Índice General

Índice de Figuras

Universidad Autónoma de Madrid
Departamento de Física Teórica

Análisis del módulo-0 del tapón del calorímetro electromagnético de ATLAS con haces de prueba del CERN

Trabajo de investigación
por D. Stéphane David RODIER

Directores: D. Fernando Barreiro Alonso
y D. Jose del Peso Malagón

Capítulo 1

El experimento ATLAS en el LHC

1.1 Introducción

En los últimos 50 años, el estudio de los constituyentes elementales de la materia y de sus interacciones dieron un salto muy importante. El trabajo tanto teórico como experimental ha conducido a la idea clave de que las distintas fuerzas que gobiernan el universo son en realidad diversas manifestaciones de un mismo fenómeno. Así los físicos construyeron el modelo estándar (primera presentación en 1967) que permite describir las partículas elementales y sus acoplos a través de tres de las fuerzas conocidas: la fuerza electromagnética, la fuerza débil y la fuerte. La gravitación no está incluida en esta teoría. Este formalismo describe admirablemente todos los resultados experimentales disponibles hasta la fecha (o sea con las energías que se pueden alcanzar hoy en día). Es más, permitió predecir la existencia de partículas como los bosones gauge $W^{\pm}$ y Z^0 descubiertos en el CERN.
Hoy sólo queda por descubrir el bosón de Higgs [1] que, dentro del modelo standard, interviene en el mecanismo de generación de las masas de las partículas.
Es uno de los objetivos principales de los experimentos ATLAS y CMS en el futuro colisionador LHC (Large Hadron Collider).
La investigación experimental sobre el bosón de Higgs empezó en cuanto se formuló el modelo estándar. Varios experimentos están buscando el Higgs ahora mismo. Es el caso del LEP en el CERN (estudio de colisiones e^+e^-) y de los experimentos CDF y $D0$ en el Tevatrón (colisiones $p\bar{p}$).
El LHC en el CERN tomará el relevo a partir del 2005.

[1] la última partícula que se puso en evidencia fue el neutrino τ este mismo año en Fermilab

1.2 El LHC

1.2.1 Descripción general

En el LHC se producirán colisiones protón-protón con una energía en el centro de masa de 14 TeV (en el Tevatrón la energía en el centro de masa alcanza 1.8 TeV).
Los imanes superconductores del LHC se instalarán en el tunel del acelerador LEP cuya longitud de circunferencia alcanza casi los $26 - 27$ km. La aceleración de los protones y su acumulación en paquetes densos se realizará en 5 etapas aprovechando la cadena de aceleradores existentes en el CERN según la siguiente secuencia: el LINAC2 acelerará los protones hasta 50 MeV, luego el BOOSTER hasta 1 GeV, el PS hasta 26 GeV, el SPS hasta 450 GeV y finalmente en el LHC hasta 7 TeV (ver figura 1.1.

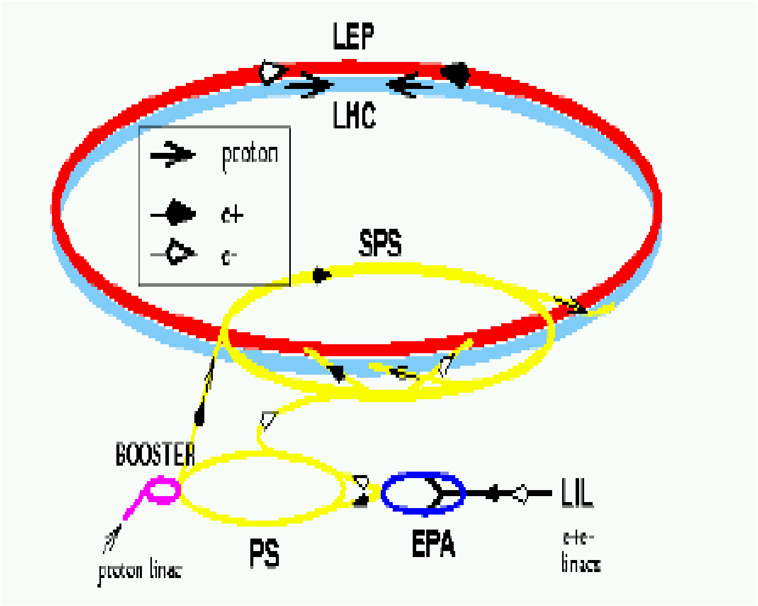

Figura 1.1: Cadena de aceleradores en el CERN

Se han elegido cuatro puntos para que interaccionen los protones de esos paquetes, puntos en los que tendrán lugar cuatro experimentos de física, ATLAS, CMS (esos dos experimentos cubrirán todo tipo de física protón-protón), LHC-B (experimento que estudiará la física de la belleza) y ALICE (experimento sobre los iones pesados).

1.2.2 Características de funcionamento

El LHC funcionará los primeros años en el modo fundamental protón-protón. Las colisiones de paquetes de protones tendrán lugar cada 25 ns a baja luminosidad ($\mathcal{L}_0/10$) durante 3 años y luego a alta luminosidad ($\mathcal{L}_0 = 10^{34} cm^{-2} \cdot s^{-1}$).
Un paquete de protones, de longitud unos centímetros y de anchura unos micrómetros, contiene $1.05 \cdot 10^{11}$ protones. Habrá paquetes cada 7.5 metros.
El número medio de interacciones por cruce de paquetes de protones N viene dado por la formula siguiente:

$$N = \sigma_{in} \times \mathcal{L} \times \Delta T$$

donde σ_{in} es la sección eficaz inelástica observada (del orden de 70 mb), $\mathcal{L}$ la luminosidad y ΔT la duración de la rotación de un paquete de onda en el anillo dividido por el número de protones en el mismo paquete. Se calcula $\Delta T = 31$ ns. Con esas características, uno puede esperar alrededor de unas 20 interacciones en promedio para cada cruce con una luminosidad alta.

1.3 Búsqueda del bosón de Higgs en el LHC

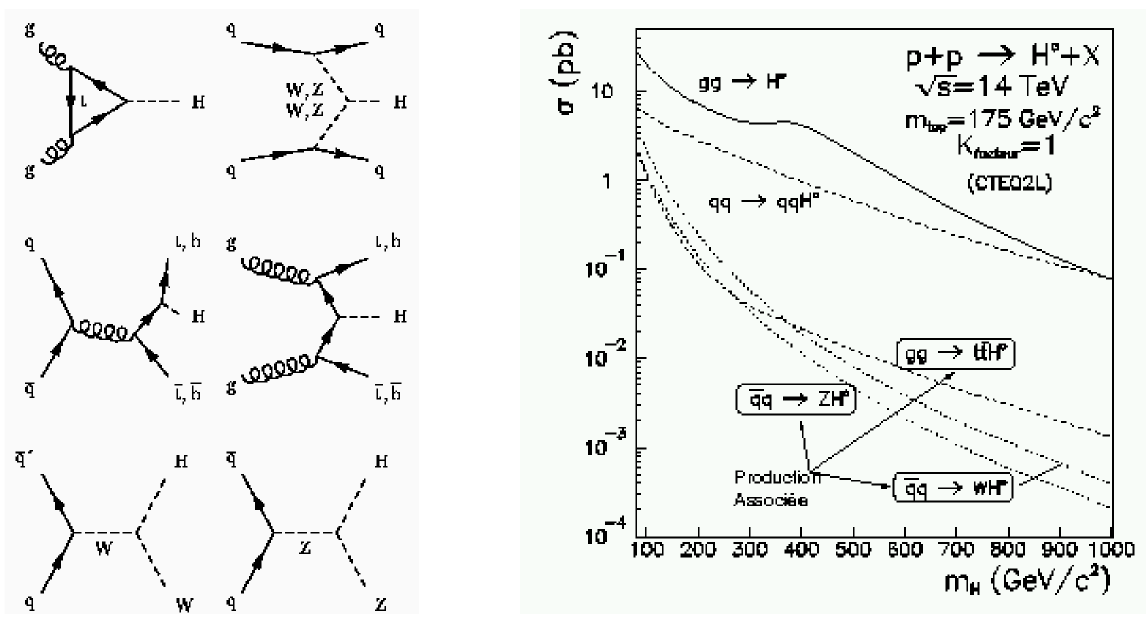

Figura 1.2: Producción del bosón de Higgs en el LHC. Izquierda: Diferentes mecanismos de producción. Derecha: Secciones eficaces correspondientes en función de la masa del bosón de Higgs m_H.

Existen varios mecanismos para la producción del Higgs. Los más importantes están listados a continuación. Los diagramas de Feynman para estos procesos aparecen en la figura 1.2 izquierda y sus correspondientes secciones eficaces (en función de la masa del Higgs) en la figura 1.2 derecha .

- la fusión de dos gluones por medio de un bucle de un quark b o t: $gg \longrightarrow H$; es el proceso dominante, al menos hasta $m_H \sim 1$ TeV.
- la fusión de dos bosones: $qq \longrightarrow W^+W^-, ZZ \longrightarrow Hqq$.
- la irradiación por un boson de gauge, $W^\pm$ o Z, ó por uno de los quarks de un par $t\bar{t}$: $gg, q\bar{q} \longrightarrow t\bar{t}H$ y $q\bar{q} \longrightarrow W^\pm H, ZH$.

Canales de desintegración

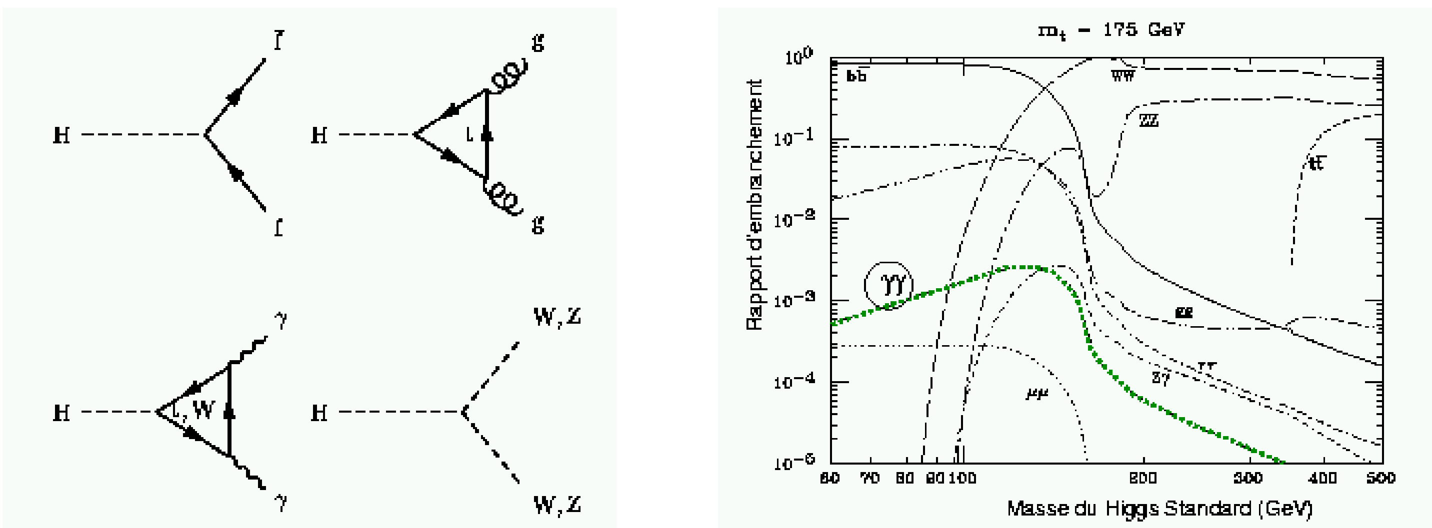

Figura 1.3: Canales de desintegración del bosón de Higgs en el LHC. Izquierda: diagramas de Feynman. Derecha: tasa de desintegración del bosón de Higgs en función de su masa.

Los diferentes modos de desintegración aparecen esquematizados en los diagramas de Feynman de la figura 1.3, mientras que su tasa de desintegraciones en función de la masa del bosón de Higgs aparece en la parte derecha de la misma.
En el canal fermiónico, el bosón de Higgs se acopla preferentemente al fermión disponible más pesado, ya que el acoplamiento es proporcional a la masa de este último. Para valores bajos de m_H, entre 80 y 150 GeV, el canal $b\bar{b}$ es, con mucho, el dominante, con más del 90% de las desintegraciones. Sin embargo, existe un elevado fondo difícil de eliminar que

proviene de procesos QCD. No obstante, para un Higgs con una masa en el rango anterior, destacamos la desintegración $H \longrightarrow \gamma\gamma$. Aunque su frecuencia no representa más que la milésima parte de la desintegración en $b\bar{b}$, es más fácilmente detectable al tener mucho menos fondo. Los procesos de fondo reducibles principales son aquellos que contienen una pareja de *jets* con un π^0 de alta energía como partícula dominante en cada *jet*. Cada π^0 se desintegra en 2 fotones muy colimados que pueden ser detectados erróneamente como un sólo fotón. La alta tasa de producción de *jets* en el LHC hace que estos procesos de fondo sean muy importante (su sección eficaz es unas 60 veces mayor, en este rango másico, que la del propio canal $H \longrightarrow \gamma\gamma$). En consecuencia, para la separación de la señal de fondo es imprescindible que el calorímetro electromagnético posea tanto una excelente resolución en energía como una adecuada capacidad de separación γ/π_0; tales requisitos permiten resaltar el pico de la distribución de masa invariante de los dos fotones ($M_{\gamma\gamma}$), provocados por el bosón de Higgs, por encima del conjunto monótono proveniente del fondo. El programa exhaustivo de estudios Monte Carlo realizado indica que la resolución másica necesaria para este propósito es del 1.1%.
Para una masa de Higgs superior a 130 GeV destacamos la desintegración $H \longrightarrow ZZ^{(*)} \longrightarrow 4l^{\pm}$ (siendo l electrones y/o muones), vía una pareja de bosones Z, uno de los cuáles puede ser virtual. Para el caso $l = e^{\pm}$, el calorímetro electromagnético juega un papel fundamental en la detección.

1.4 El detector ATLAS

1.4.1 Descripción general

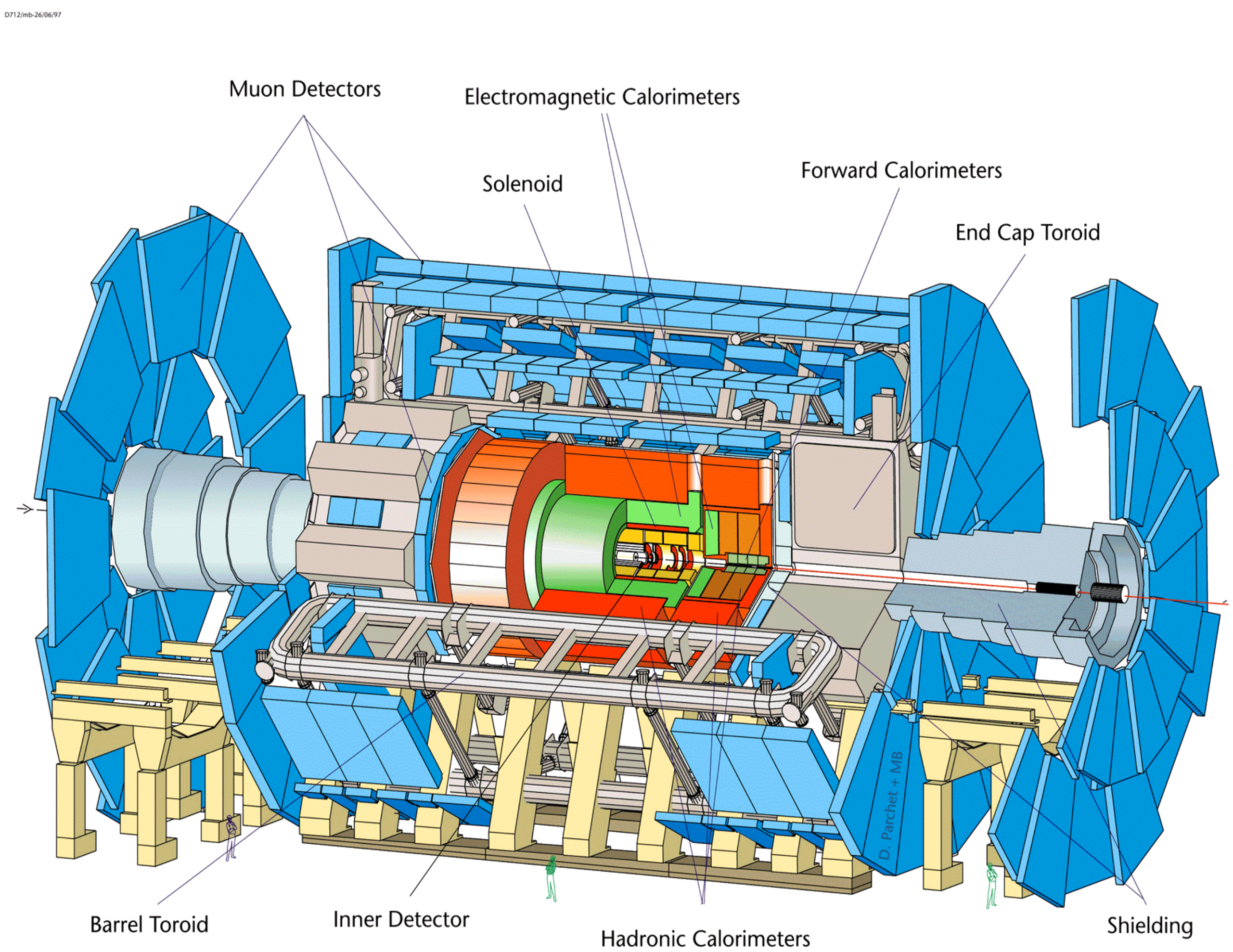

Figura 1.4: Detector ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) es uno de los cuatro detectores que se va a instalar en el LHC (ver figura 1.4). Tiene la forma de un cílindro de alrededor de 44 metros de longitud y de unos 20 metros de diámetro, centrado en el eje de los haces del LHC y puesto alrededor del punto de interacción.
Se puede subdividir el detector en tres grandes grupos de subdetectores y dos grandes imanes. Viniendo del punto de colisión situado en el centro mismo del detector se encuen-

tra primero el detector interno con un imán solenoidal, el calorímetro electromagnético, el calorímetro hadrónico y el espectrómetro de muones con su sistema de imanes toroidales. Este conjunto permite medir la energía y la cantidad de movimiento de las partículas e identificarlas (cada parte del detector permite identificar un tipo de partículas).

1.4.2 El detector interno [1]

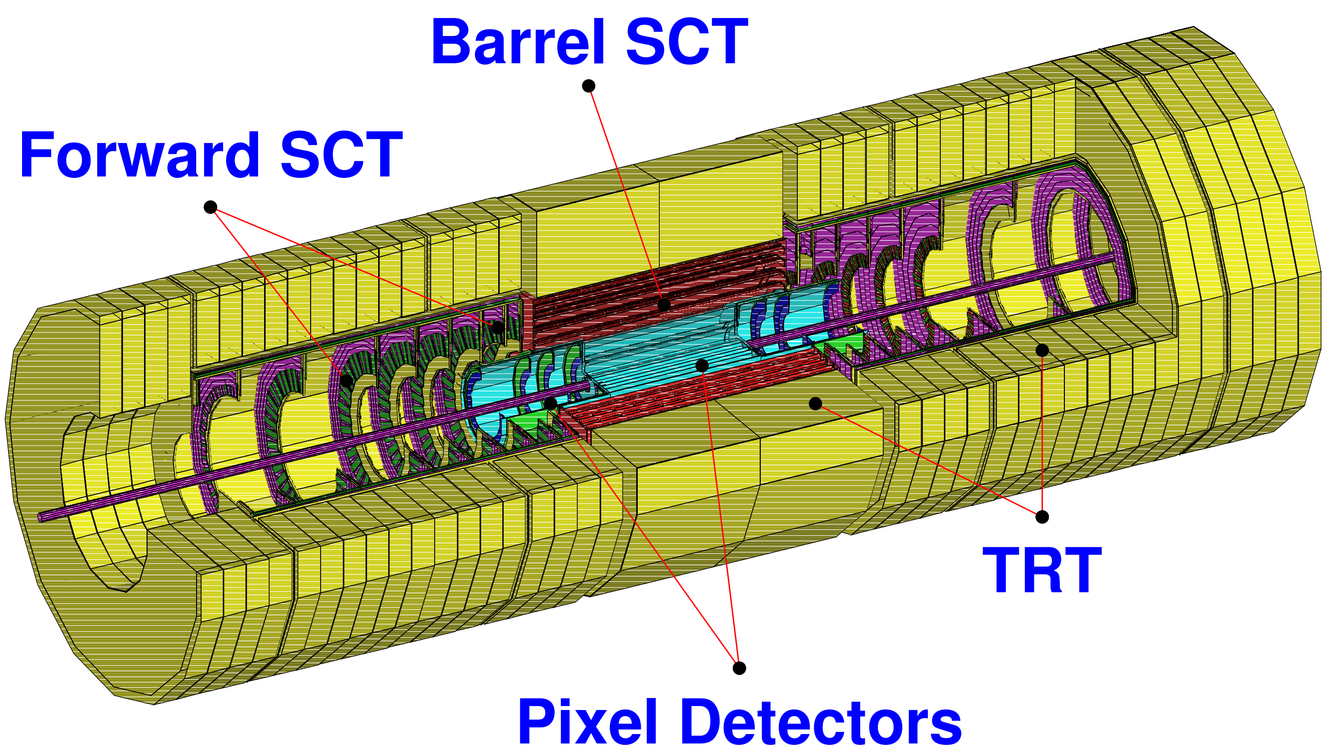

Figura 1.5: Detector interno de ATLAS

Objetivo

El papel que desempeña el detector interno es el de determinar con gran precisión las trayectorias de las partículas cargadas y así determinar, por ejemplo, la posición del punto de colisión. Además se le añade un cierto poder de identificación de electrones en el llamado detector de radiación de transición. Cubre la zona de seudo-rapidez $|\eta| < 2.5$ [2] dedicada a las medidas de alta precisión.

[2] η se llama seudo-rapidez y se define como $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$

Geometría del detector

Los productos de colisión emitidos a pequeña pseudo-rapidez se detectan en la parte barril, parte constituida por cilindros concéntricos alrededor del eje del haz, mientras que las partículas con η grande se detectan en los tapones, situados a ambos extremos del barril. Un tapón está constituido por un disco colocado perpendicularmente al eje del haz y centrado en éste.
El detector se descompone en pequeñas celdas que detectan el paso de una partícula.
En la parte barril, estas celdas forman un cilindro alrededor del eje del haz. Éso permite que el detector tenga una granularidad muy fina en el plano perpendicular al eje del haz con lo cual podemos medir la desviación de las partículas en el campo magnético. Con varias capas concéntricas, se puede seguir el camino recorrido por la partícula.
En la parte tapón, las celdas están dispuestas según los radios.

Los constituyentes

Imán solenoidal Al medir la desviación que sufre una partícula cargada en un campo magnético, se puede determinar su cantidad de movimiento así como el signo de su carga. Este imán se compone de una bobina cílindrica grande para crear en su interior un campo uniforme de 2 Tesla, paralelo al eje del haz. Se instala este imán delante del calorímetro electromagnético barril en el criostato del calorímetro.

Detector de *pixels* Este detector usa la tecnología del silicio. Es la parte más cercana al punto de colisión. Está compuesto de rectángulos elementales, *pixels* de $50\mu m \times 300\mu m$. Dispone de 140 milliones de *pixels* tanto cilíndricamente como sobre coronas. Cada vez que una partícula cruza una capa de silicio, se produce una señal en el *pixel* sobre el que incide que permite medir su posición.

Detector de micro-pistas (STC) Es un detector menos preciso (aunque todavía muy preciso) que el anterior. Se trata de un detector compuesto de varias capas de silicio que están divididas en micro-pistas de $80\mu m$ de anchura y varios centímetros de longitud. Por supuesto son razones estrictamente económicas que abogan por un detector de micro-pistas en vez de uno de *pixels*.
Con esos dos detectores de silicio juntos, que cubren un radio de unos 50 cm, se consigue una decena de puntos de medida con una precisión de 10 a $20\mu m$.

Detector de radiación de transición (TRT) La colaboración ATLAS ha decidido, por completitud, añadir un detector de radiación de transición que pueda medir las coordenadas de una traza con gran precisión al tiempo que prestar información que ayude a la separacion de electrones y piones. Este detector de tubos de deriva permite la medida de hasta 36 puntos en posición. La precisión esperada sobre la

traza será de unos 150 μm.
El principio se basa en aplicar una diferencia de potencial alta entre los hilos coaxiales con cada uno de los tubos y la paredes de éstos. El paso de una partícula a través del gas contenido dentro del tubo provoca una descarga eléctrica. Además permite distinguir el electrón de las demás partículas cargadas gracias a la radiación de transición.

1.4.3 El calorímetro electromagnético [2]

Este detector permite medir la energía de los electrones (o positrones) y de los fotones. Está segmentado en celdillas muy finas para medir la posición de incidencia de las partículas para distinguir un fotón aislado de los que vienen de un π_0. Se compone de dos semi-barriles cílindricos centrados sobre el eje del haz, y de dos tapones con forma de rueda.

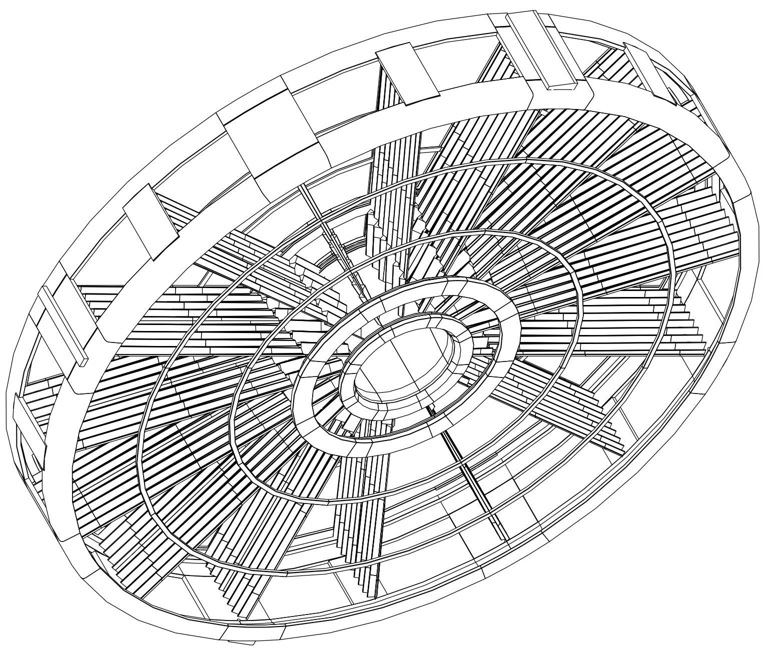

Figura 1.6: El calorímetro electromagnético de ATLAS: el tapón

El calorímetro electromagnético va precedido de un *pre-sampler* cuyo papel es estimar la energía perdida por la partícula al atravesar el material entre el punto de interacción y el calorímetro. Las mayores pérdidas están asociadas a las paredes del criostato y al solenoide.
De éste subdetector se hará una descripción más pormenorizada en un capítulo posterior puesto que sobre él reposa el trabajo de análisis.

1.4.4 El calorímetro hadrónico [3]

Objetivo

Este detector determina la energía y la dirección de los chorros (*jets*) y de los hadrones aislados. Los hadrones, al interaccionar con la materia, producen una cascada hadrónica. Se mide la energía depositada por esas partículas.

Geometría y principios

Este detector rodea el calorímetro electromagnético. Una vista general de la calometría viene dada en la figura 1.7.

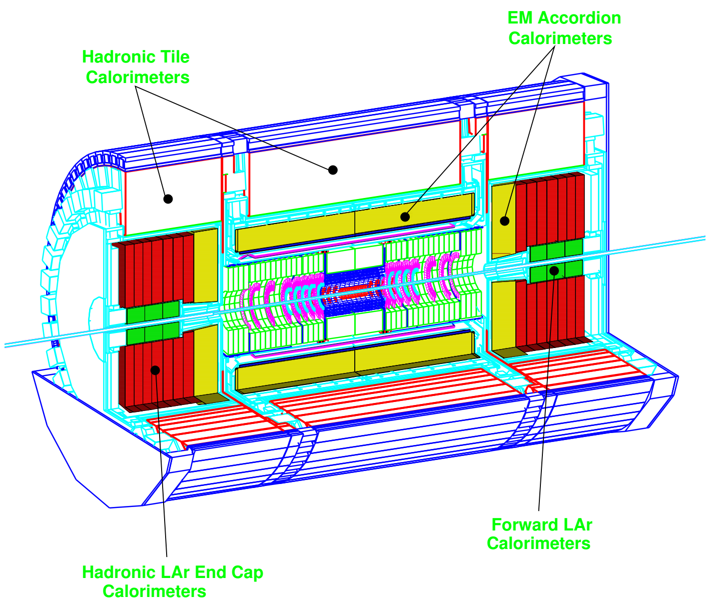

Figura 1.7: Vista general de los calorímetros de ATLAS

Este calorímetro es un "sandwich" de placas de hierro y de centelleador para la parte $|\eta| < 1.6$, de cobre y argón líquido para la parte $1.5 < |\eta| < 3.2$. Cuando un hadrón interacciona, cede parte de su energía para producir nuevos hadrones, lo que queda se transfiere bajo forma de excitación del núcleo-blanco. Los nuevos hadrones van a su vez a producir hadrones secundarios hasta que la energía inicial desaparezca por completo.

La cascada hadrónica es más extensa, tanto longitudinal como transversalmente, que la electromagnética y típicamente se desarrolla sobre varias decenas de centímetros. Entre cada placa, se detectan las partículas que atraviesan el medio detector. La señal total es proporcional a la energía incidente. La cascada empieza muy a menudo en el calorímetro electromagnético, y por lo tanto hay que sumar las señales de ambos calorímetros para reconstruir la energía hadrónica. Los algoritmos de reconstrucción se desarollarán después de unos análisis de test-beam donde los dos detectores estarán expuestos juntos a haces de hadrones.

1.4.5 El calorímetro delantero

Para tener una buena resolución sobre la energía transversa que falta, era fundamental tener por completitud una cobertura a seudo-rapidez aún más alta ($3.1 < |\eta| < 4.9$). La dificultad viene de que este detector se situa en la parte más hostil para con las radiaciones. El medio detector es el argón líquido, y el medio *absorber* es una matriz de tungsteno taladrada de tubos de 5 mm de diámetro. Estas barras de metal de 4.5 mm de diámetro están centradas al interior, y el argón líquido llena el espacio que queda. Al aplicar una diferencia de potencial entre las barras y los tubos se produce un campo eléctrico necesario para la deriva de los electrones en el argón.

1.4.6 El espectrómetro de muones [4]

Objetivo

La deteccción de los muones es importantísima para la búsqueda del Higgs en cuatro leptones.
Son los muones los que alcanzan el detector más alejado del punto de interacción. El espectrómetro está constituido por tres grupos de cámaras de deriva, una situada detrás del calorímetro hadrónico, la segunda en medio de las bobinas que sirven para generar el campo magnético y la última en el exterior. Así se puede reconstruir la trayectoria de los muones y medir sus cantidades de movimiento.

Geometría y principios

Se puede ver en la figura 1.8, el espectrómetro de muones.

Para hacer medidas de precisión sobre los muones, a $|\eta| < 1$, se utilizan tubos de deriva metálicos de 3 cm de diámetro llenos de gas. Un hilo centrado en el interior y al que

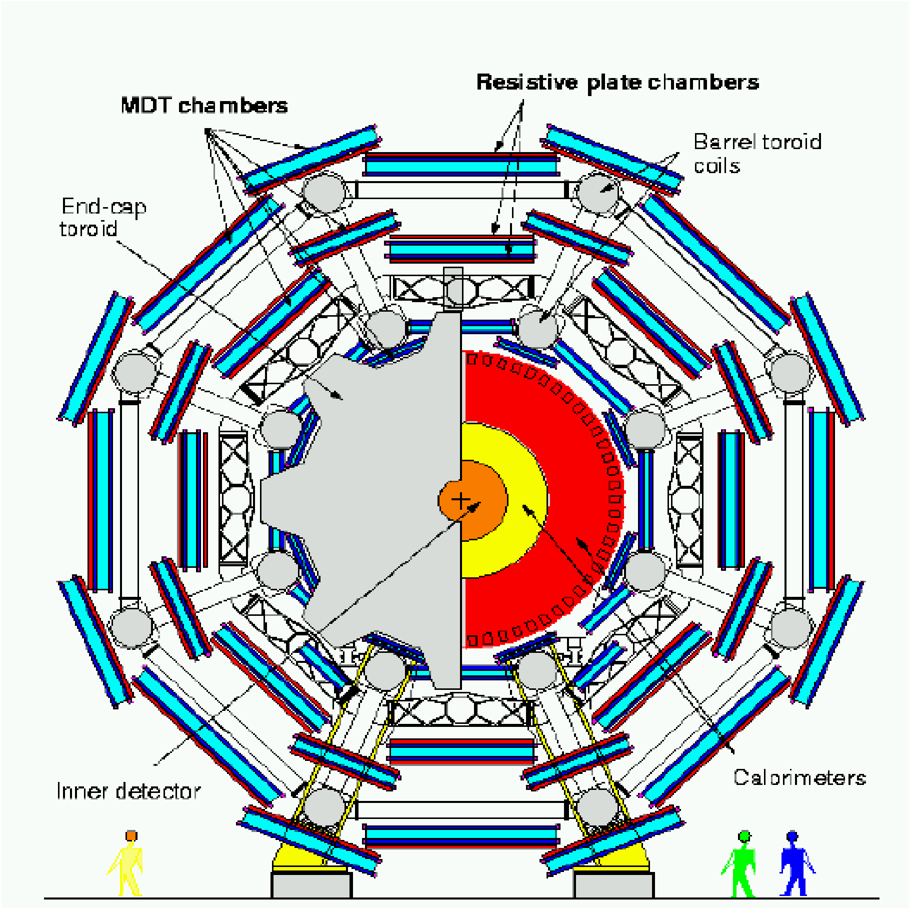

Figura 1.8: Vista del espectrómetro de muones

se le pone alta tensión, genera un campo eléctrico. Los muones, al atravesar esos tubos, ionizan el gas, y los electrones de ionización, después de la deriva, provocan una avalancha eléctrica cerca del hilo. A partir del tiempo de deriva, se reconstruye la distancia de deriva. La precisión sobre la posición es de 0.1 mm. Este sistema no se puede usar para muones emitidos hacía adelante a causa de una tasa de contaje demasiado elevada. En la zona $1 < |\eta| < 2.7$ se usan cámaras proporcionales de hilos convencionales. Permiten una precisión espacial del orden de los 50 μm.

Para la medida del momento transverso de los muones el espectrómetro muónico utiliza el campo magnético generado por un toroide supraconductor.

Capítulo 2

Principios de calorimetría electromagnética

2.1 Introducción

Existen dos tipos de detectores, los que permiten detectar los puntos de producción o de desintegración así como las trazas de las partículas producidas y los que tienen como meta medir la energía de las partículas. Esos últimos se les llama calorímetros.
Un calorímetro es un bloque de materia en la que las partículas pierden energía (total o parcialmente) y producen señales medibles (que sean térmicas, eléctricas u ópticas).
La necesaria comprensión de los principios de funcionamiento de un calorímetro lleva a estudiar las interacciones de las partículas con la materia.
Es lo que se propone este capítulo restringiéndose a las interacciones electromagnéticas.
Veremos en una primera parte la energía disipada por los electrones y positrones en la materia por ionización y por emisión de fotones (*bremsstrahlung*). Seguiremos con la difusión coulombiana múltiple.
Estudiaremos a continuación la interacción de los fotones con la materia (efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares).
En estos procesos se basa la formación de cascadas electromagnéticas que veremos en detalle.
Estudiaremos un poco la distribución de la energía, lo que uno se puede esperar de la distribución de la señal que va a recuperar.
Al final veremos lo que es un calorímetro de muestreo.

2.2 Energía disipada por los electrones y positrones

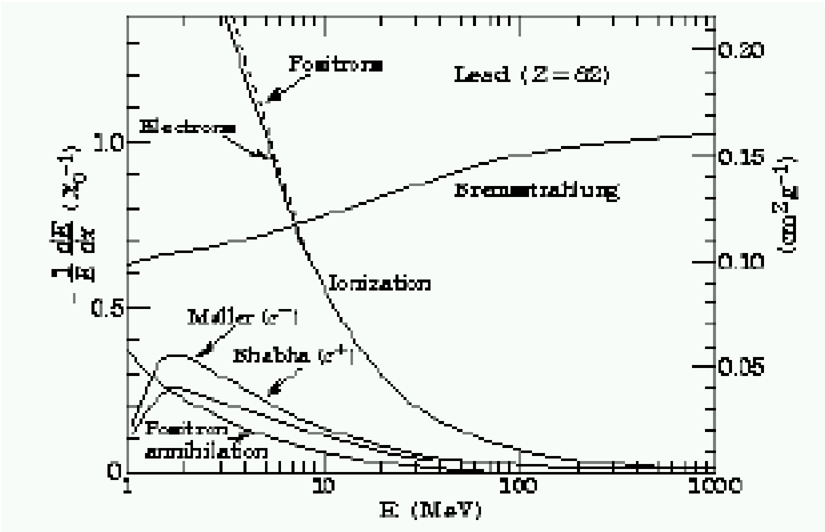

Figura 2.1: Fracción de energía depositada en plomo por un electrón o positrón como función de la energía incidente, por longitud de radiación en la escala izquierda y por cm en la escala derecha (donde se ha multiplicado por la densidad del plomo)

Los electrones y los positrones pierden parte de su energía, al atravesar un bloque de materia, de dos maneras distintas, cada una de ellas dominante en un rango definido de energía . He aquí esas dos maneras:

- por colisión con los electrones de la materia atravesada: ionización
- por radiación debida a la aceleración de los e^- (o de los e^+) incidentes en el campo coulombiano de los núcleos.

Se puede escribir la energía disipada por unidad de espesor de la siguiente manera:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ionización} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiación}$$

A continuación, veremos que la pérdida de energía por ionización es el proceso dominante a bajas energías mientras que la disipación de energía por radiación es el dominante a altas energías.

2.2.1 Pérdida de energía por ionización

Podríamos plantear el problema de la siguiente manera: Consideremos una partícula pesada (veremos en su momento qué cambios hay que llevar a cabo cuando en vez de una partícula pesada, se estudia el caso de un electrón) que tiene una carga eléctrica ze, una masa M y una velocidad v y que atraviesa un material cualquiera. Supongamos ahora que a una distancia b de la partícula incidente se encuentra un electrón atómico. Admitimos que el electrón es libre y que se mueve muy poco durante el tiempo de la interacción con la partícula pesada. Asumimos que después de la interacción, la dirección de la partícula incidente apenas ha variado porque es mucho más pesada que el electrón (Tocamos aquí cual será el problema cuando cambiemos una partícula pesada por un electrón).
Pues con todas estas hipótesis, queremos conocer la energía disipada.

Caso general: formula de Bethe-Bloch

Este caso lo estudió de manera clásica Bohr. La formula encontrada daba una descripción razonable de la energía disipada siempre que se trataba de partículas muy pesadas como lo es una partícula α o un núcleo pesado. Sin embargo, para partículas más ligeras como un protón, la formula fallaba porque no tiene en cuenta los efectos cuánticos.
El primer cálculo mecano-cuántico lo hicieron Bethe y Bloch. La formula obtenida es la siguiente:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2\right]$$

N_a : número de Avogadro ($6.022 \times 10^{23} mol^{-1}$)
r_e : radio clásico del electrón (2.817×10^{-13}cm)
m_e : masa del electrón
ρ : densidad del material
A : peso atómico del material
Z : número atómico del material
z : carga de la partícula incidente
β : v/c de la partícula incidente

γ : $1/\sqrt{(1-\beta)}$
W_{max} : transferencia maxima de energía en una colisión
I : potencial de exitación medio

En la práctica se añaden dos correcciones más, la corrección de densidad y la de la capa electrónica [5]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{\zeta}{Z}\right]$$

δ : corrección de densidad
ζ : corrección de capa electrónica

La tranferencia maxima de energía se produce con un choque frontal entre esta partícula y el electrón atómico. La cinemática nos da:

$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1+2s\sqrt{1+\eta^2+s^2}}$
con $s = m_e/M$ y $\eta = \beta\gamma$.

Vamos a clarificar unos términos.
El potencial de excitación I es igual a $h\bar{\nu}$ donde $\bar{\nu}$ es la frecuencia orbital media de los electrones del material. Teóricamente se puede calcular $\bar{\nu}$ como el promedio logarítmico de los ν calculados a partir de las fuerzas de oscilación de los niveles atómicos pero en la práctica es muy díficil calcular esos ν puesto que para muchos materiales no conocemos esas fuerzas de oscilación. Por lo cual para distintos materiales, se buscó muchos valores de I con medidas de dE/dx y se dedujo una formula semi-empírica al ajustar I como función de Z. De esta manera se obtuvieron las siguientes formulas:

$$\begin{array}{ll} \frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} eV & Z < 13 \\ \frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8 Z^{-1.19} eV & Z \geq 13. \end{array}$$

aproximación que resulta aceptable en la mayor parte de los casos.

Características de $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ionización}$

La pérdida de energía por unidad de longitud depende de la energía de la partícula incidente. Su variación sigue una caída rapida de tipo $1/\beta^2$ para unos β débiles, alcanza un mínimo (llamado mínimo de ionización) y finalmente aumenta logaritmicámente para acabar en una especie de plateau.

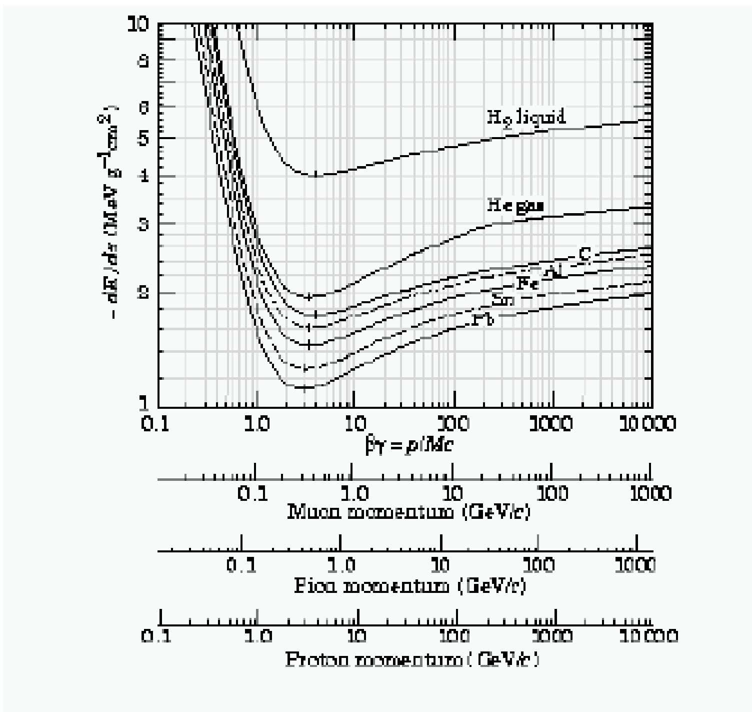

Figura 2.2: Energía perdida por ionización por unidad de longitud en hidrógeno líquido, helio gaseoso, en el carbono, aluminio, hierro, estaño y plomo

Caso para los electrones y de los positrones

En este caso particular, uno tiene que modificar la fórmula de Bethe-Bloch puesto que los electrones (o los positrones), como ya lo habíamos dicho en la introducción, van a estar desviados por tener una masa igual a los electrones atómicos. Ademas hay que tener en cuenta la imposibilidad de diferenciar las partículas en una colisión $e^- - e^-$.
La transferencia máxima de energía se simplifica: $W_{max} = T_e/2$ con T_e la energía cinética de la partícula incidente.
Así obtenemos:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2}\right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{\zeta}{Z}\right]$$

dónde τ es la energía cinética de un electrón (o positrón) en unidades de $m_e c^2$, es decir: $\tau = \frac{T_e}{m_e c^2}$.
y dónde $F(\tau)$ equivale a lo siguiente:

$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2r+1)\ln(2)}{(\tau+1)^2}$ para los e^-
$F(\tau) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12}\left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^2}\right)$ para los e^+.

2.2.2 Energía disipada por radiación de frenado: el Bremsstrahlung

El electrón y el positrón son las unicas partículas clásicas de la física de partículas en las que contribuye de manera significativa la radiación en el cálculo de las pérdidas de energía, por lo menos en el rango de energías accesible hoy en dia.
En efecto, el cálculo semi-clásico de la sección eficaz diferencial de *bremsstrahlung* para una partícula cualquiera nos da [6]:

$$\left(\frac{d\sigma}{dk}\right)_{rad} \simeq \frac{5e^2}{\hbar c} z^4 Z^2 \left(\frac{mc}{Mv}\right)^2 \frac{r_e^2}{k} \ln\left(\frac{Mv^2\gamma^2}{k}\right)$$

donde k es la energía del fotón producto. Dicho de otra manera,

$$\left(\frac{d\sigma}{dk}\right)_{rad} \propto M^{-2}$$

Por lo tanto, la sección eficaz de radiación de un muón (partícula más lígera después del electrón) es alrededor de 44000 veces más débil que la de un electrón (puesto que la masa

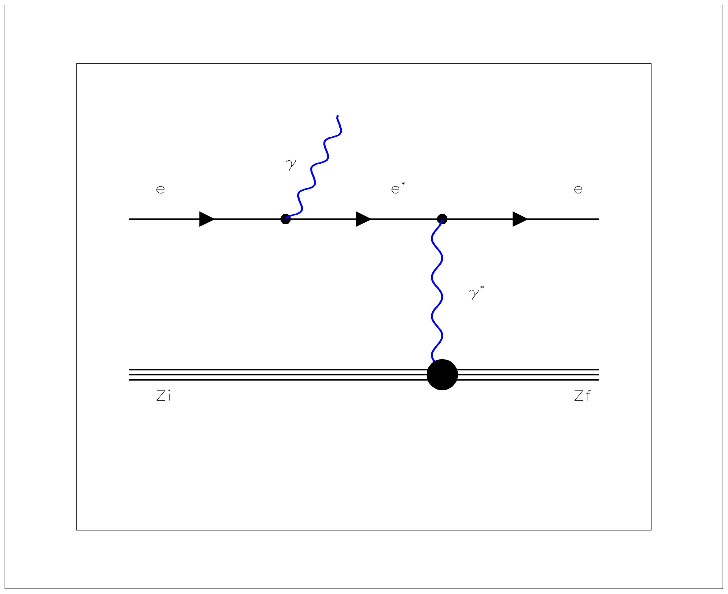

Figura 2.3: Diagrama de Feynman del *bremsstrahlung*

de un muón es igual a 105.7 MeV mientras que la de un electrón es de 0.51 MeV). Obvio es decir que sólo las partículas ligeras están afectadas por el *bremsstrahlung*, llamado también radiación de frenado.
Además podemos fijarnos en que la sección eficaz no sólo depende de la masa de la partícula incidente sino también del número atómico Z (o más bien de Z^2) de la materia atravesada. Eso implica a su vez que cuanto más pesado es el material atravesado, mayor es la pérdida de energía por radiación. De ahí viene el uso de materiales con alto Z en los calorímetros (Fe, Cu, Pb, U).
Podemos añadir que la sección eficaz crece cuandos la energía del fotón decrece, lo que es el caso en una cascada electromagnética. Veremos lo que significa una cascada electromagnética más adelante.

Hasta ahora, hemos tratado el *bremsstrahlung* olvidándonos de los efectos de los electrones atómicos (los de la materia atravesada). Mientras está atravesando la materia, la partícula no sólo va a ser sensible a los núcleos sino también a los electrones atómicos. El campo coulombiano del núcleo que calculamos olvidándonos de los electrones atómicos no es más que una aproximación a primer orden. Por lo tanto la sección eficaz tiene que depender del efecto de *screening* (apantallamiento) del núcleo por parte de los electrones. Se parametriza este efecto por la cantidad [7]:

$\xi = \frac{100 m_e c^2}{Z^{1/3}} \frac{k}{E_i E_f}$, donde E_i y E_f son la energía inicial y final del electrón (positrón) y k la energía del fotón producido.

En el caso de apantallamiento despreciable, caso muy limitado puesto que ocurre sólo cuando la Z es pequeña (caso donde hay pocos electrones atómicos), $\xi \gg 1$ y la sección eficaz se escribe de la siguiente manera:

$$\left(\frac{d\sigma}{dk}\right) = \frac{4\sigma_0}{k}\left(1 + w^2 - \frac{2}{3}w\right)\left[\ln\left(\frac{2E_iE_f}{m_ec^2k}\right) - \frac{1}{2} - f(Z)\right]$$

con:
$w = E_f/E_i$
$\sigma_0 = \alpha Z^2 r_e^2$ con $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$
La función $f(Z)$ es una pequeña corrección a la aproximación de Born que cuenta con la interacción del electrón emitido en el campo eléctrico del núcleo. Davies encontró la siguiente formula:

$f(Z) \simeq a^2[(1 + a^2)^{-1} + 0.020206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6]$

donde $a = Z/137$.

Un apantallamiento completo corresponde a $\xi \simeq 0$ ($\xi \ll 1$). Ocurre cuando la Z es elevada, cuando hay muchos electrones. En este caso, la sección eficaz corregida para el e^- (o e^+) incidente se escribe de la siguiente manera:

$$\left(\frac{d\sigma}{dk}\right) = \frac{4\sigma_0}{k}\left\{\left(1 + w^2 - \frac{2}{3}w\right)\left[\ln(\frac{183}{Z^{1/3}}) - f(Z)\right] + \frac{w}{9}\right\}$$

Para tener en cuenta la contribución de los electrones atómicos (Bremsstrahlung e-e), basta con cambiar Z^2 por $Z(Z+1)$.

Ahora se puede calcular la energía disipada integrando la sección eficaz por la energía del fotón en el rango de energía posible, o sea:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \int_0^{k_{max}} k n_a \left(\frac{d\sigma}{dk}\right)_{rad} dk$$

donde $k_{max} = E_i - mc^2$ es la energía maxima del fotón
y $n_a = \rho N_a/A$, n_a es el número de atómos/cm^3.

Sea: $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n_a E_i \sigma_{rad}$

con:

$$\sigma_{rad} = \frac{1}{E_i} \int_0^{k_{max}} k \left(\frac{d\sigma}{dk}\right)_{rad} dk$$

En el caso de un apantallamiento completo y con $E_i \gg mc^2/\alpha Z^{1/3}$:

$$\sigma_{rad} = 4\sigma_0 \left[\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) + \frac{1}{18} - f(Z) \right]$$

Así vemos que en la mayor parte de los casos, σ_{rad} es independiente de la energía inicial del electrón. Por tanto la disipación de energía $-(dE/dx)_{rad}$ es proporcional a E_i.

2.2.3 Energía crítica y longitud de radiación

Energía crítica

Definimos la energía crítica como la energía a la que la energía disipada por radiación es igual a la perdida por ionización.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$$

para $E = E_c$.

Por encima de esta energía, la energía disipada por radiación es dominante. Una formula aproximada de Bethe y Heither para E_c nos da [8]:

$E_c \simeq \frac{1600 m_e c^2}{Z}$.

La figura 2.4 nos da los valores para los sólidos y los líquidos que encontramos hoy en día.

En los experimentos de física de partículas, los electrones poseen energías muy altas y será el mecanismo de disipación de energía por radiación bremsstrahlung el dominante a la hora de la formación de la cascada electromagnética.

Longitud de radiación

Definimos la longitud de radiación (L_{rad}) como la distancia que necesita un electrón para que se disipe su energía por radiación de un factor e^{-1}. Recordando que teníamos:

$$\frac{dE}{E} = -n_a \sigma_{rad} dx$$

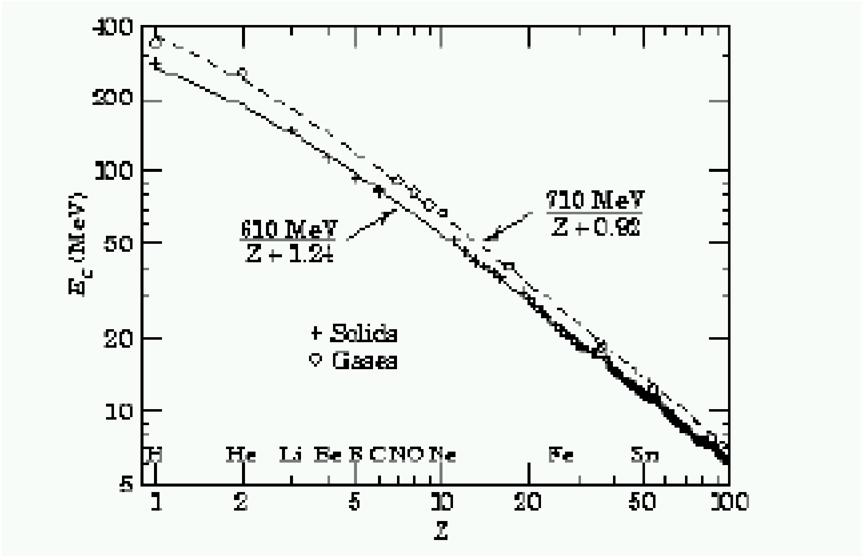

Figura 2.4: Energía crítica en función de z

con σ_{rad} independiente de la energía.

Así que:

$$E = E_i \exp -(n_a \sigma_{rad} x) = E_i \exp - \left(\frac{x}{L_{rad}}\right)$$

Cuando $x = L_{rad}$, encontramos sin problema $E = E_i e^{-1}$.

En conclusión:

$$L_{rad} = (n_a \sigma_{rad})^{-1}$$

Por supueto, si la materia atravesada está compuesta de distintos materiales, entonces obtenemos lo siguiente:

$$\frac{1}{L_{rad}} = \sum_{i=1}^{n} \omega_i \left(\frac{1}{L_{rad}}\right)_i$$

con ω_i la fracción másica del elemento i
y $(L_{rad})_i$ la longitud de radiación en el material i.

Damos en la tabla 2.1 algunos valores para la energía crítica y la longitud de radiación en diversos materiales.

Material	Energía crítica (MeV)	Longitud de radiación (cm)
Aíre	102	30050
H_2O	92	36.1
Argón	45.6	14.0
Al	51	8.9
Fe	27.4	1.76
Cu	24.8	1.43
Pb	9.51	0.56

Tabla 2.1: Energía crítica y longitud de radiación en diversos materiales

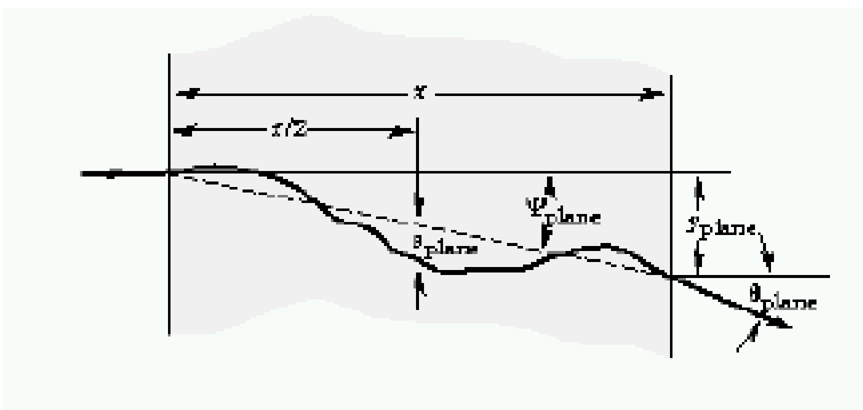

Figura 2.5: Esquema de una difusión coulombiana

2.3 La difusión coulombiana múltiple

Además de las colisiones inelásticas con los electrones atómicos, las partículas cargadas que atraviesan la materia sufren repetidas difusiones coulombianas con el núcleo aunque con una probabilidad menor.
Hasta ahora nos hemos fijado en la pérdida de energía de las partículas atravesando la materia. Hemos admitido en estos estudios que la trayectoría de la partícula incidente era una línea recta. Sin embargo esta aproximación no es rigurosamente cierta.
La difusión coulombiana por un núcleo da lugar a cambios en la dirección de la partícula incidente aunque no en el promedio de la energía disipada. Por eso no tuvimos que estudiarla en la sección anterior.

Rutherford calculó la sección eficaz diferencial de una difusión por un potencial coulombiano para partículas incidentes de espín 0. El resultado es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_R} = Z^2 z^2 r_e^2 \left(\frac{Mc}{\beta p}\right) \frac{1}{4\sin^4 \theta/2}$$

donde p es la impulsión incidente.
Si como en el caso del electrón o del positrón, el espín es de $\frac{1}{2}$ entonces se tiene que modificar lígeramente la formula encontrada por Rutherford. De acuerdo con Mott:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_M} = \frac{d\sigma}{d\Omega_R} \left(1 - \beta^2 \sin^2(\theta/2)\right)$$

Ambas expresiones tienen una singular a pequeños ángulos de dispersión θ.

Cuando la partícula incidente atraviesa un bloque de materia, su trayectoria cambia a causa de la difusión elástica coulombiana con los núcleos. Hay que hacer hincapié en que el ángulo es aleatorio.
El caso de una difusión sencilla se resuelve enteramente con el método de Rutherford. En cambio cuando el número de difusiones es grande, se usa un método estadístico con una función de distribución del ángulo de desviación. Por supuesto, el caso intermedio es un caso díficil de resolver.
En el caso del método estadístico (caso que se presenta en los calorímetros), una muy buena aproximación a pequeños ángulos de difusión es una distribución gausiana para el ángulo η.

2.4 Interacciones de los fotones con la materia

Vamos a limitarnos a estudiar los tres mecanismos más importantes de interacciones de los fotones con la materia. Estos tres casos son dominantes cada uno a un rango dado de energía.
El efecto fotoeléctrico es la principal interacción para unas energías bajas (del orden de hasta 500 keV) mientras que la creación de pares es dominante a energías altas (superior a 50 MeV). En cuanto a la difusión Compton, puede desempeñar un papel destacable a energías intermedias.

2.4.1 El efecto fotoeléctrico

Cuando un fotón de energía $k = h\nu$ atraviesa un bloque de materia, puede ser absorbido por un electrón. Si la energía del fotón es superior a la energía de enlace del átomo E_l, entonces éste último se va a ionizar y por consiguiente se creará un electrón libre con una energía igual a la energía del fotón inicial menos la energía de enlace de la órbita a la que pertenecía, es decir:

$E_{e^-} = k - E_l = h\nu - E_l$.

El cálculo de la sección eficaz es bastante complicado debido a las numerosas discontinuidades correspondientes a las distintas energías de enlace existentes entre las órbitas atómicas.
Para un fotón de altas energías (del orden del Mev), $\sigma_{fot\acute{o}n}$ decrece como Z^5/k. Por lo cual el efecto fotoeléctrico es despreciable a muy altas energías frente a las demás interacciones.
Hay que destacar que el efecto fotoeléctrico será tanto más importante cuanto más elevado sea el número atómico del material atravesado.

2.4.2 La difusión Compton

Vamos a estudiar la difusión Compton sobre un electrón libre. Por supuesto, en la materia tenemos electrones que están vinculados al átomo. Sin embargo si el fotón tiene una energía alta en comparación con la energía de enlace, podemos despreciar ésta última y considerar el electrón como libre.
La sección eficaz de la difusión Compton es una de las primeras calculadas usando QED y viene dada por la conocida fórmula de Klein-Nishina [9]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}\frac{1}{[1+\gamma(1-\cos\theta)]^2}\left(1+\cos^2\theta+\frac{\gamma^2(1-\cos\theta)^2}{1+\gamma(1-\cos\theta)}\right)$$

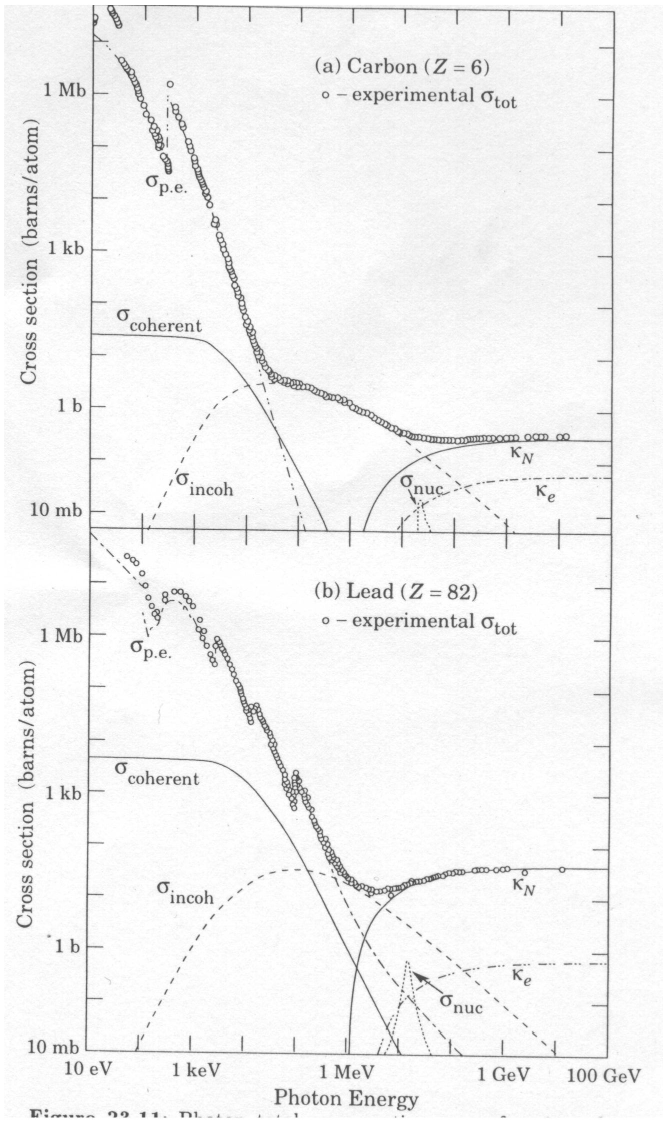

Figura 2.6: Sección eficaz de los fotones en el carbono y en el plomo

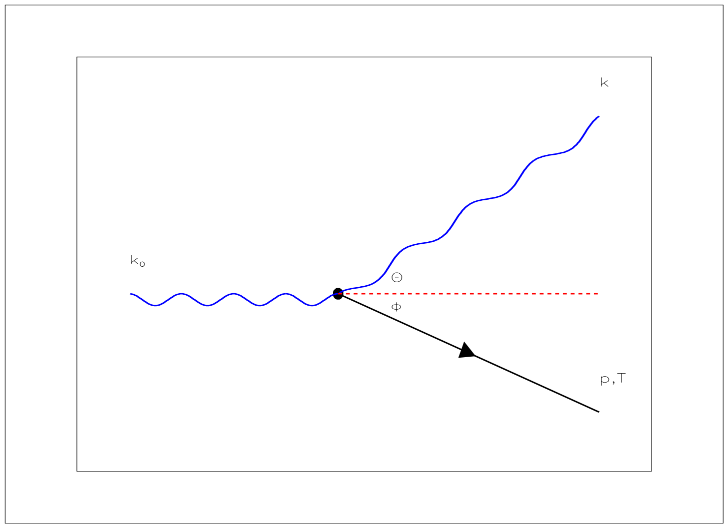

Figura 2.7: Difusión Compton

con $\gamma = h\nu/m_e c^2$

Cuando integramos sobre $d\Omega$:

$$\sigma_{Compton} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\}$$

2.4.3 Creación de pares

El último mecanismo de absorción que hay que tener en cuenta es la conversión de un fotón en un par $e^- e^+$. Para que el fotón se convierta, su energía debe de estar por encima de un umbral que corresponde a dos veces la masa del electrón, o sea $h\nu \geq 1.022 MeV$.
El diagrama de Feynman correspondiente a la creacion de pares es a primer orden una variante del de *bremsstrahlung*. Por lo tanto no es de extrañar que los dos tengan efectos parecidos como el apantallamiento.
De allí viene que la producción de pares es dependiente de un factor ξ muy parecido al encontrado para el *bremsstrahlung*,

$\xi = \frac{100 m_e c^2}{Z^{1/3}} \frac{k}{E_+ E_-}$

con E_- la energía del electrón emergente,
con E_+ la energía del positrón emergente
y $k = h\nu = E_+ + E_-$.

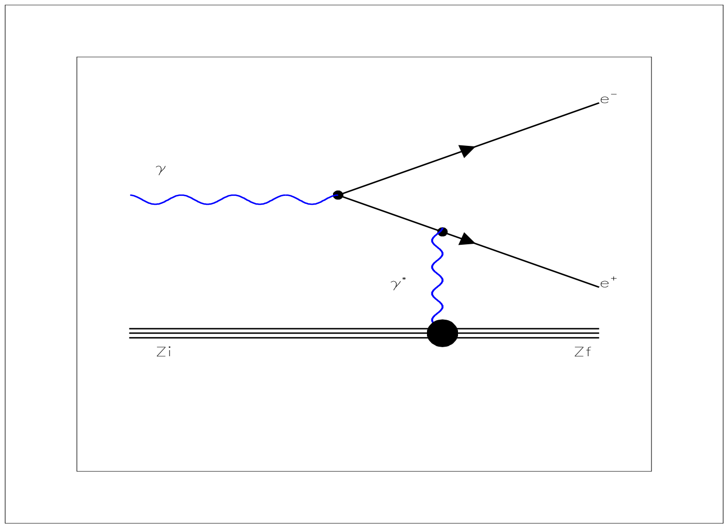

Figura 2.8: Diagramas de Feynman para la creación de pares.

En el caso de apantallamiento despreciable, o sea cuando $\xi \gg 1$, obtenemos:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_+}\right)_{pares} = \frac{4\sigma_0}{k}\left(\omega_+^2 + \omega_-^2 + \frac{2}{3}\omega_+\omega_-\right)\left[\ln\left(\frac{2E_+E_-}{m_ec^2k}\right) - \frac{1}{2} - f(Z)\right]$$

y en el caso de apantallamiento completo, cuando $\xi \longrightarrow 0$, obtenemos:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_+}\right)_{pares} = \frac{4\sigma_0}{k}\left\{\left(\omega_+^2 + \omega_-^2 + \frac{2}{3}\omega_+\omega_-\right)\left[\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - f(Z)\right] - \frac{\omega_+\omega_-}{9}\right\}$$

con $\omega_- = \frac{E_-}{k}$
y $\omega_+ = \frac{E_+}{k}$.

Recordemos que la función $f(Z)$ la definimos ya al estudiar el *bremsstrahlung*.
En el caso de ningún apantallamineto, la sección eficaz total viene dada por:

$$\sigma_{pares} = 4\sigma_0\left[\frac{7}{9}\left(\ln\frac{2k}{m_ec^2} - f(Z)\right) - \frac{109}{54}\right]$$

En cuanto al caso de apantallamiento y con $k \gg 137m_ec^2/Z^{1/3}$, la sección eficaz total viene dada por:

$$\sigma_{pares} = 4\sigma_0\left\{\frac{7}{9}\left[\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - f(Z)\right] - \frac{1}{154}\right\}$$

Ahora vamos a definir el libre recorrido medio λ_{pares} como la distancia que necesita atravesar un fotón antés de convertirse en un par e^-e^+. De allí obtenemos:

$\lambda_{pares} = \frac{1}{n_a \sigma_{pares}}$

Ahora bien, nos podemos dar cuenta de que: $\sigma_{pares} \simeq \frac{7}{9}\sigma_{radiación}$

y por consiguiente:

$$\lambda_{pares} \simeq \frac{9}{7} L_{rad}.$$

2.4.4 Coeficiente de absorción

La sección eficaz total por atómo de un fotón interaccionando con la materia es la suma de las secciones eficaces que estudiamos previamente:

$\sigma_{tot} = \sigma_{fotoeléctrico} + Z\sigma_{Compton} + \sigma_{pares}$

Tuvimos que multiplicar $\sigma_{Compton}$ por Z para tener en cuenta los Z electrones por atómos. De ahí sacamos el coeficiente de absorpción μ, producto de la sección eficaz por la densidad de atómos. Entonces si tenemos N_0 fotones en un punto x_0, el número de fotones sobrevivientes después de un recorrido de longitud x será el siguiente:

$N = N_0 \exp(-\mu x)$.

2.5 Cascadas electromagnéticas

Una cascada electromagnética asociada a un electrón o un fotón incidentes sobre un bloque de materia, resulta de la combinación del *bremsstrahlung* y de la producción de pares.
Imaginemos que un electrón incida sobre un bloque de materia con una energía superior a la energía crítica. Como hemos visto, no va a perder energía por ionización sino por radiación, o sea que va a emitir un fotón. Los fotones emitidos van a crear a su vez un par electrón-positrón que a su vez van a radiar, siempre que la energía sea superior a la energía crítica.
En el caso de las experiencias modernas de física de partículas, los electrones (o positrones) así como los fotones procedentes de las colisiones entre haces tienen energías muy superiores a la energía crítica (para los $e^- - e^+$) y a la energía límite de creación de pares para los fotones. Por consiguiente crearán cascadas electromagnéticas en los calorímetros.
Conociendo la energía de cada una de las partículas creadas (se les denominan partículas secundarias) se puede recuperar la energía de la partícula incidente. Para ello es necesario construir un calorímetro lo suficientemente profundo, y en menor medida ancho, para que pueda contener toda la cascada electromagnética.

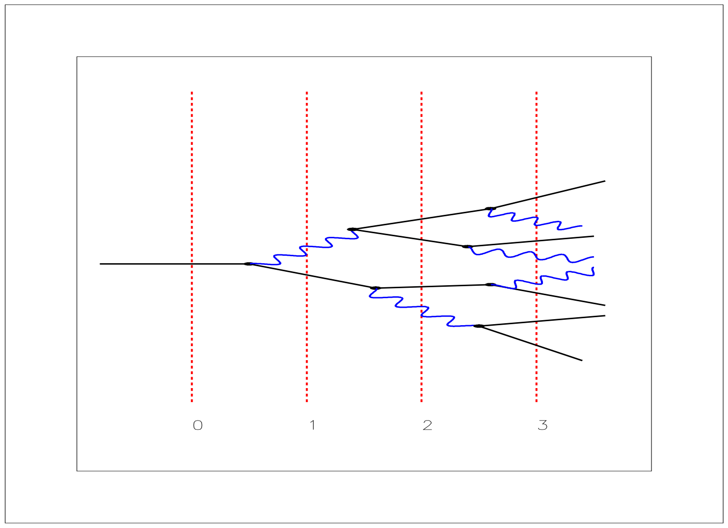

Figura 2.9: Cascada electromagnética

Con unas ideas muy sencillas y básicas se puede tener una idea de cual será el número de partículas y la longitud de la cascada.
A lo largo de más o menos una longitud de radiación, se habrán creado dos partículas y depués de t longitudes de radiación el número de partículas será de:

$$N = 2^t$$

y la energía media de las partículas que están a una profundidad t en longitudes de radiación será (admitiendo que cada partícula se lleva la mitad de la energía):

$$\epsilon = \frac{E_0}{N} = E_0 \cdot 2^{-t}.$$

Las últimas partículas creadas son las que ya no pueden radiar. Por lo tanto, aquellas cuya energía media esté por debajo de la energía crítica E_c. La profundidad máxima en longitudes de radiación será:

$$t_{max} = \frac{\ln E_0/E_c}{\ln 2}.$$

Si llamamos $\langle T \rangle$, a la distancia total promedio que atraviesan todas las partículas de la cascada, suponiendo que cada partícula atraviesa más o menos una longitud de radiación, entonces $\langle T \rangle$ es igual al número total de partículas de la cascada:

$$\langle T \rangle = \sum_{i=0}^{t_{max}} 2^i = \frac{2^{t_{max}} - 1}{2 - 1} \simeq 2^{t_{max}} = \frac{E_0}{E_c} = N.$$

A medida que la cascada se desarolla, una pequeña parte de la energía se pierde por ionización. Esta fracción es proporcional a $\langle T \rangle$, puesto que cada partícula de la cascada deposita una cantidad de energía por unidad de longitud independiente de su propia energía, o sea:

$$E_{ionización} \propto \langle T \rangle = \frac{E_0}{E_c}.$$

Esta relación es la clave de la utilidad de los calorímetros.
Este modelo nos da una idea cualitativa de la situación pero si necesitamos pormenorizar, se pueden utilizar programas de simulación Monte-Carlo. Estos últimos toman en cuenta la dependencia con numerosos parámetros tales como la dependencia de las secciones eficaces con la energía y con los distintos materiales.

Una cascada se desarolla tanto longitudinalmente (lo que acabamos de ver) como lateralmente. Existen tres razones para que sea así:

- la difusión múltiple de los electrones
- se emiten fotones de *bremsstrahlung* con un ángulo caracterítico: $\theta_{bremsstrahlung} \simeq p_e/m_e$
- El ángulo entre el electrón y el positrón procedentes de la desintegración de un fotón. $\langle \theta \rangle \simeq \frac{m_e c^2}{E}$.

Para caracterizar el desarrollo lateral de una cascada electromagnética, se define el radio de Molière como:

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_c}$$

donde X_0 es una manera distinta de escribir L_{rad}
y donde $E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 = 21.2 MeV$.
Lo que nos da:

$$R_M \simeq 7 \frac{A}{Z} g.cm^{-2}.$$

Un cílindro de radio $2R_M$ alredor del eje de la cascada contiene un 95% de la energía de la cascada y un cílindro de radio $3.5R_M$ contiene el 99%.

2.6 La distribución de la pérdida de energía por ionización

Vamos a ocuparnos sólo del caso de la pérdida de energía por ionización puesto que es la única que es medible directamente. Veremos por qué y cómo más adelante.
Hasta ahora nos hemos fijado en el promedio de la energía disipada y no en su distribución. Vamos a ver dos casos:

- el caso de los *absorbers* anchos,
- el caso de los *absorbers* delgado.

Decir que un *absorber* es ancho o delgado no es más que una manera de hablar puesto que se trata de conceptos relativos.

2.6.1 El *absorber* ancho

Se habla de *absorber* ancho cuando el número de colisiones es elevado (como en el caso de un electrón atravesando una placa de plomo).
En este caso se puede mostrar que la energía disipada tiene la forma de una gausiana. Esto resulta del teorema central del límite que demuestra que la suma de N variables aleatorias, todas siguiendo la misma distribución estadística, se distribuyen como una gausiana cuando el número de variables tiende hacia el infinito.
La variable aleatoria en nuestro caso será δE, la energía disipada en una sola colisión y asumimos que la energía disipada en cada colisión es tal que la velocidad no está afectada (por lo tanto la sección eficaz queda constante). La energía total disipada es la suma de muchos δE independientes, todos distribuidos de la misma forma. Asumimos también que el número de colisiones es elevado, entonces obtenemos una gausiana,

$$f(x, \Delta) \propto \exp\left(\frac{-(\Delta - \bar{\Delta})^2}{2\sigma^2}\right)$$

con x el espesor del *absorber*,
y Δ la energía disipada en el *absorber*.

Por eso, durante todo el análisis, representaremos la energía de los electrones como una gausiana.

2.6.2 El *absorber* delgado

Se habla de *absorber* delgado en el caso contrario al anterior, o sea cuando el número de colisiones N es demasiado pequeño para que se aplique el teorema central del límite. Un caso que nos podría interesar es el caso de un muón atravesando el calorímetro electromagnetíco. Como hemos visto más atrás, el muón tiene una masa mucho más grande que el electrón, lo cual significa que no estará sometido como este último a la radiación de frenado.

En esos casos la distribución de la energía no es simétrica como en una gausiana. Esto viene de que puede haber transferencias de energía importantes, así que la distribución es una campana con una cola a altas energías. Esos casos los estudió Landau, Symon y Vavilov.

2.7 Calorímetros de muestreo

Es un calorímetro compuesto de varias capas sucesivas de *absorbers* (material pasivo) y de detector (material activo). El material pasivo se ocupa de absorber la energía de la partícula incidente mientras que el activo produce una señal medible.
En general, la capa pasiva está compuesta de material con una Z grande (en nuestro caso es el plomo) para que la longitud de radiación sea la más pequeña posible y de manera símetrica, la capa activa está compuesta de material con una Z pequeña (en nuestro caso el argón líquido).

En la sección 2.5 se ha presentado un modelo sencillo para describir la pérdida de energía de una cascada electromagnética, pero su extensión a los calorímetros de muestro requiere nuevos conceptos.
La señal medible debe de ser superior a un cierto umbral η. Por eso, sólo parte del camino medio recorrido $\langle T \rangle$ será detectada. El camino medio detectado $\langle T_d \rangle$ será:

$$\langle T_d \rangle = F(\eta) \cdot \langle T \rangle = F(\eta) \cdot \frac{E_0}{E_c}.$$

Además para un calorímetro de muestreo sólo la parte de las trayectorias de partículas contenida en el material activo contribuye a la señal. Sea d la distancia en longitudes de radiación que separa dos capas consecutiva de material activo, entoncés el número de trayectorias que muestrea es:

$$N_s \simeq \frac{\langle T_d \rangle}{d} = F(\eta) \cdot \frac{E_0}{E_c \cdot d}.$$

2.7.1 Resolución de energía

Algo más importante que la medida misma de la energía es su resolución, o dicho de otra manera es la precisión relativa de la medida, o sea:

$$\frac{\sigma(E_{visible})}{E_{visible}}.$$

Fluctuaciones intrínsecas

Se deben a fluctuaciones en la distancia total $\langle T \rangle$ debida a los mecanismos de la cascada. Como se ha visto en la sección 2.5, $\langle T \rangle$ es proporcional a la energía depositada que a su vez es proporcional número de partículas producidas N. Los números usados son lo suficientemente altos para que sea aplicables la ley de los grandes números. La desviación típica evoluciona con N siguiendo la ley $\sigma \sim \sqrt{N}$.
Por lo tanto:

$$\frac{\sigma(E_0)}{E_0} \simeq \frac{\sigma(N)}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \propto \frac{1}{\sqrt{E_0}}.$$

Esta relación impone un límite inferior a la precisión en la medida de la energía. Se trata de las fluctuaciones intínsecas. Los mejores calorímetros homogéneos alcanzan resolución del orden de $\frac{\sigma}{E} \simeq \frac{1\%}{\sqrt{E}}$.

Fluctuaciones de muestreo

Para un calorímetro de muestreo, tenemos que añadir a las anteriores fluctuaciones las originadas por el propio muestreo.
Como lo hemos visto:

$$\frac{\sigma(N_s)}{N_s} \simeq F(\eta) \cdot \frac{E_0}{E_c \cdot d}.$$

Al ser proporcional a E_0, el número de trayectorias que atraviesan capas activas (el número de cruces) sigue una ley gausiana. Por tanto

$$\frac{\sigma(N_s)}{N_s} = \frac{1}{\sqrt{N_s}}.$$

La resolución de energía se puede parametrizar como

$$\left(\frac{\sigma(\sigma(E_0))}{E_0}\right)_{muestreo} \simeq R\sqrt{\frac{d[X_0]}{E_0[GeV]}}$$

donde R es una constante que depende del material pasivo elegido. Se puede ver que cambiar d conduce a una mejora o empeoramiento de la resolución.
Esta fluctuación es mucho mayor que la fluctuación intrínseca.

Otras fluctuaciones

Existen otros dos términos. Uno que es debido al ruido electrónico y en el caso del experimento ATLAS existe una contribución que proviene de un ruido especial, el debido al solapamiento de sucesos. Estos terminos dependen de la energía de la partícula incidente como b/E_0.

Existe otro término debido a las no uniformidades electrónicas, mecánicas, a las variaciones de la señal con la temperatura...
Esas imperfeccionesdan lugar a un término constante c en la resolución de energía.

En resumen la resolución se puede escribir de esta manera:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c.$$

Capítulo 3

Calorímetro electromagnético de ATLAS

3.1 Los requisitos debidos a la física

El calorímetro electromagnético desempeña un papel muy importante en lo relacionado a la física de búsqueda del Higgs, física que impone los requisitos de diseño del experimento ATLAS. Es un detector que se adapta muy bien a las experiencias a altas energías puesto que su resolución intrínseca mejora con el aumento de la energía.

En particular deberá de medir la energía y la posición de los electrones (positrones) y de los fotones en la desintegración del bosón de Higgs en los dos principales canales de desintegración, a saber:

- $H \longrightarrow \gamma\gamma$,
- $H \longrightarrow 4l$.

Eso implica que el calorímetro tenga las calidades siguientes:

- **una excelente resolución en energía** Queremos una resolución proxima al 1% para una masa de Higgs entre 90 y 180 GeV/c^2.
- **una buena hermeticidad** Necesitamos la cobertura angular más grande posible para observar los sucesos extraños y tener una medida buena de la energía perdida (la que proviene de los neutrinos).

- **una gran profundidad** Tenemos que minimizar las perdidas de energías de las cascadas electromagnéticas a causa de una falta de contenimiento longitudinal. Por eso, se necesita una profundida entre 24 y 26 veces la longitud de radiación.

- **una respuesta rápida** A cada cruce entre *bunches* de protones (recordemos que un *bunch* contiene alrededor de 10^{11} protones) se produce algo así como 20 colisiones. Esos cruces tienen lugar cada 25 nanosegundos. Por lo tanto el ruido debido al efecto de solapamiento de sucesos es importante. Para minimizarlo, no hay más remedio que construir un detector de respuesta rápida (inferior a 50ns) y con una electrónica rápida.

- **una granularidad fina** Una medida precisa en posición requiere una granularidad fina.

- **una buena resistencia a las radiaciones** Se someterá el calorímetro a un flujo de neutrones intensos ($10^{15} n/cm^2$) durante una década.

3.2 Las soluciones técnicas

3.2.1 Elección de los materiales activos y pasivos

La colaboración ATLAS eligió finalmente un calorímetro de muestreo. Éste está constituido de plomo como material pasivo y de argón líquido como material activo.
El plomo es el material que produce la cascada electromagnética mientras que el argón líquido permite la medida de la energía.
La mayor parte de la energía está depositada en el plomo. Tiene una longitud de radiación de 0.56 cm, lo cual permite construir un calorímetro compacto. Además el plomo tiene una energía crítica débil (6.9 MeV) en comparación con los demás materiales posibles que se usan con frecuencia en los calorímetros.
El material activo necesitaba unos requisitos que redujeron drásticamente las posibilidades de elecciones puesto que necesitamos un material:

- en el que tengamos la energía de producción de un electrón de ionización más pequeña posible,

- que tiene una reactividad química nula,

- que tiene una pureza alta para evitar los fenómenos de recombinaciones,

- que resiste a las radiaciones.

Por eso se eligió un líquido noble con un número atómico Z alto. Debido a la saturación de sus órbitas electrónicas, hace posible la deriva de los electrones de ionización sin que haya el riesgo de una captura. Además los gases nobles tienen una buena estabilidad para con las radiaciones. Para tener una longitud de radiación y una energía de ionización débil, tenemos que elegir un material de Z alto. El líquido noble con número atómico más alto es el xenón pero éste es demasiado díficil de encontrar (y por lo tanto caro). Los dos líquidos que vienen después son el kriptón y el argón. La colaboración dudó mucho tiempo antes de decidirse. El kriptón líquido tiene como ventajas (en comparación con el argón líquido) la mejora del término de muestreo en un 30% y del término de ruido en un factor 1.6. Además tiene una longitud de radiación del 4.8 cm (en comparación con los 14 cm para el argón). Sin embargo, las exigencias añadidas por la pureza y las tolerencias mecánicas hubiera conducido a un detector demasiado caro. Por eso se eligió el argón.

3.2.2 Geometría del calorímetro: la forma en acordeón

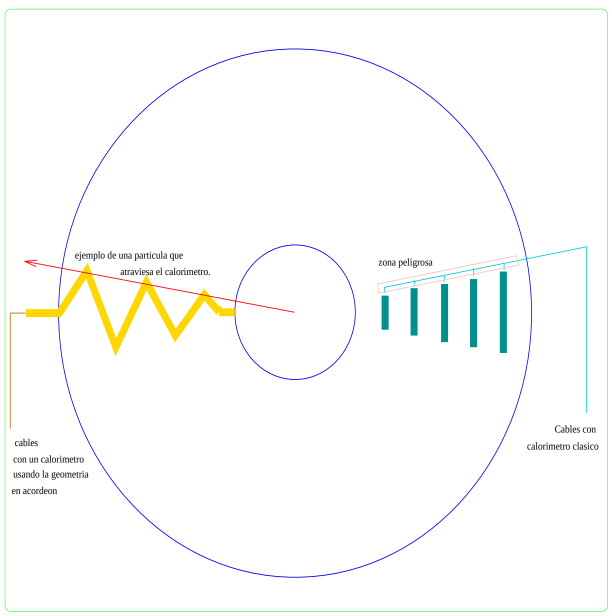

Figura 3.1: Esquema

Un calorímetro de muestreo clásico se compone de placas paralelas de material pasivo. Por lo tanto no es hermético por culpa de los cables: tienen que salir por algún sitio. Esto puede ser un problema grave puesto que podríamos contabilizar la energía que se habría perdido por esos huecos como energía de una partícula que apenas interacciona como es el caso de los neutrinos. Otro inconveniente importante viene de que cuanto más largos son los cables, más importante es el ruido debido al solapamiento.

La geometría en acordeón reduce totalmente el problema de hermetismo y arregla gran parte del problema que viene de la longitud de los cables puesto que toda la electónica está puesta por delante o por detrás del calorímetro.
Por supuesto, la construcción mecánica de tal sistema es mucho más complicada que en el caso clásico. Se rigidifica las placas de plomo gracias a unas placas de acero inoxidable y se las dobla de manera que tengan la forma de unas "olas". Los electrodos están doblados de la misma manera.

Figura 3.2: Desarollo de una cascada electromagnética en el calorímetro en acordeón

3.2.3 La granularidad

Para medir la energía, se divide la superficie de detección en celdas. Cada celda podrá transmitir una señal eléctrica y por consiguiente recuperar energía. La energía total será la suma de las energías en cada una de las celdas.
La celda con la fracción de energía maxima es la celda por la que pasa el eje de de la cascada y por tanto la dirección de la partícula incidente.

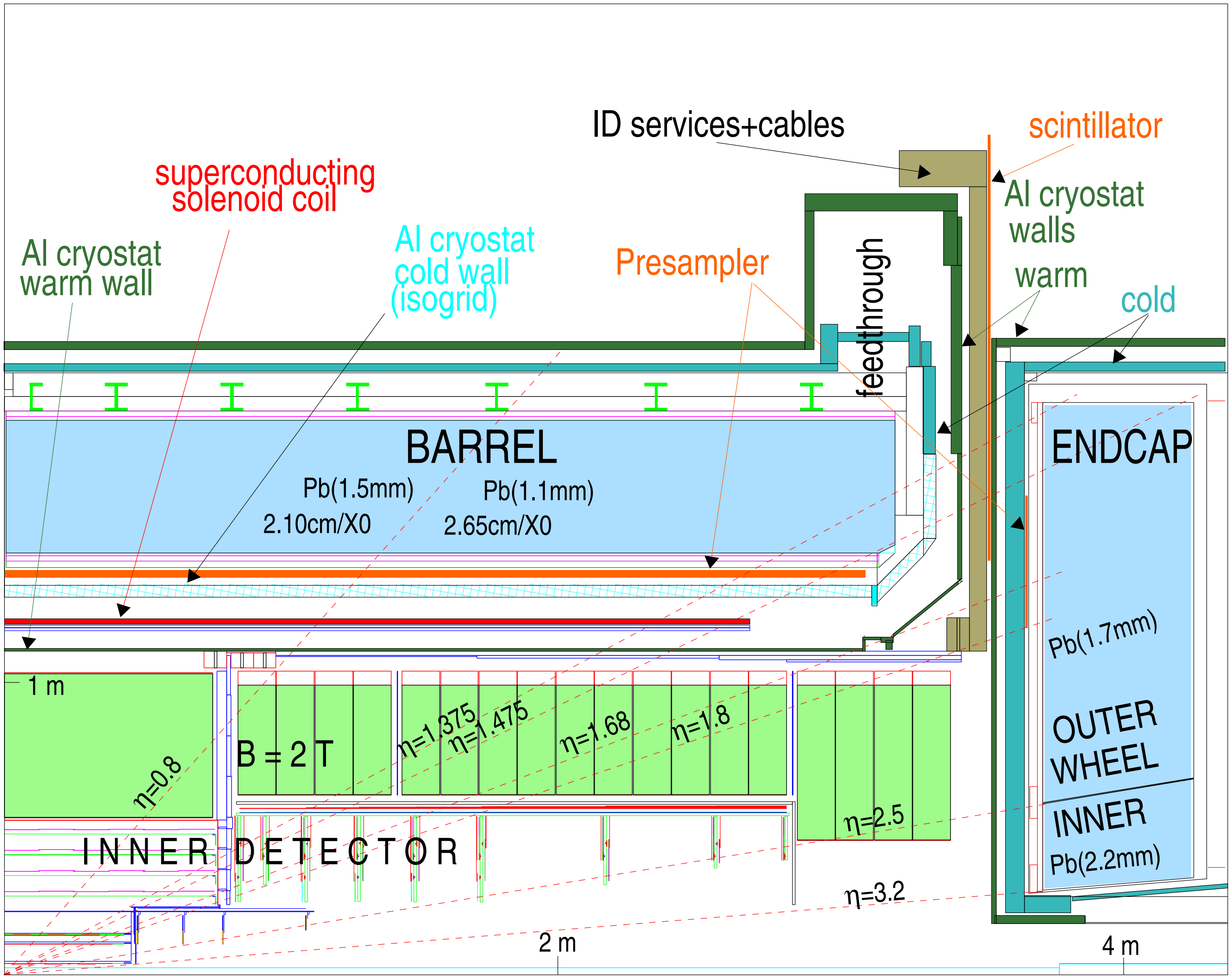

Figura 3.3: Disposición del subdetector de ATLAS con la cobertura en η

El calorímetro electromagnético de argón líquido de ATLAS se compone de dos partes, el barril y el tapón, partes a su vez divididas en tres en profundidad, el front, el middle y el back, en el que la granularidad es distinta como bien se puede ver a continuación:

- El barril: cubre una zona con $|\eta| < 1.475$:

η	$\Delta\eta \times \Delta\phi$		
	Front	Middle	Back
$\|\eta\| < 1.475$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025

- El tapón: cubre una zona de η de 1.375 hasta 3.2:

η	$\Delta\eta \times \Delta\phi$		
	Front	Middle	Back
$1.375 < \|\eta\| < 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
$1.5 < \|\eta\| < 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
$1.8 < \|\eta\| < 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
$2.0 < \|\eta\| < 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
$2.4 < \|\eta\| < 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.050×0.025
$2.5 < \|\eta\| < 3.2$	0.1×0.1	0.1×0.1	–

Como bien se puede ver, el front tiene una granularidad muy fina en η para que se consiga reconocer los π_0 (ellos se desintegran en 2γ) así como para tener una medida precisa de la posición del punto de impacto.

Se ha optimizado el middle, de 4 a 8 veces más ancho que el front, para contener en profundidad una cascada de energía inferior a 50 GeV.
El back, dos veces más ancho que el front, permite recuperar las posibles pérdidas asociadas a las cascadas muy energéticas.

3.2.4 La formación de la señal en el calorímetro

La partícula incidente deposita la mayor parte de su energía en el *absorber*. Nace una cascada de partículas secundarias menos energéticas que, cuando atraviesan el material activo, ionizan el argón líquido.
Las partículas secundarias crean pares iones-e^-. Se aplica un campo eléctrico para que los electrones deriven hasta el cátodo y así es como se obtiene una señal eléctrica.

En la figura 3.5 se esquematiza el proceso de creación de la señal. Una partícula incidente cruza el plomo (*absorber*), radia y crea partículas secundarias que ionizan el argón líquido (material activo). Se aplica un campo eléctrico y por lo tanto los electrones ionizados

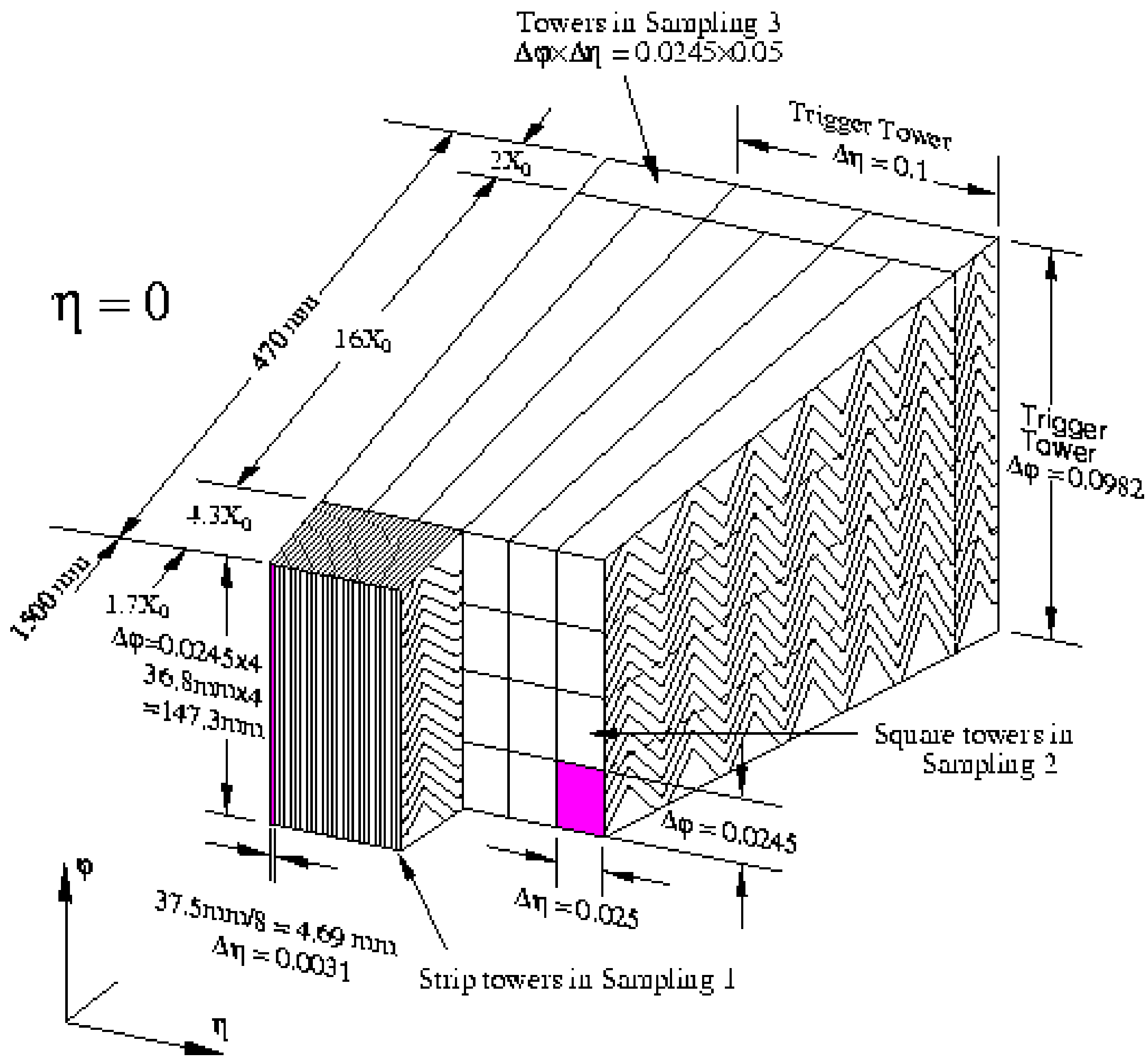

Figura 3.4: Granularidad del calorímetro electromagnético, parte barril

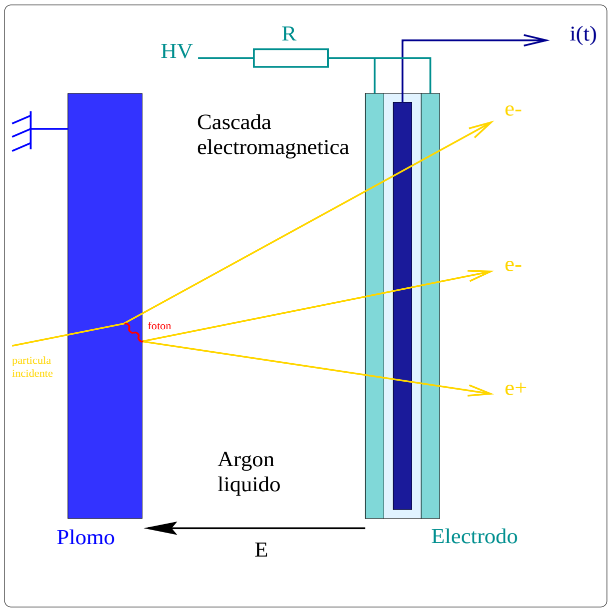

Figura 3.5: Formación de la señal en el calorímetro

derivan hacía el electrodo provocando una avalancha de electrones que deposita una carga en los electrodos.
Las cargas eléctricas se recogen en los electrodos de lectura, generando una señal de corriente con forma triangular [10]:

$$i(t) = \frac{Q}{t_{drift}}\left(1 - \frac{t}{t_{drift}}\right)$$

con $t_{drift} = \frac{gap}{v(E)}$

donde W es el potencial de ionización (Para el argón líquido, tenemos $W = 23.6\mathrm{V}$),

con $Q \propto \frac{E_0}{W}$

donde $v(E)$ la velocidad de deriva de los electrones en el seno del material activo.
En el argón líquido, su dependencia con el campo eléctrico generado es de la forma:

$$v(E) \propto E^b$$

con $b \simeq 0.3$.

3.2.5 La resolución esperada

La resolución en energía, como ya se ha visto en el capítulo anterior, se pone bajo la forma siguiente:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

donde:

- El término a, llamado término de muestro, es debido a la repartición de energía de las cascadas energéticas entre el material pasivo y el material activo. Está vinculado con el espesor de los *absorbers*.

- El término b corresponde a la anchura de las fluctuaciones del ruido en la cadena de lectura. Este ruido proviene de varias fuentes, las más destacables son el ruido de solapamiento, el ruido térmico y el ruido electrónico. Es independiente de la energía depositada por una partícula en el argón.

- El término c, o término constante, es debido a las distintas no-uniformidades de la respuesta en energía, o sea las distintas inhomogeneidades locales o globales. Resumimos las distintas contribuciones al término constante en la tabla siguiente:

Origen		Contribución
mecánica	*absorber* (espesor)	$< 0.2\%$
(local)	argón (espacio eléctrodos-*absorber*)	$< 0.15\%$
	forma en acordeón (modulación en ϕ)	$< 0.2\%$
Procedimiento	amplitud (presición sobre la medida)	$< 0.25\%$
de calibración	estabilidad de lectura	$\simeq 0.1\%$
local)	diferencia entre la señal física y el contraste	$< 0.2\%$
Otros	impureza en el argón	$< 0.1\%$
(global)	inhomogeneidad de la temperatura	$\simeq 0.2\%$
	variación del alto voltaje	$< 0.1\%$
TOTAL		$\simeq 0.55\%$

La simulación y la comprensión teórica de la construcción dá el valor límite de los tres parametros a, b y c. El análisis de los datos cosechados en los periodos de test-beam entre 1992 y 1996 con un prototipo confirmó esos valores límites.
A baja energía, el término de ruido es dominante en la expresión de la resolución. En cambio, a alta energía es el término constante el dominante. Para minimizar el término constante se debe mejorar la calidad del ensamblaje. Por eso las tolerancias mecánicas tan drásticas impuestas en la construcción del calorímetro.
A continuación, tenemos los requerimientos impuestos por la colaboración ATLAS:

término de muestreo, a	$\simeq 10\%$
término de ruido, b	$\simeq 400 MeV$
término constante, c	$\simeq 0.7\%$

3.3 Los constituyentes del calorímetro [2]

Como bien se puede ver en la figura 3.6, el calorímetro es una secuencia de capas *absorber*, argón líquido y electrodos.
En una primera parte vamos a ver el calorímetro como constituido por esos componentes esenciales.
Luego se verá el calorímetro no tanto como un conjunto de piezas sino como algo geométrico. Se estudiará entonces las dos partes geométricas, el barril y el tapón, ambas partes estando constituidas por los mismos elementos.

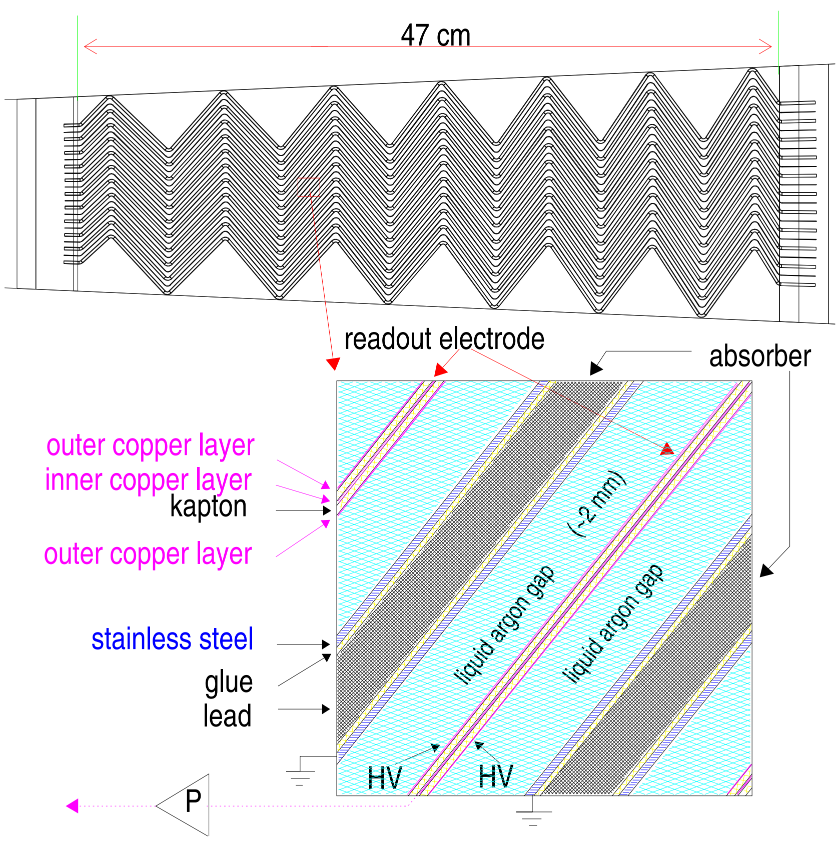

Figura 3.6: Las distintas capas que componen el calorímetro de ATLAS.

3.3.1 Los componentes esenciales

Los ***absorbers***

Los *absorbers* están compuestos de una placa de plomo entre dos placas de acero, placas de acero que permiten rigidificar el sistema mecánico. Los *absorbers* tienen una forma de acordeón cuyos ángulos disminuyen cuando aumenta el radio con el fin de que definamos una separación constante entre dos *absorbers* consecutivos de unos 4.2 mm. Eso permite tener una buena uniformidad en ϕ.
En el barril el plomo tiene un espesor de 1.5 mm para $0 \leq \eta \leq 0.9$ y 1.1mm para $0.9 \leq \eta \leq 1.4$ mientras que en el tapón el espesor del plomo es de 1.74 mm para $1.4 \leq \eta \leq 2.5$ y de 2.2 mm para $2.5 \leq \eta \leq 3.2$.

Los electrodos

El electrodo en sí está compuesto de tres capas conductoras de cobre separadas por capas de kaptón. El kaptón es un material aislante y muy maleable.

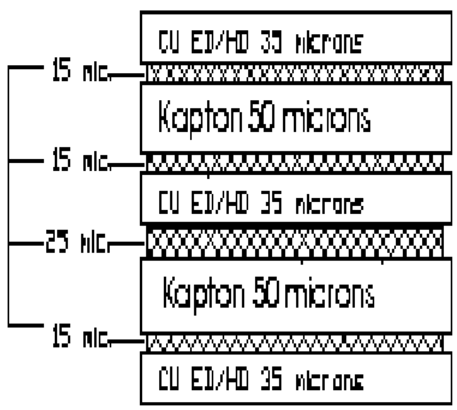

Figura 3.7: Las distintas capas que componen los electrodos del calorímetro de ATLAS.

Se pone alta tensión a las dos capas externas mientras que se recoge la señal por acoplamiento capacitivo.
La distancia de separación entre dos *aborbers* consecutivos se mantiene constante, dentro de las tolerancias, con ayuda de unos *spacers*, que tienen la forma de un *nido de abeja*.

3.3.2 Barril y tapones

El barril

Está constituido de dos medio-barriles que tienen una cobertura en pseudo-rapidez de $|\eta| < 1.475$. La longitud total de un medio-barril es de 3.15 metros. Su radio interno es de 1.5 m y su radio externo es de 1.98 m.
Ante él se encuentra un *pre-sampler*. Tiene como papel corregir las perdidas en energía en la materia que está por delante del calorímetro (detector de trazas, bobinas, criostato). Para dar una idea, en $\eta = 0$ la cantidad de materia delante del calorímetro es de $1.5X_0$. Este *pre-sampler* consta de una capa activa de 1 cm de argón líquido con electrodos casi paralelos al eje del haz. Tiene una cobertura en η de 0 a 1.8 y una granularidad de 0.025×0.1.
El barril está dividido en tres compartimientos en el sentido de la profundidad de espesor $4.5X_0$, $13X_0$, $7.5X_0$ y cada medio barril está compuesto de 1024 placas de *absorbers* y el mismo número de electrodos.

Los tapones

El tapón tiene una cobertura en η de $1.375 \leq |\eta| \leq 3.2$, lo que corresponde a una rueda a 3623 mm del punto de interacción, de radio interno 296 mm y de radio externo 2030 mm. Cada tapón está compuesto de 8 octantes (ver figura 3.8).
El calorímetro tapón está dividido en tres como el barril ($4.5X_0$, $14X_0$, $9X_0$).
Por razones tecnicas es necesario dividir el tapón en dos ruedas coaxiales. La frontera está en $\eta = 2.4$. La rueda externa contiene 768 *absorbers* y electrodos, la rueda interna 256.

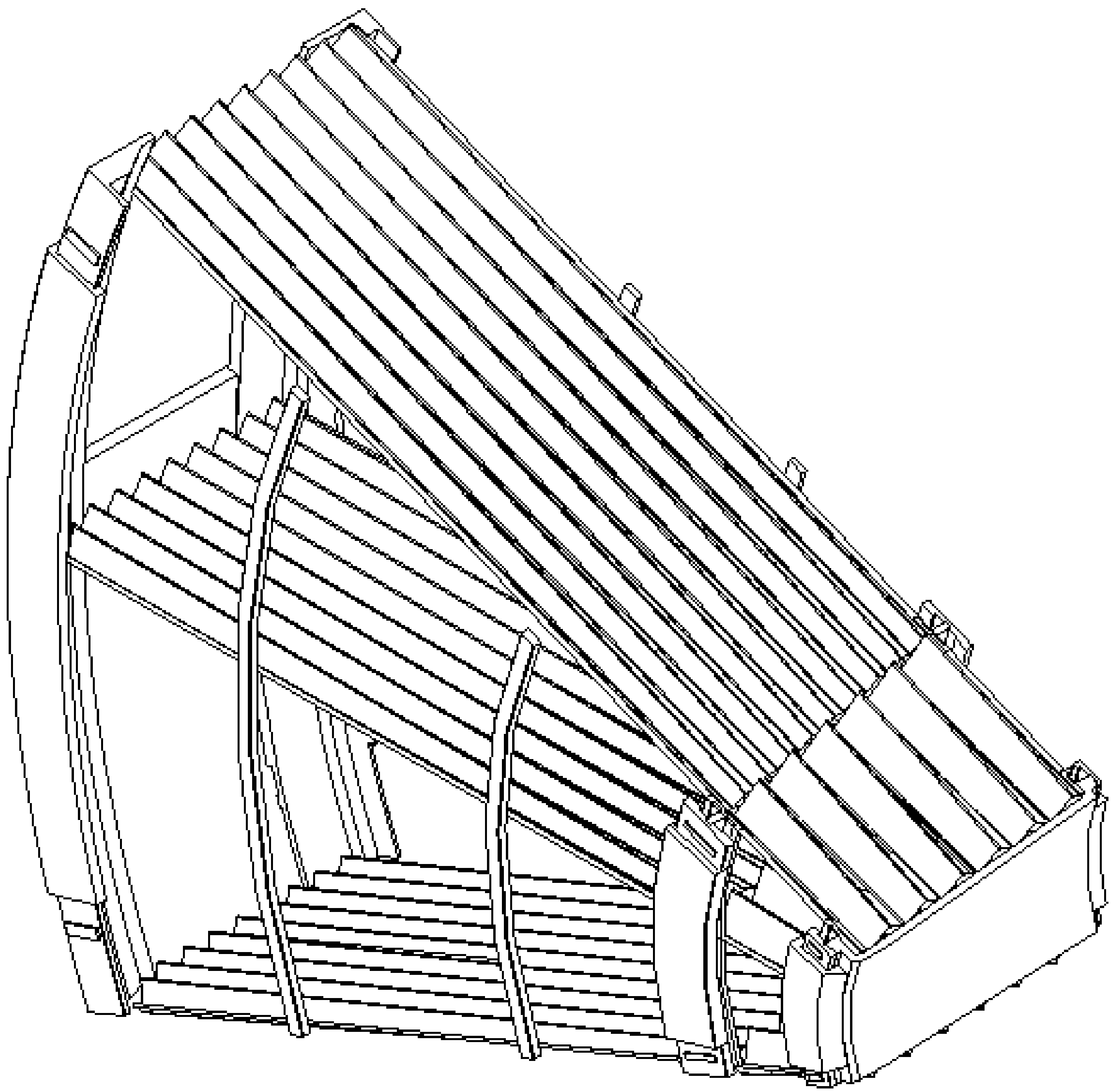

Figura 3.8: Octante del tapón

Capítulo 4

Análisis de la prueba de haz del módulo EMEC

4.1 Introducción

En septiembre del 1999 se probó en la línea de haz H6 del SPS del CERN un módulo del tapón del calorímetro electromagnético EMEC (*ElectroMagnetic End Cap*) con el diseño supuestamente final.
No estaba del todo completo. Tenía todos los *absorbers* tanto en la rueda grande (96) como en la pequeña (32). En cambio le faltaban electrodos. Sólo tenía la mitad en la rueda grande (48) y le faltaba uno en la pequeña (31).

Disposición de la prueba de haz

El módulo se probó con electrones en el rango $10 - 200$ GeV. Una vez colocado el módulo en el interior del criostato, necesario para que el argón esté líquido, se podía mover en torno a un eje fijo para exponer las distintas zonas en ϕ al haz. Este eje corresponde a la línea de haz del LHC. A su vez, el criostato en su conjunto se podía mover lateralmente ya que estaba puesto sobre raíles circulares. Este grado de libertad permitía cambiar la coordenada η del punto de impacto.

En la figura 4.1 podemos ver la disposición de la prueba de haz.
S1, S2, S3 son centelleadores que permiten etiquetar el suceso. Cuando un electrón entra en S1, se le espera despues de un tiempo determinado en S2 y a continuación en S3. Como no haya coincidencia entre los tres centelleadores, se considera el suceso como "*random*" (por oposición a suceso físico), dicho de otro modo el suceso "random" no es otra cosa

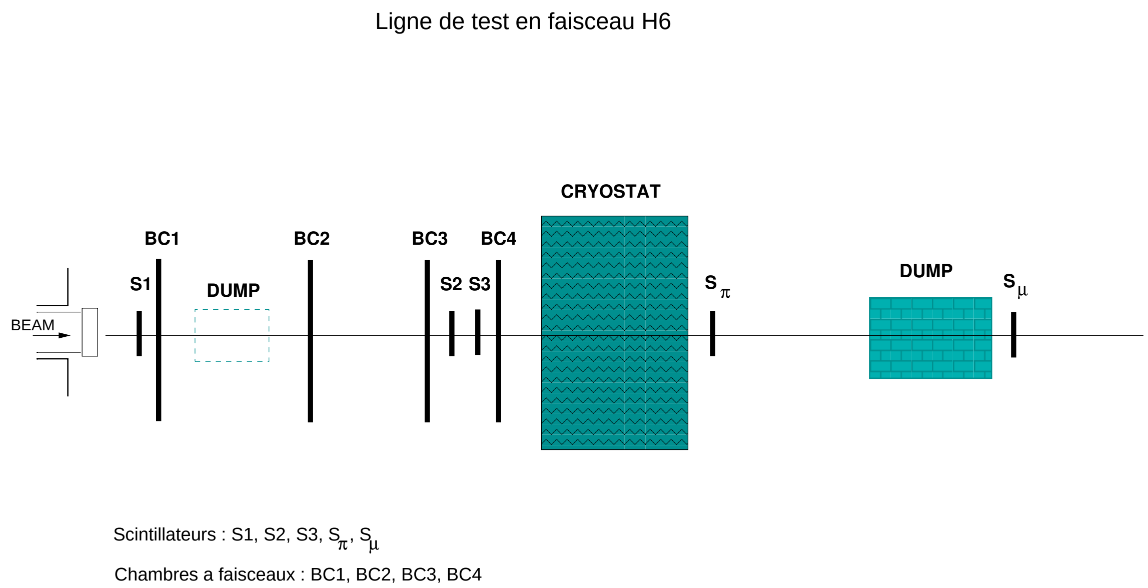

Figura 4.1: Vista general de la disposición de la prueba de haz.

que un ruido de fondo.
Las cámaras de hilos (BC1, BC2, BC3 y BC4) dan la posición de la partícula sobre el calorímetro. Permiten conocer la resolución espacial. No las utilizamos en este análisis.
El primer "dump" es un bloque de hormigón que absorbe las partículas del halo del haz.
El centelleador de piones S_π que se sitúa justo detrás del criostato permite reconocer los hadrones en general. La mayor parte de los electrones son absorbidos en el calorímetro.
El segundo "dump" tiene como misión absorber a los hadrones cuya energía no ha sido totalmente contenida en el calorímetro.
El último centelleador S_μ indica la presencia de los muones.
En resumen $S_1 \cap S_2 \cap S_3$ define una partícula del haz, $S_1 \cap S_2 \cap S_3 \cap \bar{S_\pi} \cap \bar{S_\mu}$ define un electrón.

Datos tomados

Durante el *test-beam*, se tomaron del orden de 3×10^6 *triggers* en función de la energía del haz E, de las coordenadas de incidencia en el calorímetro (η, ϕ) y del alto voltaje. De particular interés son estudios en función de una de estas variables manteniendo los tres restantes fijos. Así hablamos de *scans* en energía, en η, en ϕ o en alto voltaje.
En un primer momento, vamos a estudiar algunos puntos de entre los trece *scans* en energía (ver fig. 4.2). A continuación estudiaremos los *scans* en alto voltaje. Finalmente presentaremos resultados sobre la uniformidad de la respuesta en η.

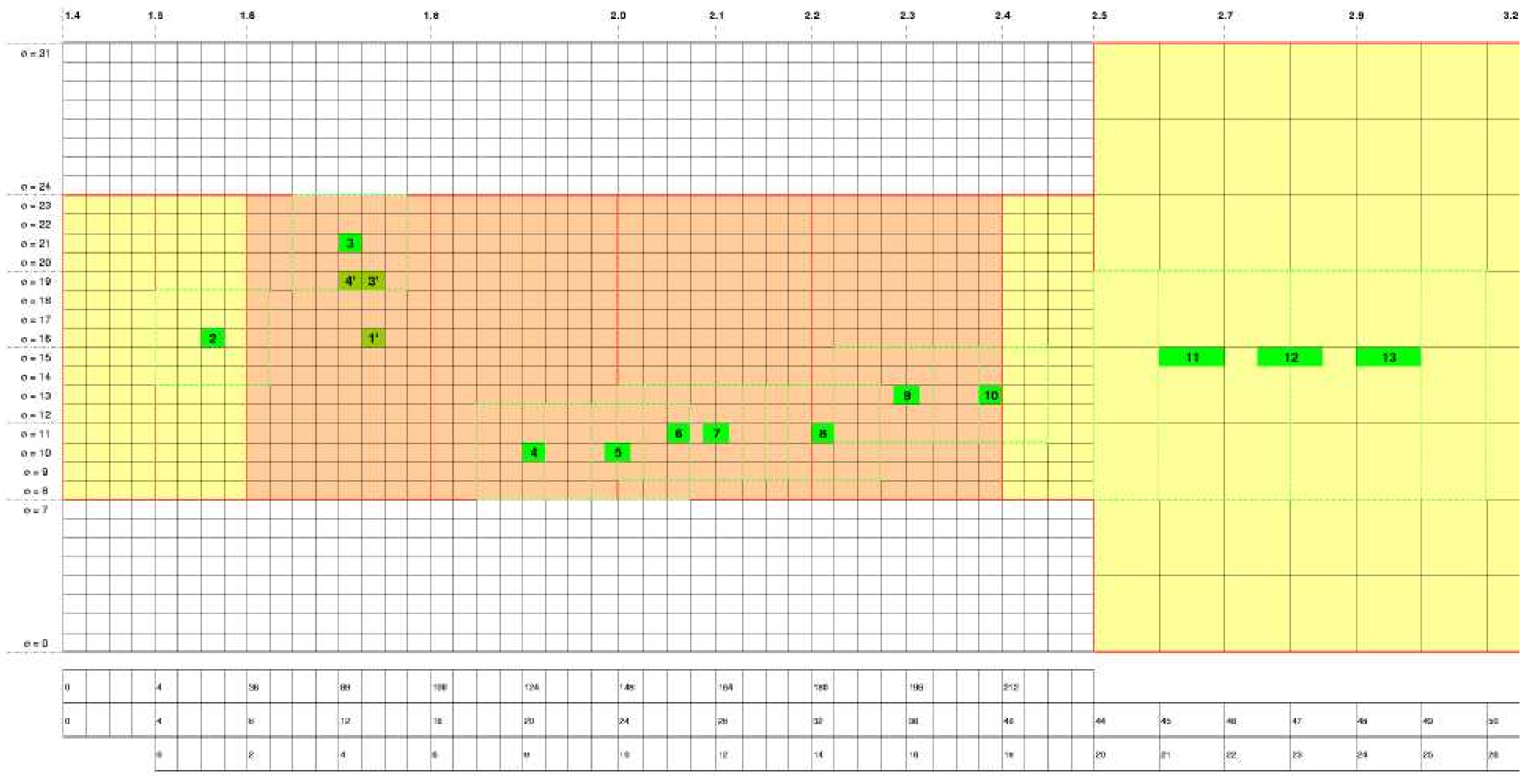

Figura 4.2: *Scan* en energía: Esquema del módulo 0 en el plano (η, ϕ). Las casillas verdes representan las distintas celdas sobre las que incidió el haz para el *scan* en enrgía

Problemas conocidos del detector

Los problemas encontrados pueden ser de tres tipos:

- las celdas muertas: Son celdas que no dan señal en absoluto.
- Los cortocircuitos
- El *cross-talk*: Se habla de *cross-talk* cuando una celda que recibe una señal da lugar a la producción de otra señal inesperada en una celda vecina.

En las tablas 4.1 y 4.2, se resumen las celdas problemáticas que hemos encontrado [11].

ϕ	η Front
2	153, 154(R), 155(D)
3	1(D)
4	47, 48(R), 101(D), 199(D)
5	0(lp), 8, 9, 10(R), 24, 25(R), 47, 48(R) 108, 109(R), 148, 149(R), 189, 190(R)

Tabla 4.1: D=celda muerta, R=corto circuito, C=cross-talk capacitivo, L=cross-talk inductivo, U= forma o amplitud inesperado, lp= pico de tiempo bajo

4.2 Reconstrucción del pulso y calibración [11]

Introducción

Para el estudio de todos los *runs* que vamos a necesitar, hemos usado el paquete informático EMTB [12].
En esta sección vamos a ver como se puede reconstruir la energía en una celda (por eso necesitamos entender la forma del pulso) y a continuación como se pueden sumar las energías entre ellas. Cada celda tiene una cadena electrónica diferente y por lo tanto tenemos que poner un peso distinto para cada celda. Eso es lo que se llama calibrar.

Rueda	ϕ	η Middle	η Back
exterior	8		16(U)
	9	27*(C)	11* (C)
	10	14*(R)	5* (R)
	11	6(D)	
	12	0(U)	
	13	0(D), 19(U), 33(lp)	7(U)
	14	26*(L), 34, 36, 37(lp)	7(U)
	15	33, 34, 37(lp)	
	16	0(D), 32 $\rightarrow$ 34, 37 $\rightarrow$ 42(lp)	14(lp), 17 $\rightarrow$ 19 (lp)
	17	2, 3(D), 36 $\rightarrow$ 42(lp)	16, 17(lp)
	18	8,9(D), 19, 20, 22 $\rightarrow$ 28(U)	2, 3(D), 15 $\rightarrow$ 18(lp)
	19	21, 22(C), 26*(L) 34, 35, 37 $\rightarrow$ 39(lp)	3(U), 9*(R20) 10*, 11*(L), 15 $\rightarrow$ 18(lp)
	20	0(lp), 36(lp)	8*(R19)
	21	0, 1(lp), 36(lp)	
	22	1, 2, 3(D), 4*(R23)	
	23	2, 3(D), 4*(R22), 12*(R)	4*(R)
interior	6	46(R)	22(R)

Tabla 4.2: D=celda muerta, R=corto circuito, C=cross-talk capacitivo, L=cross-talk inductivo, U= forma o amplitud inesperado, lp= pico de tiempo bajo

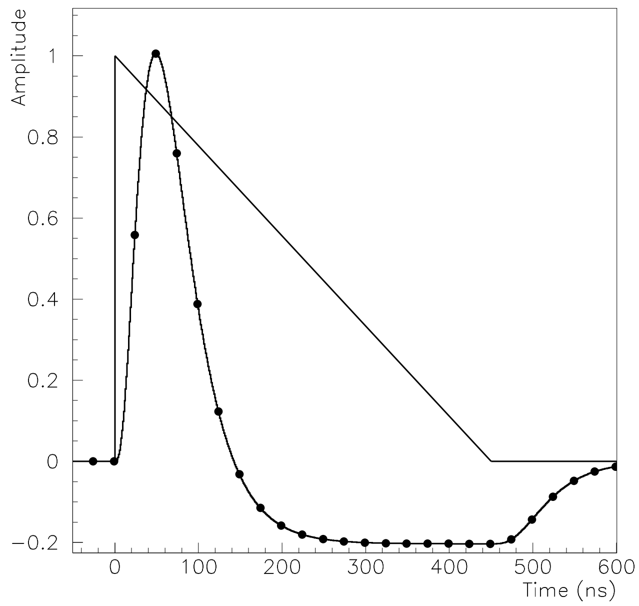

Figura 4.3: La señal de entrada, triangular, y la de salida después de haber pasado por el *shaper*.

Forma del pulso

Hemos visto que, para un *run* de física [1], la señal de entrada tiene una forma triangular. Para los *runs* de calibración [2], enviamos una señal del tipo e^{-t} de forma muy parecida al anterior.
Lo que tenemos que analizar no es la forma triangular sino la forma que obtenemos despues de pasar por el "*shaper*" (ver figura 4.3).
Sólo nos interesa la primera parte de esta curva: La forma de "campana" no simétrica.
Tenemos un reloj que permite medir cada 25 ns la amplitud. Así obtenemos cinco puntos de la forma de "campana". Para los *runs* de calibración este reloj está asociado al comienzo de la señal de forma triangular de manera que el tercer punto esté aproximadamente sobre el máximo.
Con esos cinco puntos para cada celda se debe encontrar el máximo. Existen dos posibilidades para reconstruir este máximo:

- El método de la parábola (será éste el que vamos a usar a continuación para casi todo el análisis). Consiste en coger el segundo, el tercero y el cuarto punto del

[1] LLamamos así los datos del haz de prueba de electrones
[2] pulso de prueba

muestreo de cinco y ajustar una parábola pasando por esos tres puntos y despues calcular el máximo de esta parábola (en efecto podemos estimar que la parte alta de la curva es una parábola). Este método que podría así a primera vista parecer grosero es estupendamente eficiente en cuanto comparamos el tiempo que necesita un programa para calibrar con este método y la calidad de los resultados.

- El método del "optimal filtering" (veremos dos ejemplos en este analisis) en el que a partir de unos pesos obtenidos del análisis de una curva que reproduce de manera satisfactoria la señal de salida, se calcula la amplitud maxima como sigue:

$$A_{max} = \sum_{i=1}^{i=5} a_i S_i$$

donde a_i son los pesos y S_i la amplitud de los cinco puntos muestreos.

Calibración

La calibración es un proceso necesario en cualquier experimento. Queremos que cada vez que una celda arbitraria reciba un valor determinado de energía depositada encontremos en salida exactamente la misma amplitud de señal reconstruida. Debido a que cada celda tiene una cadena de electrónica distinta, se tiene que calcular un peso para cada una de ellas. Este peso se calcula de la siguiente manera: enviamos en cada celda una señal electronica de amplitud conocida que tiene una forma casi triangular (de forma e^{-t}). Repetimos la operación para varias amplitudes. Podemos así representar los máximos encontrados con el método que sea de reconstrucción del pulso en función con las amplitudes de entrada. Ajustamos una línea recta (en realidad es una parábola de coeficiente cuadrático pequeño).
Son esos coeficientes que usaremos siempre para los *runs* de física. Las unidades de lo que obtenemos todavía no son unidades conocidas, tipo GeV, sino una unidad un tanto arbitraria pero sí homogéneas que dentro de ATLAS solemos llamar DAC.

El tiempo Tdck

Ahora nos vamos a centrar sobre los *runs* de física. No tenemos como para los *runs* de calibración un reloj que está asociado con la señal de partida puesto que no sabemos cuando va a llegar las partículas del haz. Esta vez el reloj se pone en marcha cada 25 ns sin parar. La diferencia entre éste y la llegada de la partícula se llama Tdck.
Es un tiempo importante puesto que para el "Optimal Filtering" los pesos calculados dependen de la posición en tiempo.

4.3 Análisis del scan en energía

En esta sección, vamos a estudiar varios *scans* en energía, los puntos a $\eta = 1.7125$, a $\eta = 2.2125$, a $\eta = 1.9$, a $\eta = 2.65$ y a $\eta = 2.95$. Notemos que la granularidad no es la misma en todos los casos. Los análisis son muy parecidos para todos los puntos, así que nos centraremos en el punto a $\eta = 1.7$ y sólo daremos los resultados de los demás puntos. Lo que nos interesa es reconstruir la energía total de la cascada electromagnética. Ésta es la suma de las energías en varias celdas alrededor de la celda más energetica. Por eso creamos una ventana (que solemos llamar un *cluster*) que no es más que la suma de varias celdas. El tamaño del *cluster* es importante puesto que como la granularidad no es la misma en todas las zonas del calorímetro, no se puede fijar de una vez por todas su tamaño. Una ventana demasiado pequeña deja escapar parte de la energía del electrón y una ventana demasiado grande añade ruido y por lo tanto deteriora la resolución (aunque es preferible que sea demasiado grande que demasiado pequeña). Lo que se suele hacer es un diagrama representando la energía en cada celda en el plano (η,ϕ) (ver fig. 4.4).

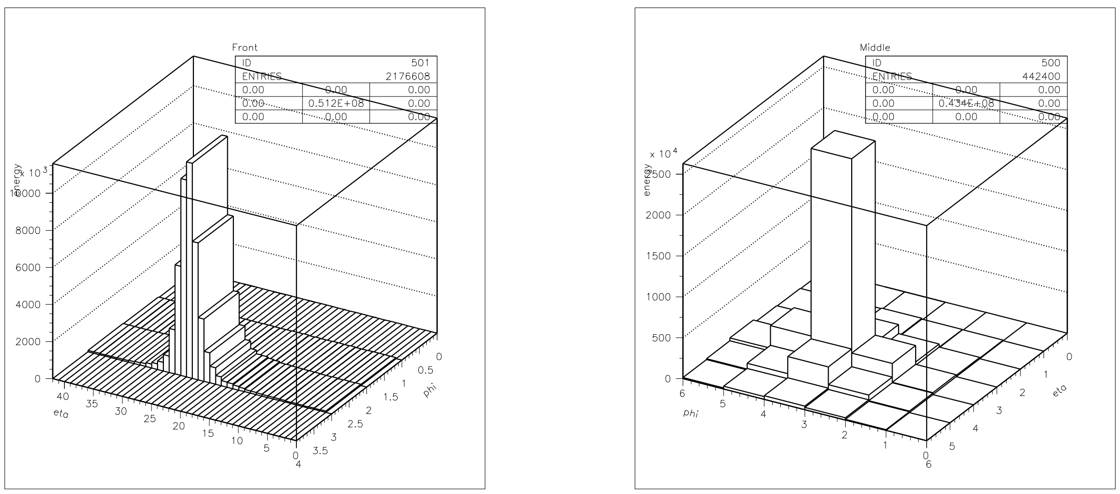

Figura 4.4: Energía promediada en cada celda del a) *front* (izquierda) b) *middle* (derecha).

La fig. 4.4 corresponde a un run a $\eta = 1.7$ y a una energía de 100 GeV. Se ve claramente que para el *middle* un *cluster* de 3×3 es una buena elección. Para el *front*, sólo se necesita una celda en ϕ y se puede elegir 11 celdas alrededor de la celda maxima en η. Hemos averiguado que para distintas energías la forma no cambia, tanto para el *front* como para el *middle* así que no se necesita cambiar el tamaño de la ventana conforme varian las energías.

La reflexión anterior no es adecuada para el *back*. En efecto nos dimos cuenta de que a muy baja energía, el back no es más que ruido mientras que a alta energía tiene una forma picada que muestra que es sensible a la señal (ver fig. 4.5).

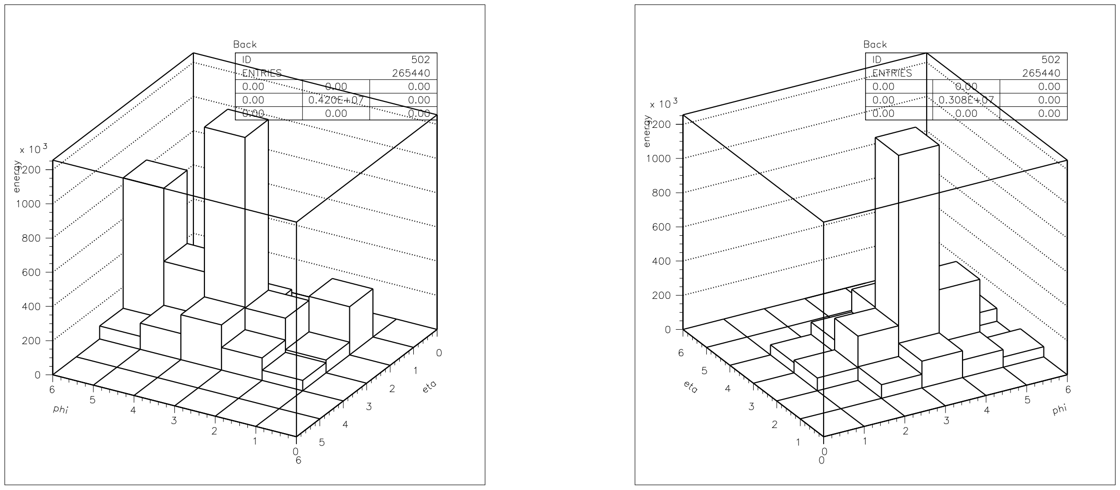

Figura 4.5: Energía promediada en cada celda del *back* a)sin correciones (izquierda) b)quitando las celdas malas (derecha).

La fig. 4.5 corresponde al mismo run a $\eta = 1.7$ y a una energía de 100 GeV. Como ya lo hemos visto en las tablas 4.1 y 4.2, algunas celdas tienen problemas. Como la energía que llega al *back* es "minima" o más bien pequeña, hemos suprimido las celdas muertas a fin de obtener una forma picada clásica.

En conclusión, hemos elegido los siguientes *cluster*s para los distintos η:

η	Front	Middle	Back
1.7125	$1 \times \pm 11$	3×3	5×3
2.2125	$1 \times \pm 11$	3×3	5×3
1.9	$1 \times \pm 11$	3×3	5×3
2.65	-	3×3	3×3
2.95	-	3×3	3×3

Intercalibración

Ya hemos visto en la sección anterior que se tienen que calibrar las celdas. Pues ocurre lo mismo entre las tres zonas -Front, middle, back- del calorímetro. Por razones electrónicas (y también según la manera de calibrar las celdas) no se puede sumar esas tres energías con un mismo peso para conseguir la energía total.
La intercalibración consiste en la búsqueda de los mejores pesos relativos, es decir aquellos que permiten minimizar la resolución.
La energía total se expresa bajo la forma siguiente:

$$E_{tot} = E_{middle} + \alpha \times E_{front} + \beta \times E_{back}.$$

Ponemos de manera relativa el peso del middle a uno. Veremos cuando estudiaremos la linealidad que se necesitara otro peso global para tener una energía en GeV. En un primer paso, elegimos el peso α minimizando la resolución (en este caso no ponemos el Back) con un programa MINUIT. Repetimos la operación para varias energías y obtuvimos el valor medio, $\alpha = 0.172$.
El segundo paso, el de la búsqueda de un peso adecuado para β es más arriesgado por el cambio mismo de naturaleza del back según las energías. Ruido a pequeñas energías, energía depositada de verdad a altas energías y mezcla de las dos cosas en una zona intermedia.
Teníamos dos oportunidades, o bien sumar el back con un peso invariable a partir de una energía límite (por ejemplo a partir de 60 GeV), o bien encontrar una función analítica que yendo de cero a bajas energías tenga un crecimiento muy lento al final (tiene que tener una asintota igual al peso del middle, o sea 1). Es ésta la decisión que tomamos. La función analítica más sencilla que se puede encontrar correspondiendo a lo que buscamos es una función logarímitca de este tipo (la razón principal que nos llevó a elegir una función logarítmica es que vimos en el capítulo de calorimetría que una cascada electromagnética crece logarítmicamente):

$$\beta(E) = a + b \ln(E)$$

con β el peso del back.
El resultado del programa de ajuste para minimizar la resolución es:

$$\beta = 0.2844 \ln\left(\frac{E}{20}\right).$$

En conclusión, se calculó la energía total del siguiente modo:

$$E_{tot} = E_{middle} + \alpha \times E_{front} + \beta \times E_{back}$$

con $\alpha = 0.172$ y $\beta = 0.2844 \ln\left(\frac{E}{20}\right)$.

4.3.1 Análisis a $\eta = 1.7$

A $\eta = 1.7$, tenemos datos para las siguientes energías: 10, 20, 40, 60, 80, 100, 150 y 180 GeV.
Comenzamos por requerir que las partículas del haz sean electrones, de acuerdo con la definición dada en la sección 4.1 y añadimos un corte en tiempo desechado los sucesos cuyo tiempo reconstruido se aleja demasiado del tiempo del reloj ($Tdck$).

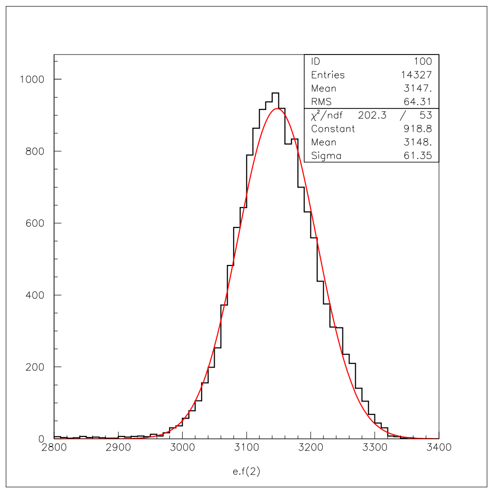

Figura 4.6: Energía total reconstruida de un *run* a $\eta = 1.7$ y de 100 GeV, con todos los cortes pero sin ninguna corrección.

Vemos en la figura 4.6 la energía reconstruida a 100 GeV sin ninguna corrección. Nos podemos dar cuenta que el χ^2 correspondiente a un ajuste a una gausiana es malo. Lo cual muestra que aún se necesita mejorar las cosas con correcciones.
Después de esos cortes, se hacen tres correciones que vamos a estudiar a continuación: la corrección en tiempo, la corrección en baricentro en η y la corrección en baricentro en ϕ.

Corrección en tiempo

La corrección consiste en ver la dependencia de la energía reconstruida con el tiempo, o lo que es lo mismo la dependencia de la energía dividida por la energía media con el tiempo (ver fig. 4.7 parte derecha). Si todo fuese perfecto, lo que deberíamos de ver es una línea recta horizontal (la línea azul), dicho de otro modo no deberíamos de tener esa dependencia. Esta dependencia que vemos en la figura 4.7, parte derecha, muestra que

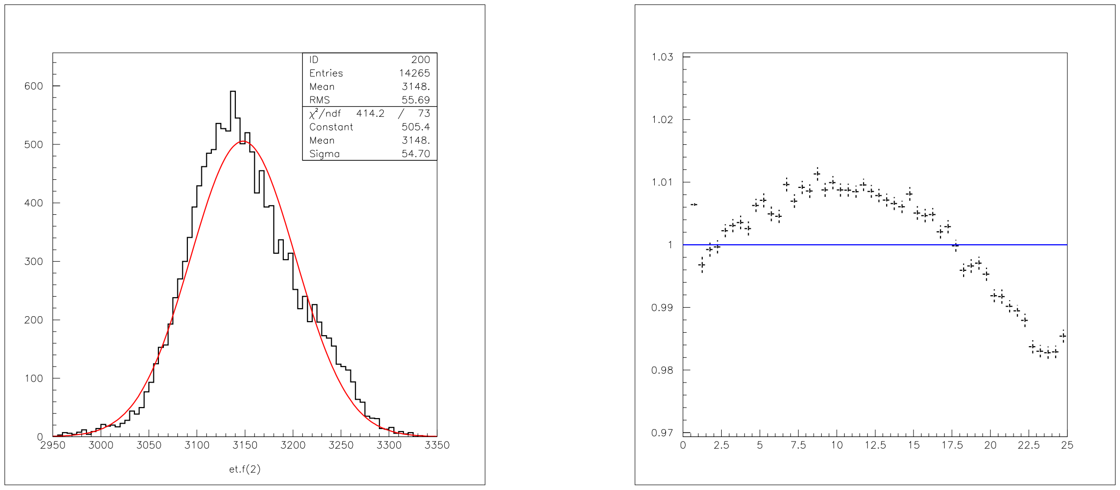

Figura 4.7: A la izquierda: energía total reconstruida con los cortes y la corrección en tiempo. A la derecha: la energía reconstruida en unidades de la energía media ($\frac{E}{\langle E \rangle}$) frente al tiempo.

la calibración con el método de la parábola tiene defectos.
La corrección en tiempo consiste en multiplicar la energía por un factor correctivo que permita que desaparezca esta dependencia (El factor correctivo no es más que un cociente entre la línea azul y la curva de dependencia calculado punto a punto).
El efecto en porcentaje no es nada despreciable. En la figura 4.7 parte izquierda, nos podemos dar cuenta de que si el χ^2 ha empeorado, la resolución ($\frac{\sigma}{E}$) ha mejorado sensiblemente.

Corrección en baricentro en ϕ

La modulación en ϕ es muy fácil de entender. Primero al ver la posición de los *absorbers*-electrodos, uno se puede dar cuenta de que la señal es repetible (ver fig. 4.8 parte izquierda). Además dependiendo del angulo de incidencia del haz, va a atravesar más o menos plomo como lo muestra la figura 4.8, parte derecha.
Para corregir este efecto, definimos un baricentro en ϕ de la manera siguiente:

$$\phi_{bar} = \frac{\sum_i (\phi_i \cdot S_i)}{\sum_i S_i}$$

con S_i energía de la celda i
y ϕ_i el número de la celda (en unidad de celda en el middle).

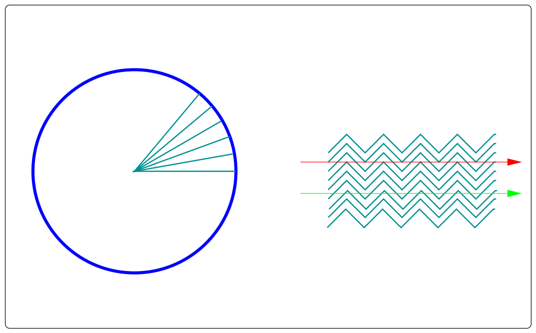

Figura 4.8: A la izquierda: vista esquematizada del tapón visto de frente. A la derecha: vista de lado. Según la dirección del haz, el recorrido atravesará más o menos el plomo.

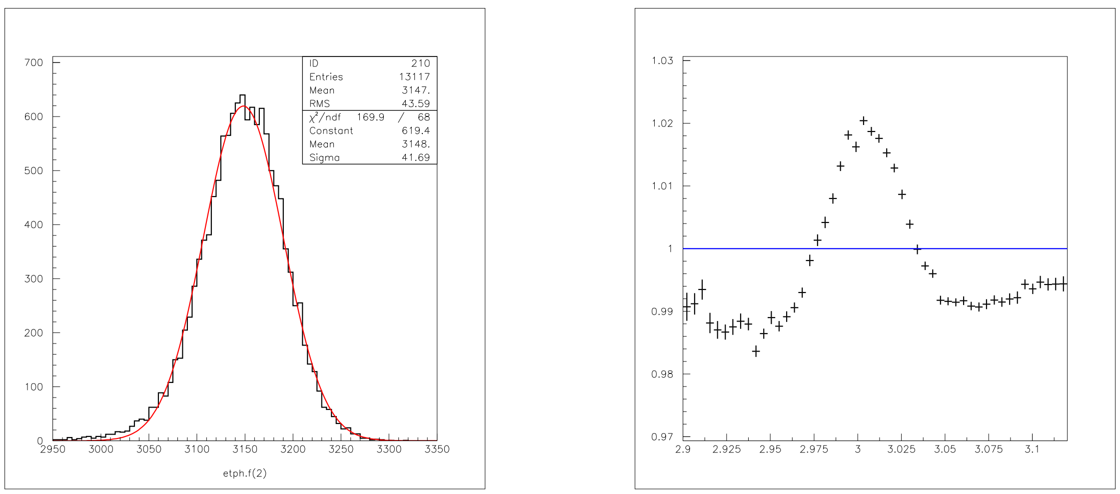

Figura 4.9: A la izquierda: energía total con los cortes y la corrección en tiempo y en el baricentro en ϕ. A la derecha: $\frac{E}{\langle E \rangle}$ frente al baricentro en ϕ.

En la figura 4.9 parte derecha, representamos la energía frente al baricentro. Aplicamos otro factor de corrección de la misma manera que con el tiempo.
La energía corregida (fig. 4.9) mejora notablemente tanto la resolución como el χ^2.

Corrección en baricentro en η

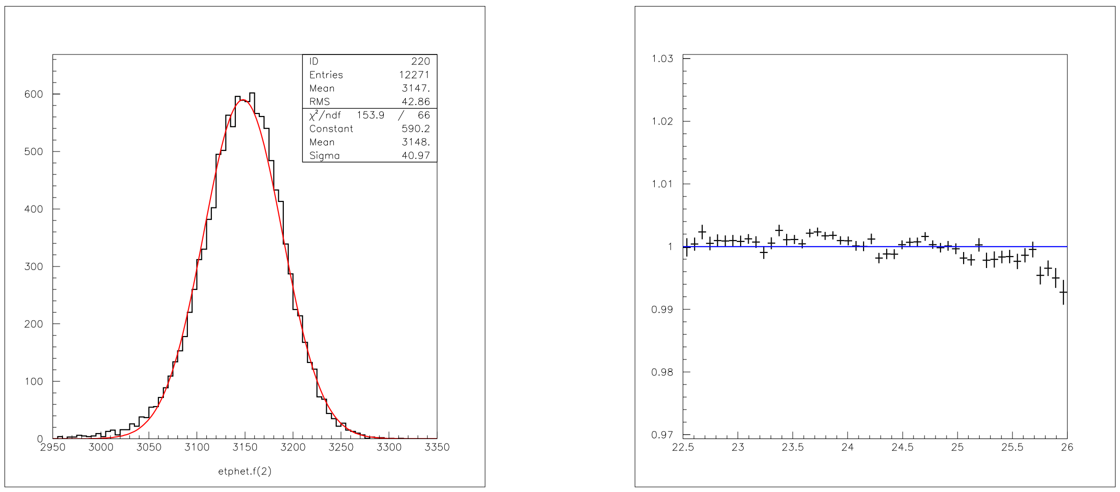

Figura 4.10: A la izquierda: energía total con los cortes y la corrección en tiempo, en el baricentro en ϕ y en el baricentro en η. A la derecha: $\frac{E}{\langle E \rangle}$ frente al baricentro en η.

En teoría no se debería hacer una corrección en η. Lo que pasa es que aún existe una ligera dependencia entre la energía y η como bien se puede averiguar en la figura 4.10, parte derecha (Tenemos sobre todo un efecto de borde -*leakage* lateral-).
Del mismo modo que con ϕ, defenimos un baricentro:

$$\eta_{bar} = \frac{\sum_i (\eta_i \cdot S_i)}{\sum_i S_i}$$

con S_i energía de la celda i
y η_i el número de la celda (en unidad de celda en el front excepto en los casos donde el front no existe como es el caso para las η de la rueda pequeña). Preferimos usar el front porque su granularidad es más fina.

En la figura 4.10 parte derecha, tenemos la energía frente al baricentro. Vemos aquí que la corrección va a ser ínfima. Aplicamos otro coeficiente correctivo de la misma manera

que con la corrección en tiempo y en ϕ.
En la parte izquierda de la figura 4.10, vemos que, como lo suponíamos, la mejora del χ^2 y de la resolución es escasa.

Resultado final

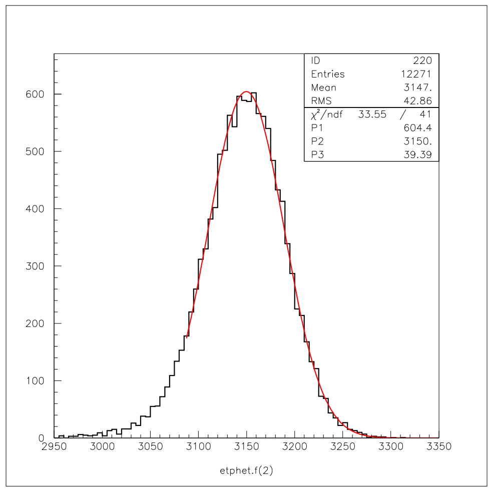

Figura 4.11: Energía con todos los cortes y todas las correcciones. La gausiana va de $\langle E \rangle - 1.5 \cdot \sigma$ hasta $+\infty$

En esta última parte, hemos ajustado una gausiana truncada -de $-1.5\sigma \rightarrow \infty$- para mejorar aún más el χ^2 y la resolución. Esta mejora viene de que quedan todavía sucesos contaminantes tipo piones en la cola a baja energía. El χ^2 es realmente muy bueno y se mejora aún más la resolución.

4.3.2 Estudio de la resolución a $\eta = 1.7$

Como habíamos visto en el capítulo tercero, lo que más nos interesa es la curva de resolución que podemos poner bajo la forma siguiente:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}.$$

Podemos ver en la figura 4.11 que sólo hemos puesto los errores estadísticos (Estudiaremos los errores sistemáticos sólo con esta η a partir de dos otros métodos de calibración).

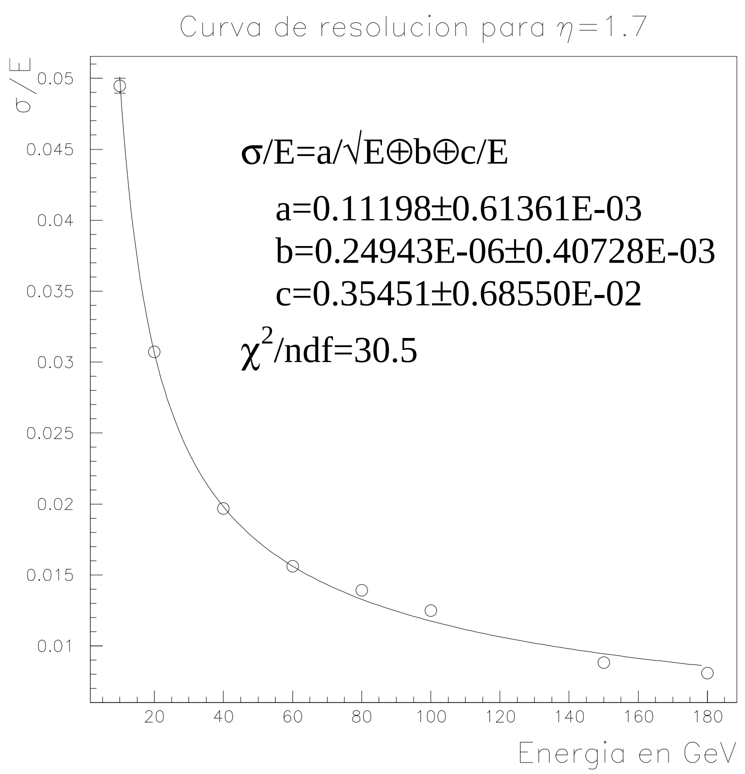

Figura 4.12: Curva característica de la resolución a $\eta = 1.7$ frente a la energía.

El χ^2 no es muy bueno precisamente por la falta de errores sistemáticos. Sin embargo la curva describe muy bien la formula analítica. A continuación vemos los resultados pormenorizados:

E_{GeV}	número de sucesos	$\langle E \rangle$ en unidades de DAC	σ en unidades de DAC	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle}$
10	9004	317.87 ± 0.15	15.728 ± 0.166	4.95%
20	14350	617.58 ± 0.14	18.977 ± 0.152	3.07%
40	16484	1240.2 ± 0.2	24.410 ± 0.185	1.97%
60	11256	1863.7 ± 0.2	29.112 ± 0.262	1.56%
80	14820	2511.5 ± 0.2	34.974 ± 0.290	1.39%
100	12781	3148.1 ± 0.1	39.281 ± 0.341	1.25%
150	8393	4739.3 ± 0.3	41.826 ± 0.470	0.88%
180	10121	5696.7 ± 0.6	45.975 ± 0.489	0.81%

Como bien se puede ver en la figura 4.12, obtenemos unos resultados razonables con el término de muestreo igual al 11.2% y un término de ruido de 355 ± 7 MeV. Incluso el término constante parece demasiado bien puesto que es de $0 \pm 0.04\%$.

4.3.3 Estudio de la linealidad

Otro importante estudio es el de la linealidad. En efecto, hasta ahora, hemos usados unidades de DAC para recoger tanto le energía como la anchura σ.

Por supuesto son unidades arbitrarias que tienen que ver con la calibración y la intercalibración del calorímetro. Sin embargo necesitamos un peso global para le energía total para tenerla en GeV. Calculamos este factor realizando un ajuste lineal:

$$E_{DAC} = a \cdot E_{GeV} + b.$$

En la figura 4.13 parte izquierda, sacamos los factores a y b. En la parte de derecha se calcula:

$$\alpha = \frac{E_{DAC} - E_{ajuste}}{E_{ajuste}}$$

con $E_{ajuste} = a \cdot E_{GeV} + b$
y se representa este α frente a E_{GeV}.

Vemos que los puntos están contenidos en $\pm 1\%$, lo que es también uno de los requisitos de la colaboración. Sólo tenemos un punto a 10 GeV fuera de esta banda.

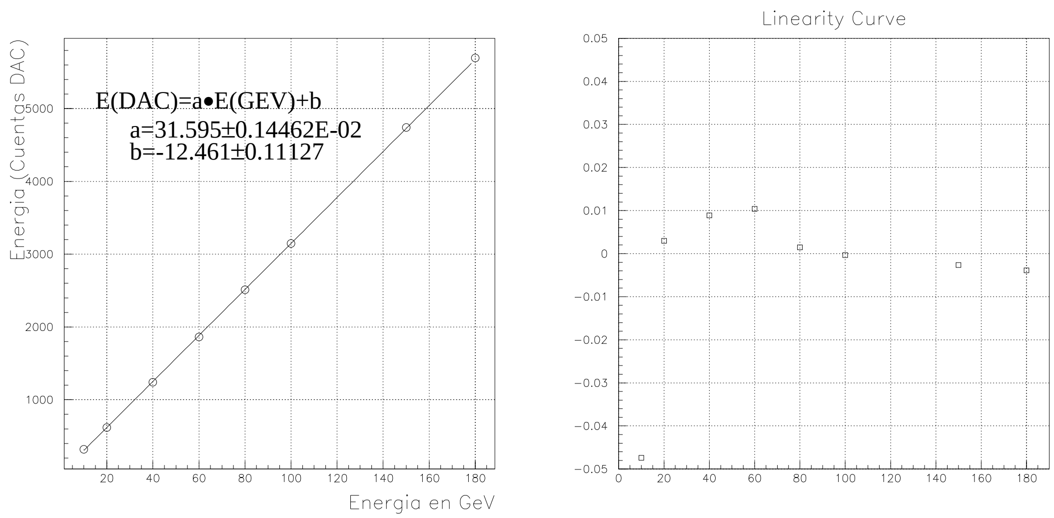

Figura 4.13: *Scan* en energía en $\eta = 1.7$. A la izquierda: Energía en cuentas DAC frente a la energía en GeV. A la derecha: desviación porcentuada de la linealidad.

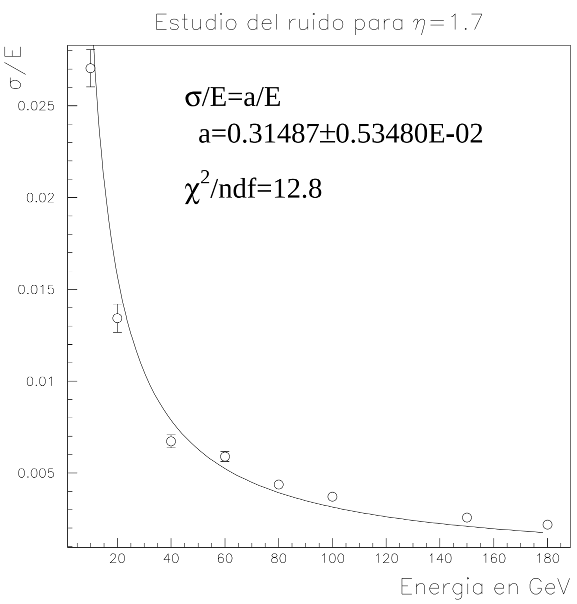

Figura 4.14: Estudio del ruido a $\eta = 1.7$.

4.3.4 Estudio del ruido

Una manera de averiguar que el ruido encontrado a partir de la curva de resolución (fig. 4.12) es correcto, es usando los sucesos *random*. Como ya hemos visto, esos sucesos son mero ruido. Para este análisis, conservamos por otra parte todas las correcciones (tiempo, baricentro en ϕ y en η). El único problema que puede conllevar este análisis es la falta de estadística.
Así obtenemos una nueva curva de resolución que corresponde a

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{E}$$

donde a es el término de ruido. Éste debe de ser igual al término de ruido encontrado en la curva de resolución 4.12.
En la figura 4.14, vemos que obtenemos un término de ruido de 315 ± 1 MeV, lo que es muy parecido al término encontrado anteriormente.

4.3.5 Análisis con dos otros tratamientos del pulso

Hasta ahora usamos el análisis hecha con el metódo del parábola del *package* EMTB [12]. Un método alternativo hace uso de técnicas de *optimal filtering*. Vamos a emplear dos métodos que denotaremos por OF8 y OF12.

El OF8 describe la forma del pulso a partir de la cadena de electrónica. Como la cadena de electrónica es muy complicada, la generación de la forma del pulso es problemática. Problemática en primer lugar porque el número de parámentros libres es elevado, sin olvidar que además de los constituyentes primeros (R,L,C's) de la circuiteria hay incluso que incluir el cableado, concebido como una serie de resistencias. Eso obliga a entender perfectamente la electrónica hasta en sus últimos pormenores. El OF8 reproduce muy bien los pulsos (mucho mejor que el método de la parábola) pero sigue teniendo problemas que no vamos a discutir aqui y ahora.
El OF12 es mucho más sencillo puesto que se basa en una función empírica que reproduce el pulso. Por supuesto es una función mucho más refinada que el metódo de la parábola.

Vemos en las dos curvas de resolución de la figura 4.15 obtenidas cada una por uno de los dos métodos anteriores que las diferencias con el método de la parábola son mínimas. La diferencia más importante es que ha bajado el término de muestreo. Sin embargo hay que averiguar que el ruido que tenemos es consistente para sacar conclusiones.

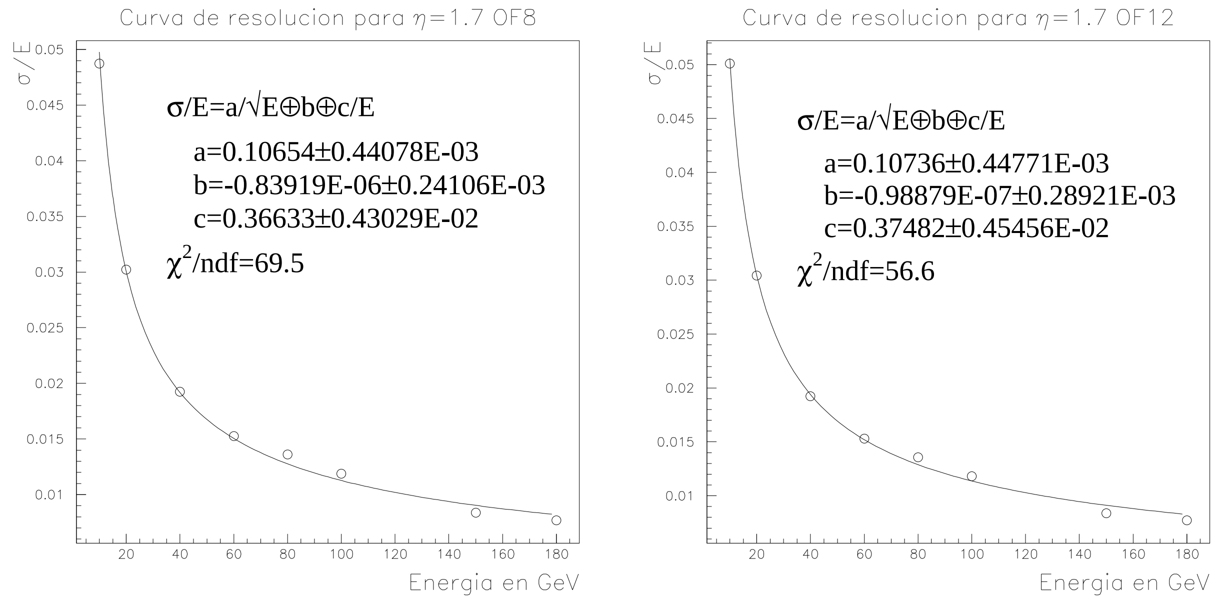

Figura 4.15: OF8: Curva característica de la resolución frente a la energía para $\eta = 1.7$. A la izquierda se usó el OF8 para calibrar. A la derecha se usó el OF12.

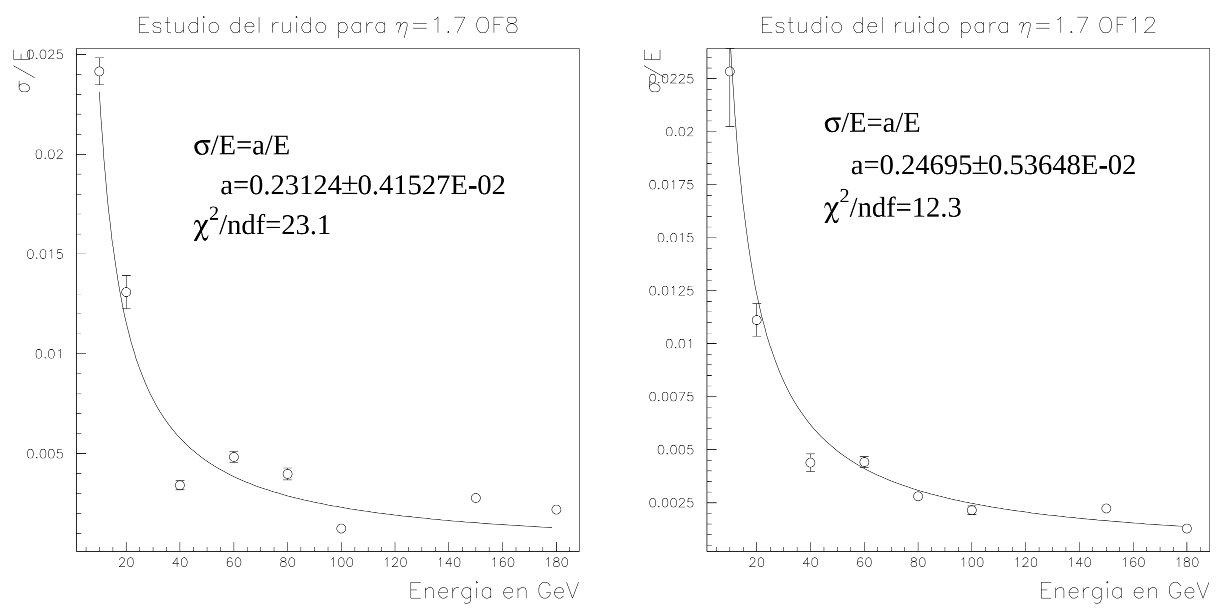

Figura 4.16: Estudio del ruido a $\eta = 1.7$ usando OF8, izquierda, y OF12, derecha, para calibrar.

Ruido

Nos podemos dar cuenta en las curvas de la fígura 4.16 que el ruido había sido sobreestimado en la figura 4.15.
Vamos a fijar el término de ruido en los ajustes a la curva resolución para poder saber cual es el verdadero término de muestreo.

Resolución con el término de ruido forzado

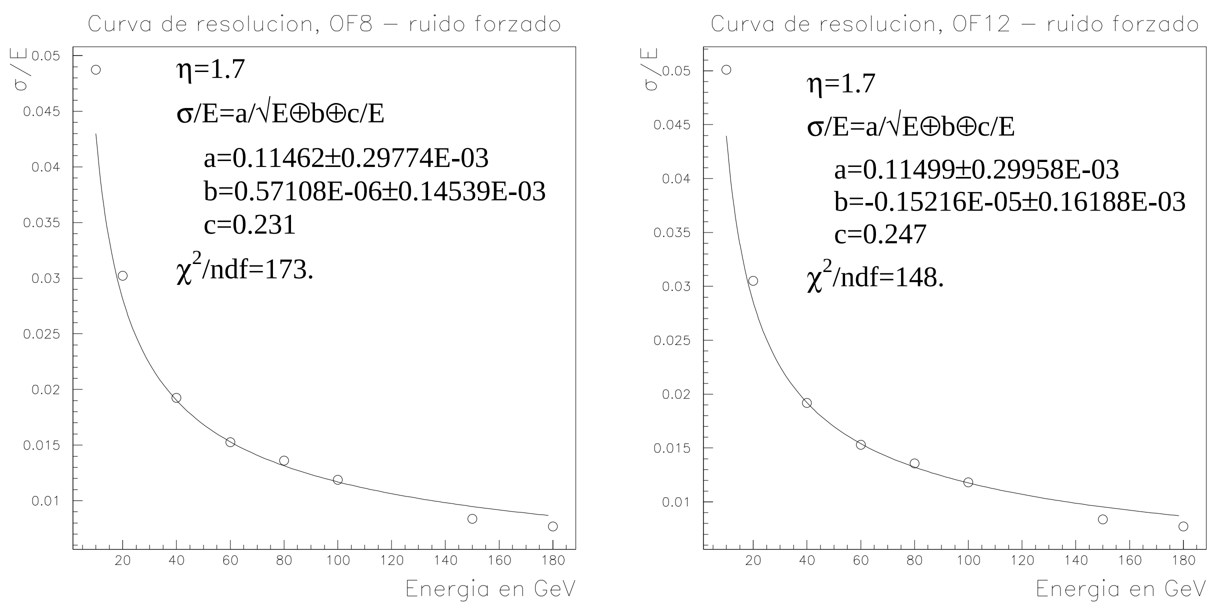

Figura 4.17: Curva de resolución a $\eta = 1.7$ con el término de ruido fijo. A la izquierda se usó el OF8 para calibrar. A la derecha se usó el OF12.

En las curvas de la figura 4.17 presentamos los resultados de los ajustes a la curva de resolución a $\eta = 1.7$ habiendo fijado el término asociado al ruido al valor obtenido en el análisis que acabamos de describir basado en sucesos *random*. Los resultados son muy similares a aquellos obtenidos con el método de la parábola. Lo cual significa que el método de la parábola, pese a sus defectos es un método muy eficiente. No vamos a usar más a continuación el OF8 y el OF12 excepto para el cálculo de los errores sistemáticos para $\eta = 1.7$.

Resolución con errores sistemáticos

Una manera de estimar los errores sistemáticos que afectan a la determinación del término de muestro es hacerlo a partir de dos métodos totalmente distintos. Vamos a hacer uso de los tres métodos que ya hemos visto.
El error sistemático sobre la resolución es la diferencia entre las resoluciones de dos métodos distintos.
Los errores sistemáticos se suman cuadraticamente con los errores estadísticos.
La fígura 4.18 muestra:

- Primero, la curva de resolución obtenida con el método de la parábola con los errores sistemáticos obtenidos a partir del OF8.
- Segundo, la curva de resolución obtenida con el método de la parábola con los errores sistemáticos obtenidos a partir del OF12.

Vemos que el χ^2 correspondiente al ajuste de la curva de resolución es aceptable mientras que los tres términos, en particular el término de ruido como el término de muestreo, siguen iguales. Más aun los errores sobre estos términos son mas realistas.

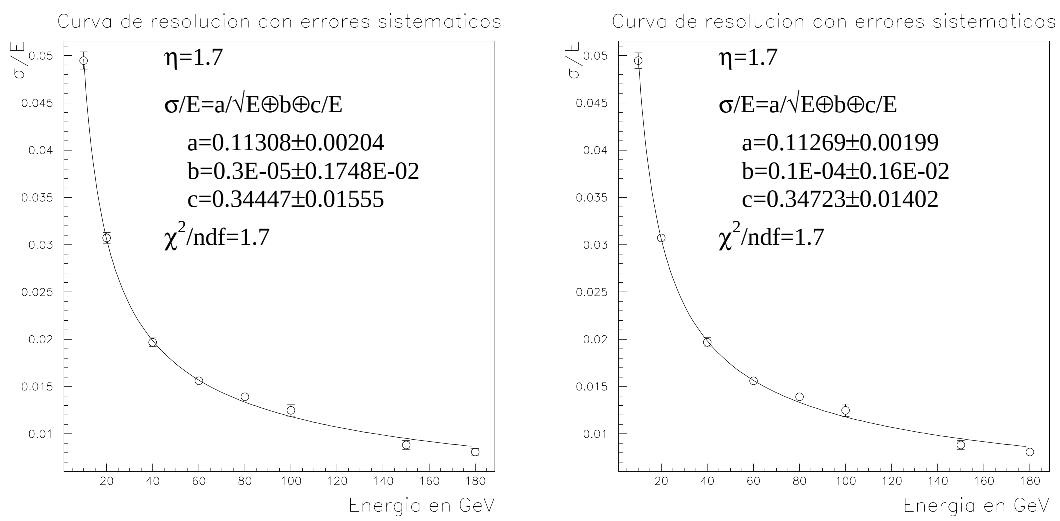

Figura 4.18: Curva de resolución a $\eta = 1.7$. A la izquierda se usó el OF8 para obtener los errores sistemáticos. A la derecha se usó el OF12. Los valores centrales han sido obtenidos con el método de la parábola.

4.3.6 Análisis a $\eta = 1.9$

A $\eta = 1.9$, tenemos datos para las siguientes energías: 10, 20, 40, 60, 80, 100, 120, 150 y 180 GeV.

Curva de resolución

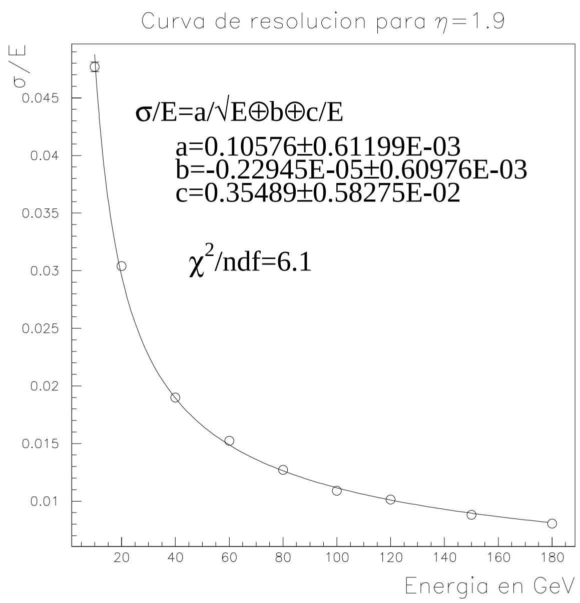

Figura 4.19: Curva de resolución a $\eta = 1.9$.

E_{GeV}	$\langle E \rangle$ en unidades de DAC	σ en unidades de DAC	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle}$
10	314.25 ± 0.11	14.99 ± 0.13	4.77%
20	604.37 ± 0.14	18.37 ± 0.15	3.04%
40	1221.3 ± 0.2	23.19 ± 0.17	1.90%
60	1835.7 ± 0.2	27.97 ± 0.31	1.52%
80	2462.9 ± 0.3	31.33 ± 0.40	1.27%
100	3085.6 ± 0.7	33.60 ± 0.47	1.09%
120	3685.0 ± 0.5	37.38 ± 0.41	1.01%
150	4680.8 ± 0.4	47.24 ± 0.31	1.01%
180	5627.7 ± 0.4	45.22 ± 0.30	0.80%

Vemos en la curva de resolución 4.19 que obtenemos un término de muestreo de $10.6 \pm 0.1\%$, un término constante de $0. \pm 0.1\%$ y un término de ruido de 355 ± 1 GeV. Los valores estén en buen acuerdo con los de $\eta = 1.7$.

Linealidad

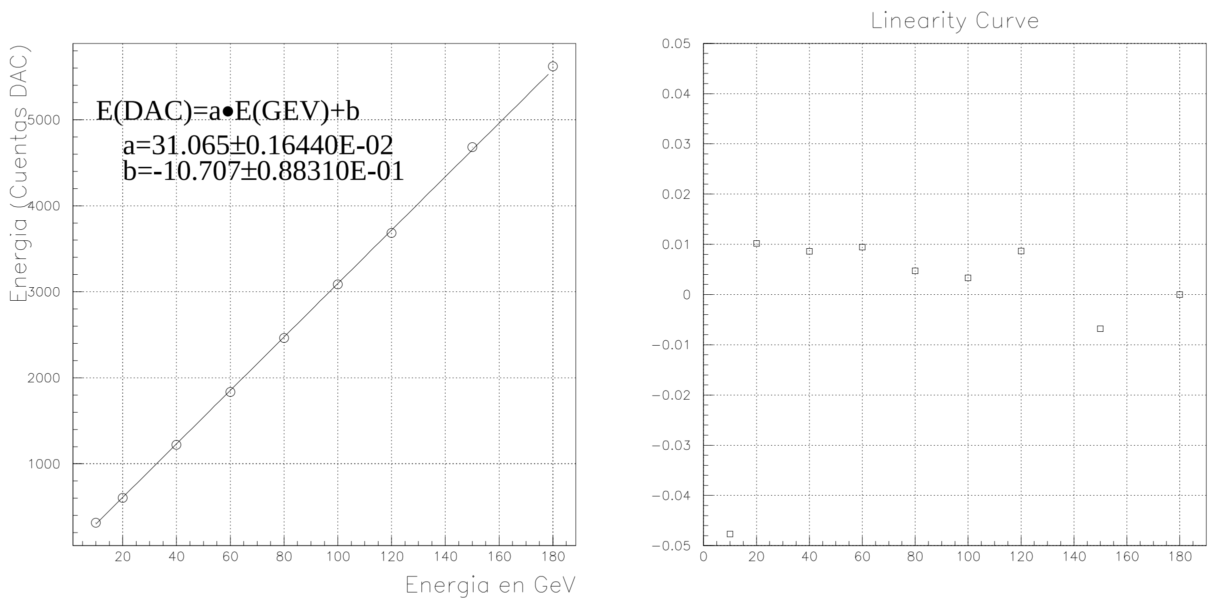

Figura 4.20: *Scan* en energía en $\eta = 1.9$. A la izquierda: Energía en cuentas DAC frente a la energía en GeV. A la derecha: desviación, en porcentaje, del comportamiento lineal.

Vemos en la curva de linealidad 4.22 que tenemos el mismo problema a 10 GeV que para $\eta = 1.7$.

4.3.7 Análisis a $\eta = 2.2$

A $\eta = 2.2$, tenemos datos para las siguientes energías: 10, 20, 40, 60, 80, 100, 120, 150 y 180 GeV. El método seguido es análogo a aquel seguido en las sección anterior para $\eta = 1.7$.

Curva de resolución

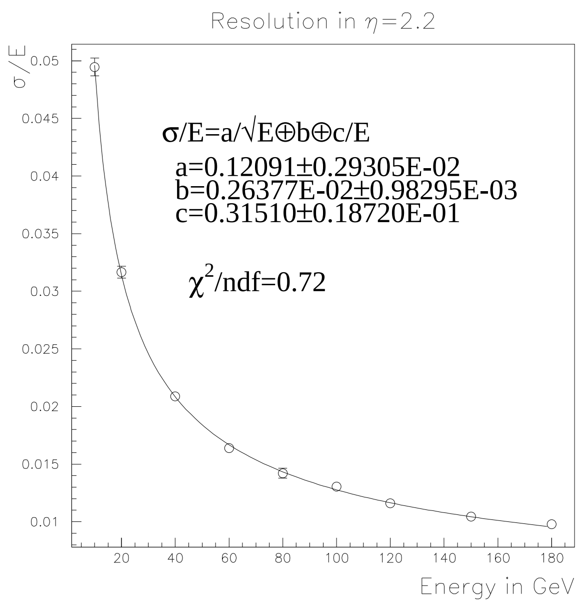

Figura 4.21: Curva característica de resolución frente a la energía para $\eta = 2.2$.

E_{GeV}	$\langle E \rangle$ en unidades de DAC	σ en unidades de DAC	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle}$
10	316.72 ± 0.24	15.666 ± 0.242	4.94%
20	608.52 ± 0.30	19.264 ± 0.320	3.28%
40	1204.7 ± 0.3	25.146 ± 0.302	2.09%
60	1801.7 ± 0.5	29.535 ± 0.539	1.64%
80	2409.6 ± 1.0	34.242 ± 1.036	1.42%
100	3015.4 ± 0.8	39.568 ± 0.606	1.31%
120	3540.1 ± 0.4	41.045 ± 0.342	1.16%
150	4540.7 ± 0.2	47.419 ± 0.404	1.00%
180	5451.8 ± 0.7	53.297 ± 0.580	0.98%

Vemos en la curva de resolución 4.21 que obtenemos un término de muestreo del $12.09 \pm 0.29\%$, un término constante de $0.2 \pm 0.1\%$ y un término de ruido de 315 ± 19 MeV.
En resumen los valores obtenidos están en buen acuerdo con los de $\eta = 1.7$ y de $\eta = 1.9$.

Linealidad

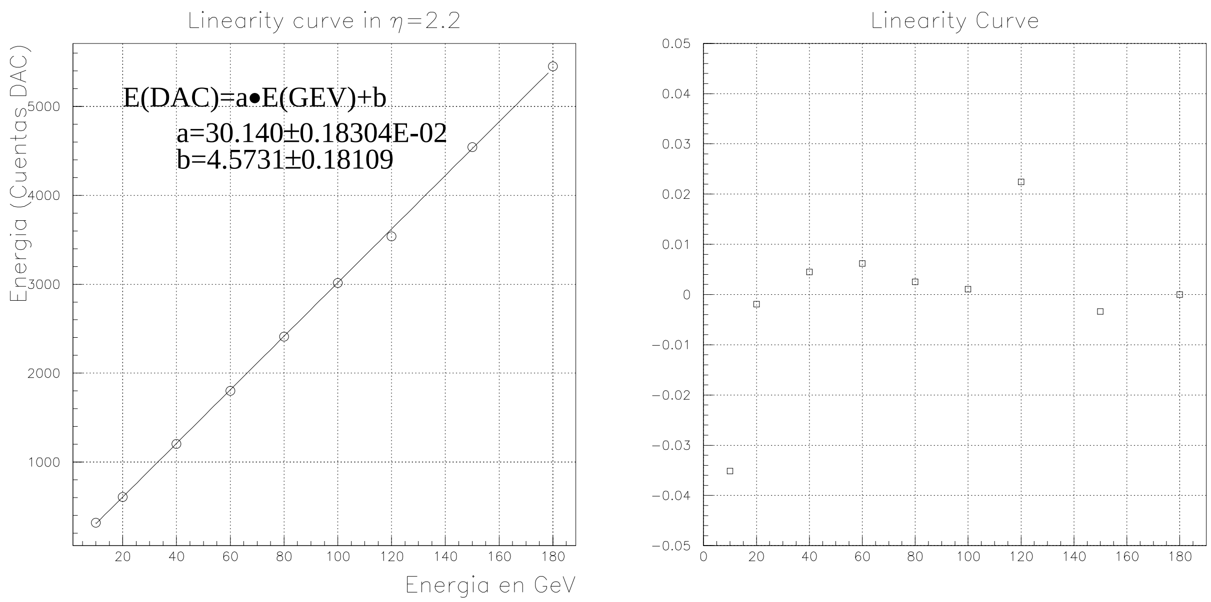

Figura 4.22: *Scan* en energía en $\eta = 2.2$. A la izquierda: Energía en cuentas DAC frente a la energía en GeV. A la derecha: desviación, en porcentaje, del comportamiento lineal.

Vemos que la curva de linealidad tiene el mismo problema a 10 GeV que para $\eta = 1.7$ y para $\eta = 1.9$, lo que podría provenir de la calidad del haz a esta energía. Tenemos otro pequeño problema a 120 GeV, punto que no teníamos a $\eta = 1.7$.

Ruido

A $\eta = 2.2$, el ruido encontrado es de 316.7 ± 49.3 MeV, en buen acuerdo con lo que encontrábamos a partir de ajustes a la curva de resolución.

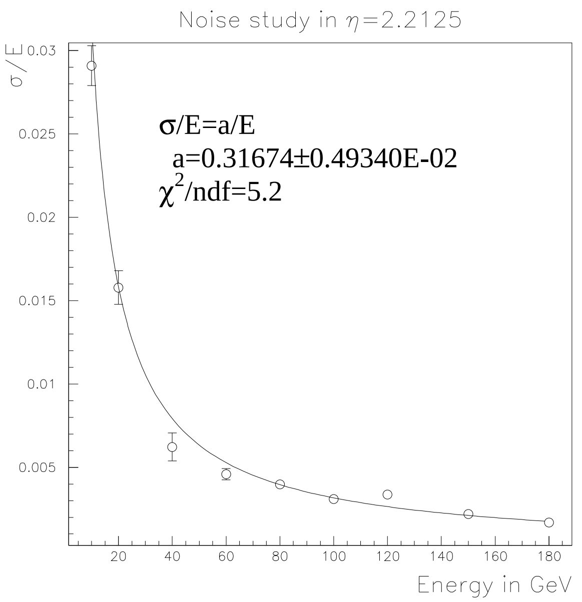

Figura 4.23: Estudio del ruido para $\eta = 2.2$

4.3.8 Análisis en la rueda interna a $\eta = 2.65$ y a $\eta = 2.95$.

A $\eta = 2.65$ y a $\eta = 2.95$, no tenemos más que cinco puntos en energía, a 20 GeV, a 40 GeV, a 60 GeV, a 80 GeV, a 100 GeV y a 120 GeV.

Curvas de resolución

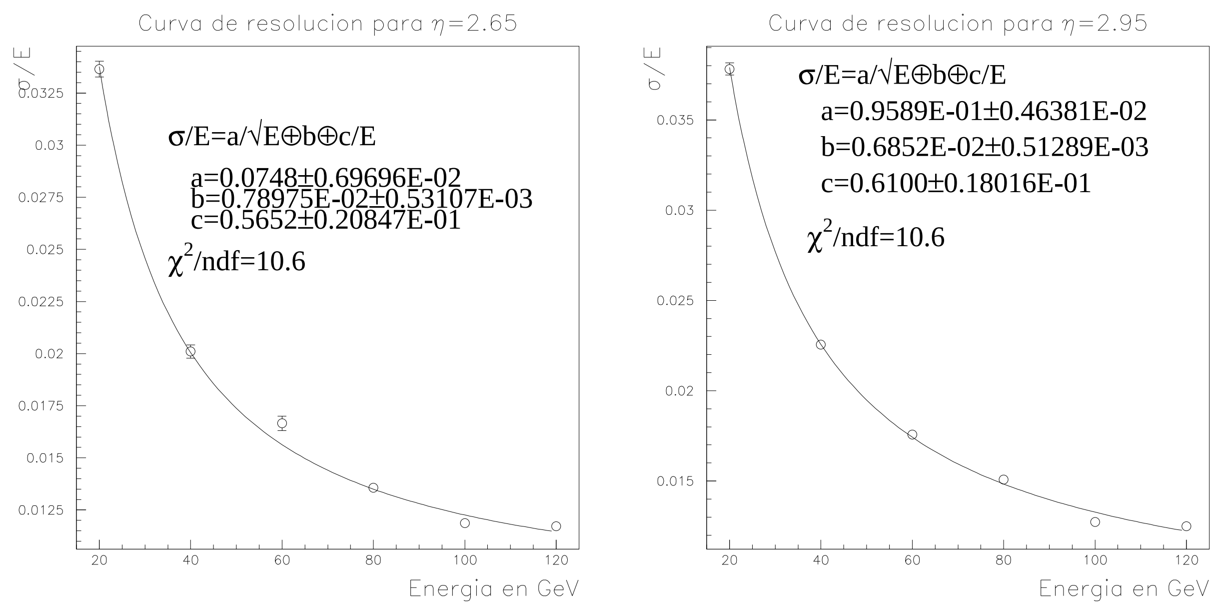

Figura 4.24: A la izquierda: Curva de resolución a $\eta = 2.65$. A la derecha: Curva de resolución a $\eta = 2.95$.

Vemos en la figura 4.24 las dos curvas de resolución para $\eta = 2.65$ y para $\eta = 2.95$. Con relación a los resultados en la rueda externa, notamos un mismo fenómeno, a saber la bajada del término de muestreo acompañado de una subida del término de ruido. Sin embargo tenemos que estudiar el ruido con un método independiente antes de extraer conclusión alguna, ya que ha disminuido el rango en la energia del haz y existe una correlación fuerte entre los parámetros a, b, c que intervienen en los ajustes a la curva de resolución.

E_{GeV}	$\langle E \rangle$ en unidades de DAC	σ en unidades de DAC	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle}$
20	552.11 ± 0.27	18.58 ± 0.21	3.42%
40	1101.3 ± 0.3	22.14 ± 0.35	2.01%
60	1600.2 ± 0.4	26.65 ± 0.56	1.67%
80	2229.4 ± 0.1	30.24 ± 0.25	1.36%
100	2779.2 ± 0.3	33.0 ± 0.27	1.19%
120	3276.3 ± 0.2	38.38 ± 0.32	1.17%

Tabla 4.3: $\eta = 2.65$

E_{GeV}	$\langle E \rangle$ en unidades de DAC	σ en unidades de DAC	$\frac{\sigma}{\langle E \rangle}$
20	538.60 ± 0.17	20.37 ± 0.18	3.78%
40	1090.6 ± 0.19	24.60 ± 0.20	2.26%
60	1647.0 ± 0.26	28.93 ± 0.27	1.76%
80	2219.2 ± 0.20	33.47 ± 0.20	1.51%
100	2780.0 ± 0.33	35.37 ± 0.23	1.27%
120	3259.1 ± 0.24	40.70 ± 0.25	1.25%

Tabla 4.4: $\eta = 2.95$

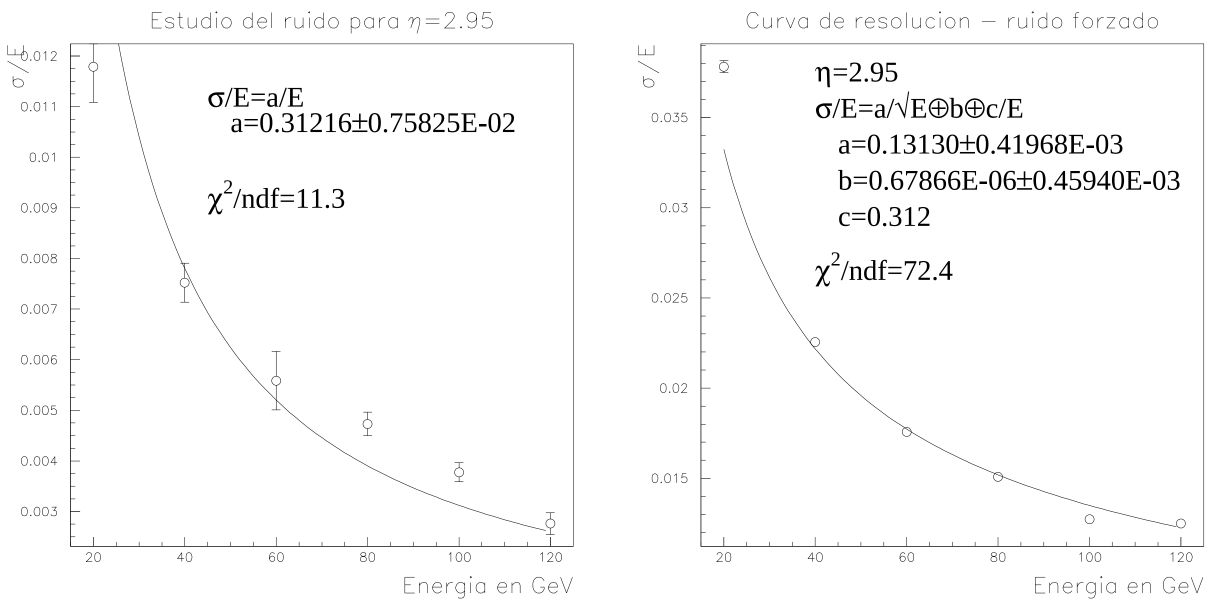

Figura 4.25: A la izquierda: Estudio del ruido a $\eta = 2.95$. A la derecha: Curva de resolución a $\eta = 2.95$ con el término de ruido fijado.

Estudio del ruido en $\eta = 2.95$.

Vemos en la figura 4.25 parte izquierda que el ruido encontrado no es tan grande como nos lo podíamos temer al ver la curva de resolución anterior sino que parece mucho al ruido que teníamos en la rueda grande.
Cuando fijamos el ruido al valor obtenido de este análisis basado en sucesos *random*, el término de muestreo es de 13.1% y el término constante es casi nulo.
En conclusión, no hay grandes diferencias entre los resultados obtenidos para la resolucion en la rueda pequeña y en la grande en cuanto a los términos de ruido y constante. Sin embargo el término de muestreo se deteriora de un 11% a un 13%. Esto es de esperar dado que el espesor de los *absorbers* en la rueda interna es de 2.2 mm y en la rueda externa es de 1.7 mm.

4.4 Análisis del alto voltaje en el tapón

4.4.1 Ley del alto voltaje escalonado [10] [13] [14]

Vimos en el capítulo anterior como se formaba la señal en el calorímetro. Vimos en particular que la señal generada tenía una forma triangular de la forma siguiente:

$$i(t) = \frac{Q}{t_{drift}} \left(1 - \frac{t}{t_{drift}}\right).$$

Lo que nos interesa realmente es:

$$I_0 = \frac{Q}{t_{drift}}$$

con:

$$t_{drift} = \frac{gap}{v_{drift}}$$

donde v_{drift} es la velocidad de deriva de los electrones en el argón líquido.
Ahora bien

$$v_{drift} = k \times \left(\frac{U}{gap}\right)^b$$

con $b \simeq 0.3$

y U el alto voltaje en kV, el gap es el gap de argón líquido en cm y k una constante.

Para una energía depositada dada E_0, la expresión de la carga depositada Q es la siguiente:

$$Q = \frac{E_0}{W_i} \times \eta_s$$

con W_i la energía de ionización (para el argón líquido $W_i = 23.6$ eV) y η_s la fracción de muestreo.

En fin obtenemos la siguiente fórmula:

$$\frac{I_0}{E_0} = \frac{k \cdot \eta_s}{W_i} \times \frac{U^b}{gap^{(1+b)}}.$$

Como bien se puede ver para tener una respuesta uniforme, o sea que cada vez que enviemos una partícula de energía E_0 obtengamos una señal $I_0 \propto E_0$, necesitamos que $\frac{k \cdot \eta_s}{W_i} \times \frac{U^b}{gap^{(1+b)}}$ sea constante.

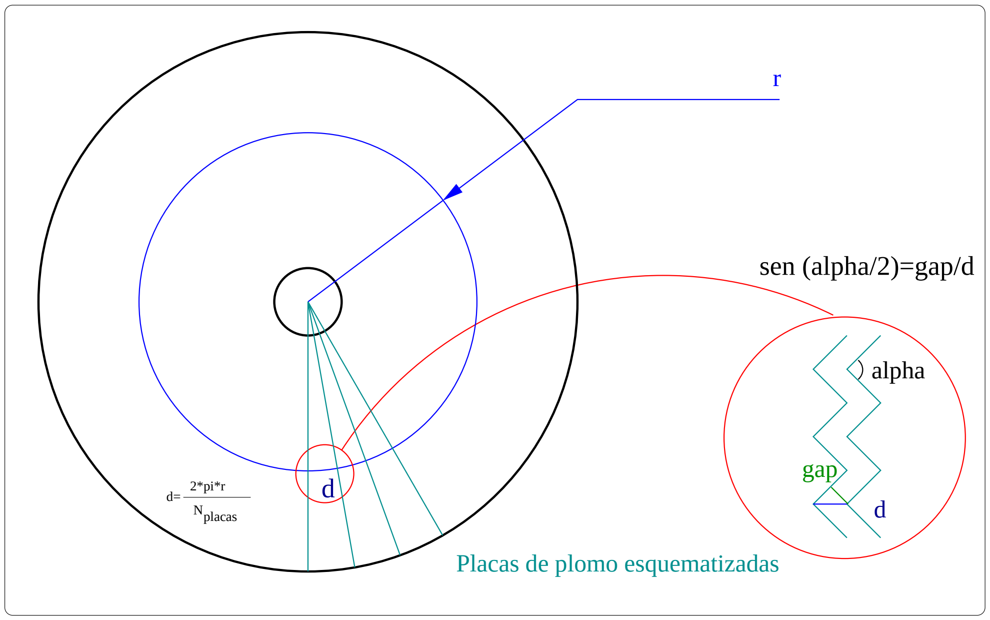

Figura 4.26: Vista esquemática de la variación del *gap* de argón

El *gap* de argón líquido

El gap de argón líquido obedece a la siguiente ley que podemos entender de manera muy sencilla con el dibujo 4.26:

$$gap = \frac{2\pi r}{N_{abs}} \sin \frac{\alpha}{2} - e_{pas}.$$

donde N_{abs} es el número de *absorbers*, α el ángulo de apertura del acordeón y e_{pas} el espesor del material pasivo.

Hay que añadir una complicación más debida a que el ángulo α disminuye según aumenta el radio (ver figura 4.27).

Como bien se puede ver en la figura 4.28, el gap depende de la posición r y por tanto de η (eso no es cierto para el barril puesto que en el barril r no está correlacionado con η sino con la profundidad).
A partir de esos datos, las únicas maneras que quedaban de conseguir una respuesta uniforme eran o bien tener un espesor de plomo variable con r, o bien jugar con el alto voltaje de manera que la forma de gap se vinculara con la forma en alto voltaje (eso viene del término $\frac{U^b}{gap^{(1+b)}}$).
Se abandonó muy rapídamente la primera idea por razones técnicas.

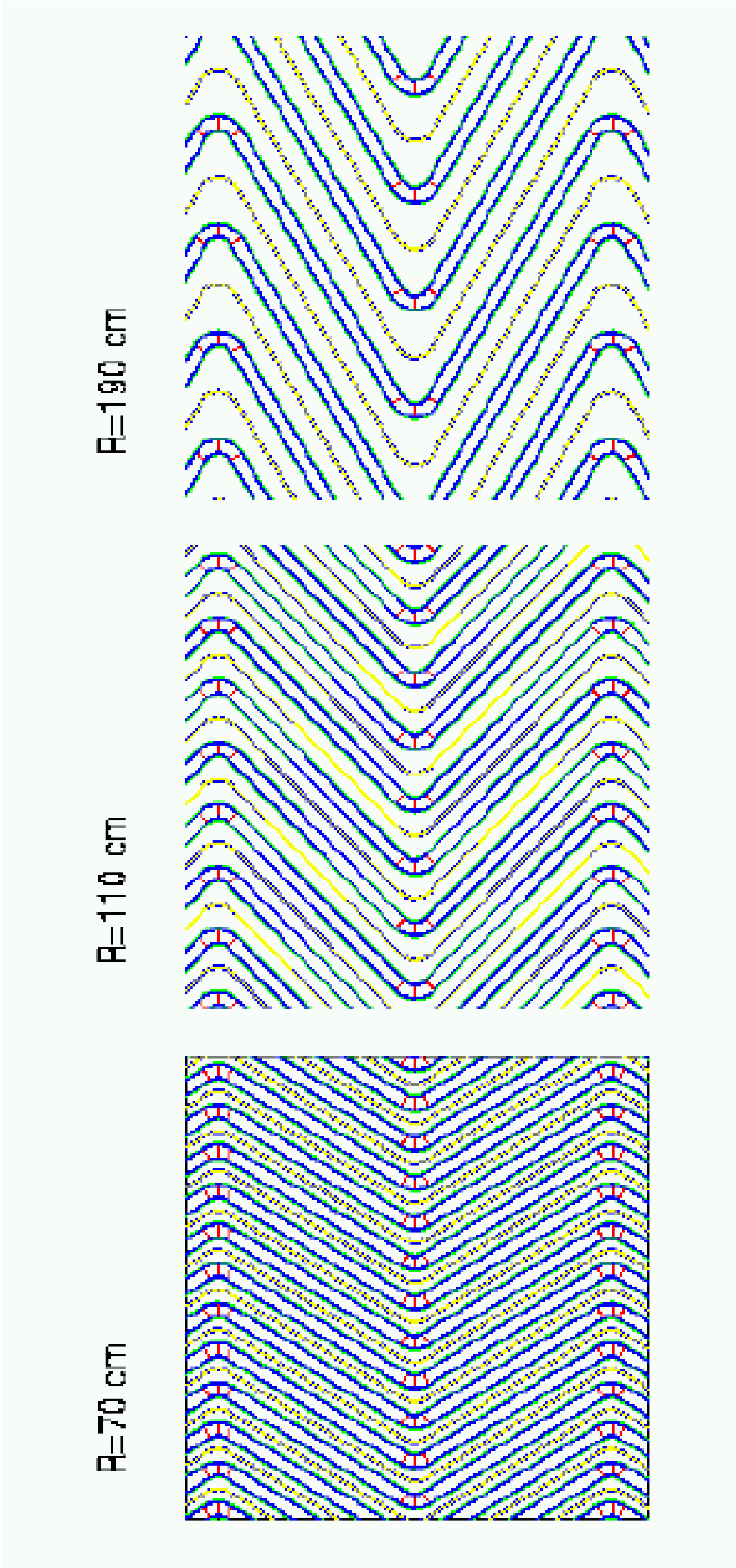

Figura 4.27: Sección longitudinal del tapón a distintos radios

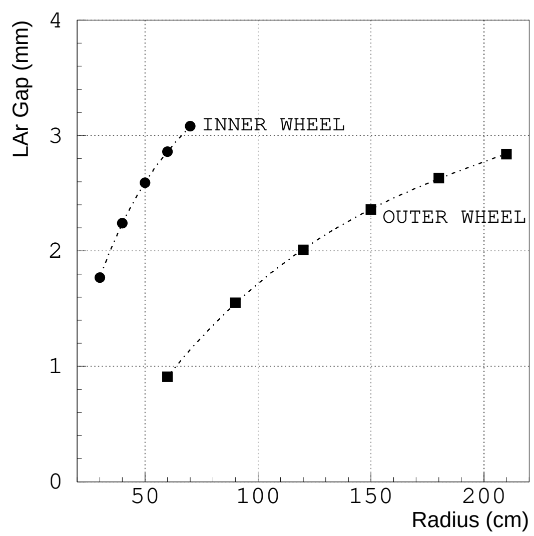

Figura 4.28: gap de argón líquido en función del radio

Distribución elegida para el alto voltaje

Como se puede ver, para que obtengamos una respuesta uniforme, necesitamos que el alto voltaje siga una ley muy parecida a una linea recta según η. Por supuesto se debe de hacer una diferencia entre la rueda grande y la rueda pequeña.

Sin embargo en la configuración real, no se puede tener una variación "continua" del alto voltaje. El número de pasos, es decir zonas con un voltaje dado, está limitado. Se han elegido finalmente siete pasos en la rueda externa y dos pasos en la rueda interna.

4.4.2 Análisis de los scans en alto voltaje

En el curso del *test-beam*, hicimos un *scan* en alto-voltaje,. Eso significa que para varios puntos en η, cambiamos el alto voltaje alrededor del alto voltaje nominal. Usábamos un haz de electrones de 193 GeV. Para cada *run* (periodo de adquisición de datos), grabábamos 10.000 sucesos.
Los puntos analizados a continuación serán los siguientes: $\eta = 1.712$, 1.912, 2.05, 2.212, 2.7 y 2.950.
Todos esos puntos están situados en pleno centro de una zona de alto voltaje. Veremos también a continuación una zona frontera para $\eta = 1.8$ entre dos altos voltajes distintos.
Aquí como en el capítulo anterior, usamos los algoritmos del EMTB estandar para la calibración y la física.
En la tabla 4.4.2 , presentamos el cluster que hemos elegido para hacer el análisis.

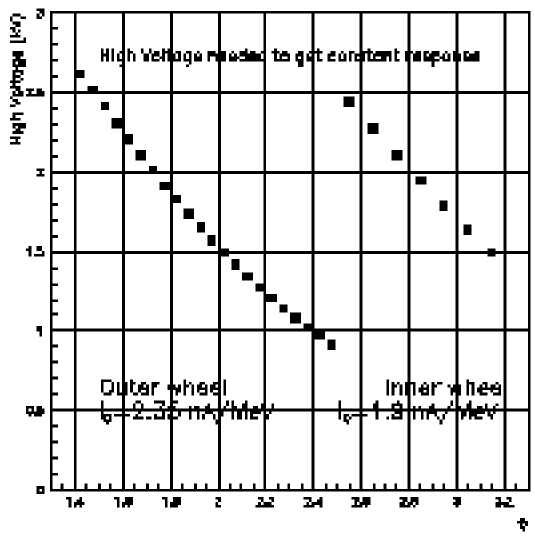

Figura 4.29: Distribución en alto voltaje para tener una respuesta uniforme en el centro del calorímetro

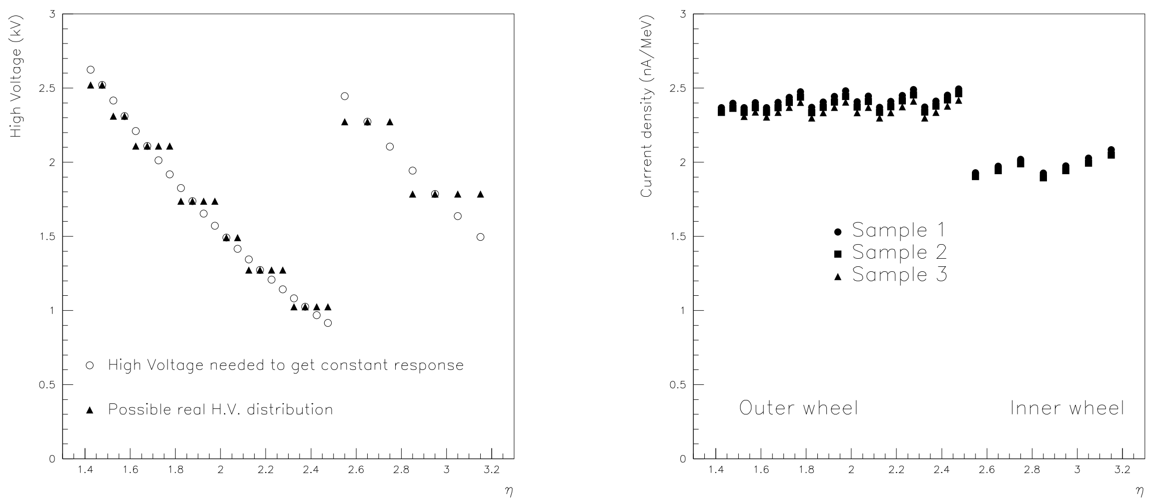

Figura 4.30: Izquierda: alto voltaje variable como función de η. Ley ideal continua (circulos) y voltaje nominal (triángulos). Derecha: señal medida como función de η para las tres zonas (front, middle y back).

η	Front	Middle	Back	Zona de alto voltaje	alto voltaje nominal (kV)
1.712	$\pm 11 \times 2$	3×3	3×3	$\eta = 1.6 - 1.8$	2.10
1.912	$\pm 11 \times 2$	3×3	3×3	$\eta = 1.8 - 2.0$	1.70
2.05	$\pm 11 \times 2$	3×3	3×3	$\eta = 2.0 - 2.1$	1.50
2.212	$\pm 5 \times 2$	3×3	3×3	$\eta = 2.1 - 2.3$	1.20
2.7		3×3	3×3	$\eta = 2.5 - 2.8$	2.250
2.950		3×3	3×3	$\eta = 2.8 - 3.2$	1.750

Los cortes y las correcciones usados son los mismos que con el *scan* en energía, a saber unas correciones en tiempo, en el baricentro en ϕ y en el baricentro en η.

Scan en alto voltaje: $\eta = 1.712$

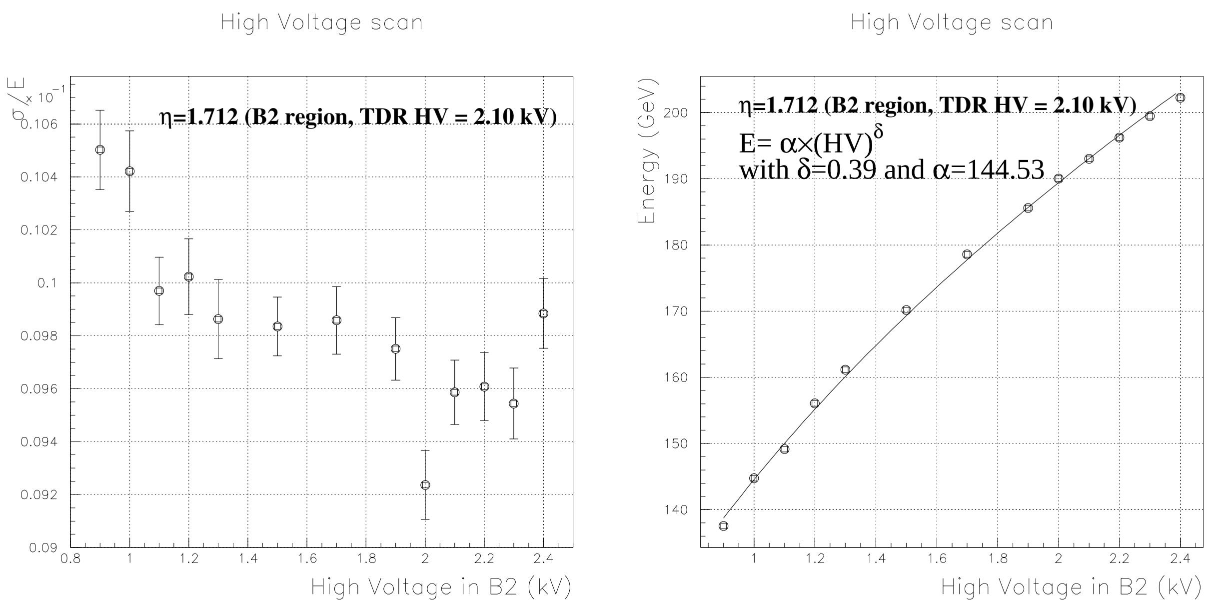

Figura 4.31: *Scan* en alto voltaje en $\eta = 1.712$. A la izquierda: resolución en comparación con el alto voltaje en la zona B2. A la derecha: Energía en cuentas DAC en comparación con el alto voltaje en la zona B2.

Estudiamos el alto voltaje en η por dos razones importantes. Primero queremos ver si hay adecuación entre la teoría y la realidad (o sea ver si la ley de alto voltaje escalonada es adecuada) y si no lo es del todo (lo más probable) ver la modificación que hay que llevar a cabo para que esté bien del todo y averiguar a la vez que ésto no daña la resolución.

Por tanto estudiamos la resolución frente al alto voltaje y la energía reconstruida frente al alto voltaje.
Podemos ver en la figura 4.31 esas dos curvas esenciales.
En la curva de la resolución frente al alto voltaje (curva de la izquierda), vemos que alrededor del alto voltaje nominal (alto voltaje elegido para seguir la ley de alto voltaje escalonado) está un plateau. Dicho de otra manera, cambiar el alto voltaje alrededor del alto voltaje nominal (en nuestro caso 2.1 kV) en unos 0.2 kV apenas afecta la resolución.

En la curva de la energía frente al alto voltaje, podemos reproducir una función analítica del tipo siguiente:

$$E = E_0 \times HV^{\delta}.$$

Habíamos visto en la parte teórica que la δ debería de salir próxima a 0.3. En nuestro caso, encontramos una δ igual a 0.39.

Los demás scans en alto voltaje: $\eta = 1.912$, $\eta = 2.05$, $\eta = 2.212$, $\eta = 2.7$, $\eta = 2.950$

A continuación vamos a ver para distintas η esas dos mismas curvas.

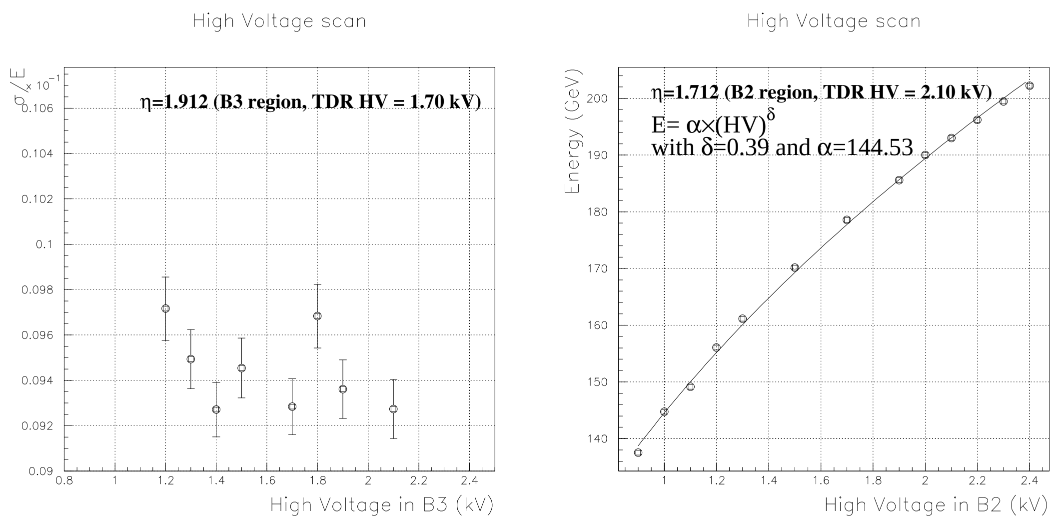

Figura 4.32: *Scan* en alto voltaje en $\eta = 1.912$. A la izquierda: resolución en comparación con el alto voltaje en la zona B3. A la derecha: Energía en cuentas DAC en comparación con el alto voltaje en la zona B3.

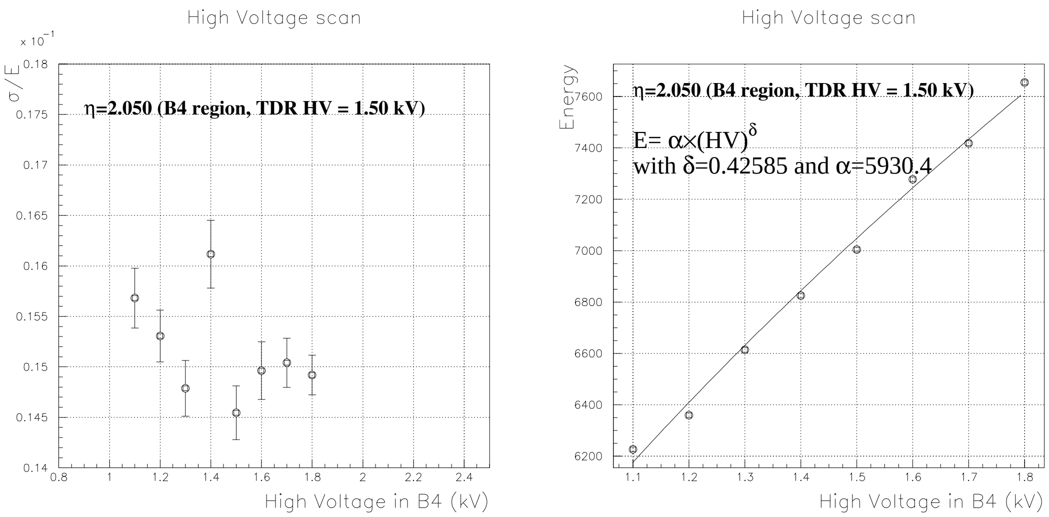

Figura 4.33: *Scan* en alto voltaje en $\eta = 2.05$. A la izquierda: resolución en comparación con el alto voltaje en la zona B4. A la derecha: Energía en cuentas DAC en comparación con el alto voltaje en la zona B4.

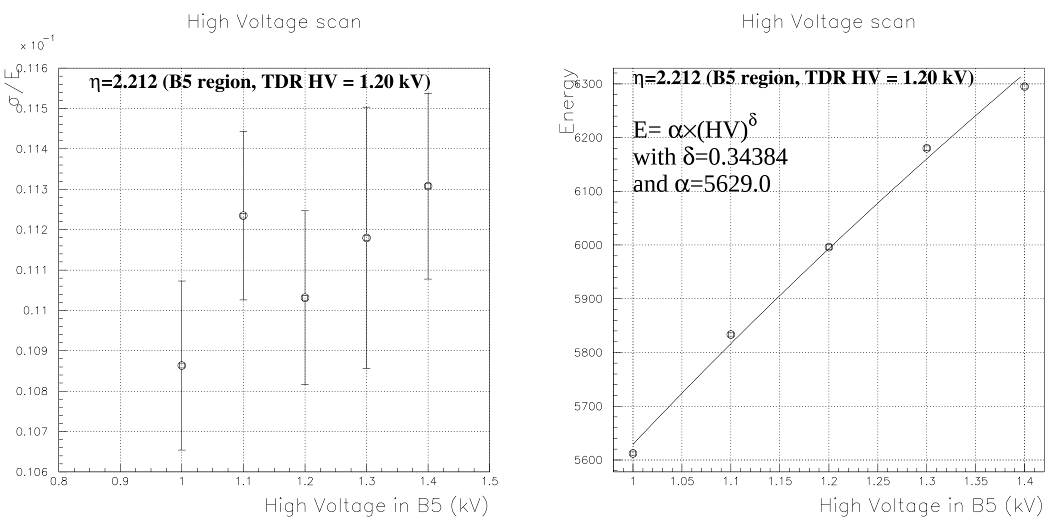

Figura 4.34: *Scan* en alto voltaje en $\eta = 2.212$. A la izquierda: resolución en comparación con el alto voltaje en la zona B5. A la derecha: Energía en cuentas DAC en comparación con el alto voltaje en la zona B5.

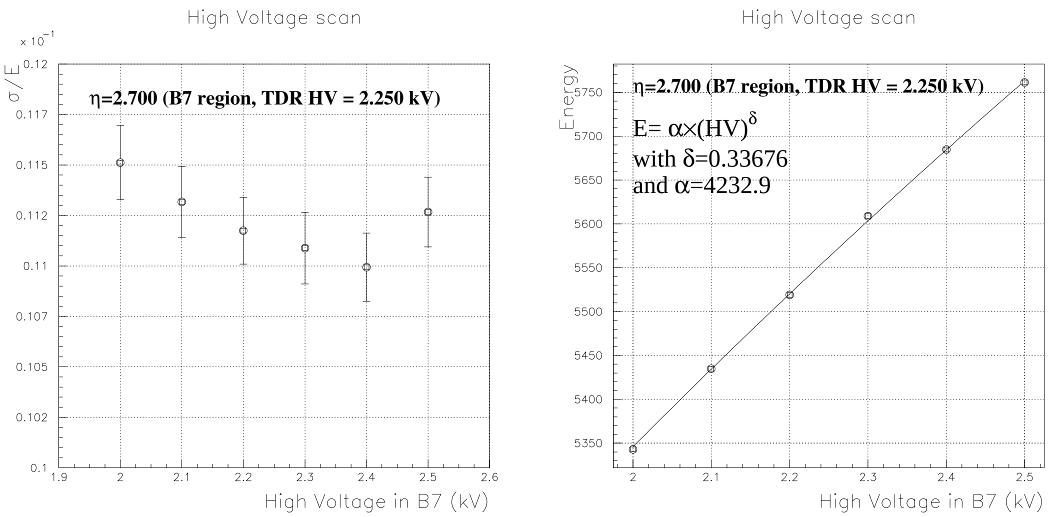

Figura 4.35: *Scan* en alto voltaje en $\eta = 2.7$. A la izquierda: resolución en comparación con el alto voltaje en la zona B7. A la derecha: Energía en cuentas DAC en comparación con el alto voltaje en la zona B7.

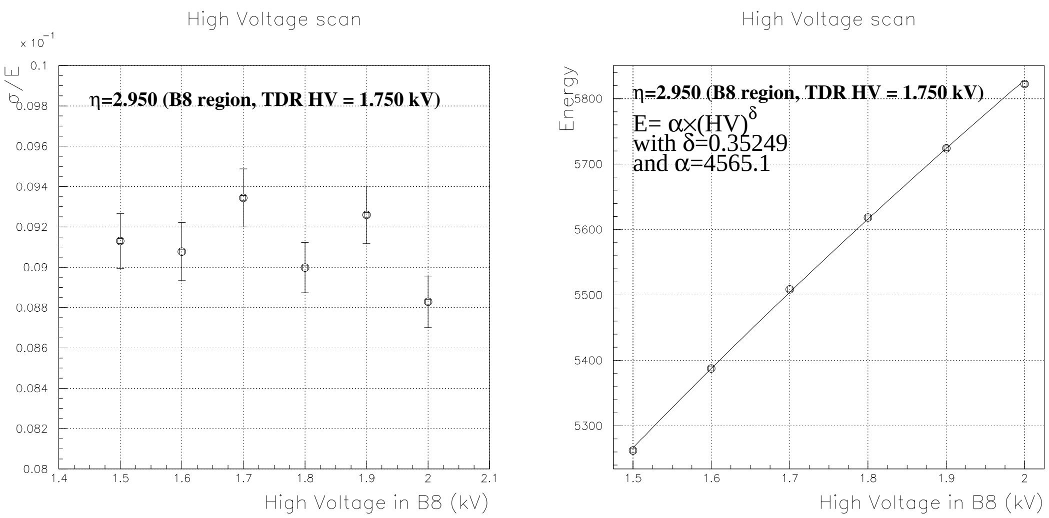

Figura 4.36: *Scan* en alto voltaje en $\eta = 2.950$. A la izquierda: resolución en comparación con el alto voltaje en la zona B8. A la derecha: Energía en cuentas DAC en comparación con el alto voltaje en la zona B8.

Podemos averiguar, conforme vemos las curvas, que las conclusiones son iguales que para $\eta = 1.712$.
No hay ninguna degradación si se cambia el alto voltaje alrededor del alto voltaje nominal en unos 0.2 kV.
Segundo las curvas en energía corresponden más o menos a lo que se esperaba. En la tabla siguiente, se puede ver la variación de la potencia δ con η. No hay correlación entre los dos índices.

η	δ
1.712	0.390 ± 0.001
1.912	0.374 ± 0.001
2.05	0.426 ± 0.001
2.212	0.344 ± 0.001
2.7	0.337 ± 0.001
2.950	0.352 ± 0.001

Un caso frontera: $\eta = 1.8$

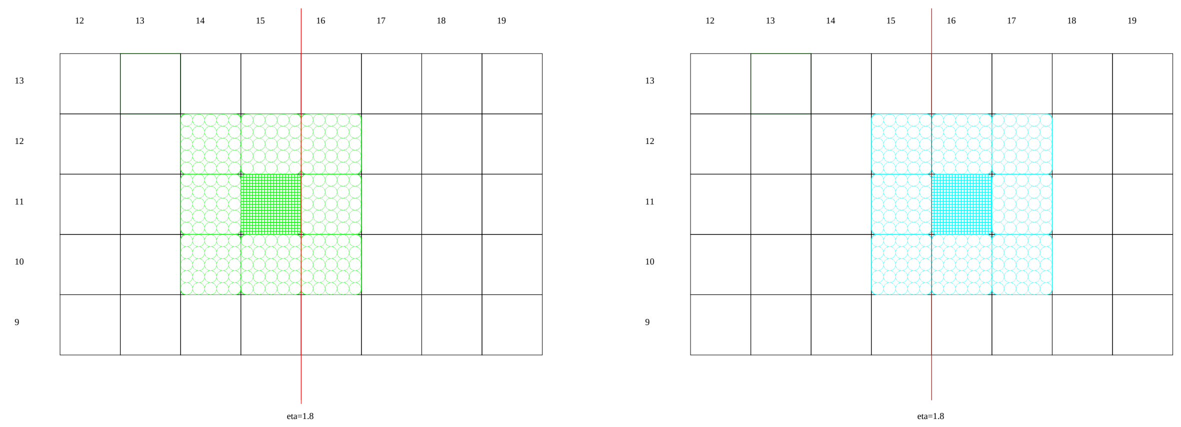

Figura 4.37: Esquema de las celdas en $\eta = 1.8$. En ordenada ϕ y en absisa η. A la izquierda: *cluster* 3×3 alrededor de una celda que está justo antes de la frontera en $\eta = 1.8$. A la derecha: *cluster* 3×3 alrededor de una celda que está justo despues de la frontera en $\eta = 1.8$.

Queríamos ver también que pasaba en una zona frontera en alto voltaje. Ahora tenemos dos altos voltajes nominales distintos de cada uno de la frontera en $\eta = 1.8$. Para las η menores que 1.8, el alto voltaje es de 2.10 kV y para las η mayores, el alto voltaje nominal

es de 1.70 kV.
El haz de electrones apunta justo la frontera (por lo menos en teoría) y por tanto tenemos dos celdas que pueden ser las más energéticas. Como consecuencias podemos elegir tres *cluster*s distintos. O bien un *cluster* 3×3 alrededor de la celda 15 (ver figura 4.36 parte izquierda), o bien un *cluster* 3×3 alrededor de la celda 16 (ver figura 4.36 parte derecha), o bien la unión de los dos casos previos. Vamos a estudiar esos tres casos por separado.

Antes de empezar necesitamos que hablemos de una corrección dicha "dientes de sierra", corrección necesaria porque vimos que para que no tuvieramos una corrección en η era necesario un alto voltaje decreciente de manera continua. Ahora bien la ley de alto voltaje escalonada suaviza la respuesta en η pero en una misma zona en alto voltaje, la respuesta no es uniforme. Es una línea recta de misma pendiente que la respuesta que tendríamos si no tuviesemos esa ley de alto voltaje escalonada.

He aquí las correcciones "dientes de sierra" que podemos aplicar. Si el *cluster* está del todo dentro de una zona en alto voltaje entonces esa corrección no es primordial pero es indispensable cuando el *cluster* está entre dos zonas en alto voltaje.

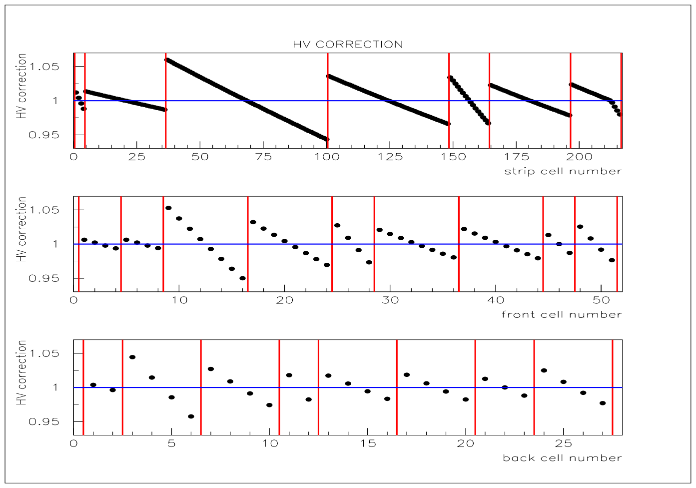

Figura 4.38: Corrección "dientes de sierra". De arriba para abajo: Correcciones en el front, correcciones en el middle, correcciones en el back.

Por supuesto la corrección "diente de sierra" es valida sólo si suponemos que no cambiamos los altos voltajes nominales.
Tenemos que considerar otra corrección debida a que no se usen los altos voltajes nomi-

nales.
Vimos en el párrafo anterior que la energía sigue una ley que la vincula con el alto voltaje de ese tipo: donde $\delta \sim 0.3$ (Vimos que cambia este parametro libre según la zona en alto voltaje).
Por lo tanto para un valor de alto voltaje arbitrario se tiene que multiplicar por un factor añadido de este tipo:

$$\beta = \left(\frac{HV}{HV_{nominal}}\right)^{\delta}.$$

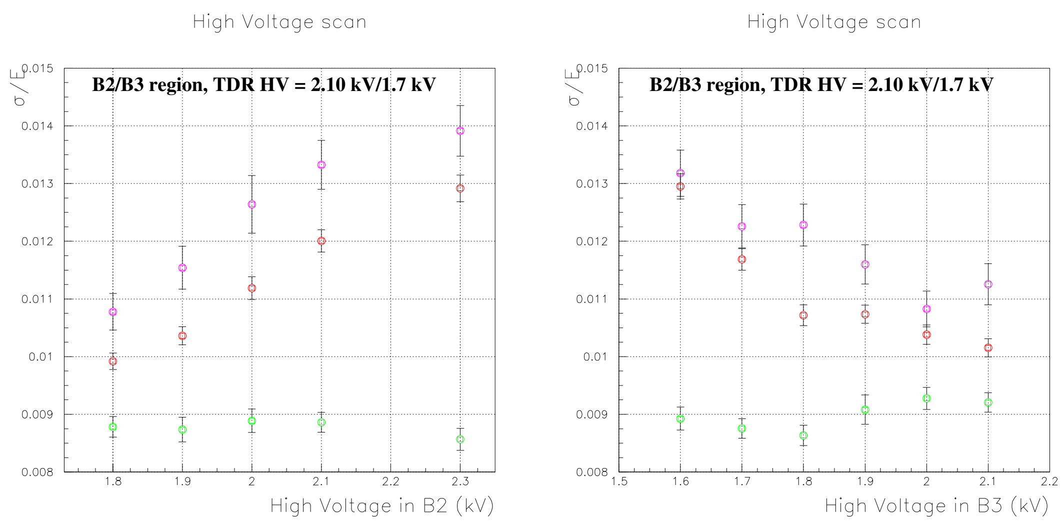

Figura 4.39: Zona frontera en $\eta = 1.8$. A la izquierda: resolución frente al alto voltaje en la zona B2. A la derecha: resolución frente al alto voltaje en la zona B3. En los dos casos no se puso la corrección en diente de sierra, ni el factor β. En color violeta, tenemos un *cluster* 3×3 alrededor de la celda en $\eta = 15$ y $\phi = 11$. En verde, tenemos un *cluster* 3×3 alrededor de la celda en $\eta = 16$ y $\phi = 11$. En rojo, tenemos la unión de esos dos últimos *cluster*s.

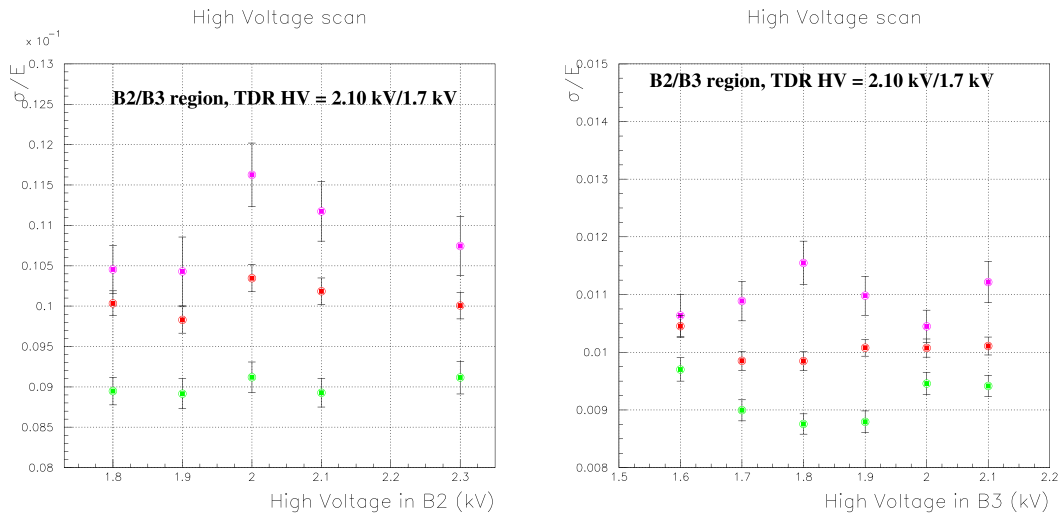

Figura 4.40: Zona frontera en $\eta = 1.8$. A la izquierda: resolución frente al alto voltaje en la zona B2. A la derecha: resolución frente al alto voltaje en la zona B3. En los dos casos se puso la corrección en dientes de sierra y el factor β. En color violeta, tenemos un *cluster* 3×3 alrededor de la celda en $\eta = 15$ y $\phi = 11$. En verde, tenemos un *cluster* 3×3 alrededor de la celda en $\eta = 16$ y $\phi = 11$. En rojo, tenemos la unión de esos dos últimos *cluster*s.

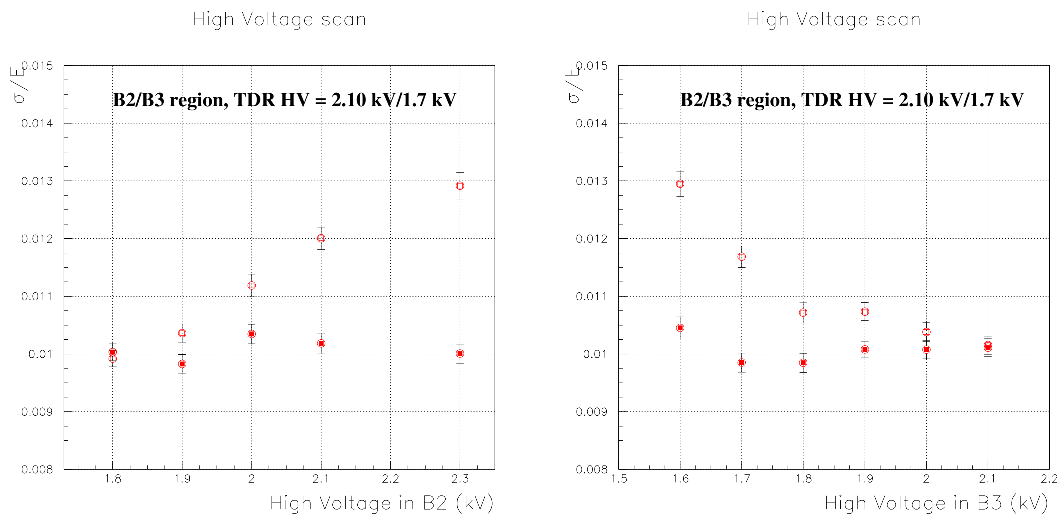

Figura 4.41: Zona frontera en $\eta = 1.8$. A la izquierda: resolución frente al alto voltaje en la zona B2. A la derecha: resolución frente al alto voltaje en la zona B3. El *cluster* usado es la unión de los dos *cluster*s 3×3 alrededor de $\eta = 15$ y $\phi = 11$ y alrededor de $\eta = 16$ y $\phi = 11$. Los círculos vacíos corresponden a la resolución sin corregir mientras que los cículos llenos corresponden a la resolución corregida -"dientes de sierra" y factor β-.

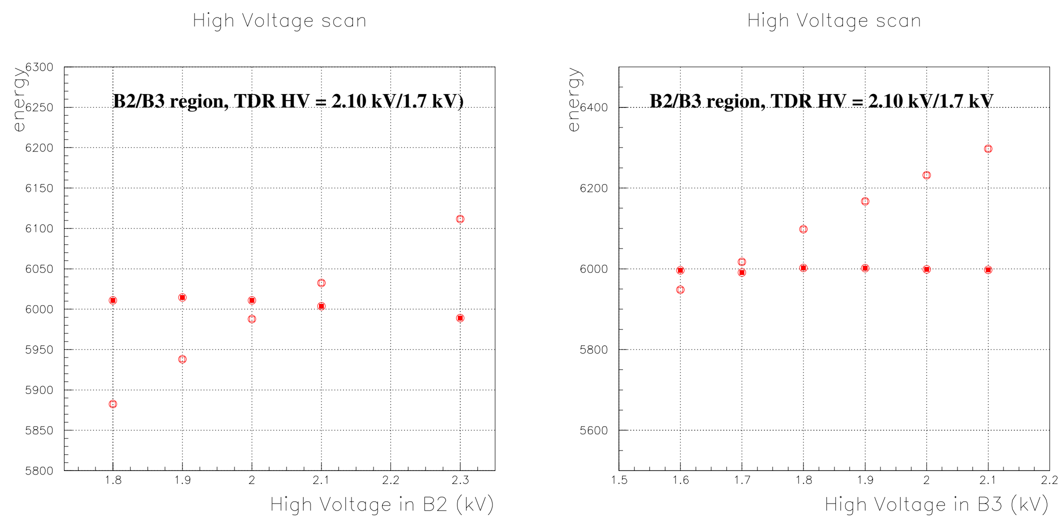

Figura 4.42: Zona frontera en $\eta = 1.8$. A la izquierda: energía frente al alto voltaje en la zona B2. A la derecha: energía frente al alto voltaje en la zona B3. El *cluster* usado es la unión de los dos *cluster*s 3×3 alrededor de $\eta = 15$ y $\phi = 11$ y alrededor de $\eta = 16$ y $\phi = 11$. Los círculos vacíos corresponden a la energía sin corregir mientras que los cículos llenos corresponden a la energía corregida -"dinetes de sierra" y factor β-.

Vemos en la figura 4.39, tanto la parte de izquierda como la parte de derecha que el primer cluster es más sensible que el otro. Ésto es debido a que la energía no está depositada de manera igualitaria en los dos clusters, dicho de otro modo el haz no apuntaba exactamente a la frontera sino más bien un punto no muy lejos de la frontera de la celda en $\eta = 15$.
Sin corrección (fig. 4.39) vemos que la resolución tiende a mejorar cuando en los dos lados de la frontera el alto voltaje es el mismo.
Podemos corregir muy bien la resolución como nos lo muestra las curvas de la figura 4.40 y de la figura 4.41. En las curvas de la figura 4.41 (caso de la unión de los dos *clusters*) conseguimos tener una resolución invariante.
Lo mismo podemos decir de la corrección de la energía (ver fig. 4.42). Vemos que la corrección con el factor β funciona muy bien. Lo cual muestra que el calculo de las δ en una parte de una zona en alto voltaje sigue valido para toda la zona.

Respuesta esperada

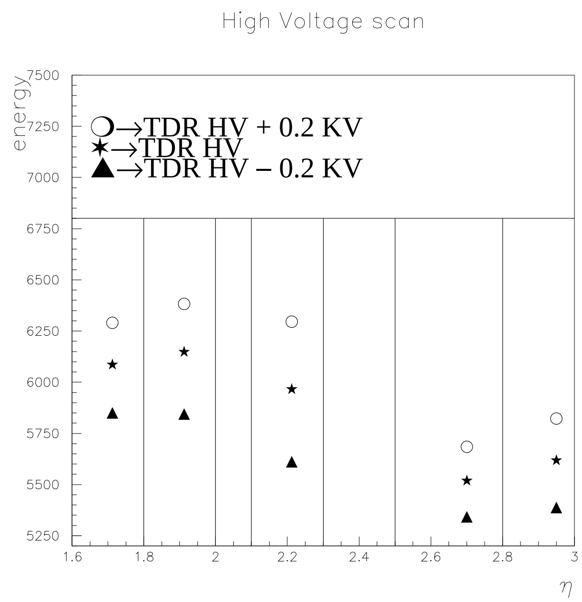

Figura 4.43: Alto voltaje: Respuesta en energía en comparación con η. Las estrellas corresponden al alto voltaje nominal, los circulos al alto voltaje nominal más 0.2 kV y los triángulos al alto voltaje nominal menos 0.2 kV.

Vemos en la figura 4.43 que tenemos dos zonas bien marcadas, la que corresponde a la

rueda pequeña y la que corresponde a la rueda grande. Si vemos la figura 4.30 parte derecha, nos damos cuenta de que es lo que uno podía esperar. La respuesta en energía con el alto voltaje nominal corresponde a una línea horizontal tanto para la rueda pequeña como la rueda grande.
Podemos decir que el voltaje nominal obtenido de manera teórica es una muy buena aproximación.

4.5 Análisis del scan en η

Vamos a analizar unos *runs* con pseudorapidez variable entre $\eta = 1.712$ y $\eta = 1.912$ con un haz de electrones de enrrgía de 100 GeV.
Tanto los cortes como las correcciones siguen exactamente el método estudiado con el *scan* en energía. Por lo tanto, no vamos a repetirlo. Hemos elegido el *cluster* siguiente:

Front	Middle	Back
$2 \times \pm 11$	3×3	3×5

Vemos en la figura 4.44 la energía reconstruida en función de η. Podemos ver un efecto indeseado, el efecto “ala de gaviota”. Nos esperabamos encontrar una línea horizontal. Ésto es un problema muy importante para la colaboración. No afecta demasiado el *scan* en alto voltaje porque excepto en el caso frontera estabamos siempre situados en el centro de la zona de alto voltaje. En efecto, el “ala de gaviota” se repite en cada zona de alto voltaje.
Esta no-uniformidad se corregirá probablemente añadiendo ciertos conectores a tierra en los electrodos de tal manera que todas las conexiones a tierra sean simétricas. Sin embargo, la comprobación definitiva se obtendrá con las siguientes pruebas con haces de partículas previstas para el año 2001.

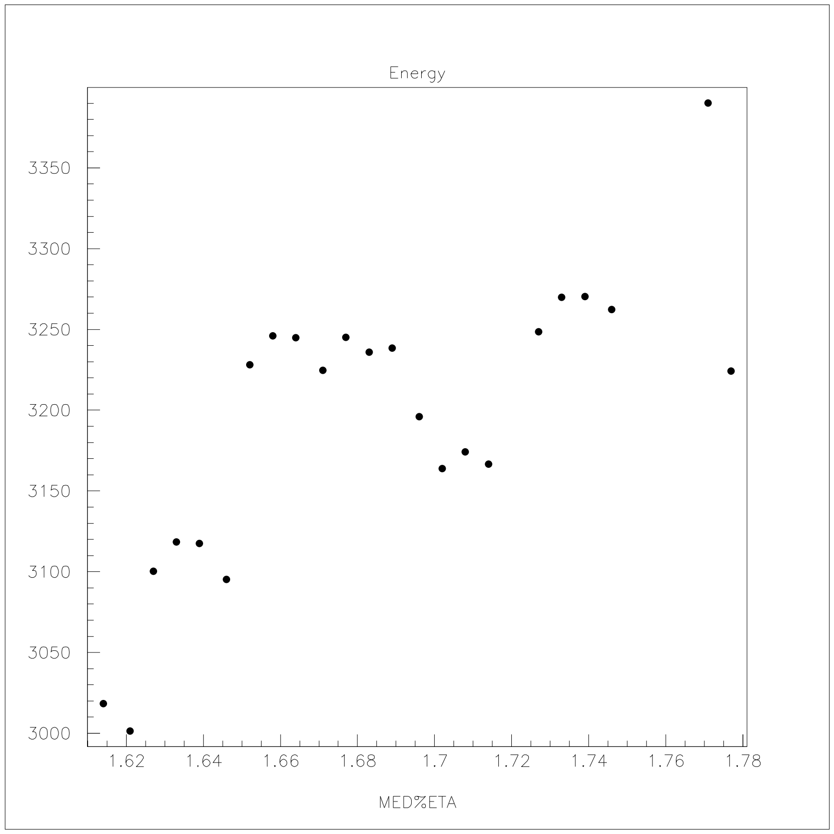

Figura 4.44: Energía en función de η.

Capítulo 5

Resumen y conclusiones

Hemos presentado los resultados obtenidos en el análisis de los datos de un módulo 0 del LAr EMEC (Liquid Argon Electromagnetic End Cap Calorimeter) de ATLAS. El módulo ha sido expuesto a haces de prueba en el CERN, en el verano de 1999, en el rango de energias entre 10 y 200 GeV. Hemos estudiado el comportameinto del calorimetro

- como función de la energía de los electrones incidentes en distintas zonas fijas en el plano (η,ϕ)
- como función del alto voltaje aplicado
- como función de la pseudo-rapidez manteniendo constante la energia del haz

Podemos resumir los resultados obtenidos diciendo que localmente el calorímetro se comporta de acuerdo con las especificaciones. En particular el término de muestreo y su ligera degradación al pasar de la rueda externa (11%) a la interna (13%) está de acuerdo con las especificaciones de diseño. Lo mismo puede decirse del término de ruido en torno a los $350 - 400$ MeV.

Sin embargo hemos encontrado no uniformidades en la respuesta como función de la pseudo-rapidez que son del orden de $\pm 3\%$ y que requieren la introducción de algunas mejoras en el diseño de la electrónica del detector. Estas mejoras serán implementadas y probadas en bancos de prueba en Julio del 2001. El objetivo: mantenerlas por debajo del 1%.

Bibliografía

[1] *Inner Detector Technical Design Report, CERN/LHCC/97-17 (1997)*

[2] Liquid Argon Calorimeter TDR, CERN/LHCC/96-41 (1996)

[3] *Tile Calorimeter TDR, CERN/LHCC/97-17 (1997)*

[4] Muon spectrometer TDR, CERN/LHCC/97-22 (1997)

[5] R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, M.J. Berger *Phys. Rev. B 26, 6067 (1982)*

[6] J. Jackson, Classical Electrodynamics, New-York: Wiley (1962)

[7] H. Bethe, J. Ashkin, *Experimental particle physics, Cambridge University Press (1986)*

[8] H. Bethe, J. Ashkin, "Passage of Radiations through Matter" in Experimental Nuclear Physics, Vol 1, ed. by E. Segre, John Wiley & Sons, New-York (1953)

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

[10] O. Martin, E. Monnier, S. Tisserant, "Update of some Geometrical Parameters for the ATLAS E.M. End-Cap Calorimeter", ATLAS-LARG-NO-47 (1996)

[11] Conversación privada con P. Pralavorio, F. Djama, D. Sauvage, L. Hinz del CPPM (Centro de Física de Partículas de Marsella)

[12] D. Nicod *EMTB User Guide (1999)*

[13] A. Chekhtman, D. Fouchez, E. Monnier The Accordion in the end-cap: geometry and characteristics, ATLAS-LARG-NO-4 (1994)

[14] S.G. Klimenko, Yu.A. Tikhonov, A.I. Chekhtman *The design of Endcap EM Calorimeter with constant thickness of the absorber plates, ATLAS Internal NOTE LARG-NO-025 (1995)*