía a la búsqueda de nueva Física, así como a la masa del bosón de Higgs. Todo indica que el rango de energías en el que podremos generar estas nuevas partículas se encuentra entre poco mas de 100 GeV y varios TeV. Los procesos a estudiar tendrán secciones eficaces muy bajas, lo que requerirá un colisionador de muy alta luminosidad para su detección.

El acelerador LHC (*Large Hadron Collider*)[1], será el colisionador hadrónico más potente, de más alta energía y luminosidad jamás construido. Su entrada en funcionamiento está prevista para el año 2007. En sus experimentos los detectores han sido diseñados para trabajar en condiciones de luminosidad muy elevada, en un entorno de alta radiación y dentro de campos magnéticos que pueden alcanzar hasta 4 T.

En esta situación el flujo de información será muy alto (~10 Pbyte/año), más de lo que los procesadores pueden analizar y almacenar. La mayoría de los procesos generados no tendrán interés físico, por lo que los detectores han de contar con un sistema de discriminación de datos (*trigger*) rápido y preciso que no se vea afectado dramáticamente por estos factores, y sea capaz no sólo de determinar el lugar de paso de la partícula sino también de identificar el cruce de haces al que dicha partícula corresponde. Con ello se pretende seleccionar los sucesos de interés "on-line", evitando el almacenamiento masivo de información innecesaria.

El BTI (*Bunch and Track Identifier*) es la primera etapa en el *trigger* local de las cámaras de tubos de deriva [2] encargadas de la detección de muones en el detector central (o barril) de muones de CMS [3], uno de los dos experimentos de propósito general que se construirán para LHC. En dicho experimento se encuentra involucrado el grupo de Física de Altas Energías del CIEMAT (Madrid), encargado de la construcción de, aproximadamente, el 30% de las cámaras de muones del detector central, uno de los principales subdetectores de CMS.

La misión de esta primera etapa de *trigger* es hacer una reconstrucción rápida de la trayectoria del muon, previa a la reconstrucción completa del detector, identificando el cruce de haces del que procede dicho muon con el fin de enviarlo a etapas posteriores para reconstruir parcialmente el suceso y decidir si es o no de interés. El BTI consigue identificar las trayectorias de los muones con una precisión aceptable, al mismo tiempo que identifica el cruce de haces (BX o *Bunch crossing*) al que corresponde el muon detectado.

El espectrómetro y el sistema de *trigger* de muones son esenciales en muchos de los canales de Física a estudiar en CMS. Por ello el dispositivo ha de ser eficiente en las condiciones de operación a las que estarán sometidas las cámaras del barril, esto es, ser eficiente para partículas que presenten elevados ángulos de incidencia y en entornos de campo magnético no uniforme. Para ello son de vital importancia la sincronización y la parametrización previas del BTI. También ha de ser capaz de proporcionar señal de *trigger* en el caso de posibles ineficiencias del detector, debidas a rayos δ, ineficiencias geométricas, etc.

Este trabajo esta basado en los resultados experimentales obtenidos con un diseño preliminar de BTI aplicados sobre un prototipo de cámara de deriva a escala reducida. Está estructurado de la siguiente manera:

- El primer capítulo contiene una introducción al acelerador LHC y el experimento CMS, así como breves descripciones de los distintos subdetectores y el sistema de *trigger* de CMS. También se mencionan los procesos físicos a estudiar en dicho experimento.
- Una descripción más detallada de las cámaras de tubos de deriva sobre las que actúa el BTI se presenta en el segundo capítulo. Se describe su diseño, funcionamiento, proceso de construcción y pruebas a las que son sometidas, y parte de los resultados experimentales obtenidos hasta la fecha.
- En el tercer capítulo se describe el BTI y se explican los algoritmos sobre los que está basado. Contiene también una serie de ejemplos ilustrativos.
- El análisis de los datos experimentales obtenidos con el BTI en un haz de pruebas se presenta en el capítulo cuarto. Se ha estudiado fundamentalmente la respuesta del BTI a altos ángulos y diversos valores de campo magnético.
- Por último, el quinto capítulo expone las conclusiones extraídas de este trabajo.

Capítulo 2

LHC y el experimento CMS

2.1 El Large Hadron Collider

El Large Hadron Collider (LHC) [1] es un acelerador diseñado para funcionar en dos regímenes distintos. Por un lado será capaz de colisionar haces de protones de energías alrededor de 7 TeV y, por otra parte, en ciertas fases actuará como colisionador de iones pesados, como por ejemplo Pb. Está siendo construido en el Laboratorio Europeo para la Física de partículas (CERN) en Ginebra, Suiza. LHC utilizará el SPS, el PS y toda la larga serie de pre-aceleradores existentes en el CERN como inyectores, así como el tunel de LEP para albergar el nuevo acelerador (Figura 2.1) con el consiguiente ahorro en infraestructuras e ingeniería civil. Al ser un colisionador hadrónico las pérdidas de energía provocadas por la radiación sincrotrón son muchisimo menores que en un colisionador leptónico. Del mismo modo, al reutilizar los haces por ser un colisionador circular permitirá alcanzar energías mayores que en un colisionador lineal.

Mediante colisiones de haces de 10^{11} protones cada 25 ns, la luminosidad que se podrá alcanzar en los experimentos de LHC será de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}, dos ordenes de magnitud por encima de las luminosidades alcanzadas en colisionadores precedentes. Los protones procedentes del SPS entrarán en el anillo de LHC con una energía de 0.45 TeV, y allí serán acelerados mediante cavidades superconductoras hasta 7 TeV. Dos haces independientes girarán en direcciones opuestas a lo largo del túnel compartiendo los imanes superconductores responsables de su aceleración y orientación. Los haces serán renovados cada pocas horas, cuando la calidad de los mismos se haya degradado.

El túnel que alojará el LHC tiene una longitud de 27 km (Figura 2.1) y cuenta con cuatro puntos de cruce donde se emplazarán los experimentos. Dos de ellos serán experimentos multipropósito (ATLAS y CMS) y estarán situados en posiciones

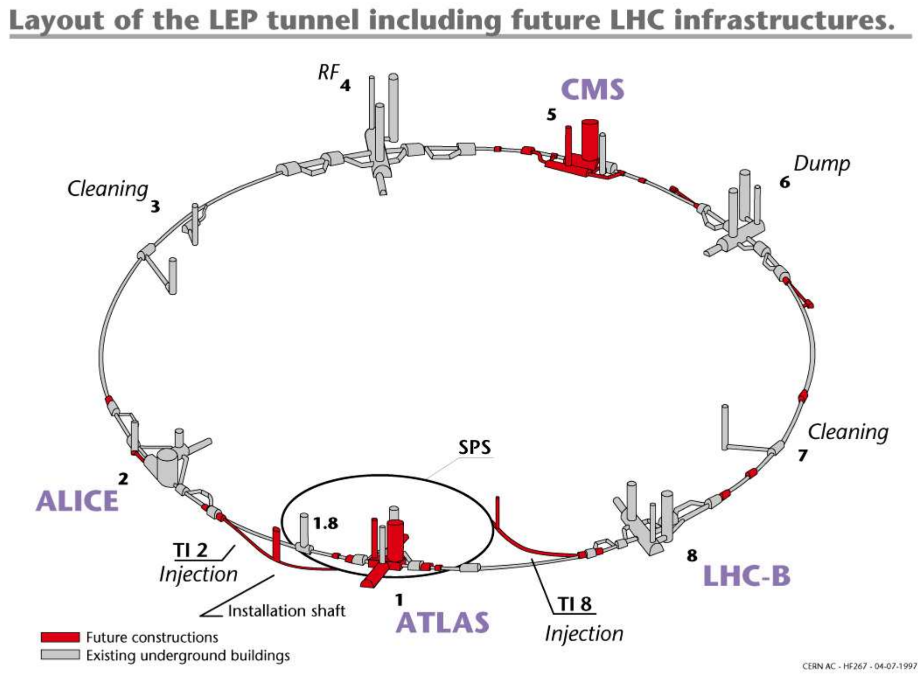


Figura 2.1: Esquema del túnel de LHC y el SPS y localización de los distintos experimentos.

diametralmente opuestas a lo largo del anillo. Un experimento dedicado a la física del quark b (LHCb) y otro más con un detector optimizado para las etapas de colisionador ion-ion (ALICE) se encontrarán en los puntos de inserción procedentes del SPS.

Por la innovación tecnológica y las condiciones de funcionamiento, el diseño y la construcción del LHC son tareas de gran dificultad. Se plantean retos como el de la altísima luminosidad capaz de permitirnos observar procesos de muy baja sección eficaz, un sistema de *trigger* que pueda discriminar datos recogidos por los detectores en varias colisiones cada 25 ns, una red que soporte la transmisión de enormes cantidades de información, el desarrollo de imanes superconductores mucho más potentes que los construidos hasta la fecha, detectores capaces de trabajar en entornos extremadamente hostiles, etc. Nos topamos por tanto con dificultades en el plano tecnológico y en el plano físico.

A pesar de todo ello a comienzos de los años 90 se aprobó su construcción y la de sus experimentos asociados y comenzó un intenso programa de investigación y desarrollo, tanto del acelerador como de sus experimentos asociados. La construcción de los detectores está ya en marcha, y se espera que esté finalizada en el año 2006.

2.2 Procesos físicos de interés en CMS

La sección eficaz total en colisionadores p-p es muy alta. A las energías de LHC este valor alcanzará unos 100 mb, mientras que procesos como la producción de Higgs están por debajo de 1 pb como se puede ver en la Figura 2.2. Los procesos a estudiar se presentarán en una proporción que puede incluso llegar a ser $1/10^{16}$. Por este motivo es fundamental la optimización de los diferentes subdetectores para poder extraer las señales de interés de entre la enorme cantidad de procesos conocidos.

CMS ha sido diseñado para detectar y estudiar las propiedades del bosón de Higgs que en el Modelo Estándar es el responsable de proporcionar masa al resto de partículas, expresando dichas masas en función de sus acoplos al Higgs. La teoría no puede predecir la masa del Higgs, pero sí sus diferentes secciones eficaces y modos de decaimiento para cada posible masa. CMS ha sido optimizado para descubrir el bosón de Higgs en todo su rango posible de masa, entre 0.1 y 1 TeV [4],[5]. Los canales de desintegracion del Higgs más claros que permitirán su detección en cada rango energético son (Figura 2.3):

- $H \rightarrow \gamma\gamma$: Para el rango entre 100 y 130 GeV es el canal más prometedor. La detección de este canal fue el objetivo principal marcado para el diseño del calorímetro electromagnético.
- $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\ell\nu\nu$: Especialmente interesante si el rango de masas del Higgs está entre 150 y 180 GeV aproximadamente.
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$: A partir de una masa de 130 GeV para el Higgs este será el canal de decaimiento con mayor significación estadística. Para estos dos últimos casos la hermiticidad del detector y las mejores prestaciones posibles para el ECAL y el espectrómetro de muones son fundamentales.

Otro objeto de estudio de CMS será la *Supersimetría* (SUSY), teoría que establece relaciones entre los fermiones constituyentes de la materia y los bosones responsables de las interacciones entre ellos. Para cada partícula fermiónica predice un compañero supersimétrico bosónico y viceversa. Esta teoría permite explicar algunos de los problemas del Modelo Estándar y crea un escenario para la unificación de las fuerzas fuerte y electrodébil, por lo que es importante su confirmación o rechazo experimental. Hasta ahora no se han encontrado evidencias de la existencia de partículas supersimétricas. Si la escala de energías supersimétrica se encuentra en el rango de TeV, CMS será capaz de estudiar dichas partículas.

El detector también estará en funcionamiento durante los periodos de colisión de iones en LHC. Con ello se pretende estudiar la estructura y propiedades del *Quark-Gluon plasma*. CMS contribuirá a este estudio a través de sus precisas medidas de muones y chorros hadrónicos.

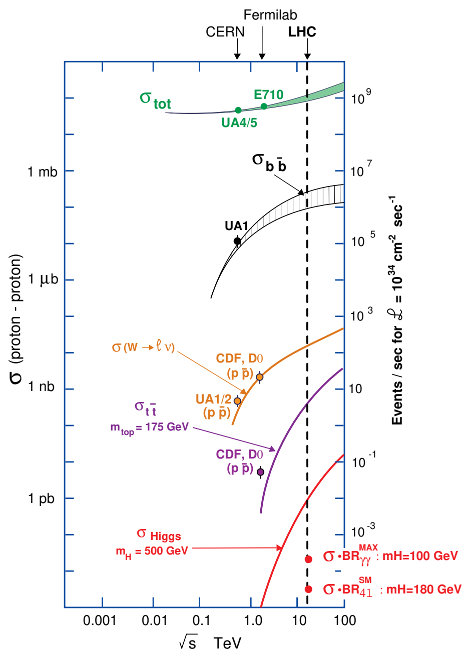


Figura 2.2: Secciones eficaces para procesos relevantes en colisionadores hadrónicos frente a la energía del centro de masas.

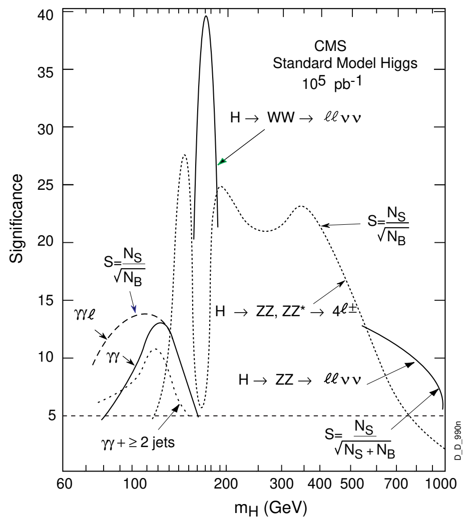


Figura 2.3: Significión estadística (S/B$^{1/2}$) de la señal observable en CMS para diferentes canales de desintegración del bosón de Higgs.

2.3 El experimento CMS

Uno de los dos experimentos de propósito general del LHC es el llamado *COMPACT MUON SOLENOID* o CMS. Está formado por una colaboración internacional de alrededor de 2000 científicos procedentes de unas 150 instituciones. Se ha elegido para CMS un diseño compacto y hermético de acuerdo con los siguientes requerimientos previos:

- Un espectrómetro de muones muy preciso.
- El mejor calorímetro electromagnético posible consistente con el espectrómetro de muones.
- Un detector central de trazas de gran calidad compatible con el calorímetro electromagnético y el sistema de muones.
- Un calorímetro hadrónico hermético.

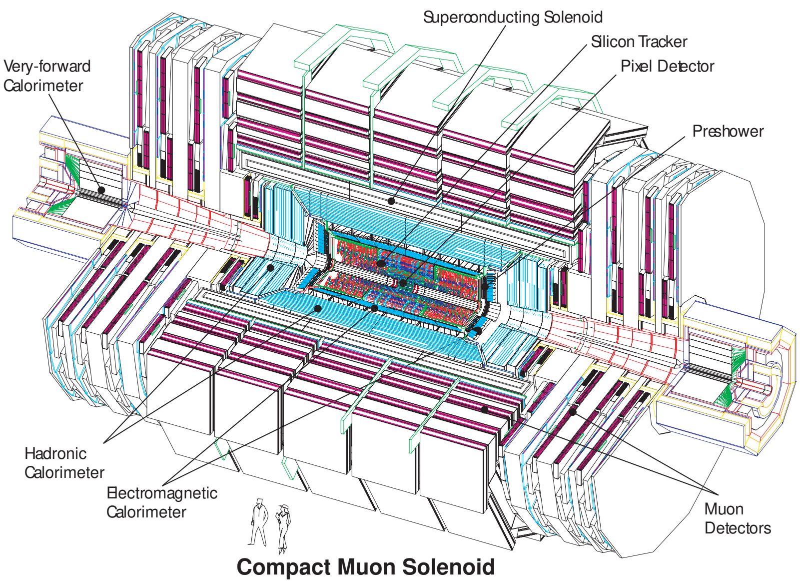


Figura 2.4: Esquema del detector CMS con sus diferentes subdetectores.

Como resultado se eligió un diseño compacto cuyo esquema se puede observar en la Figura 2.4. El detector tendrá simetría cilíndrica en la zona de baja pseudorapidez[1] o barril y estará distribuido en discos para la zona de alta pseudorapidez, los llamados *endcaps*. En total el detector tendrá unas dimensiones aproximadas de 15 m de altura por 22 m de longitud, con un peso de 12500 toneladas.

La parte interna del detector (Detector de trazas + Calorímetros) será introducida en el interior de un solenoide superconductor que generará un campo magnético axial uniforme en la zona central. El solenoide tendrá una longitud de 12.5 m y un radio interno de 5.9 m, en cuyo interior el campo magnético tendrá un valor uniforme de 4 T. Cinco ruedas de hierro rodearán el solenoide y cerrarán las lineas de campo magnético. En los huecos entre el hierro de estas ruedas se situarán las cámaras de muones del barril. En el endcap se añadirán a su vez tres discos de hierro para el retorno (Figura 2.5). El objetivo de este campo magnético es curvar las trayectorias de las partículas cargadas con el fin de medir su momento a partir del radio de curvatura [6].

2.3.1 El detector central de trazas

El detector central de trazas de CMS [7],[8] jugará un papel fundamental en la reconstrucción de sucesos y posterior análisis. Los requerimientos previos exigen un

[1]La pseudorapidez es una variable angular definida como $\eta = -log(tan(\theta/2))$, donde θ es el ángulo entre la partícula considerada y el haz.

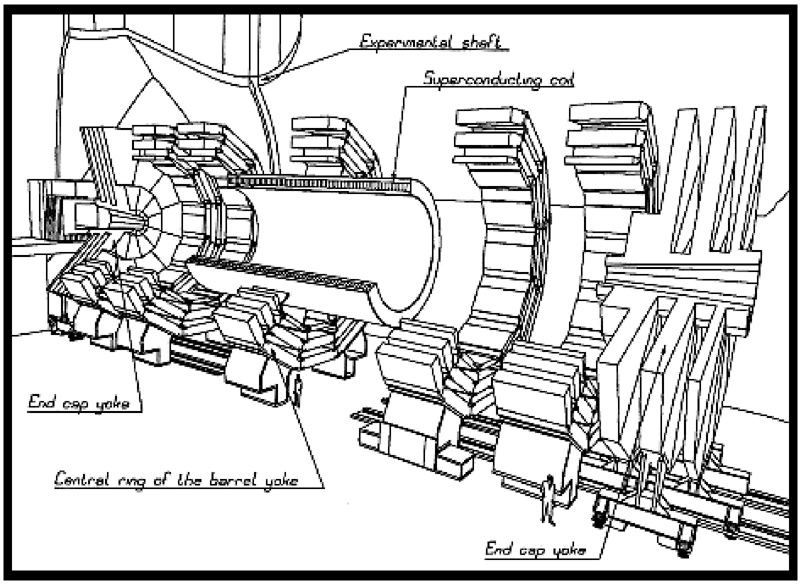


Figura 2.5: Visión esquemática del sistema magnético completo: El solenoide superconductor, las ruedas y los discos de retorno del endcap.

detector capaz de reconstruir trazas de alto momento transverso con una eficiencia superior al 95% en trazas aisladas y superior al 90% en trazas dentro de jets en el rango $|\eta|$ <2.6, con una resolución en momentos para leptones aislados de $\Delta p_t/p_t = 0.1p_t$. Para cubrir dichos requerimientos se optó por un dispositivo formado por dos subdetectores:

- El detector de píxeles: Es la parte más interna del detector. La unidad básica consiste en una capa rectangular de dimensiones 1.6 cm x 6.4 cm formada por píxeles de Si n^+ implantados sobre Si tipo p. Las dimensiones de cada píxel serán de 125 x 125 μm^2, pero la resolución espacial del dispositivo alcanzará los 10 - 15 μm. En una primera fase habrá dos capas cilíndricas en la parte central con radios de 7.7 y 11.7 cm, y dos discos que cubran la región entre 7.5 y 15 cm de radio para los endcaps (Figura 2.6). Las señales de cada pixel individual son recogidas, amplificadas y almacenadas en un chip de salida dentro del propio detector, donde esperan la confirmación del *trigger*. En ese momento las señales se transmiten al exterior en un intervalo de tiempo inferior a 25 ns para el proceso completo.

- El detector de tiras de silicio: El módulo básico de este subdetector está compuesto por un conjunto de tiras de silicio de 320 a 500 μm de anchura (dependiendo de su localización) montadas sobre un soporte de fibra de carbono. La carga producida por ionización por una partícula que atraviesa este dispositivo es recogida por las distintas tiras, y la posición de paso se determina calculando

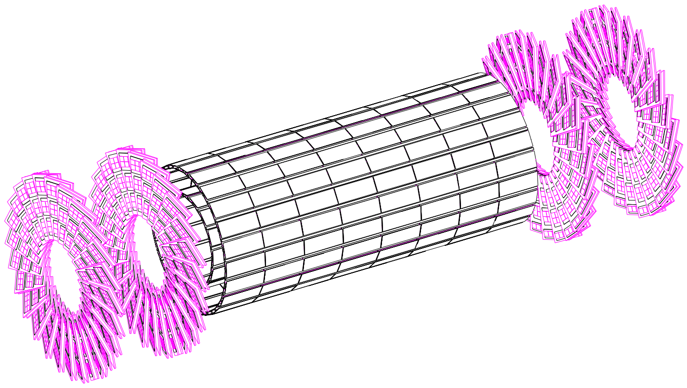


Figura 2.6: Detector interno de píxeles.

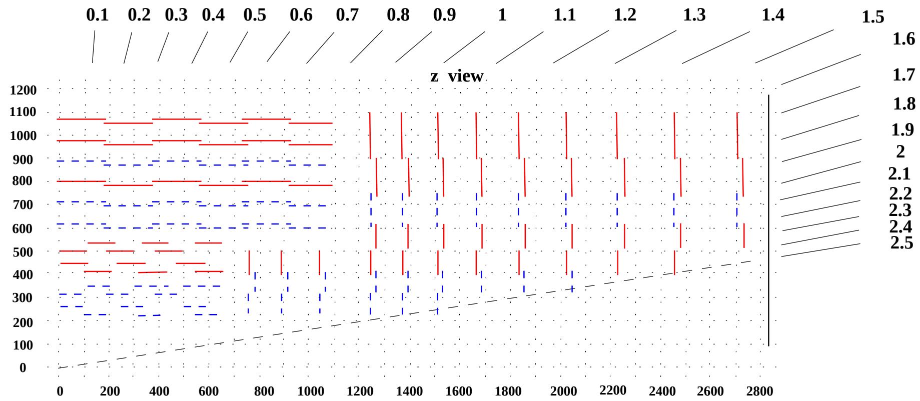


Figura 2.7: Esquema que muestra la distribución del detector de tiras de silicio.

el centro de gravedad de dicha distribución de carga. Algunos módulos cuentan con dos series de tiras de silicio, de tal modo que son capaces de medir en dos planos distintos. La temperatura de operación del dispositivo es de -20^oC, para lo cual cuenta con un sistema de enfriado consistente en pequeños tubos embutidos en la estructura. Estos módulos se agrupan en capas, de tal modo que la distribución final (de acuerdo con la Figura 2.7) consta de 10 capas en el barril, y en los endcaps 9 discos grandes y 3 más pequeños situados en el interior del cilindro formado por las capas exteriores del barril.

2.3.2 El calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético [9] será el encargado de absorber y medir la energía de electrones y fotones, y ayudar en la identificación de electrones y piones cargados, así como de colaborar en la medida de la energía de cascadas hadrónicas.

El buen funcionamiento del calorímetro electromagnético tendrá una importancia crucial en los resultados de CMS. En un rango intermedio de masas del bosón de Higgs (110-140 GeV) el canal H $\rightarrow \gamma\gamma$ será una señal inequívoca para el descubrimiento del H. Puesto que la masa del bosón vendrá determinada por la masa del par de fotones, el ECAL de CMS ha sido diseñado para cubrir este objetivo.

El detector estará compuesto por cristales de $PbWO_4$ de dimensiones variables dependiendo de su localización. En el barril el calorímetro electromagnético tendrá un radio interno de 1.24 m y un radio máximo de 1.86 m. Los cristales estarán distribuidos en módulos de 6x2 cristales, agrupados a su vez en supermódulos de 12x4 cristales. En total el barril contará con 8 supermódulos en η y 18 en ϕ, lo que hace un total de 432 x 144 cristales. Cada uno de los cristales tendrá una superficie frontal de 22 x 22 mm^2, lo que proporcionará una granularidad de 0.0175 x 0.0175 en $\Delta\eta$ x $\Delta\phi$. En el endcap los cristales serán de menor longitud gracias al preshower. Por tanto el endcap ECAL estará formado por dos semidiscos que formarán un entramado de supermódulos de 5x5 cristales. (Ver Figura 2.8)

Los electrones y fotones incidentes desarrollan a su paso por los mencionados cristales cascadas electromagnéticas y depositan en ellos la práctica totalidad de su energía. Parte de esta energía es emitida en forma de fotones, y se recoge mediante fotodetectores especiales La cantidad de luz recolectada es proporcional a la energía de la partícula. La resolución energética del detector tendrá un valor en E/p de 1.5% aproximadamente.

Para ayudar a distinguir entre π y fotones se contará con un detector adicional en los endcaps, el llamado "preshower", formado por dos placas de plomo seguidas de un detector de tiras de silicio. En él, los fotones comienzan una cascada electromagnética que será identificada por el detector de silicio.

2.3.3 El calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico (HCAL) [10] tendrá la misión de medir la energía de los chorros hadrónicos de cada suceso. La hermiticidad del calorímetro hadrónico es fundamental para poder estimar con precisión la energía perdida de cada colisión.

El HCAL estará formado por una sucesión de placas de cobre de 50 mm de espesor que actuarán como absorbentes, alternadas con centelleadores de 4 mm de espesor. En el barril estas placas se agruparán en 2 secciones cilíndricas, cada una de ellas de 4.3 metros de longitud, que cubrirán el rango $|\eta|$ <1.5, divididas a su vez en 18 cuñas de 20 grados cada una. El *endcap*estará formado por dos estructuras situadas en los extremos del barril inmersas en el campo magnético de 4T.

La luz emitida por los centelleadores en el rango 410-425 nm es recogida por fibras ópticas que desplazan la longitud de onda a 490 nm. Esta luz es conducida mediante

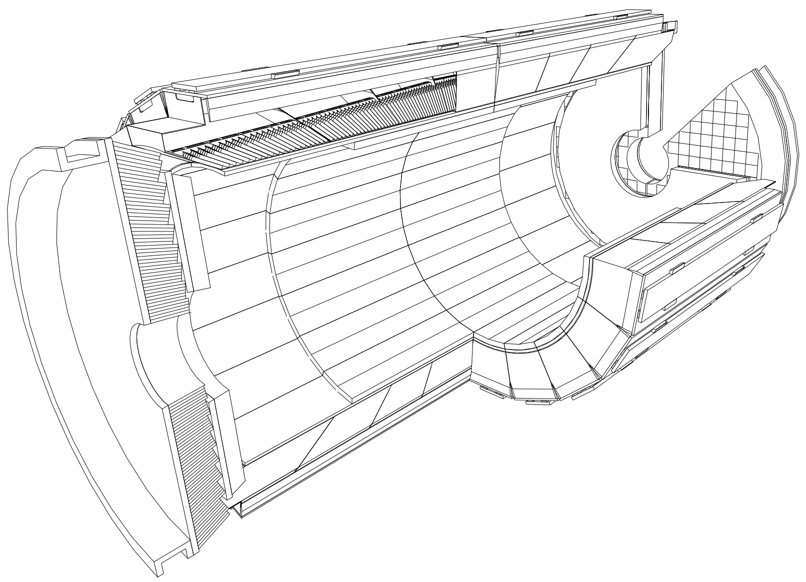


Figura 2.8: Diseño del calorímetro electromagnético completo.

guias ópticas a los módulos de lectura, donde las señales son agrupadas en torres de acuerdo con el intervalo $\Delta\phi$ x $\Delta\eta$ y digitalizadas. Desde allí son transmitidas al sistema de *trigger* y adquisición de datos. La segmentación del HCAL en el barril resulta ser de $\Delta\phi$ x $\Delta\eta = 0.87$ x 0.87

Puesto que el HCAL en el interior del imán no es suficiente para albergar toda la energía procedente de cascadas muy energéticas, en el exterior del solenoide se colocará un plano adicional de centelleadores. Es el llamado HOB (*HCAL Outer Barrel*). La profundidad total del HOB y el HB combinados es de aproximadamente 11 longitudes de interacción.

La resolución esperada en energías para partículas individuales será:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(70 - 75\%)}{\sqrt{E}} + (7 - 9)\% \tag{2.1}$$

En los extremos de CMS se situarán dos calorímetros hadrónicos adicionales para cubrir las zonas de alta pseudorapidez, hasta $|\eta| = 5$, los llamados *Hadron forward calorimeters* (HF). Estos detectores no estarán construidos con centelleadores usuales, debido a la zona de alta radiación en la que deben operar. En su lugar el HF estará compuesto por placas de acero como absorbente y fibras de cuarzo. La energía de los jets se obtendrá a partir de la luz Cherenkov emitida por las partículas cargadas que atraviesen las fibras de cuarzo. El HF contribuye a aumentar la hermiticidad del HCAL

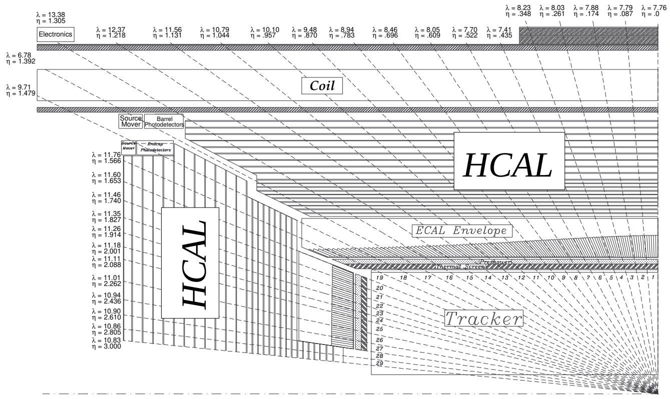


Figura 2.9: Corte transversal de CMS que muestra la fragmentación en η del HCAL para un cuadrante.

En el barril y los detectores del *endcap*, los fotosensores serán fotodiodos híbridos (HPDs). En HF se utilizarán fotomultiplicadores convencionales.

2.3.4 El espectrómetro de muones

CMS contará con un sistema detector de muones muy eficaz y preciso, formado por dos tipos diferentes de subdetectores para la detección de trazas, y otros subdetectores adicionales específicos para *trigger*. La identificación y medida de momento de los muones es un aspecto crucial en el funcionamiento de CMS, ya que dichas partículas proporcionan señales muy claras para un amplio rango de procesos físicos. Por esta razón el espectrómetro de muones jugará un papel fundamental a efectos de *trigger*.

La identificación de muones está asegurada tanto en la zona del barril como en los endcaps debido al espesor de hierro y la cadena de subdetectores que las partículas han de atravesar antes de alcanzar los detectores de muones. Los muones han de atravesar al menos 16 longitudes de interacción hasta η=2.4 sin perdidas de aceptancia.

El sistema de muones de CMS [2] consta de cuatro estaciones en el barril, distribuidas cilíndricamente entre las capas de hierro de retorno del imán en el exterior del solenoide, y 4 estaciones en el endcap, formadas por discos perpendiculares al haz (Ver esquema en Figura 2.10). La cuarta capa entrará en funcionamiento a alta luminosidad. Las del endcap están formadas por cámaras CSC (*Cathode Strip Chambers*). En el barril las estaciones estarán formadas por cámaras de tubos de deriva, que serán descritas en detalle en el capítulo siguiente. Tanto los tubos de deriva como las CSC tienen la misión de medir la trayectoria y el momento de

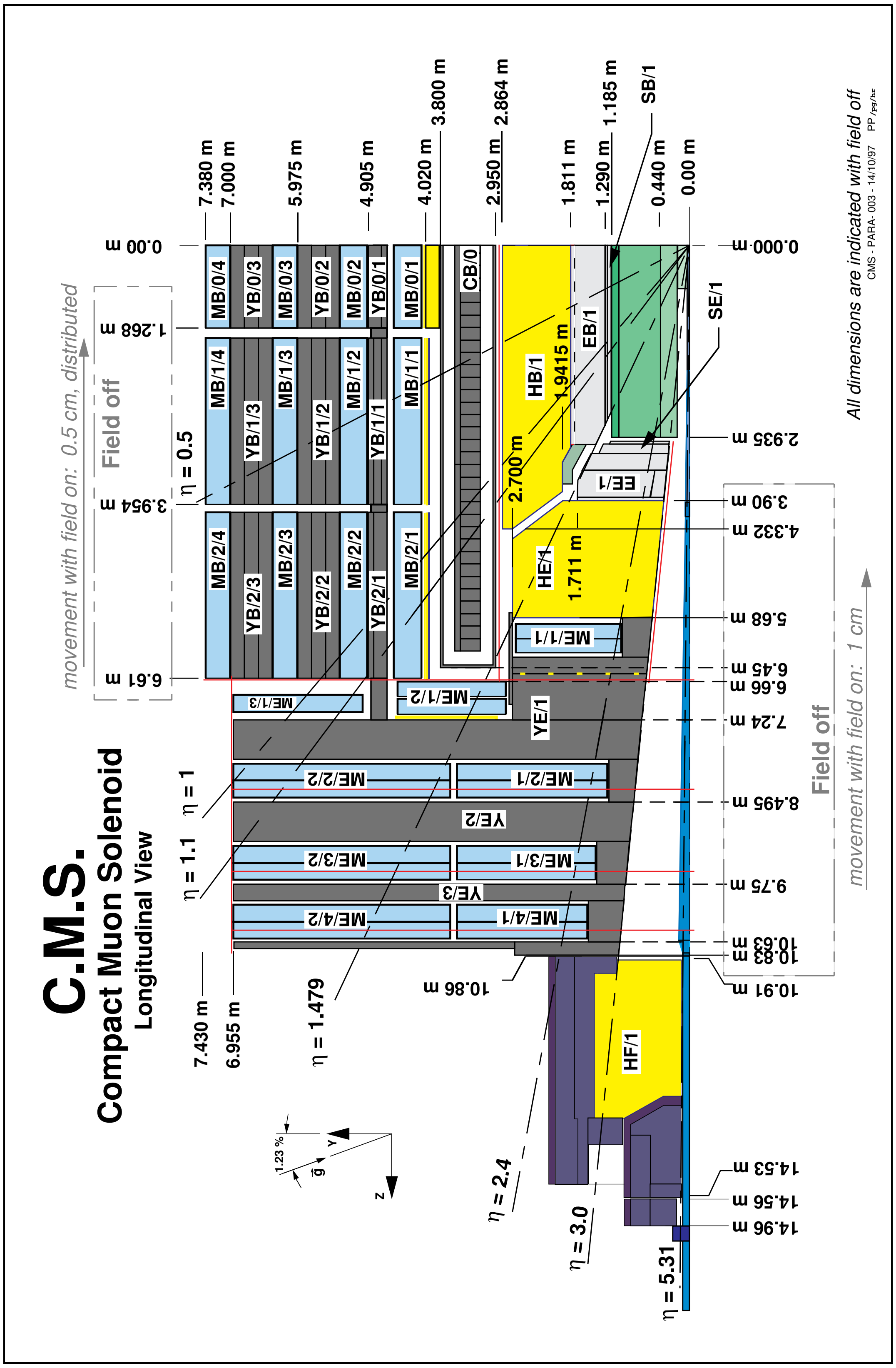


Figura 2.10: Espectrómetro de muones en CMS. En este corte transversal de un sector del detector se muestran las distintas estaciones para el barril (MB1-4) y el *endcap* (ME1-4).

los muones y, adicionalmente, proporcionar señales de *trigger* con identificación del cruce de haces proveniente.

Las CSC tienen forma trapezoidal y se encuentran distribuidas en cuatro discos llamados estaciones ME1, ME2, ME3 y ME4 (Figura 2.11). Cada cámara esta compuesta por 6 planos de tiras de cobre detectoras en dirección radial que actúan como cátodos y permiten la medida en ϕ. La carga positiva producida por la partícula que atraviese la cámara es recogida por estas tiras, determinando el punto de cruce a partir del centro de gravedad de la carga. Para cada plano de tiras se asocia un plano de hilos anódicos situados en la dirección transversal a las tiras encargados de medir la coordenada θ. Los hilos recogen la señal producida por avalancha en sus inmediaciones (Figura 2.12). Las CSC serán capaces también de proporcionar señales de *trigger* basadas en comparación de patrones. El gas utilizado para su funcionamiento es una mezcla de 40% Ar, 50%CO_2 y 10%CF_4.

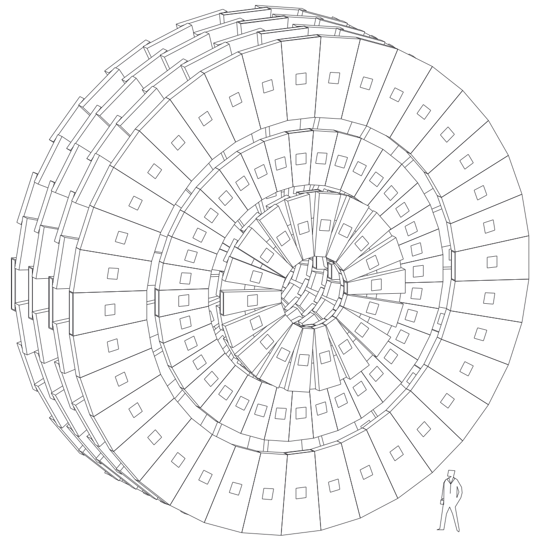


Figura 2.11: Distribución de las cámaras CSC en los discos del endcap.

El diseño de las CSC les permite trabajar en un entorno muy hostil, de campo magnético que alcanza hasta 3.5 T en ME1, muy inhomogéneo en el resto de estaciones. El ruido de fondo producido por otras partículas que consigan penetrar el sistema de calorímetros alcanzará hasta 1000 Hz/cm^2.

Las cámaras CSC y las de tubos de deriva se complementarán con detectores específicos para *trigger*, las llamadas *Resistive Plate Chambers* (RPC), tanto en el barril como en el endcap. Estos detectores gaseosos de planos paralelos estarán formados por dos planos de baquelita de baja resistividad (del orden de 10^{10} Ωcm) con un pequeño espaciado gaseoso entre ellos (97% $C_2H_2F_4$, 3% i-C_4H_{10}) del orden de 2 mm. El exterior de las placas de baquelita cuenta con recubrimientos de grafito conductor que serán alimentados con alta tensión y actuarán como electrodos. Entre

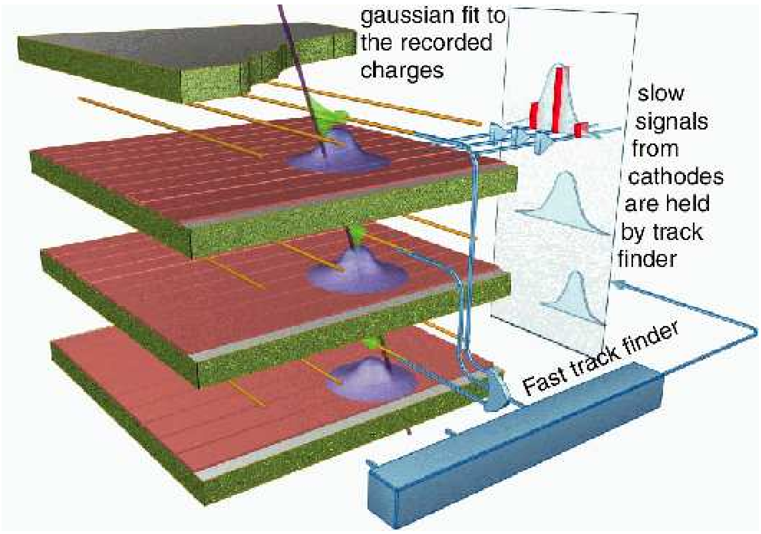


Figura 2.12: Concepto del método de detección empleado por las CSC. La señal recogida por el hilo por efecto avalancha produce una distribución espacial de carga en las tiras del plano de cátodos.

dos de estas unidades, y aisladas de ellas mediante láminas de PVC se encuentran las tiras de aluminio de lectura. En el espacio gaseoso entre los dos planos se aplica un voltaje muy elevado (8.5 - 9.0 kV)

Las RPC funcionarán en modo proporcional [11], y no en modo *streamer* como otros detectores similares. Reduciendo la amplificación en el gas e introduciendo una mayor amplificación de señal a nivel *Front End* somos capaces de obtener una mayor capacidad de respuesta para altas intensidades de haz. Su resolución temporal es inferior a 2 ns para intensidades de haz hasta 6 kHz/cm^2.

Estos detectores estarán distribuidos de tal modo que cubran completamente el área activa de las CSC y los tubos de deriva. Cada estación detectora de muones estará equipada con una RPC, excepto las dos más internas del barril que contarán con dos para cubrir así los muones de bajo momento transverso con mayor redundancia.

Las RPC combinan una resolución espacial aceptable con una respuesta temporal muy rápida y precisa, lo que las hace muy adecuadas como complemento de *trigger* para el dispositivo de reconstrucción de trazas y momento formado por las CSC y los tubos de deriva, permitiendo identificar el cruce de haces con gran exactitud.

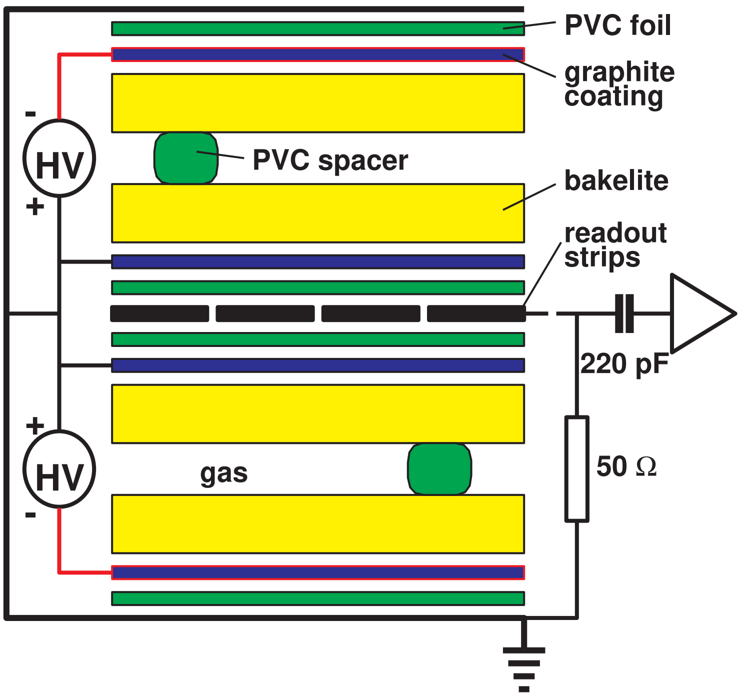


Figura 2.13: Esquema del corte transversal de una RPC.

2.4 El sistema de *trigger* en CMS

El objetivo del sistema de discriminación de datos o *trigger* de CMS [12] es la selección de datos de interés entre las 10^9 interacciones por segundo que los detectores registran, ya que el flujo de información es demasiado alto para permitir el almacenamiento de todos los sucesos producidos. El sistema de *trigger* es el encargado de tomar la decisión sobre si un suceso es relevante para análisis posteriores y merece ser almacenado o no. Para ello es necesario hacer una reconstrucción rápida de los sucesos lo más precisa posible que nos permita identificar el proceso físico generado.

El sistema de *trigger* está estructurado en varios niveles desde las primeras etapas de identificación en los diferentes subdetectores hasta que el suceso es aceptado o rechazado. El nivel 1, el más básico, es llevado a cabo por los diferentes subdetectores. La información proveniente de ellos es asociada localmente a este nivel, lo que permite identificar y ordenar los objetos detectados (chorros hadrónicos, leptones, muones y energía perdida) y clasificar los sucesos con respecto a ellos. Los niveles superiores de *trigger* se basan en procesadores comerciales que reconstruyen los sucesos a partir de la información del nivel 1. El objetivo del sistema de *trigger* en conjunto es la reducción del flujo de datos a 100 Hz, frente a los 40 MHz de sucesos recogidos por la electrónica encargada de la amplificación y digitalización de la señal proporcionada por los detectores, la denominada electrónica *Front End* (FE).

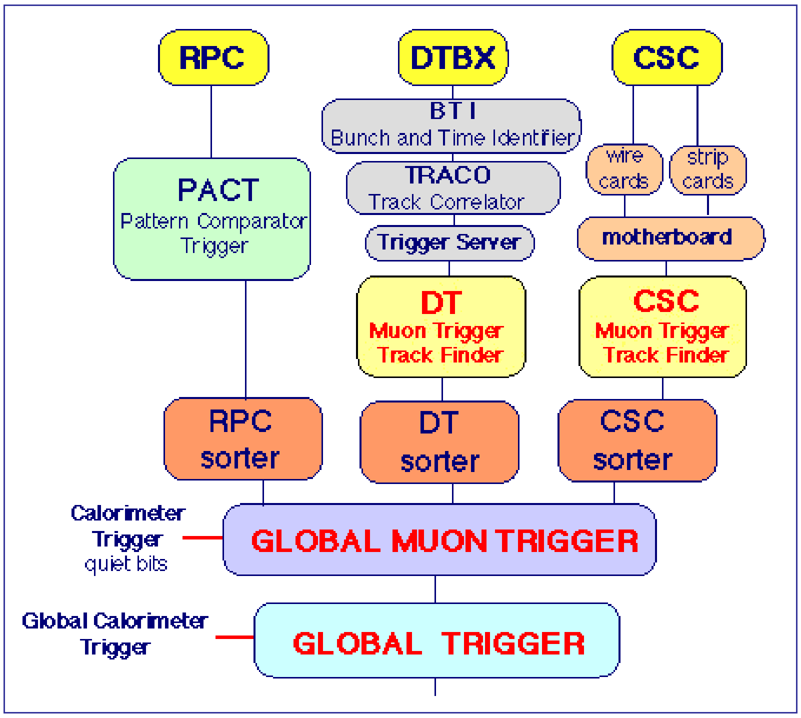


Figura 2.14: Esquema del *trigger* global de muones de nivel 1.

El nivel 1 conseguirá reducir el flujo hasta 100 kHz, que es el flujo permitido por los procesadores del siguiente nivel. Para ello utilizará señales procedentes de los calorímetros y el sistema de muones, de tal forma que el triger de nivel 1 (L1) estará dividido en dos secciones. En ciertas ocasiones se buscan correlaciones entre la informacion proporcionada por ambos sistemas.

El *trigger* de los calorímetros utiliza y agrupa las energías registradas por el HCAL, el ECAL y el HF. A partir de ellas busca candidatos a electrones, fotones, taus y chorros hadrónicos. Del mismo modo caracteriza los electrones y fotones aislados y calcula la energía transversa y el vector de energía perdida total. Los cuatro objetos de mayor rango de cada especie son enviados al L1 global.

El *trigger* del sistema de muones (Figura 2.14) está dividido a su vez en tres secciones, cada una de ellas asociada a la información proveniente de los tres tipos de detector con los que cuenta dicho sistema. El *trigger* de las cámaras de tubos de deriva (Ver descripción en capítulo siguiente) comienza con el BTI, que calcula segmentos de traza y asigna el cruce de haces asociado para cada supercapa. La siguiente etapa la conforma el TRACO (*Track Correlator*) [12], que es el encargado de asociar los segmentos obtenidos en cada una de las dos supercapas ϕ. Las distintas estaciones se relacionan entre sí a partir del *Track Finder* [12], que reconstruye la trayectoria total del muon y su momento. Las CSC asocian la información de los cátodos con la de los hilos anódicos para asignar el cruce de haces. El *CSC Track Finder* es el encargado de unir los segmentos individuales en trayectorias muónicas completas. El *trigger* global de muones ordena las trazas proporcionadas por las CSC, los tubos de deriva y las RPC, identifica el signo del muon y correlaciona las trazas de las CSC y las camaras de tubos de deriva con las obtenidas por las RPC. También se ocupa de relacionar los muones con torres energéticas de los calorímetros para etiquetar muones aislados. Los cuatro muones de mejor calidad son enviados al *trigger* global.

El *trigger* global de nivel 1 sincroniza la información de ambos subsistemas y comunica la decisión del *trigger* cada 25 ns al sistema encargado de iniciar eventualmente la lectura de las memorias individuales de cada subdetector, el llamado *Timing, Trigger and control System* (TTC).

Capítulo 3

Tubos de deriva en CMS

El sistema de reconstrucción de trazas de muones y medida de sus momentos en el detector central de CMS estará formado por cámaras de tubos de deriva. El objeto de este estudio, el *Bunch and Track Identifier* (BTI), actúa como dispositivo de *trigger* sobre estas cámaras, por lo que describiremos estos detectores en detalle en este capítulo.

En cada una de las 5 secciones cilíndricas del hierro de retorno del imán en el barril, las cámaras de deriva se distribuirán intercaladas en 4 estaciones concéntricas respecto al haz de protones, cubriendo la región $|\eta| < 1.3$. Las estaciones se denominan MB1 (la más interna), MB2, MB3 y MB4 (la más externa). A su vez, cada estación está dividida en 12 sectores (Figura 3.1).

En el emplazamiento que ocuparán las cámaras el flujo esperado de neutrones o chorros hadrónicos que escapen a los calorímetros y al imán es bajo (inferior a 10 Hz/cm^2 en MB1). Esto permite un tiempo de deriva máximo de 400 ns con una ocupación del 1%. Del mismo modo han de trabajar en un campo magnético moderado inferior a 0.3 T. Sólo en las cámaras MB1, en la zona próxima a los endcaps el campo puede alcanzar valores cercanos a 0.8T, siendo el peor de los casos (Figura 3.2). Como se mencionó en el capítulo anterior, las cámaras de tubos de deriva serán complementadas con RPC específicas para *trigger*.

3.1 Diseño

Las cámaras de deriva están compuestas por tres unidades independientes llamadas *supercapas*, formadas cada una de ellas por cuatro planos de celdas de deriva rectangulares, decaladas entre si por media celda. Cada supercapa tiene unas dimensiones aproximadas de 2.5 m x 2.5 m x 0.05 m, que varían dependiendo de la estación

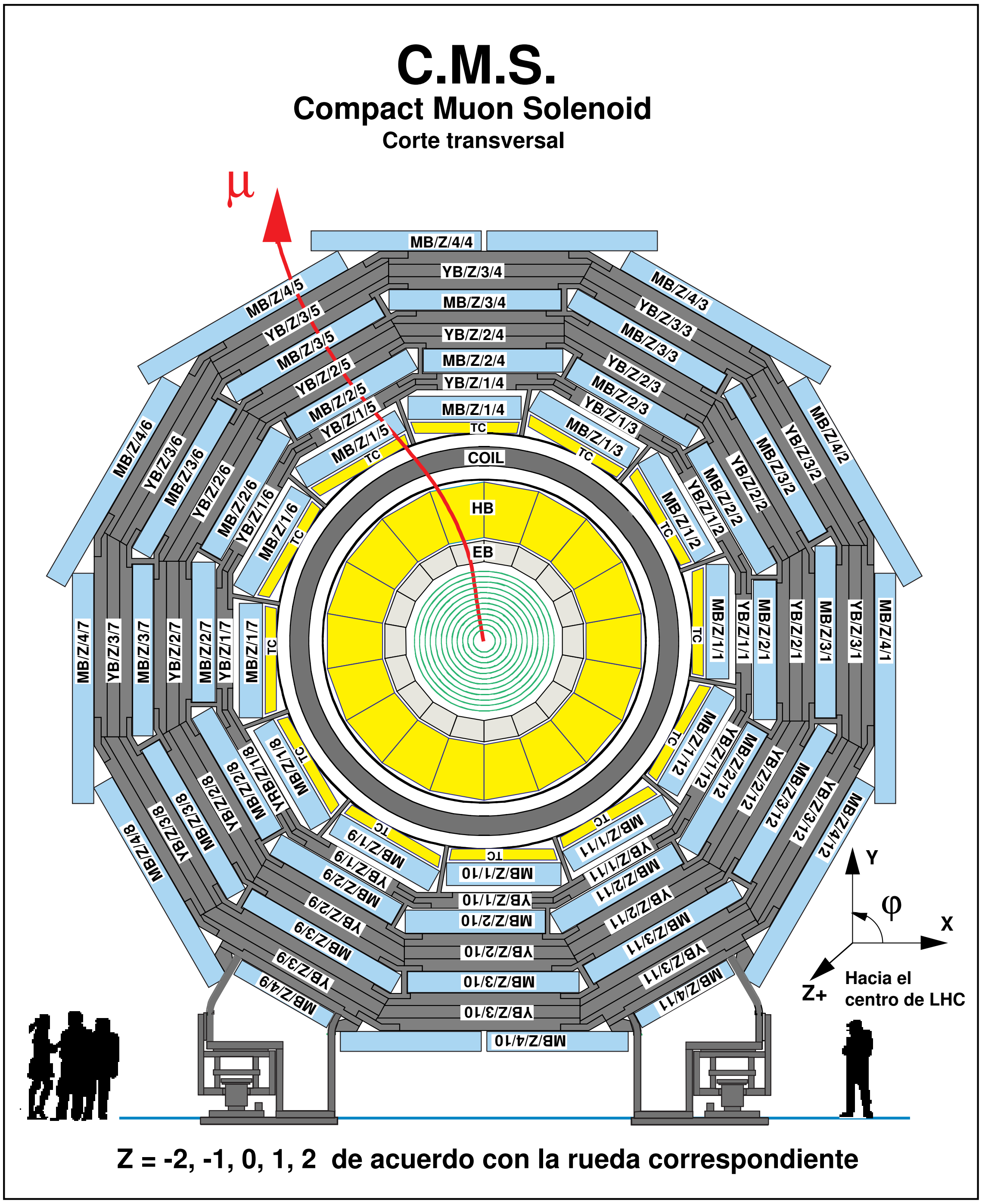


Figura 3.1: Corte transversal del barril de CMS donde se muestran los distintos subdetectores y la distribución de las estaciones del detector de muones (Nombradas con MB). Las zonas etiquetadas con YB se corresponden con el hierro de retorno.

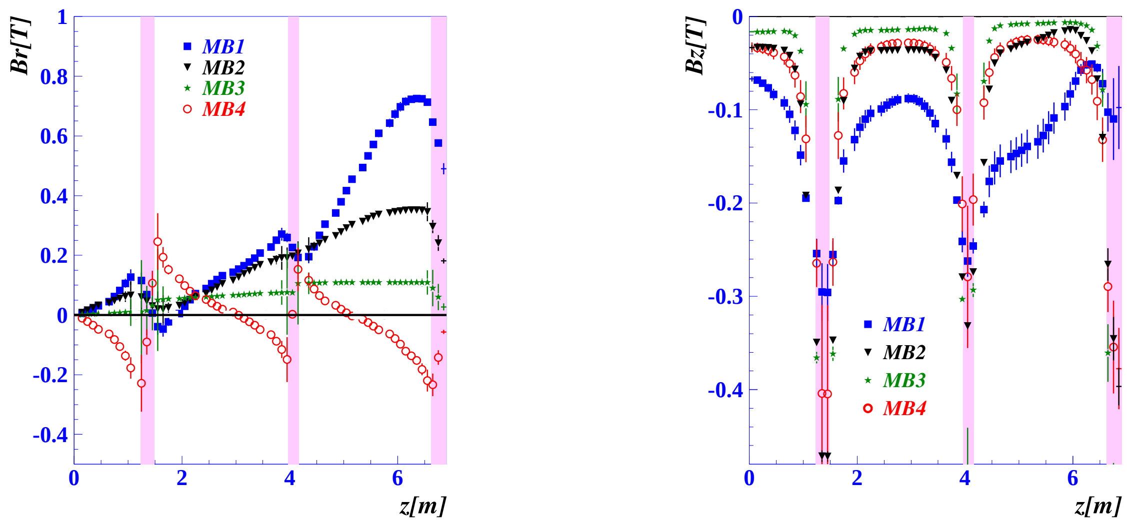


Figura 3.2: Campo magnético esperado en las estaciones de muones del barril en sus componentes radial (izquierda, perpendicular a los hilos en las supercapas ϕ) y paralela al haz (derecha, en la dirección de los hilos de las supercapas ϕ). La variable Z es la distancia al punto de colisión.

considerada. Dentro de una cámara, dos de las supercapas se colocan con la misma orientación, midiendo las coordenadas en el plano r-ϕ, mientras que la supercapa central se situa con los hilos perpendiculares a las anteriores, permitiendo la medida en el plano r-θ. Para dar rigidez al conjunto las supercapas son adheridas a un panel de abeja o *honeycomb*. En la foto de la Figura 3.3 se muestra la primera cámara MB2 construida.

Uno de los extremos de cada supercapa es equipado con placas de distribución de alto voltaje, que permiten alimentar los hilos individualmente y el resto de electrodos en grupos de cuatro. En el extremo opuesto se colocan las tarjetas de electrónica *Front End* (FE) encargadas de recoger la señal, amplificarla y generar el pulso de salida. Estas tarjetas se unen a los hilos a través de unas placas de acoplo encargadas de proteger los preamplificadores del alto voltaje y posibles descargas.

Cada supercapa forma un volumen independiente y estanco. Se llenan con una mezcla de gases compuesta por Argon (85 %) y CO_2 (15 %).

3.2 La celda de deriva

La celda de deriva (Ver esquema en Figura 3.4), de sección rectangular con dimensiones 42 mm x 13 mm y longitud variable dependiendo de la supercapa, consta de varios elementos. En el centro de la celda se sitúa el hilo, con una precision de 100

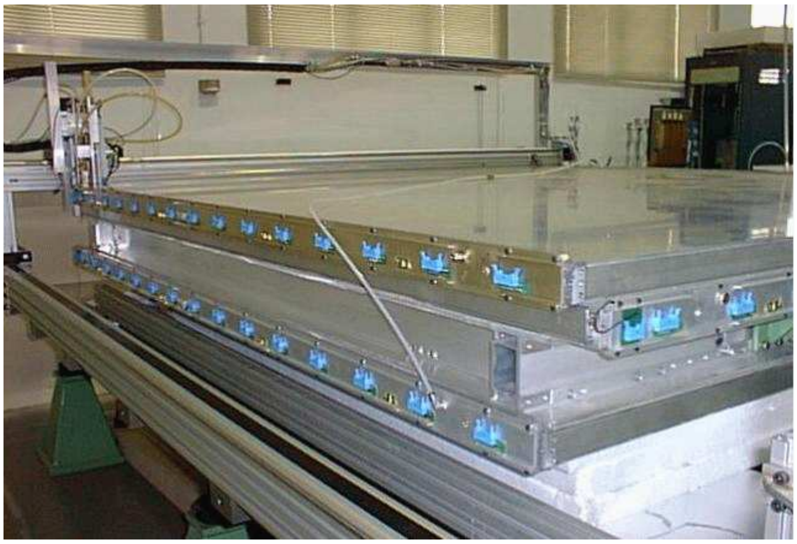


Figura 3.3: Foto de la primera cámara MB2 construida en el CIEMAT (Madrid) a principios de 2000. En la parte superior se encuentra una de las supercapas ϕ. Bajo ella, en orden descendente, la supercapa θ, el panel de *honeycomb* y la segunda supercapa ϕ.

μm dentro de su posición nominal, y se alimenta con un voltaje de 3.6 kV. En las partes superior e inferior de la celda se adhieren dos tiras de aluminio (a las que llamaremos *strips*) cuyo voltaje de operación es de 1.8 kV, aisladas de los planos a tierra mediante láminas de *Mylar*. Por último, adheridas a las paredes de dos listones metálicos en forma de viga, se encuentran las tiras de aluminio a -1.2 kV que actuarán como cátodos, también aisladas de las vigas con *Mylar*. Con esta configuración electrostática se consigue un campo eléctrico razonablemente uniforme a lo largo de toda la celda, salvo en las inmediaciones del hilo donde el campo es considerablemente mayor.

El funcionamiento de la celda está basado en el llamado fenómeno de deriva [11]. Una partícula cargada que atraviesa un medio material, produce ionización a su paso. Si ese medio se halla sometido a un campo eléctrico, los electrones generados por la ionización comienzan a 'derivar' hacia el ánodo, sufriendo multiples interacciones con el medio que atraviesan. La velocidad con la que los electrones de señal llegan al ánodo detector viene determinada fundamentalmente por el campo eléctrico en la celda y la composición del gas (aparte de otros factores externos como la temperatura, presión atmosférica, etc.) Esto permite obtener una relación entre el tiempo transcurrido desde que la partícula cruzó la celda y la posición por la que la partícula cargada atravesó el detector. Esta velocidad, denominada *velocidad de deriva* no es la velocidad real de los electrones en el gas, sino una velocidad mucho menor, promedio de desplazamiento de los electrones de señal hacia el ánodo. Otros

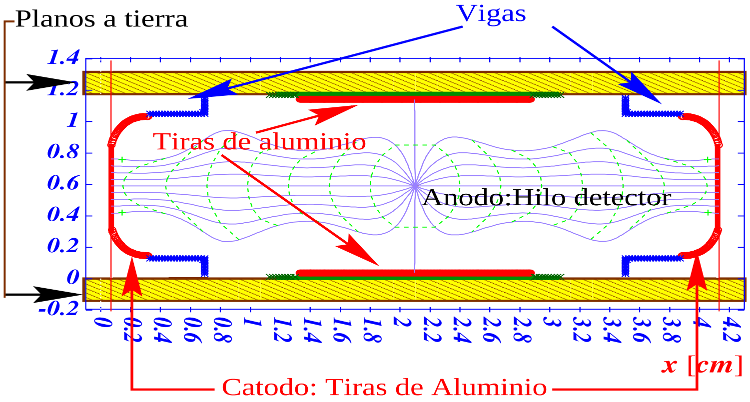


Figura 3.4: Esquema de la celda de deriva. Sección transversal. Las líneas continuas corresponden a las trayectorias de deriva de los electrones, mientras que las discontinuas son líneas equipotenciales.

factores a tener en cuenta son el campo magnético o el ángulo de incidencia del muon, ya que en estos casos los electrones de deriva siguen trayectorias diferentes. Este efecto puede dar lugar a velocidades de deriva "aparentes" distintas a las que habría en ausencia de campo magnético y a incidencia normal.

Una vez cerca del ánodo, los electrones comienzan a generar muchos más electrones de señal por efecto avalancha gracias al elevado gradiente de campo eléctrico en esa zona. Se produce así una amplificación de la señal que permite que una cantidad de carga medible por la electrónica *Front End* sea recogida por el hilo.

La medida proporcionada por una celda presenta una indeterminación intrínseca entre la izquierda y la derecha, ya que a priori no somos capaces de distinguir mediante la medida misma si la señal viene de un lado u otro de la celda. Por este motivo los planos se sitúan decalados entre sí por media celda, para poder decidir, mediante reconocimiento de patrones, si la partícula cruzó por uno u otro lado.

El tiempo de propagación de la señal a lo largo del hilo es muy pequeño frente a los tiempos de deriva, por lo cual el tiempo medido puede aproximarse al tiempo de propagación de la señal de deriva. Esto nos proporciona una medida en dos dimensiones del lugar de paso de la partícula. Las medidas de una supercapa nos proporcionan cuatro puntos en el plano perpendicular a los hilos, permitiendo ajustar una traza en 2 dimensiones.

Como se mencionó anteriormente, dentro de una cámara dos de las supercapas se orientan con sus hilos paralelos entre sí de tal modo que medirán la coordenada r-ϕ en CMS, mientras que la supercapa central se sitúa con sus hilos perpendiculares a los de las otras dos, con el fin de medir la coordenada r-θ. Con ello conseguimos ajustar una segmento recto de la trayectoria del muon en 3 dimensiones, contando

Figura 3.5: Imagen de una supercapa durante su construcción en la mesa de montaje.

con 8 puntos en el plano r-ϕ y 4 en el plano r-θ.

3.3 Construcción

La construcción del total de 250 cámaras con las que CMS contará se ha distribuido entre los institutos de Aquisgrán en Alemania (MB1), Turín y Padua en Italia (MB3 y MB4) y el CIEMAT, en Madrid, que se ocupará de la construcción de la estación MB2 completa y parte de la estación MB4. Asimismo los institutos de Protvino y Dubna en Rusia se encargan de la producción de cátodos y planos de aluminio, respectivamente.

La construcción comprende sucesivas etapas de pegado entre chapas de aluminio, con los electrodos superior e inferior previamente adheridos, y cátodos, formados por listones metálicos en forma de I, en cuyo interior se adhieren los electrodos. Entre un pegado y otro se colocan manualmente los hilos con ayuda de piezas plásticas de posicionado que permiten situar los hilos con precisiones de 100 μm. Posteriormente las posiciones de los hilos son medidas con ayuda de una cámara CCD para confirmar dicha precisión. En la foto de la Figura 3.5 se muestra una supercapa en pleno proceso de construcción en el momento de dispensar el pegamento para el pegado de las vigas. Este proceso se repite hasta completar los cuatro planos de una supercapa. Una vez finalizada, se instala el sistema de cables y la electrónica, tanto de *Front End* como de distribución de alto voltaje.

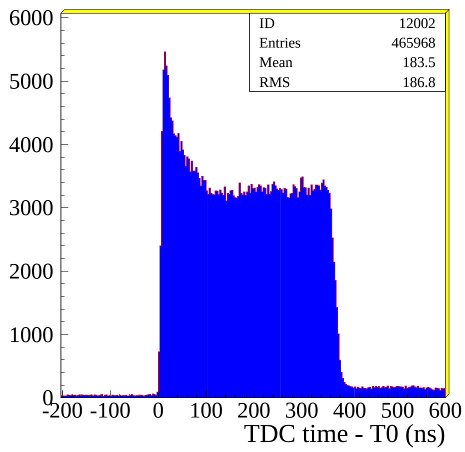


Figura 3.6: Espectro de tiempos recogido por una celda para una distribución de muones homogénea a lo largo de toda la celda después de su calibración.

Las supercapas son sometidas posteriormente a varios tests de control de calidad, entre los que se incluyen pruebas de estanqueidad, pruebas de resistencia al alto voltaje de los componentes electrostáticos de las celdas y la electrónica asociada, y toma de datos utilizando muones procedentes de la radiación cósmica. Tras solucionar los posibles problemas, si la supercapa cumple ciertos requisitos, se efectúa el pegado de la cámara completa. Cada cierto tiempo las cámaras son enviadas al CERN, donde son probadas de nuevo para comprobar su buen funcionamiento en las condiciones de presión atmosférica y humedad de Ginebra, y solucionar posibles problemas derivados del transporte. Posteriormente son almacendas y equipadas con la electrónica externa y el cableado necesario en espera de su instalación definitiva en CMS, que está prevista comience en Septiembre de 2003.

3.4 Comportamiento de las cámaras de deriva

El comportamiento de los tubos de deriva ha sido probado en numerosas ocasiones, tanto en haces de prueba en el CERN como usando muones cósmicos en los respectivos institutos que participan en la construcción. Se ha comprobado el buen funcionamiento de las camaras para distintos valores de los voltajes de los componentes electrostáticos de la celda, así como de umbral de discriminación del pulso, ángulo de incidencia del muon, campo magnético, ruido de fondo etc.

En condiciones de funcionamiento normales, esto es, para voltajes del hilo, strip y cátodo fijados a 3600 V, 1800 V y -1200 V respectivamente y un umbral de discriminación de carga de 15 mV para el pulso de salida, se obtiene una velocidad de deriva de aproximadamente 55 μm/ns y una resolución espacial mejor de 200

μm. En la Figura 3.6 se puede ver la distribución usual de tiempos recogidos por una celda de deriva.

El tiempo máximo de deriva (el tiempo de deriva entre el cátodo y el hilo, t_{max}) es un parámetro a calcular experimentalmente ya que, a partir de él, podemos calcular la velocidad de deriva aparente para cada configuración. Este t_{max} puede ser calculado a partir de una simple traza. En el caso de trazas perpendiculares, podemos estimar t_{max} con la suma de 2 tiempos incluso si sólo consideramos las señales de dos celdas, siempre que para este par de celdas el muon haya pasado por distintos lados del hilo. Para trazas con ángulo es necesario contar con, al menos, tres valores de tiempo. Por ello, para cubrir un caso más general se definen unas variables muy importantes, las denominas *meantimer* [13]:

$$MT_1 = \frac{1}{2}(t_1 + t_3) + t_2, \tag{3.1}$$

$$MT_2 = \frac{1}{2}(t_2 + t_4) + t_3 \tag{3.2}$$

siendo t_i el tiempo de deriva medido en la capa i.

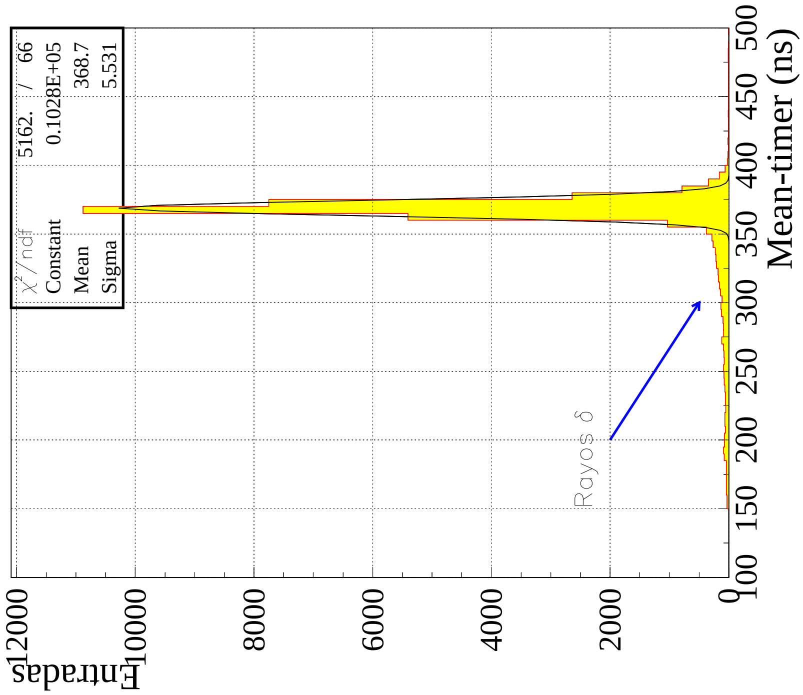
En la Figura 3.7 se puede apreciar que, prácticamente para cualquier traza, el valor de ambos *meantimer* equivale al tiempo máximo de deriva independientemente del lugar de paso de la partícula y de su ángulo de incidencia.

Sin embargo, esta suma empieza a fallar a partir de un cierto valor de ángulo para el cual la traza del muon puede cruzar las celdas en dos capas consecutivas por el mismo lado del hilo. Para este caso hay que utilizar algoritmos más complicados que tengan en cuenta el lado de la celda atravesado por la trayectoria.

La utilidad del *meantimer* reside en el hecho de que nos permite identificar de forma rápida mediante una simple suma de tiempos si las señales registradas por la cámara proceden de la traza de una partícula o no, lo que la hace muy apropiada como método de *trigger*. Además evita la indeterminación izquierda-derecha de la celda de deriva al asociar hits procedentes de distintas celdas, así como evaluar la velocidad de deriva de forma sencilla a partir del tiempo máximo.

Los datos que se presentan a continuación fueron obtenidos con un prototipo de supercapa a tamaño reducido (Q4) [14],[15] en diversos haces de prueba en el CERN. Dicho prototipo fue construido utilizando el diseño final de celda. La única diferencia entre Q4 y una supercapa está en el número de celdas. El comportamiento de las cámaras de deriva ha demostrado ser satisfactorio en función de los siguientes parámetros relevantes:

- Voltajes del hilo/cátodo/strip: El voltaje que regula la amplificación en las proximidades del hilo (V_{amp}) es un factor importante. Dicho valor viene dado



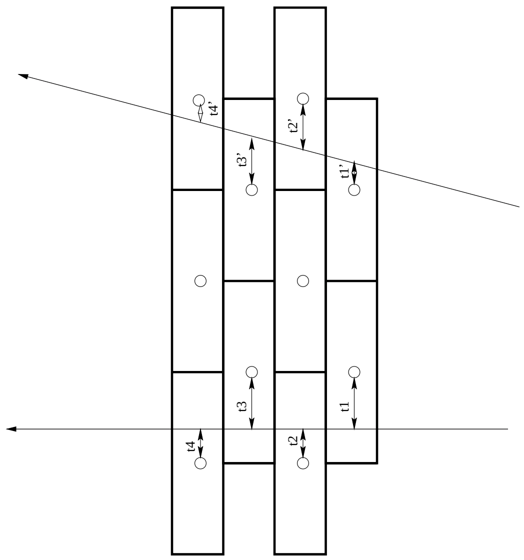


Figura 3.7: Tiempos utilizados en el cómputo del *meantimer* y distribución de esta variable para incidencia normal. La cola de valores bajos es debida a señales enmascaradas por un rayo delta.

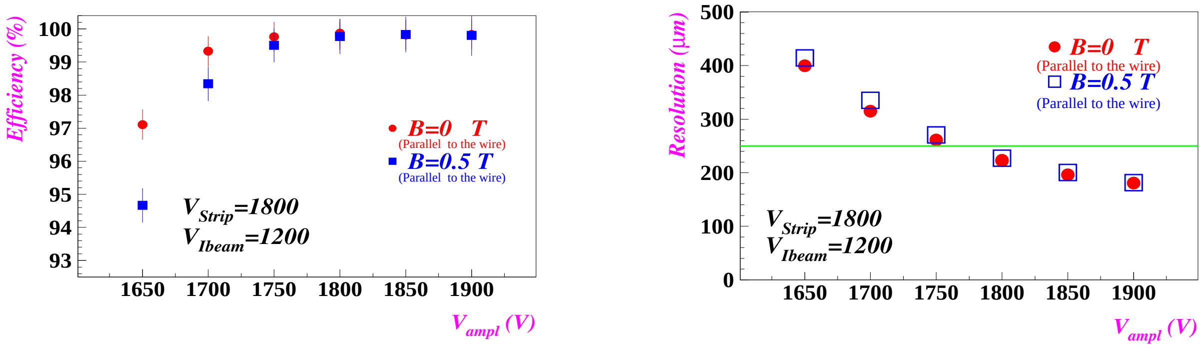


Figura 3.8: Resolución y eficiencia frente al voltaje de amplificación.

por la diferencia entre el voltaje del hilo y el del strip. Como se puede ver en la Figura 3.8, para valores de V_{amp} superiores a 1700 V, la eficiencia alcanza un valor estable. La resolución por su parte cumple los requisitos de CMS (250 μm) a partir de 1750 V. Por ello se elige un valor de 1800 V como valor nominal, dentro del *plateau* de eficiencia y con una resolución aceptable. El resto de voltajes no varían significativamente por sí mismos el comportamiento de la celda.

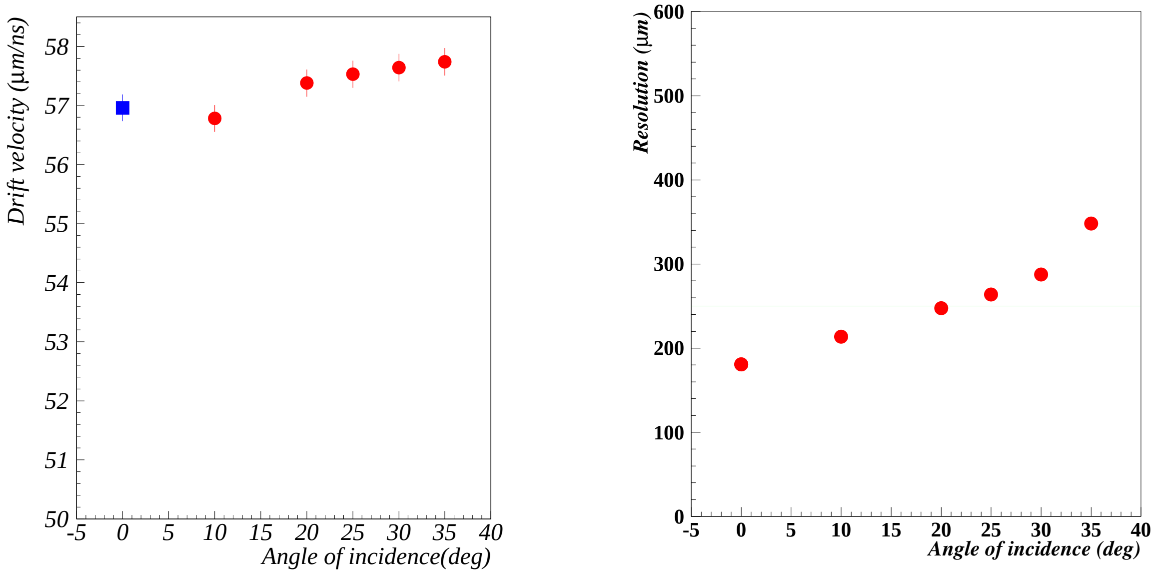


Figura 3.9: Velocidad de deriva aparente y resolución para distintos ángulos de incidencia.

- Ángulo de incidencia de la partícula: El hecho de que un muon cruce la celda con un cierto ángulo de incidencia con respecto a la normal al hilo implica que los electrones producidos por ionización parten de distintas distancias al hilo respecto a como lo harían en el caso de incidencia perpendicular. En otras palabras, el muon intercepta las lineas de deriva en puntos distintos. Este efecto es visible para ángulos de incidencia no nulos. Concretamente, se ve reflejado en un cambio de la velocidad de deriva aparente y un empeoramiento de la resolución (Figura 3.9).

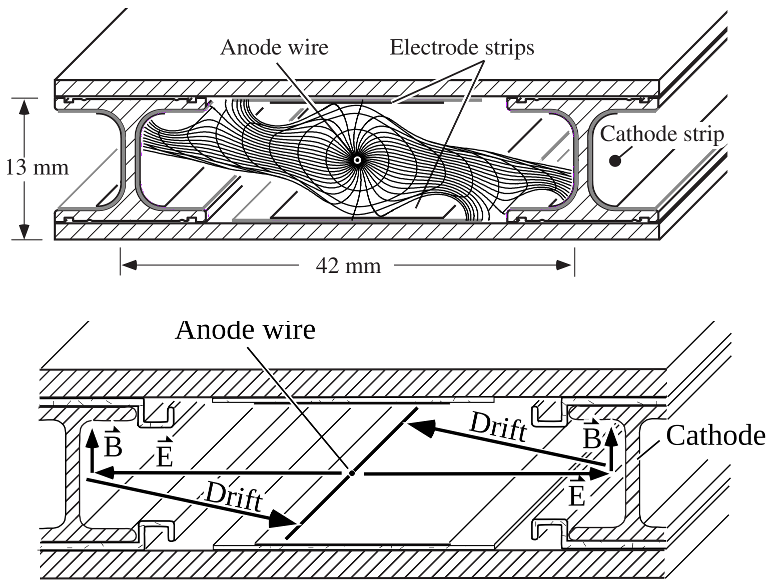


Figura 3.10: Efecto del campo magnético sobre las lineas de deriva para campo paralelo al hilo (arriba) y perpendicular al hilo y la dirección de deriva(abajo).

- Campo magnético: El efecto del campo magnético se ve reflejado en un cambio de trayectoria en los electrones de deriva, lo cual implica una variación en el tiempo de deriva empleado por la señal. Se ha estudiado el comportamiento de la celda de deriva frente a las dos componentes de campo magnético de interés en la situación de CMS. Una de ellas es la componente paralela al hilo, y la otra es perpendicular tanto al hilo como a las lineas de deriva. El efecto de ambas componentes sobre las lineas de deriva se puede obervar en la Figura 3.10. La primera de ellas produce una curvatura en las trayectorias de deriva de los electrones, mientras que la segunda desplaza dichos electrones de señal longitudinalmente a través de la celda.

  La variación del recorrido de deriva se traduce en una variación de la velocidad aparente de deriva (Figura 3.12) así como en un empeoramiento de la resolución espacial como consecuencia de una mayor dispersión de la señal a lo largo de la celda (Figura 3.13).

  El comportamiento lineal de la celda, es decir, la uniformidad de la velocidad de deriva aparente a lo largo de la celda también se ve afectada por el campo magnético. En este caso se ha estudiado el efecto de la componente paralela al hilo utilizando una referencia externa para determinar la posición del muon.

El resultado (Figura 3.11) concuerda con lo que se podría esperar observando la forma de las líneas de deriva de la Figura 3.10. Las zonas más cercanas a los cátodos sufren una mayor distorsión de las lineas de deriva.

- Umbral de discriminación: El punto óptimo donde fijar el umbral de discriminación en el que empezar a considerar los pulsos como señales físicas también ha sido estudiado. La eficiencia de reconstrucción y la resolución espacial empeoran ligeramente para umbrales altos, pero hasta valores del orden de 50 mV se mantienen por encima de 99.5 % de eficiencia y 250 μm de resolución. Para valores superiores se comienzan a perder pulsos 'físicos'.

- Ruido: El ruido electrónico en condiciones normales ha sido medido, resultando ser del orden de 50 Hz/celda, y no sufriendo grandes variaciones para umbrales de discriminación superiores a 10 mV.

3.5 Conclusiones

A partir de los resultados obtenidos en los distintos test realizados en haces de prueba, tanto a prototipos como a cámaras completas, se ha comprobado que el comportamiento del detector es plenamente satisfactorio y cubre con creces los requerimientos de CMS. El efecto que provoca el campo magnético en ningun caso hace empeorar la resolución por debajo de 250 μm (Figura 3.13) para los valores máximos esperados en CMS. Del mismo modo las variaciones en la velocidad de deriva aparente causadas por el campo magnético son del orden del 5% en el peor de los casos. Esta variación no afecta al buen comportamiento del detector. Las desviaciones a la linealidad de la celda de deriva son poco importantes para los valores de campo que alcanzaremos en CMS (Figura 3.11). En cuanto al ángulo de incidencia de la partícula, la resolución empeora para ángulos muy altos, de tal modo que a partir de 30 grados la resolución espacial del detector empeora hasta 300 μm, el cual no deja de ser un valor satisfactorio teniendo en cuenta la redundancia del espectrómetro. Los voltajes de operación del dispositivo aseguran que la eficiencia de detección se mantendrá en valores superiores al 99.5% incluso en el caso de variaciones de voltaje de hasta 100 V para alguno de los componentes, gracias a la elección de un punto dentro del *plateau* de eficiencia como punto óptimo de operación del dispositivo.

Por lo tanto podemos concluir gracias a estos resultados que el funcionamiento de las cámaras de tubos de deriva es plenamente satisfactorio y que estos detectores son adecuados para cumplir su función dentro de CMS.

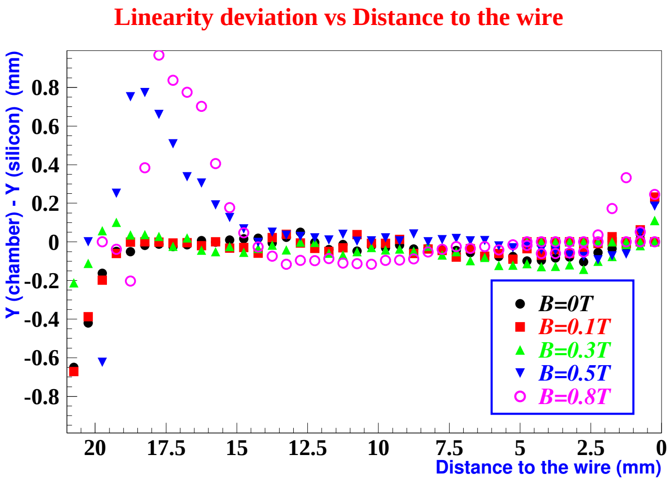


Figura 3.11: Desviaciones del comportamiento lineal en la relación espacio-tiempo para diversos valores de campo magnético paralelo al hilo. Estas desviaciones han sido calculadas con ayuda de una referencia externa (Telescopio de silicio) [14]. Vemos que las desviaciones comienzan a ser significativas a partir de 0.5 T.

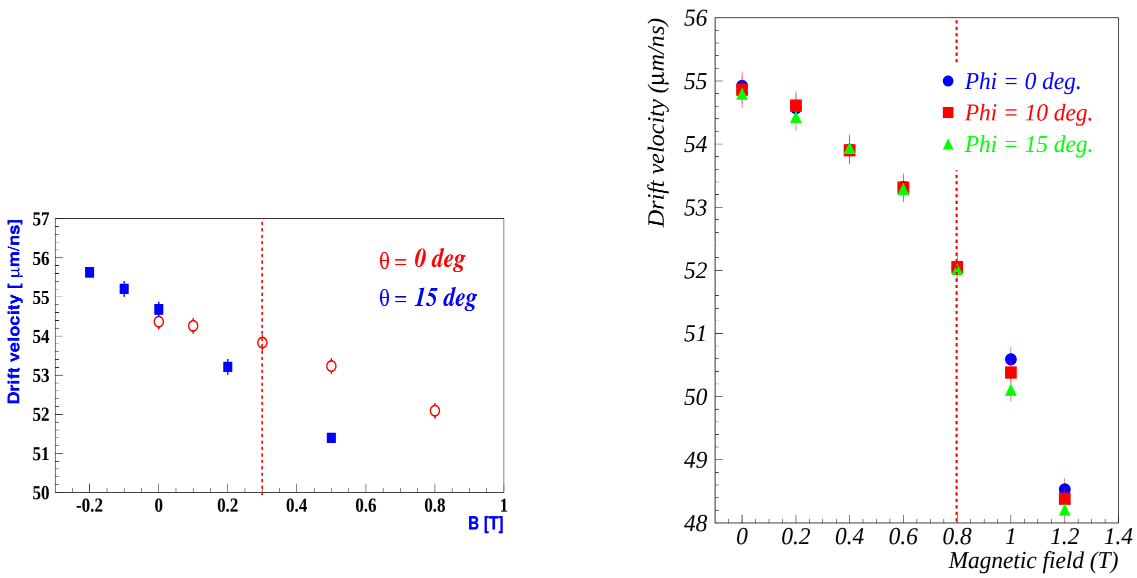
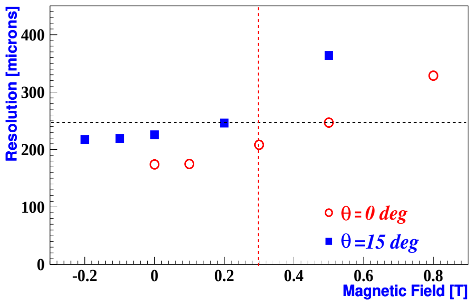


Figura 3.12: Velocidad de deriva en función del campo magnético para sus componentes paralela al hilo (izquierda) y perpendicular (derecha). ϕ y θ son los ángulos polar y azimutal respecto al haz incidente en CMS.



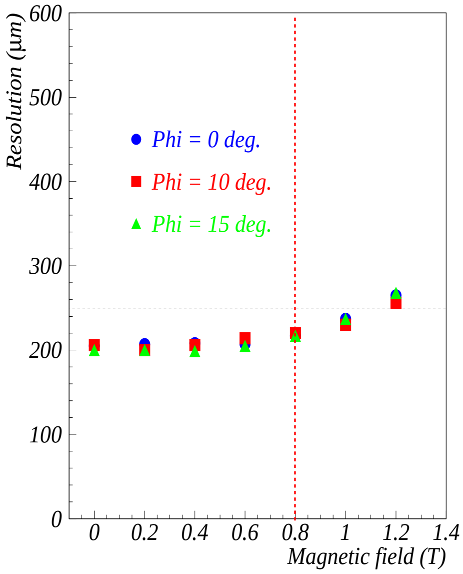


Figura 3.13: Resolución espacial frente al campo magnético para sus componentes paralela al hilo (izquierda) y perpendicular (derecha). Las lineas verticales indican el valor máximo alcanzable para cada componente en CMS, mientras que las horizontales marcan la resolución mínima requerida en el experimento.

Capítulo 4

El *Bunch and Track Identifier*

4.1 Concepto

El *Bunch and Track Identifier* o BTI es un dispositivo electrónico que conforma la primera etapa del *trigger* local de las cámaras de tubos de deriva en CMS. Su misión consiste, por un lado, en determinar si un grupo de señales procedente de estas cámaras pertenece o no a una traza de un muon y reproducir dicha traza con una precisión aceptable, y por otro, en identificar el cruce de haces del cual procede la traza.

Cada BTI actúa sobre 9 celdas de una misma supercapa, mientras que el BTI adyacente está desplazado una celda con respecto al anterior (Figura 4.1). Las supercapas contarán, por tanto, con un BTI por cada 4 celdas. Cada uno de ellos está formado por un dispositivo electrónico que irá alojado en los laterales del panel de *honeycomb* de cada cámara junto con el resto de electrónica asociada en los llamados *minicrates*.

Mientras CMS esté en funcionamiento las cámaras de tubos de deriva recogerán señales procedentes de cruces de haces separados entre sí por 25 ns. En algunos casos se producirán señales de muones distintos procedentes del mismo cruce. En estas condiciones, con toda probabilidad se entremezclarán dentro del detector señales procedentes de diferentes muones y diferentes colisiones. La misión del BTI es agrupar dichas señales entre sí para cada una de las distintas trazas dejadas por los muones en el detector e identificar el cruce de haces del que dichas trazas proceden. El BTI consigue este objetivo gracias a una serie de algoritmos basados en la técnica del *meantimer* [13] mediante el reconocimiento de patrones y en sincronización con los cruces de haces del LHC. Por ello una adecuada parametrización inicial de la velocidad de deriva es fundamental para su correcto funcionamiento, como veremos más adelante.

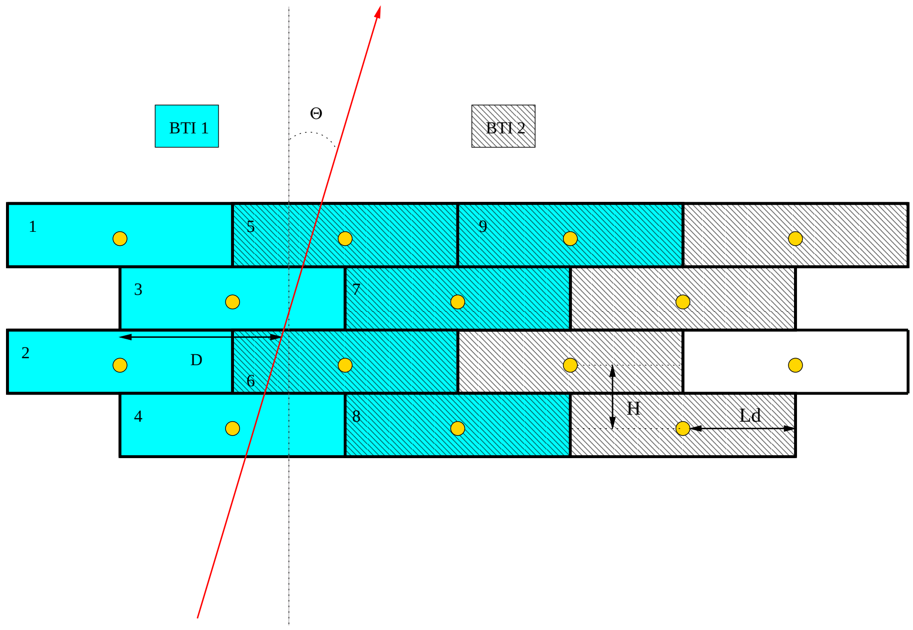


Figura 4.1: Sección parcial de una supercapa donde se muestra el conjunto de celdas cubiertas por un BTI (zona sombreada) y los parámetros utilizados. La zona rayada corresponde al BTI contiguo. Como se puede apreciar, existe un solapamiento entre ambos BTI en cinco de las celdas.

Los distintos retardos debidos a la electrónica, longitud de los cables, tiempo de vuelo etc. están calculados y calibrados a priori. Las trazas obtenidas en cada supercapa ϕ de una cámara se relacionan entre ellas mediante el *Track Correlator* (TRACO), que conforma la segunda etapa del *trigger* local de las cámaras de deriva [12].

4.2 Funcionamiento del BTI

El BTI es un dispositivo basado en complicados algoritmos. En esta seccion intentaremos hacer una descripción lo más intuitiva posible de su funcionamiento.

Para cada celda el BTI cuenta con un *buffer* dividido en intervalos de 25 ns al que nos referiremos en adelante como registro del BTI. Los tiempos que el BTI computa a su llegada a los registros van aumentando en pasos de 25 ns. Cada uno de estos pasos de 25 ns es lo que de ahora en adelante llamaremos *slot* . La longitud total de los registros es programable de acuerdo a la velocidad de deriva y otra serie de parámetros.

Supongamos que un muon atraviesa la supercapa tal y como se presenta en la

Figura 4.2. Una vez que la señal producida llega al hilo se introduce de forma paralela a la adquisición de datos en los registros de tiempo del BTI. Cada 25 ns la señal se desplaza un slot en los registros. Conforme van llegando las señales de varias celdas, el BTI intenta ajustar cada pareja de celdas de distintas capas a un segmento recto (Figura 4.2 d). Esto se consigue gracias a una serie de ecuaciones [16] basadas en el principio del *meantimer* (Ver capítulo 3) que proporcionan los parámetros de la traza correspondiente a partir de los tiempos en los registros. Como resultado obtenemos 6 estimaciones del segmento de traza (una por cada pareja de celdas) cuyos valores serán diferentes en cada *slot* .

Una vez calculados los posibles ajustes en el *slot* correspondiente, se buscan alineamientos entre los distintos segmentos calculados por cada ecuación asociada a cada par de celdas. En principio los segmentos serán distintos entre sí. La coincidencia se obtiene cuando transcurre un tiempo desde el paso del muon por la supercapa equivalente al tiempo máximo de deriva, es decir, cuando nos encontremos en el *slot* para el cual $t = T_{max}$. En efecto, el tiempo que ha tenido que transcurrir para ese alineamiento en cada celda es igual a T_{max}. Como se puede observar en la Figura 4.2 e) , $T_{deriva} + T_{registros} = T_{max}$ para todas las celdas. Esta propiedad es la que permite identificar el cruce de haces al que pertenece el muon y los parámetros de la traza simultáneamente, ya que a partir de aquí podemos determinar el momento en el que el muon atravesó la supercapa.

En este ejemplo conocíamos a priori por qué lado del hilo había pasado el muon en cada una de las celdas, pero el BTI en principio es incapaz de saberlo. Por ello el algoritmo calcula todos los segmentos simultaneamente para cualquier patrón de traza y considera todas las posibles combinaciones izquierda-derecha en las celdas involucradas hasta encontrar la coincidencia.

4.3 Descripción del algoritmo

El algoritmo utilizado por el BTI está basado en una generalización optimizada de la técnica del *meantimer* [13]. Como ya dijimos anteriormente, el MT utiliza tres valores de tiempo para estimar T_{max}.

Las ecuaciones del BTI son capaces de relacionar los parametros geométricos de la traza con los tiempos obtenidos en los registros y el tiempo máximo de deriva. Para ello es necesario calibrar el T_{max} a priori y escribir ecuaciones para todos los posibles patrones de traza. De este modo el algoritmo del BTI es capaz de dar una estimación para los parámetros de la traza en cada pareja de celdas incluso en trazas inclinadas. Esto se consigue considerando todos los patrones posibles, que incluyen cualquier combinación izquierda-derecha de los tiempos de deriva en la celda. Para ilustrar los cálculos que efectúa el BTI y la relación de éstos con el *meantimer*,

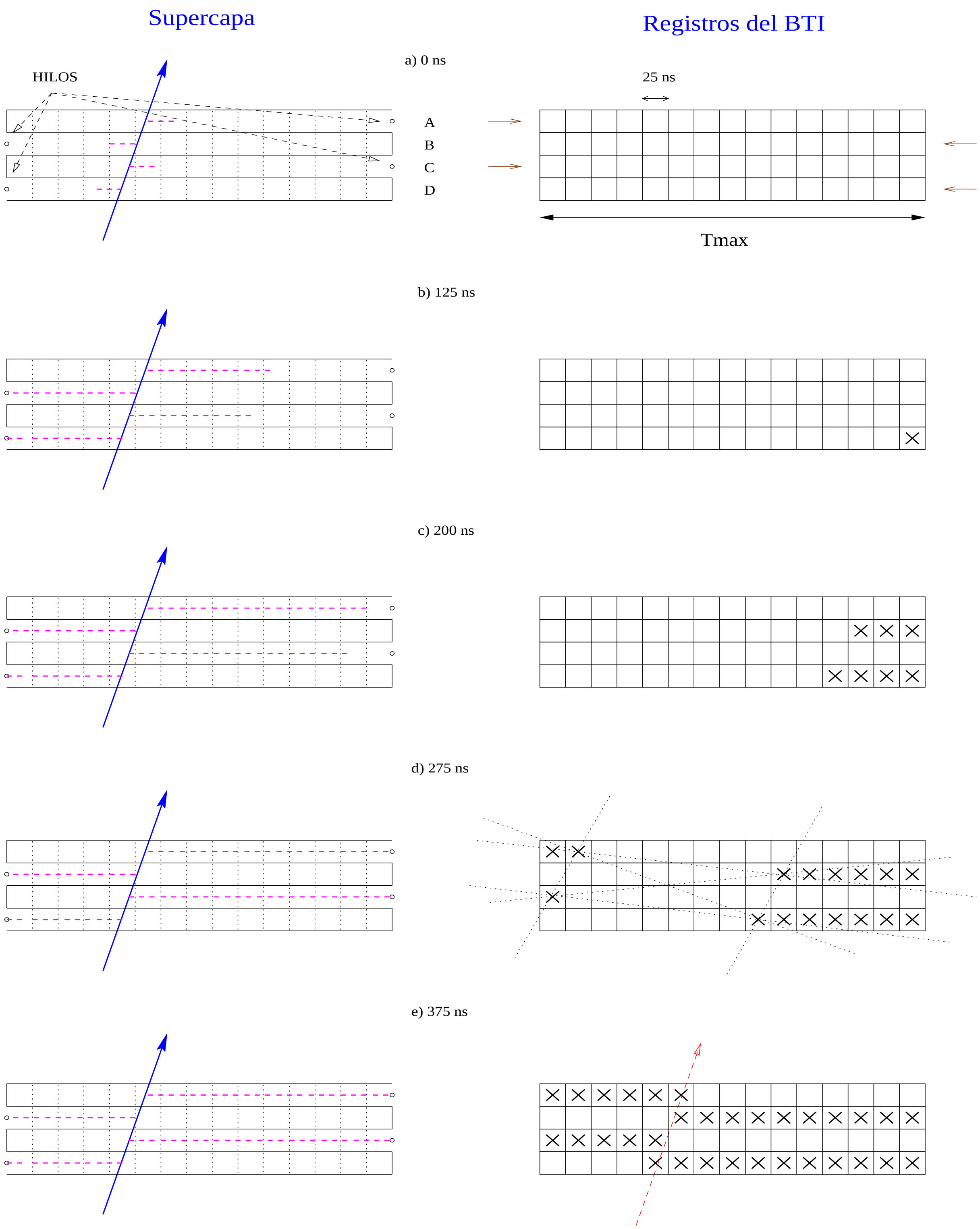


Figura 4.2: Registros. Cada una de las "cajas" en los registros del BTI se corresponde con un *slot* o intervalo de 25 ns. En d) se pueden ver las trazas estimadas por el BTI para cada una de las 6 parejas de celdas transcurridos 275 ns despues del paso del muon. En e) se aprecia cómo la coincidencia entre las 6 ecuaciones se produce cuando $t = T_{max} = 375ns$.

veremos un ejemplo concreto más adelante.

Los parámetros adimensionales que el BTI calcula son:

$$k = \frac{H}{v_d \cdot t_{ck}} \cdot tan\theta + \frac{L_d}{v_d \cdot t_{ck}} \tag{4.1}$$

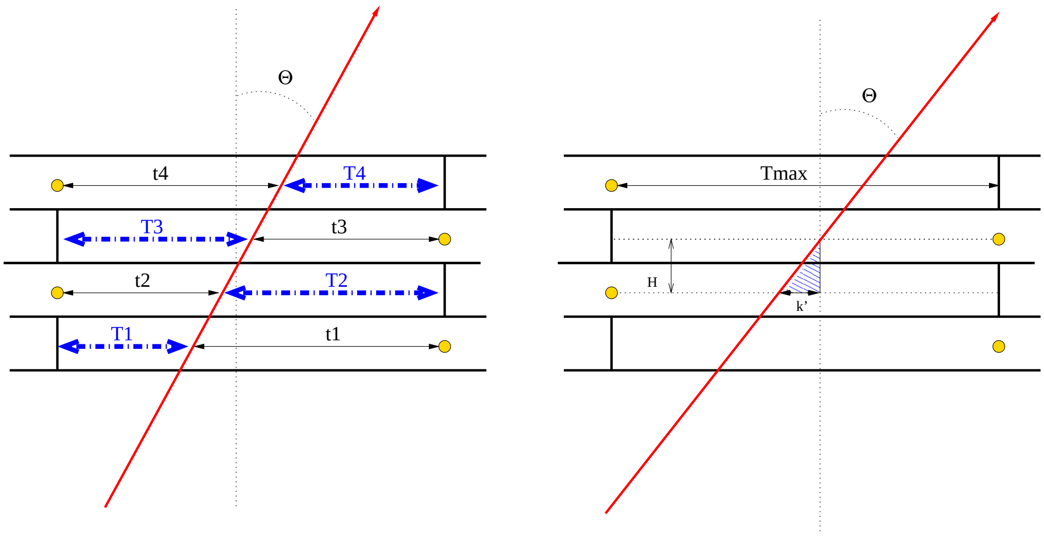
$$x = \frac{D}{2 \cdot v_d \cdot t_{ck}} \tag{4.2}$$

donde H es la distancia entre dos planos adyacentes, L_d es la distancia hilo - cátodo, D es la distancia de la traza al extremo de la celda 3 del BTI, v_d es la velocidad de deriva, θ es el ángulo de incidencia del muon respecto a la normal a la cámara (Figura 4.1) y t_{ck} es un factor de normalización cuyo valor es 12.5 ns. Los parámetros k y x son, por tanto, un ángulo y una posición generalizados, a cuya interpretación geométrica puede ayudar el esquema mostrado en la Figura 4.3.

Si formamos un triángulo con la traza del muon, una recta paralela a los planos y un segmento de longitud H perpendicular a esta última recta, la base de dicho triángulo más una distancia equivalente a media celda ($T_{max} * v_{drift}$) es el valor de k, como se puede ver a partir de la ecuación (4.1). Observando la Figura 4.3, podemos ver que el valor de k puede obtenerse fácilmente mediante combinaciones de los tiempos de deriva, directamente relacionados con los tiempos en los registros.

El parámetro k se relaciona con el *meantimer* porque, como veremos en el siguiente ejemplo para cada pareja de celdas utilizan la suma (o diferencia) de tiempos en dos capas distintas como una estimación del T_{max}, al igual que hace el *meantimer*, pero únicamente con dos valores de tiempo.

En cada *slot* el BTI calcula los valores de k para cada pareja de celdas considerando todas las posibilidades, lo que nos proporciona un conjunto de 6 ecuaciones en k. Cada vez que, como mínimo tres de estas ecuaciones k coincidan en valor (dentro de un intervalo de aceptancia programado), el BTI proporciona una señal de *trigger*. Si se produce coincidencia de valores en las 6 ecuaciones simultáneamente para un tiempo dado, el BTI es capaz de alinear tres segmentos, con lo cual tendremos una traza ajustada con 4 puntos. Es lo que se denomina un *High level TRiGger* (*HTRG*). Si, por el contrario, sólo hay coincidencia en 3 ecuaciones, no más de dos segmentos han podido ser alineados. Esto correspondería a la situación en la que tendríamos hits en tres de las cuatro capas. Dicho caso recibe el nombre de *Low level TRiGger* (*LTRG*). Los *LTRG*s pueden deberse a la pérdida de la señal en uno de los hilos por ineficiencia propia de la celda o por cruzar una de las vigas, así como a señales erróneas en tiempo por dispersión causada por un rayo δ. De este modo el algoritmo utilizado por el BTI consigue ajustar los pares de celdas a trazas completas y es capaz de resolver las ambigüedades izquierda-derecha de la celda.



T12 = 2Tmax - (T1+T2) = 2Tmax - (Tmax - k') = Tmax + k'

T23 = T2 + T3 = Tmax + k'

T13 = Tmax - (T1 - T3) = Tmax - (- k') = Tmax + k'

Figura 4.3: Interpretación geométrica del parámetro k computado por el algoritmo del BTI. Los valores Tij corresponden al valor de k calculado por el BTI para la pareja de planos i - j (multiplicado por un factor igual a $v_{drift}{\cdot}t_{ck}$ para transformarlos en valores de distancia con el fin de facilitar su visualización). Se incluyen tres ejemplos en los que se calcula este parámetro a partir de los tiempos en los registros (T_i). Como se puede apreciar, este parámetro toma siempre el valor de la distancia máxima de deriva (T_{max}) más la base del triángulo sombreado (k').

Sólo en caso de que se produzca una coincidencia en los valores de k, el BTI computa el parámetro x para la traza estimada. Este cálculo se efectúa con un retraso de 12.5 ns con respecto al cálculo del parámetro k. Para cada *trigger*, el BTI proporciona información sobre los parámetros k y x, el tipo de *trigger* (*HTRG*o *LTRG*) y el *slot* al que corresponde, el cual a posteriori se relacionará con el correspondiente cruce de haces. Esta es la información de salida del BTI que es enviada al TRACO.

A modo ilustrativo veremos los valores calculados por el BTI para la traza que se muestra en la Figura 4.2. Como hemos dicho anteriormente, la variable que computa inicialmente el BTI no es la posición en la celda, sino el parámetro k.

Consideremos, por ejemplo, que las celdas atravesadas por el muon son las celdas 3, 4, 5 y 6 tal y como aparecen en la Figura 4.1. Las ecuaciones siguientes son las que corresponden al patrón que contiene la orientación adecuada de celdas (5 Izquierda - 3 Derecha - 6 Izquierda - 4 Derecha) para ilustrar la coincidencia de valores [16]. Tomamos los tiempos correspondientes a la Figura 4.2:

$$k_{AB} \cdot t_{ck} = 2 \cdot t_{max} - sum(t_A, t_B) = 350\ ns \tag{4.3}$$

$$k_{AC} \cdot t_{ck} = t_{max} - \frac{dif(t_A, t_C)}{2} = 362.5\ ns \tag{4.4}$$

$$k_{AD} \cdot t_{ck} = \frac{4 \cdot t_{max} - sum(t_A, t_D)}{3} \simeq 358\ ns \tag{4.5}$$

$$k_{BC} \cdot t_{ck} = sum(t_B, t_C) = 375\ ns \tag{4.6}$$

$$k_{BD} \cdot t_{ck} = t_{max} + \frac{dif(t_B, t_D)}{2} = 362.5\ ns \tag{4.7}$$

$$k_{CD} \cdot t_{ck} = 2 \cdot t_{max} - sum(t_C, t_D) = 350\ ns \tag{4.8}$$

donde t_{max} es el tiempo máximo de deriva y los t_i son los tiempos asociados en el registro del BTI para cada una de las capas[1]. Para el cálculo numérico se ha tomado el valor del tiempo máximo de deriva igual a 375 ns. Para los tiempos de los registros tomamos los tiempos en el *slot* para el cual la suma de tiempos de deriva de cada celda y de los tiempos en los registros del BTI es igual a un tiempo fijo $t = T_{max}$ después del paso del muon (de acuerdo con la Figura 4.2), que son t_A = 150 ns, t_B = 250 ns, t_C = 125 ns y t_D = 275 ns. Como se puede apreciar, la traza original se reproduce en los registros cuando nos encontramos en dicho *slot* .

El BTI toma como valor de referencia el valor de k calculado para el par de celdas más alejadas entre sí (k_{AD}) y lo compara con el resto de ecuaciones. Todos los valores calculados están dentro del rango de aceptancia programado, que para este patrón de traza en concreto es un intervalo de $\pm 2 \cdot 12.5$ ns / t_{ck} alrededor de k_{AD}. Por tanto, esta coincidencia de valores nos proporcionará un HTRG. Al producirse la coincidencia en los valores de k, el BTI computa inmediatamente después el valor de x. Puesto que sabemos que el muon cruzó la supercapa 375 ns antes, también somos capaces de identificar el cruce de haces del que procede.

[1]Se toman los valores de k $\cdot t_{ck}$ por claridad.

4.4 Configuración del BTI

Las coincidencias en los valores de k han de ser aceptadas con un cierto intervalo de tolerancia ya que los tiempos tienen una indeterminacion de ± 25 ns por la anchura de los *slot* . Si dicha anchura fuese muy pequeña las coincidencias serían prácticamente perfectas. La tolerancia en las coincidencias de valores es programable en tres niveles (máximo / mínimo / estándar). Para cada patrón de traza considerado, el rango en el que los valores se consideran coincidentes será diferente, dependiendo de la pareja de celdas. La máxima aceptancia hará aumentar la eficiencia del dispositivo, mientras que si el BTI es programado con aceptancia mínima se consigue una reducción considerable en el nivel de ruido.

El rendimiento del BTI depende en gran medida de una buena parametrización inicial. Puesto que la sincronización es fundamental para un correcto funcionamiento del dispositivo, es importante calibrar el BTI con un valor de la velocidad de deriva lo más preciso posible. Este valor variará en CMS dependiendo de la posición de la cámara, del campo magnético, etc. Es también importante la sincronización entre el reloj interno del BTI y el cruce de haces para una estimación correcta del origen de tiempos a partir del cual medir el tiempo de deriva. Todas estas calibraciones han de hacerse a priori.

El diseño del BTI presenta varios problemas y fuentes de ruido inevitables. El primer problema es consecuencia de las redundancias producidas por la duplicidad de *triggers* en BTIs contiguos. El diseño del BTI es redundante con el fin de que todas las configuraciones de trazas posibles que atraviesen una supercapa estén contenidas en su totalidad en, al menos, uno de los BTIs. El precio a pagar por esta redundancia es que, en algunos casos, la información asociada a una sola traza puede venir duplicada o incluso triplicada por los distintos BTIs que recojan señales de la misma partícula. Es aconsejable evitar esta redundancia con el fin de evitar la duplicidad de *triggers* y la transmisión de información innecesaria. Existe la posibilidad de activar un filtro que rechaza en alguno de los BTIs aquellos patrones que están cubiertos por los BTIs contiguos. Aún así no es posible desactivar todos los patrones redundantes, por lo que en algunos casos se producirá una duplicación de *triggers*. En principio esto no debería resultar problemático, ya que ambos *triggers* corresponderán a la misma traza. Sin embargo, el hecho de enviar dos veces la misma traza al TRACO puede traducirse en la pérdida de otros candidatos disponibles.

A pesar de todo, la principal causa de ruido es la producción de los llamados *"ghost triggers"*. Debido a la indeterminación izquierda-derecha de la celda, se pueden originar falsos *triggers* en cruces de haces diferentes al original por un falso alineamiento de las señales de la traza y sus imágenes especulares desplazadas todas ellas una distancia equivalente a la diferencia entre el cruce de haces considerado y el real (Figura 4.4). Esta es la razón principal por la que tendremos múltiples *triggers* en un mismo suceso, la mayoría de ellos en diferentes *slots* . Una forma eficiente de

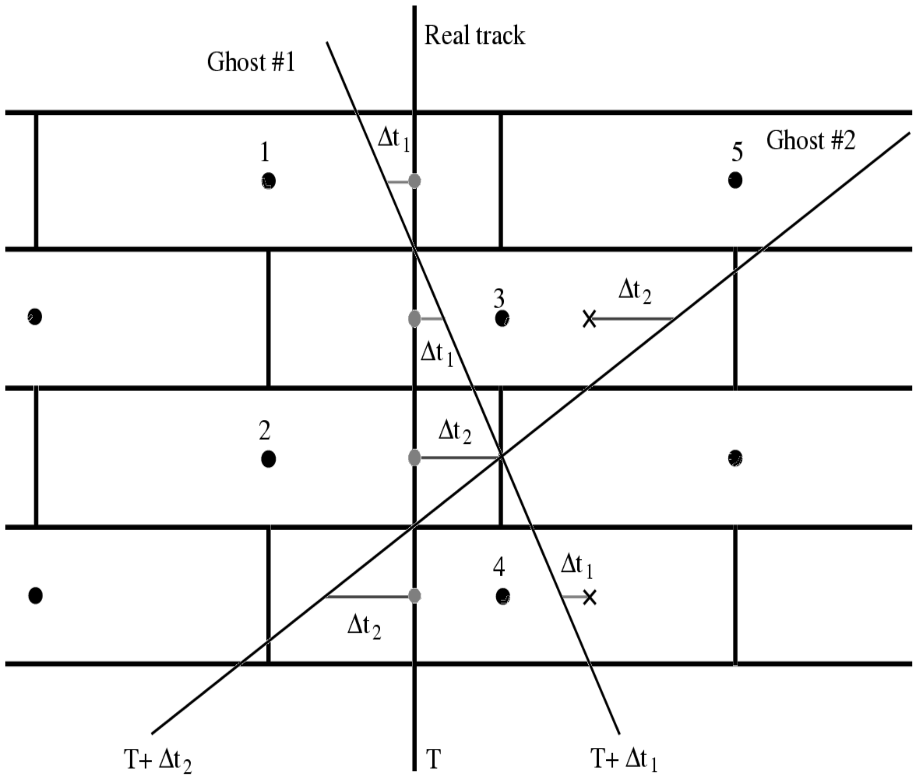


Figura 4.4: Ejemplo de producción de trazas *ghost* .

reducir el ruido producido por los ghost LTRG es el filtro de supresión de LTRG (LTS), que rechaza aquellos LTRG obtenidos en un entorno (-1BX,+8BX) alrededor de cualquier HTRG. Este filtro es muy eficiente y no produce retrasos adicionales en el BTI, a la vez que actúa sobre el problema de duplicación de trazas citado anteriormente.

Capítulo 5

Resultados

5.1 Dispositivo experimental

El BTI ha sido probado experimentalmente en diversas ocasiones. El último test al que fue sometido se llevó a cabo durante Julio de 2000 en el área experimental H2 del CERN sometiendo al prototipo de supercapa Q4 [14] a un haz de pruebas con muones de energías entre 200 y 300 GeV. Q4 fue situada con sus hilos perpendiculares al haz de muones en el interior de un imán que producía un campo magnético homogéneo y paralelo al haz incidente, pudiendo alcanzar hasta 1.2 Tesla. El prototipo fue fijado a una plataforma móvil que permitía distintas configuraciones de ángulo de incidencia del haz (hasta 35^o, Figura 5.1). La cámara fue equipada con 6 prototipos de BTI, actuando sobre un total de 24 celdas, suficientes para acoger en su totalidad el haz, cuya anchura no superaba los 10 cm. La señal procedente de la cámara se dividía en dos a su salida, de tal modo que por un lado dichas señales iban al los BTIs, y por otro a TDCs que medían el tiempo de llegada de la señal.

En las dos semanas que duró el test se recogieron aproximadamente 4 millones de sucesos, la mayoría de ellos con los BTIs activos. Durante el periodo de toma de datos se procedió a la calibración de los BTIs con distintas configuraciones de velocidad de deriva, aceptancia, redundancia en patrones de traza etc. Todos los datos que se muestran a continuación fueron tomados con una configuración de aceptancia estándar [16] para una velocidad de deriva de 56.1 μm/ns.

Las condiciones de operación del BTI durante la toma de datos fueron distintas a las condiciones a las que este dispositivo estará sometido en CMS. En primer lugar, no había una frecuencia fijada a 40 MHz para la llegada de un muon, como en CMS, sino que los muones incidían en grupos o *spills*, sin una ordenación temporal determinada dentro de ellos. El BTI contaba por tanto con información de *trigger* externo. Por esta razón el desfase entre el reloj interno del BTI y el *trigger* externo no tenía

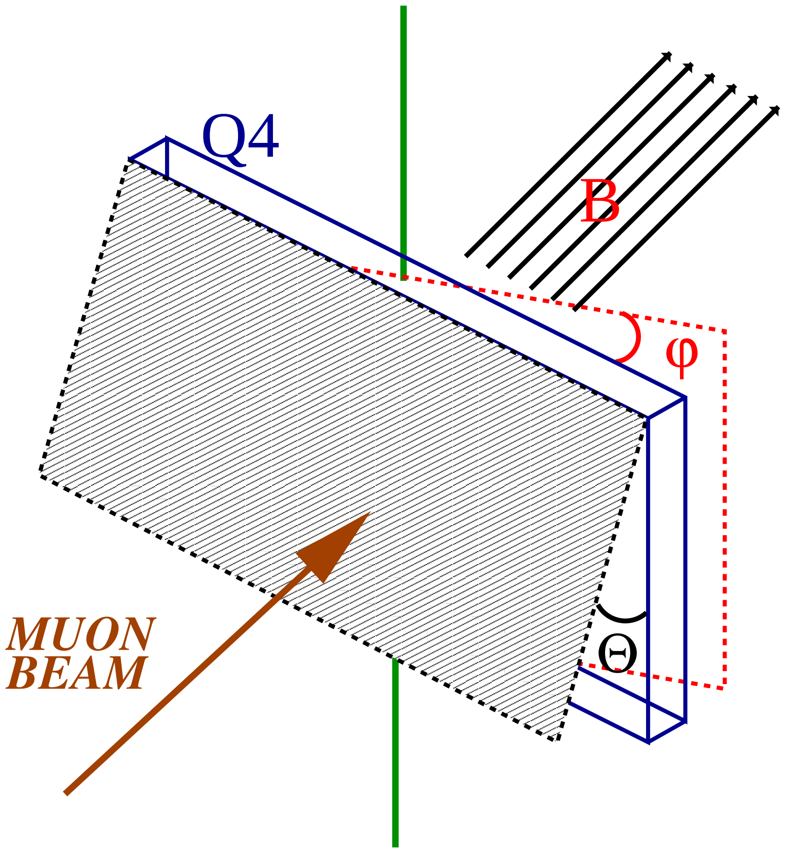


Figura 5.1: Situación de la cámara durante la toma de datos.

un valor fijo (Nos referiremos a este desfase como *fase* o *fase de sincronización* en lo sucesivo). En CMS, puesto que el intervalo entre cruces de haces será de 25 ns, la fase habrá de fijarse a priori para una correcta identificación del cruce de haces. Por el contrario, durante la toma de datos en nuestro haz de prueba, no se preestableció un valor para esta fase, sino que se midió usando un TDC con una ventana de tiempos de 50 ns a partir del tiempo de *trigger* proporcionado por los plásticos de centelleo. Para cada suceso individual esta fase queda registrada.

5.2 BTI como *trigger*

En primer lugar se ha estudiado el rendimiento del BTI como dispositivo de *trigger*. Como ya hemos visto, las señales producidas por un solo muon proporcionarán varios *triggers* en el BTI dependiendo de las posibles combinaciones (Figura 5.2). La mayoría serán *"ghost triggers"* y normalmente sólo uno de ellos corresponderá a la verdadera traza. Este *trigger* coincide en la mayor parte de los casos con el

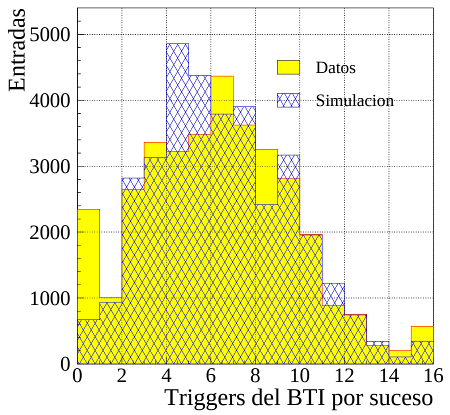


Figura 5.2: Número de *triggers* proporcionados por el BTI en cada suceso.

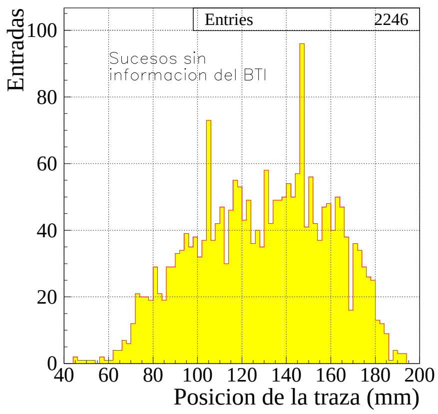


Figura 5.3: Distribución de sucesos para los cuales el BTI no ha dado respuesta. La posición de referencia corresponde al centro de la cámara.

HTRG.

La Figura 5.3 muestra la distribución de sucesos para los cuales el BTI no ha dado respuesta alguna, en función de la posición de la traza ajustada. Este 6% de sucesos está distribuido uniformemente en toda la extensión del haz de muones, exceptuando los picos, que corresponden a la posición de las vigas. De acuerdo con las predicciones de la simulación (Figura 5.2), estos sucesos no deberían superar el 2% del total, y deberían estar localizados en las zonas de ineficiencia estructural de la cámara (trazas que atraviesan los I-beams). Podría pensarse que esta discrepancia forma parte de la ineficiencia intrínseca del BTI, pero sabemos que el sistema de adquisición de datos utilizado sufría algunas deficiencias que provocaron pérdidas de información del BTI en determinados sucesos. Puesto que desconocemos el posible sesgo que introduciría la exclusión de esos sucesos “vacíos”, se realizará el análisis en paralelo tanto sobre el conjunto que considera el conjunto total de sucesos como sobre el gurpo de sucesos del que se excluyen aquellos sin respuesta del BTI.

Para estudiar la respuesta del BTI en las condiciones bajo las que operará en CMS, fijamos la fase de sincronización del *trigger* externo con el reloj interno del BTI. Ello consiste en seleccionar aquellos sucesos cuyo tiempo de sincronización se

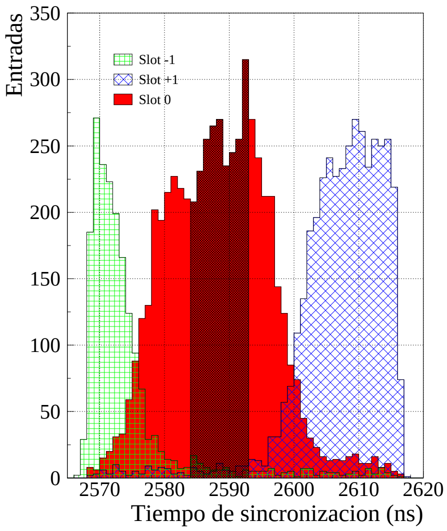


Figura 5.4: Asignación de *slot* para HTRGs en función del tiempo de sincronización para B = 0 T . El área punteada corresponde a los sucesos "sincronizados" que incluiremos en el análisis del BTI como *trigger*.

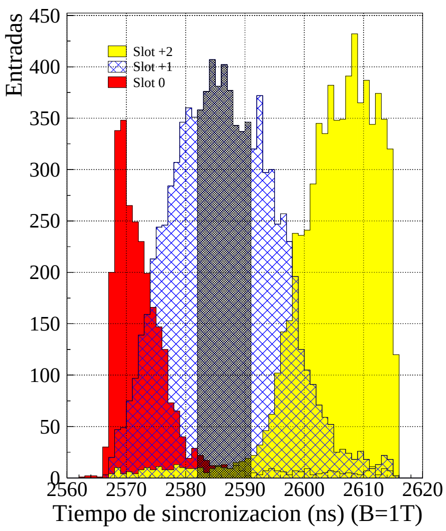


Figura 5.5: Asignación de *slot* para HTRGs en función del tiempo de sincronización para B = 1 T. Como se puede ver, la distribución se ha desplazado en un slot completo respecto a la figura anterior.

encuentre en un intervalo de ± 5 ns alrededor del valor óptimo de fase. Para elegir este valor, basta con mirar cuál es la asignación de *slot* para sucesos HTRG en función del tiempo de sincronización medido (Figura 5.4). Puesto que los tiempos medidos por el BTI no han sido corregidos por esta sincronización, cabe esperar una distribución periódica, con un periodo de 25 ns, tal y como se observa en la Figura 5.4. El valor óptimo será pues, el valor central del pico correspondiente al *slot* adecuado, que es aquel en el que se produce el alineamiento de segmentos. Para incidencia normal y en ausencia de campo magnético el tiempo máximo de deriva es de 375 ns. Teniendo en cuenta que en nuestro dispositivo experimental la señal de *trigger* llega al BTI con 150 ns de retraso, éste empieza a buscar alineamientos transcurridos 6 *slots* después del paso del muon. De este modo, el alineamiento se produce cuando:

$$T_{alineamiento} = 375ns - 6 \cdot 25ns = 225ns = 9 \cdot 25ns \tag{5.1}$$

Por tanto el noveno *slot* será el adecuado. Para minimizar efectos de borde y de asignación errónea de cruce de haces, tomamos sólo los sucesos centrales de este

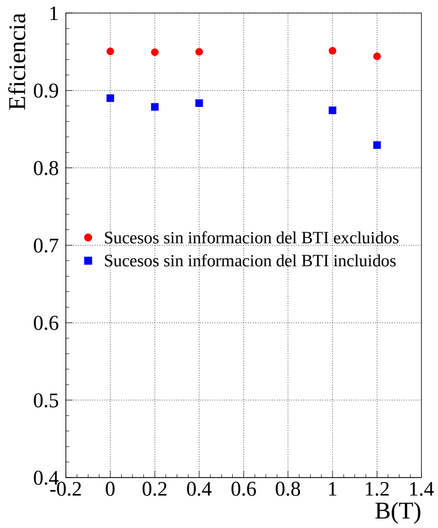


Figura 5.6: Eficiencia del BTI para proporcionar un *trigger* en el slot adecuado en función del campo magnético. El cómputo puede efectuarse sobre todos los sucesos con la fase adecuada, o excluyendo de éstos los sucesos sin respuesta en el BTI. Se consideran ambos casos.

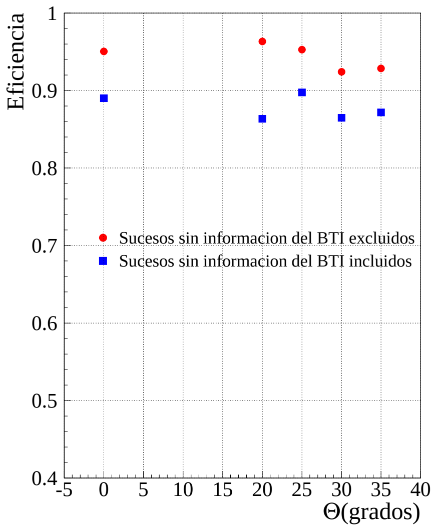


Figura 5.7: Eficiencia del BTI para proporcionar un *trigger* en el slot adecuado en función del ángulo de incidencia del muon. También aquí se consideran las dos normalizaciones posibles (sobre todos los sucesos en fase o excluyendo los sucesos sin BTI).

slot . Seleccionando estos sucesos conseguimos reproducir el comportamiento de un BTI sincronizado, tal y como funcionaría en CMS. Esta fase no es constante, sino que varía con el tiempo máximo de deriva. La dependencia con el ángulo de la velocidad de deriva aparente es pequeña [14], mientras que la variación con el campo magnético es muy importante ($\sim$ 5% al pasar de B=0 T a B=0.8 T) [14]. Por lo tanto es necesario determinar la fase para cada configuración de campo magnético. No sólo cambiará la fase en estos casos, sino también el *slot* en el que se produce el alineamiento, como se puede apreciar en la Figura 5.5. En nuestro análisis se ha determinado la fase adecuada para cada valor de B.

La Figura 5.6 y la Figura 5.7 muestran la eficiencia total del BTI como dispositivo de *trigger*, definida como la fracción de sucesos en los que, al menos uno de los *triggers* dado por el BTI corresponde al *slot* correcto, frente al total de sucesos en fase. Las eficiencias parciales de HTRG y LTRG se muestran en la Figura 5.8 y la Figura 5.9. En estos gráficos el subconjunto de sucesos sin información del BTI ha

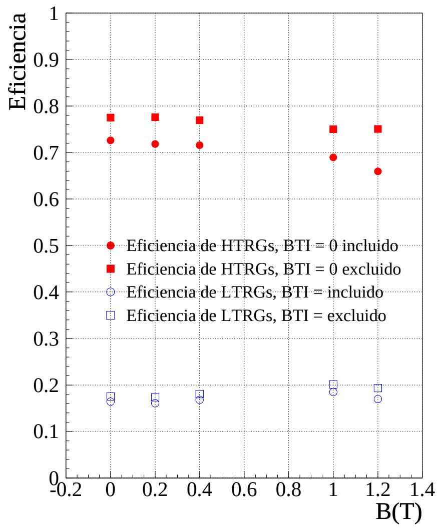


Figura 5.8: Eficiencias parciales de HTRG y LTRG en función del campo magnético.

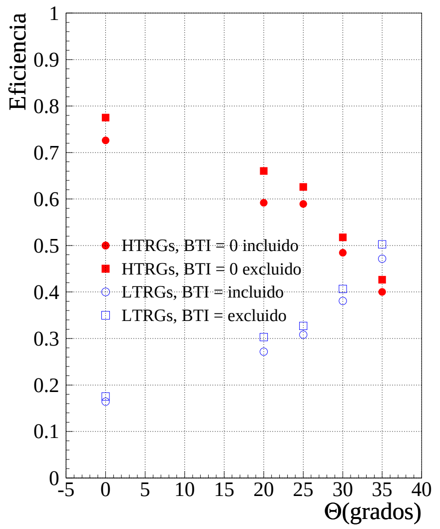


Figura 5.9: Eficiencias parciales de HTRG y LTRG en función del ángulo de incidencia.

sido incluido en una de las series de puntos y excluido en la otra. Las eficiencias se mantienen prácticamente constantes en ambos casos, superando el 90% en el caso de la muestra que excluye los sucesos sin BTI y siendo ligeramente inferior al 90% en el otro caso. Las eficiencias parciales se mantienen también constantes frente al campo magnético, pero la calidad del *trigger* empeora conforme aumentamos el ángulo, como puede comprobarse también en la Figura 5.10 y la Figura 5.11, donde se representa la razón entre HTRG y LTRG en el buen *slot* . En efecto, a 35 grados, la fracción de LTRG supera a la de HTRG.

Para tener una idea cuantitativa de la posibilidad de error a la hora de asignar el cruce de haces a un suceso determinado, se representa en la Figura 5.12 y la Figura 5.13 la fracción de sucesos en fase cuyos HTRG han sido asignados a los *slots* contiguos. Esta probabilidad se mantiene por debajo del 5% salvo para ángulos de incidencia muy altos, ya que el algoritmo usado por el BTI comienza a perder efectividad en el reconocimiento del cruce de haces. En efecto, si el muon atraviesa dos celdas consecutivas por el mismo lado del hilo, el valor calculado del parámetro k se corresponde con el valor real de la traza independientemente del *slot* en el que se produzca el alineamiento y, por tanto, no es capaz de identificar el cruce de haces correspondiente [16]. Esta es un peculiaridad del algoritmo.

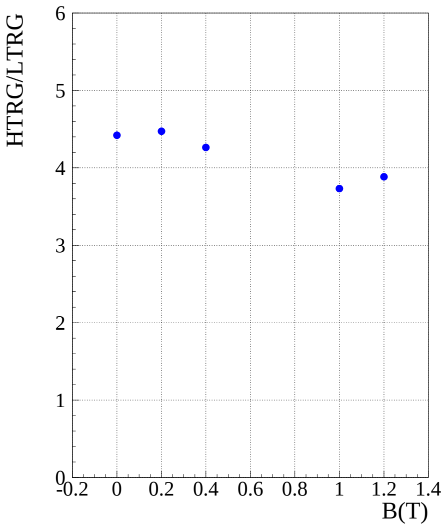


Figura 5.10: Variación de la fracción de HTRG sobre LTRG con el campo magnético. Se consideran sólo aquellos que son utilizados como *trigger*, es decir, los que están sincronizados y corresponden al slot adecuado.

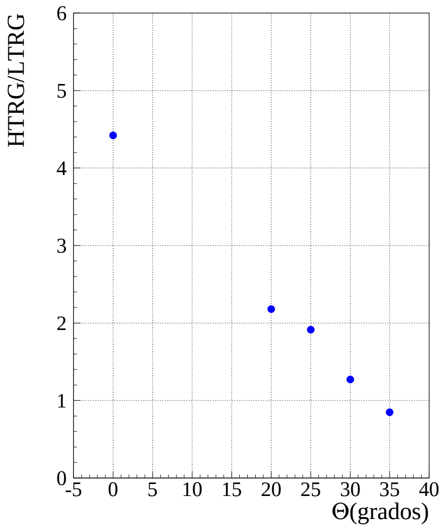


Figura 5.11: Fracción de HTRG sobre LTRG en función del ángulo de incidencia.

Por otra parte, en la Figura 5.14 vemos como la eficiencia se ve dramáticamente afectada si la fase de sincronización se mantiene constante y no se ajusta para cada configuración individual de campo magnético. Como cabría esperar, la eficiencia decae al aumentar el campo, ya que este factor afecta considerablemente a la velocidad de deriva aparente.

Dado que la variación de la v_{drift} frente al ángulo no es significativa, el valor de la fase no se ve afectado. No es necesario ajustar la fase para cada configuración individual de ángulo, como cabría esperar ya que, a diferencia del campo magnético, el ángulo de incidencia de la partícula no es un parámetro que se pueda establecer a priori en CMS.

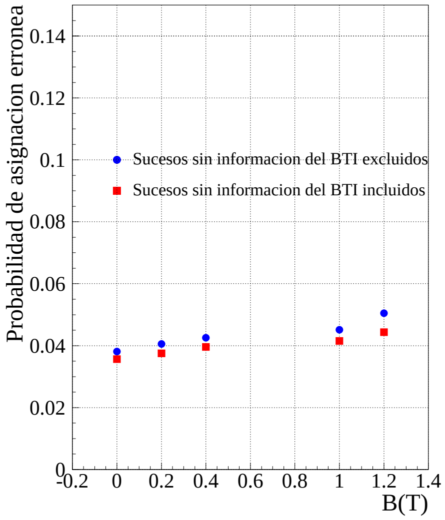


Figura 5.12: Fracción de HTRG asignados a los slots contiguos para sucesos sincronizados frente al campo magnético.

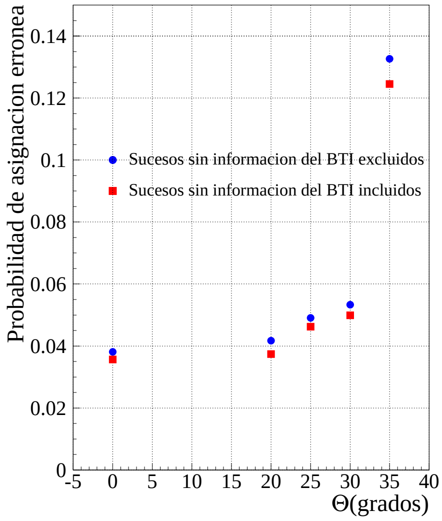


Figura 5.13: Fracción de HTRG asignados a los slots contiguos para sucesos sincronizados en función del ángulo.

5.3 BTI como reconstructor de trazas

A pesar de que el objetivo fundamental del BTI no es el de servir como dispositivo de reconstrucción de trayectorias, es conveniente que, para evitar indeterminaciones y conseguir un buen acuerdo con posteriores etapas del *trigger*, la resolución espacial del BTI sea lo mejor posible.

Para dar un valor estimado de dicha resolución podemos comparar la posición de la traza obtenida por el BTI con la posición calculada haciendo un ajuste lineal de los puntos proporcionados por los tiempos registrados en los TDCs. En la Figura 5.15 se puede apreciar que, efectivamente, para HTRGs existe una gran correlación entre las posiciones calculadas por la cámara y el BTI de forma independiente. La distribución del residuo de una posición frente a la otra se muestra en Figura 5.16 en el caso de incidencia normal y sin campo magnético tanto para HTRG como para LTRG. Tomaremos como valor de resolución la anchura de estas distribuciones. Como cabía esperar, la resolución para LTRG es peor que en el caso de los HTRG. Hay un cierto desfase entre el origen de posiciones calculado por el BTI y el fijado para el ajuste de los puntos de la cámara. De ahí que la distribución de residuos no esté centrada en

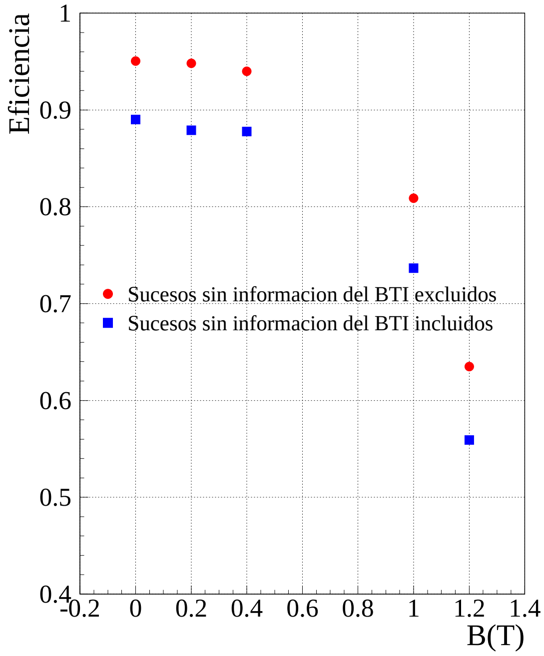


Figura 5.14: Eficiencia del BTI como *trigger* en función del magnético manteniendo la fase en un valor fijo.

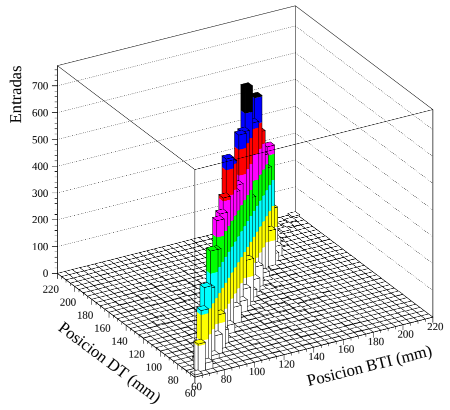


Figura 5.15: Correlación entre las posiciones de la traza reconstruidas por el BTI y por los datos ajustados procedentes de la cámara. En la muestra se incluyen solamente los HTRG.

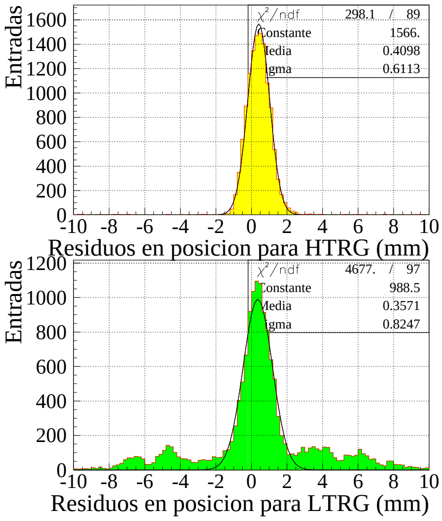


Figura 5.16: Distribución de residuos para la posición calculada por el BTI frente a la posición obtenida mediante el ajuste de los puntos proporcionados por la cámara. Se muestra la resolución tanto para HTRG como para LTRG.

cero. Este desfase se mantiene prácticamente constante para cualquier configuración de campo y ángulo, por lo que no afecta en absoluto a nuestros resultados si sólo pretendemos medir resoluciones y no valores absolutos. En la Figura 5.17 y la Figura 5.18 vemos cómo afecta la variación en B y en θ a la resolución espacial. Tanto para el ángulo como para el campo, la resolución se mantiene prácticamente constante y alrededor de 0.6 mm para HTRGs, y de 0.8-0.9 mm en el caso de los LTRGs. Hay que tener en cuenta también que estos valores están condicionados por la resolución propia de la cámara, que está alrededor de los 0.2 mm. Los valores obtenidos son producto de la convolución de ambas resoluciones. La resolución del BTI estará siempre condicionada por la resolución de la propia cámara.

El estudio de la resolución angular del BTI es considerablemente más complicado. A la hora de calcularla a partir de la anchura de los residuos BTI - cámara, nos encontramos con distribuciones como las de la Figura 5.19. En ellas, la anchura de la distribución es comparable a la anchura del bin, por lo que la resolución está limitada por dicha anchura. A consecuencia de ello obtendremos una medida de muy baja precisión. Como se puede observar en la Figura 5.20 y la Figura 5.21, donde

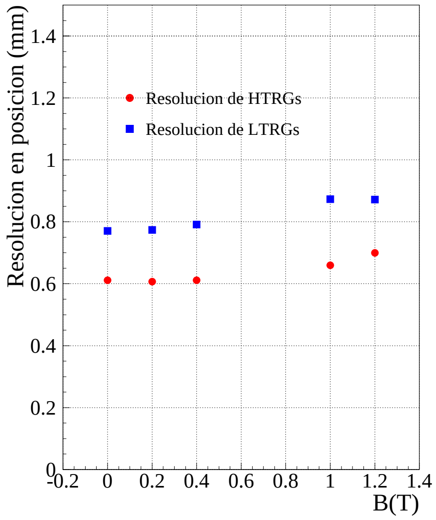


Figura 5.17: Variación de la resolución en posición para distintos campos magnéticos, tomando como resolución la anchura de la distribución de residuos.

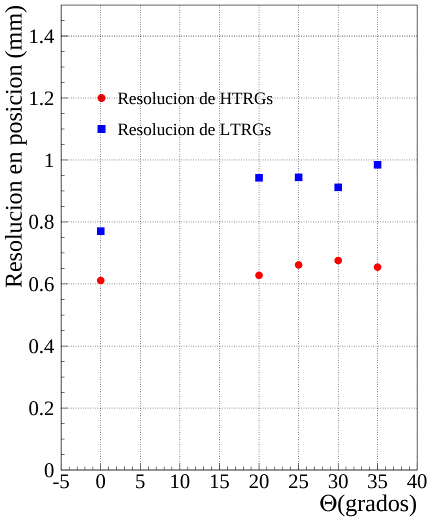


Figura 5.18: Resolución en posición frente al ángulo de incidencia.

se presentan los valores de resolución angular obtenidos para HTRG en función del ángulo de incidencia y campo magnético, los errores son del orden del valor de la medida.

5.4 Sumario

De acuerdo con el test realizado en Julio de 2000 a un prototipo para el diseño final de BTI para CMS, la eficiencia de *trigger* del dispositivo ha demostrado ser superior al 90%, no viéndose afectada por el campo magnético perpendicular al hilo siempre que la calibración y sincronización del dispositivo se realicen de forma adecuada. El ángulo de incidencia de la partícula hace empeorar la calidad del *trigger* proporcionado por el BTI debido a las propiedades del algoritmo en el que se basa, pero en cualquier caso la eficiencia global se mantiene en valores superiores al 90%. La resolución espacial se mantiene muy por debajo de 1 mm en todos los casos, valor más que suficiente para un dispositivo de *trigger*.

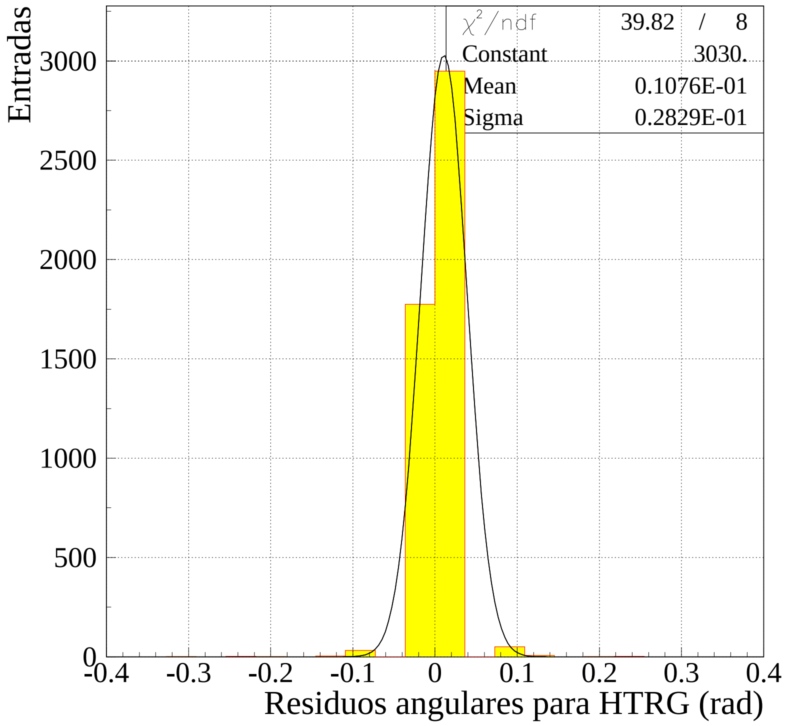


Figura 5.19: Distribución de valores computados para el ángulo por el BTI en una muestra de datos a incidencia normal a la cámara.

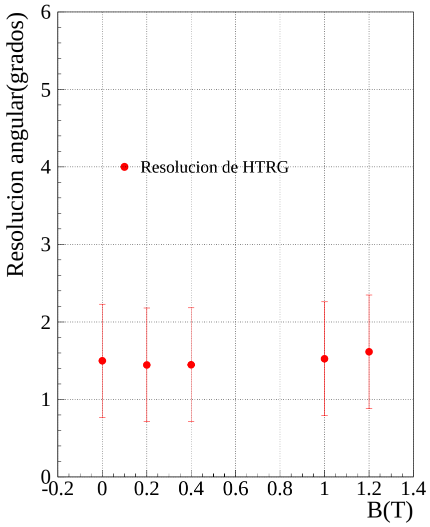


Figura 5.20: Resolución angular frente al campo magnético.

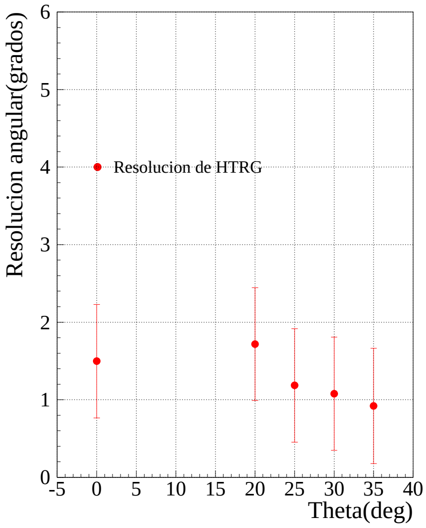


Figura 5.21: Resolución angular frente al ángulo de incidencia.

Capítulo 6

Conclusiones

Este trabajo contiene una introducción al experimento CMS y sus subdetectores, haciendo especial énfasis en las cámaras de deriva del espectrómetro de muones sobre las que actúa el BTI. El objetivo fundamental del trabajo ha sido realizar una descripción lo más intuitiva posible del funcionamiento del BTI y presentar los resultados obtenidos en el análisis de los datos del BTI procedentes de la prueba realizada al prototipo Q4 en Julio de 2000, donde dicho prototipo fue sometido a prueba en diversas configuraciones de campo magnético y ángulo de incidencia del haz. Mi contribución a los resultados expuestos en este trabajo ha consistido en la participación en el proceso de pruebas del prototipo Q4 y gran parte del estudio realizado con los datos obtenidos con él en el haz de pruebas en Julio de 2000 para estudiar el comportamiento de los tubos de deriva en esas condiciones. Por otra parte, el análisis de los datos del BTI expuesto en el trabajo ha sido realizado por mi en su totalidad.

A partir de este análisis hemos comprobado que el BTI cumple su función como dispositivo de *trigger*, manteniendo unas eficiencias alrededor del 90 %, no viéndose dramáticamente afectadas por el campo magnético ni el ángulo de incidencia del muon siempre que los parámetros de la fase se hayan ajustado correctamente. Sin embargo, la calidad del *trigger* empeora al aumentar el ángulo, hecho que puede repercutir en la eficiencia del TRACO [12].

La capacidad de asignación de cada muon a su cruce de haces correspondiente resulta ser también bastante eficaz. Salvo para ángulos muy altos, en no más de un 5% de sucesos se produce un error en la identificación. Además, las resoluciones espaciales se mantienen por debajo de 1 mm, lo que para un sistema de *trigger* es más que aceptable.

Los valores obtenidos tanto para la resolución como para las distintas eficiencias están de acuerdo con los resultados obtenidos en anteriores tests del BTI [12]. Dichos resultados cumplen con los requerimientos exigidos por CMS para su primer nivel de *trigger*.

Estos resultados son optimizables, ya que, como se mencionó anteriormente, debido a ciertos problemas en el sistema de adquisición de datos, en algunos sucesos se perdió parte de información. Los datos con los que hemos trabajado fueron parcialmente corregidos a posteriori y no podemos asegurar que esa información perdida o el proceso mismo de corrección no hayan condicionado el resultado final. Por esta razón se ha incluido en el estudio de eficiencias de *trigger* un subconjunto del total de sucesos que no contiene los sucesos sin información proveniente del BTI. De esta forma conseguimos reducir el impacto producido por la pérdida de información. Sin embargo, nuestra muestra de datos continúa sesgada, ya que incluye sucesos corregidos. En cualquier caso hemos comprobado que el comportamiento del BTI es estable en las condiciones a las que ha sido probado.

A pesar de las dificultades experimentales con las que hemos tenido que trabajar y los posibles problemas en la adquisición de datos, podemos concluir que el BTI proporciona resoluciones espacio-temporales que lo acreditan como un sistema de *trigger* válido para las cámaras deriva de CMS. Se hacen necesarias nuevas pruebas para estudiar su comportamiento con más detalle. En Mayo de 2003 se realizará un nuevo test en el área experimental H2 del CERN con dos cámaras finales equipadas con BTIs, contando esta vez con un haz de muones de 25 ns de frecuencia que permitirá evaluar el funcionamiento del BTI en las condiciones de CMS.

Bibliografía

[1] *"The Large Hadron Collider, conceptual design*, CERN/AC/95-05, Octubre 1995.

[2] *"The CMS muon project, CMS Technical Design Report"*. CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3, 15-Diciembre 1997

[3] *"The Compact Muon Solenoid, Technical Proposal"*. CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1, 15-Diciembre 1994

[4] *"CMS: Concept and Physics Potential"*, C. E. Wulz, CMS-CR 99/012

[5] *"Experimental challenges at the LHC"*, F. Pauss, M. Dittmar, CMS-CR 99/08

[6] *"The magnet project, CMS Technical Design Report"*. CERN/LHCC 97-10, CMS TDR 1, 2 Mayo 1997

[7] *"The CMS tracker system project, CMS Technical Design Report"*. CERN/LHCC 98-6, CMS TDR 5, 15 Abril 1998

[8] *Addendum* al *CMS tracker Technical Design Report.* CERN/LHCC 2000-016, CMS TDR 5 Addendum 1, 21 Febrero 2000

[9] *"The CMS electromagnetic calorimeter project, CMS Technical Design Report"*. CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4, 15-Diciembre 1997

[10] *"The CMS hadron calorimeter project, CMS Technical Design Report"*. CERN/LHCC 97-31, 20 Junio 1997

[11] *"Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, F. Sauli, CERN 77-09, Mayo 1977

[12] *"The Trigger and Data Acquisition project vol.I, CMS Technical Design Report"*. CERN/LHCC 2000-038, CMS TDR 6.1, 15-Diciembre 2000

[13] F.Gasparini *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 336 (1993) 91.

[14] M.Aguilar-Benítez *et al.*, *"Test Beam Results Obtained with the Q4 Prototype"*, Informe técnico CIEMAT 939, Octubre 2000.

[15] *"Results from the Analysis of the Test Beam Data taken with the Barrel Muon DT Prototype Q4"*, M. Cerrada *et al.*,CMS NOTE-2001/041, Abril 2001.

[16] L.Castellani *et al.*,*"BTI Reference Manual"* `http://wwweda.pd.infn.it/řmartin/dtbx/documents/manuals/bti_ref.ps`