Índice General

Capítulo 1

LHC y ATLAS

El colisionador LEP [] (**L***arge* **E***lectron* **P***ositron collider*) ha demostrado la validez del Modelo Estándard hasta energías de alrededor 100 GeV. Para ir más lejos del Modelo Estándar, es necesario estudiar el intervalo de energía comprendido entre 100 GeV y algunos TeV en el centro de masas de los procesos elementales. Para poder estudiar este dominio de energía, es necesario construir un nuevo colisionador hadrónico. En efecto, para una energía fijada de una haz de protones, se puede explorar todo un intervalo de energía cuando ocurra la interacción de los partones.

El Laboratorio Europeo para la Física de Partículas (CERN) pondrá a la disposición de los físicos un acelerador para los años 2005 y consiguientes. Este será el **L***arge* **H***adron* **C***ollider* (LHC), en el cual se producirá la colisión de dos haces de protones y se dará sus principales características posteriormente.

1.1 El LHC : *Large Hadron Collider*

La infraestructura del LHC se instalará dentro del túnel del LEP, por lo tanto, las dimensiones del túnel están fijadas y la energía disponible en el centro de masas dependerá de la intensidad de los campos magnéticos que cubrirán la trayectoria de los protones. Con los imanes superconductores que darán un campo magnético de 8.6 Tesla, la energía en el centro de masas que se espera será de 14 TeV. De esta forma, obtendremos varios TeV en las interacciones de sus constituyentes.

La característica esencial del LHC es la de colisionar dos haces de partículas de la misma carga. La más simple será producir las colisones $p\bar{p}$. Los protones no se inyectarán directamente en el LHC, será preciso inducirles previamente una energía que se conseguirá utilizando el complejo de aceleradores del CERN []: el Linac acelerará los protones hasta 50 MeV, después el *Booster* hasta 1 GeV, el PS hasta 26 GeV y finalmente, el SPS hasta 450 GeV, siendo posteriormente inyectados en el LHC. Este desarrollo de inyección se presenta en la figura **??**.

Por las razones de espacio que son limitadas en el túnel, las fuentes de antiprotones no serán suficientemente intensas para hacer circular antiprotones y protones en el mismo tubo como en el caso del SPS o Fermilab (todavía actualmente), es decir, dichas fuentes no permitirán crear una luminosidad bastante importante. Para hacer colisionar partículas de la misma carga, se ha propuesto hacer circular los dos haces de protones dentro de dos cavidades diferentes pero dentro de la misma culata magnética. Esta técnica se llama "tres en uno". Dos bobinas participan en la misma culata magnética y enrrollan dos tubos de vacío que se instalan uno al lado del otro dentro de un mismo criostato (figura **??**)[].

Además de la energía en el centro de masas, otro parámetro importante para un acelerador es la luminosidad. Es preciso elevar la luminosidad para compensar la disminución en $\frac{1}{E^2}$ en la sección eficaz partón-partón, donde E representa la energía en el centro de masas de los subprocesos. Muchos fenómenos físicos esperan esta demanda de aumentar la luminosidad. La luminosidad óptima ha sido fijada en 10^{34} cm^{-2} s^{-1} y ello permitirá la observación de sucesos físicos extraños tales como por ejemplo:

• La producción del bosón de *Higgs* previsto por el Modelo Estándar en $ZZ \longrightarrow \ell\ell\ell\ell$, si tenemos una masa más grande que 130 $\frac{GeV}{c^2}$ y donde la sección eficaz ha disminuido en un factor mil en razón de su observación via desintegración leptónica en dos Z.

• La investigación de la desviación a grandes P_t de la sección eficaz inclusiva de la producción de *jets* en razón de términos de contacto debidos a una subestructura de los quarks.

En el primer año del LHC, por razones técnicas, no se esperará tener esta luminosidad, sino que se comenzará por una luminosidad alrededor de 10^{33} cm^{-2} s^{-1}. El período de cruce entre los paquetes de protones es de solamente 25 ns, por lo que los subdetectores deberán tener un tiempo de respuesta muy rápido y ser relativamente resistentes a la radiación según su implantación dentro del detector.

La luminosidad de 10^{34} cm^{-2} s^{-1} se espera gracias a un gran número de paquetes de protones. Cada paquete contiene 10^{11} protones y se tendrá una media de 21 interacción por cruce. Estas interacciones contribuyen a un fenómeno denominado "*pile-up*". El apilamiento se superpondrá a la interacción estudiada de interés físico debido a que la separación en tiempos de los sucesos que tienen lugar en el cruce es imposible de tratar, lo que complica el análisis.

El LHC será un colisionador que permitirá igualmente estudiar colisones de iones pesados tales como plomo-plomo. En este caso, se espera una energía $\sqrt{s} = 5.5$ TeV por nucleón en el centro de masas del proceso, con una luminosidad de 1.8×10^{27} $cm^{-2}\ s^{-1}$. Esta fuerte energía en el centro de masas, asociada con la alta luminosidad, permitirá crear unas condiciones termodinámicas extremas nunca esperadas, pudiendo ser suficientes para producir la descomposición de la materia nuclear.

Las características del LHC vienen dadas en la tabla 1.1.

Cuatro experimentos se instalarán en el LHC. Dos de ellos dedicados a la física protón-protón: ATLAS (**A** **T***oroïdal* **L***HC* **A***pparatus*) y CMS (**C***ompact* **M***uon* **S***olenoid*). Los otros dos son específicos: ALICE (**A** **L***arge* **I***on* **C***ollider* **E***xperiment*) que se dedicará a los iones pesados y el LHC-B dedicado a la física de B.

Características del LHC	
Energía en el centro de masas	14 TeV
Campos magnéticos de los imanes principales	8.6 Tesla
Luminosidad nominal	$10^{34}\ cm^{-2}\ s^{-1}$
Número de paquetes por vuelta	2835
Distancia entre paquetes (longitud y duración)	7.5 m/25 ns
Partículas por paquete	10^{11}
Partículas por haz	1.8×10^{14}
Alcance típico del radio en la zona de interación	15 μm
Alcance típico de la distancia en la zona de interación	5.3 cm
Ángulo de cruce	200 μrad

Tabla 1.1: *Características principales del LHC.*

1.2 El detector ATLAS

La colaboración ATLAS que es una colaboración mundial comprende 155 institutos y propone construir un detector capaz de explorar plenamente el potencial de investigación del LHC. El detector ha sido optimizado para la investigación del bosón de *Higss*, y para el estudio de los sabores pesados y de los diferentes fenómenos nuevos para ir más lejos en el Modelo Estándar.

El detector puede apreciarse en la figura **??**. Se pueden identificar desde el centro hasta el exterior, un detector interno, un solenoide supra-conductor, un calorímetro electromagnético (EM) enteramente de argón líquido, un calorímetro hadrónico (HAD) de tejas centelleadoras (los tapones son de argón líquido), un "toroide donde en su interior hay aire" y al final un espectrómetro de muones. Cada uno de estos subdetectores se describirá a continuación.

1.2.1 Descripción general del detector

Cada fenómeno físico poseé su propia firma que los hace más o menos fácilmente identificables. Cada una de ellas hace referencia a unas características bien específicas de los subdetectores[][].

• Un buen calorímetro electromagnético para identificar y medir los electrones y los fotones, completado por un calorímetro hadrónico para los *jets* y energía transversal;

• Una buena hermiticidad del calorímetro para la medida de los *jets* y de P^{miss} (impulsión transversal perdida);

• Una trayectografía ("*tracking*") eficaz a altas luminosidades para la medida de la impulsión de los leptones, para etiquetar ("*tagging*") el quark b y para reforzar la identificación de los electrones y los fotones; a baja luminosidad, para la reconstrucción de los estados finales en la desintegración de B;

• Una medida independiente y precisa de la impulsión de los muones;

• Una gran aceptancia en pseudorapidez η;

• Un mecanismo y una medida sobre las partículas a un umbral bajo en P_T.

Las características minimales esperadas para los diferentes subdetectores están resumidas en la tabla 1.2.

Como se puede ver en la figura **??**, el sístema de imanes comprende dos toroides superconductores con aire envolviendo los dos calorímetros y un solenoide que envuelve el detector interno. Esta tecnología ofrece una alta resolución, una gran aceptancia en η con un espectrómetro de muones pudiendo funcionar de forma independiente, es decir con un solo toroide, todo comprimido sobre el calorímetro. Está igualmente considerado combinar los espectrómetros utilizando a la vez el solenoide y los toroides.

1.2.2 El detector interno

Se utilizará para la reconstrucción de las trazas de las partículas cargadas, la medida de sus impulsiones y la mejora en la identificación de los electrones gracias al campo magnético solenoidal. Sus principales características están puestas en la tabla 1.2. Para responder a los criterios físicos anunciados en la tabla 1.2, se debe optimizar la

Subdetector	Resolución minimal y características	Cobertura en η para las medidas	Cobertura en η el trigger
Detector interno	• $\frac{\Delta P_T}{P_T} = 30\%$ para $P_T = 500$ GeV • Identificación de los electrones • Etiquetaje del Tau y de b • Detección de los vértices secundarios	± 2.5 ± 2.5 ± 2.5 ± 2.5	
Calorímetro electromagnético	$\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	± 3	± 2.5
Calorímetro hadrónico • barril y tapones • parte delantera	 $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ $\frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$	 ± 3 $3 < \lvert\eta\rvert < 5$	 ± 3 $3 < \lvert\eta\rvert < 5$
Espectrómetro de muones con solo el toroide	$\frac{\Delta P_T}{P_T} = 10\%$ para $P_T = 1$ TeV	± 3	± 2.2

Tabla 1.2: Resultados minimales esperados para los diferentes subdetectores.

cantidad de materia atravesada para evitar las conversiones y las perdidas de energía por *Bremsstrahlung* de los electrones.

Combina dentro de su parte más interna los detectores de alta resolución cerca del vértice que proporciona una información discreta del paso de las partículas, con los elementos en su parte exterior que dan una información continua, pero menos precisa de las trayectorias. Esto junto, permite alcanzar los objetivos esperados para la resolución sobre la impulsión y la posición del vértice. Está contenido en un cilíndro de 6.80 m de longitud y 1.15 m de radio.

El detector interno de ATLAS se reprensenta en la figura **??** y se pueden distinguir desde el interior hacia el exterior, los detectores de trazas de semiconductores (SCT) constituidos por *pixels* de bandas de Silicio y de celdas de Ga-As (o de Silicio) después los detectores (TRT) de transición de radiación (TR) utilizados igualmente en la trayectografía.

• **Los detectores de semiconductores (SCT)**

- los detectores de *pixels* que los constituyen se utilizan próximos al tubo del haz. El sistema de *pixels* de ATLAS comprende tres superficies de barriles y ocho superficies de discos para abastecer al menos tres puntos para las trazas de $|\eta|\leq 2.5$. Ellos se han construido para tener una buena resistencia a las radiaciones, y comprender la electrónica asociada, ya que se trata de una tecnología endurecida (DMILL).

- Los detectores de bandas de silicio se utilizan para estimar las trayectorias con grán precisión en grandes superficies y se situan en la región del barril. Los substratos de Arseniuro de Galio (Ga-As) se colocan en la región de los tapones, pero la eventualidad del Silicio no está todavía excluida.

La topología del SCT es un compromiso entre las dos siguientes exigencias:

1. Optimizar la cantidad de materia, el coste y por consiguiente el número de superficies y canales de lectura.

2. Mantener un número conveniente de superficies y una granularidad de lectura facilitando la exploración de trazas a alta luminosidad y los *jets* a baja luminosidad.

• **Los detectores de transición de radiación (TRT)**

Estos detectores ofrecen dos aspectos:

- Un aspecto de trayectografía,

- Un aspecto de identificación.

Permiten una medida continua de las trazas yendo a una impulsión transversal superior de 0.5 GeV. Se constituyen de dos tubos de deriva, paralelos al haz y de un medio asegurador de la radiación de transición. Además, permiten reforzar la identificación de los electrones (o positrones) por detección de los fotones que se radian en el tubo.

La tabla 1.3 resume los diferentes elementos que constituyen el detector interno;

En resumen, podemos decir (considerando la geometría del detector interno) que cada traza, en colisiones pp, teniendo una $|\eta| \leq 2.5$, se mide con 7 puntos de precisión en el espacio (ella atraviesa 3 superficies de *pixels* y 4 superficies de bandas de Silicio) y además 36 tubos TRT según las condiciones de la luminosidad.

La figura 1.1 muestra la resolución sobre la impulsión P como una función de η para las trazas con un $P_T = 500$ GeV, simulado dentro del campo solenoidal de 2 T.

La línea continua representa la resolución global sobre P y la línea a puntos representa el caso donde la resolución sobre la impulsión media a la posición longitudinal del vértice se estima a partir de dos distancias estándars, ± 11.2 cm.

La resolución varía alrededor del 22% en la región central, hasta el 70% en las posiciones extremas, con $|\eta| = 2.5$.

1.2.3 Calorimetría

Sistema	Posición	Superficie (m^2)	Resolución σ (pm)	Canales (10^6)	Cobertura en $\|\eta\|$
Pixels	2 superficies centrales 4 discos delanteros a cada lado	1.4 0.8	$R\phi = 14 \quad z = 87$ $R = 87$	140	± 2.5
Bandas de Silicio	4 superficies centrales	4.1	$R\phi = 15 \quad z = 770$	2.9	± 1.4
Ga As	2 discos sobre la parte delantera de cada lado	3.3	$R\phi = 10 \quad z = 1200$	0.8	$2.0 - 2.5$
TRT	• lentejuelas centrales axiales (o // al haz) • lentejuelas radiales		170 por lentejuela	0.1 0.32	± 2.5

Tabla 1.3: Parámetros para los diferentes constituyentes del detector interno.

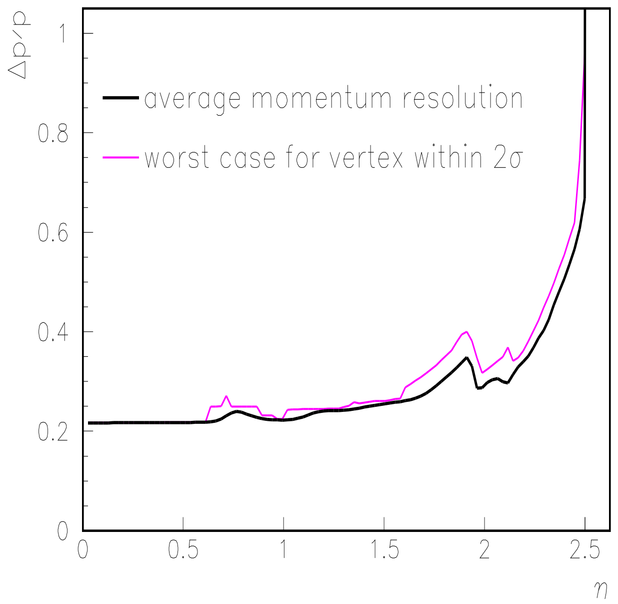


Figura 1.1: Resolución en impulsión del detectorr interno para $P_T = 500$ GeV.

La calorimetría de ATLAS se ha diseñado para responder a los objetivos físicos del LHC. Trabajando a alta luminosidad, debe ser capaz de resisitir al menos 10 años a las radiaciones sin pérdidas significativas en los resultados y debe permitir medir la energía de los electrones, de los fotones y de los *jets*.

La figura 1.2 muestra todo el conjunto del sistema calorimétrico de ATLAS.

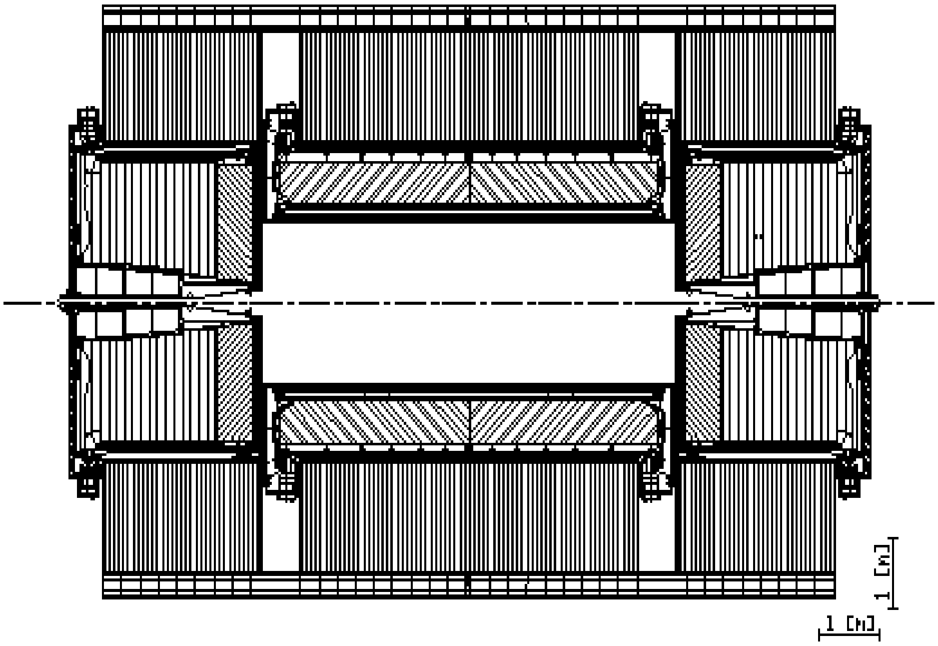


Figura 1.2: Vista en tres dimensiones del sistema calorimétrico de ATLAS.

Podemos ver: El criostato del barril que contiene el Calorímetro Electromagnético de Argón Líquido y en el interior de éste, el solenoide. A su vez en el interior del solenoide y fuera del criostato se haya la cavidad para el detector interno. A cada lado de este barril, se puede identificar los tapones *end-cap* constituidos cada uno de un criostato que contiene los *end-cap* de los calorímetros electromagnéticos y hadrónicos, así como los calorímetros de la parte delantera que permiten la hermiticidad del sistema. Este barril cilíndrico de una longitud total de ± 6.65 m y de radio externo igual a 2.25 m, está rodeado por el calorímetro hadrónico de tejas centelleadoras y sus dos tapones igualmente de tejas centelleadoras. El calorímetro hadrónico está contenido dentro de un soporte cilíndrico que asegura el rodeo del campo del solenoide. Tiene una longitud de 6.10 m y los dos tapones de 3.25 m cada uno con un radio exterior igual a 4.25 m. Teniendo en cuenta el espacio reservado a los diferentes servicios (cables y tubos) entre el barril central y las partes exteriores, la longitud total del calorímetro de tejas es de 13 m. La masa total de la calorimetría es alrededor de 4000 toneladas.

Las principales características de las diferentes partes de la calorimetría son resumidas en la tabla 1.4.

1.2.3.1 Los calorímetros de argón líquido

a) El calorímetro electromagnético y sus tapones

Los requisitos físicos esperados del calorímetro electromagnético en las colisiones pp son los siguientes:

• Debe ser capaz de identificar y de reconstruir los electrones y los fotones en un cierto intervalo de energía transversal:

$$2\mathrm{GeV} \leq \mathrm{E_T} \leq 500\mathrm{GeV}$$

• Debe ser resistente a las radiaciones y esto se consigue gracias al argón líquido tomado como medio activo.

• Debe tener una buena aceptancia, lo que requiere una gran cobertura en rapidez. Las simulaciones han mostrado que el calorímetro podría cubrir la región $|\eta| < 2.4$ con una buena segmentación y la $2.4 < |\eta| < 3.2$ con una segmentación más gruesa.

• La optimización de la segmentación longitudinal y transversal permitirá determinar la forma de las cascadas y también de excluir los *jets* hadrónicos que forman el ruido de fondo en los procesos que participan los leptones y los fotones. Así una granuralidad de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$, para las segunda y tercera capas de $|\eta| < 2.4$, combinada con el calorímetro hadrónico, nos permite eliminar una cantidad de de 2000 *jets* que participan en dicho ruido.

• La resolución requerida para este calorímetro está dada en la tabla 1.4.

• El ruido de fondo que viene de la electrónica y del hecho del apilamiento de los sucesos está dominado en base a la energía (por debajo de 20 GeV). A altas luminosidades se requiere un calorímetro muy rápido para minimizar los efectos de este ruido. La estructura de "acordeón" utilizada para este calorímetro que se verá a continuación, permite una señal rápida para reducir el ruido a un nivel aceptable. La contribución total del ruido a la resolución requerida es de 400 MeV a una gran luminosidad y a $\eta = 0$.

El calorímetro electromagnético tiene pues una estructura de "acordeón". Está constituido por placas absorbentes de plomo, recubiertas de acero inoxidable y de electrodos

Calorímetro electromagnético		
	barril	tapones
cobertura en $\lvert\eta\rvert$	1.4	$1.4 - 3.2$
Número de capas en profundidad	3	3
Granularidad $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.003×0.1 0.025×0.025 $0,025 \times 0,050$	1°) 0.003×0.1 ($\lvert\eta\rvert < 2.4$) 2°) 0.025×0.025 ($\lvert\eta\rvert < 2.4$) 3°) 0.025×0.050 ($\lvert\eta\rvert < 2.4$) 0.050×0.050 ($\lvert\eta\rvert > 2.4$)
Canales de lectura	100000	82000 (a cada lado)
Tapones hadrónicos de argón líquido		
cobertura en $\lvert\eta\rvert$	-	$1.5 - 3.2$
Número de capas en profundidad	-	4
Granularidad $\Delta\eta \times \Delta\phi$	-	0.1×0.1 ($\lvert\eta\rvert < 2.4$) 0.2×0.2 ($\lvert\eta\rvert > 2.4$)
Canales de lectura		8600 (a cada lado)
Calorímetro delantero de argón líquido		
cobertura en $\lvert\eta\rvert$	-	$3.1 - 4.9$
Número de capas en profundidad	-	3
Granularidad $\Delta\eta \times \Delta\phi$	-	$\sim 0.15 \times 0.15$
Canales de lectura		1500 (a cada lado)
Calorímetro hadrónico de tejas centelleantes		
	barril	tapones
cubertura en $\lvert\eta\rvert$	1.0	$1.0 - 1.6$
Número de capas en profundidad	3	3
Granularidad $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1 0.1×0.1 0.2×0.1	1°) 0.1×0.1 2°) 0.1×0.1 3°) 0.2×0.1
Canales de lectura	6000	4000 (a cada lado)

Tabla 1.4: Principales características de los elementos de la calorimetría.

formados de una capa de cobre y de una capa de Kapton. Las placas están plegadas en forma de "acordeón" y los absorbentes y los electrodos están espaciados regularmente metidos dentro del argón líquido (figura 1.3).

El calorímetro se divide en tres capas teniendo cada una la granularidad $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dadas en la tabla 1.3. La primera capa debe de detectar la primera parte de la cascada.

Está precedido igualmente de un precentelleador en la zona del barril y de una agrupación, al menos, de los tapones.

Los tapones del calorímetro electromagnético cubren una región en pseudorapidez de $1.4 < |\eta| < 3.2$. Utilizan la misma tecnología que para el barril pero esta vez, las placas de absorbente se colocan radialmente forman un "abanico" constituido por dos ruedas centradas sobre el eje z (figura 1.3).

b) Los tapones hadrónicos de argón líquido

Ellos cubren una región de pseudorapidez de $1.6 < |\eta| < 3.2$. Usan el mismo principio pero las placas son plateadas y paralelas formando así una rueda (figura 1.4).

c) Los calorímetros de la parte delantera

Cubren una región de pseudorapidez de $3.1 < |\eta| < 4.9$. Su geometría se ha optimizado para minimizar el ruido de fondo en el sistema de los muones. La idea nueva es tomar los electrodos en forma de tubo (estructura "*spaghetti*") y no plateados (figura 1.5), conteniendo el argón líquido, y paralelo al eje z. Cada calorímetro se divide en tres modulos. El primero colocado en orden de detectar la cascada, formando un detector electromagnético y se introduce en una matriz de cobre y los dos restantes módulos forman los detectores hadrónicos y se sumergen en el tungsteno (figura 1.5).

1.2.3.2 El calorímetro hadrónico de tejas centelleantes

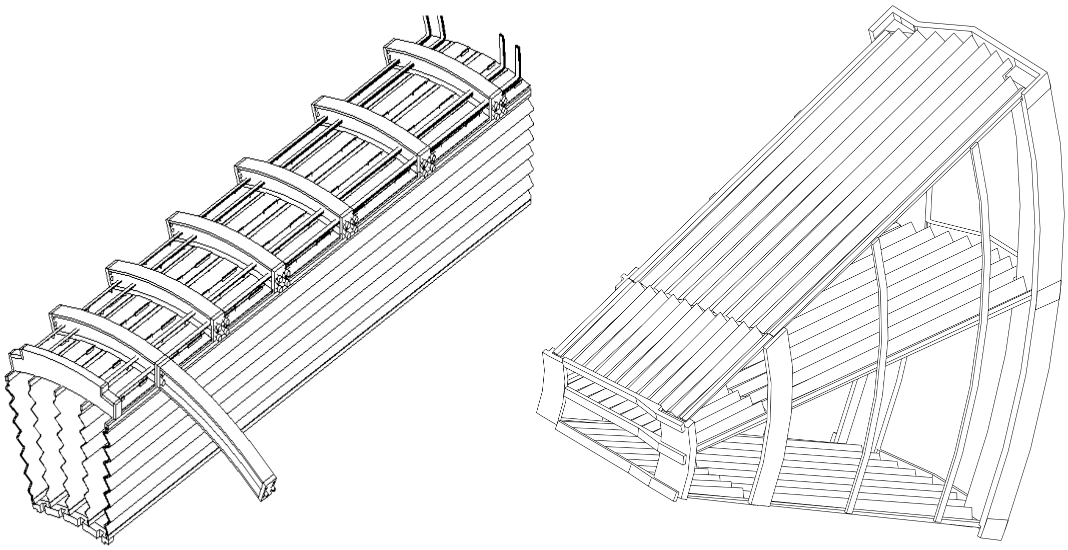
- Los objetivos físicos

Los canales mas importantes de la calorimetría hadrónica dentro de las colisiones pp son:

• identificar los *jets* y medir sus energía y sus dirección,

• medir la energía transversal total perdida (E_T^{miss}),

• mejorar la capacidad de identificar las partículas por el calorímetro electromagnético o por el detector interno.



a:barril b:tapones

Figura 1.3: Modelo de acordeón del calorímetro EM a) para el barril, b) para los tapones.

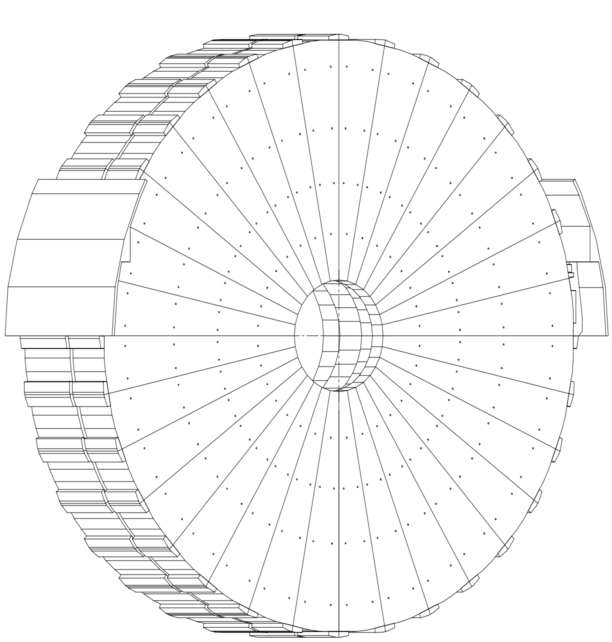


Figura 1.4: Estructura de los tapones hadrónicos de argón líquido.

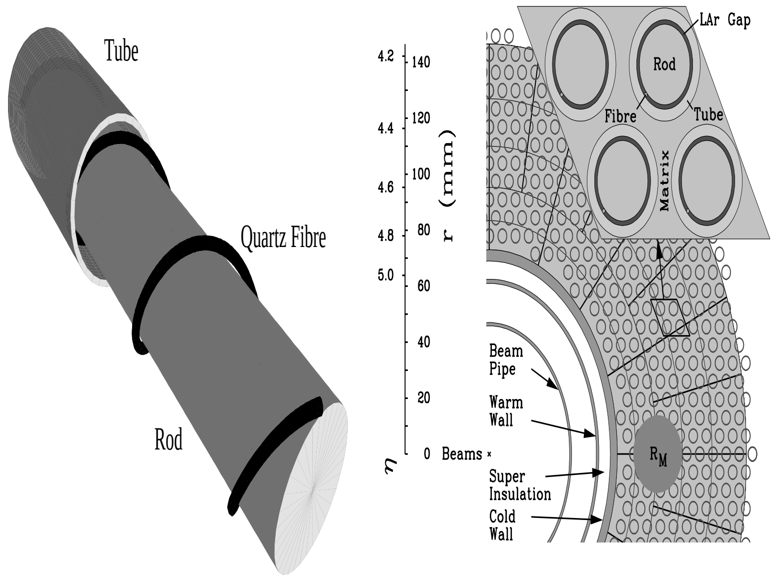


Figura 1.5: Estructura de los electrodos para los calorímetross sobre la parte delantera.

La energía de los *jets* se estima como consecuencia de medir la energía depositada dentro de un cono de obertura $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$ alrededor del eje del *jet*. Está sujeto a diversas incertidumbres, debidas a los procesos de fragmentación dentro del *jet*, al campo magnético que barre las partículas dependiendo de su carga y a la radiación de los gluones.

Una resolución en energía de $\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$, y una segmentación de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ es la que deberá poseer el calorímetro para esperar los objetivos físicos marcados.

- El diseño

Es un calorímetro de centelleo que utiliza hierro como absorbente y placas centelleantes como medio activo. La construcción de los módulos se hace por apilamiento repetitivo de placas de hierro siguiendo un período de 4 densidades. La primera y la tercera son las placas de hierro trapezoidales de espesor 5 mm, la segunda y la cuarta son las placas de hierro trapezoidales de 4 mm de espesor dentro de las cuales se deja un sitio vacío en profundidad para insertar las tejas centelleadoras de espesor 3 mm, al final, cuando toda la estructura metálica se haya terminado. Esto se puede ver representado en la figura 1.6.

El calorímetro es un barril de radio interno 2.28 m y de radio externo 4.32 m. Se subdivide en un barril central de 5.64 m y dos dilatados de 2.65 m cada uno.

Cada uno de los barriles representa 64 módulos (sectores) en azimutal (φ) (figura ??).

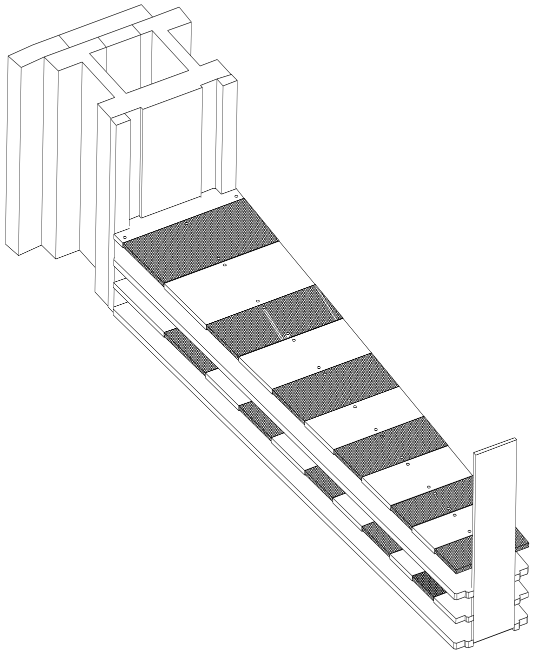


Figura 1.6: Estructura de apilamiento de las placas de hierro de los modulos.

La innovación principal de esta tecnología es la orientación de las tejas centelleadoras que se colocan perpendicularmente a los haces de partículas en colisión. Esta orientación guiada por las simulaciones de Monte Carlo permite una construcción mecánica muy simple así como una lectura fácil de las tejas y suministra una buena homogeneidad de los datos cuando se coloque un calorímetro electromagnético delante del hadrónico con el fin de tener dos longitudes de interacción de los materiales activos (figura 1.7).

El calorímetro se subdivide :

- **según la profundidad radial**, en tres capas de grosores diferentes,

- **según el eje longitudinal**, en celdas de pseudorapidez; La granularidad, según φ, está impuesta por la dimensión de un sector, $2\pi/64$=0.1. La granularidad de las dos primeras capas es $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$, la tercera es $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.1$, estos valores aparecen en la tabla 1.4. La granularidad y la segmentación se obtienen reagrupando las fibras que recogen la luz emitida por las tejas; cada teja se asocia a dos fotomultiplicadores (PM). Los PM y su electrónica se colocan dentro de los cajones que están en el interior de las vigas de hierro situadadas encima de cada módulo (figura 1.7) y que constituyen el “perfil”. Este perfil tiene como función principal :

1) Asegurar la rigidez mecánica de cada módulo,

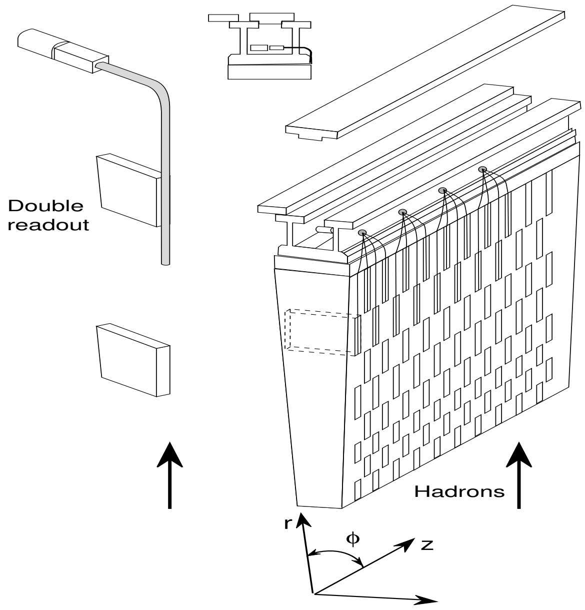


Figura 1.7: Principio de lectura de las tejas centelleadoras del calorímetro hadrónico.

2) Conducir el regreso del campo del solenoide,

3) Recibir los haces de fibras y de soportar el deslizamiento de los cajones (figura 1.8),

4) Servir como blindaje a los campos magnéticos provenientes de los imanes solenoidales y toroidales en vista de una protección de los PM.

La descripción de los PM para ATLAS y para los sucesivos *test beam* que se han realizado, se harán en los capítulos 3, 4 y 5.

1.2.4 El espectrómetro de muones

El espectrómetro está formado por un imán toroidal de 8 bobinas en la parte central, que tendrá 26 m de longitud y 19 m de diámetro exterior, y dos tapones toroidales, igualmente de 8 bobinas de 5.6 m de longitud y de 1.26 m de diámetro interno (figura 1.9). La integral del campo magnético comprende un intervalo entre 2.3 y 3.4 Tesla-metro y la parte de detección se asegura por las cámaras de trazas. La detección de los muones se produce gracias a tres capas de cámaras de muones fijadas sobre el toroide central y en el exterior de los tapones (figura 1.10), colocandose para asegurar una cobertura azimutal completa. La figura **??** muestra las capas que dan las medidas de

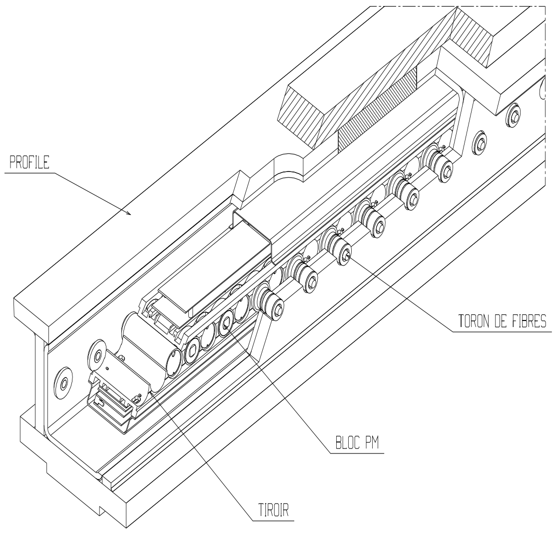


Figura 1.8: Esquematización de un cajón.

precisión y las cámaras que sirven para el ("*trigger*"). Hay tres zonas diferentes : la zona del barril, ($|\eta| < 1.05$), una región de transición ($1.05 < |\eta| < 1.4$) y la región situada en la parte delantera $|\eta| > 1.4$).

Cada plano de detección se constituye de varias capas de detección que son, para la mayor parte, una evolución de las cámaras de hilos utilizando planos superpuestos. En el barril, los planos se ordenan para formar capas cilíndricas y se situan a 4.5 m, 7 m, y 10 m de la línea del haz. En la parte de transición y en la parte delantera, las cámaras son verticales teniendo forma trapezoidal. Existen dos planos especiales para el "*trigger*" que aseguran la medida de precisión y son menos precisos pero más rápidos que los planos de medida.

Para las medidas de grán precisión se utilizan dos cámaras:

• los tubos de deriva controlada (**M***onitored* **D***rift* **T***ube*: MDT) que están formados por varias capas de tubos de deriva en aluminio encerrando un gas a alta presión del orden de 3 a 4 bars,

• las cámaras de bandas catódicas (**C***athode* **S***trip* **C***hambres*: CSC) que son las cámaras proporcionales de multihilos resistentes a la radiación.

Las cámaras de *trigger*, pueden ser a su vez, de dos tipos:

• las cámaras planas resistentes (**R***esistive* **P***late* **C***hamber*: RPC) que son cámaras de gas constituidas por placas planas paralelas. Permiten combinar la resolución espacial de las cámaras de hilos con la resolución temporal típica de los contadores de centelleo,

• las cámaras de *gap* fino (**T***hin* **G***ap* **C***hamber*: TGC) que son las cámaras de hilos de gap delgado. Utilizan hilos de 50 μm espaciados 2 mm, enrrollados por dos cátodos de grafito separados 1.6 mm del plano del ánodo. Permiten una señal rápida y son poco sensibles al campo magnético.

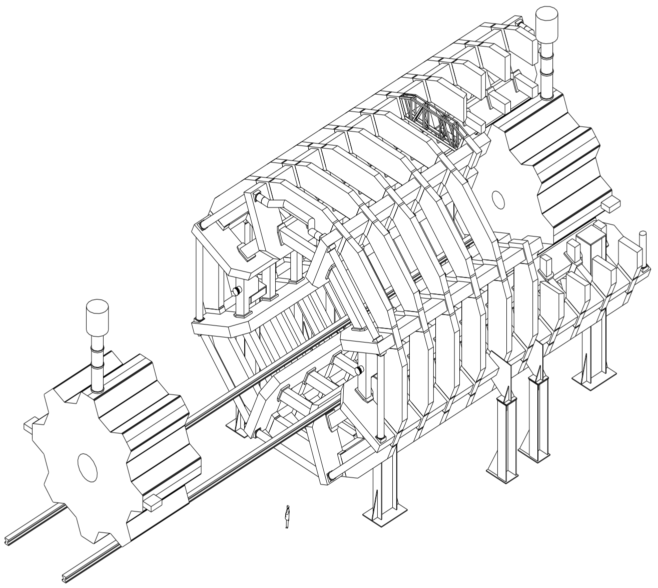


Figura 1.9: Estructura de las bobinas del toroide de aire.

Los planos de cámaras atravesados dan segmentaciones de la trayectoria; se puede entonces reconstruir las curvas completas de los muones dentro del campo del toroide y obtener por consiguiente la impulsión de estas partículas.

La figura 1.11 muestra una estimación de la resolución en impulsión transversal en función de η. Se puede constatar que en valor medio la resolución es alrededor del 3% a 300 GeV. A esta energía, las variaciones en función de η son débiles.

Los nuevo estudios del toroide y de las cámaras de muones conducen a un aumento sensible de los objetivos marcados. Las bobinas del toroide son más grandes, y la disposición de las cámaras de muones se ha modificado, todo con respecto al cubrimiento global del espectrómetro de muones.

El espectrómetro de muones puede ser utilizado solo, pero puede ser combinado también con el solenoide para tener la trayectoria completa de los muones, lo que mejora todavía más las resoluciones en energía.

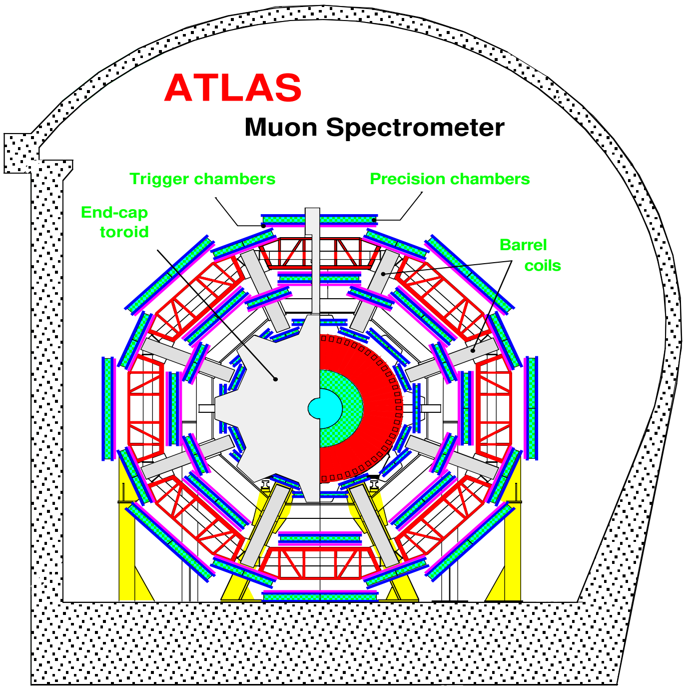


Figura 1.10: Vista transversal del espectrómetro de muones.

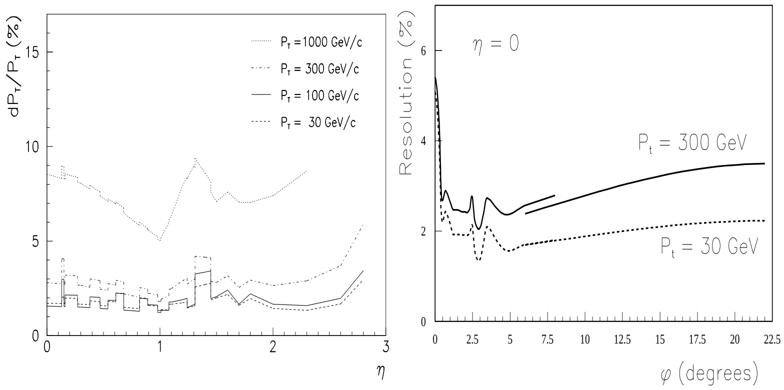


Figura 1.11: Resolución en impulsión del espectrómetro de muones en función de la pseudo rapidez y del ángulo azimutal.

Los objetivos físicos requeridos al espectrómetro de muones son los siguientes:

• para las colisiones pp se pide una buena resolución en impulsión dentro de una región de pseudorapidez de $|\eta| \leq 3$,

• la detección de los estados Υ y Υ' en colisones ión-ión, para una eventual firma de plasma de quarks y de gluones, exígen una buena resolución en base a la masa de los dimuones.

• la posibilidad de funcionar en dicho modo independiente ("*stand-alone*") de los toroides, como finalidad de garantizar una medida "robusta" de los muones.

1.2.5 Tasas de radiación

Hay tres fuentes directas de radiación en el LHC :

• La producción de partículas en el punto de interacción,

• Las pérdidas locales del haz,

• las interacciones gas-haz.

La más importante fuente de radiación es la primera.

Las fuentes indirectas se leen en el desarrollo de las cascadas (electromagnética y hadrónica) en el interior de los detectores.

El detector interno está expuesto a un flujo intenso de partículas neutras o cargadas viniendo directamente de la interacción pp. Es preciso pues, optimizar los componontes utilizados al fin de ser resistentes a las dosis calculadas. Los calorímetros absorben las cascadas y su componente más sensible es su electrónica de lectura que deberá ser "endurecida" protegida, como ciertos elementos del detector (tejas, fibras, contaminación del argón líquido por los contaminantes procedientes de la activación de ciertos muros o de las gomas). El barril y barriles extendidos (tapones) del Calorímetro de Tejas están dentro de una zona de radiación relativamente baja (figura 1.12).

Para las tejas, la dosis anual máxima esperada es de 38 Gy a η=1.2. Se han analizado en conjunto las tejas y las fibras con diferentes aplicaciones de dosis integradas yendo de 650 Gy a 10 kGy al ritmo de 16 Gy/h y 220 Gy/h. Para 10 años de funcionamiento del LHC, se espera menos del 5% de pérdida de luz sobre las primeras capas de tejas, valores que pueden ser seguidos y corregidos gracias al sistema de fuentes de cesio. Suponiendo ningún dopaje para el argón líquido, la degradación en la resolución en energía y la señal de los *jets* será despreciable.

Para los muones, es preciso prestar atención a las partículas que provienen de las interacciones con los elementos de los detectores o del acelerador que se encuentran después de la linea del haz, o de los neutrones procedentes de la cavidad interna.

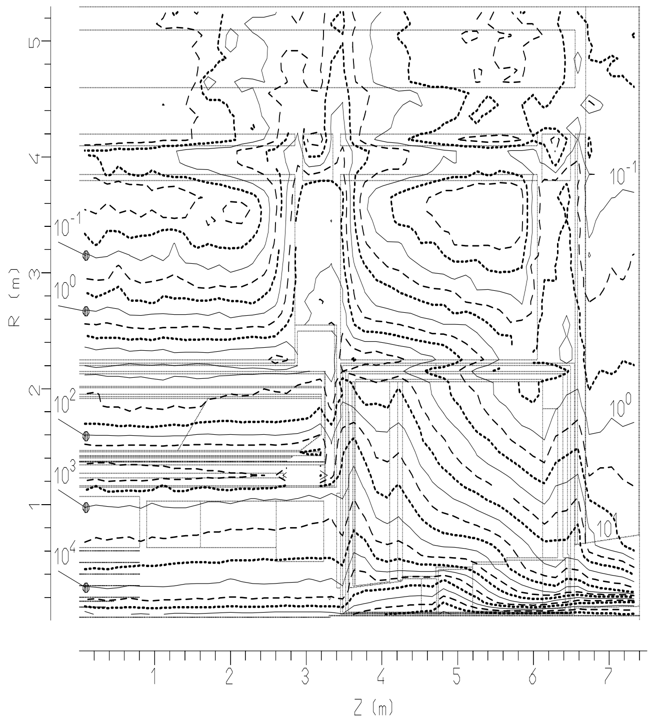


Figura 1.12: Curvas de isodosis (Gy yr^{-1}) para el detector interno y el calorímetro.

1.2.6 Trigger y adquisición de los datos

La frecuencia de crecimiento de cruce y la cantidad de datos procedentes de los diferentes detectores condicionan las principales características del sistema de adquisición ("*trigger*"). En efecto, no se puede analizar todos los paquetes al mismo ritmo que su cruce, se precisa guardar los datos en un buen momento y durante un tiempo apropiado. Además, a nivel de estos dos puntos pueden haber cambios exigidos a la hora de pasar a los iones pesados, ya que se pasa de una frecuencia de cruce de paquetes de 25 ns en pp a 125 ns en iones, y por otra parte, la luminosidad y las tasas de multiplicacidaz son muy diferentes.

El "*trigger*" de ATLAS se organiza en tres niveles como muestra el exquema de la figura **??** para las colisiones pp.

El nivel 1 funciona a la entrada de 25 ns, lee las informaciones de los calorímetros y del espectrómetro de muones; efectúa combinaciones sobre los electrones, los fotones, los *jets*, la energía ausente y los muones. Los tiempos de trato (dichos "tiempos de tránsito") no pueden pasar de 2.5 μs; se utiliza procedimientos locales y los datos se guardan dentro de las memorias "*Pipe-line*" durante la transición. El nivel 1 permite definir regiones de interés (ROI) que se analizarán en el nivel 2. La tasa máxima de salida se ha limitado en 100 kHz debido a las posibilidades del sistema de lectura de los subdetectores y el nivel 2.

El nivel 2 recibe los datos tratados por el nivel 1, a una tasa de 100 kHz y esto es necesario para funcionar con una granularidad completa. El nivel 1 una vez que ha detectado las regiones interesantes, las trasmite al nivel 2 que generalmente trata los datos provenientes del detector interno y del "*preshower*". Esto permite afinar por ejemplo, la identificación de los electrones y de los fotones y la tasa de reyección a causa de los *jets*. El tiempo de tránsito es inferior a 10 ms y la tasa de salida no es más que 1 kHz como máximo. Cuando un suceso se acepta por el nivel 2, el conjunto de datos del detector se envian al nivel 3.

El nivel 3 efectua la selección final de los datos y de su transición. La frecuencia se reduce de 1 kHz a 100 Hz y el tiempo de tránsito es del orden de 1s. Se tiene una tasa de transición de 10-100 Mbits/s.

Se puede destacar que en cada nivel, las condiciones de selección serán programables para poder adaptarse a las diferentes luminosidades y a los diversos canales físicos.

Capítulo 2

PROTOTIPO DEL CALORIMETRO HADRONICO DE ATLAS

2.1 Introducción

El calorímetro hadrónico de ATLAS estará constituido en la mayor parte por tejas centelleadoras. Dentro del marco de la colaboración RD34 [], el equipo de Valencia trabaja sobre el concepto y el perfeccionamiento del calorímetro hadrónico de tejas centelleadoras. Los primeros tests han comenzado en 1993 con tres módulos de 1 m de longitud y 1.80 m de profundidad. En 1994 y 1995, el prototipo ha pasado de 3 a 5 módulos de las mismas dimensiones que en 1993. En 1994 y 1996, se ha podido efectuar una serie de tests combinados entre un prototipo del calorímetro electromagnético de argón líquido y los 5 módulos. En septiembre de 1996, se efectuó un test de un prototipo de la parte del barril del calorímetro, llamadose módulo "0". En octubre de 1997, se ha realizado un test sobre un prototipo de los tapones del barril (*extended barrel module 0*). Este prototipo consistió en dos *extended barrel module 0* testeado conjutamente con los 5 módulos anteriormente mencionados.

En este capítulo, se va a presentar un resumen del prototipo de los 5 módulos y dar algunos resultados sobre los test realizados con haces de partículas que implican directamente la utilización de los PM. En una segunda parte, se presentara la estructura del módulo cero y su agrupación con los otros 5 módulos y un esquema del test de los dos módulos "*extended barrel*" de Argonne y Barcelona.

2.2 Construcción de un prototipo del Calorímetro Hadrónico de Tejas

Los prototipos se han construido siguiendo los mismos principios acordados en la fabricación de los Módulos en el futuro detector ATLAS [cf. capítulo 1]. El prototipo de 1995 se compone de 5 sectores de 1 m de longitud cada uno y 1.8 m de profundidad radial. Cada sector representa $2\pi/64$ en azimutal (ángulo φ). El trapecio obtenido está proyectado a 2 m (figura **??**). La dimensión radial representa alrededor de 9 longitudes de interacción.

La cara de entrada del prototipo es de 100×100 cm^2 y la estructura metálica de un sector está constituida por un período elemental que se repite sucesivamente. Se pueden encontrar 4 capas sucesivamente : la primera y la tercera están formadas por placas trapezoidales de 5 mm de espesor : los "*Masters*" . La segunda y la cuarta están hechas de pequeñas placas trapezoidales de 4 mm, los "*Spacers*", que se alternan con los centelleadores (3 mm). Lo más importante para conseguir un apilamiento de estas piezas es controlar la pulidez de las superficies de chapa de ± 0.05 mm, por lo tanto el laminaje es muy importante. Las piezas son a continuación cortadas. Dos técnicas han sido utilizadas : el corte de prensa ("acción de contrastar medidas") y el corte de láser.

En la práctica, no se hará un solo apilamiento de 1 m de longitud sino de varios submódulos de 30 cm donde los *Masters* y los *Spacers* estarán pegados. Después, los submódulos se agruparán para formar un módulo leiendose por el perfil exterior donde estará colocada la electrónica y los PM, por una placa soldada en el lado interior. Todo estará metido a presión y reforzado gracias a las varas de metal que atraviesan todo el módulo, hbiendo dos varas de metal por centelleador (figura **??**). El apilamiento de los submódulos tiene una tolerancia de 0.2-0.3 mm.

El peso de un módulo del prototipo es alrededor de 3.5 toneladas, esto implica que éste sea rígido para poder ser manipulado y metido en la zona de test.

Todos estos estudios han permitido optimizar la geometría de los centelleadores, el espacio reservado para las fibras (figura **??**) y el espacio entre cada módulo.

2.2.1 Los centelleadores y las fibras

- **Los centelleadores**

Las principales consideraciones para la elección de los centelleadores son:

- el rendimiento luminoso (en fotoelectrones),

- la uniformidad de la respuesta sobre la superficie de la teja,

- la fluctuación de la respuesta teja a teja,

- la técnica de fabricación y el coste.

La técnica retenida para ATLAS en la fabricación de las tejas, es la inyección moldeada. Esta técnica que consiste en inyectar dentro de un molde, a presión y en caliente, una mezcla de polystyreno y dopante (1.5% de PTP y 0.04% de POPOP), permite obtener directamente la teja lista para su utilización. La estructura obtenida es la buena y la definición óptica es suficiente; la toleráncia sobre la linealidad es alrededor del 0.04%. El ciclo completo de fabricación dura alrededor de 2 minutos por teja para ATLAS (500000 tejas son necesarias).

Las fibras se colocan contra el borde de la teja teniendo un *gap* de aire entre las tejas y las fibras. Los centelleadores están recubiertos de "*Tyvek*" (material plástico blanco) y además, sobre los bordes, se colocan un serie de bandas negras de "*Tedlar*" (Cinta plástica que absorbe la luz) para aumentar el rendimiento luminoso de las tejas. Un gran esfuerzo se ha desarrollado para encontrar esta solución que optimice el rendimiento luminoso con respecto una excelente uniformidad, la cual está relacionada con la posición del centelleador en la teja.

El último objetivo esperado es un rendimiento alrededor de 1 fotoelectrón/mip/teja (transmisión de fibra comprendida; mip: partícula al mínimo de ionización). Este se ha obtenido para las últimas tejas producidas y es un objetivo muy importante para asegurar una buena resolución en energía en el TILECAL y para poder detectar un muón aislado que deposite 350 MeV.

Los efectos de radiación se han estudiado sobre las tejas, sobre las fibras y sobre el conjunto tejas/fibras. Se espera una degradación de la longitud de atenuación de los centelleadores a las radiaciones de menos del 5% para las tejas más próximas en la dirección del haz. Esto corresponde a lo que es actualmente medido en CDF, donde se observa un degradación del 1% por año. Este hecho puede ser vencido y corregido gracias al sistema de calibración en energía utilizando una fuente de cesio.

Un total de aproximadamente 460000 tejas centelleadoras se necesitarán para el calorímetro: la mitad en el barril, un cuarto en cada una de las prolongaciones (sus tapones) y un pequeño número en el ITC.

La longitud de atenuación obtenida con estas tejas es de alrededor de 50 cm.

- **Las fibras**

Para transportar la luz desde las tejas centelleadoras hasta los fotomultiplicadores se usan fibras de 1 mm de diámetro, con la particularidad de que modifican la longitud de onda, y tienen un tiempo de subida de 10 ns, es decir, tienen un tiempo de desexcitación de 10 ns. Las tejas centellean luz a una longitud de onda correspondiente al azul (420 nm), las fibras absorben esta luz y la reemiten dentro del verde ($\lambda = 480$ nm), siendo después analizada por los PM. Para obtener el máximo de luz durante toda la duración de vida del calorímetro, estas fibras han sido eligidas siguiendo los siguientes criterios:

- el espectro de absorción de las fibras debe ser compatible con el espectro de emisión de las tejas : el espectro de emisión de las fibras debe ser compatible con la eficiencia cuántica de los PM,

- la optimización del rendimiento luminoso y de la longitud de atenuación de onda,

- la respuesta directa de las fibras a las partículas ionizantes debe ser débil, para evitar la detección de las partículas dentro de los espacios ("*cracks*") entre los módulos, y esto gracias a los dopantes que absorben dentro del UV,

- ellas deben ser resistentes a las radiaciones.

Las fibras están aluminizadas del lado opuesto a la lectura (PM), obteniendose así una reflexión próxima del 85% y una longitud de atenuación del orden de 4 m. Numerosos tests se han realizado entre fibras de diferentes composiciones y de diferentes firmas comerciales, como por ejemplo, las fibras BCF99 de Bicron, las Y11(200)MS de Kuraray y las S048 de Pol.Hi.Tech. En estos tests se ha variado la concentración de dopante y de absorbente UV; se ha cambiado el tipo de "*cladding*" (paso del simple "*cladding*" al doble); se han hecho tests mecánicos (las fibras deben ser bastante flexibles para evitar los contrastes de curvaturas sobre el rendimiento luminoso) y por último se ha mirado su resistencia a las radiaciones.

Se puede remarcar que las fibras de doble *cladding* permiten aumentar el rendimiento luminoso en un factor 1.2 a 1.4. Los tests de efectos de radiación han dado una pérdida del 5% del rendimiento luminoso si se expone las fibras a una dosis equivalente a la absorbida por ATLAS en 10 años. La dosis máxima esperada, incluyendo la dosis del flujo de partículas cargadas y de neutrones, es alrededor de 40 Krad para 10 años de utilización a plena luminosidad y esto para las tejas de la primera capa.

2.2.2 Calibración del prototipo

El objetivo de hacer la calibración del prototipo es poder saber las fluctuaciones que hay entre teja y teja, fibra a teja y fibra y fibra.

Está previsto diferentes sistemas para obtener la calibración del calorímetro de tejas, entre los que se pueden destacar los siguientes:

• **Una fuente de cesio** que ilumina a cada celda y también a cada teja. Permite asegurar la intercalibración de las celdas de todo el calorímetro y seguir sus cambios a lo largo del tiempo.

• **Un láser** que ilumine a cada PM. Esto permite seguir las derivas de ganancias relativas de los PM, y también medir y corregir sus no linealidades. Se puede también medir la ganancia y deducir el número de fotoelectrones/pC. El láser se utiliza "*on-line*" para un control del funcionamiento de los PM durante la toma de datos y para el análisis "*off-line*", se calcula para cada PM un coeficiente de calibración.

• **Un sistema de inyección de carga PPG** ("*Precision Pulse Generator*") que permite obtener la ganancia de los ADC por los diodos en pC/canal. El PPG da la linealidad del ADC, esto por lo tanto se controla y después se corrige "*off-line*".

Los dos primeros sistemas implican a los PM, y se han desarrollado en los puntos siguientes dando algunas indicaciones que les conciernen.

2.2.2.1 El sistema de la fuente

La configuración del calorímetro de tejas permite el paso de una fuente radiactiva a través de cada centelleador, esto permitirá concocer la respuesta de las celdas de lectura entre ellas, mediante el ajuste y la estimación de la ganancia de cada PM y poder equilibrar así la respuesta de cada celda. La fuente de cesio 137 es de 5 mm de longitud y de 5 mCi y excita sucesivamente cada teja gracias a la emisión de un haz de fotones de 0.662 MeV. El concepto mecánico se muestra en la figura 2.1.

La longitud de la fuente es tal que cada teja se puede leer individualmente obteniendose así la respuesta de cada PM, y al mismo tiempo se visualiza también cada elemento teja-fibra (figura 2.2). Se analizó las informaciones procedentes de 10 PM correspondientes a las 5 celdas atraversadas integrándose la señal alrededor de 20 ms. Para una ganancia de los PM de alrededor de 10^6, se obtuvo una corriente de 250 nA a 300 nA, para una corriente de oscuridad media de algunos nA.

Para cada PM, una constante de intercalibración se ha calculado integrando la distribucción de corriente (figura 2.2), y habiendo extraído la corriente oscura previamente (base de la curva). Este resultado se ha dividido por la anchura a mitad de altura (FWHM) de la distribución para corregir el hecho que ciertas celdas tienen 11 tejas y otras 12, obteniéndose finalmente la constante de intercalibración para un PM haciendo una media de los resultados obtenidos para las diferentes capas de tejas de una misma celda.

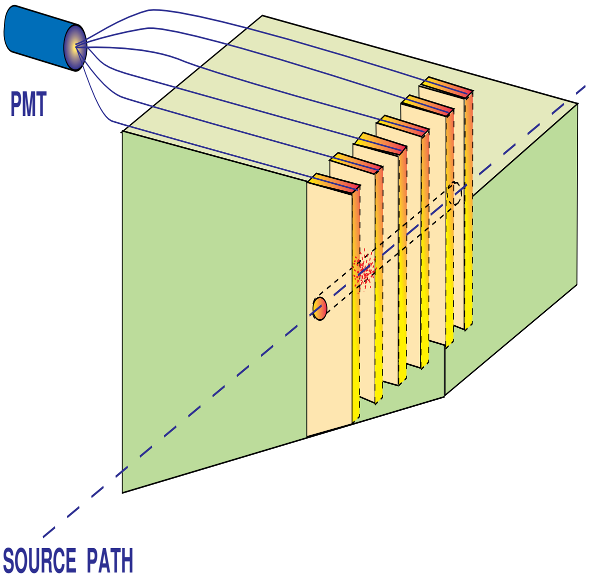


Figura 2.1: Concepto mecánico del sistema fuente de calibración.

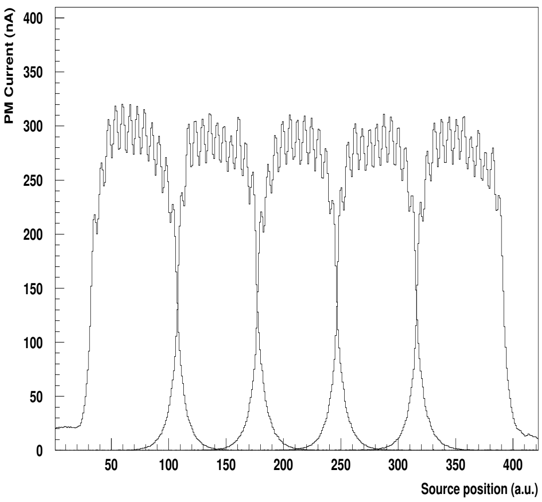


Figura 2.2: Visualización de la respuesta de las tejas : medida de la corriente después de la substracción del pedestal de 5 PM.

El procedimiento de intercalibración se ha hecho en varias etapas. La primera etapa es para el ajuste de la ganancia de los 200 fototubos. Para esto, las segundas tejas de cada segmento se han expuesto a la fuente de Cesio.

En un segundo período consiste en exponer las 18 tejas de un módulo a la fuente de Cesio y así, la alta tensión de cada PM queda fijada. La constante de calibración de los PM se obtiene como se ha explicado antes.

Para controlar la calidad de la calibración, se utiliza los datos de piones o los de muones. En el caso de los piones, se puede verificar la simetría derecha-izquierda sobre una misma celda tocada (hay dos PM por celda). Para los muones, giramos el calorímetro 90^0, lo que permite atravesar cada rango de tejas del prototipo y verificar la uniformidad de las respuesta, ya que los muones depositan en valor medio la misma energía dentro de cada celda después de correcciones sobre las longitudes de celda atravesadas.

La utilización de la fuente de cesio nos permite intercalibrar las respuestas individuales de los conjuntos tejas/fibras (cada teja con sus fibras de lectura, se puede seguir cada región de tejas). La precisión sobre los coeficientes de intercalibración es del orden del 1%. Esta incertidumbre llevada sobre la lectura de una celda para un PM es mejorada en un factor $\sqrt{2}$ gracias a la doble lectura, y en un factor $\sqrt{N}$, siendo N el número medio de celdas tocadas. El número N es grande en el caso de una cascada hadrónica, pero se reduce en el caso de un muón, a un valor mínimo de N=4.

Después de la intercalibración, los PM tienen ganancias diferentes, y se puede obtener las fluctuaciones de la respuesta teja a teja, fibra a teja y fibra y fibra como la mejora progresiva de los rendimientos luminosos de las tejas y de las fibras a lo largo de varios años.

2.2.2.2 El sistema del láser

El sistema láser permite seguir la evolución de los PM, como por ejemplo, ver su nivel de ganancia relativa o de linealidad. El sistema hace incedir sobre cada PM impulsiones luminosas de una cierta duración, intensidad y longitud de onda similares a las impulsiones luminosas creadas por las partículas que son transportadas através de las fibras hasta los PM.

El medio del cual se constitye el láser es, un estado sólido de Fluoruro de Lito y de Ytrio (YLF) que se excita por diodos que emiten dentro del infrarrojo. Esta radiación infrarroja se transporta por una fibra óptica: no hay ningún contacto eléctrico entre la bomba del láser y la cabeza que emite la luz, lo que elimina una fuente de ruido parásita. La longitud de onda emitida por estos diodos depende de la temperatura.

Una refrigeración termo-eléctrica (elementos Peltier) los conduce individualmente a una buena longitud de onda.

La linealidad de los fotodiodos está controlada con la ayuda de un sistema de inyección de cargas dentro de los preamplificadores de corriente asociadas, lo que permite seguir la linealidad de los PM con la misma precisión que las ganancias.

El láser se utiliza también para la estimación del número de fotoelectrones por picocoulombios por cada PM.

La correlación entre el sistema de la fuente de Cesio y el sistema del láser ha sido claramente establecido. La figura **??** muestra las correlaciones obtenidas modificando las altas tensiones nominales sobre los PM dados, es decir, alcanzando su ganancia. Sobre esta curva, se encuentra las precisiones dichas por los dos tipos de calibración, 1.5% para el Cesio y 0.5% para el láser.

2.2.3 La electrónica

Para el test de los 5 módulos, los componentes electrónicos estándars que se han utilizado son : Los PM Philips XP 2012 del experimento UA2 ; los ADC CAEN 2208 y las alimentaciones de altas tensiones CAEN 4014.

Sin embargo, durante los test con haces de partículas, los nuevos componentes electrónicos se reemplazaron por otros que tenían unas características más adaptadas a ATLAS. En los últimos tests, el módulo central ha sido equipado según dos métodos: el método analógico precedente y un método digital que se llama Fermi (RD16). Las comparaciones entre los dos métodos son verdaderamente favorables para Fermi, aunque e deben efecjutar otros test y también se deben utilizar nuevos PM que se adapten mejor a los requisitos impuestos para ATLAS.

Los contranstes sobre los detectores de luz son múltiples, y serán descritos en el capítulos sucesivos.

2.3 Resultado de tests con haces de partículas

Se va a considerar en este apartado el test del prototipo funcionando solo ("*en mode stand alone*") y después el test combinado con el calorímetro electromagnético (EM) de argón líquido.

En este punto solo se hablará de los resultados que implican directamente las características de los fotodetectores, como pueden ser su rendimiento luminoso (número de fotoelectrones por GeV), resolución en energía y linealidad con los piones y medidas de los muones y del rango dinámico.

Una información más detallada sobre este test con haces de partículas junto con los resultados obtenidos se pueden encontrar en las referencias : [] [] [].

En el caso del test del prototipo funcionando solo, los 5 módulos están colocados sobre una mesa móvil según todas las direcciones, de forma que se pueden exponer todos los módulos a diversos ángulos y para diferentes puntos de impacto de los haces. Se puede ver en la fotografía de la figura ??.

Para el test combinado con el compartimento (EM) de argón líquido, los 5 módulos están situados detrás del criostato del calorímetro electromagnético, en una posición fija con relación al haz. El único movimiento autorizado es una traslación por el fondo donde está colocado el calorímetro de tejas, justamente detrás del calorímetro electromagnético. Esto se puede ver en la fotografía de la figura ??.

2.3.1 Número de fotoelectrones (Rendimiento luminoso)

El rendimiento luminoso global que se puede traducir en número de fotoelectrones por GeV (n_{pe}), es la convolución de un grán número de efectos. Estos efectos tienen que ver con la energía centelleada por las tejas, con los rendimientos luminosos de transmisión, absorción y propagación de la luz a lo largo de todo el conjunto tejas/fibras, con el rendimiento cuántico de los PM para una longitud de onda considerada y con la eficiencia de recolección de los fotoelectrones entre el cátodo y el primer dínodo.

Ha habido una evolución en el porcentaje de fotones (o fotoelectrones) que se han perdido dentro de cada sección y se puede medir el número de fotoelectrones (n_{pe}) de diferentes formas.

En 1995, la colaboración RD34 para los muones de 150 GeV entrando en el calorímetro a 90^0, utilizó la siguiente fórmula([]):

$$N_{pe} = C(\frac{Q_C}{\sigma_c})^2 \frac{1}{Q_c} \alpha_e \tag{2.1}$$

donde α_e es el factor de conversión medido para los electrones, Q_c es la carga media por celda, σ_c es la anchura de la distribución de carga debido a la fotoestadística y el parámetro C es un factor de corrección.

También a partir de los datos obtenidos por el láser o midiendo la asimetría derecha-izquierda que existe en las diferencias de las distribuciones de cargas de dos PM que leen la misma teja.

Se puede ver sobre la figura 2.3, los resultados para las diferentes tejas. El tamaño de las fibras aumenta o disminuye dependiendo de la teja que lean. Las tejas de la primera capa son leídas por las fibras más largas que las de la última capa que son releídas por las fibras más cortas. A pesar de estos efectos, se hace constatar que dentro de una misma capa *sampling* el rendimiento luminoso es relativamente uniforme. El número de fotoelectrones por GeV ha pasado de 24 para el 93 a 64 en el 95, gracias a los progresos realizados sobre los centelleadores, su revestimiento y las fibras. No es necesario mejorar aún más el número de fotoelectrones ya que será suficiente para poder estudiar bien los piones y los muones (rango dinámico deseado).

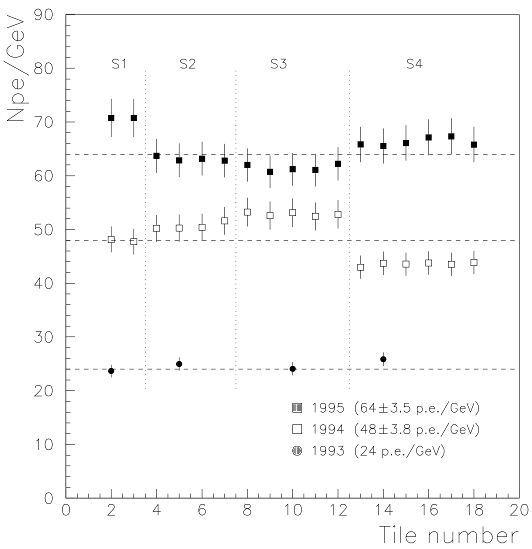


Figura 2.3: Número de fotoelectrones por teja y por módulo, para los tres años de toma de datos.

2.3.1.1 Respuesta a los muones y rango dinámico

Aunque el calorímetro hadrónico de tejas no se ha construido para detectar muones, puede aportar informaciones útiles sobre la pérdida de energía de estos últimos. En efecto, para los muones cuya impulsión está comprendida entre 2 y 5 GeV, la fracción de energía perdida en el calorímetro no es despreciable. Sobre la figura 2.4, se puede observar la pérdida de energía para los haces de muones de diferentes energías []. A 5 GeV, se tienen solamente los resultados del cálculo de Monte-carlo; viendo que el acuerdo entre este último y los datos experimentales a 5 GeV es excelente (la posición del pico para el Monte-Carlo ha sido normalizado a los datos).

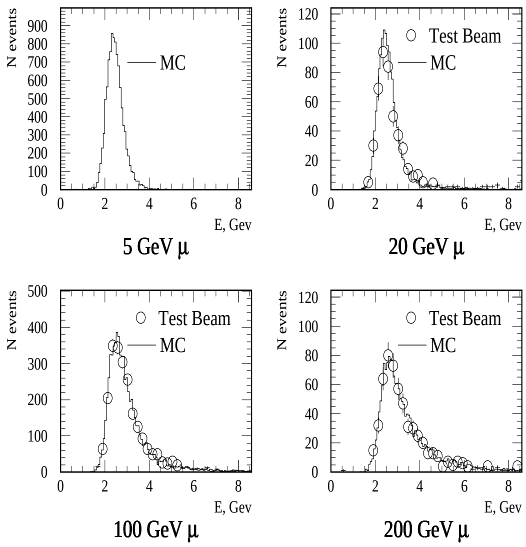


Figura 2.4: Energía medida en el prototipo para los muones de 5 GeV (solamente MC), 20, 100, 200 GeV. El cálculo de Monte-Carlo está normalizado a los datos para obtener el mismo valor de pico.

La energía depositada por los muones en el calorímetro (2.7 GeV) puede ser comparada a la depositada por los sucesos de *minimum-biais* (MB) esperados por el cruce de paquetes ($\mathcal{L} = 10^{34}\ rmcm^{-2}s^{-1}$) que valdrá alrededor de 0.2 GeV en la región de granularidad $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

La relación "señal-ruido" que es, en este caso, la señal de los muones en el calorímetro añadido a los sucesos de *minimum-biais*, es superior a 10, lo que era uno de los objetivos en la concepción del calorímetro de tejas.

El rango dinámico en energía que debe cubrir el calorímetro, debe ir desde la media de los muones hasta la de los hadrones de muy alta energía.

2.3.1.2 Respuesta a los piones

A partir de las medidas utilizando los piones yendo de 20 a 300 GeV, en el prototipo solo y en 1994 con el calorímetro electromagnético, se puede ver la resolución en energía y la linealidad.

La resolución y la linealidad dependen de la relación e/π (relación de las respuestas de electrones y de piones para una misma energía). Los espectros en energía son directamente obtenidos a partir de los datos "ruidosos", añadiendo la carga recibida en cada celda. Son simétricos a baja energía y desarrollan colas a alta energía : a derecha, debido a la no compensación (e/π mayor que 1) y a izquierda debido a las pérdidas laterales o longitudinales de las cascadas. Se puede ver en las figuras 2.5 y 2.6 la evolución de la resolución en función $\frac{1}{\sqrt{E}}$ para los datos del 95 con θ entre 10^0 y 30^0.

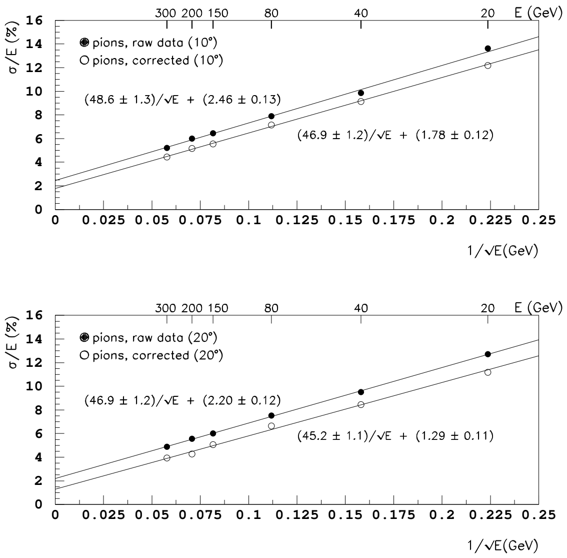


Figura 2.5: Resolución en energía para el prototipo solo a 10° y a 20°.

Una relación entre e/π diferente de 1 induce desviaciones en la linealidad de la respuesta hadrónica en función de la energía, y perturba la resolución en energía. Estos efectos se han compensado utilizando métodos de ponderación, introducidos por la experiencia H1 en DESY.

Después de la aplicación del método de ponderación, las resoluciones son:

- para el prototipo solo : a 10°

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{46.9\%}{\sqrt{E}} + 1.78\% \tag{2.2}$$

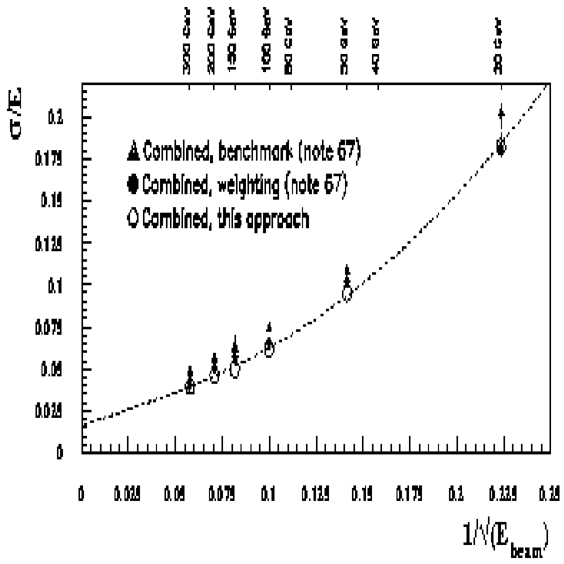


Figura 2.6: Resolución en energía para el test combinado a 11.3°.

a 20°

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{45.2\%}{\sqrt{E}} + 1.29\% \tag{2.3}$$

- para el test combinado : a 11.3°

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{38.3\%}{\sqrt{E}} + 1.62\% \oplus \frac{3.06}{E} \tag{2.4}$$

Solo el término de ruido electrónico procedente del calorímetro de argón líquido es añadido cuadráticamente.

La linealidad se muestra en las figuras 2.7 y 2.8. Gracias a los métodos de ponderación se mejora la no linealidad y tanto en el caso del prototipo solo como en el test combinado, la no linealidad es inferior al por cien.

2.4 El módulo O

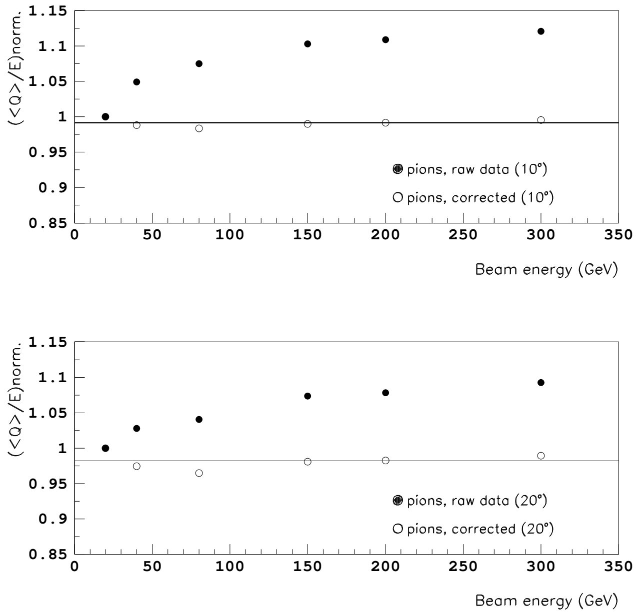


Figura 2.7: Linealidad para los piones en “stand-alone”.

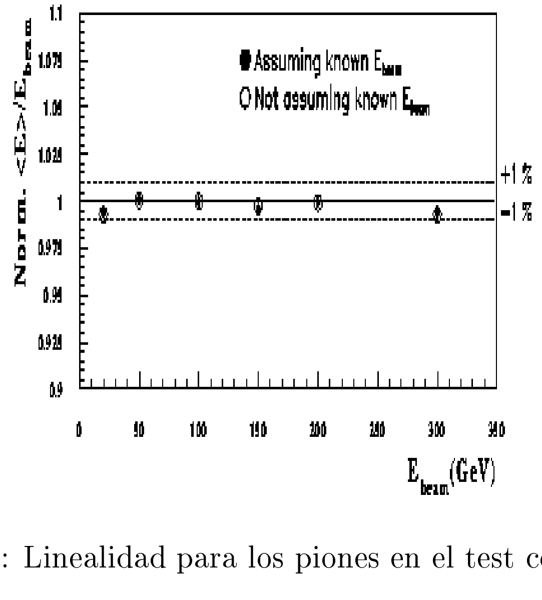


Figura 2.8: Linealidad para los piones en el test combinado.

El módulo 0 ha sido el primer elemento contruido de gran envergadura de un modelo del barril del calorímetro de tejas de ATLAS. Con el objetivo de contener más completamente las cascadas hadrónicas, el módulo 0 ha sido colocado entre los 5 módulos anteriores.

2.4.1 Características del módulo 0

El módulo 0 tiene una longitud de 6 m, con un peso, completamente equipado, de alrededor de 22 toneladas.

Está constituido de submódulos de300 mm de grosor y se controla gracias al encolado de placas de hierro (*master* y *spacer*) que lo constituyen.

El conjunto del módulo 0 ha sido construido en Dubna y los submódulos en otros diferentes laboratorios. En el se puede ver la estructura en pseudoproyectividad comentada en el capítulo 1, gracias al agrupamiento de fibras de lectura y la utilización de tejas de alturas desiguales (lo que lo hace diferente de los precedentes módulos).

El módulo 0 está formado por las tejas, las fibras, los PM y los cajones:

- **Las tejas**

2000 tejas han sido fabricadas en el laboratorio de Protvino. Existen 11 tamaños diferentes en lugar de 18 para los anteriores módulos. El tamaño viene dado por la altura y la base media del trapecio.

La respuesta en luz de cada teja va a ser inversamente proporcional a la superficie de la teja y directamente proporcional a la longitud de acoplamiento teja-fibra. Hay que tener en cuenta también, la atenuación de la luz por la fibras que conducen la luz hasta los PM.

- **Las fibras**

Las fibras utilizadas en el módulo 0 son del tipo Kurary Y11 (200) MS con 600 ppm de absorbente UV y son de doble "*cladding*".

Las fibras se instalan después de la colocación de las tejas. Existen cuatro profundidades A, B, C, D de centelleadores con granularidad $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, para las profundidades A, B, C y $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ para la profundidad D. (figura **??**).

Para la lectura de las fibras, se reagrupan en manojos de forma que definen tres capas A, B+C, D. El reagrupamiento asegura una pseudo-proyectividad en θ. La proyectividad en ϕ está garantizada. Los manojos de fibras como las tejas centelleadoras, se agruparon de forma que tengan una proyección formando un mínimo de 0.1 en η. Esta estructura de haces de fibras enrrollados en el Módulo 0 será la geometría usada y buscada para ATLAS.

La forma de enlazar las fibras es muy compleja, debido a lo siguiente:

- una respuesta uniforme de lectura en el interior de una capa en la que esté la celda tocada,

- no pasar un cierto radio de curvatura, para no cambiar la respuesta,

- la dimensión de las celdas de lectura, la dimensión de los haces.

• **Los PM y los cajones**

Una gran novedad del módulo 0 es la instalación de cajones que permiten un fácil acceso a los PM y a toda la electrónica de lectura.

La figura **??** nos muestra la estructura de un cajón y de un bloque de PM instalados en el módulo 0.

Los PM que se han utilizado en el módulo 0 son los R5900 de Hamamatsu cuya peculariedad más notable son su redudicio tamaño y su área cuadrada y los dos cajones se equiparon con 46 PM. Los bloques de PM contienen : la guía de luz (*light-mixer*), el puente divisor (repartición de voltaje), la electrónica asociada y el blindaje (protección contra los campos mágneticos).

La electrónica general que el módulo 0 utilizó, fueron exclusivamente los módulos Fermi mencionados en el apartado 2.1.3.

2.4.2 Test del módulo 0 en cojunto con los otros módulos

El "*barrel Module 0*" se estudió en el test beam de septiembre de 1996 utilizando un esquema de chequeo similar a la usada para el prototipo de módulos, es decir, un test de los módulos del calorímetro con una haz del acelerador SPS del CERN debido a la necesidad de determinar la respuesta de los módulos frente a una gran variedad de condiciones como la exposición a haces de partículas de altas energías, etc. El punto original es poner los módulos anteriores junto al módulo 0, tres módulos debajo del módulo 0 y dos encima, como muestra la figura 2.9. Un programa de Monte Carlo ha permitido la optimización de estos 5 módulos junto al módulo 0.

El muro de centelleadores situados en la parte trasera del calorímetro contribuyen a la identificación de muones, a las pérdidas de energía y a la identificación de las

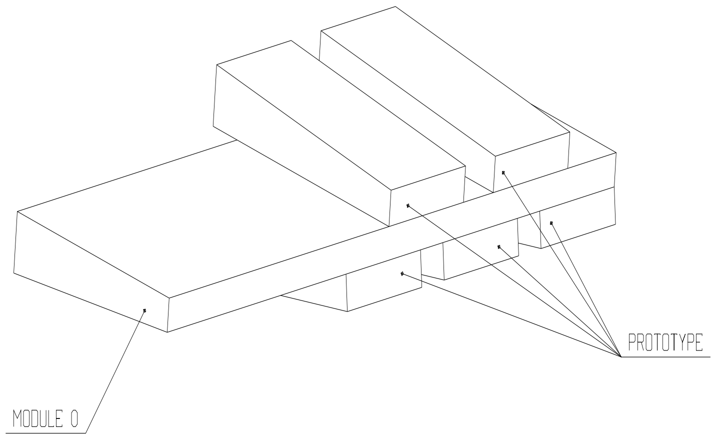


Figura 2.9: Conjunto de los 5 módulos y el módulo 0.

cascadas.

Para el *test beam*, solamente la mitad del módulo fue equipado con el sistema de lectura electrónico ($\eta = 0$ fue actualmente el centro físico de la estructura).

Los datos del *test beam* se obtuvieron para distintos valores deη (pseudorapidez), con valores máximos de $\eta = 0.75$ en una proyección principal, y también con muones incidiendo a 90^0 con respecto al plano $\eta = 0$.

El "*Tile Calorimeter Module 0*" está equipado con 46 canales de lectura. Las sñales se han leido a travás del*drawer* electrónico y digitalizadas localmente y a la salida del *drawer* por los módulos VME. Contienen 10-bit, 40 MHZ de ADC seguidos por una memoria FIFO desrrollada como parte del proyecto FERMI RD-16. Esta configuración ha sido usada en la recolección de datos en el *test beam* de septiembre de 1996. Un sistema similar fué utilizado en 1995, en paralelo con un convencional sistema CAMAC de integración de carga ADC. En este caso, la producción de resolución en energía ha sido mejor que en el convencional sistema, esto ha sido posible por la limitada energía del *test beam*, el uso de 10-bit de ADC y la importancia de estudiar las características del calorímetro. La forma de estos primeros estudios del módulo 0 ha sido diseñada con una ganancia 4 veces mayor que la que tendrá finalmente ATLAS.

La figura 2.10 muestra los resultados de la respuesta del calorímetro a los muones para las tres capas (*sampling*). El pedestal para los mismos canales está superimpuesto en las gráficas. La resolución en la señal de muones está clara, debido a los esfuerzos para reducir el pedestal de ruido.

Estos módulos están montados sobre una mesa que permite exponer todo el prototipo a cualquier dirección del haz. Esta mesa ha soportado, en octubre de 1997, dos módulos de ATLAS totalmente equipados del *extended barrel* del calorímetro hadrónico (Módulos de Barcelona y Argonne) junto con los cinco módulos de los prototipos anteriores.

La configuración en este *test beam* fue los dos módulos de los tapones puestos en forma de sandwich con los 5 módulos de los prototipos anteriores. Se tenían dos módulos arriba del todo, después los dos *extended barrel* y por último los tres restantes módulos. Este dispositivo experimental se realizó de esta forma para intentar evitar una pérdida transversal de energía en ambos *extended barrel module 0.*

Con este dispositivo experimental surgieron una serie de problemas:

- no se puede calibrar con la fuente de Cesio los dos módulos de arriba, con lo cuál se cogieron los datos obtenidos en años anteriores.

- la extración de los cajones en ambos módulso (*extended barrel*) fue verdaderamente costoso, debido a la posición de los 5 módulos restantes.

La geometría de los tapones se puede ver en la figura 2.11. En ella se observa

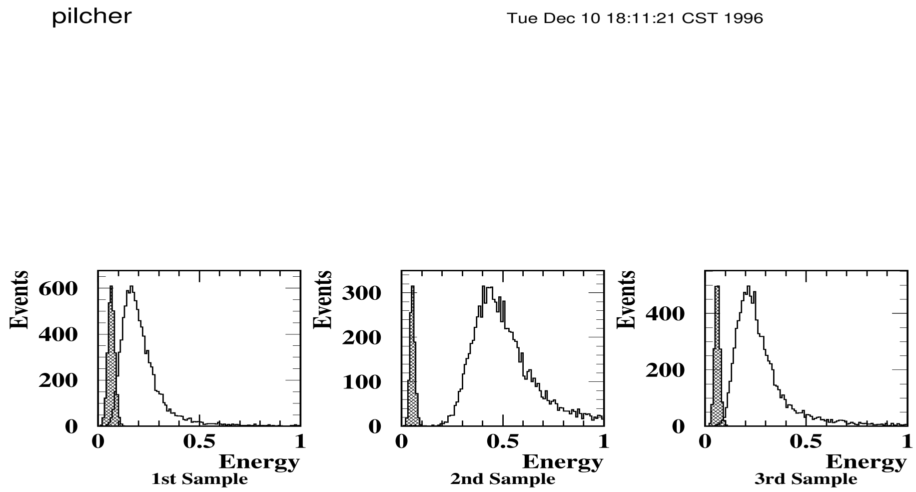


Figura 2.10: Respuesta del calorímetro de tejas a los muones para los tres samplings.

la distribución de los fotomultiplicadores, las regiones de pseudorapidez asociadas al calorímetro y las tres capas *depth* de este.

2.5 Consecuencias para ATLAS

2.5.1 El láser para ATLAS

El montaje láser será casi el mismo para ATLAS que para el prototipo. Hay ahora 64 módulos a esclarecer en el barril, y lo mismo para cada tapón del barril (*extended barrel*). Para poder obtener los 60.000 canales necesarios, se ha combinado la modulación de las amplitudes electrónicas y tres filtros neutros, los factores de atenuación serán alrededor de 15, 15^2 y 15^3. Estos filtros fueron instalados sobre una rueda ([]) sobre la trayectoria de la luz en dirección al calorímetro, pero nada se cambiará para los fotodiodos, la electrónica conservará las misma covertura dinámica que ahora

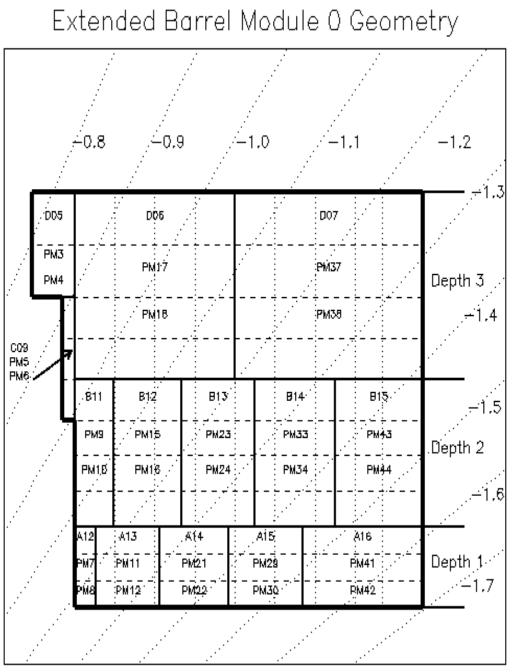


Figura 2.11: Geometria en celdas de los módulos utilizados en el test beam de 0ctubre del 1997.

Se utilizaron fibras y diodos suplementarios para controlar los efectos de envejecimiento sobre estas fibras.

2.5.2 Implicaciones para los *jets*

2.5.2.1 Aceptancia para los *jets*

Los barridos en la cara de entrada del prototipo nos hacen aprender que dentro de la zona del barril central *barrel*, no se tendran problemas de "*crack*" en ϕ ni problemas de uniformidad de la respuesta en η. Además en ATLAS, la multiplicidad (inherente a la estructura de los *jets* y el campo magnético mejoran todavía más esta uniformidad.

2.5.2.2 Resolución en energía para los *jets*

El programa de simulación del detector detallado de ATLAS encuentra la misma resolución para los piones que el test realizado con haces de partículas. Se puede pensar que da una resolución correcta para los *jets*. La resolución en piones solos es

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{45\%}{\sqrt{E}} + 1.3\% \tag{2.5}$$

y esto para los *jets* salidos del Monte-Carlo es

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E}} + 1.0\% \tag{2.6}$$

Hacemos constar que la resolución en *jets* es mejor que en hadrones solos, esto es debido principalmente a la multiplicidad en partículas de los *jets*.

2.5.3 Los PM para ATLAS

Otros PM que los del tipo UA2 (Philips XP2012 se han analizado y comparado. Las especificaciones para los posibles PM de ATLAS y las características de los PM medidos se darán en los capítulos siguientes.

Capítulo 3

SISTEMA DE LECTURA DE LA LUZ PARA EL PROTOTIPO Y PARA ATLAS

3.1 Introducción

Como se ha dicho anteriormente, las tejas son atraversadas por las partículas produciendo luz por centelleo. Esta luz se transporta através de las fibras hasta los fotomultiplicadores (PM); hay que intentar que esta transmisión sea la mejor posible, para ello es preciso estudiar todos los elementos de este sistema de lectura de luz. En este capítulo vamos a estudiar el último elemento de este sistema que son los PM. Se efectuaron unas primeras pruebas sobre los PM UA2 de Philips que se utilizaron para equipar el prototipo del calorímetro en 1993, el cual se componía de 5 módulos. Para el *test beam* en septiembre de 1996 del módulo 0 se han estudiado una nueva generación de PM, los R5900 de Hamamatsu que como característica peculiar tienen el fotocátodo cuadrado.

En este capítulo se hará referencia a las características clásicas de los PM, a continuación un resumen de las principales especificaciones de los PM UA2 usados en los test de 1993 a 1995, de los R5900 utilizados en el Módulo 0 y en el *test beam* de octubre de 1997.

3.2 Constituciones clásicas de los PM

3.2.1 Principio de funcionamiento de un PM

Un fotomultiplicador [tesis de Silvie] es un tubo electrónico (de sección redonda o cuadrada) que convierte, por efecto fotoeléctrico, una radiación incidente situada dentro del dominio de longitud de onda extendido desde el ultravioleta al infrarrojo, en una señal eléctrica. Después amplifica por emisión de electrones secundarios esta señal, hasta un nivel explotable. Se pueden distinguir las siguientes partes dentro de un PM :

- **un fotocátodo** que efectúa la conversión del flujo de fotones incidentes en flujo de electrones,

- **una óptica de entrada** que concentra todos los electrones del fotocátodo sobre la primera etapa (dínodo) multiplicadora,

- **una cadena multiplicadora** de electrones formada por una sucesión de electrodos dínodos, los cuales multiplican en cascada el número de los electrones que penetran en el multiplicador,

- **un ánodo** que recoge el flujo de electrones salidos del último dínodo de la cadena multiplicadora y sobre el cual se extrae la señal de salida.

3.2.2 Especificaciones fundamentales

Las características fundamentales de los PM pueden agruparse en los siguientes puntos:

- características de sensibilidad,

- las propiedades temporales,

- la corriente oscura,

- la resolución energética (medida del espectro de un único electrón),

- otras propiedades generales.

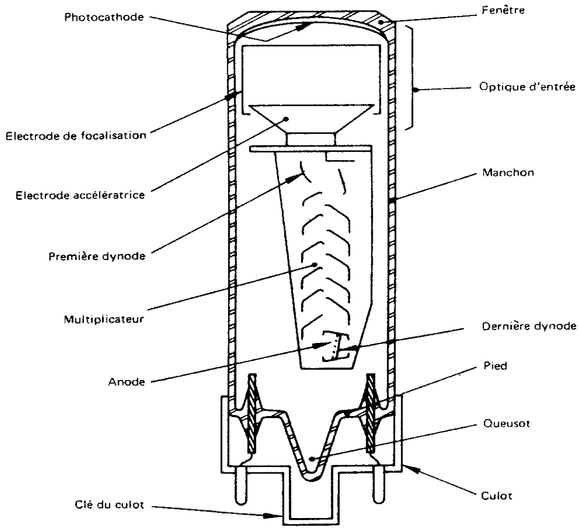


Figura 3.1: Constitución general de un fotomultiplicador clásico.

3.2.2.1 Las características de sensibilidad

Estas características conciernen a las tres primeras partes principales del fotomultiplicador. Además permiten expresar las dimensiones de salida (corriente del fotocátodo, del ánodo) en función de las dimensiones de entrada (flujos incidentes).

- **Sensibilidad del fotocátodo S_K**

Se define como la relación entre la intensidad de corriente fotoeléctrica del cátodo I_K y el flujo incidente Φ. Si se quiere evaluar la sensibilidad en unidades fotométricas, la sensibilidad luminosa es :

$$S_k(A.lm^{-1}) = \frac{I_k(A)}{\phi_\nu(lm)} \tag{3.1}$$

La sensibilidad del fotocátodo expresa la eficiencia de conversión para fotones en fotoelectrones; la relación entre la sensibilidad del fotocátodo y la longitud de onda es llamada la respuesta espectral. El grado de uniformidad de la sensibilidad del fotocátodo varía generalmente con la longitud de onda. Conforme la longitud de onda aumenta, suelen aparecer más deformaciones en la uniformidad del fotocátodo.

Los términos eficiencia cuántica, sensibilidad radiante, sensibilidad luminosa son utilizados para especificar la respuesta del fotocátodo y se estudiarán con más detalles en el capítulo 5.

- **Eficiencia Cuántica** ρ

También expresa la sensibilidad del fotocátodo. Se define como el cociente entre el número medio de electrones emitidos por el cátodo y el número medio de fotones recibidos por éste. Con la siguiente expresión se puede ver su relación con la sensibilidad del fotocátodo :

$$\rho = S_{k,\lambda} \frac{h\nu}{e} = S_{k,\lambda} \frac{hc}{\lambda e} \tag{3.2}$$

con $S_{k\lambda}$: sensibilidad del fotocátodo para la longitud de onda λ

e : la carga eléctrica

h : la constante de Planck $\frac{hc}{e} = 1,23\ 10^{-9}$ WmA^{-1}

Es una característica fundamental que concierne a la composición del fotomultiplicador. En la práctica, consideraciones como resolución, señal/ruido y detección están relacionadas con la eficiencia cuántica.

- **Sensibilidad radiante** $E(\lambda)$

Se define como la corriente emitida en el fotocátodo por *wattios* de radiación incidente a una longitud de onda λ y se expresa en mA/W. Está relacionada con la eficiencia cuántica de la siguiente forma :

$$E(\lambda) = \frac{\lambda\rho(\lambda)}{1.24}\ mA/W \tag{3.3}$$

λ es expresada en nanómetros.

- **Sensibilidad luminosa S**

Es la especificación más relevante asociada con las fuentes de luz que tengan una respuesta espectral correspondiente a lo que el ojo humano puede ver. El ojo humano es sensible a la radiación electromagnética entre 400 y 760 nm (visible) y esta eficiencia luminosa relativa V(λ) se ha acordado internacionalmente.

La relación entre la sensibilidad luminosa del fotocátodo S, $\rho(\lambda)$, la distribucción radiante espectral $I(\lambda)$ y $V(\lambda)$ es la siguiente :

$$S = \frac{10^3 \int_0^\infty I(\lambda)\lambda\rho(\lambda)d\lambda}{1.24 \times 680 \int_0^\infty I(\lambda)V(\lambda)d\lambda} \ \mu A/lm \tag{3.4}$$

Las especificaciones de la sensibilidad luminosa se hann adoptado para toda la fabricación de los fotomultiplicadores. Valores de S en el rango 20 μA/lm hasta 400 μA/lm, dependen del tipo del fotocátodo.

- **Ganancia del fotomultiplicador G**

La amplificación en corriente G está definida por el cociente entre la corriente anódica I_a y la corriente fotoeléctrica I_k.

$$G = \frac{I_a}{I_k} \tag{3.5}$$

Cada dínodo amplifica la corriente de electrones incidentes y la ganancia media viene dada como el producto de la amplificación en cada etapa. Con las principales etapas de ganancia, una pequeña señal fotoeléctrica se amplifica hasta un nivel medible. Si la ganancia del primer dínodo es δ_1, la corriente final en el ánodo, para un fotomultiplicador de n dínodos es :

$$I_a = \delta_1 \delta_2 ... \delta_{n-1} \delta_n I_K \tag{3.6}$$

La ganancia de cada dínodo está relacionada con la energía de los electrones incidentes y con el voltaje aplicado entre dínodos. La ganancia G es igualmente una función creciente del voltaje aplicado V_{ht} en los bordes del tubo. La ganancia se expresa en función del voltaje por la relación :

$$G = \alpha \ V_{ht}^{\beta} \tag{3.7}$$

donde α y β son constantes que dependen del material de los dínodos y de la repartición de tensión utilizado.

- **Sensibilidad anódica** S_a

Expresa el cociente entre la corriente anódica I_a y el flujo incidente ϕ. esto viene mostrado en la siguiente ecuación :

$$S_a(\mathrm{A.lm}^{-1}) = \frac{I_a(A)}{\phi_\nu(lm)} \tag{3.8}$$

La ganancia puede ser expresada en función de la sensibilidad anódica y la catódica ;

$$S_a = G \,.\, S_k \tag{3.9}$$

Estas relaciones permiten introducir la noción de **linelidad** que expresa el grado de proporcionalidad entre la corriente de salida, es decir, la corriente que circula por el ánodo (I_a) y el flujo incidente (ϕ), entre el número de fotones incidentes y el número de electrones recogidos en el ánodo del PM.

Las causas de no linealidad pueden venir dadas por variaciones en la ganancia y por la elección del divisor de voltaje utilizado para suministrar el voltaje a los dínodos. Fuertes intensidades luminosas pueden inducir fuertes déficits en corriente, y la optimización del divisor de voltaje debe eliminar esta fuente de no linealidad.

La figura 3.2 muestra un curva típica de linealidad. Después de la saturación se puede ver aparecer una ligera sobre linealidad que puede ser corregida, por ejemplo, aumentando las tensiones de las últimas etapas precedentes a la etapa de recolección.

3.2.2.2 Características temporales

Estas especificaciones traducen las relaciones de tiempos que existen entre una impulsión luminosa iluminando el fotocátodo y la impulsión anódica de corriente correspondiente. Dependen, en particular, de las características propias de las diferentes partes del fotomultiplicador :óptica de entrada, etapa multiplicadora, espacio de recolección. La salida del pulso en el fotomultiplicador está caracterizada por :

- **Duración del pulso de respuesta (fwhm)**

Es la anchura a mitad de la altura de la corriente de impulsión abastecida por el PM cuando está iluminado por una impulsión luminosa extremadamente breve.

- *Rise time* **(tiempo se subida)**

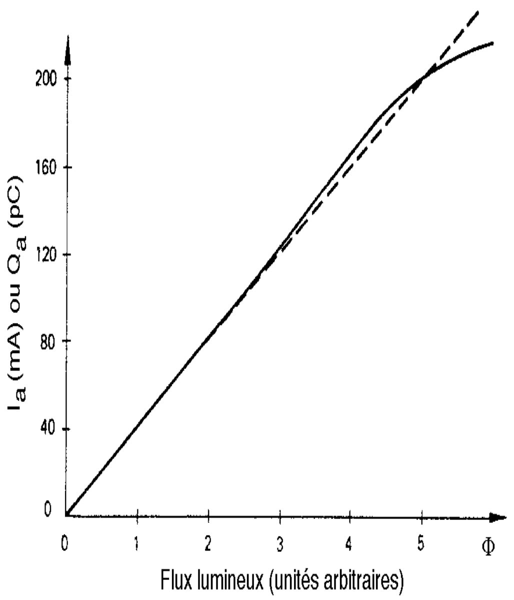


Figura 3.2: Curva típica de linealidad de un fotomultiplicador clásico (PM Philips).

Es el tiempo requerido para que la señal pase del 10% al 90% de su valor maximal cuando el tubo está iluminado por una impulsión luminosa muy breve.

- **Tiempo de tránsito**

Existe un intervalo de tiempo entre el instante de iluminación del PM por una impulsión luminosa muy breve y el instante de aparición en el ánodo de un punto característico de impulsión de corriente correspondiente. Este intevalo fluctúa de una impulsión a otra, así, se define un tiempo de tránsito medio global evaluado sobre un gran número de impulsiones luminosas. Depende del área (diámetro del fotocátodo) y de la posición de la zona iluminada del fotocátodo, del número de dínodos, del voltaje medio y generalmente, del tipo de PM.

3.2.2.3 Corriente oscura

En ausencia de luz iluminando el PM, podemos observar en la salida del ánodo una corriente eléctrica; esta corriente se llama corriente oscura en las aplicaciones de continuo y contaje oscuro en aplicaciones pulsadas.

Las causas de esta corriente son las siguientes :

- **emisión termoeléctrica del fotocátodo** (emisión espontanea de electrones por el fotocátodo debidos a los efectos de temperatura),

- **efectos de campos** (emisión de electrones por efecto campo debido a la presencia de aspereza sobre los electrodos),

- **las fugas óhmicas** (debidas a la conductibilidad de las superficies aislantes del tubo),

- **la radioactividad ambiental**.

La corriente oscura varia en función de una serie de parámetros como pueden ser la tensión, la ganancia, el área del fotocátodo, la temperatura, etc,. En un dominio de tensiones la corriente oscura varía más o menos como la ganancia. Esto se puede ver en la figura 3.3. Además sigue la misma forma analítica que la ganancia en función de la tensión aplicada.

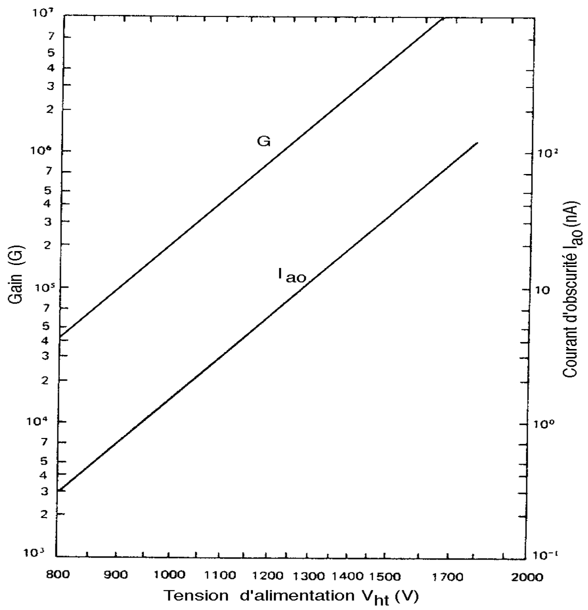


Figura 3.3: Corriente oscura de un PM clásico (PM Philips) en función de la alta tensión aplicada.

3.2.2.4 Medida del espectro de un único electrón

Debido a unas condiciones de iluminación particulares (flujo constante muy atenuado), permiten coger la emisión de un electrón en el fotocátodo, el histograma de la distribución de amplitud de las impulsiones de tensión en el ánodo, constituye el espectro de un único electrón.

Este espectro corresponde a la distribución de probabilidad de la ganancia. Permite darnos cuenta de las pérdidas de uniformidad en la recolección de fotoelectrones evaluados sobre toda el área del fotocátodo.

Una aplicación importante de los fotomultiplicadores es el contaje de centelleo, en física nuclear. La cantidad de luz producida por interacción es proporcional, en valor medio, a la energía de la partícula o de fotón incidente disipado en el centelleador. El PM hace una conversión lineal, la cantidad de carga recogida en el ánodo, es proporcional, en valor medio, a la energía perdida de la partícula incidente.

Esta proporcionalidad es verificada solamente en valor medio, debido a las fluctuaciones de la cantidad de luz recibidas por el PM para las cantidades iguales de energía despedidas en el centelleador. Por otra parte, las fluctuaciones de ganancia del tubo, la cantidad de carga recibida en el ánodo, están ellas mismas sometidas a fluctuaciones estadísticas. Estas fluctuaciones están caracterizadas por una distribución de probabilidad. Así definimos la resolución energética como :

$$R_E = \frac{\Gamma}{E} \tag{3.10}$$

donde Γ es la anchura a mitad de la altura de la distribución y E es la cantidad media de carga recibida en el ánodo del PM.

3.2.2.5 Otras propiedades generales

Hay otras propiedades que no han sido descritas aquí, pero también son de gran importancia. Estas pueden ser la sensibilidad a los campos magnéticos (relacionado con la estructura de dínodos), estabilidad de funcionamiento en períodos de tiempos, duración de vida del fotocátodo debido a la acumulación de radiación (envejecimiento de los PM), histéresis (pérdida inmediata del nivel de corriente en el ánodo, para la misma intensidad de luz y voltaje aplicado), etc.

3.3 Resumen del test de selección de los PM UA2

Para los tests realizados sobre los tres módulos de un prototípo del calorímetro hadrónico en 1993 y para los dos últimos módulos en 1994 y 1995, la colaboración RD34 ha elegido utilizar los PM UA2.

Los PM UA2 son PM Philips de referencia XP 2012 B [tesis de silvye]. Estos PM son bastante grandes para el futuro detector, pero han permitido efectuar buenos tests con el prototipo expuesto a haces de partículas. Las dimensiones de estos PM vienen resumidas en la figura 3.4.

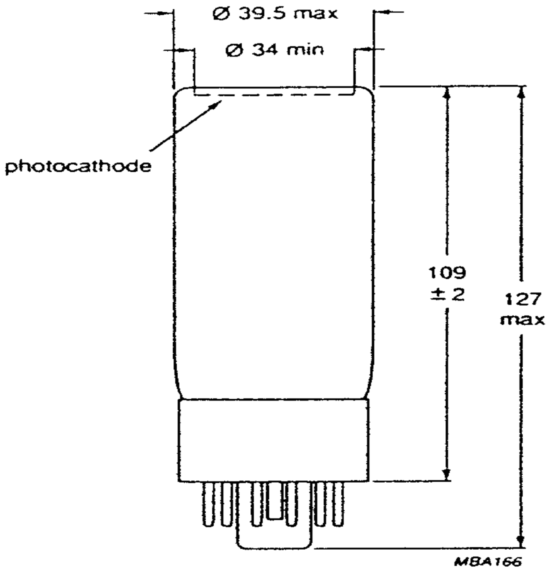


Figura 3.4: Dimensiones de los PM Philips XP2012B.

Las características dadas por el fabricante son las siguientes (valores dados para la longitud de onda de 480 nm) :

- fotocátodo semitransparente bi-alcalino,

- una alta estabilidad,

- un buena linealidad,

- una sensibilidad luminosa del fotocátodo : $S_k = 70\ \mu$A/lm,

- una resolución en la amplitud de impulsión de 42 %,

- una desviación media de la sensibilidad anódica de 1%,

- un tiempo de tránsito de 26 ns a 1700 V,

- una buena linealidad hasta 200 mA,

- un rendimiento cuántico de 17.8%.

Los dínodos tienen una focalización lineal clásica de un PM y son de 10 etapas. Estos PM soportan una alta tensión máxima de 1800 V.

Para hacer la selección de los PM para el prototipo, se midieron en 1993 172 PM, en 1994, 122 PM y en 1995, 34 PM. El prototipo tiene 5 módulos con 40 PM cada uno, luego se tuvo la necesidad de analizar 200 PM, haciendo medidas sobre su ganancia, sobre corriente y sobre criterios de selección [hacer referencia a la tesis de Silvye].

Como se ha dicho antes la ganancia es sensible al voltaje. Alrededor de V=1500 V, se obtuvo para una variación de 1 V :

$$\frac{\Delta G}{G} = 0.5\% \tag{3.11}$$

Para el prototipo la ganancia nominal fue estimada en 10^6. Los criterios de selección de los PM fueron las que en las condiciones prácticas de funcionamiento (es decir próximas a la ganancia nominal) tienen la menor corriente y la menor tensión aplicada. Los cortes fueron los siguientes :

$$I \leq 6nA$$

$$V \leq 1500V$$

Después del ajuste de la ganancia, gracias a una fuente de Cesio, se conoció las altas tensiones aplicadas para todos los PM y para todos los módulos.

En 1995 la distribución de ganancias para los diferentes módulos fue la siguiente :

- módulo 1 y 5: 1993 $< G >$=(2.3±0.05)10^6 y σ_G=0.8×10^6
- módulo 2 : 1994 $< G >$=(1.2±0.03)10^6 y σ_G=0.17×10^6
- módulo 3 y 4 : 1995 $< G >$=(0.92±0.03)10^6 y σ_G=0.28×10^6

La dispersión de las ganancias, en un módulo dado, dieron una idea de las fluctuaciones de las respuestas de la celdas antes de la normalización y compensación por el ajuste de las ganancias.

Se correlacionaron estos resultados con el número de fotolectrones por GeV y por celda dados en el capítulo anterior; la mejora en el rendimiento luminoso ha conducido naturalmente a disminuir las ganancias, con la conservación en principio del producto $n_{pe} \times G$ se tuvo efectivamente :

- módulo 1 y 5 : $n_{pe} \times G$=55.2±5.1×10^6 *electrones/GeV*
- módulo 2 : $n_{pe} \times G$=57.6±4.8×10^6 *electrones/GeV*
- módulo 3 y 4 : $n_{pe} \times G$=60.7±3.7×10^6 *electrones/GeV*

La estimación de las ganancias y los rendimientos luminosos (número de fotoelectrones) son compatibles.

3.4 Los futuros PM de ATLAS

3.4.1 Introducción

Los PM UA2, no pueden ser utilizados para ATLAS, por lo que se ha explicado anteriormente. Posteriormente se han realizado numerosos estudios y se siguen realizando para encontrar los mejores PM que se adapten a las características físicas y mecánicas. En este punto y en los siguientes capítulo se expondrán las especificaciones de los futuros PM desarrollados para ATLAS y más particularmente su comportamiento con la temperatura dentro del detector y su envejecimiento (*ageing*), es decir, cambio de sus propiedades más características durante períodos de tiempo.

3.4.2 Requisitos de los PM para ATLAS

Los principales requisitos para los PM de ATLAS están resumidos en la tabla 3.1. La ganancia nominal debe ser adecuada para medir los procesos físicos y para las interfaces con la electrónica de lectura. Los contrastes físicos tienen dos aspectos :

- Los PM deben funcionar linealmente con la luz producida para pequeñas señales (muones de 350 MeV) y grandes señales (gran energía depositada en cada celda por los *jets* de 1.5 TeV),

• Los PM deben funcionar principalmente para corrientes medidas en las calibraciones, usando cargas integradas en la simulación de los sucesos *minimum-bias* (MB), en la última capa (*sampling*) por una fuente de Cesio o para cargas integradas de los sucesos MB en la primera capa (*sampling*).

Especificaciones	Valores requeridos	UA2	R5900
Eficiencia cuántica a 480 mm	$> 18\%$	17.8	16.9
Ganancia nominal a plena eficienciae	$10^6/10^5$	10^6	10^5
Corriente oscura a la ganancia nominal (10^5)	< 1nA	< 6nA	< 100pA
Tiempos de subida (ns)	$< 2,5$	2.5	1.4
Alta tensión a la ganancia nominal (V)	< 900	1450	664
Pérdida de ganancia para $B = 500$ Gauss (con blindaje)	$< 1\%$		$< 1\%$
No-linealidad max. de impulsión de 20mA de 10ns	2%	$< 1\%$	$< 1\%$
Área útil del fotocátodo (mm^2)	> 300	908	324
Longitud del PM (mm)	$<< 50$	109	20

Tabla 3.1: Características de los PM para el prototipo y ATLAS

El *test beam* de septiembre de 1996 indica que se requiere una ganancia mínima de 10^5 para la medida de los muones, los cuales depositan una energía de 350 MeV en cada celda. Al mismo tiempo, los pulsos procedentes de partículas de alta energía deben ser medidos sin saturación del sistema de lectura. Las simulaciones muestran que, para una amplia luminosidad, varios sucesos por año depositan una energía equivalente de 1.5 TeV en cada celda. La ganancia de los PM debe ser suficiente para mantener una respuesta lineal en este rango dinámico, evitando una saturación del circuito digitalizador; usando la hipótesis de 50 fotoelectrones por GeV y el equivalente de 1 TeV por PM, un PM de ganancia 10^5 es suficiente para abastecer el intervalo dinámico especificado anteriormente.

La corriente oscura máxima se fuerza principalmente por el requisito de las medidas de corrientes, las cuales varían en un rango dinámico entre algunos diez y cientos nA, dependiendo de la fuente de calibración, de los procesos MB en varias capas y de las diferentes luminosidades. La corriente oscura debe ser menor que 1 nA a la ganancia nominal.

En el *test beam* realizado, ha mostrado que los pulsos en el calorímetro de tejas tienen un *rise time* de 5.5 ns. Debido a esta velocidad, el *rise time* de los PM debe ser menor de 2.5 ns.

Un sistema de suministración de voltaje ha sido especialmente diseñado para los PM del calorímetro de tejas. El voltaje suministrado a los PM debe ser menor de 1000 V para la nominal ganancia.

Los efectos de los campos magnéticos debido a los imanes de ATLAS no deben distorsionar la intercalibración de las celdas, lo cual implica una pérdida de ganancia menor del 1%. Con el recubrimiento de los PM para su protección a los campos magnéticos, se han visto variaciones menores del 1% para los campos de 500 Gauss en una dirección.

La no linealidad del calorímetro de tejas debe ser menor que el 2% para medir los *jets* de altas energías con suficiente precisión.

Otros requisitos de los PM no citados en la tabla 3.1 son :

• Una área del fotocátodo adaptada al tamaño de la guía de luz (*light mixer*),

• una baja sensibilidad a la temperatura (menor del 0.5% por grado),

• una gran estabilidad de la ganancia alrededor del 2%, que puede ser corregido al nivel de 0.5% usando el sistema de "*laser monitoring*" y la corriente de calibración,

• Baja insensibilidad a los flujos de neutrones (se tendrán alrededor de 10^{11} neutrones por año).

3.4.3 PM analizados

Para tener todos los requisitos de la tabla 3.1, una familia nueva de PM se han desarrollado en colaboración con la fima Hamamatsu. Estos PM utilizan una nueva tecnología con una estructura en canales de superposición de los dínodos y un empaquetamiento metálico, con los dínodos muy próximos de otros ("*Metal channel dynode structure with a metal package*"). Esta tecnología permite tener un tiempo de respuesta muy corto conservando un nivel de ganancia elevado, una linealidad muy buena en corriente y una relativa insensibilidad a los campos magnéticos. Otros PM, a priori poco sensibles a los campos magnéticos, están siendo igualmente medidos en Valencia, por ejemplo los PM EMI 9112A de dínodos y focalización circular. También se han medidos PM clásicos con una estructura lineal en el apilamiento de dínodos, pero son muy grandes para ser colocados dentro de los cajones del detector.

Se han realizado unos primeros tests sobre los PM R5600 de Hamamatsu. Ellos tienen una ventana de entrada redonda de diámetro 10 mm.

Se ha hecho una serie de tests que muestran que las especificaciones esperadas para los campos mágneticos se pueden conseguir con un blindaje adaptado. Además, la alta tensión aplicada para obtener la ganancia nominal son bajas (alrededor de 900 V). Pero se ha encontrado que no satisfacen los contrastes de área útil (181.4 mm^2 en lugar de 300 mm^2), y su forma circular no es la más óptima para adaptarse a la forma de la guía de luz (*light mixers*) que corresponde a una estructura paralepípeda. Por estas razones se pidió a la compañía Hamamatsu crear una nueva serie de PM de fotocátodo cuadrado y multiánodos, para desarrollar la respuesta de los fotodetectores a nuestras necesidades.

Estos PM son los R5900 que son una yuxtaposición de cuatro estructuras de amplificación del modelo R5600, con el mismo estilo de blindaje metálico pero cuadrados.

3.4.4 Especificaciones de los PM R5900

Las dimensiones de los PM R5900 se muestran en la figura 3.5 y en la fot 3.6. La longitud es de 20 mm, sin los pines. El fotocátodo es cuadrado ($18 \times 18\ mm^2$) con las perfecciones óptimas para el tamaño cuadrado de la guía de luz (*light mixer*). El metal envolvente se conecta al potencial del cátodo, y su llamada "*Metal Channel Dynode structure*" tiene 10 etapas amplificadoras. Cada etapa esta hecha de metal plateado, el perfil de los dínodos se obtiene por micrograbado. La estructura multiplicadora es un apilamiento de estos dínodos, con *gaps* alrededor de 1 mm entre los elementos. La emisión secundaria se produce por la deposición en dicho material de los electrones. Un plano de *strips* metálicos se inserta entre el fotocátodo y el primer dínodo para focalizar los fotoelectrones y mejorar la eficiencia de detección. El peso es de 25 g.

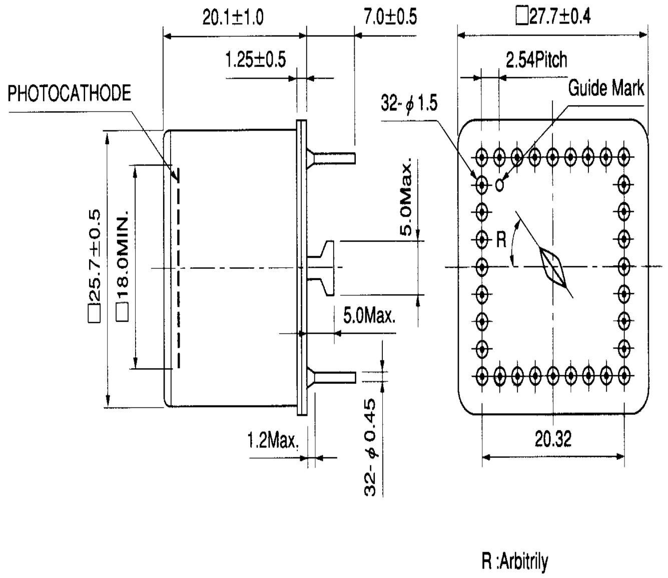


Figura 3.5: Dimensión y estructura de los PM Hamamatsu R5900.

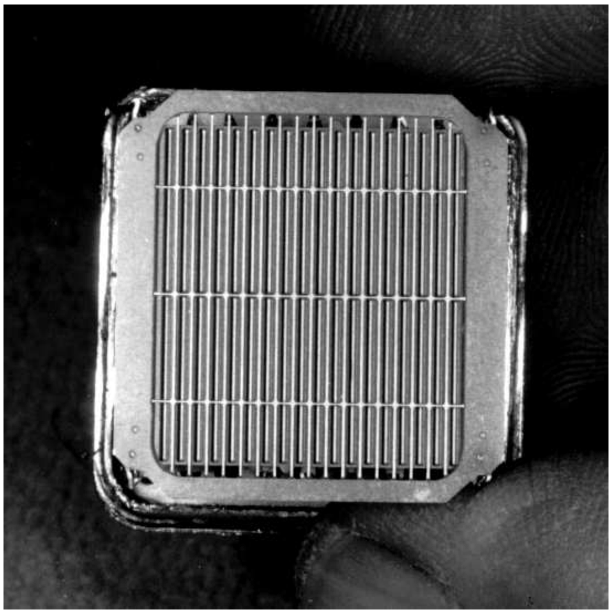


Figura 3.6: Foto de un PM R5900 visto de cara.

El desarrollo de los PM R5900 se ha producido a través de los siguientes pasos :

1. Ensanchamiento de el área útil lo que es equivalente al apilamiento de cuatro PM R5600,

2. Improvisión de una estructura de dínodos consecuentes con la uniformidad de la respuesta,

3. Improvisión de una estructura óptica entre el fotocátodo y el primer dínodo, y reducción de la resistividad del fotocátodo por crecimiento de los contactos eléctricos entre el fotocátdo y el blindaje metálico,

4. Crecimiento de la eficiencia cuántica.

Paralelamente (requerido por la colaboración del calorímetro de tejas) se quiere reducir el número de etapas, pasando de 10 a 8, para aumentar el voltaje aplicado alrededor de 100 V para el mismo valor nominal de la ganancia. Haciendo esto, se consigue un crecimiento satisfactorio en la linealidad, lo cual es un factor de seguridad para la lectura del calorímetro. Otra consecuencia es la reducción en 5 mm de la longitud del PM, lo que implica ganar espacio para la disposición de la electrónica.

3.4.5 Amplificación

Una alta amplificación junto con un bajo nivel de ruido es la principal característica del PM. Sin embargo, esta amplificación es muy sensible a la variación de voltaje aplicado. Por esta razón, el conocimiento de esta dependencia es primordial para la calibración del calorímetro de tejas. Para esta tarea, debemos ser capaces de ajustar cuidadosamente la ganancia del PM. De hecho, solamente la dependencia de la amplificación relativa es necesaria: crecimiento/decrecimiento del voltaje δV se traduce en la amplificación del PM en un crecimiento/decrecimiento en δG.

Por otra parte, se puede mencionar como prevención, los contrastes dinámicos del detector donde funcionan los PM a una específica amplificación con un específico voltaje de repartición. Resumiendo deberiamos ser capaces de determinar:

- una estimación de la amplificación del PM como función del voltaje aplicado,

- una exacta determinación de la variación de la amplificación del PM en función de la variación del voltaje, es decir, la amplificación relativa.

Además, se debería conocer una dependencia extra en la amplificación de los PM, por ejemplo con el circuito divisor del voltaje.

3.4.5.1 Estadística para una serie de dínodos

La corriente de fotoelectrones I_{pk} emitida por el fotocátodo incide sobre la superficie del primer dínodo dando electrones secundarios. Después cada uno de estos electrones secundarios son acelerados hasta el segundo plano de dínodos, y multiplicados consecutivamente, es decir, el primer fotoelectrón es multiplicado en un proceso de cascada desde el primer dínodo hasta el último.

Se asume que un electrón incidiendo sobre el dínodo #i realiza, en valor medio, k_i secundarios con varianza σ^2_{ki}. La emisión secundaria, k_i es una función del voltaje entre dínodos. La salida del primer dínodo tocando el segundo dínodo produce una ganancia media en la segunda etapa, $\langle m_2 \rangle$, con una variancia $\sigma^2_{\langle m2 \rangle}$.

Usando la estadística de los sucesos en cascada, la ganancia media y su varianza puede ser referida a la estadística individual de cada dínodo de la siguiente forma :

$$\langle m_2 \rangle = k_1 \times k_2 \tag{3.12}$$

y

$$\sigma^2_{\langle m2\rangle} = k_2^2\sigma^2_{k1} + k_1\sigma^2_{k2} \tag{3.13}$$

Utilizando el mismo procedimiento hasta la última etapa, la ganancia y las fluctuaciones en la décima etapa vienen dadas por :

$$\langle m_{10}\rangle = \prod_{i=1}^{i=10} k_i \tag{3.14}$$

y

$$\sigma^2_{\langle m10\rangle} = (\langle m_1 0\rangle)^2 \times [\frac{\sigma^2_{k1}}{k_1^2} + \frac{\sigma^2_{k2}}{k_1 k_2^2} + ...\frac{\sigma^2_{k10}}{(k_1 k_2 .... k_9)k_{10}^2}] \tag{3.15}$$

La ecuación 3.14 muestra el siguiente resultado : el valor medio de la ganancia para una serie de k dínodos es el producto de la emisión secundaria producida en cada dínodo en la serie.

La ecuación 3.15 muestra que la contribucción relativa de algunos estados en la total fluctuación disminuye con la proximidad a los dínodos finales en esta cadena, es decir, la primera etapa es la que más contribuye a la varianza total. Además, la ganancia de la primera etapa es la que menos contribuye en la cadena a la varianza total. Esta propiedad es una importante característica y debe ser tenido en mente cuando se diseñe el divisor de voltaje para el PM. Finalmente, la relación señal ruido para los canales de multiplicación viene dada por :

$$\frac{\langle m_{10}\rangle}{\sigma_{\langle m10\rangle}} = [\frac{\sigma_1^2}{k_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{k_1 k_2^2} + ...\frac{\sigma_{10}^2}{(k_1 k_2 ... k_9)k_{10}^2}]^{-1/2} \tag{3.16}$$

Para las ganancias de las primeras etapas, la relación señal/ruido es grande, la mayor contribucción de ruido procede de las primeras etapas.

La corriente anódica I_a viene dada por la siguiente ecuación :

$$I_a = I_{pk} \times K_1 \times K_2 \times ...K_{10} \tag{3.17}$$

Después :

$$\frac{I_a}{I_K} = k_1 \times k_2 \times ...K_{10} = \langle m_{10} \rangle \tag{3.18}$$

Si calculamos ahora $\sigma_{\langle m10 \rangle}$ en una repartición de isovoltaje donde $k_i = \mathrm{k} \forall i$. Nosotros asumimos que la emisión secundaria sigue la estadística de Poisson :

$$\sigma_{ki}^2 = k_i \tag{3.19}$$

La ecuación (3.16) puede reescribirse :

$$\frac{\langle m_{10} \rangle}{\sigma_{\langle m10 \rangle}} = [\frac{k_1}{k_1^2} + \frac{k_2}{k_1 k_2^2} + \frac{k_{10}}{(k_1 k_2 .... k_9) k_{10}^2}]^{-1/2} \tag{3.20}$$

$$\frac{\langle m_{10} \rangle}{\sigma_{\langle m10 \rangle}} = [\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_1 k_2} + \frac{1}{(k_1 k_2 ... k_{10})}]^{-1/2} \tag{3.21}$$

La relación señal/ruido del tubo multiplicador es :

$$(\frac{\sigma_{\langle m10 \rangle}}{\langle m_{10} \rangle})^2 = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_1 k_2} + \frac{1}{(k_1 k_2 ... k_{10})} \tag{3.22}$$

En el caso de la repartición isovoltaje, la expresión se transforma :

$$\frac{1}{k} + \frac{1}{k^2} + \frac{1}{k^{10}} = (\frac{1}{k^{10}})[1 + k + k^2 ... + k^9] \tag{3.23}$$

La ecuación 3.22 es ahora :

$$\sigma_{\langle m10 \rangle}^2 = \frac{\langle m_{10} \rangle^2}{(k-1)} \times (1 - \frac{1}{k^{10}}) \tag{3.24}$$

Definiendo F como el factor de ruido del tubo fotomultipliclador :

$$\sigma^2_{\langle m10 \rangle} = \langle m_{10} \rangle^2 \times F \tag{3.25}$$

donde F es :

$$F = (\frac{1}{k-1})(1 - \frac{1}{k^{10}}) \tag{3.26}$$

Ahora las contribuciones de ruido de la cadena multiplicadora son consideradas. Estos resultados pueden ser combinados con la contribución del ruido del fotocátodo para obtener una relación señal/ruido del fotomultiplicador más compacta.

El número medio de fotoelectrones, después de la conversión del fotocátodo en un tiempo τ viene dado por :

$$N_{p.e.} = \eta N_\gamma \tag{3.27}$$

donde η es la eficiencia cuántica, y N_γ es el número medio de fotones incidentes en el fotocátodo. La varianza del $N_{p.e.}$ es la siguiente :

$$\sigma^2_{N_{P.E.}} = \eta \sigma^2_{N_\gamma} \tag{3.28}$$

Usando estas expresiones que describen la entrada a la cadena multiplicadora, el número medio de electrones recogidos en ánodo puede ser expresado de la siguiente forma :

$$N_a = \eta N_\gamma \langle m_{10} \rangle = N_{p.E.} \langle m_{10} \rangle \tag{3.29}$$

donde $\langle m_{10} \rangle$ viene dado en la ecuación 3.14. La varianza en la salida de electrones se calcula, considerando que la fotoconversión y la multiplicación son sucesos en cascada y vienen dados por :

$$\sigma^2_{Na} = \langle m_{10} \rangle^2 \sigma^2_{Np.e.} + N_{p.e.} \sigma^2_{\langle m10 \rangle} = \langle m_{10} \rangle^2 \eta \sigma^2_{N_\gamma} + \eta N_\gamma \sigma^2_{m10} \tag{3.30}$$

donde $\sigma^2_{\langle m10\rangle}$ viene dada en la ecuación 3.15, y asumimos que :

$$\sigma^2_{N_\gamma} = N_\gamma \tag{3.31}$$

$$\sigma^2_{Na} = (\langle m_{10}\rangle^2)\eta N_\gamma + \eta N_\gamma \sigma^2_{\langle m10\rangle} \tag{3.32}$$

La ecuación 3.32 puede ser escrita de la siguiente forma :

$$\sigma^2_{Na} = N_{p.e.}(\langle m_{10}\rangle^2 + \sigma^2_{\langle m10\rangle}) = N_{p.e.}\langle m_{10}\rangle^2(1+F) \tag{3.33}$$

junto con :

$$N_a = N_{p.e.}\langle m_{10}\rangle \tag{3.34}$$

La relación señal/ruido en el ánodo es :

$$(\frac{\sigma_{Na}}{N_a})^2 = \frac{N_{p.e.}\langle m_{10}\rangle(1+F)}{N^2_{p.e.}\langle m_{10}\rangle^2} = \frac{(1+F)}{N_{p.e.}} \tag{3.35}$$

Finalmente :

$$(\frac{N_a}{\sigma_{Na}})^2 = N_{p.e.} \times \frac{1}{1+F} \tag{3.36}$$

Para una repartición equivalente de voltaje (isovoltaje), con una amplificación entre dínodos idéntica, y olvidándonos del término $\frac{1}{k^{10}}$ en la ecuación 3.26, se tiene :

$$(\frac{N_a}{\sigma_{Na}})^2 = N_{p.e.} \times (1 - \frac{1}{k}) \tag{3.37}$$

Para grandes ganancias entre dínodos, siguiendo la estadística de Poisson, la relación señal/ruido en el ánodo es la siguiente :

$$SNR_a = (\frac{N_a}{\sigma_{N_a}}) = \sqrt{N_{p.e.}} \tag{3.38}$$

3.4.5.2 Medidas de la amplificación de los PM

La determinación de la ganancia de un PM no es una operación fácil. Como se ha dicho anteriormente, es muy importante tener una estimación del HV (alta tensión) que debemos aplicar a cada PM antes de alguna calibración para tener una ganancia nominal de 10^5. En los dos puntos siguientes, se desarrollan dos métodos diferentes para la medida de la amplificación de los PM: método de corriente continua (*DC current*) y método en modo pulsado (*pulsed mode*). Después de la descripción de estos métodos, compararemos los resultados.

3.4.5.3 Método en modo continuo (*DC current*)

La amplificación se puede definir como el cociente entre la sensibilidad luminosa del ánodo y la del cátodo. Pero para poder determinar esta sensibilidad, deberiamos saber exactamente la intensidad del flujo de luz. Sin embargo, se puede asumir que los PM son iluminados con una fuente de luz constantes (cierto en una escala de tiempos pequeña). Utilizando esta suposición, la corriente del fotocátodo I_{pk} es igual a :

$$I_{pk} = L \times S_{pk}(v) \tag{3.39}$$

donde L es el flujo de luz, S_{pk} la sensibilidad luminosa del fotocátodo medida con el voltaje v entre el fotocátodo y el primer dínodo.

Con una completa configuración de división de voltaje, y el mismo flujo de luz, la corriente en el ánodo es:

$$I_a(V) = G \times I_{pk}(v) = L \times S_a(V) \tag{3.40}$$

donde G representa la corriente de amplificación del PM, S_a la sensibilidad luminosa de ánodo a un voltaje V.

Además si v es el voltaje equivalente al aplicado entre el fotocátodo y el primer dínodo en la completa configuración:

$$G = \frac{S_a(V)}{S_{pk}(v)} = \frac{I_a(V)/L}{I_{pk}(v)/L} = \frac{I_a(V)}{I_{pk}(v)} \tag{3.41}$$

Para prevenir corrientes altas en el ánodo (10 nA $\times$ 10^5 = 1000 μa) y evitar efectos de resistencia en el fotocátodo y de saturación en el PM, se disminuye el flujo de luz trabajando con un filtro neutro de atenuación conocida (T_a entre 500 y 1000) y:

$$G = \frac{T_a \times I_a(V)}{I_{pk}(v)} \tag{3.42}$$

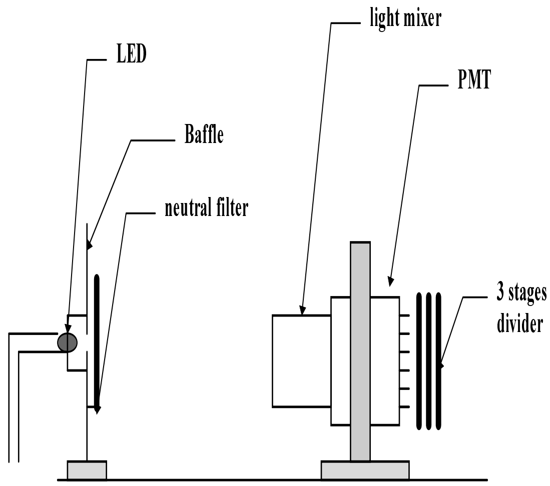


Figura 3.7: *Dispositivo experimental utilizado para la medida de la amplificación. Esta medida se realiza en dos pasos, usando el divisor "tree-stages".*

Como se muestra en la figura 3.7, todas las medidas se han realizado con un *light mixer* frente al PM y un diafragma (*baffle*) para evitar los problemas de reflexión de luz. El divisor de voltaje es específico para cada medida ("*three-stages*" *divider*). La principal característica es que consiste en 3 partes. Primera y segunda parte para dar el voltaje solo entre el fotocátodo y el primer dínodo, para medir $I_{pk}(v)$ y la tercera parte para tener una configuración de repartición del voltaje: 2.5:2.5:1..1:2.5:2.5. Esta repartición de voltaje es la más óptima para alcanzar el valor de la ganancia nominal (10^5) y tener una buena linealidad en el intervalo dinámico de energías propuesto para el detector ATLAS.

Este método ha sido utilizado principalmente para medir los PM R5900 usados en el Módulo 0, después del *test beam* de septiembre 1996, se ha encontrado un problema de saturación en la respuesta de los PM, con lo cual han vuelto a calibrarse utilizando el mismo método. La figura 3.8 muestra las curvas de amplificación en función del voltaje para 7 PM medidos en Clermont procedentes de Illinois y Pisa. En los anteriores tests los resultados indicaban que la amplificación de 10^5 correspondía a un voltaje aplicado entre 650 y 725 V. En este nuevo test se encuentra que este voltaje ha aumentado a 800 V. Dicha variación se piensa que puede ser producida principalmente por un cambio en las características de los PM. Dos PM han sido enviados a Hamamatsu para que se estudien los posibles cambios en sus características.

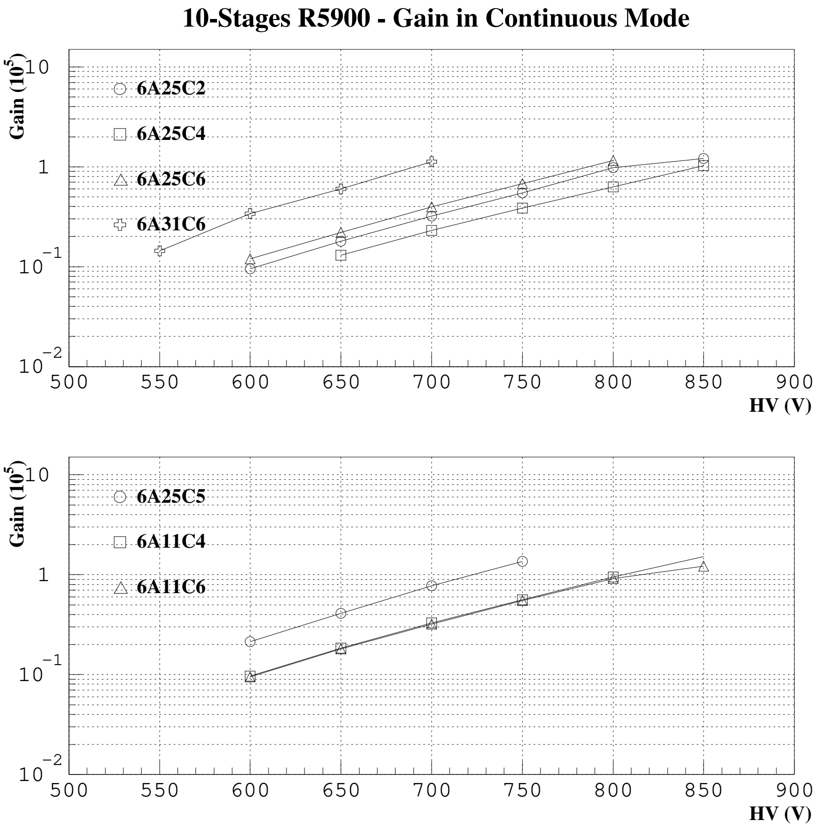


Figura 3.8: Amplificación de 7 R5900 PM analizados en Clermont y determinada usando el divisor "three-stages" con una configuración 2.5:2.5:1:1-1:2.5:2.5.

3.4.5.4 Modo pulsado

Una estimación de la amplificación puede ser lograda en modo pulsado utilizando la estadística de la señal de los PM. Esto se hace normalmente utilizando la distribución de la señal anódica, es decir, la relación señal-ruido en el ánodo del PM. Este método se deriva de la ecuación 3.37, en modo breve, la medida de la carga por el ADC (canales) es proporcional a N_a (número de electrones recogidos en el ándodo). Hay que tener en cuenta las siguientes consideraciones:

- El ruido inducido por la electrónica es débil, es decir, que el ADC no aumenta la relación señal-ruido.

- El ruido del pedestal es pequeño, pero puede distorsionar la eficiencia del método especialmente cuando medimos a voltajes de amplificación bajos.

- El factor de ruido del tubo fotomultiplicador (F) se tiene en cuenta.

El número de fotoelectrones puede ser estimado,

$$N_{p.e.} = [\frac{M - Ped}{\sigma}]^2 \tag{3.43}$$

done M y σ son la media y la variancia de la distribución del ADC, y Ped es el pedestal del ADC. Conociendo el número de fotoelectrones, la ganancia G del PM se obtiene midiendo la carga Q a la salida del PM y utilizando:

$$N_{p.e.} \times G \times 1.6 \times 10^{-19} = Q \tag{3.44}$$

En la figura 3.9 se representa la variación de la ganancia en función del voltaje aplicado para 6 de los PM utilizados en el Módulo 0. Se puede considerar una incertidumbre a la hora de estimar el N_{pe} del orden del 2%, esta incertidumbre es a causa de un error sistemático y un error en la medida de la carga Q, debido al ADC del orden del 4%.

En la Tabla 3.2 se dan los voltajes obtenidos para alcanzar la ganancia nominal de 10^5 en modo pulsado. En la tercera columna vienen dadas las medidas correspondientes a la amplificación en modo continuo. Se puede ver que hay una discrepancia de un factor 1.45 entre los dos diferentes métodos de medida. Esta discrepancia puede estar originada parcialmente por algún error sistemático que afecta a los dos métodos y que es difícil de controlar en la elaboración del dispositivo experimental (*set-up*). Sin embargo, la diferencia entre los dos resultados puede estar originada también en la simplificación de la estimación del N_{pe}.

Teniendo en cuenta el factor de ruido del tubo fotomultiplicador (ecuación 3.36), la expresión 3.43 se puede escribir de la siguiente forma:

$$N'_{p.e.} = [\frac{M - PeD}{\sigma}]^2 = N_{p.e.} \times \frac{1}{1 + F} \tag{3.45}$$

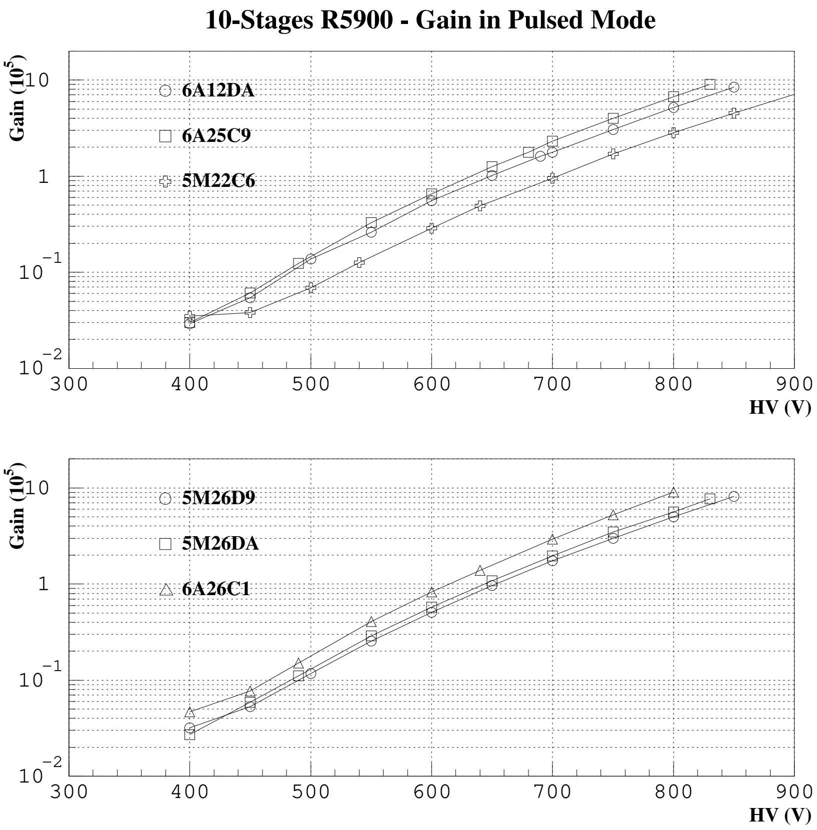


Figura 3.9: Amplificación en modo pulsado derivada de la estadística de la señal de los PM, estimando el número de fotoelectrones en la ecuación (43).

$$G_{Med} = \frac{Q}{1.6 \times 10^{-19} \times N'_{p.e.}} \tag{3.46}$$

$$G_{Med} = \frac{Q}{1.6 \times 10^{-19} \times N_{p.e.}} \times (1 + F) = G \times (1 + F) \tag{3.47}$$

y con el factor de ruido, la amplificación (G) correcta es:

$$G = \frac{G_{Med}}{(1 + F)} \tag{3.48}$$

Para calcular el factor de ruido para la repartición de voltaje 2.5:2.5:1..1:2.5:2.5, deberiamos calcular,

$$\frac{1}{k_{2.5}} + \frac{1}{k_{2.5}^2 k} + \frac{1}{K_{2.5}^2 k_1} + ...\frac{1}{k_{2.5}^3 k_1^7} \tag{3.49}$$

donde $k_{2.5}$ y k_1 son las amplificaciones entre dínodos a sus respectivos voltajes.

Haciendo una serie de simplificaciones, se puede llegar a la siguiente expresión del factor de ruido,

$$F \sim \frac{1}{k_{2.5}}[1 - (\frac{k_1}{1 - k_1})\frac{1}{k_{2.5}}] \tag{3.50}$$

La variación de la amplificación entre dínodos (k) es una función del voltaje aplicado entre estos (v) y se podría parametrizar como:

$$k = \alpha v^{\beta} \Longrightarrow log(k) = \beta log(v) + log(\alpha) \tag{3.51}$$

junto con,

$$k_{2.5} = \alpha(2.5 \times v)^{\beta} \Longrightarrow log(k_{2.5}) = \beta(log(v) + log(2.5)) + log(\alpha) \tag{3.52}$$

como

$$G = k_{2.5}^3 \times k_1^7 \tag{3.53}$$

$$log(G) = 10\beta log(V) + 10log(\alpha) + \beta(3log(2.5) - 10log(17)) \tag{3.54}$$

$$log(G) = \beta' log(V) + log(\alpha') \tag{3.55}$$

$$G = \alpha' \times V^{\beta'} \tag{3.56}$$

con

$$\beta' = 10\beta log(\alpha') = 10log(\alpha) + \beta(3log(2.5) - 10log(17)) \tag{3.57}$$

Considerando que todos los PM usados en el Módulo 0, tienen como valor medio del parámetro β'= 8.328 ± 0.048, con una r.m.s de 0.39 [Tesis de Sylvie]. Los valores tienen una pequeña dispersión y corresponde al valor típico del fotomultiplicador. Como $\beta' = 10 \times \beta$, usamos el valor medio para determinar primero α, y después los valores de k_1 y $k_{2.5}$ para cada uno de los 6 PM, empezando por la amplificación medida en DC al nominal HV, y finalmente el factor de ruido con la exprexión 3.50.

Los datos introducidos en las columnas de la tabla 3.2 corresponden a la corrección de la amplificación por el factor de ruido, y puede ser comparado con las medidas de la amplificación en DC. Se puede ver que hay una diferencia sistemática del orden del 16% entre las dos y es debido, o se puede explicar como que la determinación de la amplificación es muy sensible al sistema de medida y esto es muy difícil de controlar.

3.4.5.5 Parametrización de la amplificación relativa

Las curvas de amplificación de los PM usados en el Módulo 0, con el divisor de voltaje estándar (2.5:2.5:1.0 ...1.0:2.5:2.5) se reproducen correctamente haciendo el ajuste de G frente al voltaje de funcionamiento de los PMT a la función:

PMT#	HV (V)	$G_{DC} \times 10^5$	k_1	$k_{2.5}$	F	$G' \times 10^5$
6A12DA	650	(0.68 ± 0.2)	2.420	5.190	0.256	0.800
6A25C9	630	(0.73 ± 0.2)	2.437	5.227	0.253	0.798
5M26D9	655	(0.70 ± 0.2)	2.427	5.206	0.255	0.797
5M26DA	645	(0.66 ± 0.2)	2.417	5.184	0.256	0.796
6A26C1	615	(0.67 ± 0.2)	2.416	5.183	0.256	0.796
5M22C6	705	(0.70 ± 0.2)	2.427	5.206	0.255	0.797

Tabla 3.2: *Voltaje nominal correspondiente a la ganancia* 10^5*, medida en modo pulsado para 6 R5900 que han sido utilizados en el Módulo 0. Las tres primeras columnas muestran la medida de la amplificación en DC.* k_1 *y* $k_{2.5}$ *son la amplificación entre dínodos, F es el factor de ruido, y finalmente* G' *es la amplificación corregida por el factor de ruido en modo pulsado.*

$$G = \alpha \times V^{\beta} \tag{3.58}$$

Considerando que todos los PMT utilizados en el Módulo 0, tienen un valor medio del parámetro β igual a:

$$\langle \beta \rangle = 8.328 \pm 0.048 \tag{3.59}$$

con un r.m.s de 0.39 .

El valor medio de β corresponde a los PM de 10 etapas.

El valor medio del HV corresponde a un valor nominal de la ganancia de 10^5 y es igual a 665 ± 79 V. Para tener una estabilidad de la ganancia a nivel del 0.5% se requiere una estabilización del HV de 0.4 V.

3.4.6 Efectos de la temperatura en la amplificación de los PMT

Uno de los requisitos impuestos para los fotomultiplicadores que llegarán a formar parte del calorímetro hadrónico del detector ATLAS es, tener una baja sensibilidad a la temperatura. Esta sensibilidad debe notarse en que su ganancia nominal de 10^5 debe variar menos del 0.5% por grado de variación en la temperatura. Es por esta razón que se ha querido estudiar los efectos de la temperatura en la amplificación.

Para estimar la variación de la ganancia con la temperatura, hemos utilizado un sistema de refrigeración que es capaz de evacuar el calor disipado por los elementos electrónicos y mantener la temperatura local estable alrededor de 1° C.

El dispositivo experimental *setup* para este test se representa en la figura 3.10. La luz, se produce por un *Blue* LED en modo pulsado, focalizada hacia una "fibra-líquida" de gran aceptancia y transportada hasta la caja de los PM. En esta caja, la luz se reparte a unos pocos canales donde se encuentran insertados los PM. La intensidad de la luz se visualiza por un fotodiodo. La temperatura se estabiliza mediante un mecanismo exterior y se lee por una sonda de temperatura.

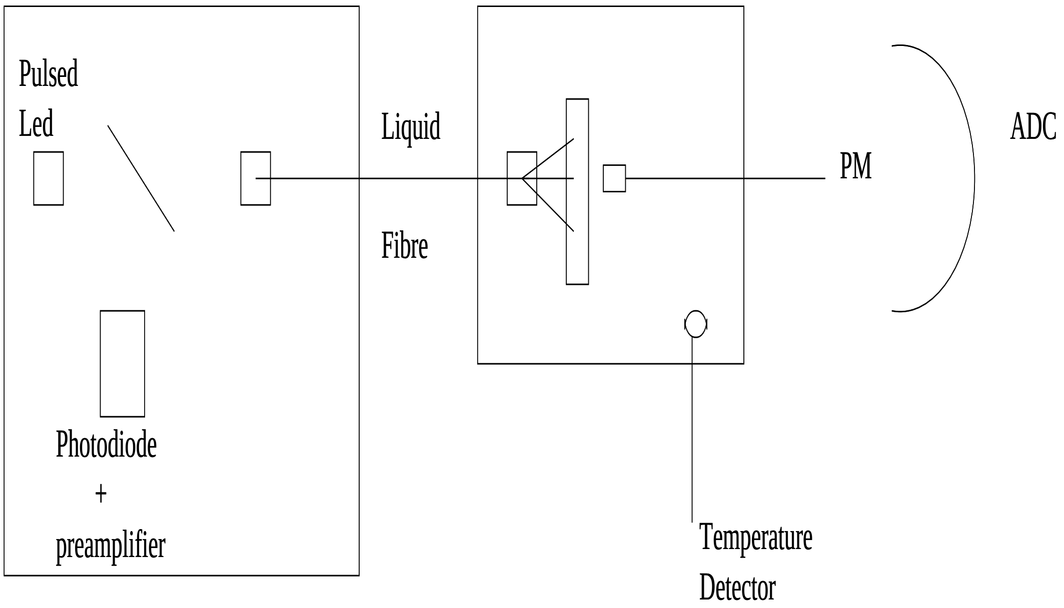


Figura 3.10: Dispositivo experimental utilizado para el test de los efectos de la temperatura sobre la amplificación de los PMT. La temperatura se regula en un 1° C, y se archiva para cada suceso en el análisis.

Podemos llamar $PM(\Theta)$ a la medida de la carga en el ADC como respuesta del fotomultiplicador a la luz pulsada y $PH(\Theta)$ a la respuesta del fotodiodo con el mismo pulso de luz. La variación relativa de la ganancia se estima utilizando la siguiente expresión:

$$D(\%) = 100 \times \frac{(PM(\Theta)/PH(\Theta)) - (PM(\Theta_0)/PH(\Theta_0))}{(PM(\Theta_0)/PH(\Theta_0))} \tag{3.60}$$

Aquí $PM(\Theta_0)$ y $PH(\Theta_0)$ son la respuesta del ADC del fotomultiplicador y del fotodiodo respectivamente, medidos a temperatura ambiente, de 20° C.

TEMPERATURA($\circ_C$)	Desviación(%)
10	2.25
15	0.63
20	0.00
25	-0.59
30	-1.94
35	-3.50
40	-3.85

Tabla 3.3: *Relativa variación de la ganancia con la temperatura.*

El fotomultiplicador funciona con un voltaje correspondiente a una ganancia de 10^5. Los resultados se muestran en la figura 3.11.

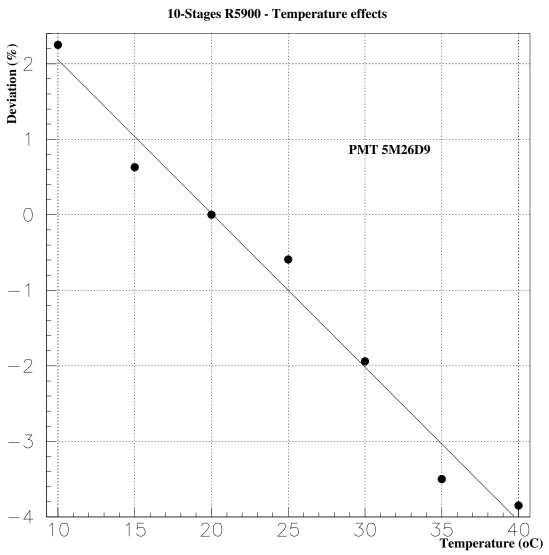


Figura 3.11: Efectos de la temperatura en la amplificación de un R5900. La variación es del orden de 0.2% por 1° C.

En la tabla 3.3 se da la variación relativa de la ganancia como función de la temperatura en respuesta a la luz pulsada.

Se puede ver claramente que la variación de la ganancia no es importante y que es alrededor de 1% por 5° C.

Como conclusión, se puede decir que el requisito para el TILECAL es de una variación de la ganancia de 0.5% por 1° C. Las medidas muestran que la variación es alrededor de 0.2% por 1° C. Por lo tanto, estamos por debajo del requisito. Se puede recalcar que el sistema de refrigeración estabiliza la temperatura al nivel de 1° C.

Capítulo 4

ENVEJECIMIENTO DE FOTOMULTIPLICADORES

Los diferentes parámetros que caracterizan un tubo fotomultiplicador varían con el tiempo, la temperatura, la corriente media, la humedad, las horas de funcionamiento, etc. En general, estos cambios siguen derivas a corto y largo plazo. Es importante, entonces, tener encuenta algunas consideraciones para maximizar la vida del tubo fotomultiplicador, y corregir y minimizar los efectos que se producen.

Los fotomultiplicadores son muy sensibles a la temperatura ambiente. Se debe funcionar con un buen control de la temperatura, debido a que el fotocátodo al estar formado por materiales que tienen una energía del gap pequeña y afinidad electrónica, los electrones pueden ser liberados eficientemente, aumentando de esta forma la corriente oscura.

La estabilidad de los fotomultiplicadores y su vida media depende fuertemente de los campos eléctricos. Estos campos se crean en la cubierta del cristal y en las cercanías del fotomultiplicador por la aplicación de altos voltajes. La estabilidad de la ganancia y la corriente oscura se ven muy afectadas por gradientes de campo en las proximidades del fotocátodo.

Los fotomultiplicadores están expuestos a radiaciones continuamente (rayos-X, rayos alfa, rayos beta, rayos gamma, neutrones, etc.). Estas radiaciones son detectada por el fotocátodo, por consiguiente son convertidas en señales y contribuyen a la corriente oscura y ruido. Continuas exposiciones pueden producir daños como pueden ser, el deterioro de la ventana de entrada y el centelleo del cristal en la ventana, ocurriendo una pérdida de transmitancia y un incremento del ruido.

Por estas razones, es conveniente hacer un estudio de la estabilidad de algunas características ganerales de los fotomultiplicadores durante períodos de tiempo.

4.1 Importancia del envejecimiento en la Física de Altas Energías

Los fotomultiplicadores han sido utilizados con bastante frecuencia como detectores en experimentos de Altas Energías.

Cuando una partícula atraviesa un centelleador se produce una cierta cantidad de luz proporcional a la energía depositada. La detección de esta luz permite medir la energía, velocidad y dirección de la partícula cargada.

Los fotomultiplicadores son usados en gran variedad de equipos como contadores TOF, contadores Cerenkov, calorímetros y en detección de la desintegración del protón y de neutrinos.

Los principales requisitos para los fotomultiplicadores en experimentos de Física de Altas Energías son:

- alta resolución de la energía;
- buena linealidad del pulso;
- excelentes propiedades temporales;
- alta inmunidad magnética;
- larga vida y alta estabilidad.

El envejecimiento de los fotomultiplicadores, es concretamente un estudio de la estabilidad de las propiedades más generales durante períodos de tiempo. Con este estudio se puede llegar a valorar el período de vida de un tubo fotomultiplicador y la variación de sus características. De esta forma, se puede llegar a tener en cuenta algunas consideraciones para maximizar la vida del tubo, evitar daños permanentes y proporcionar un funcionamiento óptimo.

4.2 Medidas para el estudio del envejecimiento

Como se ha dicho en el capítulo 2, la función del bloque de fotomultiplicadores es convertir las señales de luz de las celdas del calorímetro en señales eléctricas. La luz se produce por tejas centelleadoras y fibras WLS, dando una señal con un típico *rise time* de 5.5 ns y una anchura de alrededor 17 ns. La información proveniente de los fotomultiplicadores, nos ayuda a comprender las propiedades de las partículas que han desarrollado la cascada en el calorímetro.

Las siguientes características, son las más significativas para el estudio de las estabilidad de las propiedades de los fotomuntiplicadores durante períodos de tiempo:

- ganancia en modo pulsado y continuo a su voltaje de trabajo;
- linealidad del pulso;
- corriente oscura;
- eficiencia cuántica y sensibilidad del fotocátodo.

El cálculo de la ganancia es muy importante para poder estimar el voltaje que se tiene que administrar para tener una amplificación dada. Esta es la razón de estudiar la variación de la ganancia como una función del tiempo y poder así ser controlada.

El orígen de la no linealidad puede venir dado por variaciones en la ganancia dependiendo de la base utilizada para la distribucción de voltajes entre dínodos.

En el capítulo anterior se dijo que la corriente oscura se debe fundamentalmente a emisiones termoeléctricas del fotocátodo, efectos de campos, etc. Luego la corriente oscura depende de las características de los fotomultiplicadores, el voltaje aplicado y el medio ambiente. Por esto, variaciones de esta corriente durante el tiempo, nos indica un deterioro del tubo fotomultiplicador.

La eficiencia cuántica está relacionada con la sensibilidad en el fotocátdo. La respuesta del fotocátodo depende de la iluminación acumulada, del tipo de radiación, etc. En el estudio del envejecimiento, se vera la evolución de dicha respuesta con el tiempo pudiendo estudiar como se alteran las propiedades del fotocátodo.

4.2.1 Condiciones de trabajo

Simulaciones de la respuesta del Calorímetro Hadrónico y estudios de los prototipos expuestos a haces de partículas, nos dan indicaciones sobre las especificaciones que deben tener los fotomultiplicadores en la configuración final de ATLAS que ya se han comentado en el capítulo anterior, de las cuales, las que conciernen al número de fotoelectrones son las siguientes:

- La energía depositada en una celda del calorímetro será de 1.5 TeV (*jet* de mayor energía) y 350 MeV para la respuesta con muones.

- La amplificación de los PM deberá ser suficiente para obtener una correcta linealidad en todo el rango dinámico, pero también se debe evitar la saturación a la hora de medir las señales. Usando una eficiencia calorimétrica de detección alrededor de 50 fotoelectrones/GeV, el rango dinámico de fotoelectrones (p.e.) antes de la amplificación será de 50K p.e. para 1 TeV/PMT.

- Una amplificación de 10^5 induce una carga en el ánodo de 800 pC; y una corriente anódica de 53 mA. Una amplificación de 10^5 es adecuada para ser el valor nominal para la ganancia de los fotomultiplicadores.

Teniendo en cuenta todas estas especificaciones, se puede calcular aproximadamente el número de fotoelectrones que recibirá el Calorímetro Hadrónico de ATLAS durante su período de funcionamiento, y estudiar la estabilidad de las propiedades de los fotomultiplicadores en un tiempo establecido pero recibiendo cada uno dicho número de fotoelectrones.

4.2.2 Características del *Minimum-Bias*

Los detectores del LHC, tendrán que hacer frente a un background (fondo de luz continua) debido a los pequeños momentos transferidos en las colisiones inelásticas protón-protón que producirán una ocupación importante en todos los detectores. Estos procesos se llaman sucesos Minimum Bias (MB); el ruido asociado en la calorimetría es uno de los límites de su actuación.

Los sucesos MB se superponen en las interacciones durante el cruce de haces, dependiendo de la luminosidad, y en menor parte del rango de pseudorapidez (η) en el Calorímetro de Tejas.

Las energías medias que depositarán en las diferentes regiones de pseudorapidez del Calorímetro de Tejas (TILECAL) se han estimado utilizando simulaciones de Monte Carlo del detector ATLAS.

Una luminosidad de $10^{34}\ cm^{-2}\ s^{-1}$ y una sección eficaz de 70 mb fue asumida, dando 17.5 MB sucesos/cruce en el LHC con una frecuencia de $f = 40Mhz$. Se consideran las energías medias por cruce depositadas en las celdas de granularidad $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$, para las tres segmentaciones radiales, en el barril y en los tapones.

La conversión de la energía media depositada E en corriente I correspondiente a un PM es:

$$I = \frac{(f \times n_{pe} \times G \times e \times E)}{2} \tag{4.1}$$

donde n_{pe} es el número de fotoelectrones/GeV detectados en el Calorímetro de Tejas, G es la ganancia de los PMT y e es la carga del electrón. El factor dos en el denominador es introducido porque cada celda, recibiendo una energía E, es leída por dos fotomultiplicadores. Utilizando que n_{pe} = 50 p.e./GeV (alrededor del 20% menor que el mejor resultado obtenido con los prototipos) y G = (10^5). Los valores medios de la corriente en el ánodo I vienen dados en la siguiente tabla:

Layer	$E_{max}(MeV)$	$I_{max}(nA)$	$E_{min}(MeV)$	$I_{min}(nA)$
1	36	576	8	128
2	11	196	2	32
3	1.2	19	0.4	6

Tabla 4.1: *Máxima y mínima energía depositada por los sucesos MB en cada segmento, con su correspondiente corriente anódica[TDR].*

Para el estudio del envejecimiento, se calculará el número de fotoelectrones depositados por los sucesos MB en el calorímetro al valor máximo de su energía, es decir, 36 MeV. Esto se realiza así porque queremos ponernos en el peor de todos los casos. Esta energía corresponde a 0.9 fotoelectrones en un solo PM con una ganancia nominal de 10^5.

El "período de vida" del detector ATLAS será alrededor de 10 años. Conociendo que un año del LHC se asimila a 10^7 segundos, es decir, que durante un año de vida, solo 10^7 segundos serán de medida continua, los 10 años corresponden a un tiempo de medida continua de 3.171 años. Utilizando el límite de 1 fotoelectrón por cruce y por PMT, esto es equivalente a 3.6×10^{15} p.e., que delivera una carga en el cátodo de $6.4 \times 10^{-4}C$. en el peor caso.

4.2.3 *Jets* de Energía

A diferencia de los sucesos MB que se distribuyen através de todas las celdas, los suceso físicos (*jets*, π,...) alcanzarán solamente cada vez que ocurran una celda.

La propuesta para el envejecimiento es calcular el número máximo de fotoelectrones que un PMT puede recibir, en un período continuo de 3.171 años procedentes de los sucesos físicos y *jets* en el Calorímetro Hadrónico.

Los datos mostrados en la figura ?? son valores integrados, es decir, que a una energía y frecuencia fija de los *jets*, pueden ocurrir otros de mayor energía. Esto podría ser un inconveniente para calcular el número de fotoelectrones/ PM. Sin embargo, el número de fotoelectrones decrece cuando la energía aumenta, esto es debido porque ocurren con menor frecuencia. Se han seleccionado los tres siguientes intervalos [5-333]GeV, [333-666]GeV, [666-1000]GeV, para intentar cubrir aproximadamente las frecuencias y energías de los *Jets*.

Se quiere calcular los valores más probables de las energías en los tres intervalos anteriores y estimar el correspondiente número de fotoelectrones para estas energías.

Definiendo la función $F(E_T)$ como:

$$F(E_T) = A(E_T)^B \tag{4.2}$$

puede ser utilizada para hacer el ajuste del espectro de los *Jets* de energías, donde A y B son los parámetros del ajustes. Para obtener la función diferencial $\nu(E_T)$, se procede de la siguiente forma:

$$F(E_T) = A(E_T)^B = \int_{E_T}^{\infty} dE_T \nu(E_T) = -\int_0^{E_T} dE_T \nu(E_T) + \alpha \tag{4.3}$$

donde α es una constante. Se puede ver que:

$$\frac{dF(E_T)}{dE_T} = ABE_T^{B-1} = -\nu(E_T) \tag{4.4}$$

Ahora, se calcula el valor medio de la energía:

$$\langle E \rangle = \frac{\int_{E_1}^{E_2} dE_T \nu(E_T) E_T}{\int_{E_1}^{E_2} dE_T \nu(E_T)} \tag{4.5}$$

y por consiguiente:

$$F(\langle E_T \rangle) = A\langle E_T \rangle^B \tag{4.6}$$

$$n_{pe} = \langle E_T \rangle \times 25 \tag{4.7}$$

E_{T2}(GeV/c)	E_{T1}(GeV/c)	$\langle E_T \rangle$(GeV/c)	$\nu(Hz)$	n p.e	Q(C)
5	333	70	6 x 10^4	1769	2.8×10^{-16}
333	666	408	35	10198	1.6×10^{-15}
666	1000	774	2	19345	3.2×10^{-15}

Tabla 4.2: *Valores de la energía media y del número de fotoelectrones.*

En tabla 4.2, se muestran el número de fotoelectrones producidos durante 3.171 años, considerando *Jets* de distintas energías y que son función de la frecuencia.

En la figura **??** estudia la frecuencia de los *jets* en la región $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.8$ x 0.8. Se han simulado en el TILECAL las frecuencias de los *jets* de energía a máxima luminosidad y para la región de pseudorapidez $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1$ x 0.1, tanto para el barril como para sus tapones.

La figura **??** considera el peor caso, esto es una celda de la capa (*sampling*) 1, en cuanto concierne al cálculo del número de fotoelectrones. Esto se debe a los efectos del ángulo. En ella se puede ver las frecuencias a plena luminosidad en el espacio 5-500 GeV.

Para la realización de esta figura, es asumido que el barril tiene una iluminación uniforme (*plateau* de rapidez, el mismo espectro en P_T para todo el calorímetro). La energía en los límetes del barril (tapones) será un 20% mayor que en el centro de este.

Las aproximaciones hechas para el barril y sus tapones consisten en hacer la integración en la región de pseudorapidez. Para cada partícula, se conoce el ángulo y el espesor de impacto en el calorímetro.

Con esto se puede observar en la figura lo siguiente:

- **Comienzo a 5 GeV**. Ella comienza en 5 GeV. Por debajo, los resultados no son muy fiables con el método presente, en el sentido de que la contribucción de múltiples interaciones por paquete no se han considerado.

- **Log-Lin**. La figura está dada en log(frecuencias)-lineal(energías).

- **Tapones**. La figura que hace referencia a los tapones es menos precisa debido al hecho de que el material en su parte delantera no ha sido muy correctamente modelado.

Para los *Jets* en el intervalo [666-1000] GeV, se utiliza la figura **??** generada de la misma forma que la figura anterior. Ella muestra las señales más altas en una celda para los *Jets* de alto P_T producidos en el LHC.

Esta figura nos da el número de sucesos por año del LHC. Con el número de sucesos puede ser calculada las frecuencias de los *Jets*, ya que tengo la frecuencia con la que ocurre y por lo tanto se puede obtener el número de fotoelectrones en 3.171 años de medida continua.

En esta figura se puede ver la energía máxima en una celda. Ella es solamente válida para energías mayores de 500 GeV.

En la siguiente tabla se dan el número de fotoelectrones producidos durante 3.171 años, considerando los valores de las energías medias y las frecuencias de los *Jets*. En la primera columna se puede ver el valor de la energía más probable en los tres diferentes rangos; la segunda columna muestra el número de fotoelectrones para un suceso de estas energías, después la tercera columna indica la frecuencia de los sucesos, la cuarta y quinta la carga en el cátodo para 10 años y por suceso y en la séptima la corriente anódica durante el período de medida.

$\langle E_T \rangle$ (GeV)	n p.e	$\nu(Hz)$	n p.e (3.171 years)	Q(C)	T(s) LED	I_A(nA)	Ti me
70	1769	5 x 10^{-2}	10^{10}	1.6×10^{-9}	0 .85	3×10^{-2}	56 days
408	10198	3.5 x 10^{-3}	3.6×10^{9}	6×10^{-10}	0.85	2×10^{-1}	3.5 days
774	19345	2 x 10^{-4}	3.7×10^{8}	6×10^{-11}	0.85	3×10^{-1}	5 h.

Tabla 4.3: *Número de fotolectrones producidos durante 3.171 años.*

En la prueba de envejecimiento, varios LEDs (los cuales se explicarán más tarde) funcionando en modo pulsado se utlizan para simular la luz procedente de los *Jets* de energías, asumiendo que el pulso se ajusta para reproducir la carga correspondiente a la calculada con las energías (70, 408, 774 GeV).

Eligiendo un período de dos meses para esta simulación de los *Jets* y sucesos MB, se calcula la frecuencia de los LEDs utilizados en modo pulsado en el test de envejecimiento.

Se puede resaltar que para 70 GeV, el número de fotoelectrones es alrededor de 10^{10}, como el número de fotoelectrones decrece conforme aumenta la energía, podemos decir que los sucesos en modo pulsado son más débiles que los sucesos debidos al MB (10^{15} p.e.).

4.3 Principio de medida en el Test de envejecimiento

Se consideran 4 períodos de test, cada uno de estos períodos consta de 15 días debido a que se ha elegido un período de dos meses para la realización de la simulación. Estos períodos se componen de las siguientes operaciones en el Test de envejecimiento.

1. Simulación de los *jets* con energía media de 70 GeV, durante 14 días.

Esto se realizó utilizando un LED en modo pulsado, con una frecuencia (período de 0.85 s) y 1769 fotoelectrones.

2. Simulación de los *jets* con energía media de 408 GeV, durante 0.9 días.

Esto se realizó utilizando un LED en modo pulsado, con una frecuencia de 0.85 s y 10198 fotoelectrones.

3. Simulación de los *jets* con energía media de 774 GeV, durante 1.25 horas.

Esto se realizó utilizando un LED en modo pulsado, con una frecuencia de 0.85 s y 19345 fotoelectrones.

En cada uno de estos puntos se ha hecho al mismo tiempo, la simulación de los sucesos MB utilizando varios LEDs en modo continuo (DC), y un número de fotolectrones correspondientes a la corriente producida por los sucesos MB de 12μA. Esta corriente corresponde a una carga en el ánodo de 64 C. que proceden del número de fotoelectrones hallados para los sucesos MB en 3.171 años, con una ganancia nominal de 10^5 y con un período de tiempo de 2 meses.

Para saber la corriente que se tiene que tener en el ánodo para los *jets*, se hizo lo siguiente :

- se calculó la carga en el ánodo con el número de fotoelectrones corresponidentes a la energía de cada *jets* y teniendo en cuenta que se trabaja con una ganancia nominal de 10^5;

- se halló la corriente anódica con la carga y sabiendo que el LED trabaja con una frecuencia de 0.85 s se puede calcular la corriente a partir de la expresión 4.1.

De esta forma se obtine que para los *jets* de 70 GeV, la corriente que se tiene que obtener en el ánodo es de 24 pA por Hz. Como es muy débil para poder verla con un picoamperímetro se puede aumentar la frecuencia y ver por ejemplo 2.4 nA por 100 Hz, lo cual nos permite afirmar el anterior valor. Lo mismo se puede aplicar para los *jets* de 408 y 774 GeV obteniendo un valor de sus corrientes anódicas 138 y 263 pA por Hz.

Cada uno de los 4 períodos de tests mencionado anteriormente se completa con la realización de las medidas correspondientes a las características principales de los fotomultiplicadores. La eficiencia cuántica se medirá solamente al final del test del envejecimiento y se comentará con más detalle en el capítulo 5.

Esta serie de puntos (1,2,3) se repiten 4 veces (para completar los 2 meses de test). Antes de empezar el test de envejecimiento se ha medido la ganacia, linealidad, corriente oscura y sensibilidad en el fotocátodo tomandose como puntos de referencia. Después de 2 semanas de la finalización del test se midió las mismas características, para poder ver si ha habido una posible recuperación de los PM. Por lo tanto, se tendrá 6 puntos de referencia en este estudio sobre la estabilidad de las características más importantes de los fotomultiplicadores.

4.3.1 Procedimiento experimental y desarrollo de medidas

Para la realización de las medidas de caracterización de los fotomultplicadores Hamamatsu R5900 (5M27C6, 6A08C9) y EMI 9112A (20030) en el test de envejecimiento se ha utilizado luz en modo continuo que permite medir parámetros como son:

- ganancia absoluta
- sensibilidad relativa del fotocátodo
- corriente oscura.

Además, como ya se ha dicho anteriormente, este modo de operación responde al hecho de que en el LHC estos fotomultiplicadores serán iluminados continuamente con la luz producida en los centelleadores debida a un nivel continuo de partículas de fondo y de sucesos *minimum-bias.*

Por otra parte se ha utilizado también luz en modo pulsado para la evaluación de las características de los PM. Este modo de operación será el más próximo al uso final de los PM en el TILECAL. Con este modo se ha analizado los siguientes parámetros:

- ganancia absoluta
- linealidad.

4.3.1.1 Descripción del proceso de medida en continuo

La realización de todas las medidas de las características de los fotomultiplicadores en modo continuo se llevaron a cabo utilizando un banco de test diseñado exclusivamente para este propósito[tesina de Ines]. Todo el material óptico y electrónico se encontraban dentro de una caja oscura de madera de dimensiones $94 \times 64 \times 54$ cm^3 accesible por su parte superior gracias a una tapadera que cerraba herméticamente dicha caja. La base sobre la que se colocaban todos los elementos ópticos era de un material plástico de alta densidad cubierto en su parte superior e inferior por dos planchas de aluminio de 5 mm de espesor perforadas en toda su superficie con agujeros de rosca de M.6 separados 25 mm. Todas las entradas y salidas de la electrónica que se encontraba en el interior se llevaron a cabo por un lateral de la caja gracias a una placa metálica que permítia la conexión tanto en cables "lemo" como cables de alta tensión . La disposición de los elementos utilizados se muestra en la figura 4.1.

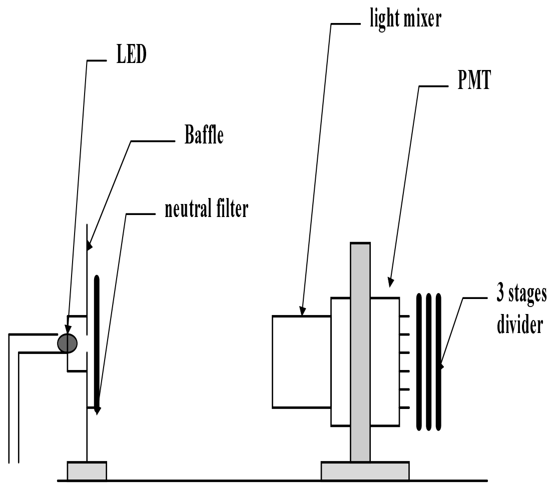


Figura 4.1: *Dispositivo experimental empleado en las medidas de corriente en modo continuo.*

La fuente de luz era un **diodo electroluminiscente (LED)** azul de gran intensidad y rapidez (LEDTRONICS BP280CWB1-3.6VF-050T) funcionando en modo continuo. Sus principales características se resumen en la tabla 4.4

El voltaje al que se sometió el LED para las medidas de sensibilidad de fotocátodo y de la ganancia variaba entre 3 y 10 V. A su vez, este diodo presenta un pico de respuesta espectral en 450 nm y tiene muy buena direccionalidad ($\pm 10°$), como se observa en la figura 4.2.

Con la idea de fijar la longitud de onda y de atenuar la luz incidente, ya que ciertos parámetros como la sensibilidad del fotocátodo dependen de esta características, se colocó a continuación del LED un **filtro interferencial** pasobanda ANDOVER Corporation 480FS10-50 de 50 mm de diámetro, cuya longitud de onda central es de 481.1 nm, con un ancho de banda de 9.1 nm y una transmitancia de pico del 65.3% (valores medidos por ANDOVER). También se colocó un **filtro neutro** con la intención de

Características	
Material	Nitruto de Galio
Potencia luminosa (μW)	1200
Corriente máxima (mA)	30
Frecuencia de respuesta (MHz)	4-5
Potencia media de pico (pulsada) (mW)	2
Tiempo de subida del pulso (ns)	100
Tiempo de bajada del pulso (ns)	200

Tabla 4.4: *Características del LED azul.*

atenuar la luz incidente, ya que en la medida de la ganancia absoluta para medir la corriente en el ánodo utilizando la misma intensidad de luz que para la medida de la corriente en el fotocátodo, es preciso dicha atenuación para que el PM no se sature. Este filtro está colocado a continuación del filtro interferencial ORIEL Corporation 50050 de 25.4 mm de diámetro, cuya transmitancia es de 70% (valores medidos por ORIEL).

La medida de la corriente tanto en el fotocátodo como en el ánodo del fotomultiplicador se llevó a cabo con un *picoamperímetro.*

• **La sensibilidad relativa del fotocátodo** es uno de los parámetros que nos proporciona información sobre las características del fotocátodo y nos permite comprobar su calidad.

La sensibilidad luminosa del fotocátodo se define como la corriente de fotoelectrones en el fotocátodo (del orden del μA) por flujo luminoso incidente (lumen).

El fotocátodo de los fotomultiplicadores R5900 es de tipo biálcali (Sb-K_2-Cs), es decir, un semiconductor con una resistencia eléctrica específica que es generalmente alta para este tipo de material, lo que provoca una baja eficiencia de colección en el primer dínodo. Para corregir este efecto es suficiente incrementar el campo eléctrico entre el fotocátodo y primer dínodo. El fotocátodo de los fotomultiplicadores 9112A es de biálcali rubídico (Sb-Rb-Cs) obteniendo una buena respuesta en el azul y el verde junto con la etapa de multiplicación.

Una forma de estudiar la resistividad del fotocátodo es medir la variación de la corriente del fotocátodo en función del voltaje aplicado entre el fotocátodo y primer dínodo. La fotocorriente irá aumentando con el voltaje hasta alcanzar un nivel de saturación correspondiente a la eficiencia de colección total (incluyendo la eficiencia cuántica del fotomultiplicador). Otro aspecto es que, midiendo la corriente en el ánodo, podremos extraer la ganancia absoluta, como ya se ha visto en el capítulo anterior.

Para medir la corriente en el fotocátodo se ha usado un divisor de voltaje específico, como se puede ver en la figura 4.3, en el que todos los dínodos y el ánodo están cortocir-

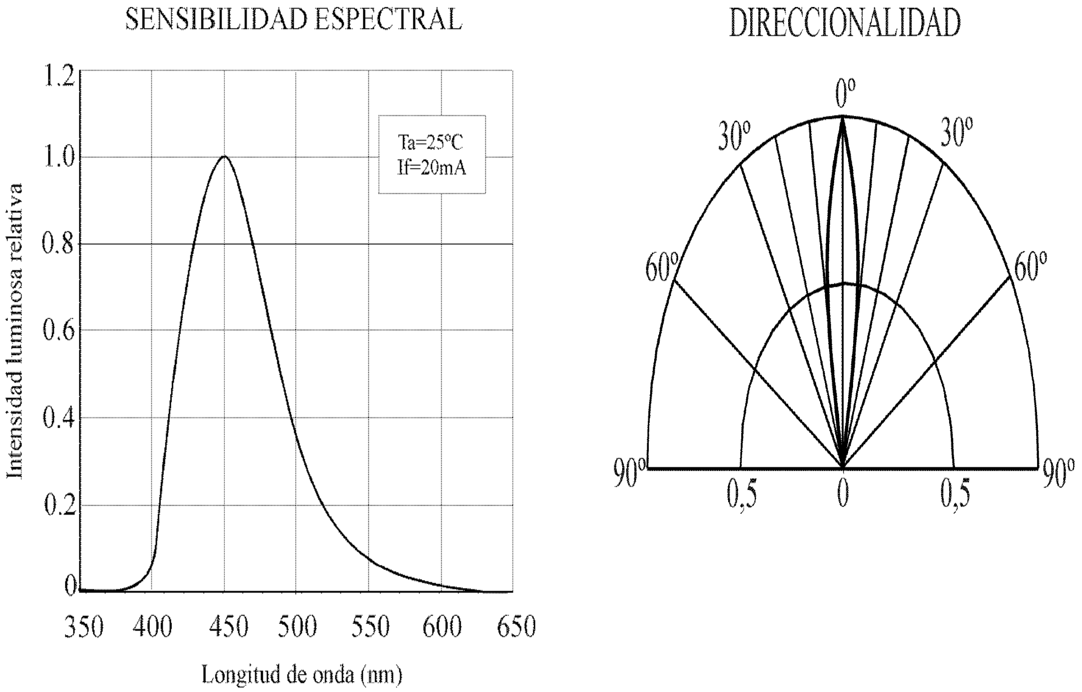


Figura 4.2: Sensibilidad espectral y direccionalidad del LED azul.

cuitados y conectados a un voltaje positivo. La fotocorriente se mide entre el fotocátodo y tierra [tesina de Ines].

La medida de la sensibilidad del fotocátodo con un filtro interferencial de 480 nm está correlacionada con la eficiencia cuántica a 480 nm. Esto depende de la eficiencia de colección del PM. Si se utilizan voltajes entre el fotocátdo y el primer dínodo de 50 Voltios, las medidas de la corriente en el fotocátodo alcanzan el “plateau”, y se puede asumir que este valor es independiente de la eficiencia de colección del PM. Esta correlación se discutirá con mayor precisión en el capítulo siguiente.

• **La ganancia** como ya se ha dicho en el capítulo 3 es una de las principales características de los fotomultiplicadores. Como es muy sensible con la variación del voltaje es muy importante conocer bien esta dependencia para la calibración del calorímetro.

Interesa determinar el voltaje que es necesario aplicar a cada fotomultiplicador para obtener la ganancia nominal de 10^5, y como varia este voltaje nominal con el tiempo, es decir, su estabilidad en períodos de tiempo en plena operación de los PM.

Como ya se ha explicado en capítulo 3, se puede definir la sensibilidad luminosa del ánodo como la corriente de salida del ánodo por unidad de flujo luminoso incidente en el fotocátodo. Conociendo esta característica junto a la sensibilidad del fotocátodo, se puede calcular la ganancia absoluta del fotomultiplicador.

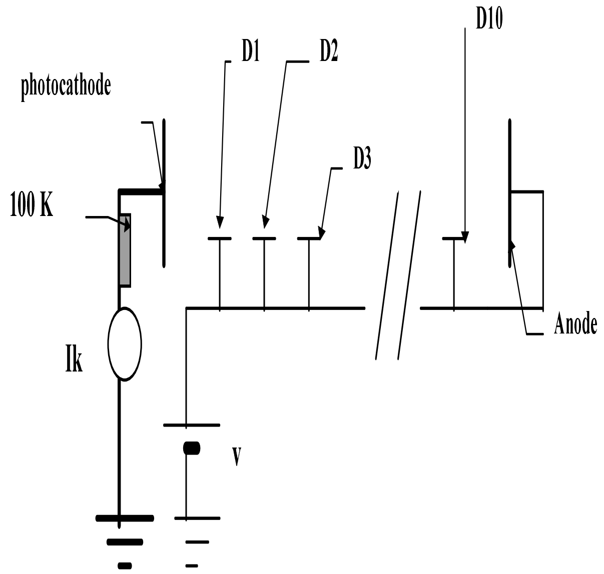


Figura 4.3: *Configuración del divisor de voltaje usado para las medidas de corriente del fotocátodo.*

El divisor de voltaje utilizado en las medidas de corriente del ánodo es el que se muestra en la figura 4.4, cuya configuración es 2.5:2.5::1:-1:2.5:2.5 para el caso de los PM de Hamamatsu y 3:1:-:1:1.2:1.5:3:4 para los PM de EMI. Ahora la corriente se mide entre el ánodo y tierra.

• **La corriente oscura** se mide en función del voltaje y solo en el intervalo de voltajes donde los PM alcanza su ganancia nominal de 10^5. Los datos fueron tomados después de que los fotomultiplicadores permanecieran durante 24 horas en la oscuridad total y con el voltaje aplicado.

Lo que se verá es la variación de dicha corriente durante el período de realización del test de envejecimiento para cada fotomultiplicador trabajando a su voltaje nominal.

4.3.1.2 Descripción del proceso de media en pulsado

La disposición de los elementos se muestran en la figura 4.5. Igual que en el punto anterior, todo el material óptico y electrónico se encuentra dentro de la caja oscura descrita anteriormente. Se puede ver que la disposición es similar al caso anterior salvo que se añade una fibra óptica y un fotodiodo.

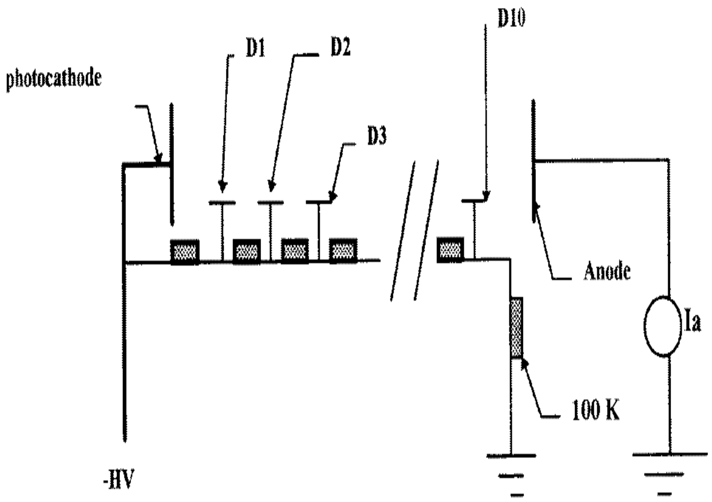


Figura 4.4: *Configuración del divisor de voltaje usado para las medidas de ganancia absoluta.*

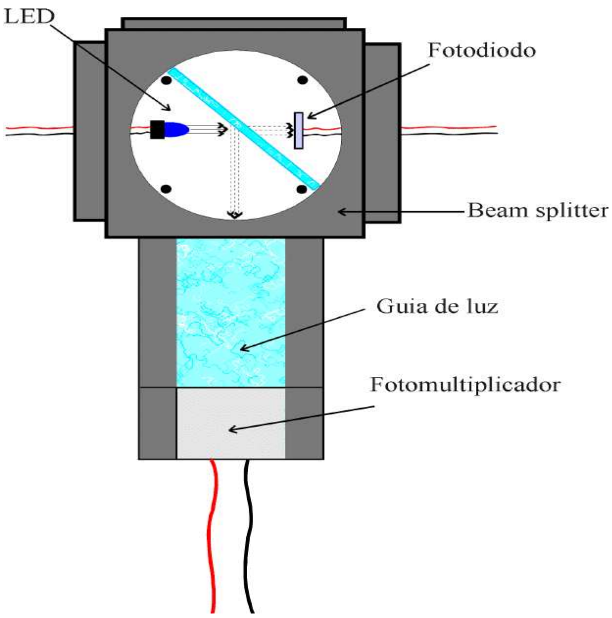


Figura 4.5: *Dispositivo experimental utilizado en las medidas con la luz en modo pulsado*
.

Mediante la **fibra óptica** de material polímero de 1 mm de diámetro se guió la luz hasta el fotomultiplicador y el fotodiodo. Para que la recepción de la luz por las fibras, así como la posterior transmisión de ésta a los detectores fuese independiente de la posición concreta de las fibras, se utilizaron **guías de luz** (*light mixer*) en forma de paralelepípedo rectangular. Su función consiste en recoger la luz a la entrada y difundirla para que sea uniforme a la salida.

La intensidad de la luz que llega al fotomultiplicador es controlada y monotorizada por un **fotodiodo** HAMAMATSU S1337-11. Los fotodiodos son sensores de luz semiconductores que generan una corriente o un voltaje cuando la unión P-N del semiconductor es iluminada. En general presentan una serie de ventajas respecto a otros detectores como:

- excelente linealidad respecto a la luz incidente;

- bajo ruido;

- amplia respuesta espectral;

- compacidad;

- vida media larga.

Concretamente, las características más importantes del fotodiodo utilizado en las medidas en modo pulsado se encuentran en la tabal 4.5

Características	
Área activa	10×10
Rango de respuesta espectral (nm)	320 a 1100
Corriente oscura máxima a V_R= 10 mV (pA)	10
Frecuencia de respuesta (MHz) a $V_R = 70$ V	40
Tiempo de subida a V_R= 0 V y $R_L = 1K\omega$ (μs)	3
Capacidad terminal típica a $V_R = 70$ V (pF)	50
Temperatura de trabajo ($\circ$C)	-20 a +80

Tabla 4.5: *Características del fotodiodo HAMAMATSU S3590-04 medidas por HAMAMATSU. V_R es el voltaje de polarización del fotodiodo y R_L la resistencia de carga.*

El fotodiodo estaba acoplado a un **preamplificador** de transimpedancia tal como muestra la figura 4.6. Tenemos pulsos de luz de una anchura de 30 ns y necesitamos un sistema que sea capaz de trabajar en estas condiciones. Está construido en dos etapas debido a la necesidad de disponer de alta ganancia.

Las respuestas del fotomultiplicador y del fotodiodo a los pulsos de luz se adquieren

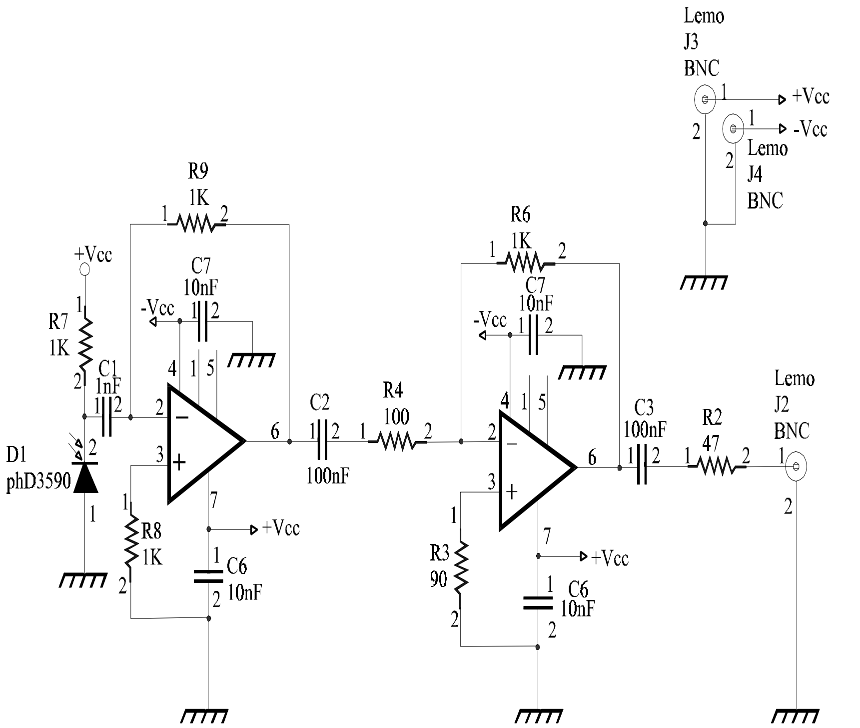


Figura 4.6: *Preamplificador acoplado al fotodiodo en las medidas de linealidad en modo pulsado.* V_{cc} *es la tensión de alimentación de los operacionales y es de 5 V. Los amplificadores operacionales son los OPA621 de Burr Brown.*

en dos canales del ADC independientes y se estudian en el tratamiento de los datos experimentales.

El esquema electrónico y de adquisición empleado es el que se muestra en la figura 4.7. Con un *Dual Timer* generamos una señal NIM a una frecuencia aproximada de 1 kHz que, tras modelar su forma y regular su amplitud y anchura mediante un discriminador, un módulo *Fan in-Fan out* y un *Light Diode Driver*, alcanza el LED azul y se produce la luz que ilumina al fotomultiplicador y fotodiodo. La intensidad de la luz se puede variar cambiando la amplitud de la señal del LED en un rango de 1 a 20 V. Al mismo tiempo, la señal *Dual Timer* nos da el *trigger* para la adquisición, siendo la anchura de la puerta del ADC de unos 100 ns.

El conversor analógico digital que utilizamos es un ADC de carga modelo 1182 de Lecroy con 8 canales de entrada y una puerta común. Tiene un rango dinámico de 12 bits con una sensibilidad de 0.05 pC/cuenta y un tiempo de conversión de 16 μs. Su memoria interna de 16 sucesos por *buffer* puede ser leída y escrita desde VME. Este ADC proporciona gran flexibilidad en la anchura de las puertas que integra, siendo el rango de 50 ns a 2 μs. La no linealidad integral es $< \pm$ (0.25% de lectura +2) cuentas y la no linealidad diferencial de ± 0.9 LSB.

La adquisición se lleva a cabo en bus VME que es un sistema multiprocesador de arquitectura abierta. Es un entorno muy flexible y transparente que permite soportar una gran variedad de tareas de intenso cálculo computacional. La transferencia de los datos se hace de forma asíncrona lo que permite soportar módulos con gran variedad de tiempos de respuesta. La velocidad aproximada de transferencia es de 20 Mbytes por segundo.

Para la lectura de los datos empleamos un ordenador interno, en nuestro caso, un PC debido a su flexibilidad y bajo coste. Para ello precisamos de una interfaz entre el VME y el PC. La especificación MXI de National Instruments es la adecuada para realizar la anterior función. Tenemos dos tarjetas en cada uno de los sistemas: la interfaz VME-MXI en el bus VME y la interfaz MXI-AT en el bus PC. De esta forma establecemos la conexión con el PC y podemos procesar los datos mediante LabVIEW.

LabVIEW es una aplicación de desarrollo de programas que, a diferencia de otros sistemas comerciales que usan lenguajes basados en texto para crear líneas de código, utiliza un lenguaje de programación gráfico, G, para crear programas en forma de diagramas de bloques. LabVIEW incluye librerías de funciones y herramientas de desarrollo diseñadas específicamente para el control de instrumentos y para la adquisición de datos. Los programas de LabVIEW se llaman *instrumentos virtuales (VIs)*. Los *VIs* tienen una interfaz de usuario interactiva que simula el panel de un instrumento físico y un código fuente equivalente en forma de diagrama de bloques construido en G. Además los *VIs* utilizan una estructura modular de manera que pueden ser utilizados como subprogramas dentro de otros programas. Uno de los *VIs* que hemos creado para la adquisición de nuestros datos es el que se muestra en la figura **??**. El tiempo muerto

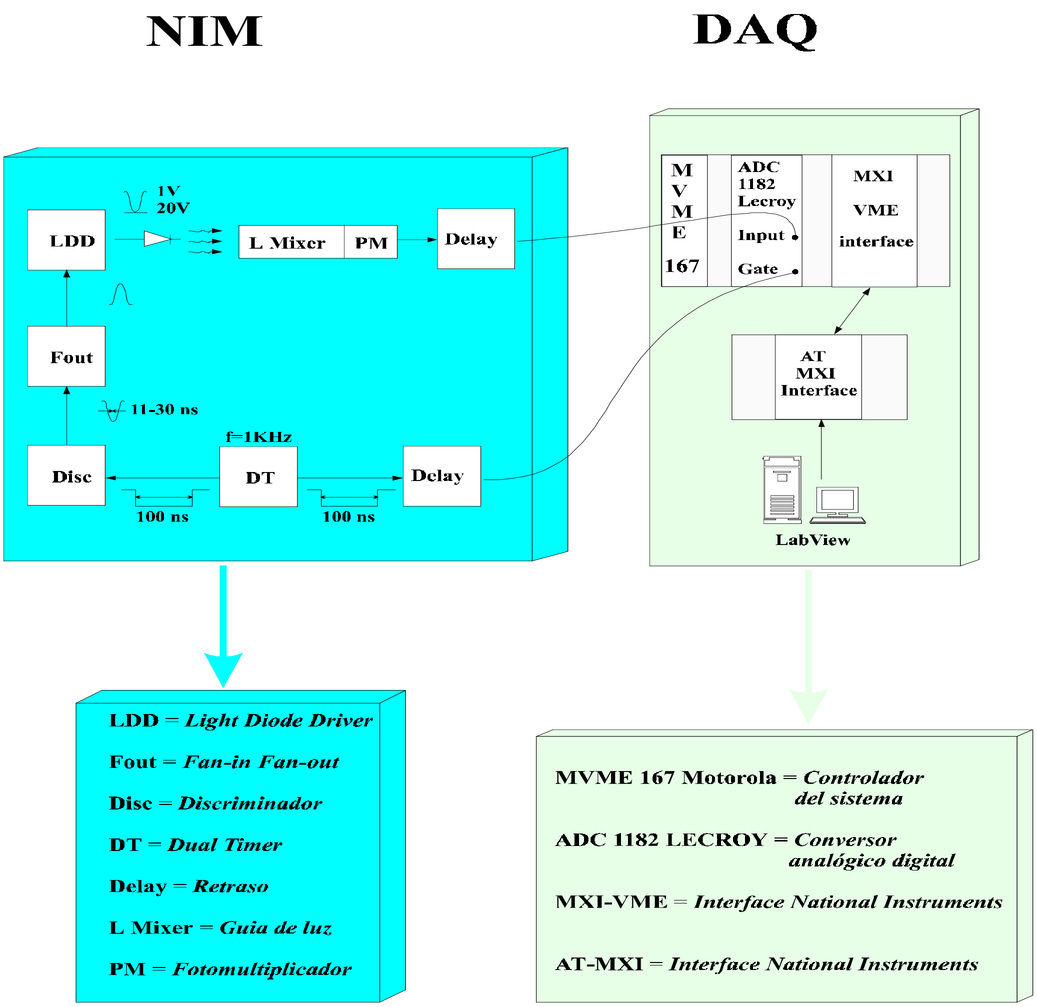


Figura 4.7: *Esquema de la electrónica NIM y el sistema de adquisición.*

de LabVIEW es variable entre 20 ms y 50 ms pero esto no es un problema en nuestro caso ya que es suficiente para nuestros requisitos (100 *triggers*/s).

• **La ganancia absoluta** como ya se mencionó en el apartado 4.3.2.1 es uno de los parámetros fundamentales para caracterizar los fotomultiplicadores. En modo continuo hemos determinado la ganancia absoluta para diversos voltajes de trabajo pero también será necesario conocer la dependencia entre la amplificación relativa y el voltaje aplicado. Esto es, queremos determinar el incremento o disminución ΔG en la ganancia del fotomultiplicador que tiene lugar al incrementar o disminuir una variación ΔV en la tensión aplicada.

En el estudio del envejecimiento, como ya se ha dicho anteriormente queremos ver la estabilidad de la ganancia nominal (10^5) a su voltaje nominal. Esta estabilidad será evaluada teniendo encuenta los dos modos distintos de medir la ganancia.

En el capítulo anterior vimos que las curvas de ganancia *vs* voltaje pueden ajustarse a la función:

$$G = (\alpha V^{\beta}) \tag{4.8}$$

y es la dependencia mediante los parámetro α y β la que se quiere determinar.

Como ya se ha comentado anteriormente, cuando adquirimos la señal del ánodo, la carga medida por el ADC (en cuentas) es proporcional al número de electrones que se recogen en el ánodo y por tanto, a la carga de salida en el ánodo Q_a (en coulombios). Consecuentemente la medida de las distribuciones gaussianas de carga del ADC, una vez sustraído el pedestal de toda la cadena electrónica, será una medida de la amplificación relativa del fotomultiplicador que, a su vez, está relacionada con la ganancia absoluta mediante un factor numérico y el número de fotoelectrones (N_{pe}). Esto se puede ver en la siguiente expresión:

$$N_{pe} \times G \times q_e = Q_a = (M - P) \times k \tag{4.9}$$

donde M es la media de la distribución del ADC (en cuentas), P es el pedestal de la electrónica (la medida de la distribución de ruido electrónico), k es el factor numérico que relaciona cuentas de ADC y carga (k= 0.05 pC/cuenta de ADC) y q_e es la carga del electrón.

• **La linealidad** de los fotomultiplicadores es en general, bastante buena en su respuesta respecto a la luz incidente para un amplio intervalo de niveles de luz. Sin embargo, si la cantidad de luz a la entrada es demasiado grande, la corriente del ánodo se desvía de la linealidad ideal. Este efecto es debido principalmente a dos factores: el efecto de carga espacial y la configuración del divisor de tensión.

Dentro del marco del TILECAL es importante conocer la desviación de la linealidad en la respuesta de nuestros fotomultiplicadores para el rango de energía al que va a ser expuesto el detector. Este rango va desde unos pocos fotoelectrones hasta 50 Kfotoelectrones, lo cual equivale aproximadamente a 50 mA de corriente anódica para el valor de la ganancia nominal (10^5).

En el test de envejecimiento se medirá la desviación de la linealidad dentro de este rango de energía viendo como a su vez, esta desviación varía con el tiempo de operación de los fotomultiplicadores y la intensidad de luz recibida.

El dispositivo experimental es el comentado anteriormente en la figura 4.5.

La fuente de luz es un LED azul y la electrónica NIM necesaria para pulsarlo así como el sistema de aquisición son los comentados en el punto anterior utilizados para medir la ganancia en modo pulsado.

Debido al *beam splitter* separamos el haz procedente del LED en dos haces, uno de los cuales se transmite a través del separador y otro se refleja. La relación entre el haz reflejado (R) y el transmitido (T) es R/T = 30/70. El haz reflejado se dirige hacia el fotomultiplicador através de su focalización en una guía de luz líquida de gran aceptancia y el haz transmitido será detectado por un fotodiodo HAMAMATSU S3590-04. Para modular la intensidad de la luz utilizamos el *light diode driver*, lo cual nos permite barrer el intervalo de energías deseado (de unos pocos a 50k fotoelectrones).

Si suponemos que las señales de salida del fotomultiplicador y del fotodiodo son Q_{PM} y Q_{Ph} medidas por un ADC como respuesta a la luz pulsada. Y Q_{PM0} y Q_{Ph0} a las cargas correspondientes al flujo luminoso más débil, es decir, al de menor intensidad de luz del LED. La relación $\frac{Q_{PM0}}{Q_{Ph0}}$ será la que se utilice como referencia.

Cuando se aumenta la intensidad de la luz, la corriente a la salida del fotomultiplicador aumenta y comienza a desviarse de la linealidad. Por tanto, la relación entre las dos cargas será inferior al valor de referencia:

$$\frac{Q_{PM}}{Q_{Ph}} < \frac{Q_{PM0}}{Q_{Ph0}} \tag{4.10}$$

La desviación de la linealidad del fotomultiplicador puede estimarse con la relación:

$$D(\%) = 100 \times \frac{(\frac{Q_{PM}}{Q_{Ph}}) - (\frac{Q_{PM0}}{Q_{Ph0}})}{(\frac{Q_{PM0}}{Q_{Ph0}})} \tag{4.11}$$

Este método es aplicable siempre que la respuesta del fotomultiplicador a la señal de baja intensidad sea lineal, ya que es ésta la que se toma como referencia para el cálculo de la desviación.

Intervalos aceptables de no linealidad son una desviación del 3% para corrientes anódicas menores que 50 mA.

4.3.2 Dispositivo experimental y caja de envejecimiento

La realización del test de envejecimiento se llevó a cabo en un banco de test construido y disenãdo con este propósito [nota de ageing interna]. La realización de este test implica unos dispositivos experimentales complejos (electrónica NIM y CAMAC, LabVIEW,...) y un tiempo que se consume en controlar durante el período de duración del test, el buen funcionamiento del mismo. La disposición de los dispositivos ópticos y electrónicos que se encontraban en el interior se muestra en la figura 4.8.

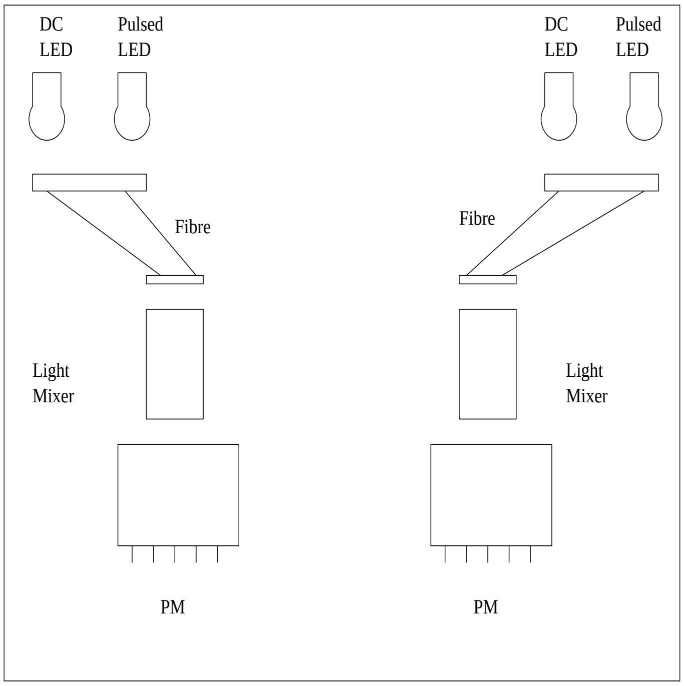


Figura 4.8: *Dispositivo experimental empleado en el test de envejecimiento.*

Toda la prueba de envejecimiento fue realizada en un caja metálica de dimensiones $30 \times 22 \times 12\ cm^3$ accesible por sus partes laterales y superior gracias a unos tornillos que la cerraban. La base sobre la que se colocaban todos los elementos ópticos y electrónicos era de madera de grosor 1 cm y pintada de negro perforada en su superficie con agujeros de rosca de M-6. De esta forma pudimos colocar los elementos lo más fijamente posible para evitar problemas de estabilidad de estos, y cambios en las condiciones sistemáticas iniciales del Test cada vez que este se paraba para la realización de las medidas explicadas en el apartado anterior.

Los elementos que estaban dentro de la caja son los siguientes:

• **6 diodos electroluminiscentes (LED)** azules comentados en el apartado anterior. Tres de estos diodos funcionaban en modo continuo respondiendo al hecho de que en el LHC estos PM recibirán luz debida a un nivel continuo de partículas de fondo y de sucesos *minimum-bias* y los otro tres en modo pulsado que será el modo de operación más próximo de los PM en el TILECAL.

Estos 6 LEDs se encontraban insertados en una pieza negra de metacrilato diseñada especialmente para ellos y se enroscaba a la base de la caja mediante un tornillo con tuerca que permitía regular su altura.

• **6 fibras ópticas** de material polímero descritas en el apartado anterior. Estas fibras conducian la luz tanto en modo pulsado como en modo continuo a los fotomultiplicadores. Estaban insertadas fijamente sobre la pieza de metacrilato que sostenia a los LEDs y en frente de estos mismos. Eran de distinta longitud debido a la disposición de los PM en la caja y a su vez se introducian en otras piezas de metacrilato cilíndricas diseñadas especialmente para acoplarse con los fotomultiplicadores.

• **Los 3 PM** (2 de Hamamatsu y 1 de EMI) estaban asociados con un divisor de voltaje y con una óptica que les conecte con las fibras (**guías de luz**). Todo el sistema forma un compacto bloque como se puede ver en la figura 4.9. A su vez, este sistema estaba sujetado por unas abrazaderas que se enroscaban en la base de la caja mediante unos tornillos con tuercas permitiendo de esta manera regular la altura.

Todas las salidas y entradas de la electrónica que se encontraba en el interior se llevaron a cabo por un lado de la caja gracias a la perforación de una de sus caras metálicas que permitió la conexión tanto de cables "lemo" como cables de alta tensión. Estas perforaciones fueron cubiertas de silicona negra con el objetivo de evitar la entrada de la luz por ellas.

Para intentar tener la máxima oscuridad en esta caja, se diseño una funda especialmente para ella, dicha funda era de una tela plástica opaca de color gris teniendo forma de bolsa y enrrollandose varias veces sobre si misma. Por el lado de abertura de la funda se dejó un grán espacio para poder meter con facilidad la caja del test y luego poder cerrarla con bridas, evitando de esta forma la entrada de luz y a su vez tener un camino de salida para los cables de alimentación y señal.

Dos fotografías distintas que se han tomado de la caja del test de envejecimiento se muestran en las figuras **??** y **??**.

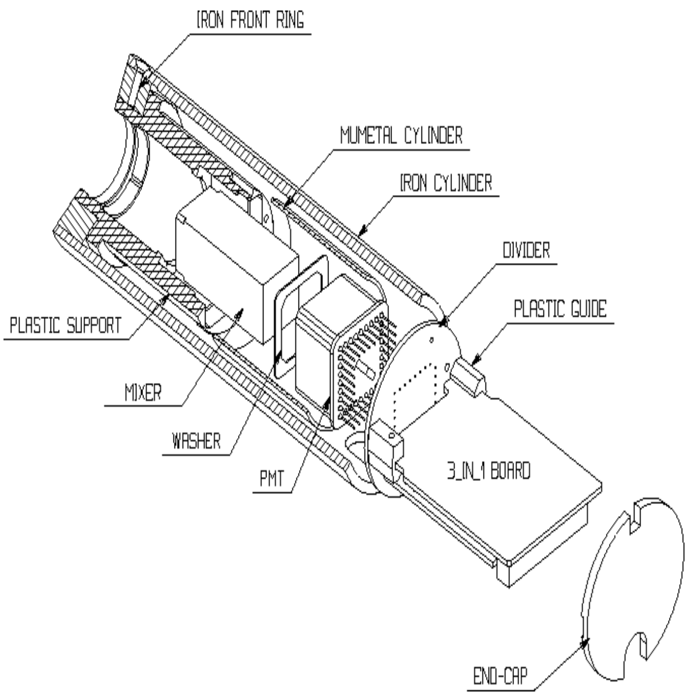


Figura 4.9: *Sistema de PM. Compacto bloque donde se puede ver la disposición de los PM, guías de luz, divisor de voltaje, etc.*

Resumiendo el sistema experimental se puede decir que consiste en dos LEDs, uno en modo pulsado y otro en modo continuo por fotomultiplicador para intentar reproducir las condicones que se darán en el detector ATLAS. El *minimun bias* se produce por los LEDs que operan en modo continuo y es añadido a la luz producida por los LEDs que funcionan en modo pulsado. Después la luz se focaliza hacia dos fibras que la transportan a los fotomultiplicadores. Se han utilizado dos LEDs por PM para ajustar independientemente las condicones de trabajo expuestas en el apartado 4.3 para cada PM, es decir, el voltaje que deben tener cada LED para simular la corriente anódica con la amplificación nominal correspondiente a los sucesos MB, o la carga en el ánodo correspondiente a los diferentes valores de los *jets*.

4.3.2.1 Electrónica asociada

Debido a que se tenía que tener luz en modo pulsado y en modo continuo se utilizó electrónica asociada a cada uno de estos dos caso.

- **En modo pulsado**

Para poder pulsar 3 LEDs azules se utilió un CAMAC **LDD** (*Light Diode Driver*) modelo C529 CAEN que viene mostrado en la figura 4.10. Sus principales características son:

- seis canales idénticos que generan pulsos negativos;
- Las amplitudes de los pulsos de los 6 canales tienen una anchura común programable via CAMAC.
- Utiliza dos unidades en una *crate* CAMAC;
- Baja sensibilidad al voltaje suministrado;
- Amplitud de 0 a 20 V negativos;
- Salidas acopladas a 50 ohmios.

El ancho de pulso que es común y el voltaje son programables a través de funciones CAMAC. Esto implica tener un sistema CAMAC accesible mediante un PC puesto que utilizamos LabVIEW para configurar los parámetros pulsados. En nuestro caso utilizamos una interfaz **PCI-VME** y **VME-CAMAC** debido a que no disponiamos de una conexión directa entre el PC y el sistema CAMAC. La interfaz PCI-VME la componían dos tarjetas de la firma comercial BIT3, una instalada en el PC y otra en el sistema VME que a su vez hace funciones de controlador del BUS. La interfaz VME-CAMAC es de la firma comercial DSSE y permite el intercambio de datos entre

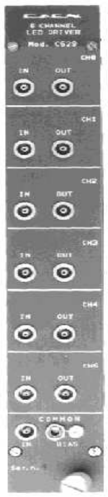


Figura 4.10: *Módulo LDD (Light Diode Driver) C529 CAEN de electrónica CAMAC.*

sistemas CAMAC y VME. Este esquema electrónico es el que se muestra en la figura **??**.

Al mismo tiempo tuvimos que utilizar electrónica NIM y esta se compuso de:

- **un Dual Timer** modelo N93B CAEN mostrado en la figura **??** donde sus principales características son:

- Pulsos de salida NIM y ECL desde 50 ns hasta 10 s;
- Utiliza solo una unidad en una *crate* NIM;
- Genera dos pulsos *triggeados* idénticos;
- El pulso es generado con frecuencia y anchura ajustables independientemente.

La función que tuvo el DUAL TIMER fue componer un tren de pulsos cuya frecuencia correspondiera a los tiempos de simulación estimados en el apartado 4.3 (0.85 s). Este tren de pulsos alimentará un *trigger* común a las 3 salidas (canales) para cada uno de los pulsos de luz asociados a los diferentes PM en el LDD.

- **Una fuente de alto voltaje** modelo N470 CAEN representada en la figura **??** y con las siguientes propiedades:

- Utiliza dos unidades en una *crate* NIM;
- Mayor voltaje suministrado es ±8 KV y una corriente de 3 mA;
- 4 canales de suministración de voltaje programables;
- Estabilidad de ±2 V.

Esta fuente de alta tensión fue utilizada para suministrar el voltaje de alimentación a los 3 PM en el test de envejecimiento. Como se ha dicho, la fuente tiene 4 salidas de alimentación de las cuales se utilizarón tres programándolas anteriormente con el voltaje deseado.

- Todos los cables utilizados en la caja de envejecimiento fueron **coaxiales**, para intentar evitar cualquier problema de ruido.

Se puede observar en la figura **??**, una red de resistencias que se utilizaron unicamente para acoplar la impedancia de cada uno de los LEDs a la línea de transmisión de 50 Ω proveniente de las salidas pertenecientes al LDD.

- **En modo continuo**

Para poder utilizar 3 LEDs en modo continuo se utilizó un sistema de alimentación de corriente esquematizado en la figura **??**. Los tres potenciómetros permitieron una regulación independientemente de los LEDs, mediante un único punto de voltaje suministrado por una fuente de baja alimentación (30 V max.), puesto que esta suministraba la corriente necesaria a todo el conjunto.

4.3.2.2 Estabilidad sistemática

Es necesario llegar a hacer una estimación de los errores que llegamos a cometer cuando realizamos nuestras medidas.

- **Estabilidad de la luz.** La luz emitida por los LEDs tanto en modo continuo como en modo pulsado debe ser estable, ya que sino el número de fotoelectrones en el período de tiempo que dura la medida que reciben los fotomultiplicadores sería diferente y esto nos llevaría a errores en la estimación de sus parámetros. Para observar esta estabilidad se hicieron dos pruebas, una en modo pulsado y otra en modo continuo las cuales consistían en poner un LED frente a un fotodiodo y adquirir la señal con un picoamperímetro en el caso de continuo y con un ADC en el pulsado. El hecho de utilizar un fotodiodo fue debido a su excelente linealidad respecto a la luz incidente, por consiguiente, cambios en esta luz son sensiblemente notados por él.

El tiempo de duración de dicha prueba fue de 24 horas para ambos casos, tomando cada hora la medida correspondiente. Se encontrón una desviación alrededor del 1% para el modo pulsado y del 0.5% para el continuo. Esto nos llevó a pensar que en el tiempo de realización de las medidas (aproximadamente 20 minutos) la luz emitida por los LEDs es estable. Sin embargo, este error debe tenerse en cuenta en el Test de envejecimiento debido a su larga duracción (2 mese).

• **Estabilidad electrónica y mecánica.** Otro punto de grán interés fue la estabilidad de los elementos electrónicos y mecánicos que se encontraban dentro de la caja del envejecimiento. Se llegó a estimar el error que se podía cometer si por ejemplo una fibra óptica se desplazaba de su posición, o si un LED tenía que ser sacado y posteriormente introducido en su posición inicial siendo alrededor del 15%.

Como se puede ver es bastante elevado, por lo que se llevó muchísimo cuidado cuando se abría o se cerraba la caja para hacer las medidas correspondientes. Los LEDs no fueron tocados en todo el período de duración del envejecimiento y las fibras estaban bastante fijas debido a que fueron pegadas con silicona negra, evitando de esta forma posibles desplazamientos. Las abrazaderas que sujetaban los fotomultiplicadores fueron fuertemente ajustas a la base de madera de la caja, manteniendo su posición inicial durante todo el test.

Lo único que se llegaba a tocar eran los fotomultiplicadores y sus bases correspondientes (divisores de voltajes) que eran atornillados y desatornillados cada vez que llegaba un período de medidas. En esta operación también cometiamos un error del 3%, el cual no es muy alto y esto es debido a que los fotomultiplicadores al ser introducidos en su mecanismo de sujección, siempre mantenían la misma posición con respecto a las fibras ópticas y *light mixer* correspondientes.

• **Errores sistemáticos y estadísticos.** Por otra parte y como ya se comento en el apartado 3.4.5.4, si queremos estimar la amplificación y la linealidad de un fotomultiplicador trabajando en modo pulsado, es necesario medir la carga dada por un ADC (en canales) que es proporcional al número de electrones recogidos en el ánodo del fotomultiplicador.

La electrónica utilizada induce un ruido más débil que el del ADC y si se mide cerca del pedestal puede provocar errores en la eficiencia [note 108]. Por esto, hay que alejarse de la región dominada por el pedestal cuando se realizan las medidas.

Se tuvo en cuenta el factor de ruido del tubo fotomultiplicador (F) cuya expresión es:

$$F \sim \frac{1}{k_{2.5}}[1 - (\frac{k_1}{1-k_1})\frac{1}{k_{2.5}}] \tag{4.12}$$

donde k_1 y $k_{2.5}$ son las amplificaciones entre dínodos llegando a ser del 10%.

Hay una incertitud sistemática en la determinación experimental del número de fotoelectrones del 2%, una incertitud en la medida de la carga del ADC del 4% y erros sistemáticos que afectan a los métodos empleados como por ejemplo, el cálculo del factor de atenuación del filtro y a la grán dificultad de controlar los dispositivos experimentales.

Todas estas series de contribuciones nos lleva a decir que el error asociado a cada una de las medidas realizadas para el cálculo de la ganancia en modo pulsado, fuese aproximadamente del 20%. Con lo cual, si mediamos la ganancia a un voltaje dado y repetiamos la misma medida estando el resultado dentro de este error, podiamos decir que nos encontrábamos en el mismo valor de la ganancia.

4.4 Análisis de resultados

Se ha pretendido medir y ver la evolución de las propiedades más características de los 2 fotomultiplicadores R5900 de Hamamatsu y del 9112A de EMI para diversos períodos de tiempo y distintas intensidades de luz en este test de envejecimiento, intentando simular la luz que recibirá el calorímetro hadróncio en el detector ATLAS.

Las medidas se llevaron a cabo con los dispositivos experimentales descritos en los apartados 4.3.1.1 para el modo continuo y 4.3.1.2 correspondiente al pulsado.

Como se ha comentado en el apartado 1.3, antes del comienzo del test de envejecimiento se hizo una primera medida de las características de los PM tomandose como punto de referencia, y a su finalización se realizó otra medida para estudiar una posible recuperación de los PM, lo cual, implica tener 6 puntos de medidas para analizar dicho test. En los siguientes apartados se puede observar cada uno de estos puntos, es decir, la medida de referencia, las cuatro medidas durante la exposición de los PM a la luz procedente de ambos LED y la medida de recuperación de los PM, para cada una de las características analizadas en este test.

4.4.1 Medidas en modo continuo

Utilizando luz en modo continuo medimos las siguientes parámetros:

- ganancia absoluta
- sensibilidad relativa del fotocátodo

- corriente oscura.

4.4.1.1 Ganancia

Para el cálculo de la ganancia absoluta de los fotomultiplicadores se utilizó la expresión 3.42, la cual, se explicó en el capítulo 3.

Las curvas de amplificación en función del voltaje aplicado para los dos fotomultiplicadores de Hamamatsu y para el de EMI estudiados en el laboratorio de Valencia se presentan en la figura 4.11. En ella se puede ver la variación de la ganancia en función del voltaje aplicado cada 50 V, empezando en 500 V para los PM de Hamamatsu y en 700 V para el de EMI. Los fotomultiplicadores de Hamamatsu necesitan una tensión entre 670 V y 720 V para alcanzar una ganancia de 10^5 y el fotomultiplicador de EMI alrededor de 900 V, luego el Pm de EMI necesita más voltaje para alcanzar dicha ganancia. El error en la determinación de la ganancia debido a la dispersión de las medidas de corriente es de un 2%.

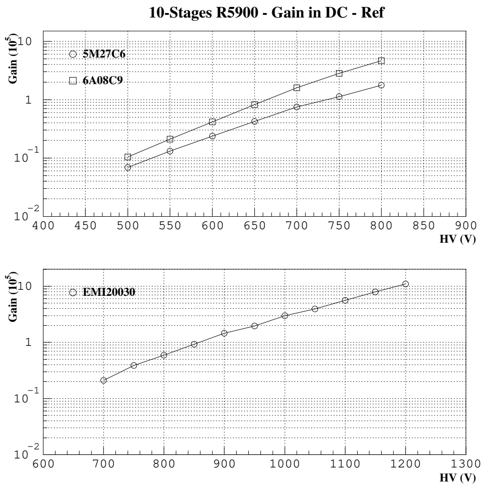
Como se ha dicho anteriormente, la primera gráfica corresponde a la medida de referencia, después se pueden observar los cuatro períodos de test del envejecimiento y por último la gráfica correspondiente a la medida de recuperación. En la parte superior, se tiene la gráfica correspondiente a los dos fotomultiplicadores de Hamamatsu y en la inferior al de EMI.

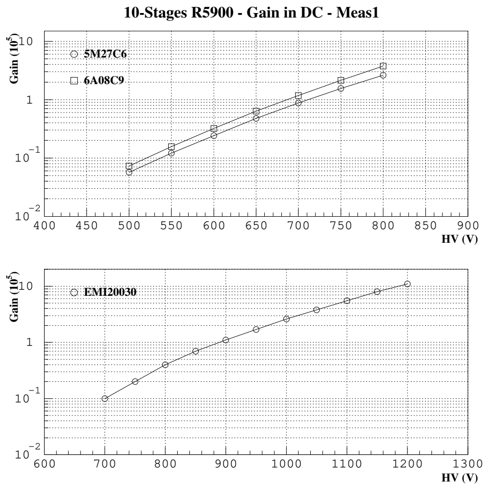
4.4.1.2 Sensibilidad relativa del fotocátodo

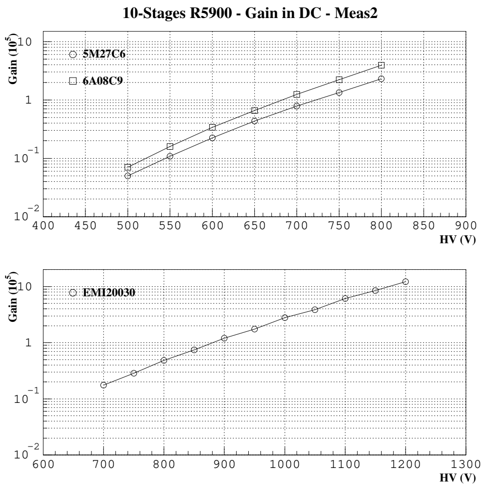
Para medir la sensibilidad en el fotocátodo se midió la variación de la corriente en el fotocátodo en función del voltaje aplicado entre el fotocátodo y el primer dínodo.

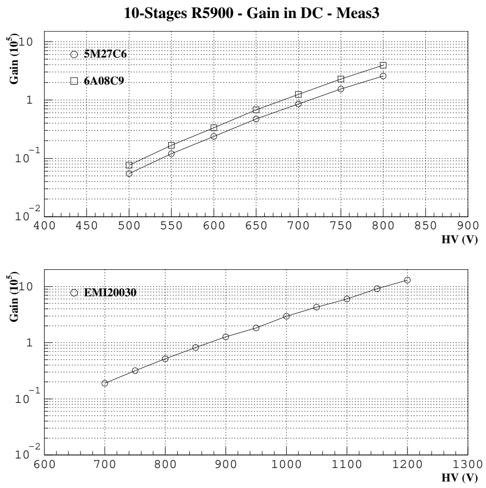
En la figura 4.12 se presentan las medidas para los dos fotomultiplicadores R5900 de Hamamatsu y para el fotomultiplicador 9112A de EMI. Para los dos fotomultiplicadores de Hamamatsu se ajustó el flujo de luz del LED azul para tener una corriente en el fotocátodo del orden de 30 nA y para el de EMI, se disminuyó el flujo de luz para alcanzar una corriente de 12 nA. En ambos casos el fotodiodo nos permitía monotorizar la luz. El intervalo de voltajes utilizado fue de 0 a 120V y se puede observar como los fotomultiplicadores de Hamamatsu alcanzan el *plateau* alrededor de 25-30 V para una corriente de 30 nA y el de EMI a 10 V para una corriente de 12 nA.

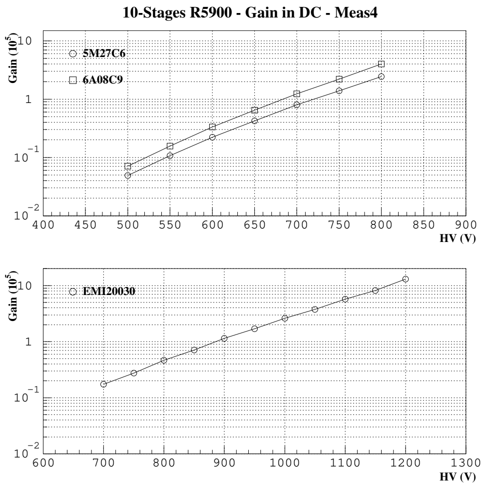
En estas gráficas se observa como el fotocátodo del fotomultiplicador de EMI es más eficiente que el fotocátodo de los dos fotomultiplicadores Hamamatsu, ya que con menor

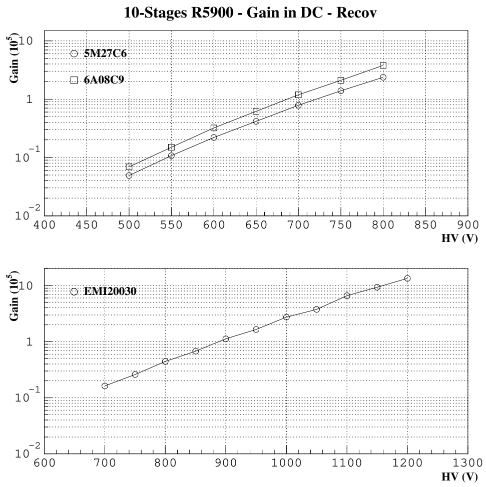

10-Stages R5900 - Gain in DC - Ref
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Gain (10^5)
HV (V)

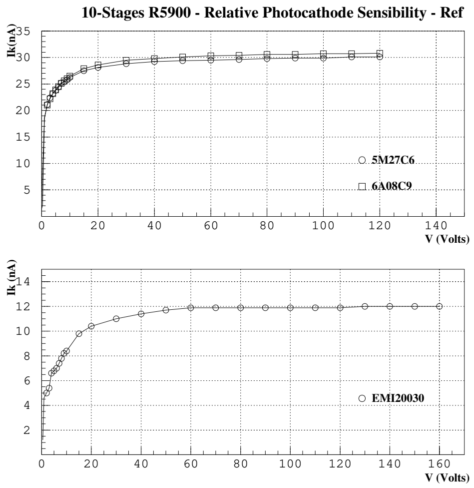

10-Stages R5900 - Gain in DC - Meas1
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Gain (10^5)
HV (V)

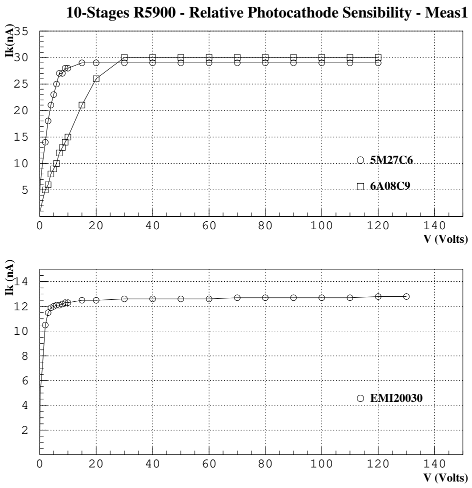

10-Stages R5900 - Gain in DC - Meas2
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Gain (10^5)
HV (V)

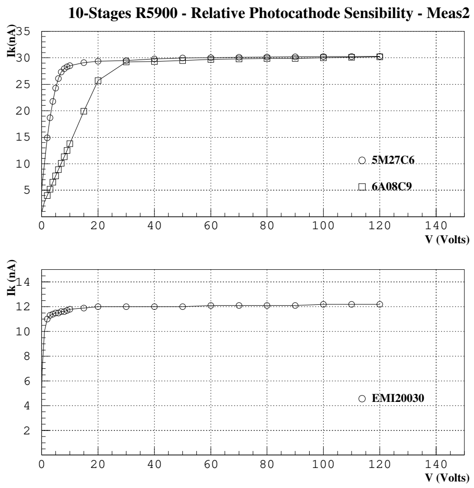

10-Stages R5900 - Gain in DC - Meas3
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Gain (10^5)
HV (V)

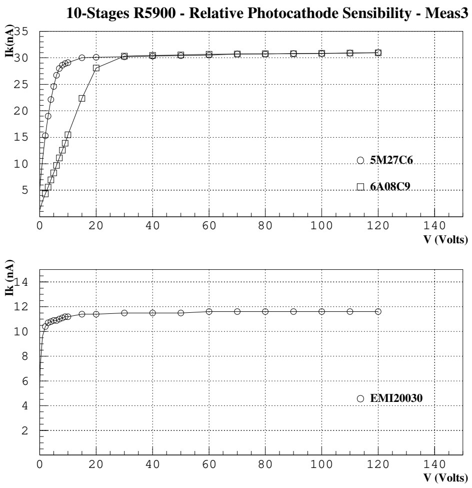

10-Stages R5900 - Gain in DC - Meas4
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Gain (10^5)
HV (V)

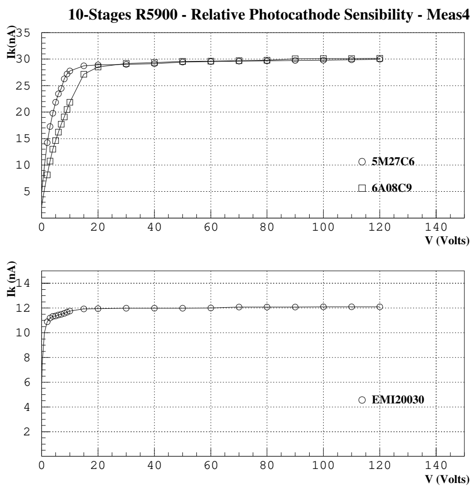

10-Stages R5900 - Gain in DC - Recov
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Gain (10^5)
HV (V)

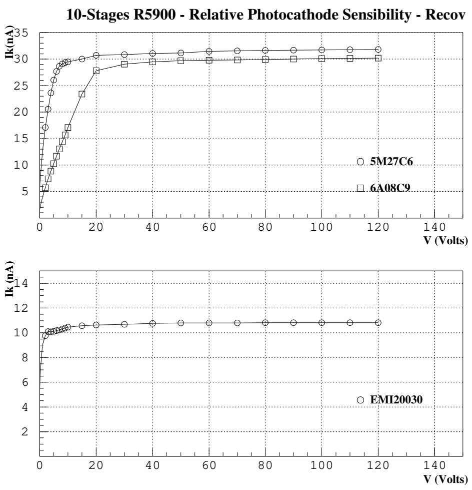

10-Stages R5900 - Relative Photocathode Sensibility - Ref
Ik(nA)
5M27C6
6A08C9
V (Volts)
Ik (nA)
EMI20030
V (Volts)


10-Stages R5900 - Relative Photocathode Sensibility - Meas1
Ik(nA)
5M27C6
6A08C9
V (Volts)
Ik (nA)
EMI20030
V (Volts)


10-Stages R5900 - Relative Photocathode Sensibility - Meas2
Ik(nA)
5M27C6
6A08C9
V (Volts)
Ik (nA)
EMI20030
V (Volts)


10-Stages R5900 - Relative Photocathode Sensibility - Meas3
Ik(nA)
5M27C6
6A08C9
V (Volts)
Ik (nA)
EMI20030
V (Volts)


10-Stages R5900 - Relative Photocathode Sensibility - Meas4
Ik(nA)
5M27C6
6A08C9
V (Volts)
Ik (nA)
EMI20030
V (Volts)


10-Stages R5900 - Relative Photocathode Sensibility - Recov
Ik(nA)
5M27C6
6A08C9
V (Volts)
Ik (nA)
EMI20030
V (Volts)

voltaje alcanza antes el *plateau* de corriente.

Se puede utilizar el valor de saturación del fotocátodo como una medida de la eficiencia de colección de luz del fotomultiplicador.

Aqui ocurre igual que antes, la primera gráfica corresponde a la medida de referencia, después los cuatro puntos del test de envejecimiento y la medida de recuperación. Arriba de cada gráfica se sigue teniendo los dos fotomutiplicadores de Hamamtsu y abajo el de EMI.

4.4.1.3 Corriente oscura

En la figura 4.13 se muestran las medidas de corriente oscura para cada uno de los fotomultiplicadores utilizados en el test de envejecimiento en función del voltaje aplicado. El intervalo de voltaje barrido corresponde al cual se alcanza la ganancia nominal de 10^5. Los datos fueron tomados después de que los fotomultiplicadores permanecieran durante 24 horas en la oscuridad total y con el voltaje aplicado.

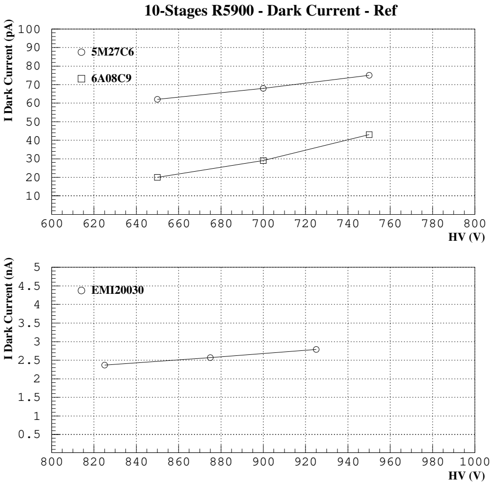
La corriente oscura correspondiente a ambos fotomultiplicadores Hamamatsu es del orden de los 30-50 pA, mientras que por el contrario, la correspondiente al fotomultiplicador de EMI es de 3-8 nA. El requerimiento puesto para la corriente oscura en el detector de ATLAS es menor de 100 pA, por consiguiente, el fotomultiplicador de EMI no llegaría a cumplirlo.

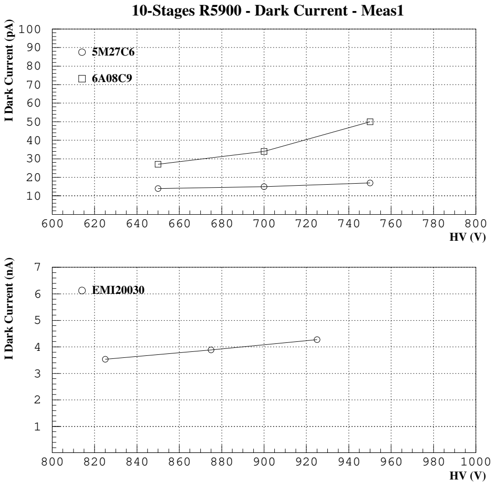
Durante todo el test de envejecimiento se puede ver una fluctuación en la corriente oscura de 30 pA para los fotomultiplicadores de Hamamatsu. Esta variación es normal, debido a la dificultad de conseguir una oscuridad completa y además se está midiendo con un picoamperímetro con resolución alrededor de 10 pA.

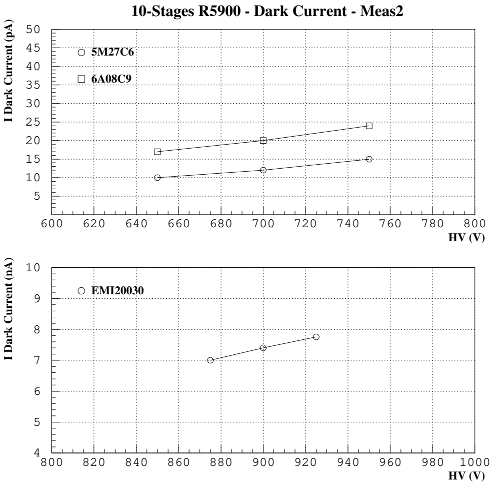
4.4.2 Medidas en modo pulsado

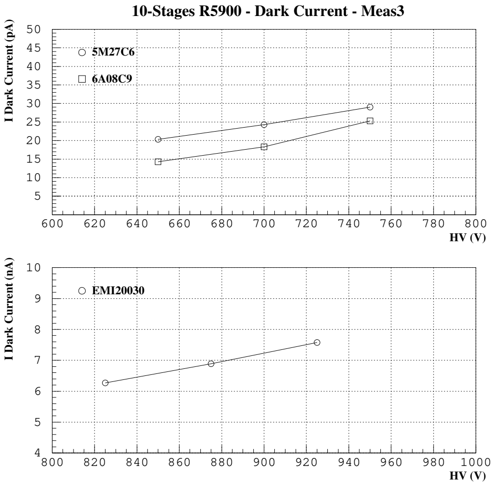
Utilizando luz en modo pulsado medimos los siguientes parámetro:

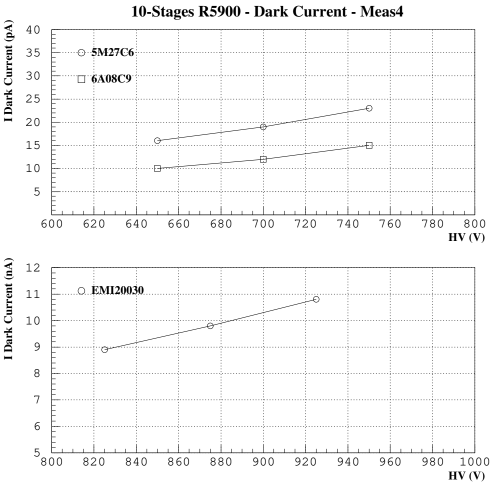
- ganancia
- linealidad.

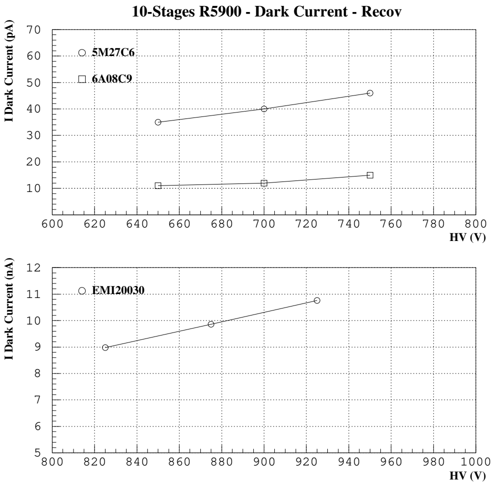

10-Stages R5900 - Dark Current - Ref
I Dark Current (pA)
5M27C6
6A08C9
HV (V)
I Dark Current (nA)
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Dark Current - Meas1
I Dark Current (pA)
5M27C6
6A08C9
HV (V)
I Dark Current (nA)
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Dark Current - Meas2
I Dark Current (pA)
5M27C6
6A08C9
HV (V)
I Dark Current (nA)
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Dark Current - Meas3
I Dark Current (pA)
5M27C6
6A08C9
HV (V)
I Dark Current (nA)
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Dark Current - Meas4
I Dark Current (pA)
5M27C6
6A08C9
HV (V)
I Dark Current (nA)
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Dark Current - Recov
I Dark Current (pA)
5M27C6
6A08C9
HV (V)
I Dark Current (nA)
EMI20030
HV (V)

4.4.2.1 Ganancia

Para el cálculo de la ganancia en modo pulsado se utilizó la expresión 4.9. Se puede recordar que para visualizar la carga medida por el ADC (en cuentas), y a partir de aqui poder extraer la ganancia de nuestros fotomultiplicadores fue utilizado LabVIEW.

Las medidas de la variación de amplificación con el voltaje se han llevado a cabo de forma sistemática para los 2 fotomultiplicadores de Hamamatsu y para el de EMI. La tensión al igual que en el modo continuo se ha variado cada 50 V en un intervalo de 500 V a 800 V para los dos fotomultiplicadores de Hamamatsu y de 700 V a 1200 V para el de EMI, adquiriendose las correspondientes distribuciones de carga con el ADC. De la misma manera que en el modo continuo, es interesante hallar el valor de la tensión para el cual se alcanza la amplificación nominal de 10^5. En la figura 4.14 se puede observar dichas medidas.

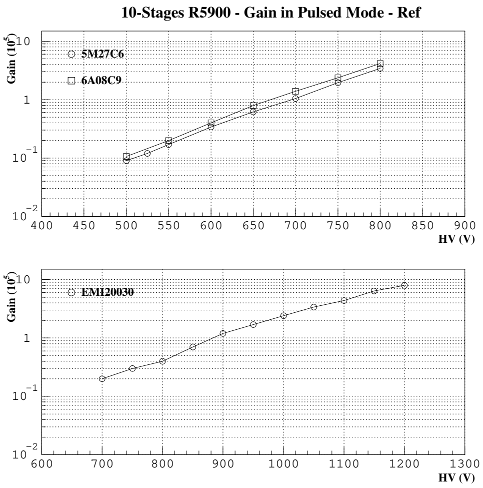
Se puede destacar como en el modo continuo que los fotomultiplicadores de Hamamatsu alcanza la ganancia nominal en un intervalo entre 680 V y 720 V, y el fotomultiplicador de EMI alrededor de 875-900 V. También se puede observar como en modo pulsado los tres fotomultiplicadores necesitan menos voltaje para alcanzar la amplificación deseada. Esta diferencia ya se comentó en al apartado 3.4.5.2, donde se explicaba que la diferencia entre el valor hallado en modo continuo y el valor en modo pulsado, era fundamentalmente debida al cálculo del número de fotoelectrones utilizados en modo pulsado.

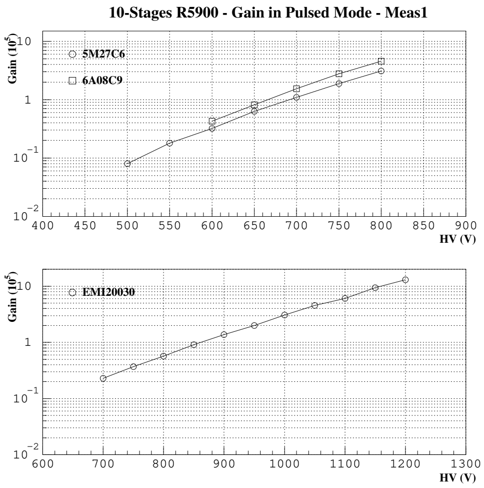
Al igual que en los apartado anteriores, la primera gráfica corresponde a la medida efectuada en el test de envejecimiento de referencia, las cuatro siguientes son los períodos de test y la última, la medida de recuperación de los PM. En la parte superior de cada gráfica tenemos los fotomultiplicadores de Hamamatsu y en la inferior el de EMI.

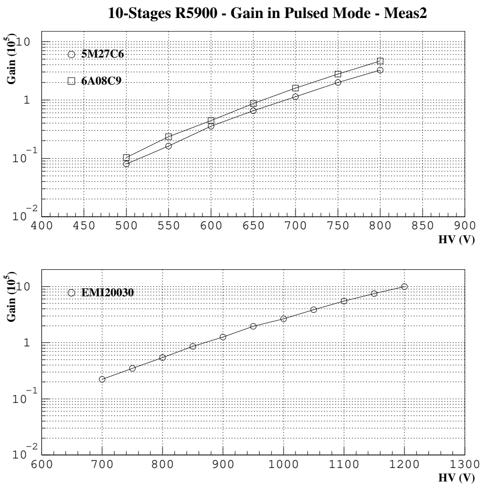
4.4.2.2 Linealidad

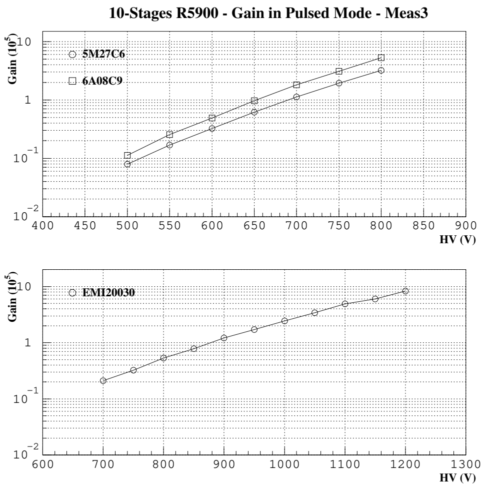
El cálculo de la linealidad se llevó a cabo utilizando la expresión 4.1.1. En ella se mide la carga procendente de los fotomultiplicadores y del fotodiodo mediante un ADC. Se utiliza el fotodiodo como instrumento de referencia de la luz incidente ya que es muy lineal en los intervalos de corrientes utilizados. Comparando las respuestas de ambos detectores (fotomultiplicadores y fotodiodo) con la cantidad de luz recibida se puede calcular la desviación D de la respuesta de los fotomultiplicadores respecto a la linealidad que viene dada por el fotodiodo.

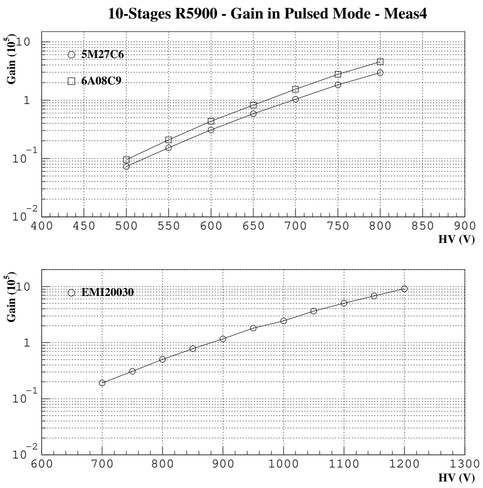
Para cada valor de la intensidad del LED se calcula la desviación a partir del valor

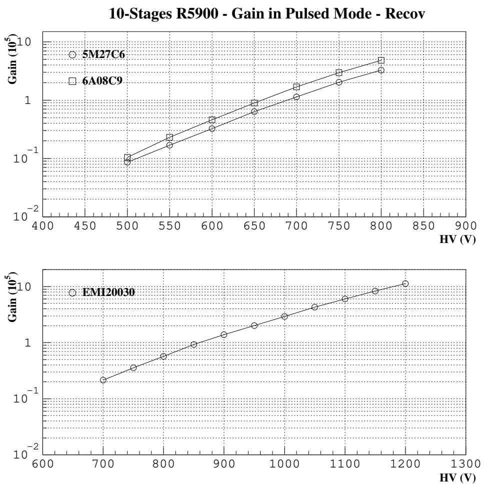

10-Stages R5900 - Gain in Pulsed Mode - Ref
Gain (10^5)
5M27C6
6A08C9
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Gain in Pulsed Mode - Meas1
Gain (10^5)
5M27C6
6A08C9
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Gain in Pulsed Mode - Meas2
Gain (10^5)
5M27C6
6A08C9
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Gain in Pulsed Mode - Meas3
Gain (10^5)
5M27C6
6A08C9
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Gain in Pulsed Mode - Meas4
Gain (10^5)
5M27C6
6A08C9
EMI20030
HV (V)


10-Stages R5900 - Gain in Pulsed Mode - Recov
Gain (10^5)
5M27C6
6A08C9
EMI20030
HV (V)

de referencia. Por otra parte, con la ayuda de un osciloscopio digital funcionando en modo de promedio se mide la corriente en el ánodo (I_{pk}) a partir de la amplitud de pico del pulso grande.

Se puede recordar que este método es aplicable siempre que la respuesta del fotomultiplicador a la señal de baja intensidad producida por el LED sea lineal, ya que es la tomada como referencia a la hora de calcular cualquier desviación.

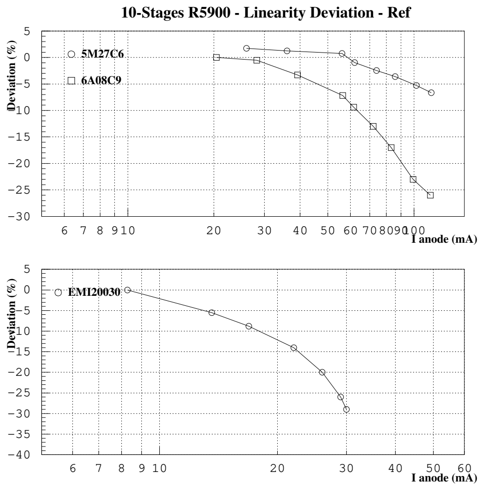
En los primeros test realizados (primeras tres medidas) se observan algunas perturbaciones en las señales alrededor de 40-60 mA para los dos fotomultiplicadores de Hamamatsu sobre todo para la tercera medida, debido a que el pico de carga adquirido con el ADC estaba muy próximo a la región de no linealidad de nuestro fotodiodo. Para evitar este problema se cambio el preamplificador del mismo obteniendose en las últimas medidas una mejor estabilización de la señal. Los resultados obtenidos para unas tensiones de los fotomultiplicadores correspondientes a la ganancia nominal y barriendo un intervalo de 15 mA a 120 mA para los fotomultiplicadores de Hamamatsu y 7 mA a 40 mA para el fotomultiplicador de EMI se muestran en la figura 4.15.

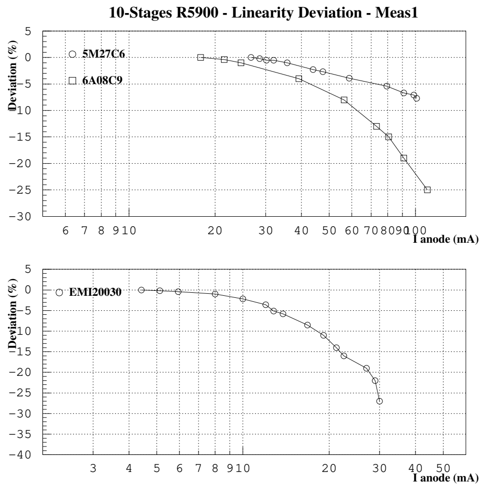
Se puede ver como los fotomultiplicadores de Hamamatsu dejan de ser lineales a partir de 50 mA teniendo una desviación del orden del 2-3%, mientras que el fotomultiplicador de EMI lo hace a 15 mA con una desviación del 2-3%. En los requisitos exigidos para los fotomultiplicadores en el TILECAL, la desviación debe ser menor del 2% para corrientes anódicas de 50 mA. Por consiguiente, al igual que en los apartados anteriores excepto en la sensibilidad del fotocátodo, el fotomultiplicador de EMI no cumple dichos requisitos.

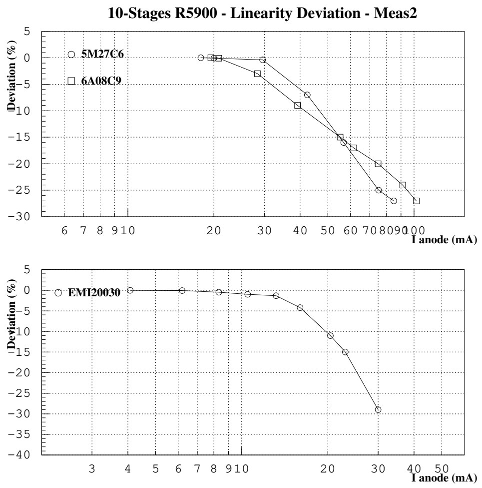
Hay que recordar que la repartición de voltaje para los fotomultiplocadores de Hamamatsu es 2.5:2.5:1:-:1:2.5:2.5 y para el de EMI es 3:1:-1:1.2:1.5:3:4. La división de voltaje es crítica sobre todo lo referente a las últimas etapas de amplificación. Esto lleva a elegir una repartición de voltaje que alcance la ganancia que se necesite y una linealidad dentro de los límites marcados. Por lo tanto, el divisor de voltaje en los fotomultiplicadores de Hamamatsu cumple los límites de linealidad y alcanza la ganancia deseada en el TILECAL, mientras que el de EMI debe seguir modificando.

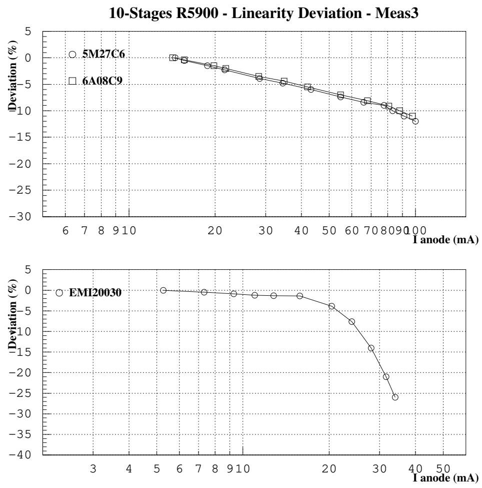
4.5 Resultados y conclusiones

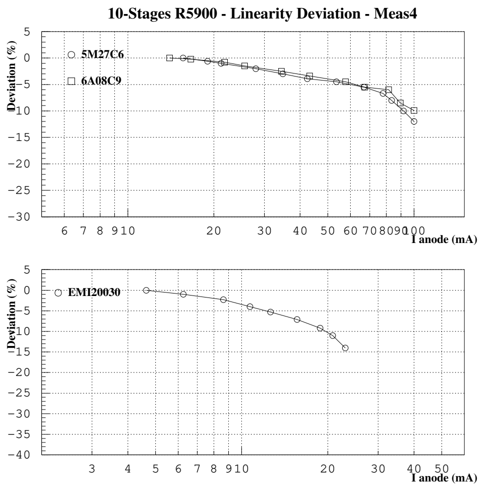
Como ya se ha comentado en el punto 4.3, se tienen 4 períodos de test que comprende cada uno 15 días de exposición de los fotomultiplicadores a distintas intensidades de la luz, y dos puntos más, uno que son las medidas realizadas antes del test (nuestro punto de referencia) y el segundo, las medidas obtenidas después de 15 días de la finalización de nuestros períodos de test (punto de recuperación de los fotomultiplicadores).

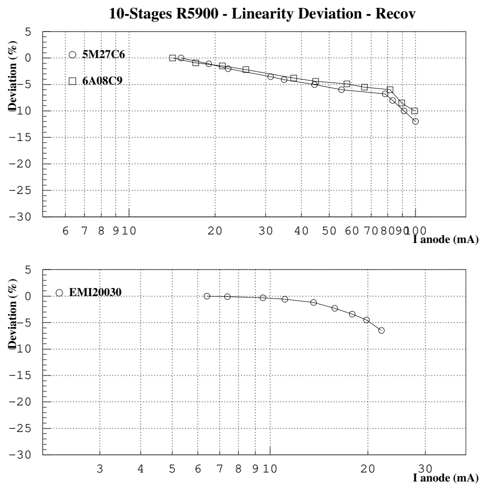

10-Stages R5900 - Linearity Deviation - Ref
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Deviation (%)
I anode (mA)


10-Stages R5900 - Linearity Deviation - Meas1
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Deviation (%)
I anode (mA)


10-Stages R5900 - Linearity Deviation - Meas2
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Deviation (%)
I anode (mA)


10-Stages R5900 - Linearity Deviation - Meas3
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Deviation (%)
I anode (mA)


10-Stages R5900 - Linearity Deviation - Meas4
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Deviation (%)
I anode (mA)


10-Stages R5900 - Linearity Deviation - Recov
5M27C6
6A08C9
EMI20030
Deviation (%)
I anode (mA)

Una vez se realizó todas las medidas comentadas en el apartado anterior, se representó en gráficos la evolución de cada una de las propiedades mas características de los fotomultiplicadores en función de los 6 puntos de test comentados anteriormente.

Los resultados y conclusiones obtenidas se pueden ver en los apartados siguientes. También hay que notar que en las gráficas el tiempo viene puesto en semanas, pero este es el tiempo real en el laboratorio de medidas, se puede hacer la conversión de este tiempo del laboratorio al tiempo realmente transcurrido en ATLAS. Como se comentó en en el apartado 4.2.2, el período de vida del detector ATLAS será alrededor de 10 años, sabiendo que un año del LHC corresponde a 10^7 segundos, es decir, que durante un año de vida, solo 10^7 segundos serán de medida continua, los 10 años corresponden a un tiempo de medida continua de 3.171 años. La tabla 4.6 muestra la relación entre ambos períodos de tiempo.

0	2	4	6	8	10	**Tiempo en el laboratorio (semanas)**
Punto de referencia	0.75	1.5	2.25	3.1	Punto de recuperación	**Vida media de ATLAS (años)**

Tabla 4.6: *Equivalencia entre el período de tiempo de medidas en el laboratorio de Valencia y el tiempo de vida de medida continua del detector ATLAS .*

4.5.1 Ganancia en modo pulsado y en modo continuo

Tanto para la ganancia medida en modo pulsado como en modo continuo, se eligió el voltaje para el cual se alcanza el valor de una amplificiacion de 10^5 en las medidas de referencia, en los cuatro períodos de test y en las medidas de recuperación. Representado dicho valor del voltaje a lo largo de los 6 períodos de tiempo comentandos anteriormente. Los resultados se pueden ver en la figura 4.16.

El error estimado en la ganancia medida en modo pulsado es del 20%, comentado ya en apartados anteriores y en modo continuo es del 2%. La fuente de alimentación de los fotomultiplicadores tenía una fluctuación en el voltaje de 2 V.

Otra posibilidad es ver en las medidas de referencia el voltaje para el cual se alcanza la ganacia de 10^5 y representar la evolución del valor de la ganancia en los 6 puntos de test para este mismo voltaje. Para el fotomultiplicador 5M27C6 el voltaje es de 700 V, para el 6A08C9 es de 675 V y para el 20030 es 875 V. Esta evolución viene representada en la figura 4.17 y solo se ha hecho para la ganancia medida en modo pulsado.

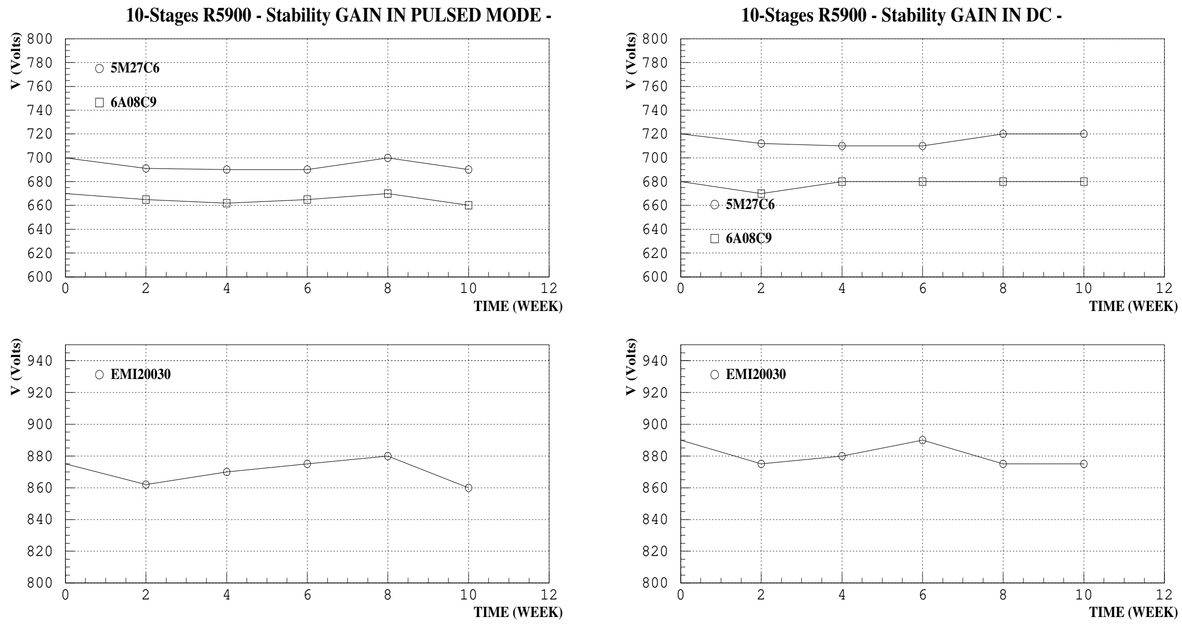


Figura 4.16: *Evolución del voltaje para una ganancia de* 10^5 *tanto en modo pulsado como en modo continuo para los 6 puntos de test.*

En este test de envejecimiento propuesto, se puede observar en la figura 4.16 que tanto para los dos fotomultiplicadores de Hamamatsu como para el fotomutiplicador de EMI y en ambos modos, continuo y pulsado, hay una fluctuación del voltaje alrededor de 15 V. Se puede llegar a concluir que la estabilidad de la ganancia, o lo que es lo mismo, el voltaje necesario para alcanzar una ganacia de 10^5 ha permanecido constante a lo largo de todo el test de envejecimiento. Esto es corroborado fijandonos en la figura 4.17, donde se puede ver que para un mismo voltaje la ganancia presenta una buena **estabilidad** en todo el intervalo de los 6 puntos de test, habiendo una fluctuación del 2-3%, lo cual implica estar dentro del error de estimación de dicha ganancia.

También se puede observar como necesitamos más voltaje para alcanzar dicha ganancia en el fotomultiplicador de EMI que en los de Hamamatsu y que hay una diferencia alrededor de 10 V entre los voltajes estimados en modo continuo y en modo pulsado, lo cual ya fue explicado y comentado en el capítulo anterior.

4.5.2 Sensibilidad del fotocátodo

Se eligió el voltaje al cual cada fotomultiplicador alcanzaba el *plateau* de corriente en

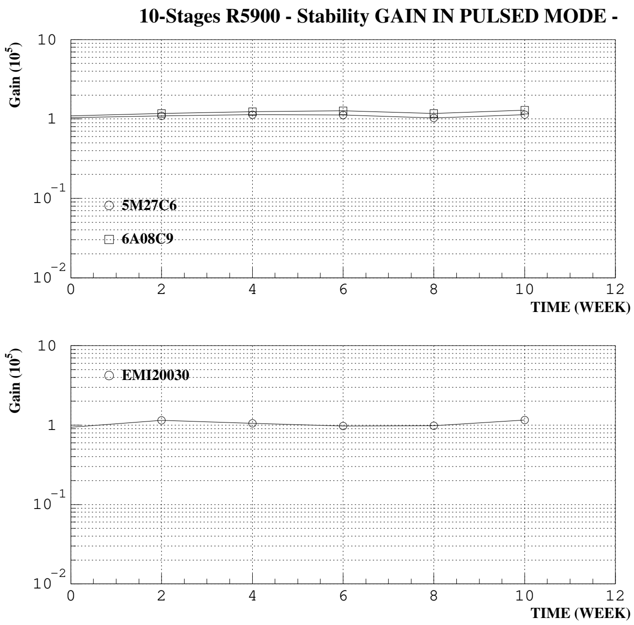


Figura 4.17: *Evolución de la ganancia para un voltaje de 700 V, 675 V y 875 V respectivamente para los tres fotomultiplicadores 5M27C6, 6A08C9 y 20030 del test de envejecimiento en los seis puntos de test.*

las 6 medidas del test de envejecimiento y se representó su evolución con los períodos de test. Esta evolución se puede ver en la figura 4.18. El error estimado para el voltaje del *plateau* es del 3% y es debido a la dispersión de las medidas de corriente efectuadas con el picoamperímetro.

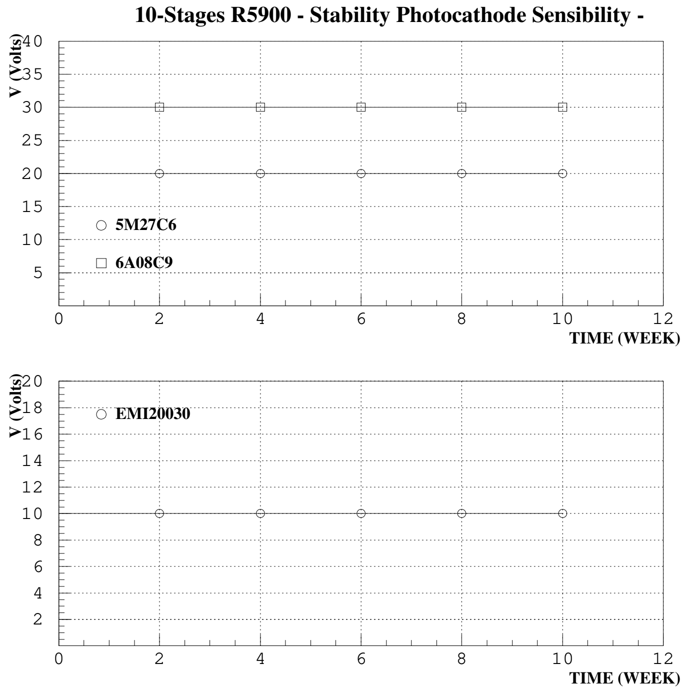


Figura 4.18: *Evolución de la sensibilidad del fotocátodo de los fotomultiplicadores de Hamamatsu y EMI en el test de envejecimiento para los seis puntos de test.*

Como se puede observar de la figura 4.18 la sensibilidad en el fotocátodo es alcanzada para el 5M27C6 a 20 V, para el 6A08C9 a 30 V y para el 20030 a 10 V. Esta sensibilidad permanece **constante** a lo largo de todo el test de envejecimiento, pudiendo asegurar que las características del fotocátodo durante el test han permanecido en las mismas condiciones no habiendo grandes deterioros. También cabe resaltar que el fotocátodo de los fotomultiplicadores de EMI es "mejor" que el de los Hamamatsu ya que alcanza antes el *plateau* y por lo tanto hay una mejor eficiencia de colección de luz del fotomultiplicador.

4.5.3 Corriente oscura

Se midió la corriente oscura a un voltaje para el cual se tenía una amplificación de 10^5 en cada uno de los fotomultiplicadores. Estos voltajes han sido ya mencionados en el apartado anterior que trataba sobre la ganancia. En la figura 4.19 se muestra la evolución de la corriente oscura en los períodos de test medida a dicho voltaje para cada uno de los fotomultiplicadores del envejecimiento.

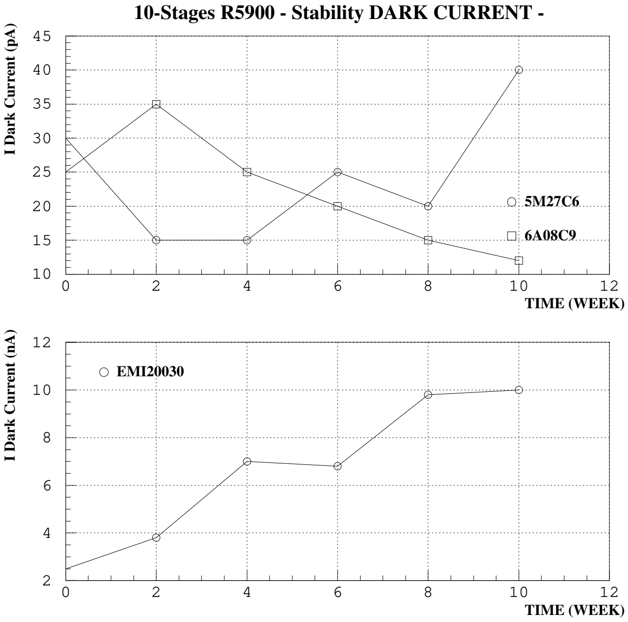


Figura 4.19: *Evolución de la corriente oscura de los fotomultiplicadores de Hamamatsu y EMI en el test de envejecimiento para los seis puntos de test.*

Se puede decir que la corriente oscura permanece **constante** a lo largo de este test para los fotomultiplicadores de Hamamatsu, mientras que para el fotomultiplicador de EMI ha habido un **crecimiento** de 7 nA. Como se comentó en el apartado de análisis de resultados, aunque haya una notable fluctuación en la corriente oscura asociada a los fotomultiplicadores de Hamamatsu, se tiene que tener encuenta que estamos con magnitudes del orden de los pA y que estamos midiendo dicha corriente con un picoamperímetro que tiene fluctuaciones de medida alrededor de los 10 pA. Otra cosa importante a destacar, es que la corriente oscura del fotomultiplicador de EMI es del orden de los nA, no cumpliendo así los requisitos para el detector ATLAS. Como se puede observar hay una continua tendencia a aumentar su corriente oscura, esto es debido fundamentalmente a la diferencia de divisores de voltaje que existen entre ambos tipos de fotomultiplicadores que influye en la fuga óhmica comentada en el apartado 3.3.[mirar dicho apartado].

4.5.4 Linealidad

La medida de la linealidad se efectuó trabajando los fotmultiplicadores a su tensión nominal. En las medidas de referencia se puede ver que a 40 mA los fotomultiplicadores de Hamamatsu tienen una desviación del 1% y el fotomultiplicador de EMI a 10 mA del 1-2%. En la figura 4.20 se ha representado la variación de la no linealidad a estas corrientes para los distintos puntos del test. Como se puede ver, el primer punto corresponde ha dicha desviación comentada anteriormente (1 y 2%).

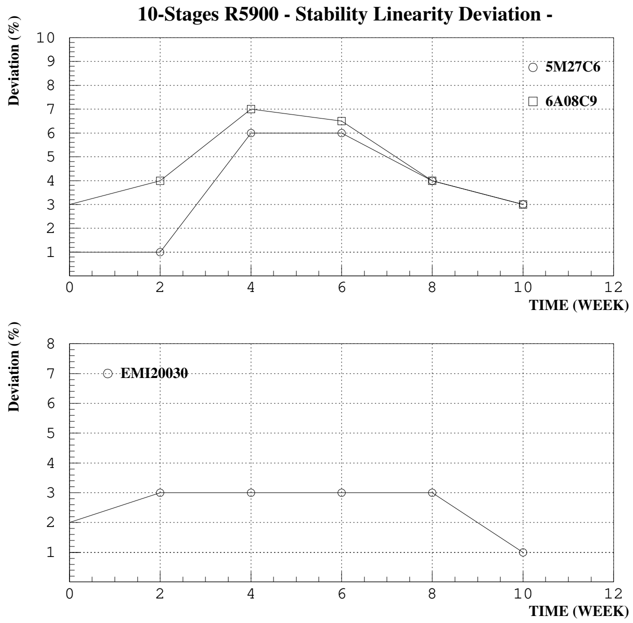


Figura 4.20: *Variación de la linealidad a una corriente de 40 mA para los fotomultiplicadores de Hamamatsu y de 10 mA para el de EMI, a lo largo de los seis puntos de medida en el test de envejecimiento.*

Se puede decir que la linealidad ha sido la característica más interesante en este test de envejecimiento, debido a que en los PM de Hamamatsu han tenido una **pérdida** entre el 4-5% respecto a la medida de referencia, y para el PM de EMI alrededor del 1%. Aunque parezca que el fotomultiplicador de EMI se ha comportado en esta característica mejor que los dos PM de Hamamatsu, hay que tener en cuenta que las dos gráficas de la figura 4.20 no son comparables, ya que como se ha dicho antes, para los PM de Hamamatsu se evalua la no linealidad a partir de 40 mA de corriente anódica y para los de EMI a 10 mA. Luego, los fotomultiplicadores de Hamamatsu son más lineales en un intervalo de corrientes más amplico que el de EMI, cumpliendo así los requisitos de ATLAS.

También se puede resaltar que en el período de recuperación, es decir, en la última medida los fotomultiplicadores han experimentado una notable mejoría, produciendose una **recuperación** en ambos tipos de fotomultiplicadores del 2% respecto a la desviación de la linealidad.

Este punto de recuperación en las otras propiedades de los fotomultiplicadores no ha sido tan notable como en el caso de la linealidad. Este punto de recuperación quiere intentar simular el hecho de que los fotomultiplicadores en el calorímetro hadrónico tendrán períodos de no exposición a la luz, debido a las paradas efectuadas en el LHC para poder cambiar los haces de partículas o arreglar cualquier detector en el que se note alguna anomalía.

4.6 Planes de futuro

Este ha sido un **primer test** de envejecimiento de los fotomultiplicadores que son candidatos a formar parte del calorímetro hadrónico. En él, se ha eligido un período de dos meses para simular los 3.171 años del LHC en medida continua, se ha diseñado y construido un dispostivo experimental para su realización y se han utilizado fotomultiplicadores de 10 dínodos para su estudio.

Los planes de futuro pasan por hacer un test de envejecimiento de mayor duración de tiempo test, como puede ser de un año o año y medio y a su vez con nuevos tipos de fototmultiplicadores como por ejemplo los R5900 de 8 dínodos de la firma Hamamatsu, los cuales ya han comenzado a ser estudiados por los distintos laboratorios de la colaboración ATLAS, entre ellos el de Valencia. También se quiere hacer un envejecimiento “acelerado”, el cual consisteria en exponer a un fotomultiplicador a grandes intensidades de luz para ver como dejan de ser estables sus característcias intrínsecas.

Otro punto que se quiere realizar es, al mismo tiempo que el detector ATLAS está funcionando, tener un fotomultiplicador del mismo tipo de los introducios en el TILECAL en cada laboratorio de la colaboración (Pisa, Clermont, Illinois, Valencia) y estudiar su envejecimiento “real”, es decir, tenerlo en las mismas condiciones que estarán funcionando los otros PM en ATLAS. Esto implica exponerlo a una intensidad de luz y a una frecuencia tanto en modo continuo como en pulsado idéntica al verdadero funcionamiento de los PM en ATLAS y durante un tiempo exactamente igual al período de vida del detector.

Capítulo 5

ESTIMACIÓN DE LA EFICIENCIA CUÁNTICA

Como ya se ha dicho en el capítulo 3, el fotocátodo de un fotomultiplicador convierte la energía de los fotones incidentes en fotoelectrones. La eficiencia de conversión (sensibilidad del fotocátodo) depende y varía con la longitud de onda incidente. Esta relación entre la eficiencia del fotocátodo y la longitud de onda de la luz incidente se denomina **característica de la respuesta espectral**. En general, las características de la respuesta espectral se expresan en términos de la sensibilidad radiante y de la eficiencia cuántica.

- **Sensibilidad radiante**: es la corriente fotoeléctrica procedente del fotocátodo dividida por el flujo radiante incidente a una longitud de onda determinada. Se expresa en amperios por watios (A/W).

- **Eficiencia Cuántica**: es el número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo dividido por el número de fotones incidentes. Está simbolizada por η y expresada generalmente en %. Los fotones incidentes transmiten energía a los electrones de la banda de valencia del material del fotocátodo, el hecho de que los electrones absorban dicha energía da lugar a una corriente de emisión fotoeléctrica, denominandose fotoelectrones a los electrones emitidos por el fotocátodo.

Este capítulo describe un método para estimar la eficiencia cuántica utilizando solamente la sensibilidad luminosa del fotocátodo que se expresa en (A/lm) y sus características radiométricas. Además se ha construido un dispositivo experimental utilizando un detector de luz calibrado (fotodiodo) para la medida relativa y absoluta de eficiencia cuántica.

5.1 Definición de la sensibilidad luminosa del fotocátodo y ánodo

La sensibilidad luminosa es una medida fotométrica de la respuesta espectral de un fotomultiplicador. Sus unidades son amperios por lumen (A/lm):

$$S_k = \frac{I_k(A)}{\phi_\nu(lm)} \tag{5.1}$$

donde I_K es la corriente catódica en amperios y ϕ_ν es el flujo incidente expresado en lumenes.

Esta sensibilidad se define generalmente para una distribución específica espectral de la radiación, como por ejemplo, una lámpara de tungsteno a una temperatura de 2856K [nota de Gerard]. La irradiancia espectral relativa de esta lámpara se muestra en la figura 5.1.

Por definición, las medidas fotométricas dependen de cómo se observa la fuente de radiación en el ojo humano. La respuesta de la luz estándar adaptada al ojo humano (fotopico de visión) se denomina eficiencia luminosa del fotopico, y se representa por V(λ), que es una función definida por la CIE *(Comision International d'Eclairage)* [tesina de ines],[nota de gerard]. Su dependencia con la longitud de onda se puede observar en la figura 5.1. Finalmente, la variación de la respuesta del ojo con la longitud de onda y el espectro de la radiación, determina la **sensibilidad luminosa**.

Para el estudio de los fotomultiplicadores se requieren lámparas calibradas de algunas Candelas (cd). La Candela es una unidad que tiene en cuenta la respuesta del ojo humano. La intensidad de iluminación en una superficie a un metro de distancia por una fuente puntual de luz de una Candela es un Lux. El Lumen se define como el flujo luminoso de un lux pasando a través de un área de un metro cuadrado.

En las medidas realizadas por Hamamatsu de la sensibilidad luminosa en el fotocátodo (ánodo) se ha utilizado un flujo luminoso de alrededor de $10^{-4}lm$ ($10^{-8}lm$) en el fotocátodo del fotmultiplicador. Se puede calcular, como ya se ha dicho en el capítulo 3, la corriente de amplificación mediante el cociente entre la sensibilidad luminosa en el ánodo y la del fotocátodo.

Sin embargo, se debe resaltar que el lumen es una unidad de flujo luminoso con respecto a la sensibilidad visual estándar del ojo humano, y por lo tanto no tiene un significado físico significante en las aplicaciones de los fotomultiplicadores.

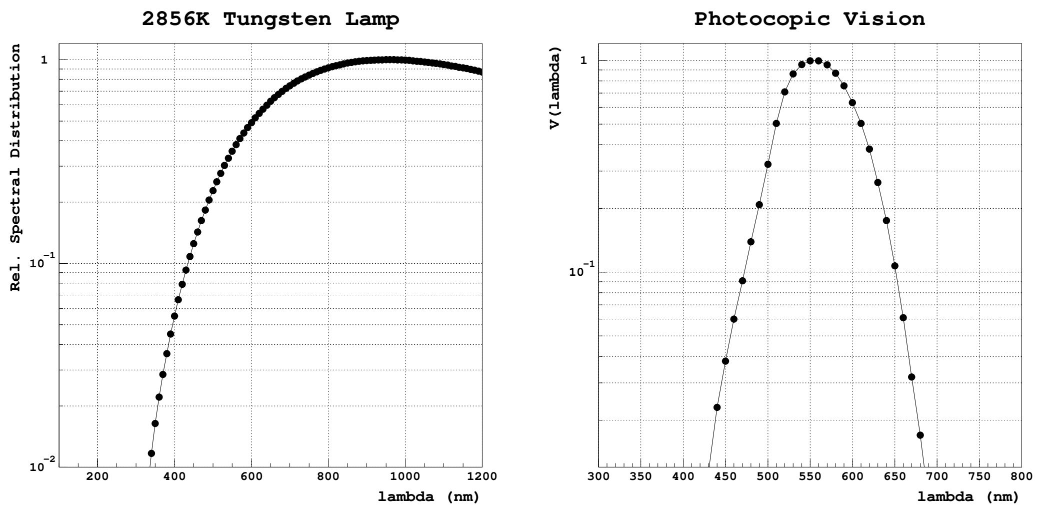


Figura 5.1: (a) Irradiancia espectral proveniente de una lámpara de tungsteno funcionando a una temperatura de 2856 K. (b) Eficiencia luminosa del fotopico. Los datos se pueden observar en las tablas **??** y **??**.

Esta es la razón por la que se deberían utilizar medidas **radiométricas** en nuestros experimentos de sensibilidad y determinar la **sensibilidad radiante**. Como se ha dicho anteriormente, la sensibilidad radiante se expresa como:

$$S_k(A/W) = \frac{I_k(A)}{\phi_e(W)} \tag{5.2}$$

donde ahora $\phi_e(W)$ es el flujo expresado en watios.

Para hacer la conversión de cantidades radiométricas (en watios) a sus correspondientes fotométricas (en lumenes), solamente se requiere multiplicar la curva de distribución del espectro radiante por la curva de la respuesta del fotopico, integrar dicho producto y multiplicarlo por el factor de conversión 683, que nos pasa de watios por unidad de longitud de onda a lumenes. Es decir, para una cantidad fotométrica (PQ) y su cantidad radiométrica asociada (SPQ), la relación entre las dos es la siguiente:

$$PQ = 683\int (SPQ)_\lambda V(\lambda) d\lambda \tag{5.3}$$

En la mayoría de las aplicaciones con fotomultiplicadores se utiliza una radiación específica. Esta es la razón por la que se define una respuesta espectral característica, la cual es una manifestación de la respuesta fotosensible en función de la longitud de onda de la radiación excitante. Es decir, si $d\phi_e$ es el flujo radiante incidente en un intervalo $d\lambda$ alrededor de una λ espicífica , y dI_K es la correspondiente corriente del fotocátodo, la siguiente expresión:

$$S_{k,\lambda}(A/W) = \lim_{d\lambda\to 0}\left(\frac{dI_k(A)}{d\phi_e(W)}\right)_\lambda \tag{5.4}$$

define **la sensibilidad radiante monocromática o sensibilidad radiante espectral**. La respuesta espectral característica relativa es el cociente entre $S_{k,\lambda}$ y un determinado valor S_m, para una longitud de onda específica. Normalmente, S_m se elige como el máximo de $S_{k,\lambda}$; es decir las curvas se normalizan generalmente al valor máximo del espectro.

El cociente entre el número de fotoelectrones emitidos y el número de fotones incidentes es la eficiencia cuántica η.

La eficiencia cuántica está relacionada con la sensibilidad radiante espectral de la siguiente forma,

$$S_{k,\lambda}(A/W) = \frac{\eta e}{hc/\lambda} = \frac{\eta e\lambda}{hc} \tag{5.5}$$

donde e es la carga del electron, h la constante de Planck y c la velocidad de la luz. Si despejamos la eficiencia cuántica

$$\eta = \frac{hc}{e}\times\frac{S_{k,\lambda}}{\lambda} = 124\times\frac{S_{k,\lambda}}{\lambda} \tag{5.6}$$

donde λ está expresada en nanómetros, $S_{k,\lambda}$ en miliamperios por watio, y η en %.

La **sensibilidad radiante relativa** de un fotocátodo típico de un fotomultiplicador viene representada por R(λ), y la respuesta radiante absoluta en el pico de la curva por σ. La respuesta radiante característica completa viene dada por la función:

$$S_{k,\lambda}(A/W) = \lim_{d\lambda\to 0}\left(\frac{dI_k(A)}{d\phi_e(W)}\right)_\lambda = \sigma R(\lambda) \tag{5.7}$$

La figure 5.2 muestra la sensibilidad radiante relativa de los fotomultiplicadores R5900.

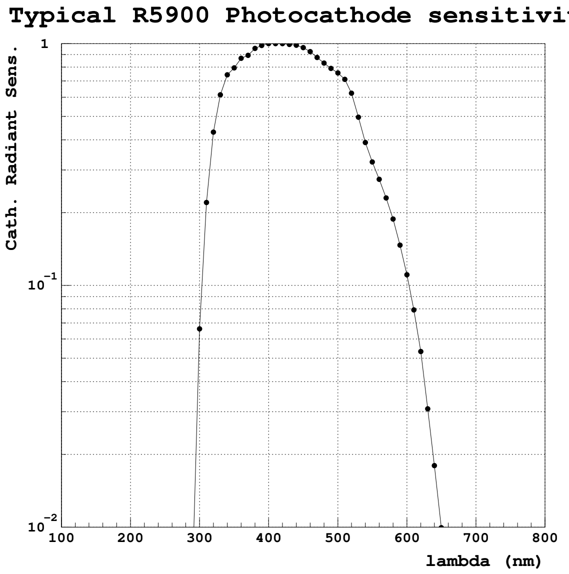


Figura 5.2: *Sensibilidad radiante relativa ($R(\lambda)$ de un fotomultiplicador R5900). $S_{k,\lambda}$ es igual a $\sigma R(\lambda)$ con σ la respuesta radiante absoluta en el pico de la curva. Los datos vienen dados en la tabla* **??**.

La distribución espectral de la radiación emitida por la lámpara que ilumina el fotocátodo viene dada por *W(λ)*. La potencia media radiada por la fuente de luz, y vista por el fotocátodo, puede ser expresada de la siguiente forma,

$$\phi_e(W) = \int W(\lambda)d\lambda = P_0 \int W'(\lambda)d\lambda \tag{5.8}$$

donde *W'(λ)* es la normalización al pico del espectro y P_0 es una constante (en watios).

La respuesta del fotocátodo (en amperios) a la radiación viene dada por:

$$I_k(A) = \sigma \int R(\lambda)W(\lambda)d\lambda = \sigma P_0 \int R(\lambda)W'(\lambda)d\lambda \tag{5.9}$$

La integración se realiza en todo el intervalo de longitudes de onda limitado por *R(λ) o* $W'(\lambda)$. Sustituyendo las ecuaciones 5.8 y 5.9 en la 5.2, podemos expresar la**La sensibilidad radiante del fotocátodo** es como:

$$S_k(A/W) = \frac{\sigma P_0 \int R(\lambda)W'(\lambda)d\lambda}{P_0 \int W'(\lambda)d\lambda} \tag{5.10}$$

expresión que nos indica que no se necesita conocerel valor de P_0.

El flujo en lumenes, ϕ_ν, correspondiente al flujo total radiante,$\phi_e(W)$, se obtiene:

$$\phi_\nu = 683 \int V(\lambda)W(\lambda)d\lambda \tag{5.11}$$

donde V(λ) es la eficiencia espectral luminosa del fotopico mostrada en la figura 5.1. La sensibilidad luminosa del fotocátodo en amperios por lumen se obtiene haciendo el cociente entre las expresiones 5.9 y 5.11

$$S_k(A/lm) = \frac{\sigma \int R(\lambda)W(\lambda)d\lambda}{683 \int V(\lambda)W(\lambda)d\lambda} \tag{5.12}$$

de la ecuación 5.13 la respuesta radiante absoluta en el pico, σ, puede ser obtenida,

$$\sigma = \frac{683 S_k \int V(\lambda)W(\lambda)d\lambda}{\int R(\lambda)W(\lambda)d\lambda} = \frac{683 S_k \int V(\lambda)W'(\lambda)d\lambda}{\int R(\lambda)W'(\lambda)d\lambda} \tag{5.13}$$

podemos ver que la medida absoluta de la función *W(λ)* no necesita ser conocida. Si uno asume que la forma de la distribución de la sensibilidad radiante espectral no depende del fotomultiplicador, se puede deducir sencillamente σ como una propiedad de cada fotomultiplicador sin más que utilizar la ecuación 5.14 y los datos de *V(λ)*, *W'(λ)* y *R(λ)*.

Una vez estimado el valor de σ, y utilizando la sensibilidad radiante relativa mostrada en la figura 5.2, uno puede fácilmente deducir la sensibilidad radiante espectral y consecuentemente la eficiencia cuántica para una longitud de onda determinada usando la relación 5.6.

5.2 Definición de la sensibilidad luminosa filtrada del fotocátodo

Como se ha dicho en el apartado anterior, el lumen es una unidad de flujo luminoso con respecto a la sensibilidad visual estándar, y por esto no tiene mucho significado para un tubo fotomultiplicador que tiene una respuesta espectral más allá de la región del visible (350 a 750 nanometros). Por este motivo se utiliza a menudo la **"sensibilidad**

azul". Esta sensibilidad es medida con la misma fuente de luz y como sensibilidad luminosa, pero con un filtro colocado entre la fuente y el fotocátodo para simular la emisión espectral de otra fuente, principalmente de un centelleador. El filtro utilizado en nuestro caso es un *Corning Cs No. 5-58* pulido en la mitad de su grosor, lo cual simula bastante bien la emisión espectral de un centelleador NaI(Tl) (el pico tiene una longitud de onda de 420 nm). La corriente del fotocátodo correspondiente a un flujo incidente de un lumen, medida con este filtro, se denomina **sensibilidad azul del fotocátodo** y viene expresada en μA/lmF (F por filtro). Las dos sensibilidades "azul" y "blanca" están empíricamente relacionadas:

$$Sensiblidad \;\; radiante \;\; a \;\; 400nm(mA/W) \sim 8.3 \times sensibilidad \;\; azul(\mu A/lmb) \tag{5.14}$$

donde b expresa que se ha utilizado un filtro azul.

Como la distribución de la luz incidente en el detector es modificada con el filtro "azul", la distribución espectral de la radiación que golpea el fotocátodo viene dada ahora por $W''(\lambda)$. Es decir, la potencia media vista por el fotocátodo puede ser expresada como la siguiente:

$$\phi_e(W) = \int W''(\lambda)d\lambda = P_1 \int W'''(\lambda)d\lambda \tag{5.15}$$

donde $W'''(\lambda)$ es la normalización al pico de la respuesta espectral característica, y P_1 es una constante (en watios). La irradiancia espectral proveniente de una lámpara de tungsteno funcionando a una temperatura de 2856 K, y transmitida por un filtro "azul" se muestra en la figura 5.3. []

La respuesta del fotocátodo (en amperios) a la radiación viene dada por:

$$I_k(A) = \sigma \int R(\lambda)W''(\lambda)d\lambda = \sigma P_1 \int R(\lambda)W'''(\lambda)d\lambda \tag{5.16}$$

La sensibilidad luminosa "azul" del fotocátodo corresponde a,

$$S_{kb}(A/lmb) = \frac{I_k(A)}{\phi_\nu(lm)} = \frac{\sigma P_1 \int R(\lambda)W'''(\lambda)d\lambda}{683 P_0 \int V(\lambda)W'(\lambda)d\lambda} \tag{5.17}$$

donde W' y W''' están normalizadas pero ahora P_0 y P_1 no se cancelan con en la expresión 5.11. Este cociente está relacionado con el factor de atenuación del filtro "azul". El cociente entre la expresión 5.13 y la 5.18 nos da la relación entre S_k y S_{kb},

$$\frac{S_k}{S_{kb}} = \frac{P_0 \int R(\lambda) W'(\lambda) d\lambda}{P_1 \int R(\lambda) W'''(\lambda) d\lambda} \tag{5.18}$$

Suponiendo que $R(\lambda)$ tiene la misma forma para cada fotomultiplicador y que las condiciones experimentales para las medidas de sensibilidad no cambian, S_k/S_{kb} debería permanecer constante y por consiguiente se puede estimar el cociente entre P_0/P_1.

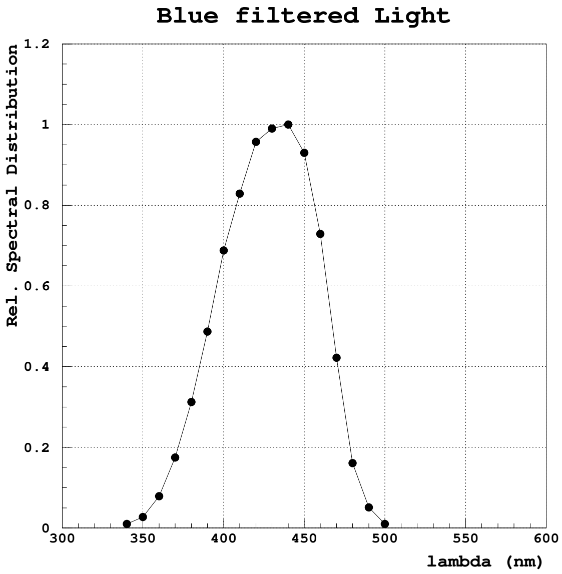


Figura 5.3: *Irradiancia espectral relativa procedente de una lámpara de tungsteno funcionando a una tempertarua de 2856 K y transmitida por un filtro "azul" (Corning Cs No. 5-58 pulido hasta la mitad de su grosor)[]. Los datos correspondientes están en la tabla* ??.

5.3 Determinación del factor σ y estimación de la eficiencia cuántica a 480 nm

Utilizando el método anteriormente descrito, junto con los datos dados en la tabla 5.1 y en la 5.2, proporcionados por Hamamatsu y por EMI para los fotomultiplicadores utilizados en el Test de envejecimiento, estimaremos para cada uno de ellos su eficiencia cuántica para una longitud de onda de 480 nm.

Número de serie	Sensibilidad luminosa del cátodo (μA/lm)	Sensibilidad luminosa del ánodo (A/lm)	Sensibilidad luminosa del cátodo (azul) (μA/lmb)	Corriente oscura (nA)
5M27C6	64.3	118.0	8.93	0.08
6A08C9	68.9	188.0	9.15	0.27

Tabla 5.1: *Principales características medidas por Hamamatsu para los fotomultiplicadores R5900. Estos dos fotomultiplicadores han sido testeados en el laboratorio de Valencia.*

Número de serie	Sensibilidad luminosa del cátodo (μA/lm)	Sensibilidad luminosa del ánodo (A/lm)	Sensibilidad luminosa del cátodo (azul) (μA/lmb)	Corriente oscura (nA)
20034	99.6	50	12	0.4
20029	107.9	50	13	0.6
20030	102.92	50	12.4	0.44
20022	100.43	50	12.1	1.6

Tabla 5.2: *Principales características medidas por EMI para los fotomultiplicadores 9112A. Estos cuatro fotomultiplicadores han sido testeados en el laboratorio de Valencia.*

Utilizando la expresión 5.14 se puede deducir el valor de σ, asumiendo que para cada fotomultiplicador la sensibilidad radiante espectral viene dada por la distribución mostrada en la figura 5.3, y que $V(\lambda)$ y $W(\lambda)$ siguen las distribuciones de la figura 5.1. Los valores de σ y de la eficiencia cuántica para los fotomultiplicadores a 480 nm vienen dadas en la tabla 5.3, esta última se ha deducido a partir de la ecuación 5.6.

Número de serie	σ (mA/W)	η (%) 480 nm
5M27C6	79.25	14.91
6A08C9	79.49	16.19
20034	106.04	21.53
20029	114.88	23.32
20030	109.63	22.26
20022	106.92	21.71

Tabla 5.3: *Estimación de la eficiencia cuántica para los dos fotomultiplicadores R5900 de Hamamatsu y los cuatro 9112A de EMI utilizados para el test de envejecimiento en el laboratorio de Valencia.*

5.3.1 Verificación del método

La validez del método presentado, puede quedar limitada por el hecho de que la forma de la distribucción de la sensibilidad radiante relativa sea distinta para cada fotomultiplicador. Siempre se ha supuesto que esta distribución es la misma para todos los fotomultiplicadores. Esta hipótesis se basa en que se ha alcanzado la misma eficiencia cuántica a 400 nm, por dos caminos independientes. []

• Usando la medida de la sensibilidad "azul" del fotocátodo y la expresión 5.15, se estima la sensibilidad radiante a 400 nm y posteriormente la eficiencia cuántica es calculada a partir de la exprexión 5.6.

• Usando el valor de σ y la sensibilidad radiante relativa se estima la sensibilidad radiante. Por último la eficiencia cuántica a 400 nm se obtiene mediante la expresión 5.6.

Si la hipótesis introducida anteriormente es válida, el resultado de calcular la eficiencia cuántica mediante los dos procedimientos mencionados debe ser el mismo. Un modo de verificar dicha hipótesis es calcular el cociente de ambas determinaciones y ver si éste es compatible con la unidad. El test se llevó a cabo para 37 fotomultiplicadores, los resultados pueden verse en la figura ??. Como se observa en la figura, para una longitud de onda de 400 nm, el cociente de ambas eficiencias cuánticas se distribuye en el intervalo [0.95 - 1.05] [nota de Gerard], obteniéndose un valor medio $\mu = 1.002$ y una desviación típica $\sigma = 0.03$.

5.4 Relación entre la eficiencia cuántica y la sensibilidad

Como ya se ha comentado en el apartado 4.3.1.1 la medida de la sensibilidad relativa del fotocátodo, con un filtro interferencial de 480 nm, está correlacionada con la eficiencia cuántica a esa longitud de onda. Hay que tener en cuenta que se tiene una eficiencia cuántica del fotocátodo y una eficiencia de recolección de los electrones al primer dínodo, por esto no es tan fuerte la correlación ya que se debería tener en cuenta la eficiencia de recolección de los fotomultiplicadores. Pero como se trabaja con un voltaje entre el fotocátodo y el primer dínodo alrededor de 50 Voltios aislando el resto, la corriente medida en el fotocátodo alcanza el *plateau*, pudiendo asumir que tenemos una colección de carga (∼95%) y por lo tanto el valor de la sensibilidad es independiente de la eficiencia de recolección.

En el laboratorio de Valencia se ha medido la sensibilidad relativa del fotocátodo para 15 fotomultiplicadores Hamamatsu antes de su instalación en el módulo 0 y para 4 fotomultiplicadores 9112A de la firma EMI como posibles candidatos alternativos para el TILECAL.

Para estudiar la correlación entre los fotomultiplicadores se tomó uno como referencia, procurando que todos se encuentren en la misma posición durante las medidas. La figura 5.4 representa la correlación entre la eficiencia cuántica estimada a 480 nm (eje x), y la corriente en el fotocátodo medida en el *plateau* con un filtro interferencial de 480 nm (eje y).

Se ha estimado que para el cálculo de la eficiencia cuántica a 480 nm el erros es del 5%, mientras que para la corriente del fotocátodo es del 1.5 %.

En la figura 5.4 se observa que hay correlación entre la eficiencia cuántica a 480 nm y la medida de la corriente. Además, los valores obtenidos presentan una gran homogeneidad.

Como resultado final, se estimó la media de la eficiencia cuántica,

$$\eta_{480} = 16.4\% \tag{5.19}$$

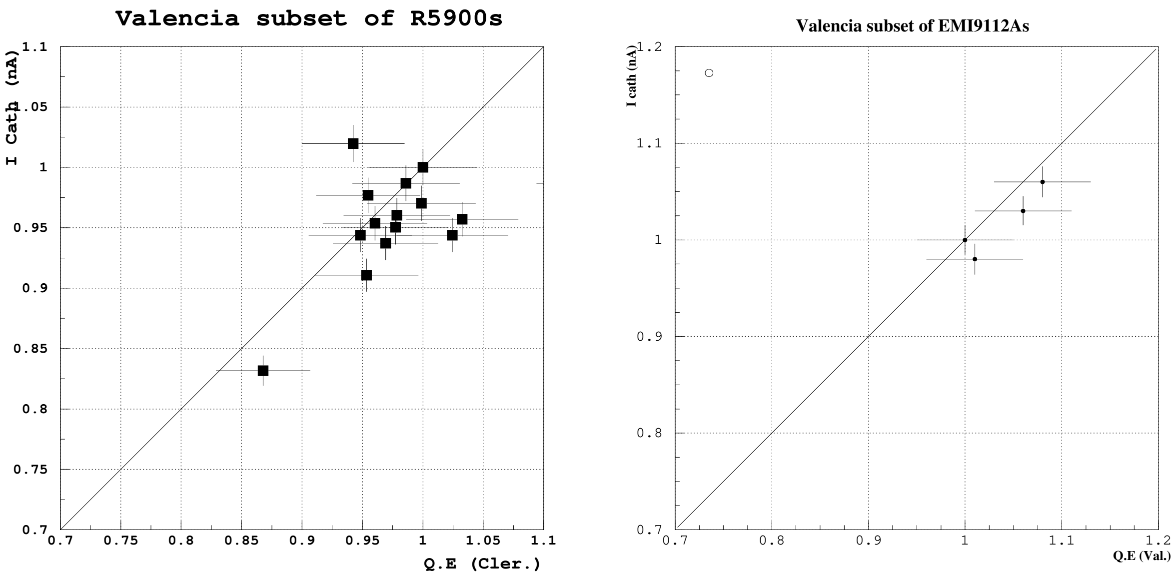


Figura 5.4: *Correlación entre la eficiencia cuántica estimada a 480 nm (eje x), y la corriente en el fotocátodo medida en el "plateau" con un filtro in terferencial a 480 nm (eje y). El fotomultiplicador usado como referencia es el 5M27C5 para los R5900 y el 20034 para los 9112A. Se fija en un 5% el error sistemático en la estimación de la eficiencia y en 1.5% en la medida de la corriente en el fotocátodo.*

con una dispersión del 6.5% para los fotomultiplicadores R5900 de Hamamatsu y

$$\eta_{480} = 22.2\% \tag{5.20}$$

con una dispersión del 15% para los fotomultiplicadores 9112A de EMI. Es lógico que se tenga más dispersión para estos fotomultiplicadores ya que sólo se ha utilizado 4, frente a los 15 de Hamamatsu.

Esta correlación entre las medidas de la sensibilidad y la estimación de la eficiencia cuántica es coherente ya que la dispersión encontrada a partir de las medidas realizadas sobre los fotomultiplicadores de Hamamatsu y EMI dan una dispersión, sobre todo en el caso de los R5900 bastante aceptable, sabiendo que esta dispersión es el error de la pendiente al ajustar estos datos a una línea recta. De aquí que se puede hablar de una gran homogeneidad, ya que todos los puntos caen sobre la recta teniendo en cuenta su error.

Como se puede ver, la eficiencia para los fotomultiplicadores de EMI es mayor que para los de Hamamatsu. Esto es debido a las características intrínsecas del fotocátodo de cada uno de ellos, las cuales se resumen en la tabla 5.4.

Características del fotocátodo		
Fotomultiplicador	**Hamamatsu**	**EMI**
Material del cátodo	Sb-K^2-Cs	Sb-Rb-Cs
Material de la ventana	Borosilicato	RbCs
Respuesta espectral	300-650 nm	300-650 nm
Respuesta máxima	420 nm	400 nm
Sensibilidad del cátodo (μ A/Lm)	70.0	90.0
Sensiblidad mínima del cátodo ($\mu A/Lm$)	60.0	80.0
Área efectiva	$18 \times 18\ mm^2$	d= 22 mm

Tabla 5.4: *Características de los fotocátodos de los fotomultiplicadores R5900 de Hamamatsu y de los 9112A de EMI.*

De la tabla 5.4 se puede resaltar que la sensibilidad del cátodo para los fotomultiplicadores de EMI es mayor que para los de Hamamatsu, lo cual ya se había comprobado comparando las tablas 5.1 y 5.2. Como ya hemos indicado la sensibilidad está relacionada con la eficiencia y por tanto mayor sensibilidad implica mayor eficiencia.

Por otra parte, el fotocátodo de los R5900 (Sb-K^2-Cs) es muy resistente, es decir, un semiconductor con una resistencia eléctrica específica que es generalmente alta para este tipo de material, lo que proporciona una pobre eficiencia de recolección en el primer dínodo. La corriente de fotoelectrones en el cátodo es, en principio, lineal con el flujo de luz incidente pero deja de serlo si las corrientes en el fotocátodo son muy grandes (a partir de 100 nA) ya que el efecto de la resistencia superficial se hace importante. Esto da lugar a un deterioro en la linealidad de la respuesta del fotocátodo. Para corregir este efecto es suficiente incrementar el campo eléctrico entre el fotocátodo y primer dínodo. Esta resistividad depende de las conexiones eléctricas entre el fotocátodo y el material envolvente [nota 108]. El fotocátodo de los 9112A (Sb-Rb-Cs) ofrece una mejor respuesta en el azul y menor emisión termoiónica [EMI BOOK].

La eficiencia cuántica $\eta(\nu)$ se puede expresar como:

$$\eta(\nu) = (1 - R)\frac{P_\nu}{K}(\frac{1}{1 + \frac{1}{KL}})P_s \tag{5.21}$$

donde

R : coeficiente de reflexión,

K : coeficiente de absorción de fotones,

P_ν : Probabilidad de que la luz absorbida pueda excitar electrones,

L : Longitud media de escape de los electrones excitados,

P_S : Probabilidad de que los electrones de la superficie del fotocátodo alcancen el tubo de vacío,

ν : frecuencia de la luz.

En la ecuación anterior, si eligimos un material con los parámetros R, k y P_ν determinados, los factores que dominan en la eficiencia cuántica son L yP_S. Este último depende fuertemente de la afinidad eléctrica. El hecho de que el fotocátodo de Hamamatsu sea muy resistente da lugar a que la afinidad eléctrica no sea negativa, disminuyendo por tanto la probabilidad P_S y por consiguiente la de que los electrones puedan ser emitidos al tubo de vacío. Además este efecto aumenta la distancia media de escape (L) de los electrones excitados [Hamamatsu book].

5.5 Medida relativa y absoluta de la eficiencia cuántica a 480 nm

En nuestro laboratorio de Valencia se ha medido la eficiencia cuántica de los 4 fotomultiplicadores de EMI y de los 2 fotomultiplicadores de Hamamatsu utilizados en el test de envejecimiento. Esta medida es importante para caracterizar el comportamiento del fototubo.

Como se ha dicho ya anteriormente, la eficiencia cuántica es una función de la longitud de onda y se define como el porcentaje de fotoelectrones producidos por cada fotón incidente. La medida de la eficiencia cuántica es laboriosa, por esta razón la firma correspondiente no puede hacerla para cada fotomultiplicador y provee a cada serie de fotomultiplicadores de un valor medio de ella. Por otra parte, da una serie de características que pueden ser medidas, como puede ser por ejemplo la sensibilidad del fotocátodo en el azul, la cual ya se ha hecho referencia en puntos anteriores.

Las medidas realizadas en nuestro laboratorio sobre la eficiencia cuántica corresponden al espectro de la luz azul (480 nm). La razón se debe a que la luz transportada desde las tejas centelleadoras a los fotomultiplicadores por las fibras desplazan el pico de emisión al verde-azul alrededor de los 480 nm.

5.5.1 Procedimiento experimental

La eficiencia cuántica del fotomultiplicador (η_{pm}) se define como la probabilidad de que un fotón que incida sobre el fotocátodo extraiga un fotoelectrón.

El dispositivo experimental utilizado se puede ver en la figura **??**. En ella se puede observar como un **LED** azul de gran intensidad y rapidez (referencias en el apartado 4.3) funcionando en modo continuo es el encargado de iluminar nuestros detectores. Para que la transmisión de la luz a los detectores (fotomultiplicadores y fotodiodos) sea lo más uniforme posible, se utilizó una **guía de luz** (*light mixer*) en forma de paralelepípedo rectangular, de dimensiones $18 \times 18 \times 43\ mm^3$. A la salida de la guía de luz se tiene un **baffle** (rendija), para asegurarnos de que el área de exposición a la luz tanto para el fotodiodo como para el fotomultiplicador sea la misma , ya que como comentaremos más adelante esto es un punto importante. Por último se tiene los detectores de luz, según sea el caso, el **fotodiodo** HAMAMATSU S1337-11 o los **fotomultiplicadores** EMI y HAMAMATSU. La medida de la corriente tanto en el fotodiodo como en los fotomultiplicadores se llevó a cabo mediante un **picoamperímetro**.

La eficiencia cuántica se ha medido haciendo trabajar al fotomultiplicador como un fotodiodo, es decir, el divisor de voltaje utilizado en el tubo fotomultiplicador ha sido aquel que nos permite dar un voltaje V entre el fotocátodo y el primer dínodo, teniendo el resto de etapas conectadas a tierra. El voltaje aplicado V corresponde al *plateau* de la curva de la sensibilidad del fotocátodo, esto nos asegura que tenemos una completa recolección de la carga.

Midiendo la corriente en el fotomultiplicador I_{pm} es posible obtener el número de fotoelectrones n:

$$n = \frac{I_{pm}}{e} \tag{5.22}$$

donde e es la carga del electrón.

Si recordamos que la eficiencia cuántica es el cociente entre el número medio de fotoelectrones n y el número de fotones N:

$$\eta_{pm} = \frac{n}{N} \tag{5.23}$$

solo nos falta calcular el número de fotones N para obtener la eficiencia y esto se hizo utilizando el fotodiodo, el cual tiene una área activa $15 \times 16.5\ mm^2$ y tomando su eficiencia cuántica η_{pd} de los datos dados por el fabricante.

La eficiencia cuántica del fotodiodo que proporciona el fabricante a una $\lambda = 480$ nm es de $\eta_{pd} = (0.29 \pm 0.1)\ A/W$.

Si se mide la corriente dada en el picoamperímetro para el fotodiodo I_{pd} y se utiliza la eficiencia cuántica de éste, se puede calcular el número de fotones N.

Como se ha dicho en la descripción del dispositvo experimental, a continuación de la guía de luz, se coloca una máscara (*baffle*) para asegurar que los dos detectores tiene la misma área de exposición a la luz y por lo tanto, poder afirmar que el número de fotones que incidirán sobre el fotodiodo o sobre el fotomultiplicador, según sea el caso, sea el mismo .

Teniendo en cuenta esta idea, se puede calcular la eficiencia cuántica del fotomultiplicador mediante la siguente expresión:

$$\eta_{pm} = \frac{\eta_{pd} I_{pm}}{I_{pd}} \tag{5.24}$$

como la eficiencia cuántica del fotodiodo viene expresada en A/W, para expresarla en tantos por cien y en términos luminosos es necesario efectuar el siguiente cálculo:

$$\eta_{pm} = \frac{\eta_{pd} I_{pm}}{I_{pd}} \times \frac{124}{\lambda} \times 100 \tag{5.25}$$

donde λ viene expresada en nanómetros (en nuestro caso 480 nm) y el factor 124 se obtiene del cociente $\frac{hc}{e}$. De esta forma se puede llegar a medir la **eficiencia cuántica absoluta** de un fotomultiplicador.

La relación entre la eficiencia cuántica del fotomultiplicador y la del fotodiodo, cuando ambas se expresan en (A/W), es

$$\frac{\eta_{pm}}{\eta_{pd}} = \frac{I_{pm}}{I_{pd}} \tag{5.26}$$

lo que nos indica que con sólo medir las corrientes correspondientes a cada fotomultiplicador y al fotodiodo es posible determinar una **eficiencia cuántica relativa**, aún en el caso de que se desconozca la correspondiente al fotodiodo.

Para la realización de estas medidas se asume que los detectores son lineales. Esto es cierto para el fotodiodo, cuya respuesta es lineal incluso cuando la intensidad es elevada [referencia al catáologo de HAMAMATSU], pero para el fotomultiplicador es necesario trabajar con flujos de luz de baja intensidad, con el fin de asegurar su linealidad. La corriente en los fotomultiplicadores fue aproximadamente de 10-20 nA, asegurando pues esta condición.

5.5.2 Análisis de resultados

Se puede estimar, utilizando la ecuación 5.27, la eficiencia cuántica relativa de los fotomultiplicadores con respecto al fotodiodo con sólo medir corrientes. Los resultados obtenidos se presentan en la tabla 5.5.

Como se ve la eficiencia cuántica del fotodiodo es mayor que la de los fotomultiplicadores. Esto es debido a que el fotocátodo de los fotomultiplicadores es muy fino por su condición y muchos fotones pueden incluso atravesar el material sin producir el efecto fotoeléctrico. Por el contrario, en un fotodiodo de estado sólido el grosor del fotocátodo es mayor, absorbiendo todos los fotones incidentes. Además la energía para producir un par electrón-hueco es menor que la necerasira para producir el efecto fotoeléctrico.

En la tabla 5.6 se pueden ver los valores obtenidos para los 2 fotomultiplicadores Hamamatsu utilizados en el test de envejecimiento y los 4 fotomultiplicadores de EMI utilizando la expresión 5.26 para la eficiencia cuántica absoluta, para ello se ha utilizado la eficiencia cuántica del fotodiodo dada por Hamamatsu, cuyo valor es (0.29 ± 0.1) A/W . Tenemos un error del 5% en la medida de la eficiencia cuántica.

La eficiencia cuántica media es, para los fotomultiplicadores R5900 de Hamamatsu:

Eficiencia cuántica			
Número de serie	I_{pm} (nA)	I_{pd} (nA)	η relativa
5M27C6	14.190	61.05	0.22
6A08C9	15.054	61.05	0.24
20034	16.711	61.05	0.27
20029	18.150	61.05	0.30
20030	17.835	61.05	0.29
20022	17.373	61.05	0.28

Tabla 5.5: *Resultados de las medidas de eficiencia cuántica relativa con respecto al fotodiodo, para los 2 fotomultiplicadores de HAMAMATSU y los 4 fotomultiplicadores de EMI.*

Eficiencia cuántica	
Número de serie	η (%)
5M27C6	16.45
6A08C9	17.68
20034	20.52
20029	22.28
20030	21.87
20022	21.34

Tabla 5.6: *Resultados de las medidas de eficiencia cuántica para los 2 fotomultiplicadores de HAMAMATSU y los 4 fotomultiplicadores de EMI.*

$$\eta_{480} = 17.1\% \tag{5.27}$$

obteniéndose para los 9112A de EMI, un valor de:

$$\eta_{480} = 21.5\% \tag{5.28}$$

Se puede hacer una comparación entre los valores obtenidos mediante la estimación del factor σ (utilizando la sensibilidad en el fotocátodo) y los valores obtenidos por la medida absoluta (utilizando la eficiencia cuántica del fotodiodo). Además se añade el valor dado por el fabricante para la serie R5900 de HAMAMATSU y la 9112A de EMI. Esta comparación se puede ver en la tabla 5.7.

Número de serie	η(%) Factor σ	η (%) Medida absoluta	η (%) Fabricante
5M27C6	14.91 ± 0.7	16.45± 0.8	16.
6A08C9	16.19 ±0.8	17.68± 0.9	16.
20034	21.53 ± 1.0	20.52± 1.0	20.
20029	23.32 ± 1.2	22.28± 1.1	20.
20030	22.26± 1.1	21.87± 1.1	20.
20022	21.71 ±1.0	21.34± 1.0	20.

Tabla 5.7: *Comparación entre la estimación y la medida de eficiencia cuántica para los 2 fotomultiplicadores de HAMAMATSU y los 4 fotomultiplicadores de EMI. En la última columna podemos ver los datos dados por el fabricante.*

Se puede resaltar que mediante los dos procedimientos se obtiene las mismas tendencias. Es decir, los fotomultiplicadores de EMI son los que mayor eficiencia cuántica presentan y entre ellos las más alta la sigue teniendo el 20029. También estos valores son próximos a los datos dados por los fabricantes.

De forma relativa se observa que las tendencias también se conservan, tomando como referencia para los fotomultiplicadores de HAMAMATSU el 6A08C9 y para los fotomultiplicadores de EMI el 20029, llegamos al resultado de la tabla 5.8.

Si se considera que tenemos un error del 5% a la hora de medir la eficiencia cuántica se puede decir que ambos métodos son compatibles a un 90% de nivel de confianza, lo cual es corroborado en la tabla 5.7 y en la 5.8. La figura 5.5 representa la correlación entre la eficiencia cuántica estimada a 480 nm con el factor σ (eje x), y la eficiencia cuántica medida a 480 nm (eje y). Se puede ver como hay una gran correlación porque si nos fijamos en la escala, la dispersión es del 2% entre un método y otro.

Número de serie	η Factor σ	η Medida Absoluta
5M27C6	1.08	1.07
6A08C9	1.	1.
20034	1.08	1.08
20029	1.	1.
20030	1.04	1.02
20022	1.07	1.05

Tabla 5.8: *Relación entre las eficiencias cuánticas de los fotomultiplicadores cogiendo el 6A08C9 como referencia para los fotomultiplicadores de HAMAMATSU y el 20029 para los fotomultiplicadores de EMI.*

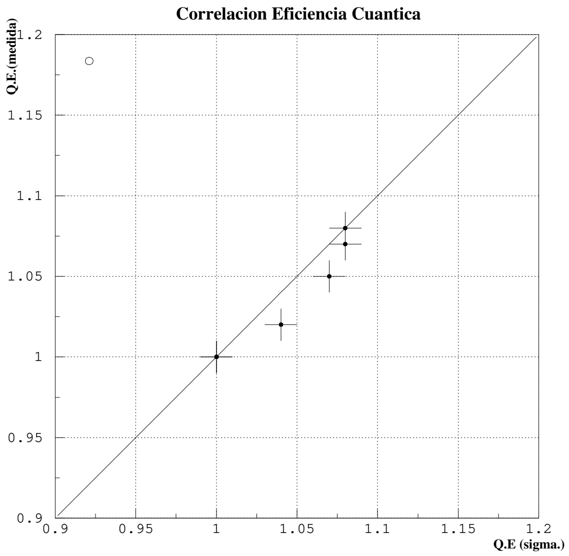


Figura 5.5: *Correlación entre los dos métodos para hallar la eficiencia cuántica.*

En la realización de la medida absoluta se ha tomado el valor de la eficiencia cuántica del fotodiodo dada por el fabricante. Realmente se deberia disponer de un sistema de calibración que permitiera medir o calibrar dicha eficencia, pero debido a su alto coste y a su dificultad de medida, este sistema queda reservado para las firmas constructuras. A pesar de ello, los datos suministrados por el fabricante para la eficiencia cuántica que se pueden ver en la tabla 5.7 son compatibles con los obtenidos por ambos métodos comentados anteriormente, habiendo soló una diferencia máxima de 2% entre los datos provistos por el fabricante y los obtenidos experimentalmente.

Por último, decir que se puede llegar a medir eficiencias cuánticas relativas entre fotomultiplicadores y cualesquiera detectores de luz, debido a que no es necesario saber sus eficiencias cuánticas absolutas como se ha comentado en el punto anterior.