DEPARTAMENTO DE ASTROFÍSICA

Universidad de La Laguna

CARACTERIZACIÓN DE LOS FOTOMULTIPLICADORES DEL DETECTOR RICH DEL EXPERIMENTO AMS

Memoria de investigación que presenta
Dña. Ana Sofía Torrentó Coello

Director de investigación
Dr. D. Ramón Jesús García López

INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE CANARIAS

Junio 2003

Índice General

Capítulo 1

El experimento AMS

1.1 Introducción

AMS (Antimatter Magnetic Spectrometer) es un detector de partículas preparado para operar en el espacio, a bordo de la Estación Espacial Internacional (ISS). Su instalación está prevista para el año 2006 y estará operativo durante un periodo de al menos tres años, con el objeto de realizar un extenso estudio sobre la composición de los rayos cósmicos primarios en un amplio rango de energía y detectar antimateria y materia oscura.

El emplazamiento de AMS en la ISS, en una órbita a 400 km de altitud, permitirá reducir el ruido de fondo hasta niveles despreciables, por lo que alcanzará una gran sensibilidad en sus capacidades de detección. Por otra parte, debido al extenso periodo de funcionamiento y a la gran aceptancia geométrica del detector, se podrán tomar datos con una estadística varios órdenes de magnitud superior a la obtenida hasta ahora (fundamentalmente con experimentos en globos aerostáticos) en un amplio rango de energía y por lo tanto realizar medidas mucho más precisas que las actuales.

El diseño y construcción de AMS es responsabilidad de una colaboración internacional, liderada por el Premio Nobel de Física S.C.C. Ting del Massachusets Institute of Technology (MIT), en la que intervienen institutos de investigación de Alemania, China, Corea del Sur, España, Estados Unidos, Finlandia, Francia, Italia, México, Holanda, Portugal, Reino Unido, Rumanía, Rusia y Taiwan. La NASA aporta al experimento el transporte del detector a la ISS en el transbordador espacial.

1.2 Motivación científica

1.2.1 Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son esencialmente núcleos de átomos ionizados ($\sim$90% protones, $\sim$9% partículas alfa, $\sim$1% núcleos pesados) que penetran en la atmósfera terrestre con una frecuencia de 10^3 m^{-2}s^{-1}, generando partículas secundarias (principalmente muones, electrones, neutrinos y rayos gamma). El rango de energía de los rayos cósmicos se extiende muchos órdenes de magnitud, desde los keV hasta $\sim 10^{20}$ eV.

Se ha comprobado que los rayos cósmicos menos energéticos provienen del Sol, puesto que se han encontrado correlaciones temporales entre el incremento de su flujo y las fulguraciones solares. Los rayos cósmicos con energías superiores a 10^9 eV no muestran correlación con fenómenos solares (no hay diferencias entre los flujos diurno y nocturno), por lo que su origen se asocia a regiones de la Galaxia situadas más allá del Sistema Solar.

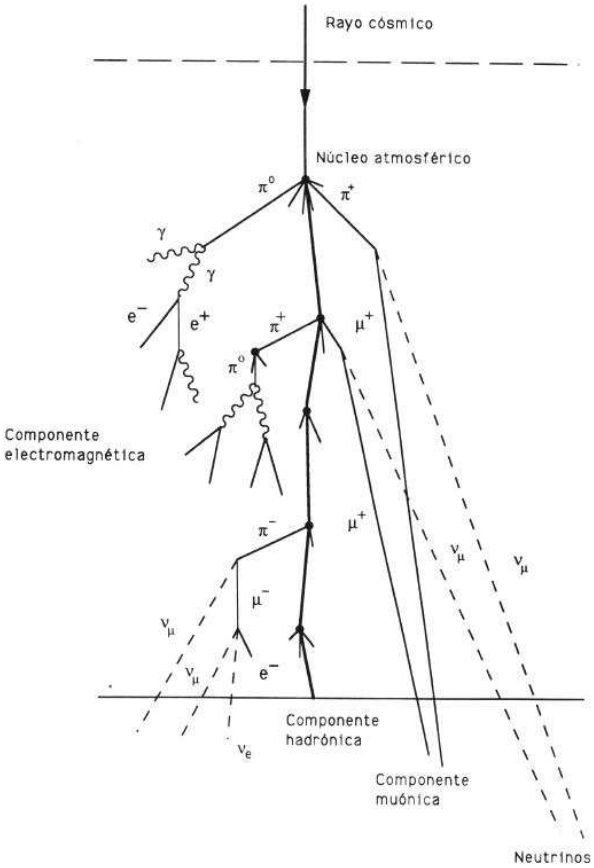


Figura 1.1: Cascadas electromagnética y hadrónica generadas por un rayo cósmico al interaccionar con un núcleo atmosférico.

La composición química de los rayos cósmicos proporciona información sobre la abundancia de los elementos en la fuente y la propagación en el medio interestelar. Las abundancias de elementos en los rayos cósmicos medidos en la Tierra y las abundancias en el Sistema Solar se comparan en la figura 1.2 [1]. El efecto par-impar está presente en ambos casos, es decir, los elementos con un número par de protones y de neutrones son más abundantes al ser más estables. Sin embargo, existen diferencias importantes:

1. El hidrógeno y el helio son los elementos más abundantes en ambos casos, pero su abundancia es sistemáticamente menor en los rayos cósmicos.

2. Los elementos ligeros Li, Be y B, y los elementos Sc, Ti, V, Cr y Mn son varios órdenes de magnitud más abundantes en los rayos cósmicos que en el Sistema Solar.

3. En los rayos cósmicos hay un exceso de elementos con un potencial de ionización bajo.

Por otra parte, a partir del estudio del espectro de energía se pueden inferir los mecanismos que aceleran los rayos cósmicos. El espectro observado [2] se extiende aproximadamente en el rango 10^9 eV - 10^{20} eV, como se ilustra en la figura 1.3 (izquierda), donde se representa el flujo total de rayos cósmicos en función de su energía. La curva sigue una ley de potencias de la forma

$$\frac{d\Phi}{dE} \sim E^{-\gamma}$$

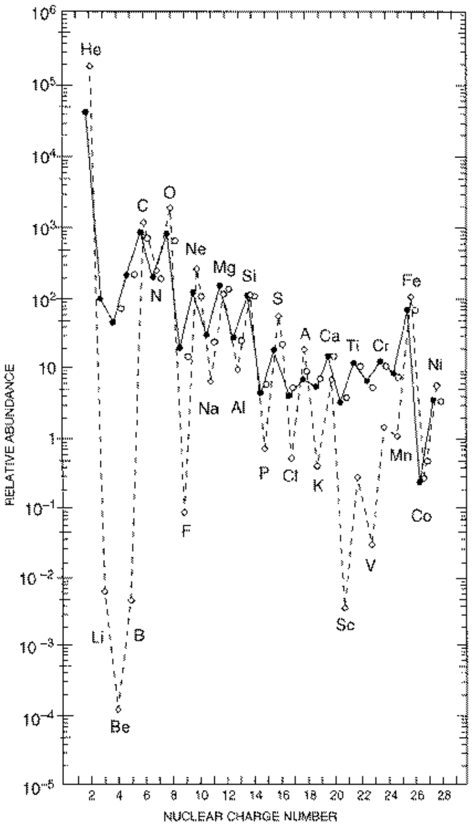


Figura 1.2: Abundancias de los rayos cósmicos medidos en la Tierra (línea continua) comparadas con las abundancias del Sistema Solar (línea discontinua), relativas a [Si]=100 [1]. Para los rayos cósmicos, los símbolos diferencian dos rangos de energías: círculos negros, 70-280 MeV/A y círculos blancos, 1000-2000 MeV/A.

donde Φ es el flujo de partículas, E es la energía por nucleón y γ es una constante llamada índice espectral.

En el espectro se distinguen tres zonas donde el índice γ toma valores distintos. En la zona hasta $\sim 5 \times 10^{15}$ eV (punto denominado "rodilla" (*knee* en inglés)) se tiene que $\gamma = 2.7$. A partir de la rodilla hasta $\sim 3 \times 10^{18}$ eV (punto llamado "tobillo" (*ankle* en inglés)) la pendiente es mayor, $\gamma = 3.1$, y vuelve a valer aproximadamente 2.7 del tobillo en adelante.

- Origen y propagación de los rayos cósmicos

Actualmente las supernovas son los candidatos más firmes a ser fuentes de rayos cósmicos galácticos (con energías hasta $\sim 10^{14}$ eV) y, como se verá más adelante, también proporcionan el mecanismo de aceleración más probable.

Los rayos cósmicos con energías entre 10^{14} y 10^{19} eV posiblemente tienen un origen extragaláctico, pues la curvatura de sus trayectorias inducida por los campos magnéticos de la galaxia es comparable o supera las dimensiones de la misma, aumentando la probabilidad de escape. Los objetos astrofísicos candidatos a ser fuentes de estos rayos cósmicos son los núcleos de galaxias activos (AGN - *Active Galatic Nuclei*), las explosiones de rayos gamma (GRB - *Gamma Ray Burst*) o las estrellas tipo Wolf-Rayet[1], pues todos destacan por generar procesos altamente energéticos.

[1]Las estrellas del tipo Wolf-Rayet (WR) son objetos muy masivos ($M > 25 - 30 M_{\odot}$) y luminosos de Población I. Tienen vientos estelares muy intensos, densos y calientes, y tasas de pérdida de masa extremadamente elevadas, las

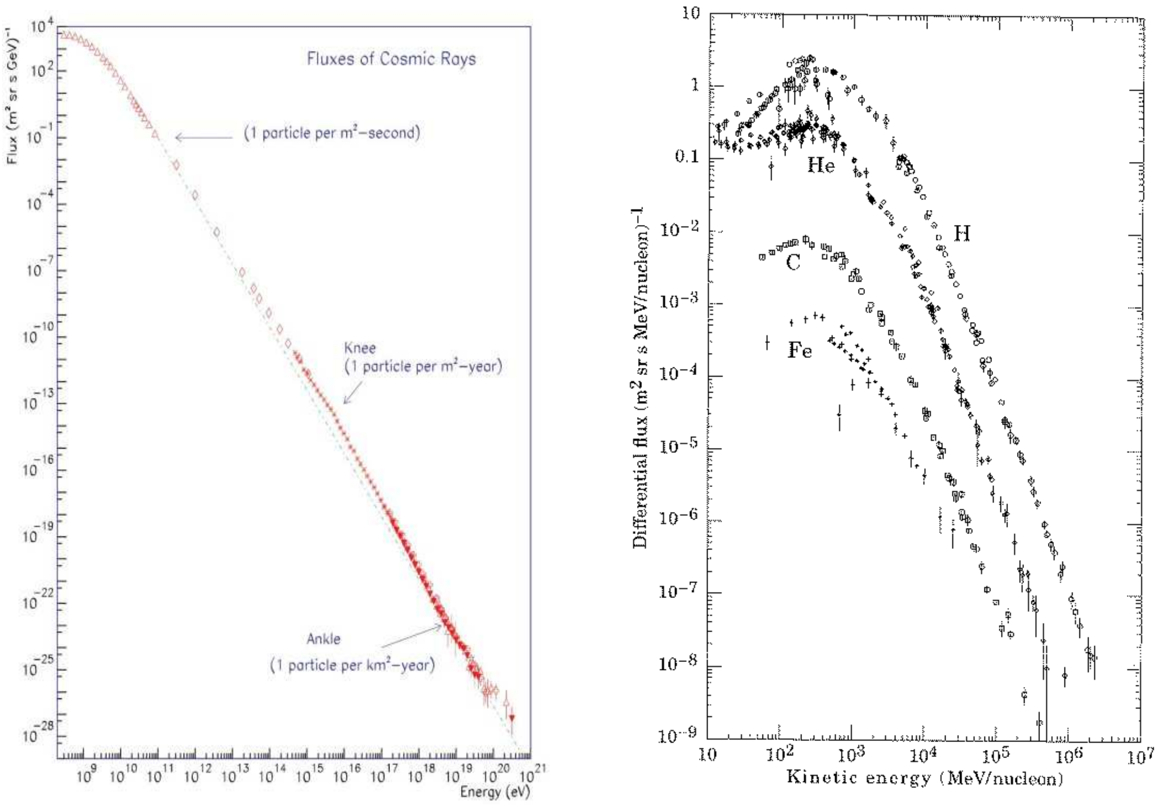


Figura 1.3: Espectro de energía de los rayos cósmicos medidos en la Tierra para todas las partículas [2] (izquierda) y para los componentes principales de los rayos cósmicos (derecha) [1].

Sin embargo, aún no se ha establecido ninguna conexión concluyente entre ellos y la producción o aceleración de rayos cósmicos.

Por último, los rayos cósmicos más energéticos ($E > 10^{20}$ eV) son aún fuente de gran controversia. La interacción de los rayos cósmicos (fundamentalmente protones) con los fotones del fondo cósmico de microondas provoca pérdidas de energía, principalmente debido a la fotoproducción de piones[2] [3], de modo que los rayos cósmicos que se detectan en la Tierra no pueden tener una energía mayor que cierto valor, llamado límite GZK[3], que es 5×10^{19} eV para protones. Sin embargo, algunos experimentos afirman haber detectado rayos cósmicos con energías superiores al límite GZK, aunque actualmente se desconoce su origen y los resultados experimentales son controvertidos [4] [5] [6] [7, 8, 9] [10, 11, 12] [13].

Para la búsqueda e identificación de fuentes, es necesario comparar las abundancias de los elementos en esas fuentes con las abundancias medidas en la Tierra. Por otro lado, la sobreabundancia de algunos elementos observada en los rayos cósmicos respecto a las abundancias del Sistema Solar

más altas entre todas las clases estelares conocidas, que les hace perder toda su envoltura de H y He, y parte de C. Durante toda su vida ($\approx 5 \times 10^5$ años) una WR emite una cantidad de materia y energía cinética comparable a la de un evento de tipo supernova.

[2]Cuando una partícula que tiene una energía superior a cierto umbral colisiona con un fotón pierde parte de su energía, que se transforma en piones. El número de piones creado y la cantidad de energía que absorben se incrementa rápidamente conforme aumenta la energía de la partícula incidente.

[3]Greisen, Zatsepin y Kuz'min.

(figura 1.2), especialmente los núcleos ligeros (que en su mayoría no son productos finales de las reacciones de nucleosíntesis estelares), se explica en la mayoría de los modelos mediante reacciones de espalación de núcleos muy abundantes a lo largo de su propagación en el medio interestelar. El C y O producen los elementos ligeros (Li, Be y B), mientras que el Fe produce Sc, Ti, V, Cr y Mn. En particular, la medida precisa de los cocientes de abundancias ^{3}He/^{4}He, ^{10}Be/^{9}Be, B/C, etc., puede limitar los parámetros de los modelos de propagación de los rayos cósmicos (como el tiempo de confinamiento en la Galaxia, el número de supernovas, la densidad y abundancias del medio interestelar, etc.). Estos estudios requieren una medida exhaustiva y precisa de la composición de los rayos cósmicos, determinando su masa con gran precisión en un rango de energía tan amplio como sea posible.

- Aceleración de los rayos cósmicos

El espectro de energía observado es consecuencia de la combinación de la inyección, aceleración y propagación de los rayos cósmicos desde su región de origen a través del medio interestelar.

Como se ha comentado en el apartado anterior, las supernovas, en particular los frente de onda de choque de los remanentes, son considerados actualmente como los candidatos más probables a producir la aceleración de los rayos cósmicos galácticos. Esta asunción se basa en dos hechos. En primer lugar, el flujo de energía liberado en la explosión (típicamente unos $\sim 10^{50}$ erg en partículas rápidas) junto con la frecuencia de supernovas, suministran la energía necesaria para la aceleración a un ritmo tal que puede explicar el flujo de rayos cósmicos en el rango de energías observado. En segundo lugar, la detección de radiación sincrotrón en estas regiones evidencia la existencia de electrones acelerados a grandes velocidades.

Por otro lado, el escape de rayos cósmicos de la Galaxia depende de la energía de las partículas. Esto explica la disminución del flujo de partículas, o equivalentemente, el aumento de la pendiente del espectro de energía (figura 1.3 (izquierda)) a partir de cierta energía ("rodilla"), aunque también puede deberse a variaciones del mecanismo de aceleración, que podría resultar más eficiente para rayos cósmicos con energías menores.

Por último, el valor del índice espectral no depende de la carga o del número atómico de las especies, como se ilustra en la figura 1.3 (derecha), donde se representa el espectro de energía diferencial para los principales componentes de los rayos cósmicos, lo que indica que todas ellas se aceleran mediante el mismo mecanismo.

Para los rayos cósmicos más energéticos, el mecanismo de aceleración más aceptado es el que tiene lugar en campos magnéticos móviles y plasmas magnetizados. El movimiento aleatorio de los rayos cósmicos relativo al del campo magnético produce una disminución o un aumento de la energía de la partícula, siendo el resultado neto una ganancia de energía.

Por tanto, para estudiar los modelos de aceleración de rayos cósmicos, es necesario un estudio del espectro de energía con gran estadística y precisión que abarque el mayor rango energético posible.

1.2.2 Materia oscura

Existen claras evidencias de que la mayor parte del contenido material del Universo es no luminoso (oscuro). Las pruebas más directas de la existencia de materia oscura las proporcionan la dispersión de velocidades de galaxias en cúmulos y las curvas de velocidad de rotación de galaxias espirales. Para explicar la dinámica de estos sistemas, es necesario considerar que son mucho más masivos de lo que la materia luminosa observada indica.

La abundancia de bariones obtenida a partir de la nucleosíntesis y la no detección de candidatos bariónicos plausibles indican que la materia oscura debe ser en su inmensa mayoría no bariónica, es decir, no compuesta por protones y neutrones. La primera partícula propuesta como candidata a formar la materia oscura fue el neutrino, pues es muy abundante y de detección difícil debido al pequeño valor de su sección eficaz de colisión. Sin embargo, el valor de su masa (recientemente medido) no es suficientemente grande como para dar cuenta del defecto de materia observado. Además, se sabe (por las medidas del fondo cósmico de microondas y la formación de estructuras) que la materia oscura debe ser no relativista.

Las teorías de Física de Partículas más allá del Modelo Estándar contienen candidatos no bariónicos a materia oscura. El neutralino, la partícula estable más ligera de ciertas extensiones supersimétricas del Modelo Estándar, es un candidato muy plausible para resolver el problema de la materia oscura.

Suponiendo que las galaxias están inmersas en un halo formado por neutralinos (χ), podrían detectarse los productos de las aniquilaciones del tipo

$$\begin{aligned}\chi + \chi &\rightarrow \mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \\ &\rightarrow \mathrm{p}\overline{\mathrm{p}} \\ &\rightarrow \mathrm{D}\overline{\mathrm{D}} \\ &\rightarrow \gamma\gamma\end{aligned}$$

Debido a la gran cantidad de electrones, protones y núcleos presentes tanto en los rayos cósmicos (primarios o secundarios) como en el entorno de la Tierra, resulta más adecuada la detección de las señales de aniquilación a través de las antipartículas.

Tanto los positrones como los antiprotones y antideuterios pueden generarse por espalación de los rayos cósmicos durante su propagación en el medio interestelar. En el caso de los positrones, si se produce la aniquilación de neutralinos en el halo de la Galaxia, se espera encontrar un aumento del cociente $\mathrm{e}^+/\mathrm{e}^-$ en torno a la masa del neutralino, ya que puede considerarse que la aniquilación tiene lugar cuando las partículas están en reposo (figura 1.4). Análogamente, debido a que el flujo de $\overline{\mathrm{p}}$ secundarios decrece a energías <1 GeV [14], se observaría en esa región del espectro un exceso en el cociente $\overline{\mathrm{p}}/\mathrm{p}$ predicho por los modelos de propagación. De manera similar, el número de $\overline{\mathrm{D}}$ secundarios es despreciable a energías menores que ~ 3 GeV/A [15], pudiendo detectarse en ese rango de energía la contribución supersimétrica (figura 1.5).

Por otro lado, los rayos gamma resultantes de la aniquilación de neutralinos pueden detectarse en el fondo difuso de rayos gamma como un exceso de flujo en el espectro en la región en torno a la masa del neutralino o como líneas de emisión. El modelo de halo galáctico formado por materia oscura fría de Navarro, Frenk y White, predice un aumento significativo de la distribución de masa cerca del centro del halo [18]. Si esto fuera aplicable a la Vía Láctea, se produciría un incremento de la emisión de rayos gamma proveniente del centro galáctico. Además, la aniquilación de neutralinos cosmológicos produciría una emisión gamma en el fondo difuso extragaláctico.

La discriminación de la señal del ruido de fondo en estas medidas es muy importante, debido a la pequeña magnitud de los efectos que se pretenden medir. Por tanto, la medida de estos flujos requiere un detector con excelentes capacidades en la identificación de partículas y en la detección de rayos gamma, además de tener gran sensibilidad, buena resolución en la energía y un tiempo de exposición suficientemente grande como para acumular una gran estadística.

Por último, cabe mencionar que además de la búsqueda de materia oscura a través de las medidas del espectro de rayos gamma, también se pueden estudiar fenómenos altamente energéticos que producen radiación en ese rango de energía, como las fulguraciones solares, las explosiones de rayos gamma, las emisiones de cuásares, etc. En particular, estos datos pueden contribuir a la mejora del mapa del fondo difuso de rayos gamma de la Galaxia realizado por EGRET, así como a la búsqueda e identificación de fuentes.

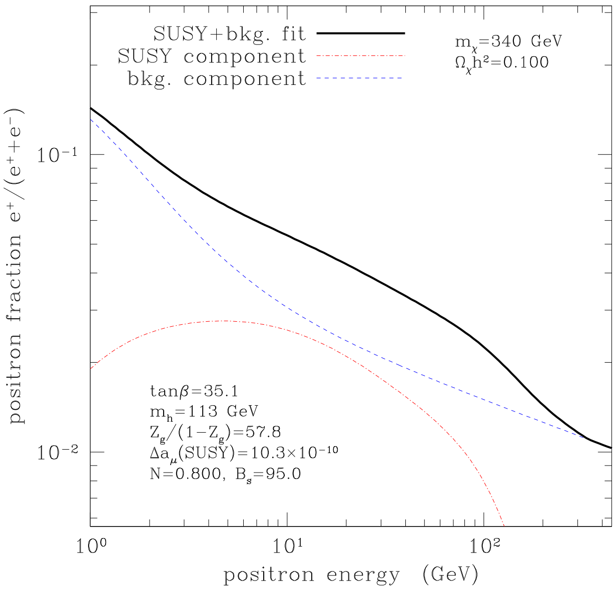


Figura 1.4: Exceso en el cociente $e^+/(e^++e^-)$ debido al aumento de positrones por aniquilación de neutralinos. En rojo se representa la componente supersimétrica, en azul la contribución proveniente de otros procesos y en negro la suma de ambas [16].

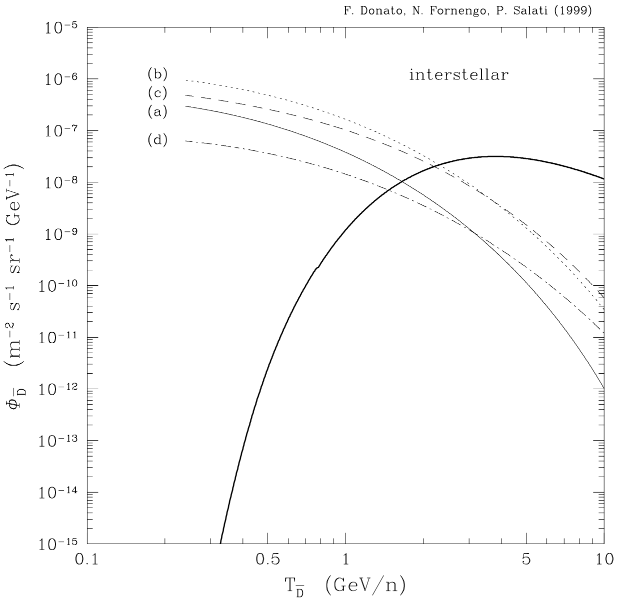


Figura 1.5: El flujo de antideuterios secundarios desciende conforme la energía disminuye (línea continua), mientras que el espectro de energía de los antideuterios supersimétricos tiende a aplanarse [15] (casos a, b, c y d discutidos en [17]).

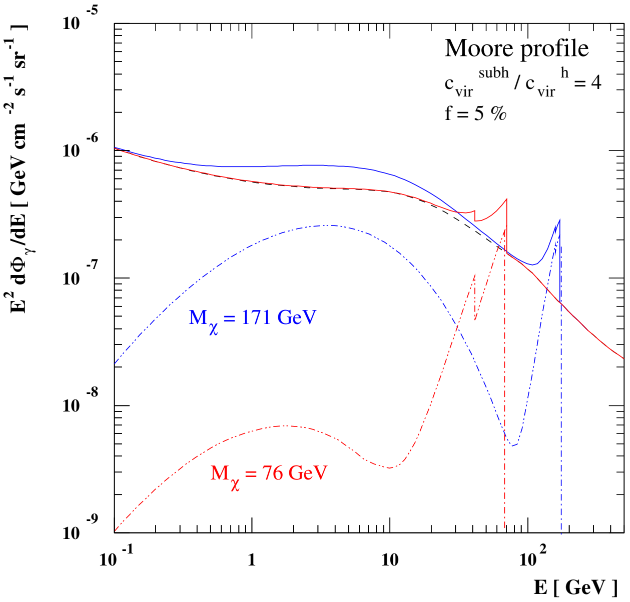


Figura 1.6: Exceso de flujo en el fondo difuso de rayos gamma y líneas producto de la aniquilación de neutralinos. Las señales supersimétricas están etiquetadas con los valores de las masas de los neutralinos considerados. El perfil de halo galáctico es el de Moore [19].

1.2.3 Antimateria

El *Big Bang* es el modelo de origen y evolución del Universo más robusto y aceptado, que cuenta con importantes confirmaciones observacionales (la expansión del Universo, las abundancias relativas de los elementos ligeros y la existencia del fondo cósmico de microondas). Sin embargo, no se conoce el mecanismo que lleva al dominio de la materia sobre la antimateria (bariogénesis).

Las condiciones para que se produzca la bariogénesis las formuló Sakharov en 1967 [20]: violación de la conservación del número bariónico y violación de las simetrías C y CP[4] en un estado de no equilibrio. Estas condiciones se dan de manera natural en los primeros instantes del Universo, pero se desconoce cuál es el mecanismo concreto que produjo la asimetría. Además, hasta ahora no se ha observado cantidad alguna de antimateria cosmológica.

Analizando los datos del fondo difuso de rayos gamma se puede poner una cota inferior al tamaño máximo de las regiones de antimateria (la aniquilación materia-antimateria produce radiación gamma). Suponiendo que la materia y la antimateria se distribuyen en regiones separadas, este análisis indica que la parte del Universo dominada por antimateria más cercana debe estar al menos a 1 Gpc [21]. Pero este resultado se aplica a universos con la misma cantidad de materia que de antimateria. Este límite es menos restrictivo si se relaja esa condición, de forma que la existencia de dominios astronómicos de antimateria no está completamente excluida.

La búsqueda directa de antimateria se realiza a través de la detección de antipartículas primarias en los rayos cósmicos. Los positrones y los antiprotones son comunes en los rayos cósmicos, pues son producto de las reacciones de espalación que estos sufren a lo largo de su propagación por el medio interestelar. Sin embargo, la probabilidad de que se produzcan antinúcleos más pesados que el hidrógeno mediante estas reacciones es despreciable, por lo que si existen deberían haberse generado en antiestrellas. Así, la detección de un único $\overline{\mathrm{He}}$ evidenciaría la existencia de esas antiestrellas o incluso de antigalaxias.

Por tanto, al igual que en el caso de la materia oscura, para realizar una medida de los antinúcleos presentes en los rayos cósmicos es necesario contar con una excelente capacidad de identificación de partículas y acumular una gran estadística, lo cual permite además incrementar el rango de energía de detección. La ubicación del detector en un entorno libre de ruido de fondo (lejos de la atmósfera terrestre, donde se generan gran cantidad de rayos cósmicos secundarios) es fundamental para conseguir mejorar los límites y precisiones de los datos existentes hasta la fecha.

[4] Carga y carga-paridad, respectivamente.

Capítulo 2

El detector AMS-02

2.1 Detección de partículas

La detección de las partículas [22] se realiza a través la medida de los efectos que se producen cuando interaccionan con la materia (detector). Estas interacciones serán distintas según el tipo de partícula de que se trate (leptón o hadrón), de sus propiedades (carga, masa) y de su energía cinética.

Cada tipo de interacción puede ser el principio de diseño de un detector diferente, por lo que la gran variedad de interacciones posibles hace que exista un gran número de detectores de partículas.

2.1.1 Interacción partículas - materia

En el caso de partículas cargadas, la interacción con la materia consiste principalmente en colisiones con los electrones y núcleos del medio. Los efectos que estas interacciones tienen en las partículas incidentes son esencialmente la pérdida de parte de su energía cinética y la desviación respecto a su trayectoria inicial. A continuación se describen brevemente los procesos más relevantes en el diseño de detectores.

Cuando partículas cargadas pasan a través de la materia transfieren parte de su energía cinética a los átomos del material, excitando sus electrones o ionizándolos, creando pares electrón-ion a su paso. La desexcitación de esos electrones lleva a la emisión de fotones de baja energía. El promedio de la pérdida de energía por unidad de longitud es

$$\frac{dE}{dx} \propto -\frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\frac{k\beta^2\gamma^2}{I^2} - \beta^2\right] \tag{2.1}$$

donde Z, A e I son el número atómico, el peso atómico y la energía de ionización promedio del material; $\beta = v/c$ es la velocidad de la partícula incidente, γ su factor de Lorentz y z su carga eléctrica en unidades de la carga del electrón; y k es una constante.

La cantidad de energía transferida al medio en estas interacciones es en general una fracción pequeña de la energía cinética total de la partícula incidente, pero como la densidad de los materiales suele ser tal que el número de colisiones por unidad de longitud es muy grande, las pérdidas se suman resultando en una disminución neta de la energía cinética.

Una partícula cargada que atraviesa un material sufre múltiples desviaciones de su trayectoria debido a la interacción con los potenciales Coulombianos de los electrones y núcleos del medio (*scattering* múltiple). La mayoría de las deflexiones sufridas por la partícula son pequeñas, pero la suma de todas ellas a lo largo de su trayectoria resulta finalmente en una deflexión neta de la dirección inicial.

Además, el *scattering* Coulombiano con los núcleos del material puede frenar las partículas incidentes, que emiten una fracción de su energía cinética en forma de fotones (*bremsstrahlung*). En este caso, el promedio de la pérdida de energía por unidad de longitud es

$$\frac{dE}{dx} \propto -\frac{Z^2}{A}\frac{z^2}{m^2}\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)E$$

donde Z y A son el número y el peso atómico del material y z, m y E son el número atómico, la masa y la energía de la partícula incidente. De la fórmula anterior se deduce que las pérdidas de energía por radiación de frenado muestran una dependencia importante con el material (Z) y son más significativas en partículas con energías altas o masas pequeñas (por ejemplo, electrones). La pérdida de energía por radiación puede expresarse en función de la longitud de radiación, X_0, que se define como la longitud de material atravesado a la que la energía de la partícula ha disminuido en un factor $1/e$, es decir, $dE/dx = -E/X_0$.

Existen otros procesos en los que las pérdidas de energía de las partículas incidentes se producen a través de la interacción de fotones virtuales con el campo Coulombiano de los núcleos del material (producción de pares electrón-positrón e interacciones nucleares inelásticas). En estos casos, la pérdida de energía que supone en la partícula es proporcional a su energía cinética.

Por tanto, según la energía cinética de la partícula incidente las pérdidas estarán dominadas por unas interacciones u otras, como se ilustra en la figura 2.1, donde se ha representado la fracción de energía perdida por unidad de longitud de muones en hierro.

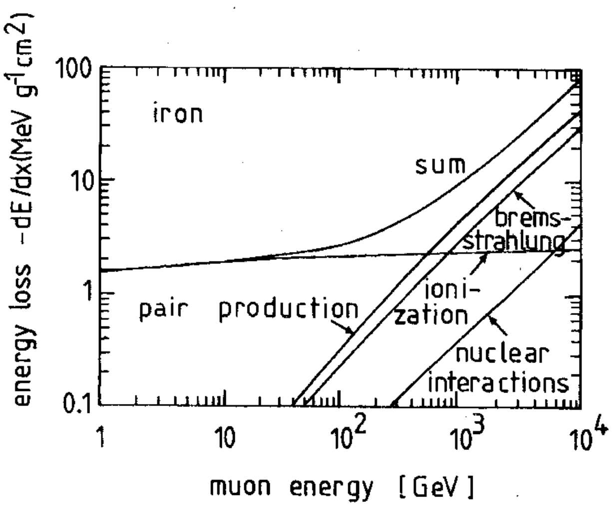


Figura 2.1: Contribuciones a la pérdida de energía de muones en hierro [23].

Finalmente, existen interacciones en las que la energía que pierde la partícula es despreciable respecto a la perdida en los procesos colisionales. Esto sucede cuando una partícula cargada atraviesa un medio de índice de refracción n con una velocidad mayor que la velocidad de fase de la luz en ese medio, $v > c/n$ (radiación Čerenkov) o cuando atraviesa medios con distintas propiedades dieléctricas (radiación de transición).

Las propiedades de la radiación Čerenkov (geometría e intensidad) están relacionadas con la velocidad y la carga de la partícula. En el caso de la radiación de transición, la geometría y la longitud de onda de la emisión son funciones del factor de Lorentz de la partícula, pero no la intensidad.

2.1.2 Interacción fotones - materia

Los fotones, al no tener carga eléctrica, no pueden interaccionar con la materia por medio de colisiones inelásticas (por conservación del momento), sino que lo hacen principalmente a través de procesos en los que son absorbidos completamente por el material o en los que son dispersados. De nuevo, se describen a continuación los procesos más utilizados en la detección de estas partículas.

En el efecto fotoeléctrico el fotón incidente es absorbido por un electrón ligado, liberándose y dejando el átomo excitado. La desexcitación puede producirse a través de dos mecanismos: la emisión de rayos X o de otro electrón (efecto Auger).

La producción de pares consiste en la conversión de un fotón en un par electrón-positrón en presencia de un tercer elemento (por conservación del momento), que generalmente es un núcleo. Esta interacción es posible para fotones con energías mayores que cierto umbral, que depende de las masas en reposo de las partículas creadas y de la energía que se transfiere al núcleo.

El efecto Compton describe el *scattering* entre fotones y partículas cargadas, aunque el que se produce con electrones atómicos "quasi"-libres[1] es el que generalmente se utiliza en la detección de fotones. Las consecuencias del efecto Compton son la dispersión de ambas partículas y la transferencia de parte de la energía del fotón al electrón.

Las secciones eficaces de estos procesos dependen principalmente de la energía del fotón E_{fot} y del número atómico Z del material con el que interacciona. Se muestra en la figura 2.2 la dependencia de las secciones eficaces con la energía del fotón incidente (izquierda) y los rangos de E_{fot} y Z en los que domina cada efecto (derecha).

La combinación de la creación de pares con la radiación de frenado da lugar a las cascadas electromagnéticas. La incidencia de un fotón altamente energético en un material genera un par electrón-positrón, que al frenarse emite fotones, que a su vez crean pares electrón-positrón, y así sucesivamente. La cascada de partículas se detiene cuando los pares generados tienen una energía tal que dominan los procesos de ionización/excitación sobre la emisión de fotones de frenado. El proceso puede iniciarlo igualmente un electrón de alta energía.

El desarrollo de la cascada depende de la energía de la partícula inicial y de la energía crítica del material (por debajo de la cual comienzan a dominar los procesos colisionales sobre los radiativos).

2.1.3 Interacciones no electromagnéticas

Los hadrones interaccionan con la materia a través de interacciones fuertes con los núcleos. Éstas pueden ser de muchos tipos, como *scattering* elástico e inelástico, absorción, fisión, etc., y prevalecen unas sobre otras dependiendo de la energía de la partícula incidente.

Las partículas generadas en las interacciones fuertes pueden a su vez interaccionar de la misma forma, generándose una cascada hadrónica cuyo desarrollo depende principalmente de la longitud

[1] Los electrones ligados pueden considerarse libres si la energía de la partícula incidente es grande comparada con la energía de ligadura.

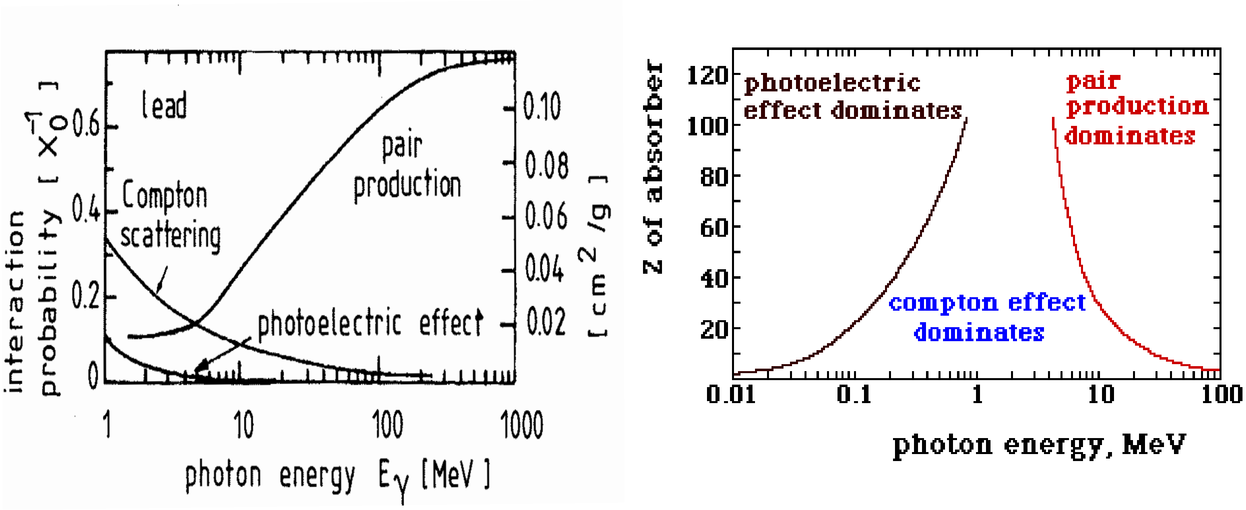


Figura 2.2: Probabilidad de interacción de fotones en hierro en unidades de longitud de radiación en función de la energía de los fotones [24] (izquierda) y rangos de energía del fotón y número atómico del material en los que dominan las distintas interacciones entre materia y radiación [25] (derecha).

de absorción nuclear promedio del material, que se define como

$$\lambda_A = \frac{1}{N\sigma_{inel}}$$

donde $N = N_A\rho/A$ es el número de núcleos por unidad de volumen y σ_{inel} es la sección eficaz para colisiones inelásticas.

2.2 Detectores de partículas

Según el proceso que se escoja para la detección de partículas, se miden unas u otras propiedades de las mismas, como la velocidad, la energía, la carga, la masa, etc. Las capacidades de distintos detectores pueden complementarse para determinar una de ellas o combinarse para medir varias simultáneamente. Se describen a continuación algunos de los detectores de partículas más utilizados en Física de Altas Energías [22, 26].

2.2.1 Centelleadores

Los centelleadores son materiales en los que la excitación de sus átomos producida por una partícula cargada induce la emisión de fotones. Esta radiación se transmite a través del material, se recoge y se detecta mediante dispositivos electrónicos (fotodiodos, fotomultiplicadores, etc.).

La cantidad de luz emitida depende de la eficiencia de conversión de la energía de la partícula en fotones y en buena aproximación, es proporcional a esta última. Sin embargo, debido a procesos de absorción en el centelleador y a la eficiencia del sensor óptico, se detecta solamente una fracción de los fotones generados.

Los materiales centelleadores más comunes son gases nobles sin impurezas (en estado gaseoso o líquido), plásticos con aditivos fosforosos o cristales inorgánicos (NaI(Tl), ICs(Tl), BGO, etc.). Se diferencian fundamentalmente en la longitud de onda y el número de fotones emitidos, en la rapidez con que se produce la emisión y en la capacidad para transmitirlos.

Los centelleadores pueden utilizarse para medir la posición de las partículas (detector de trazas), el tiempo de impacto respecto a un tiempo de referencia (detector de tiempo de vuelo) y la energía depositada por la partícula, mediante la digitalización de tiempos o de carga recogida, respectivamente.

2.2.2 Detectores de ionización

Un detector de ionización consiste esencialmente en un sistema de electrodos separados por un medio que se ioniza al paso de una partícula cargada o un fotón (generalmente un gas). Los pares electrón-ion creados son separados y guiados hacia los electrodos mediante un campo eléctrico.

La resolución de estos detectores depende principalmente de la probabilidad de creación de pares electrón-ion, de la difusión de las cargas en el medio (velocidad de deriva, movilidad) y de la electrónica de lectura de la señal.

Dependiendo de la intensidad del campo eléctrico aplicado, los detectores de ionización tienen distintos modos de operación (ver figura 2.3). En las cámaras de ionización el campo es tal que la señal generada no se amplifica. Al aumentar la intensidad del campo los electrones primarios se aceleran, ionizando a su vez el medio y amplificando la señal inicial. La señal recogida en este caso depende de las probabilidades de ionización primaria y secundaria y de la probabilidad de recombinación de los pares electrón-ion. La amplificación puede ser proporcional a la carga inicial, como en el caso de los contadores proporcionales, o no, como en los contadores Geiger, en los que el efecto fotoeléctrico contribuye a la generación de electrones.

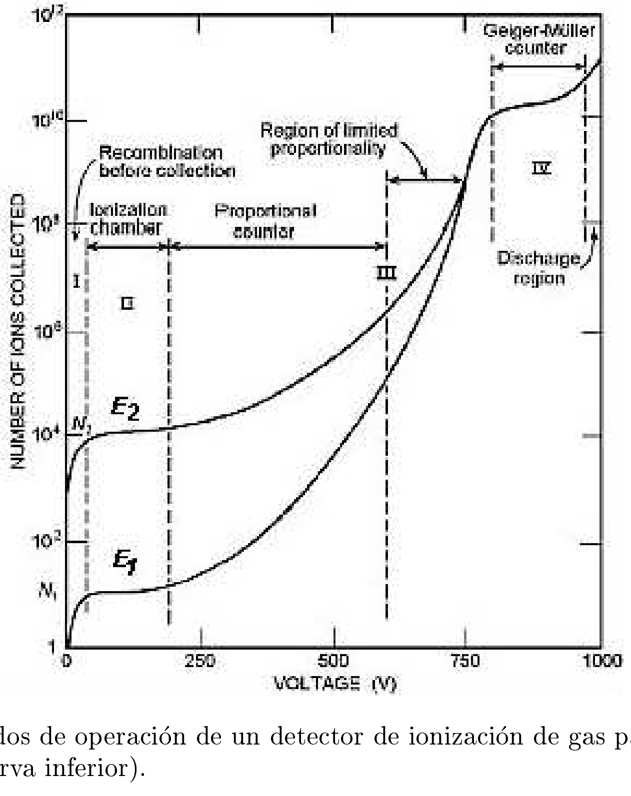


Figura 2.3: Modos de operación de un detector de ionización de gas para partículas α (curva superior) y β (curva inferior).

Con los detectores de ionización descritos se mide la energía que la partícula deposita en el medio (digitalización de la señal en carga). Existen variantes más complejas con las que además se puede localizar la posición del foco ionizante. Por ejemplo, las cámaras multihilos consisten en dos planos de cátodos entre los que se centra un plano de hilos metálicos (ánodos) equiespaciados entre sí, que funcionan como contadores proporcionales independientes. El hilo más cercano a la partícula incidente proporciona la señal de mayor amplitud. En las cámaras de deriva la zona sensible se diferencia en una zona de amplificación y una zona de deriva en la que la velocidad de desplazamiento de las cargas es constante. La medida del tiempo de deriva proporciona la distancia a la que se produjo la ionización. En ambos casos, combinando varios planos detectores se puede realizar un seguimiento de la trayectoria de la partícula.

2.2.3 Detectores Čerenkov

Los detectores Čerenkov consisten en un material radiador en el que se produce la emisión de fotones si lo atraviesa una partícula cargada con una velocidad por encima de un umbral (velocidad de la luz en ese medio) y un sensor óptico que detecta la radiación.

Los radiadores se escogen en función de la velocidad umbral, de la cantidad de fotones que pueden emitir y de la capacidad para transmitirlos.

Los detectores Čerenkov se utilizan principalmente en la identificación de partículas. Para dos partículas con el mismo momento pero distinta masa, la más ligera tendrá una velocidad mayor que la más pesada. Si el umbral del radiador es menor que la velocidad de la partícula ligera (pero mayor que la de la partícula pesada), solamente ésta emitirá radiación Čerenkov.

Si el sensor óptico es capaz de medir el ángulo de emisión de los fotones, también es posible determinar la velocidad de la partícula (DISC - *Discriminating Čerenkov Counter*). Los detectores RICH (*Ring Imaging Čerenkov*) son además capaces de contar los fotones emitidos, por lo que pueden determinar tanto la velocidad como la carga de la partícula (ver sección 2.4).

2.2.4 Detectores de radiación de transición

Dado que la probabilidad de que se produzca la radiación de transición es baja, estos detectores se componen de muchas capas de material radiador separadas entre sí, de manera que una partícula sufra el mayor número de transiciones posibles y por tanto aumente la cantidad de fotones emitidos, que son recogidos por un sensor óptico. Es usual encontrar detectores de este tipo en los que el material radiador y el sensible a la radiación se intercalan.

La eficiencia de detección depende principalmente de la probabilidad con que se produzca la radiación y de la absorción de fotones en el radiador y en el medio de separación. También hay que considerar los fenómenos de interferencia entre los fotones producidos en las distintas capas.

Estos detectores resultan útiles en la identificación de partículas, que realizan de igual forma que los detectores Čerenkov. Como la radiación de transición depende del factor de Lorentz, son capaces de discriminar partículas ultrarrelativistas, a las que son menos sensibles otros detectores basados en procesos que dependen solamente de la velocidad. Finalmente, los detectores que entremezclan radiador y sensor pueden seguir la trayectoria de la partícula.

2.2.5 Calorímetros

Los calorímetros consisten en un bloque de material que favorece el desarrollo de cascadas electromagnéticas o hadrónicas (baja X_0 o λ_A, respectivamente) cuando incide en ellos una partícula. Si la partícula se absorbe completamente en el volumen del detector, es posible determinar su energía total acoplando otros detectores como centelleadores o cámaras de ionización que miden las pérdidas de energía de las partículas secundarias.

Puesto que el desarrollo de la cascada es un proceso estadístico, la resolución en la determinación de la energía de la partícula es inversamente proporcional a su raíz cuadrada.

La identificación de partículas puede realizarse mediante calorímetros si se intercalan planos de material activo (detector) en el material pasivo (absorbente). Esto permite realizar un muestreo de la cascada, cuyo desarrollo dependerá de la naturaleza de la partícula (figura 2.4), y determinar la posición de la partícula.

El método calorimétrico es una técnica de detección destructiva, pues al absorber la partícula imposibilita la realización de otras medidas.

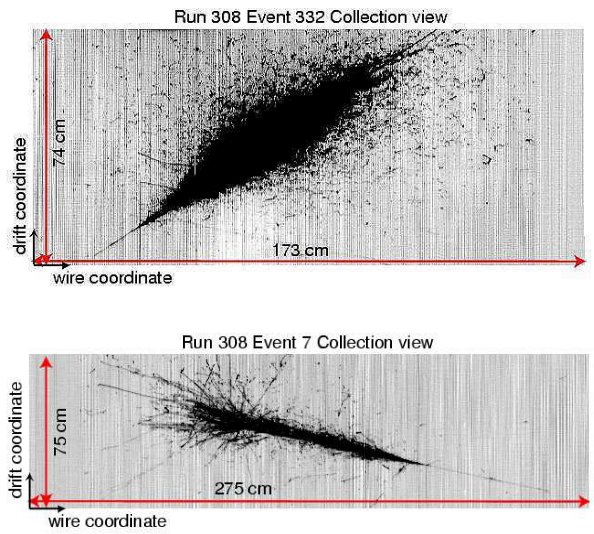


Figura 2.4: Cascada electromagnética (arriba) y hadrónica (abajo) detectada por el experimento ICARUS. Datos tomados con rayos cósmicos en Pavía, en el verano de 2001 [27].

2.2.6 Espectrómetros magnéticos

Los espectrómetros magnéticos son detectores formados por un imán y un detector de trazas. El campo magnético generado por el imán deflecta la trayectoria de las partículas cargadas que lo atraviesan. La medida de su posición en varios puntos de la trayectoria determina el radio de curvatura, que se relaciona con el momento por unidad de carga o rigidez a través de la expresión

$$\rho = \frac{1}{B}\frac{p}{z}$$

donde B es la intensidad del campo. Además, el signo del radio de curvatura proporciona el signo de la carga, y si ésta es conocida, puede determinarse el momento de la partícula.

Por último, cabe decir que la masa de las partículas puede determinarse conociendo tres de las siguientes magnitudes: momento, velocidad, carga y energía, que se pueden medir con cualquiera de los detectores descritos anteriormente.

2.3 Descripción de AMS-02

Como se ha comentado en la sección 1.2, los objetivos científicos del experimento AMS requieren un detector con una gran capacidad de identificación de partículas. También debe poder determinar la energía, tanto de partículas como de rayos gamma, con gran precisión dentro de un amplio rango de energía. La operación del detector debe llevarse a cabo durante un periodo de tiempo suficientemente grande como para poder acumular mucha estadística, en un entorno libre de ruido de fondo para alcanzar la máxima sensibilidad.

AMS-02 es un espectrómetro magnético de gran aceptancia geométrica (0.45 m^2sr) que será instalado en la ISS para detectar rayos cósmicos primarios durante un periodo mínimo de tres años. AMS-02 consta de los siguientes subdetectores / elementos [28]:

1. Imán superconductor cilíndrico de 1.2 m de diámetro interno, formado por 14 bobinas superconductoras que se enfrían por medio de un circuito de He superfluido a 1.8 K. El campo magnético generado es perpendicular al eje del cilindro y proporciona un poder de curvatura $BL^2 = 0.86$ Tm^2.

2. Detector de trazas de silicio (STD - *Silicon Tracker Detector*), que consta de ocho planos de sensores de silicio situados en el volumen interior del imán. Proporciona una resolución en la posición de la partícula de 10 μm en el plano de curvatura y 30 μm en el plano perpendicular al anterior, que se traduce en una gran precisión en la determinación del momento ($\sim$1.5% para protones de 10 GeV/c) y del signo de la carga hasta varios TeV. Además, la energía depositada por la partícula en el silicio permite determinar el valor de su carga.

3. Contador de tiempo de vuelo (TOF - *Time of Flight*), formado por cuatro planos de centelleadores, dos de ellos situados por encima del imán y los otros dos por debajo, con una resolución en el tiempo de vuelo del orden de $\sim$130 ps. También mide la energía que deposita la partícula y permite la discriminación de flujos de partículas ascendentes y descendentes con una separación de $\sim 10^{-8}$. Por último, determina el momento en el que todo el detector se activa[2].

4. Detector de radiación Čerenkov (RICH - *Ring Imaging Čerenkov*), formado por un radiador que combina aerogel de silicio ($n = 1.03$) con NaF en la parte central ($n = 1.33$), y un plano detector de fotomultiplicadores. El umbral de velocidad para cada radiador es $\beta > 0.97$ y $\beta > 0.75$, y la resolución que proporcionan en la determinación de la velocidad es del 0.1% y 0.3% para protones con $\beta = 1$, respectivamente. También mide el valor absoluto de la carga de la partícula hasta $z \sim 25$. La combinación de la medida de β con la del momento permite determinar la masa de partículas en el rango de momento 4-10 GeV/c/A (Agl) y 1-4 GeV/c/A (NaF) y separar isótopos de núcleos ligeros hasta energías de 10 GeV/A.

5. Detector de radiación de transición (TRD - *Transition Radiation Detector*), formado por 20 capas de radiador separadas por tubos proporcionales que usan una mezcla de Xe/CO_2, con el que se identifican positrones con un factor de rechazo de hadrones de $10^2 - 10^3$ en el rango 1.5 - 300 GeV. Además, proporciona cinco puntos de la trayectoria de la partícula, con los que se incrementa la resolución en la determinación de los parámetros de la traza.

6. Calorímetro electromagnético (ECAL - *Electromagnetic Calorimeter*) capaz de muestrear la estructura de la cascada en tres dimensiones. Consta de 9 capas compuestas de láminas

[2]De aquí en adelante se utilizará el vocablo inglés *trigger* para hacer referencia a la activación del detector.

de plomo separadas por fibras centelladoras, con un espesor total[3] de $16X_0$. Determina la energía de rayos gamma, electrones y positrones con una resolución del ~3% para 100 GeV. Además, permite discriminar electrones y positrones de hadrones con un factor de rechazo de 10^4 en el rango 1.5 GeV - 1 TeV.

7. Contadores de anticoincidencia (ACC - *AntiCoincidence Counters*), que consisten en plásticos centelleadores que recubren las paredes interiores del imán para vetar a nivel de *trigger* las partículas que atraviesan lateralmente el detector.

Por tanto, el valor absoluto de la carga de la partícula se mide independientemente en el STD, en el RICH y en el TOF. El signo de la carga y el momento se miden en el detector de trazas. La velocidad la determinan el TOF y el RICH, y el rechazo hadrónico lo proporcionan el TRD, el TOF, el RICH y el ECAL. La estimación de algunas de las capacidades de detección de AMS-02 tras tomar datos durante tres años en la ISS se resumen en la tabla 2.1.

Medida	Estadística/Sensibilidad	Rango de energía
D	10^9	0.1 - 10 GeV/A
^{3}He	10^9	0.1 - 10 GeV/A
^{10}Be	10^5	0.1 - 10 GeV/A
e^+	10^8	0.1 - 300 GV
$\overline{p}$	5×10^5	0.5 - 300 GV
$\overline{He}$/He	10^{-9}	0.5 - 10^3 GV
$\overline{C}$/C	10^{-8}	0.5 - 10^3 GV
Rayos γ	10^4	1 - 10^3 GeV

Tabla 2.1: Estimación de algunas de las capacidades de detección de AMS-02 tras tomar datos durante tres años en la ISS.

La instalación de AMS-02 en la ISS exige el cumplimiento de ciertos requisitos, como el de ser capaz de operar en condiciones de alto vacío en un entorno con intensos niveles de radiación, en particular de núcleos pesados. Además, debe soportar gradientes de temperatura entre -60°C y +40°C, vibraciones en el despegue de 150 Db como máximo y aceleraciones de hasta $3g$ en el despegue y $6g$ en el aterrizaje. La frecuencia propia de cada uno de sus componentes debe superar los 50 Hz. También debe satisfacer los criterios adicionales de seguridad y operatividad en el transbordador espacial y en la ISS, entre los cuales se encuentran tener un peso total menor que 6 T y un consumo de potencia inferior a 2 kW. En la figura 2.5 se muestra un esquema de AMS-02 con todos sus componentes.

En Junio de 1998 se lanzó al espacio un prototipo reducido del detector (AMS-01) formado por un imán permanente, un detector de trazas (6 planos), un contador de tiempo de vuelo (4 planos) y un detector Čerenkov de umbral. Tanto el detector de trazas como el contador de tiempo de vuelo eran prototipos de los que se van a incluir en AMS-02.

AMS-01 operó durante 10 días a bordo del transbordador espacial Discovery, cubriendo latitudes geográficas entre ±51.7° a una altitud entre 320 y 390 km, con objeto de validar los principios de diseño y funcionamiento del detector en las condiciones del lanzamiento y del espacio exterior. Desde el punto de vista científico, el propósito de la misión fue el de adquirir experiencia en la toma de datos reales y medir los flujos de las partículas con el fin de refinar el diseño y las capacidades del detector que se instalará en la ISS.

[3] En longitudes de radiación X_0.

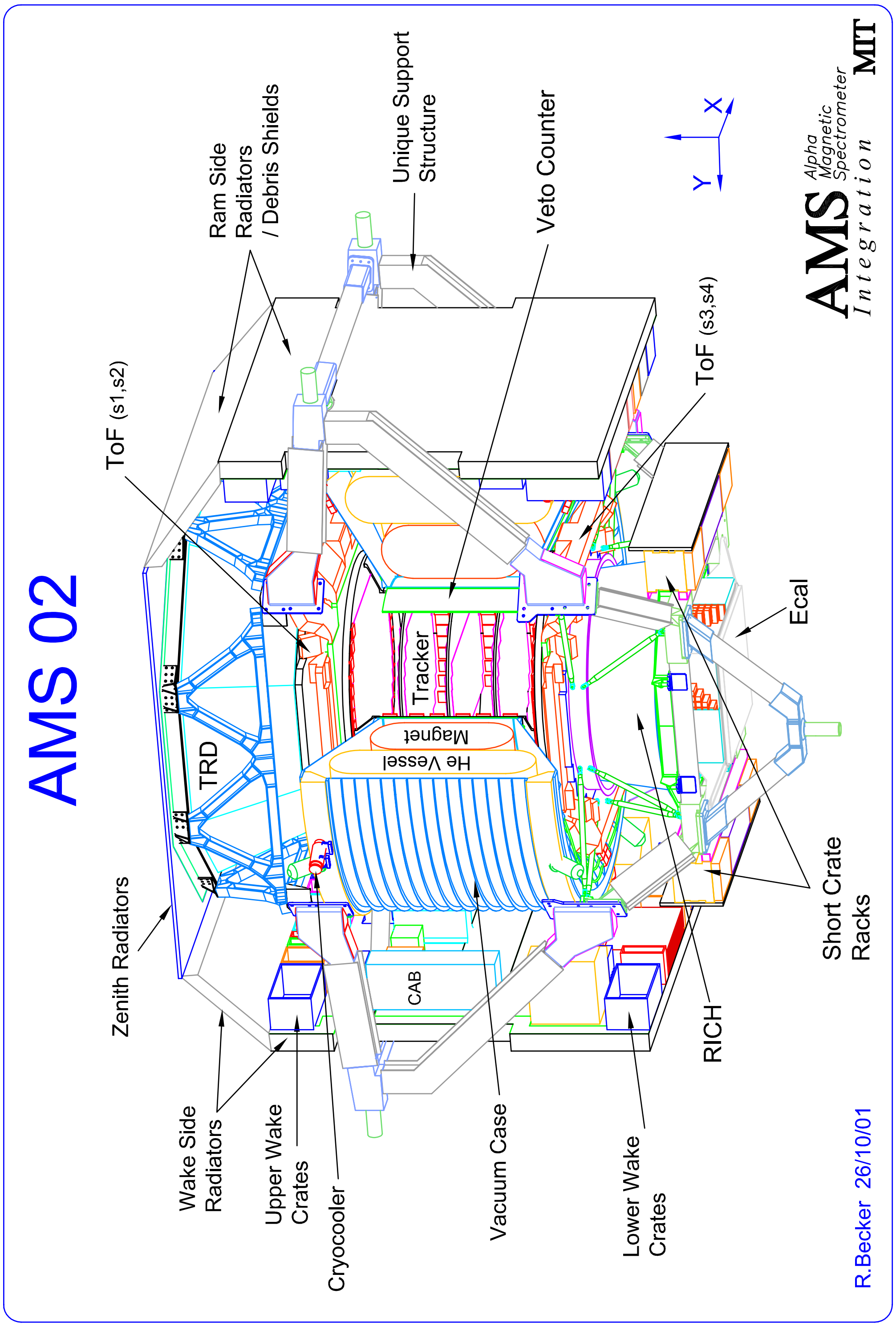


Figura 2.5: Esquema del detector AMS-02 con todos sus componentes.

A pesar del diseño reducido y del corto periodo de toma de datos (≈200 h), AMS-01 detectó un total de 99.5 millones de sucesos. Las medidas proporcionaron unos resultados substancialmente mejores que los obtenidos hasta la fecha con otros experimentos, siendo los siguientes los más destacados [29]:

- No se detectó ningún núcleo de $\overline{\mathrm{He}}$, estableciendo el límite superior del cociente $\overline{\mathrm{He}}/\mathrm{He}$ en 1.1×10^{-6} en el rango 1-140 GV con un nivel de confianza del 95% (ver figura 2.6).
- Se midió el flujo de partículas (p, e^-, e^+, He, C) en los rayos cósmicos a distintas latitudes geomagnéticas con gran precisión. En particular, el índice espectral para protones y He se pudo determinar con una precisión del $\sim$1%.
- Para cada flujo de partículas se detectó y midió un flujo secundario con energías inferiores al límite de apantallamiento del campo magnético terrestre, que se interpreta como partículas generadas en la atmósfera atrapadas dentro de ese campo magnético. Este flujo es distinto al que se obtiene extrapolando las medidas proporcionadas por experimentos en satélites y en globos aerostáticos. El análisis del flujo secundario revela una mayor abundancia de e^+ que de e^- y da un valor del cociente $^3\mathrm{He}/^4\mathrm{He}$ muy distinto al obtenido en el flujo de rayos cósmicos primarios (≈9:1 frente a ≈15:85, respectivamente).

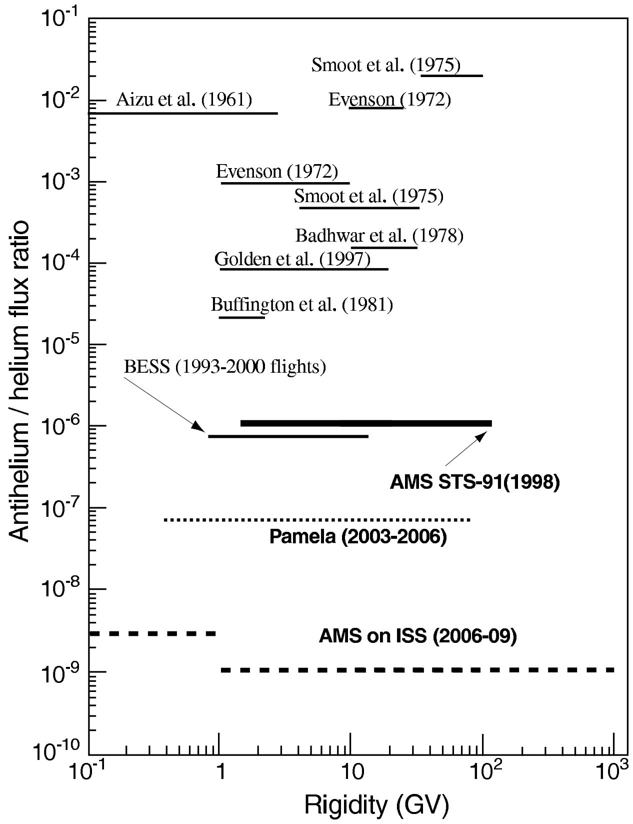


Figura 2.6: Límites superiores del cociente $\overline{\mathrm{He}}/\mathrm{He}$ obtenidos por distintos experimentos. El valor proporcionado por AMS-01 mejora substancialmente los resultados anteriores. Se incluyen los resultados esperados en experimentos futuros, como Pamela y AMS-02 [30].

2.4 El detector RICH de AMS-02

Los detectores Čerenkov están basados en el efecto del mismo nombre [31]. Cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico de índice de refracción $n(\lambda)$ con una velocidad menor que la velocidad de fase de la luz en ese medio, c/n, produce una polarización isótropa. Sin embargo, si su velocidad es $v > c/n$, la polarización del medio es anisótropa, dando lugar a variaciones temporales de los campos dipolares que producen la emisión de radiación electromagnética. Las ondas emitidas forman aproximadamente el mismo ángulo polar con la dirección de la trayectoria de la partícula, cuya expresión es

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \tag{2.2}$$

donde $\beta = v/c$ es la velocidad de la partícula. La emisión de fotones en el ángulo acimutal tiene una distribución plana entre 0 y 2π. Por tanto, la radiación Čerenkov forma un cono de luz en torno a la trayectoria de la partícula incidente. El umbral de velocidad por debajo del cual no se produce el fenómeno es $\beta_{min} = 1/n(\lambda)$.

La intensidad y el espectro de la radiación vienen dados por la relación de Frank-Tamm[4]:

$$\frac{dN_{ph}}{dE} = \alpha z^2 L \mathrm{sen}^2\theta_c \tag{2.3}$$

donde dN_{ph} es el número de fotones con energía entre E y $E + dE$, α es la constante de estructura fina, ze es la carga de la partícula y L la distancia que recorre en el medio.

Las expresiones 2.2 y 2.3 muestran que con una medida del ángulo θ_c se puede determinar la velocidad de la partícula y que a partir del número de fotones emitidos se puede estimar el valor absoluto de su carga.

La identificación de partículas puede realizarse determinando su masa a partir de la velocidad y el momento,

$$m = p\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}$$

con una resolución

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta p}{p} \oplus \gamma^2 \frac{\Delta\beta}{\beta}$$

donde γ es el factor de Lorentz. Por tanto, la precisión en la determinación en la masa está condicionada a las precisiones en las medidas del momento y la velocidad de las partículas.

Para poder distinguir isótopos el error absoluto en la masa debe ser $\Delta m \sim 0.3$ unidades de masa. La precisión en la medida del momento dada por el STD es ~1.5% para partículas con energía cinética por nucleón ~10 GeV, lo cual limita la identificación a partículas con masa m ~15-20 GeV. Para que la contribución al error en la masa debida a la velocidad sea del mismo orden que la anterior, deben conseguirse precisiones en su medida del orden del 0.1% para protones y del 0.01% para partículas con masa m ~15-20 GeV.

La resolución con que el TOF mide la velocidad (~3%) no es suficientemente buena como para realizar separación isotópica de núcleos ligeros, por lo que se incluyó en el diseño de AMS-02 un detector Čerenkov (RICH) capaz de realizar medidas de β con mayor precisión. Además, el RICH proporciona una medida independiente de la carga de la partícula hasta $z = 26$ (Fe) y puede discriminar entre electrones y protones.

[4] Considerando $\hbar = c = 1$.

2.4.1 Descripción del RICH

El RICH de AMS-02 [32] consta principalmente de un material radiador y un plano de detección con el que se miden las propiedades del cono Čerenkov emitido por la partícula (ángulo de apertura y número de fotones) por medio de la detección del anillo de luz que proyecta en dicho plano.

Tiene la forma de un cono truncado con el radiador en su parte superior y el plano detector en la inferior, una altura igual a 60.5 cm y radios de 60 y 67 cm (superior e inferior). Su diseño considera los requerimientos necesarios para poder operar en la ISS, entre los que se encuentran minimizar el peso total y el consumo energético, tener una frecuencia propia de vibración mayor que 50 Hz y ser resistente a vibraciones, aceleraciones, gradientes de temperatura, etc. La configuración actual del RICH satisface esas condiciones, con unos valores estimados del peso y consumo totales de 184 kg y 110 W, respectivamente.

En el detector AMS-02, el RICH se ubica por debajo del plano inferior del TOF y por encima del ECAL. Tanto sus dimensiones como su posición cercana al imán le confieren una gran aceptancia geométrica (aproximadamente un 80% de la aceptancia del imán). El plano de detección se sitúa a unos 130 cm del centro[5] del imán, por lo que le afecta un campo magnético cuyos valores máximos son $|B_x| \sim$300 G, $|B_y| \sim$50 G, $|B_z| \sim$250 G (ver figura 2.7). Además, este plano tendrá un zona central de 64.3×63.8 cm^2 no instrumentada que permite el paso de las partículas hacia el ECAL minimizando las pérdidas de energía.

Los elementos que forman el RICH son los siguientes:

1. Radiador, formado por tres planos de bloques de $11.32\times11.32\times1$ cm^3 de aerogel de silicio[6] que suman un volumen total de 31 l. El índice de refracción es 1.03, lo que sitúa el umbral de detección de las partículas en $\beta_{min} = 0.97$.

   En una superficie de 34×34 cm^2 de la zona central del radiador, se ha sustituido el aerogel por NaF (bloques de $8.5\times8.5\times0.5$ mm^3, $n = 1.33$) que proporcionan un umbral de $\beta_{min} = 0.75$ y conos Čerenkov de gran apertura que salvan la zona no instrumentada, alcanzando el plano de detección. Con esto se consigue aumentar tanto la colección de fotones como el rango de detección.

2. Reflector cónico (aluminio depositado en un substrato de fibra de carbono) de 46.8 cm de altura y 60 y 67 cm de radio (superior e inferior) que cierra el detector, cubriendo la distancia de expansión del cono Čerenkov entre el radiador y el plano de detección para evitar la pérdida de fotones.

3. Plano de detección, situado a 46.8 cm del radiador para que el cono de luz se expanda y su ángulo pueda determinarse con mayor resolución. Está formado por 680 fotomultiplicadores que, debido a la presencia del campo magnético, se han apantallado individualmente con cajas de *permalloy*[7] que sobresalen por encima del área fotosensible unos $\sim$30 mm. Esto supone una pérdida de aceptancia angular que se ha minimizado mediante unas guías de luz que llevan los fotones desde la superficie del plano de detección hasta los fotomultiplicadores.

En la figura 2.8 se muestra un esquema del RICH con todos sus componentes.

En la elección del tipo de sensor de luz del plano de detección se han tenido en cuenta dos tipos de requisitos: los del experimento en sí y los de las condiciones de operación. Dado que el propósito es detectar la luz Čerenkov de baja intensidad, el detector óptimo es un fotomultiplicador capaz

[5] Origen del sistema de referencia de AMS-02.

[6] $m(SiO_2)+2mH_2O$, m número entero.

[7] Permalloy es una aleación de hierro (20%) y níquel (80%) con gran permeabilidad magnética.

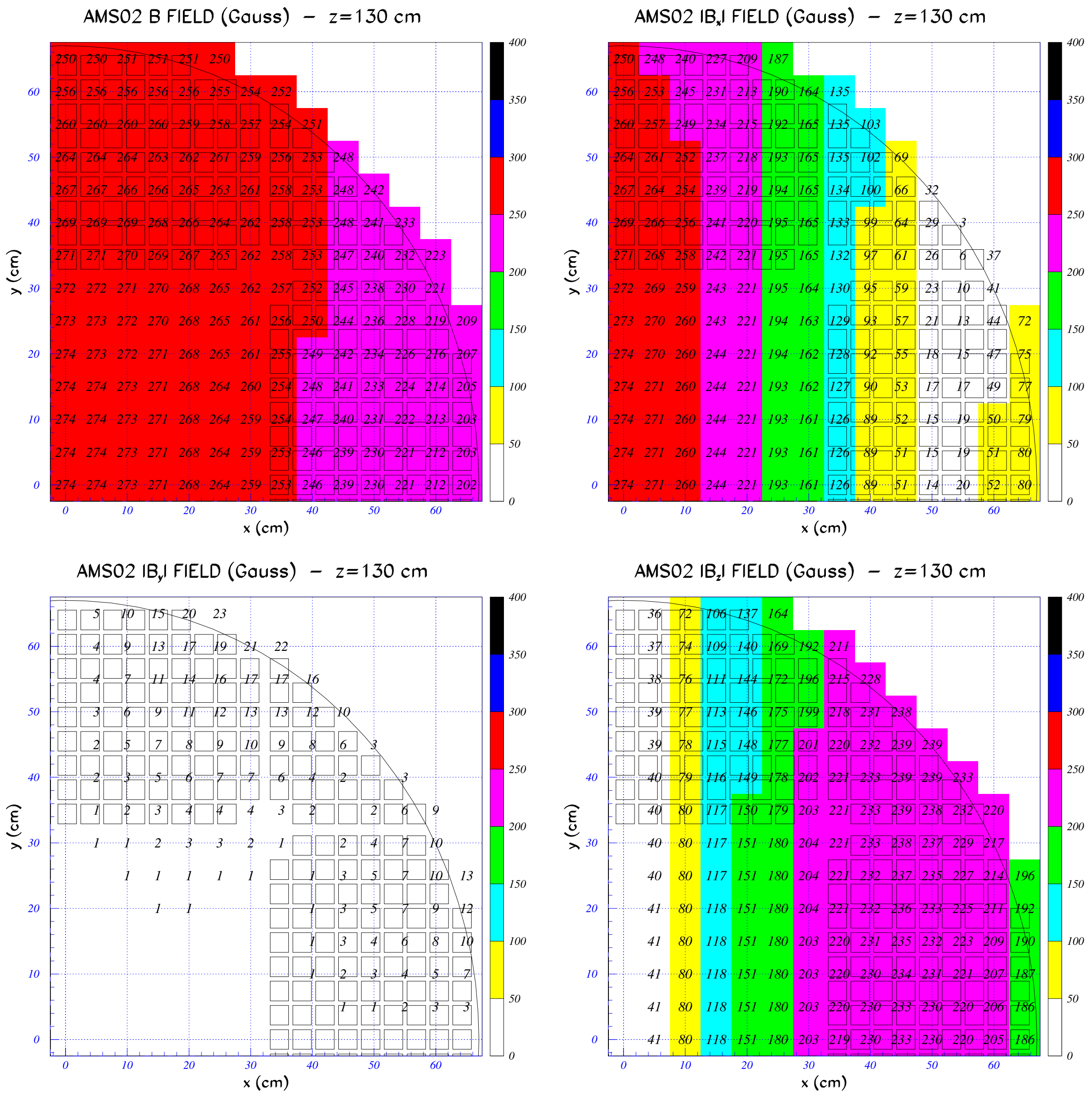


Figura 2.7: Valores del módulo del campo magnético esperados en el plano de detección del RICH: campo total (arriba izquierda) y campo en las direcciones X (arriba derecha), Y (abajo izquierda) y Z (abajo derecha).

de amplificar señales débiles. Como la determinación de la velocidad y la carga de la partícula se realizan a partir de la posición de los fotones del anillo de luz Čerenkov y del número de ellos que lo forman, respectivamente, el fotomultiplicador adecuado debe tener resolución espacial (para aumentar la granularidad del plano de detección y por tanto la precisión en la posición) y debe ser capaz de contar fotones.

Por otro lado, los fotomultiplicadores tendrán que trabajar en un entorno con condiciones extremas (presión baja, gradientes de temperatura, radiación externa considerable) y además cumplir los requisitos de operación en el espacio. Finalmente, su funcionamiento no debe deteriorarse por

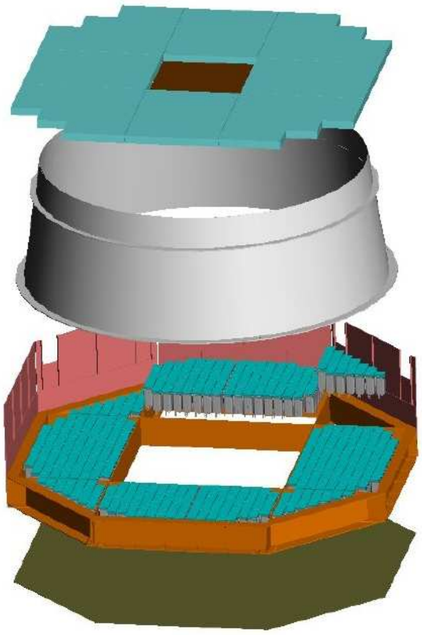


Figura 2.8: Esquema del RICH de AMS-02. De arriba a abajo se muestran el radiador, el reflector y el plano de detección con la rejilla de apantallamiento.

la influencia de campos magnéticos.

El fotomultiplicador comercial que más se ajusta a los requisitos anteriores es el modelo R7600-00-M16 de Hamamatsu Photonics, pues proporciona una amplificación de la señal del orden de 10^6 a un voltaje de operación relativamente bajo ($\sim$800 V), granularidad mediante una estructura multianódica de 4×4 píxeles y capacidad para el contaje fotones. También presenta otras características importantes como una eficiencia cuántica alta ($\sim$20% como máximo), una estructura compacta y ligera, baja sensibilidad a campos magnéticos, etc., que se tratarán en detalle en la sección siguiente.

El área sensible del fotomultiplicador se limita al 44% de su área total, por lo que las guías de luz se han diseñado para que, además de aumentar la aceptancia geométrica del fotomultiplicador, se incremente el área activa del plano de detección llevando los fotones desde ese plano hasta cada uno de los píxeles. Por tanto, las dimensiones de las guías están determinadas por las dimensiones de los fotomultiplicadores y de las cajas de apantallamiento.

Las guías de luz tienen forma de pirámide truncada con un factor de convergencia (relación entre bases) de 0.33 y una altura de 31 mm. La configuración pixelada del fotomultiplicador define la estructura de las guías, que están formadas por 16 toberas de polimetilmetacrilato (PMMA) sin aditivos que absorban la radiación UV, de 30 mm de altura. Las toberas se unen por su parte superior mediante una tapa del mismo material de $34 \times 34 \times 1$ mm^3 a la que van pegadas con un adhesivo óptico (EPO-TEK 301). En la figura 2.9 se muestran un fotomultiplicador, una guía de luz y la unidad fotomultiplicador+guía+caja apantalladora.

La principal condición óptica que deben cumplir el material de las guías y el adhesivo es que transmitan la luz en el rango espectral donde la eficiencia cuántica del fotomultiplicador alcance

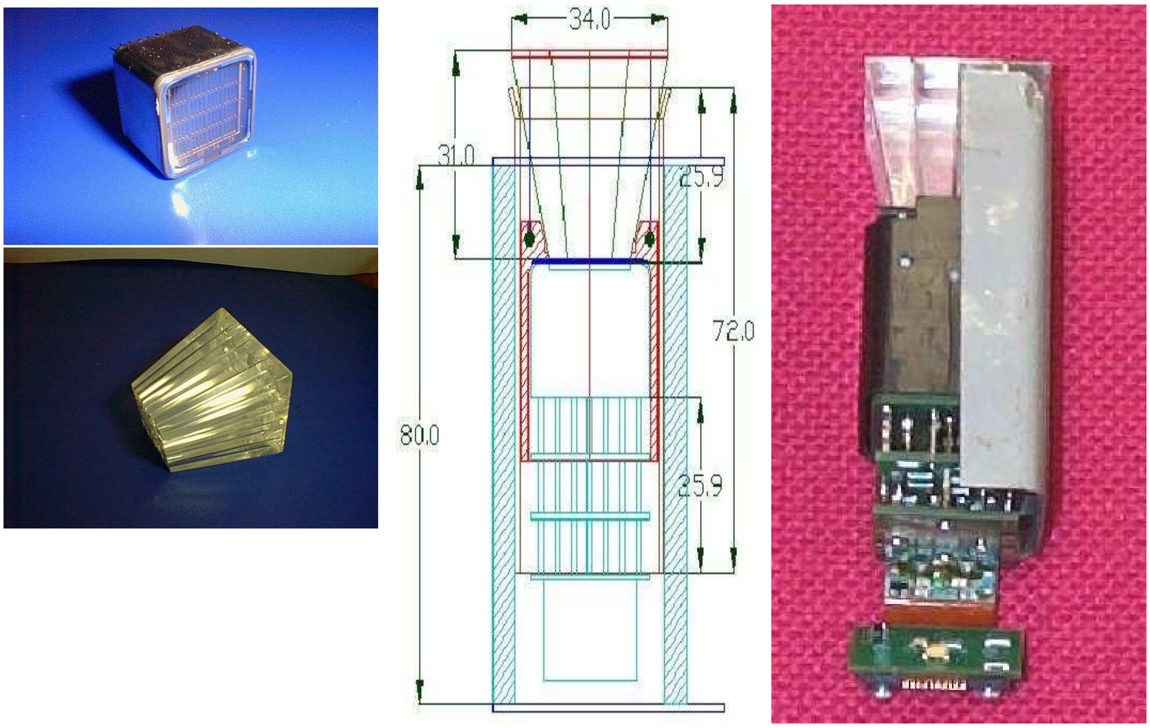


Figura 2.9: Fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16 (arriba izquierda) y guía de luz (abajo izquierda). En el centro y a la derecha se muestra la unidad fotomultiplicador + guía + caja apantalladora.

su valor máximo, lo que ocurre en el intervalo [300,500] nm. Además, deben haber superado las pruebas de calificación espacial.

Se ha construido un prototipo del RICH (ver figuras 2.10 y 2.11) para comprobar la validez del diseño y sus capacidades de detección. Con este prototipo se han tomado datos con rayos cósmicos en Tierra y con un haz de iones en el CERN. Los resultados preliminares del análisis de estas medidas confirman una resolución en β del 1 por mil para Z=1 e identificación de la carga hasta $Z \approx 25$.

2.5 Fotomultiplicadores

Un fotomultiplicador es un sensor de luz que se utiliza para detectar señales luminosas muy débiles, debido a su capacidad para amplificarlas. Consiste en un tubo al vacío en el que se disponen un fotocátodo, una etapa de amplificación formada por una serie de dínodos, y un ánodo.

La incidencia de un fotón en el fotocátodo hace que, por efecto fotoeléctrico[8], se emita un electrón con una cierta probabilidad. Este electrón se acelera y focaliza mediante un campo eléctrico hacia el primer dínodo, donde se produce la primera amplificación al arrancar por emisión secundaria[9] un número de electrones mayor que uno. De la misma forma, cada uno de esos electrones genera a su vez cierto número de electrones en el dínodo siguiente, y así ocurre sucesivamente a lo

[8] El efecto fotoeléctrico consiste en la emisión de electrones libres por parte de un material cuando es iluminado por una fuente de luz a una longitud de onda dada.

[9] La emisión secundaria es un proceso mediante el cual un material emite electrones (secundarios) al ser bombardeado por electrones (primarios).

Figura 2.10: Prototipo del RICH.

largo de la etapa de amplificación, generándose una cascada de electrones que se recoge finalmente en el ánodo.

El efecto fotoeléctrico y la emisión secundaria son procesos ineficientes y además dependen del material con que estén fabricados el fotocátodo y los dínodos, respectivamente. Las pérdidas pueden producirse por luz reflejada que no excita electrones, por electrones excitados que pierden su energía debido a colisiones inelásticas con otros electrones y que no llegan a salir del material, etc. En el caso del fotocátodo, la probabilidad con la que un fotón es capaz de generar un electrón es pequeña, dependiendo además de la longitud de onda del fotón incidente. Por otro lado, la naturaleza del material, en particular su función de trabajo[10], determina la frecuencia umbral de los fotones incidentes, por debajo de la cual no se produce emisión de electrones en el fotocátodo, y el valor de la amplificación de cada dínodo, o coeficiente emisión secundaria, que se define como el cociente entre el número de electrones emitidos e incidentes.

Otros factores que influyen en el proceso de amplificación son la geometría del fotomultiplicador y de los dínodos, que determinan la eficiencia de colección, es decir, la fracción de electrones que salen de una etapa y consiguen llegar a la siguiente, y el voltaje aplicado, que está relacionado con el coeficiente de emisión secundaria.

[10]La función de trabajo es la energía mínima que debe tener un electrón para poder superar la barrera de potencial y escapar del material.

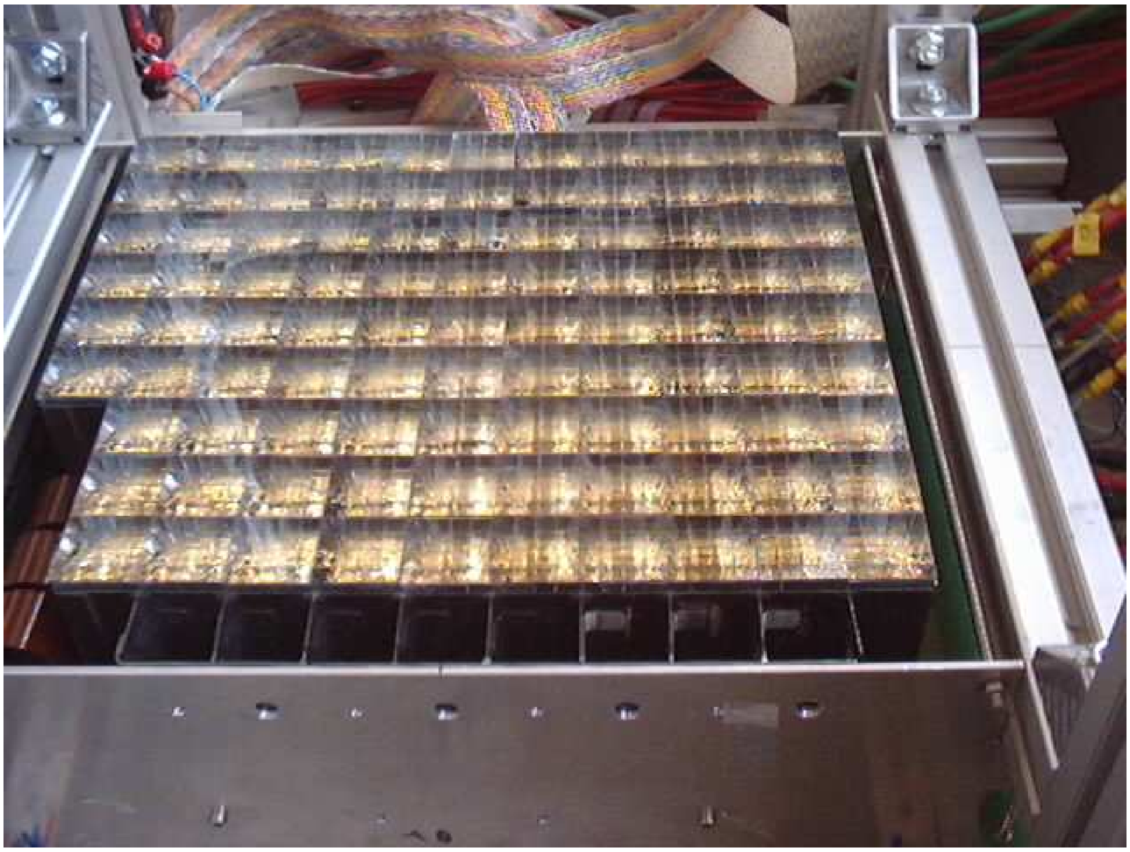


Figura 2.11: Prototipo del RICH. Detalle del plano de detección.

2.5.1 Características de funcionamiento

Los fotomultiplicadores, debido a su estructura y principio de operación, posseen unas características específicas de funcionamiento que los diferencian de otros tipos de sensores. A continuación, se comentan brevemente las más importantes.

La conversión de un fotón incidente en electrón en el fotocátodo ocurre con una probabilidad (o eficiencia cuántica) que puede expresarse como el cociente entre los electrones emitidos y los fotones incidentes. Este parámetro depende del material del fotocátodo y de la longitud de onda incidente, siendo típicamente del orden del 20% como máximo.

La respuesta del fotomultiplicador depende del punto de la ventana donde incide la luz, ya que ni la sensibilidad del fotocátodo ni la eficiencia de colección son las mismas en toda la superficie del fotocátodo o de los dínodos. La medida de la uniformidad espacial de la respuesta estima las pérdidas en la señal por esta causa.

La proporcionalidad entre el flujo de radiación incidente y la carga recogida en el ánodo, o linealidad, es una de las características más importantes de los fotomultiplicadores, pues es la que permite estimar la cantidad de luz (o el número de fotones) incidente. La señal recogida en el ánodo comienza a desviarse de la linealidad si el flujo de luz incidente es demasiado grande.

Los fotomultiplicadores producen una señal espúrea, llamada corriente oscura, incluso en ausencia de luz incidente. Las causas que la producen son principalmente fugas óhmicas por carencias en el aislamiento eléctrico total, la emisión espontánea de electrones del fotocátodo (emisión termoiónica) y los efectos de campo (emisión por campo fuerte, centelleo, ionización de gases residuales, luminiscencia de los dínodos, etc.). Su valor es varios órdenes de magnitud menor que la respuesta obtenida al iluminar el fotomultiplicador y determina el límite inferior de detección.

Los fotomultiplicadores son detectores muy rápidos, con una respuesta temporal del orden de $\sim 10^{-9}$ s que depende principalmente de la geometría y la separación entre los dínodos (relacionadas con la distancia recorrida por los electrones) y del voltaje aplicado (relacionado con la velocidad de los electrones).

- Ganancia

La característica de funcionamiento más importante del fotomultiplicador es la ganancia o amplificación de la señal luminosa incidente. Se define como el cociente entre la corriente de electrones recogida en el ánodo (I_{an}) y la emitida por el fotocátodo (I_{cat}), y depende del número de dínodos de la etapa de amplificación y del coeficiente de emisión secundaria, que a su vez es función del voltaje aplicado. La ganancia puede expresarse como

$$G = \frac{I_{an}}{I_{cat}} = \eta_c \delta_1 \delta_2 \delta_3 \cdots \delta_M$$

donde η_c es la eficiencia de colección total del fotomultiplicador[11] y $\delta_i = aV_i^{\kappa}$ el coeficiente de emisión secundaria de cada dínodo, siendo V_i el voltaje entre dínodos consecutivos y a y κ constantes. En particular, κ viene determinada por la estructura y material de los dínodos, estando en el rango 0.7 - 0.8.

Para un fotomultiplicador con eficiencia de colección $\eta_c = 1$ y M dínodos con valores de a y κ iguales, en el que el voltaje total aplicado se reparte equitativamente entre todos los electrodos, la ganancia puede escribirse como

$$G = (aV_i^{\kappa})^M = a^M \left(\frac{V}{M+1}\right)^{\kappa M} = AV^K \tag{2.4}$$

con $A = a^M/(M+1)^K$ y $K = \kappa M$. Entonces, la ganancia es proporcional a la potencia K-ésima del voltaje aplicado, por lo que aumentará considerablemente para pequeños incrementos del voltaje.

La dependencia de la ganancia con el voltaje es fundamental en el funcionamiento de los fotomultiplicadores, pues permite ajustar la amplificación por medio del voltaje aplicado. Por otro lado, también implica que la respuesta del fotomultiplicador es susceptible a variaciones en la fuente de alimentación del alto voltaje. Otros factores que también pueden influir en la ganancia son la temperatura, la longitud de onda de la luz incidente y la corriente promedio del ánodo.

Un método muy utilizado para determinar la ganancia consiste en medir la carga recogida en el ánodo a niveles de luz muy bajos, en los que que la mayoría de los sucesos que detecta el fotomultiplicador están generados por un único fotón incidente, dando una señal que se suele llamar respuesta a un fotón. El análisis estadístico de esta señal permite determinar la ganancia (valor medio) con una precisión que viene dada por la dispersión o anchura de la misma.

Con este resultado se puede estimar la cantidad de luz que ha incidido en el fotomultiplicador, pues asumiendo linealidad en la respuesta, se extrapola el resultado anterior a señales producidas

[11] Definida como la probabilidad de que los electrones generados en el fotocátodo lleguen al ánodo.

por $n > 1$ fotones considerando que sus valores medios y sus dispersiones son n veces la ganancia para un fotón y $\sqrt{n}$ veces la dispersión para un fotón, respectivamente.

La capacidad para contar fotones incidentes está estrechamente relacionada con la resolución en la detección de un fotón. Cuanto mayor es la dispersión de la señal para un fotón, más difícil resulta asignar un número de fotones n a la carga medida, pues las señales producidas por $n > 1$ fotones están cada vez más solapadas.

2.5.2 El modelo Hamamatsu R7600-00-M16

Como se ha expuesto en la sección 2.4, el fotomultiplicador que satisface las condiciones impuestas tanto por los requerimientos científicos de este experimento como por su carácter espacial es el Hamamatsu R7600-00-M16 con el zócalo H6568-10 (ver figura 2.12).

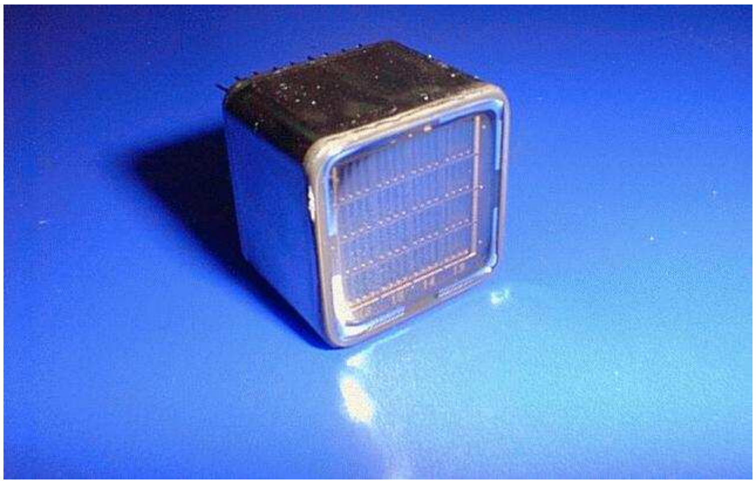


Figura 2.12: Fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16.

Este fotomultiplicador es del tipo *head-on*, con el área fotosensible situada en la parte superior del tubo y con un fotocátodo semitransparente depositado en la cara interna de la ventana de entrada. Esta ventana es de borosilicato y el fotocátodo es de metal bialcalino, lo que limita[12] la respuesta espectral del fotomultiplicador al intervalo de longitudes de onda de 300 a 650 nm, alcanzando la sensibilidad máxima a 420 nm. La forma del tubo es cuadrada, presentando un área fotosensible efectiva de 17.5×17.5 mm^2.

La etapa de amplificación consta de 12 dínodos del tipo *metal channel*, de geometría compleja (ver figura 2.13) y muy próximos entre sí, lo que confiere al fotomultiplicador una estructura compacta y una respuesta temporal rápida. Además, el tubo es muy ligero, con un peso total aproximado de ~ 130 g.

El ánodo es múltiple, con 4×4 píxeles de $\sim 4 \times 4$ mm^2 cada uno. Esta multiplicidad implica la existencia de *cross-talk* entre píxeles, es decir, la colección de electrones en un ánodo que no corresponde al punto de incidencia del fotón que originó la cascada. Además, el *cross-talk* puede verse aumentado debido a la presencia de campos magnéticos, puesto que estos desvían las trayectorias de los electrones a lo largo de la etapa de amplificación. Sin embargo, la estructura de dínodos

[12] El límite inferior lo establece el umbral de transmisión de la ventana y el superior, la frecuencia umbral de fotoemisión.

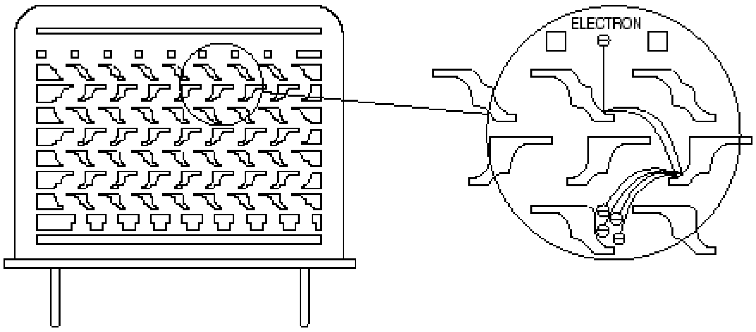


Figura 2.13: Estructura de dínodos *metal channel*.

metal channel proporciona un nivel de *cross-talk* bajo y gran resistencia a los campos magnéticos. Se resumen las características generales del R7600-00-M16 en la tabla 2.2.

Parámetro		Descripción / valor
Respuesta espectral		300 - 650 nm
λ de respuesta máxima		420 nm
Fotocátodo	Material	bialcalino
	Área efectiva mínima	17.5×17.5 mm^2
Material de la ventana		borosilicato
Dínodos	Estructura	*metal channel*
	Número	12
Ánodo	Tamaño	$\sim 4 \times 4$ mm^2
	Número	16
Peso (incluye cable)		~ 130 g

Tabla 2.2: Características generales del fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16.

El zócalo, además de ser el punto de conexión del fotomultiplicador, divide el voltaje aplicado entre los distintos electrodos. La cadena de resistencias del modelo H6568-10 es la siguiente

$$R_i = 3 \times 2.4r, 8 \times 1.0r, 1.2r \text{ y } 2.4r$$

donde $r = 100$ kΩ. Disponiendo las resistencias de esta manera, se obtienen valores mayores del voltaje en los primeros dínodos y en las últimas etapas. Esto es especialmente importante entre el primer dínodo y el fotocátodo, pues facilita la focalización de los electrones y modera las fluctuaciones de la amplificación del primer dínodo, que son determinantes en el proceso de amplificación. En las últimas etapas, debido a la gran cantidad de carga que se desplaza, un voltaje mayor mejora la eficiencia de colección.

En el apéndice A se incluyen las características de funcionamiento de este fotomultiplicador proporcionadas por el fabricante.

Capítulo 3

Caracterización de los fotomultiplicadores R7600-00-M16

3.1 Introducción

Los objetivos del RICH de AMS-02 son la determinación de la velocidad de los rayos cósmicos primarios con gran precisión y el valor de su carga eléctrica mediante la detección de los fotones del cono de luz Čerenkov que las partículas emiten a su paso por el radiador.

La determinación de la velocidad está directamente relacionada con el ángulo de apertura del cono (ecuación 2.2), que se obtiene a partir de la medida de las dimensiones del anillo de luz proyectado en el plano de detección, cuya granularidad determina la precisión con que ésta puede realizarse. Por otro lado, la carga se determina a partir del número de fotones emitidos por la partícula (ecuación 2.3), por lo que hay que contarlos con mucha precisión, que depende en este caso de la resolución[1] intrínseca del sensor de luz utilizado.

Los fotomultiplicadores Hamamatsu R7600-00-M16 son los detectores que más se ajustan al tipo de medida que se pretende hacer, pues gracias a su estructura pixelada proporcionan una granularidad del plano de detección[2] de aproximadamente 4 mm/0.47 m $\approx$ 9 mrad, y una resolución intrínseca del $\sim$50%, que es suficiente para discriminar las señales producidas por 1, 2, ..., n fotones. Además, también satisfacen los requerimientos de funcionamiento impuestos por el diseño de AMS-02 (imán superconductor), pues su estructura interna minimiza la degradación de su respuesta debida a la influencia de campos magnéticos, y por el entorno de operación (ISS).

El diseño complicado de los fotomultiplicadores impide conocer a priori su funcionamiento con exactitud, pues éste será diferente para cada modelo y, dentro del mismo modelo, para cada unidad. Tanto las medidas que se van a realizar como las condiciones del experimento requieren un conocimiento preciso de su respuesta, principalmente en lo que se refiere a la capacidad de amplificar señales débiles y de contar fotones, a la uniformidad y a la manera en que esas características se ven afectadas por el campo magnético.

Este capítulo trata de la caracterización de la señal del fotomultiplicador en ausencia de campo magnético. En primer lugar, se describe el método de análisis que se ha desarrollado para determinar los parámetros relevantes que caracterizan la respuesta del fotomultiplicador (ganancia y

[1] Definida como el cociente entre la anchura de la señal y su valor medio.

[2] La granularidad se puede estimar dividiendo el tamaño de los píxeles del plano de detección ($\sim$4 mm) entre la distancia que los separa del plano de emisión de luz (radiador), cuyo valor es $\sim$ 47 cm.

resolución para un fotón). A continuación, se describen las medidas de calibración realizadas. Por último, se presentan los resultados obtenidos, discutiéndose tanto a nivel individual (fotomultiplicador) como a nivel global (detector RICH).

En el siguiente capítulo se estudia el efecto que el campo magnético tiene en la respuesta del fotomultiplicador y en la caracterización obtenida.

3.2 Descripción de la respuesta de un fotomultiplicador a un fotón

Como se ha descrito anteriormente, la incidencia de un fotón en el fotocátodo genera la emisión de un electrón con una cierta probabilidad. Cuando llega al primer dínodo, ese electrón genera a su vez electrones, que se multiplican sucesivamente a lo largo de la cadena. Por tanto, la amplificación de la cascada de electrones es un proceso estadístico que depende tanto del número de dínodos como de la capacidad del dispositivo para amplificar en cada paso la señal recibida.

Si el primer dínodo fuera capaz de emitir un gran número de electrones, es decir, si su factor de amplificación fuese grande, los electrones generados en los siguientes dínodos, así como la carga total recogida en el ánodo, seguirían una distribución gaussiana, cuya media sería la ganancia del fotomultiplicador y su anchura la precisión con que ésta puede determinarse.

Sin embargo, el valor de la amplificación tanto del primer dínodo como de los demás es típicamente del orden de las unidades (∼3-5)[3], estando sujeto a fluctuaciones estadísticas que pueden describirse mediante una distribución de Poisson. Este comportamiento al comienzo de la cadena de dínodos es determinante en el proceso de amplificación, que finaliza en el ánodo dejando una distribución de carga no gaussiana[4].

Se ha realizado una simulación del proceso de amplificación que tiene lugar en un fotomultiplicador de las características del Hamamatsu R7600-00-M16, asumiendo que es un proceso iterativo que en cada etapa sigue la estadística de Poisson. Determinando el coeficiente de emisión secundaria del dínodo i-ésimo con la expresión

$$\mu_i = a \left(\frac{V}{\sum_{j=1}^{13} R_j} \right)^{\kappa} R_i^{\kappa}$$

donde V es el voltaje total y R_i la resistencia de cada etapa, se genera el número de electrones que salen del mismo, n_i, a partir de una poissoniana de media μ_i. En la etapa siguiente, los electrones emitidos por cada electrón incidente se describen mediante una distribución Poisson de media $n_i \cdot \mu_{i+1}$, y así sucesivamente. Los valores de los parámetros de amplificación, $a = 0.16459$ y $\kappa = 0.75$, se han escogido para obtener una ganancia promedio del orden de 10^6 electrones (ver tabla 3.1).

Se muestra en la figura 3.1 la distribución del número de electrones en el ánodo obtenida con la simulación para un único fotón incidente. La caracterización de esta distribución (determinación de su valor medio y de su dispersión) es lo que determina la capacidad del fotomultiplicador para detectar la señal y para discriminar entre señales producidas por 1, 2, …, n fotones incidentes.

[3]Considerando que las ganancias típicas para fotomultiplicadores con aproximadamente 10 dínodos operando a voltajes moderados ($\sim$ 1000 V) son del orden de 10^6, resulta que el valor medio de la amplificación de cada etapa individual es aproximadamente 4.

[4]Como se verá más adelante, la amplificación en la primera etapa, además de determinar la distribución de la señal obtenida en el ánodo, también influye enormemente en su dispersión.

Parámetro		Valor
Número de dínodos		12
Resistencia de las etapas (kΩ)		3×240, 8×100, 120 y 240
Voltaje total		800 V
Ganancia		$\sim 10^6$ electrones
Parámetros de amplificación	a	0.16459
	κ	0.75

Tabla 3.1: Características y parámetros de funcionamiento del fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16 utilizados en la simulación del proceso de amplificación.

Dicha caracterización puede realizarse ajustando la respuesta del fotomultiplicador mediante una variedad de modelos aproximados (gaussiano, Polya, etc. [33]). En este estudio se propone un modelo alternativo basado en la propagación estadística de la carga a lo largo de las etapas de amplificación.

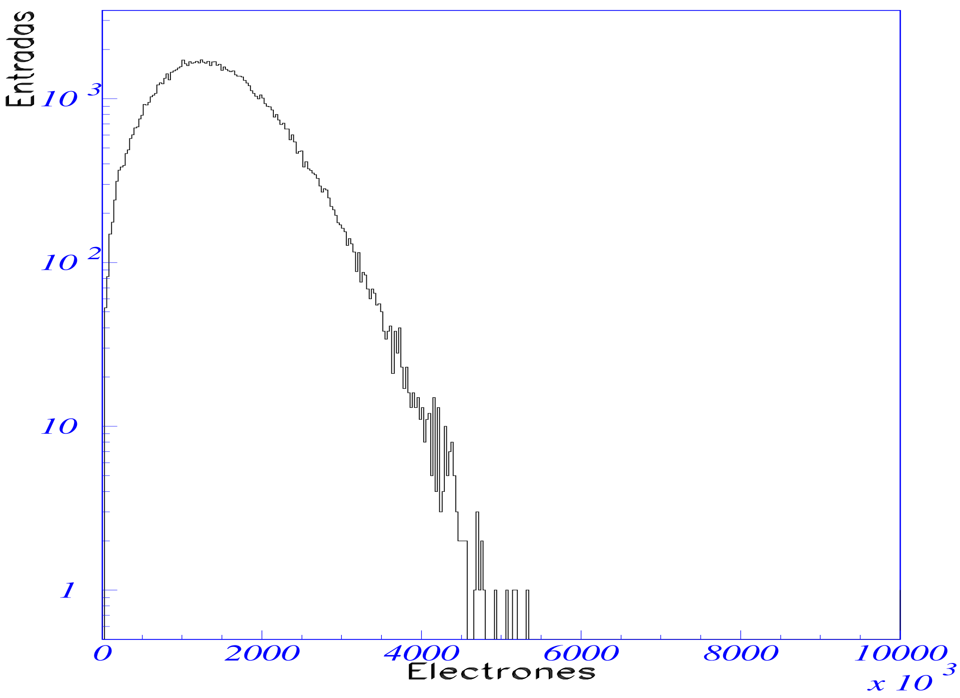


Figura 3.1: Simulación de la señal obtenida con un fotomultiplicador del tipo R7600-00-M16 para un único fotón incidente.

3.2.1 Caracterización de la respuesta a un fotón

Asumiendo que la multiplicación de electrones a través de la cadena de amplificación sigue una estadística de Poisson, la probabilidad de que salgan n electrones del primer dínodo tras la incidencia de un electrón es

$$P_1(n|\mu_1) = e^{-\mu_1}\frac{\mu_1^n}{n!} \tag{3.1}$$

donde el parámetro μ_1 tiene en cuenta la amplificación y la eficiencia de colección del primer dínodo. Análogamente, la probabilidad de que el dínodo M-ésimo emita n electrones es

$$
\begin{aligned}
P_M(n|\mu_M) &= \sum_{k=1}^{\infty} P(n|k,\mu_M)P_{M-1}(k) + P_{M-1}(0)\delta(n,0) \\
&= \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\mu_M k)}\frac{(\mu_M k)^n}{n!}P_{M-1}(k) + P_{M-1}(0)\delta(n,0) \qquad (3.2)
\end{aligned}
$$

siendo $P(n|k,\mu_M)$ la probabilidad de que salgan n electrones condicionada a la llegada de k electrones del dínodo anterior con una probabilidad $P_{M-1}(k)$, y μ_M un parámetro asociado al dínodo M que tiene en cuenta la amplificación y la eficiencia de colección de los k electrones procedentes del dínodo $M-1$.

La media y la varianza de la función 3.2 se escriben como [34]:

$$
\begin{aligned}
E[\zeta] &= \prod_{i=1}^{M}\mu_i = \mu_1\mu_2\ldots\mu_M \qquad (3.3)\\
V[\zeta] &= \left(1+\sum_{k=2}^{M}\prod_{j=k}^{M}\mu_j\right)\prod_{i=1}^{M}\mu_i = \\
&= (\mu_1\mu_2\ldots\mu_M)^2\left(\frac{1}{\mu_1}+\frac{1}{\mu_1\mu_2}+\ldots+\frac{1}{\mu_1\mu_2\ldots\mu_M}\right) \qquad (3.4)
\end{aligned}
$$

con ζ una variable aleatoria que describe el número de electrones que se recogen en el ánodo. De las expresiones anteriores se deduce que si bien el valor medio es independiente del orden en que se dispongan los dínodos, la varianza será menor si las amplificaciones mayores se colocan al principio de la cadena, es decir, que un factor de amplificación pequeño (grande) en el primer dínodo se traduce en una distribución final con mayor (menor) dispersión. En términos de la media y la varianza, se pueden expresar la ganancia y la anchura de la distribución 3.2 como $Q = E[\zeta]$ y $\sigma = \sqrt{V[\zeta]}$, respectivamente.

Expresando en el límite continuo la recurrencia definida en (3.1) y (3.2) se obtiene la relación

$$P_M(x) = \int_0^{\infty} e^{-\mu z}\frac{(\mu z)^x}{\Gamma(x+1)}P_M(\mu z)dz \qquad (3.5)$$

donde x y z son las variables continuas equivalentes a las variables discretas n y k. Una función que cumple en muy buena aproximación la ecuación de replicación anterior y describe satisfactoriamente la respuesta del fotomultiplicador cuando incide un fotón es

$$P(x|\lambda,s) = N(\lambda,s)\frac{\lambda^{x/s}(x/s)^{1/2}}{\Gamma((x/s)+1)} \qquad x,\lambda \text{ y } s \in \mathcal{R}^+ \qquad (3.6)$$

con $P(x|\lambda,s) = 0$ para $x \notin \mathcal{R}^+$. $N(\lambda,s)$ es el factor de normalización y λ y s (factor de escala) son parámetros reales. La ganancia y la anchura pueden calcularse en función de λ y s mediante las expresiones

$$
\begin{aligned}
Q(\lambda,s) &= s\lambda\frac{\partial \ln I(\lambda)}{\partial\lambda} \qquad (3.7)\\
\sigma^2(\lambda,s) &= s\lambda\frac{\partial E[\zeta|\lambda,s]}{\partial\lambda} \qquad (3.8)
\end{aligned}
$$

donde $I(\lambda)$ denota la integral

$$I(\lambda) = \int_0^{+\infty}\frac{\lambda^u u^{1/2}}{\Gamma(u+1)}du$$

Se muestra en la figura 3.2 el ajuste realizado con la función 3.6 a la distribución simulada. Los valores iniciales y los ajustados se comparan en la tabla 3.2, viendo que existe un excelente acuerdo entre la hipótesis de simulación y la de función de ajuste.

Parámetros	Simulación	Ajuste
Q (electrones)	1.49×10^6	$1.49 \times 10^6 \pm 2 \times 10^4$
σ (electrones)	7.2×10^5	$7.1 \times 10^5 \pm 7 \times 10^3$

Tabla 3.2: Comparación de los valores de la simulación de la distribución de carga para un fotón incidente con los obtenidos en el ajuste mediante la función 3.6.

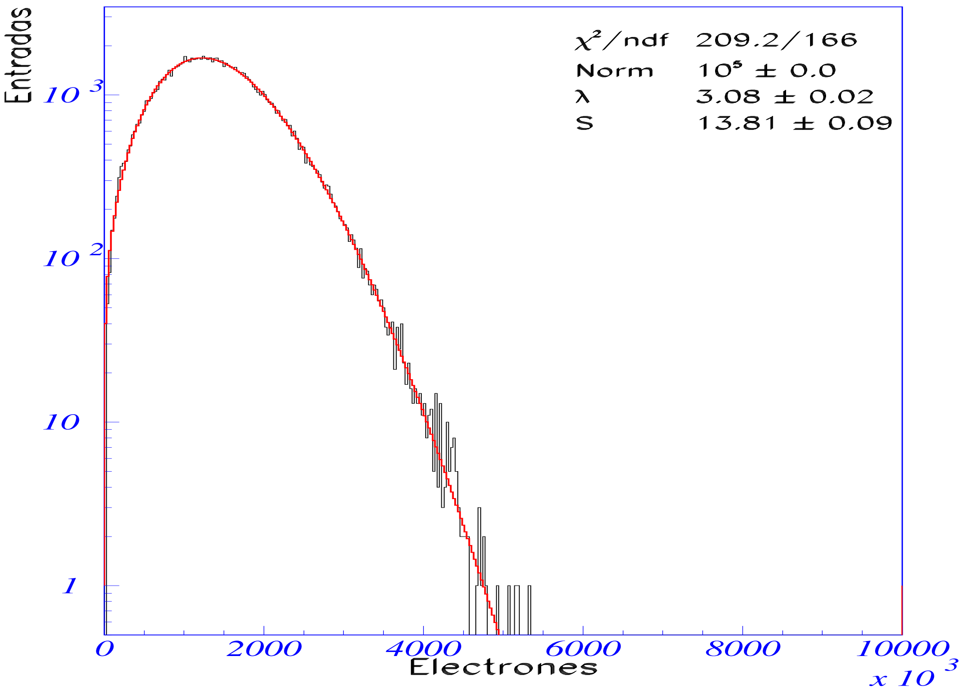


Figura 3.2: Ajuste de la función 3.6 a la simulación de la respuesta a un fotón incidente.

3.3 Medida de la respuesta de un fotomultiplicador a un fotón

La caracterización del fotomultiplicador con el método del fotón único (descrito en la sección 2.5.1) se realiza mediante un LED[5] pulsado que genera luz de baja intensidad equivalente a la superposición de las distribuciones de 0, 1, 2, ..., n fotones, por lo que la respuesta que se espera obtener del fotomultiplicador será igualmente la superposición de las respectivas señales.

Cuando no incide luz, la señal de salida es ruido electrónico (aleatorio), también llamado pedestal, que en buena aproximación tiene una distribución gaussiana.

[5] Light Emitting Diode.

Cuando incide un fotón la función que describe la respuesta es la dada por la expresión 3.6, con una media Q y una dispersión σ.

Cuando inciden dos fotones, y asumiendo linealidad en la respuesta del fotomultiplicador, la distribución obtenida se puede expresar con la función 3.6, pero con un valor medio igual a $2Q$ y una anchura $\sqrt{2}\sigma$. Análogamente, para $n > 2$ fotones incidentes, la señal se describe mediante la función 3.6 con una media nQ y una dispersión $\sqrt{n}\sigma$.

Por tanto, la distribución de carga esperada en el ánodo puede escribirse como

$$P_T = \sum_{i=0}^{n} C_i P_i \tag{3.9}$$

donde $C_i = e^{-\mu}\mu^i/i!$ es la probabilidad de que incidan i fotones, P_0 es la gaussiana que describe el pedestal y P_i es la función 3.6 para $i \geq 1$ fotones[6].

3.3.1 Dispositivo experimental

El dispositivo experimental con el que se han llevado a cabo las medidas de caracterización de los fotomultiplicadores consta principalmente de una caja estanca a la luz, en cuyos extremos se han colocado un LED y un fotomultiplicador, junto con la electrónica asociada a los mismos, y un *rack* electrónico con tarjetas para la lectura de datos y el control del LED (ver figuras 3.3 y 3.4). El diseño esá pensado para conseguir iluminar los fotomultiplicadores con un nivel de luz lo más bajo y uniforme posible. La adquisición de los datos y el control de la intensidad de luz se hacen con un programa específico para este dispositivo.

La intensidad del LED puede modificarse variando de forma controlada la duración del pulso de luz. Esto se utiliza para cuantificar (de un modo relativo) la cantidad de luz que incide en el fotomultiplicador. Cada muestra consta de una estadística de 10^5 lecturas.

La carga eléctrica que se recoge en el ánodo se amplifica y digitaliza mediante un conversor analógico digital[7], según el factor

$$1 \text{ pC} = 210 \text{ cuentas ADC} \tag{3.10}$$

Se muestra en la figura 3.5 una distribución típica en cuentas de ADC obtenida para un canal del fotomultiplicador con el dispositivo descrito. En ella se distingue una distribución similar a la esperada para un fotón (figura 3.2), junto con un pico muy pronunciado por el lado izquierdo que corresponde al pedestal, y la superposición de las distribuciones de eventos con 2, 3,..., n fotones detectados por el lado derecho. En la misma figura se presenta el ajuste realizado con la función 3.9, considerando las contribuciones de 0 a 3 fotones, y los valores de los parámetros obtenidos.

El ajuste se realiza por el método de mínimos cuadrados, imponiendo el factor de normalización (número de eventos $n_{ev} = 10^5$) y estimando las contribuciones relativas de 0, 1, 2 y 3 fotones suponiendo que siguen una distribución Poisson con valor medio μ, que es uno de los cinco parámetros libres del ajuste. Los otros cuatro están relacionados con la gaussiana que describe el pedestal (media μ_{Ped} y anchura σ_{Ped}) y con la distribución de la respuesta a un fotón (parámetros λ y s de la función 3.6). Con las expresiones 3.7 y 3.8, a partir de los valores de λ y s obtenidos, se calculan la ganancia y la anchura de la distribución para un fotón, $Q = 42.6$ ADC y $\sigma_Q = 25.4$ ADC. El χ^2 del ajuste es 1628 para 183 grados de libertad. La función que resulta del

[6] En realidad, el ruido (pedestal) está siempre presente, por lo que se debería convolucionar con las respuestas a 1, 2, ..., n fotones. Sin embargo, como éste es mucho más estrecho que las distribuciones P_i, puede aproximarse a una delta de Dirac, resultando la convolución en un desplazamiento de las P_i igual al valor de la media del pedestal.

[7] ADC - Analog to Digital Converter.

Figura 3.3: Dispositivo experimental para la caracterización de los fotomultiplicadores (caja de calibración, rack electrónico y fuentes de alimentación).

ajuste reproduce cualitativamente la distribución de datos, aunque el acuerdo no es global, lo que se debe fundamentalmente a dos efectos.

En primer lugar se observa que el pedestal se ensancha ligeramente en su base, por lo que una gaussiana no lo describe correctamente, como puede verse más claramente en la figura 3.6 (izquierda), donde se muestra una distribución de pedestal obtenida para el mismo canal sin iluminar y el ajuste realizado con una única gaussiana. Para mejorar este resultado, se ha descrito el pedestal como la suma de dos gaussianas centradas en el mismo punto pero con anchuras distintas,

$$P_0(x) = (1-\alpha)G(x|\mu_{Ped}, \sigma_1) + \alpha G(x|\mu_{Ped}, \sigma_2) \tag{3.11}$$

donde σ_1 y σ_2 son las anchuras de ambas distribuciones y α es la fracción de la segunda gaussiana respecto a la primera.

El ajuste de la distribución de pedestal con la función 3.11 es mucho mejor que el anterior (ver figura 3.6 (derecha)). La segunda gaussiana es aproximadamente un 40% más ancha que la primera, aunque la fracción con la que contribuye es pequeña (18%). El resultado de este modelo de pedestal es una distribución simétrica con una anchura efectiva $\sigma_{ef} = \sqrt{(1-\alpha)\sigma_1^2 + \alpha\sigma_2^2}$.

En segundo lugar, se observa que existe un pico en la distribución entre el pedestal y la señal de un fotón, separada del primero un número de cuentas de $\sim 1/5$ del valor de la ganancia y que no es reproducida por la función de ajuste. Esta señal no es compatible con la existencia de ruido adicional, ya que los pedestales pueden describirse con una distribución simétrica. Teniendo en cuenta que, en promedio, el factor de amplificación del primer dínodo[8] es aproximadamente 5, se ha considerado como posibilidad que esta señal se deba a la pérdida de esa etapa de amplificación,

[8]De acuerdo con los valores de la cadena de resistencias y voltaje total aplicado dados en la tabla 3.1.

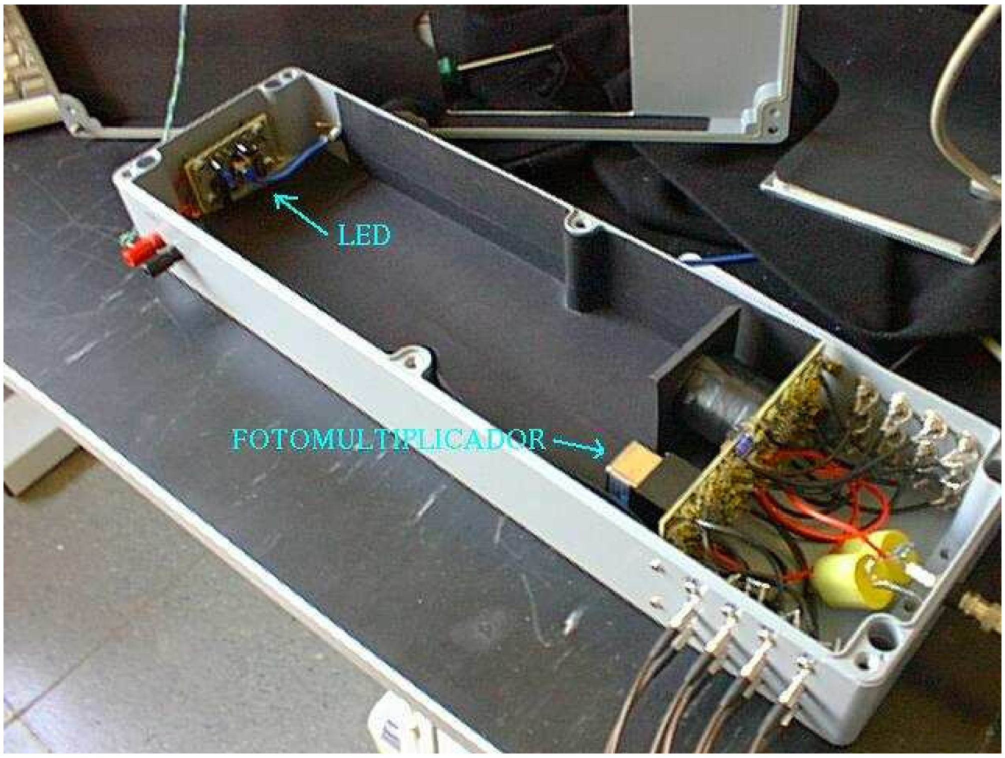


Figura 3.4: Detalle de la caja de calibración.

que puede ocurrir si una fracción de los fotones incidentes atraviesan el fotocátodo y generan electrones en el primer dínodo, comenzando la amplificación a partir del segundo.

Con objeto de comprobar esta hipótesis, se ha realizado una simulación de la respuesta esperada considerando que para una fracción (por ejemplo, un 20%) de los fotones incidentes la generación de la cascada de electrones comienza en el segundo dínodo y donde el pedestal es una combinación de dos distribuciones normales según la expresión 3.11. Los valores de los parámetros de la simulación se han tomado de los resultados de los ajustes del pedestal (figura 3.6 (derecha)) y de la distribución de carga medida en el laboratorio (figura 3.5).

Con esta simulación se obtiene una respuesta (figura 3.7) muy similar a la medida, en la que se aprecian una señal cerca del pedestal con una ganancia ~ 5 veces menor que la ganancia de la señal para un fotón y la contribución multifotónica.

3.3.2 Caracterización de la distribución de señal

Teniendo en cuenta lo descrito en las secciones anteriores, la distribución de carga que se obtiene en el laboratorio se puede caracterizar mediante una expresión similar a la 3.9

$$P = \sum_{i=0}^{n} C_i P_i$$

en la que las funciones P_i se han modificado como se expone a continuación.

En ausencia de luz incidente, se espera obtener un pedestal que puede describirse mediante la función 3.11

$$P_0(x) = (1-\alpha)G(x|\mu_{Ped}, \sigma_1) + \alpha G(x|\mu_{Ped}, \sigma_2)$$

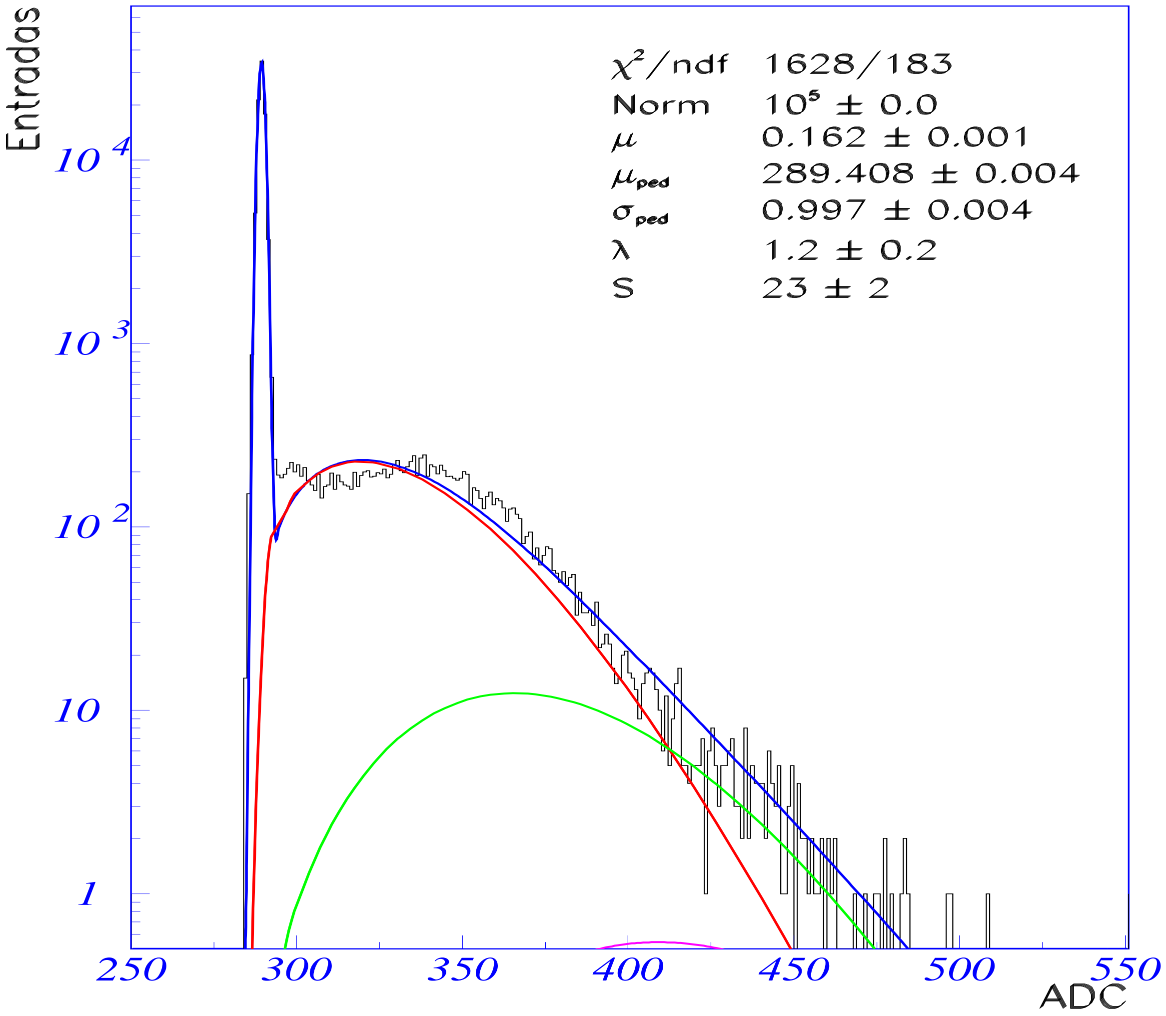


Figura 3.5: Distribución de carga en el ánodo obtenida en el laboratorio ajustada con la función 3.9.

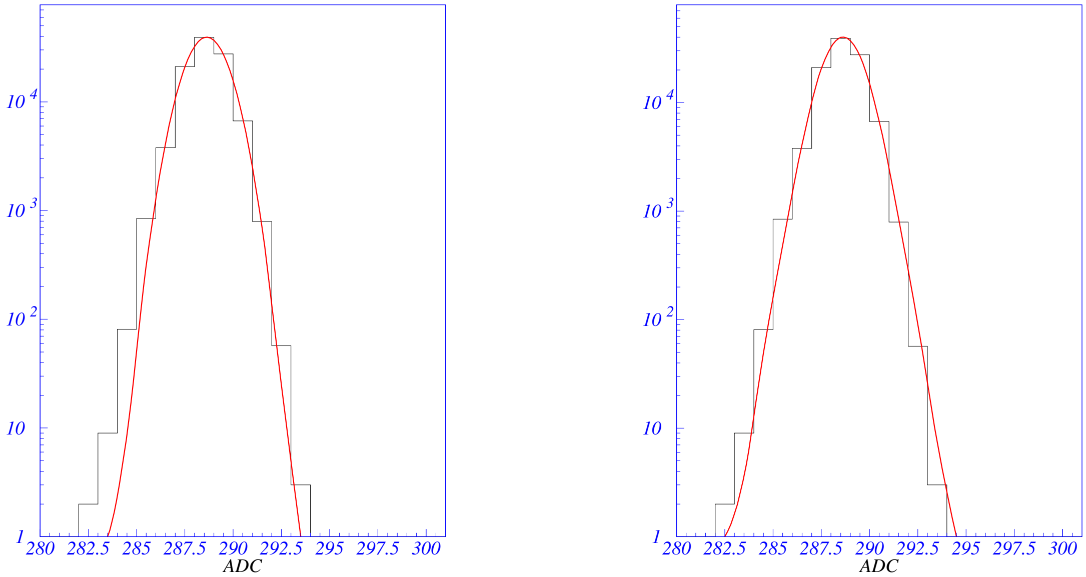
Cuando incide un fotón, se considera que la conversión en electrón tiene lugar en el fotocátodo y en el primer dínodo (una fracción β del total), de modo que la función P_1 es de la forma

$$P_1(x \geq \mu_{Ped}) = (1-\beta)P(x|\lambda_{cat}, s_{cat}) + \beta P(x|\lambda_{d1}, s_{d1})$$

donde los subíndices *cat* y $d1$ indican conversión en el fotocátodo y en el primer dínodo, respectivamente.

Si inciden dos fotones, la función P_2 incluye todas las posibilidades de conversión en el fotocátodo y/o en el primer dínodo, es decir

$$\begin{aligned} P_2(x \geq \mu_{Ped}) &= P_1(x) * P_1(x) \\ &= (1-\beta)^2 P(x|\lambda_{cat}, s_{cat}) * P(x|\lambda_{cat}, s_{cat}) \\ &+ 2\beta(1-\beta)P(x|\lambda_{cat}, s_{cat}) * P(x|\lambda_{d1}, s_{d1}) \\ &+ \beta^2 P(x|\lambda_{d1}, s_{d1}) * P(x|\lambda_{d1}, s_{d1}) \end{aligned} \tag{3.12}$$



μ_{Ped}=288.6 ADC
σ_1 = 1.01 ADC
χ^2 = 57.2

μ_{Ped}=288.6 ADC α = 0.18
σ_1 = 0.93 ADC σ_2=1.34 ADC
σ_{ef} = 1.02 ADC χ^2= 39.5

Figura 3.6: Distribución de pedestal ajustada con una gaussiana (izquierda) y con dos gaussianas (derecha), con los correspondientes parámetros obtenidos.

Procediendo análogamente para i fotones incidentes,

$$P_i(x \geq \mu_{Ped}) = P_{i-1}(x) * P_1(x) \tag{3.13}$$

Con estas redefiniciones de las funciones P_i se ha ajustado la distribución simulada, obteniendo el resultado de la figura 3.8. El ajuste se ha realizado de nuevo por el método de los mínimos cuadrados y tiene diez parámetros libres: cuatro para caracterizar el pedestal (μ_{Ped}, σ_1, σ_2 y α), uno que describe la distribución Poisson de los fotones incidentes (μ) y cinco que se refieren a la respuesta del fotomultiplicador a un fotón incidente (λ_{cat} y s_{cat} para los fotones que se convierten en electrones en el fotocátodo y λ_{1d} y s_{1d} para la fracción β de fotones que se convierten en el primer dínodo). El buen acuerdo existente entre la distribución y la función de ajuste puede verificarse comparando los valores de la simulación y los obtenidos con el ajuste (ver tabla 3.3).

Finalmente, se aplica este método de caracterización a la distribución medida en el laboratorio (figura 3.9), viendo que la nueva función de ajuste reproduce los datos mucho mejor que la anterior (figura 3.5), que no consideraba ni el ensanchamiento del pedestal ni la conversión de fotones en el primer dínodo, obteniéndose un χ^2 de 277.7 para 177 grados de libertad. En la misma figura se muestran los valores de los parámetros obtenidos, a partir de los cuales se determina la ganancia y la anchura para un fotón, $Q_{cat} = 50.6$ ADC y $\sigma_{cat} = 21.0$ ADC.

En la tabla 3.4 se comparan los resultados de los dos ajustes realizados en términos de la ganancia y anchura para un fotón y el parámetro χ^2. La inclusión de la señal de baja ganancia en la función de ajuste conduce a valores mayores de Q_{cat} y a dispersiones menores. Asimismo, la bondad del ajuste es mucho mayor, pues el valor de χ^2 se reduce aproximadamente en un factor 6 para un número de grados de libertad muy similar.

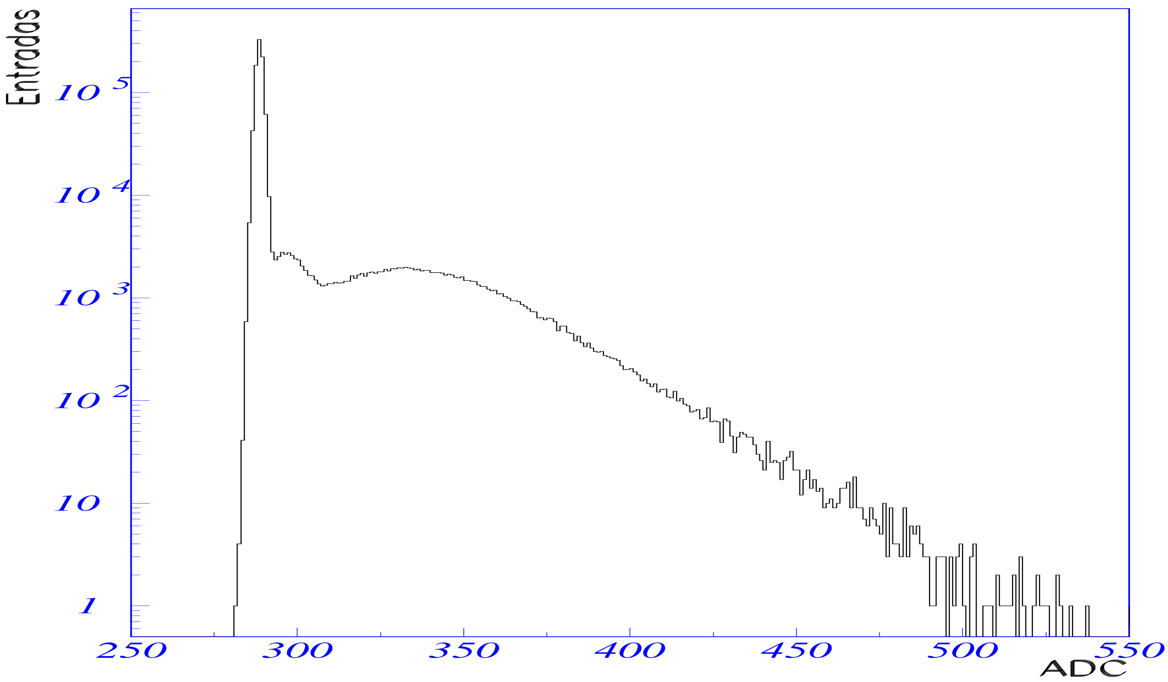


Figura 3.7: Distribución simulada de la señal en la que se considera la conversión de un 20% de los fotones incidentes en el primer dínodo.

Parámetro	Simulación	Ajuste
n_{ev}	10^5	10^5 (fijo)
μ (fotoelectrones/suceso)	0.162	0.157±0.001
μ_{ped} (ADC)	288.6	288.60±0.01
α	0.18	0.27±0.09
σ_1 (ADC)	0.93	0.96±0.02
σ_2 (ADC)	1.34	1.30±0.04
β	0.20	0.204±0.009
Q_{cat} (ADC)	50.01	49.70±0.55
σ_{cat} (ADC)	24.27	23.32±0.42
Q_{1d} (ADC)	9.46	8.99±0.22
σ_{1d} (ADC)	4.69	4.43±0.20

Tabla 3.3: Comparación de los valores de la simulación (dos gaussianas en el pedestal y conversión de fotones en el primer dínodo) con los obtenidos en el ajuste.

De los 10 parámetros libres del ajuste, los relativos a la caracterización del pedestal están estrechamente relacionados con el funcionamiento de la electrónica del dispositivo experimental. Su estudio permite determinar su fiabilidad y la calidad de las medidas con él realizadas.

Con los parámetros λ_{cat} y s_{cat} se puede determinar la ganancia y la anchura de la respuesta del fotomultiplicador para un fotón incidente, Q_{cat} y σ_{cat}, que es el objetivo principal de este estudio de caracterización. Para considerar en la caracterización de la respuesta el efecto de la señal de baja ganancia (descrita con los parámetros λ_{1d}, s_{1d} y β) y con el fin de obtener una ganancia y

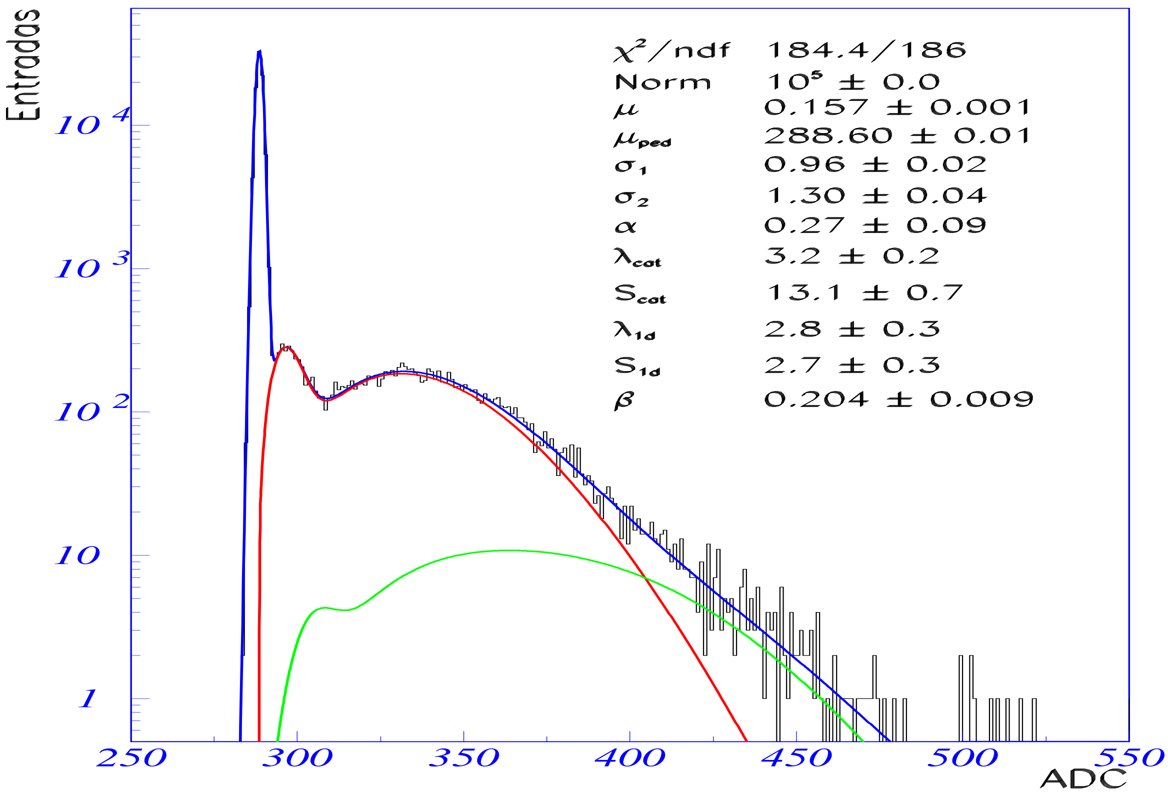


Figura 3.8: Ajuste de la distribución simulada (figura 3.7) con la función 3.9 modificada. Las contribuciones de 1 y 2 fotones se muestran superpuestas en rojo y verde, respectivamente.

Parámetro	Ajuste 1	Ajuste 2
Q_{cat} (ADC)	42.65±0.67	50.62±0.65
σ_{cat} (ADC)	25.45±0.49	21.01±0.49
χ^2	1628	277.7
Grados de libertad	183	177

Tabla 3.4: Comparación de los valores de ganancia y anchura para un fotón, obtenidos con los ajustes realizados a la distribución de datos. En el ajuste 1 se modeliza el pedestal con una única gaussiana. En el ajuste 2 se describe el pedestal con dos gaussianas y se considera que una fracción de fotones incidentes se convierte en electrones en el primer dínodo.

una anchura más representativas de la señal medida, se han definido los valores efectivos

$$Q_{ef} = (1-\beta)Q_{cat} + \beta Q_{1d} \tag{3.14}$$

$$\sigma^2_{ef} = (1-\beta)\sigma^2_{cat} + \beta\sigma^2_{1d} + \beta(1-\beta)(Q_{cat} - Q_{1d})^2 \tag{3.15}$$

En este caso, a partir de los valores de Q y σ determinados en el segundo ajuste, de las definiciones anteriores se obtienen $Q_{ef} = 42.11$ y $\sigma_{ef} = 18.85$.

Por último, la media de la distribución Poisson de fotones incidentes (μ) da cuenta de las contribuciones de 0, 1, 2, . . . , n fotones. Este parámetro es sensible a la cantidad de luz incidente, por lo que se puede utilizar para dar una estimación relativa de la eficiencia de detección del

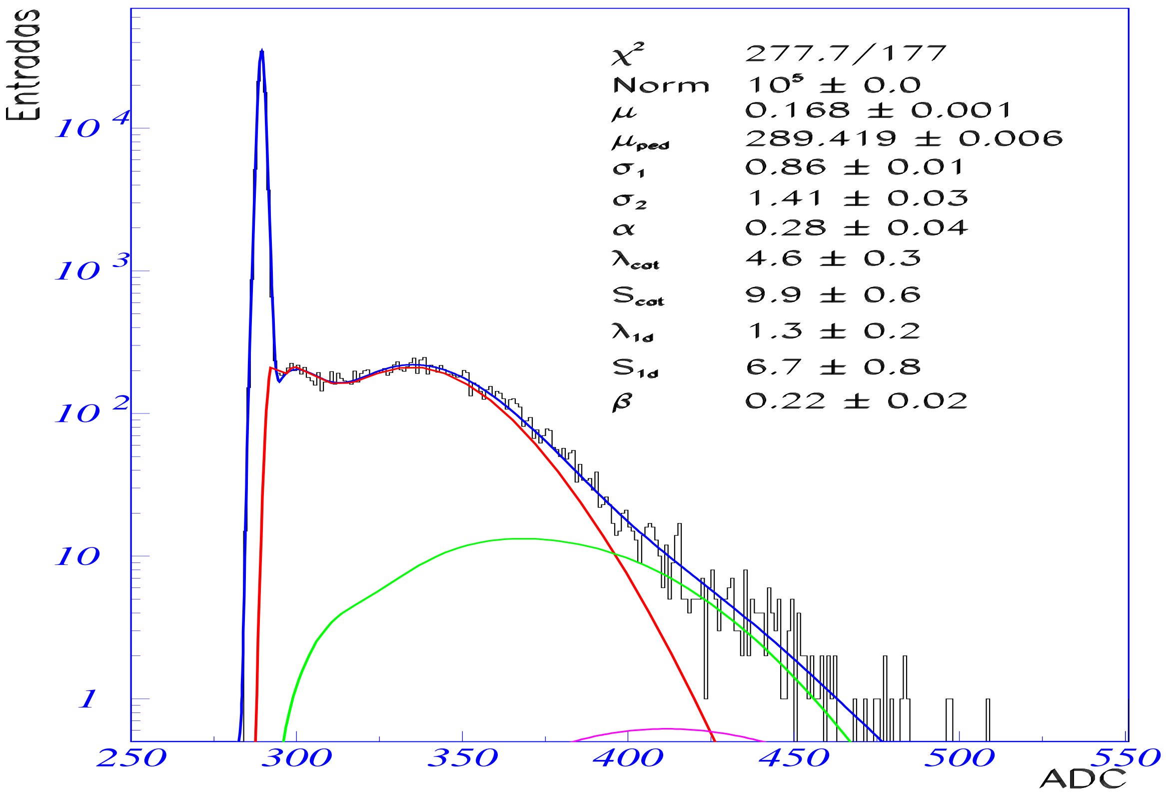


Figura 3.9: Ajuste de una distribución típica con la función 3.9 que considera dos gaussianas en el pedestal y conversión de fotones en el primer dínodo. En rojo, verde y rosa se superponen las contribuciones de 1, 2 y 3 fotones, respectivamente.

fotomultiplicador. La determinación absoluta de este parámetro no es posible, ya que no se dispone de una medida independiente de la distribución de luz con la que se ilumina el fotomultiplicador.

3.4 Análisis de los resultados

Antes de comenzar la caracterización sistemática de la respuesta de los fotomultiplicadores, se ha realizado un análisis del ruido intrínseco del fotomultiplicador (corriente oscura). A continuación, se ha medido la respuesta variando el voltaje aplicado y se han analizado los resultados obtenidos, definiendo unos valores de caracterización para el fotomultiplicador en estudio. Finalmente, se han determinado los errores sistemáticos y su efecto en la caracterización realizada.

3.4.1 Corriente oscura

Como se ha comentado en la sección 2.5.1, aún en ausencia de luz incidente los fotomultiplicadores producen una señal espúrea que se denomina corriente oscura. Para determinar el nivel de ruido de nuestros fotomultiplicadores y estimar la influencia en su caracterización, se han realizado medidas sistemáticas de la carga recogida en el ánodo en ausencia de luz incidente durante $\sim$10 horas a intervalos de 30 minutos, operando a un voltaje de 800 V y recogiendo muestras con un total de $\sim 2 \times 10^5$ sucesos.

Se muestra en la figura 3.10 una distribución donde se ha acumulado la estadística de todas las muestras de los 16 píxeles y que representa la probabilidad por cuenta de ADC de que se produzca una señal de corriente oscura. Esta señal aparece en la distribución como una caída exponencial donde finaliza el pedestal, siendo la probabilidad de que se produzca del orden de 10^5 para señales por encima del pedestal.

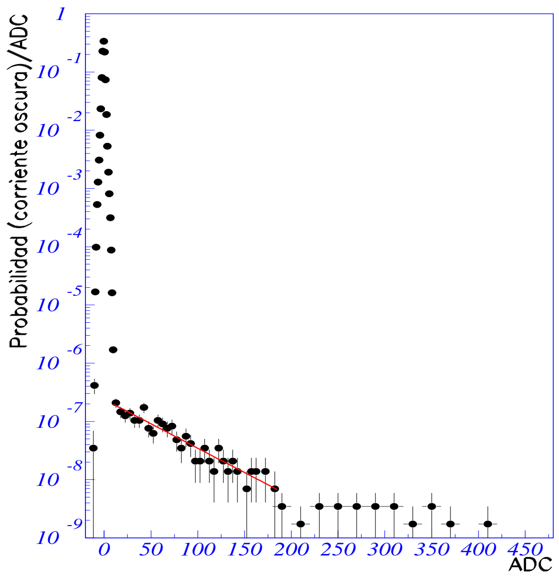


Figura 3.10: Probabilidad de que se produzca una señal de corriente oscura por cuenta de ADC.

3.4.2 Respuesta vs. voltaje

Cuando aumenta el voltaje aplicado al fotomultiplicador manteniendo constante la intensidad de luz incidente, la distribución de la señal evoluciona como se ilustra en la figura 3.11. Se observa que el pico del pedestal no varía apreciablemente, mientras que el de la señal se desplaza y la distribución se ensancha.

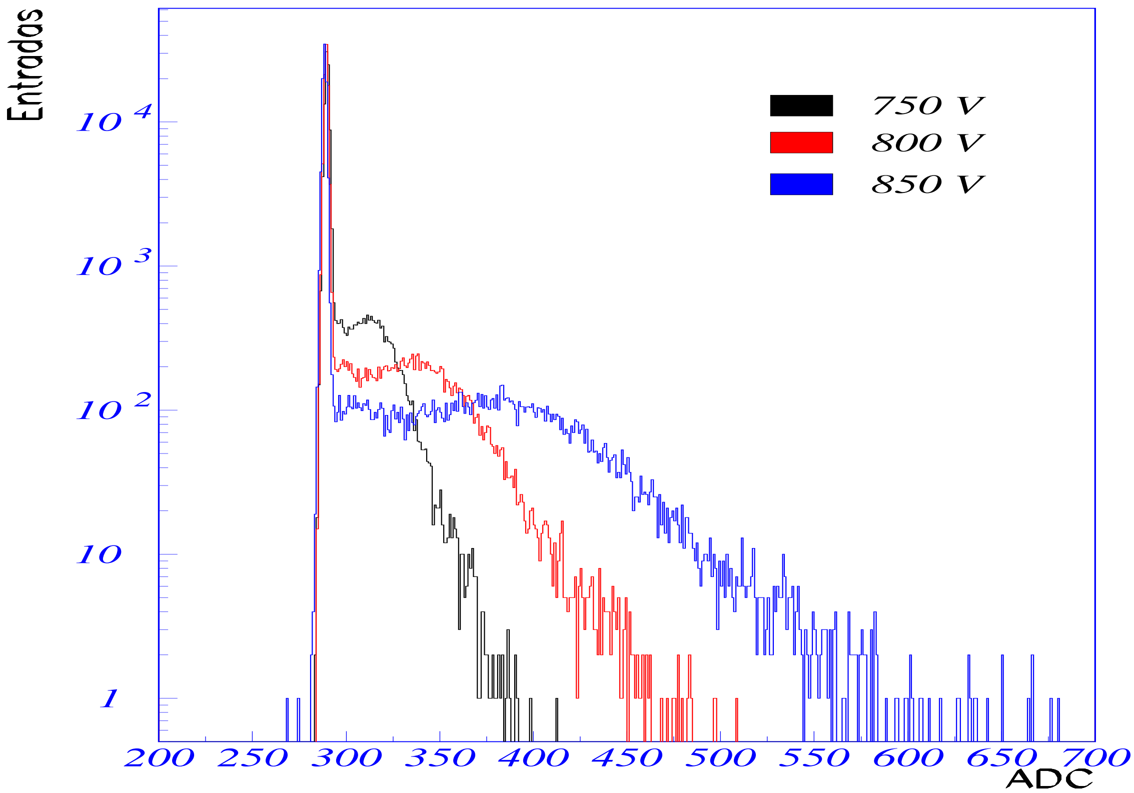


Figura 3.11: Evolución de la distribución de la señal con el voltaje (pulso de luz de 10 ns). Conforme aumenta el voltaje la distribución se ensancha.

Como se ha mencionado en el capítulo anterior, la dependencia de la ganancia con el voltaje puede expresarse como

$$Q = A\ V^K \tag{3.16}$$

Conociendo los parámetros A y K se puede ajustar la ganancia de funcionamiento modificando el voltaje suministrado, lo que permitirá uniformizar la respuesta de los fotomultiplicadores dentro del plano de detección del RICH.

Se muestran en la figura 3.12 los valores obtenidos de la ganancia a un fotón (Q_{cat} y Q_{1d}) y su anchura (σ_{cat} y σ_{1d}) para un canal tipo en función del voltaje aplicado (750, 775, 800, 825 y 850 V). Se observa que en términos logarítmicos, la relación entre Q y σ y el voltaje es lineal. Ajustando los puntos correspondientes, la ecuación 3.16 puede escribirse para este caso como

$$Q_{cat} = Q_{cat}(V_0)\left(\frac{V}{V_0}\right)^K = 50.6\left(\frac{V}{800}\right)^{11.12} \tag{3.17}$$

donde $Q_{cat}(V_0) = 50.6$ ADC es la ganancia para el voltaje $V_0 = 800$ V.

Análogamente, el ajuste de los puntos de la señal de baja ganacia da un valor de la pendiente $K_{1d} = 10.23$. Dado que $K = \kappa M$ (con κ parámetro de amplificación y M número de dínodos), el cociente de ambas pendientes es

$$\frac{K_{1d}}{K_{cat}} \approx 0.90 \approx \frac{11}{12}$$

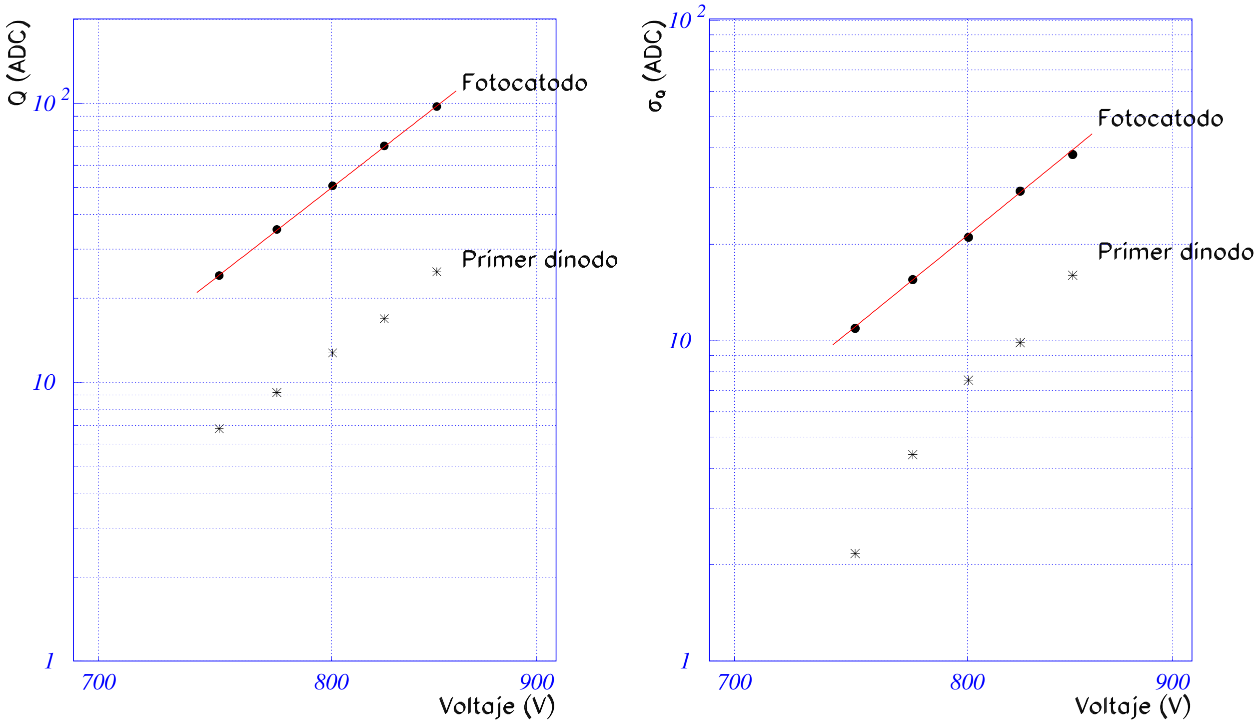


Figura 3.12: Ganancia (izquierda) y anchura (derecha) de la distribución para un fotón vs. voltaje, en el caso de conversión en el fotocátodo (círculos) y en el primer dínodo (asteriscos), para un píxel.

lo cual es consistente, una vez más, con la hipótesis de la pérdida de una etapa de amplificación como causa de la existencia de la señal de baja ganancia.

Puesto que la dependencia de la ganancia y su anchura con el voltaje son similares ($K_{\sigma cat}$ = 10.02), la anchura relativa o resolución σ_{Qcat}/Q_{cat} resulta ser prácticamente independiente del voltaje, manteniéndose dentro del rango 0.42-0.45. Asimismo, la eficiencia de detección, μ, no depende del voltaje aplicado.

Los valores efectivos Q_{ef} y σ_{ef} presentan las mismas dependencias con el voltaje que las mostradas por Q_{cat} y σ_{cat}, obteniéndose en este caso

$$Q_{ef} = 42.11 \left(\frac{V}{800}\right)^{10.23}$$

- Uniformidad de los fotomultiplicadores

Se muestra en la figura 3.13 la ganancia efectiva en función del voltaje para los 16 píxeles del fotomultiplicador. Los valores de Q_{ef} y de K son distintos para cada unos de los canales, presentando una dispersión máxima[9] del 27% (a 800 V) y del 23%, respectivamente. Igualmente, la eficiencia de detección toma valores diferentes para cada uno de los píxeles (ver figura 3.14), alcanzando una dispersión máxima del 21%. El patrón observado se debe al diferente tamaño de los píxeles, que son mayores en las esquinas (4.4 × 4.4 mm^2) que en los laterales (4.4 × 4.2 mm^2) y el centro del fotomultiplicador (4.2 × 4.2 mm^2).

[9] Expresada como el tanto por ciento de desviación del valor del parámetro en el peor caso respecto al valor promedio.

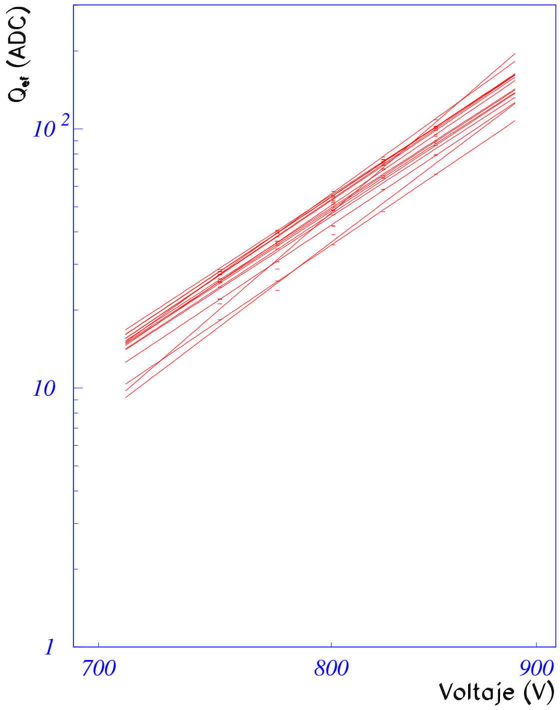


Figura 3.13: Ganancia efectiva vs. voltaje aplicado para los 16 píxeles.

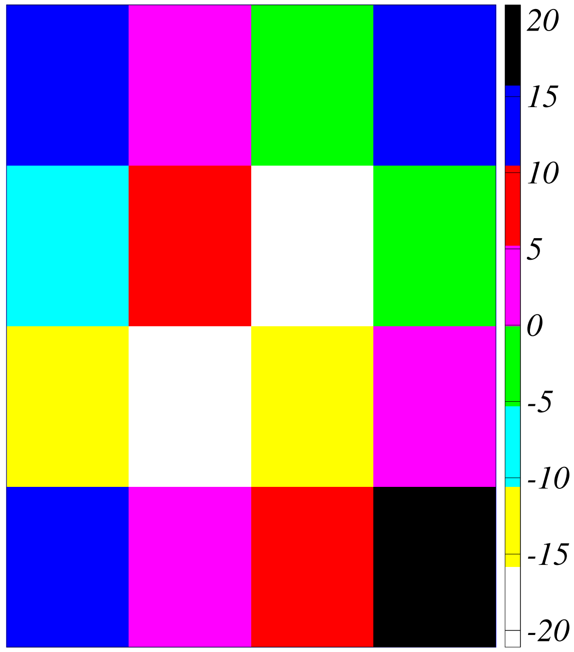


Figura 3.14: Uniformidad (en %) de la eficiencia de detección en el área sensible del fotomultiplicador.

Por tanto, se definen los valores de caracterización de cada fotomultiplicador como los promedios a todos los píxeles de los parámetros relevantes. Cada promedio tiene asociado un valor de uniformidad (rms) que da una estimación de las variaciones de los parámetros dentro de cada fotomultiplicador. Se muestra en la tabla 3.5 la caracterización obtenida para el fotomultiplicador en estudio junto con la dispersión máxima de cada parámetro.

Parámetro	Valor de caracterización	Uniformidad (rms)	Dispersión máxima
$\langle Q_{ef} \rangle$	49 ADC	6 ADC	27%
$\langle \sigma_{Qef}/Q_{ef} \rangle$	0.48	0.05	40%
$\langle \mu \rangle$	0.15	0.02	21%
$\langle K \rangle$	10.5	0.3	23%

Tabla 3.5: Valores de los parámetros que caracterizan el fotomultiplicador en estudio.

Finalmente, se llevó a cabo un estudio de caracterización similar al descrito en este capítulo de cuarenta y cinco fotomultiplicadores para el prototipo del RICH (sección 2.4.1). En la figura 3.15 se representa, para cada fotomultiplicador, la dependencia de la ganancia efectiva con el voltaje. De la gráfica se obtiene la dispersión presente en los valores de ganancia y el voltaje nominal de operación para cada fotomultiplicador, definido como el voltaje que hay que aplicarle para que tenga una ganancia del orden de $\sim 1.2 \times 10^6$ (que equivale a 40 ADC), y en función del cual se agrupan los fotomultiplicadores para conseguir uniformidad de la respuesta en el plano de detección. Los voltajes nominales están en el rango 772 V - 893 V.

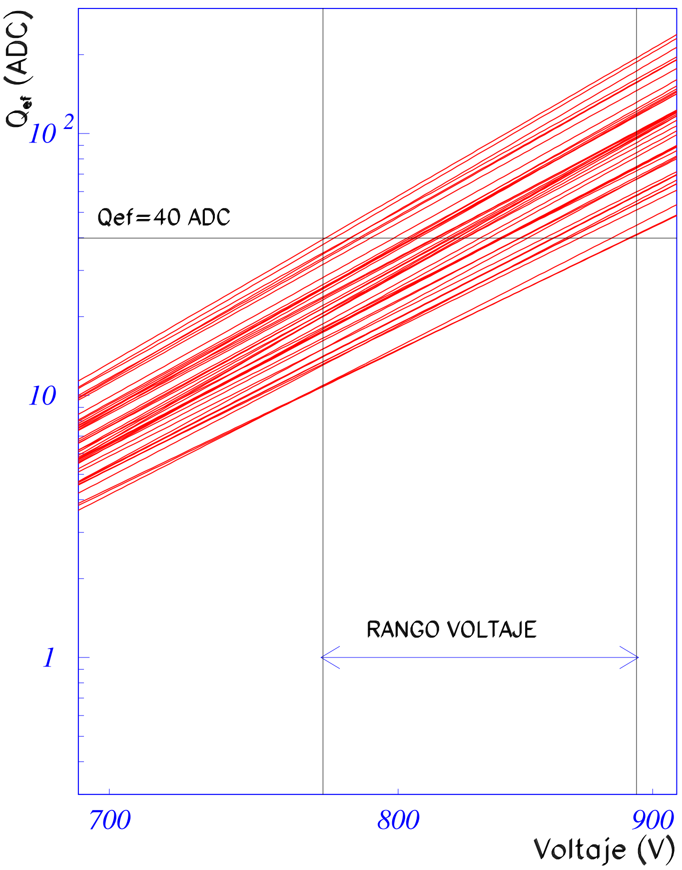


Figura 3.15: Ganancia efectiva en función del voltaje para cuarenta y cinco fotomultiplicadores del prototipo del RICH.

3.5 Estimación de los errores sistemáticos

Los resultados obtenidos en la caracterización de la respuesta de los fotomultiplicadores pueden estar afectados por errores sistemáticos causados por inestabilidades del dispositivo experimental o por la cantidad de luz que incide en el fotomultiplicador.

3.5.1 Estabilidad

Durante la toma de los datos no se han controlado factores externos como la luz ambiente en el laboratorio, la temperatura, la estabilidad de la electrónica, etc., que pueden introducir una incertidumbre en los valores de los parámetros de caracterización.

Para determinar esta incertidumbre, se ha medido sistemáticamente la respuesta del fotomultiplicador a una misma intensidad de luz (anchura de pulso del LED igual a 5 ns) y voltaje aplicado (800 V) durante dos días no consecutivos, variando algunos de los factores mencionados. El número total de muestras tomadas es 38, y se han caracterizado como se ha descrito en la sección anterior, analizando la variación con el tiempo de los valores de los parámetros obtenidos en el ajuste.

Como ejemplo, se muestra en la figura 3.16 la fluctuación en el tiempo de la ganancia para un fotón incidente (Q_{cat}) respecto al valor promedio para un píxel tipo en los dos días de medidas. En uno de los puntos se superpone el error típico obtenido en el ajuste para ese parámetro (ver tabla

3.4), que es menor que las variaciones de su valor en las distintas muestras. El comportamiento de todos los canales es similar.

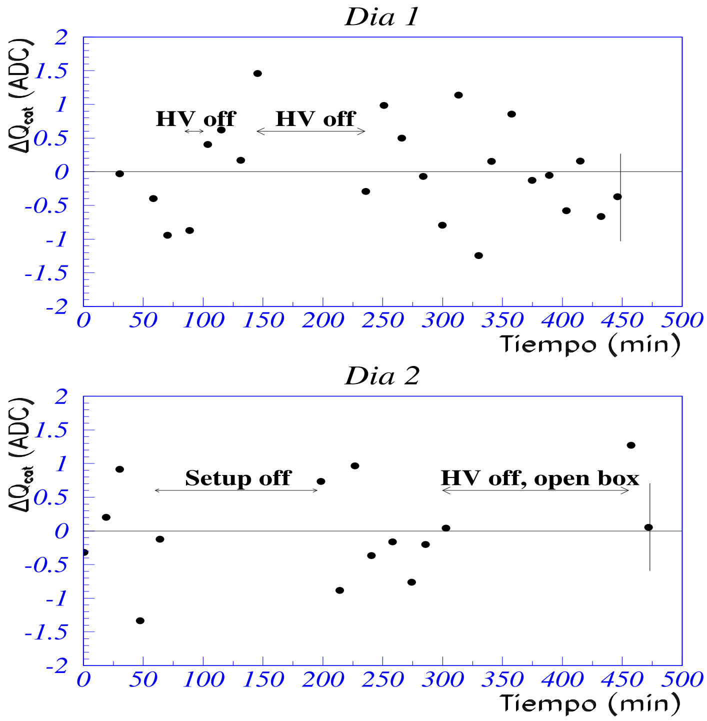


Figura 3.16: Fluctuaciones (respecto al valor promedio) de la ganancia para un fotón en el tiempo para un canal tipo en los dos días de medidas. Se señalan las variaciones de los factores externos a los que se ha sometido el dispositivo experimental. La barra de error corresponde al error típico obtenido en el ajuste para este parámetro, que es ~0.65 (ver tabla 3.4).

Se muestra en la tabla 3.6 la dispersión que presenta cada uno de los parámetros del ajuste, considerando todas las muestras tomadas. Esta dispersión es pequeña para el pedestal y las anchuras de las distribuciones que lo describen, lo que indica que el dispositivo experimental es muy estable. Los valores rms de los parámetros que caracterizan la señal se han obtenido acumulando en una sola distribución los valores obtenidos para todos los píxeles. Las dispersiones se comparan en la misma tabla con los errores de los parámetros obtenidos en el ajuste de la distribución medida (figura 3.9 y tabla 3.4). Los errores son en todos los casos más pequeños que las dispersiones, por lo que podemos considerar que éstas engloban tanto los efectos sistemáticos (debidos al dispositivo experimental) como los errores del método de análisis. Esto da una estimación de la precisión con la que se pueden determinar los parámetros de la caracterización. Por ejemplo, ganancias de 40 ADC pueden determinarse con un error relativo del ~2.5%.

3.5.2 Respuesta vs. intensidad de la luz

Cuando aumenta la cantidad de luz que ilumina el fotomultiplicador manteniendo constante el voltaje aplicado, la distribución de la señal obtenida a la salida del ánodo cambia como se muestra en la figura 3.17. Se observa que el pico de la señal crece y la distribución se ensancha, llegando a un nivel de saturación en el que apenas varía aunque aumente el nivel de luz.

El parámetro de caracterización μ (media de la distribución Poisson de los fotones incidentes o eficiencia de detección) es sensible a variaciones del pulso de luz del LED, habiendo entre ellos una

Parámetro	Dispersión	Error del ajuste
μ_{ped}	1.5 ADC (max)	0.006 ADC
σ_1	0.9 ADC (max)	0.01 ADC
σ_2	0.6 ADC (max)	0.03 ADC
μ	0.007 (rms)	0.001
Q_{cat}	0.96 ADC (rms)	0.65 ADC
σ_{cat}	0.56 ADC (rms)	0.49 ADC
Q_{1d}	0.90 ADC (rms)	0.50 ADC
σ_{1d}	0.89 ADC (rms)	0.42 ADC
β	0.02 (rms)	0.02

Tabla 3.6: Dispersiones de los parámetros del análisis obtenidas en las medidas de estabilidad. Se comparan con los errores del ajuste de la distribución medida (figura 3.9 y tabla 3.4).

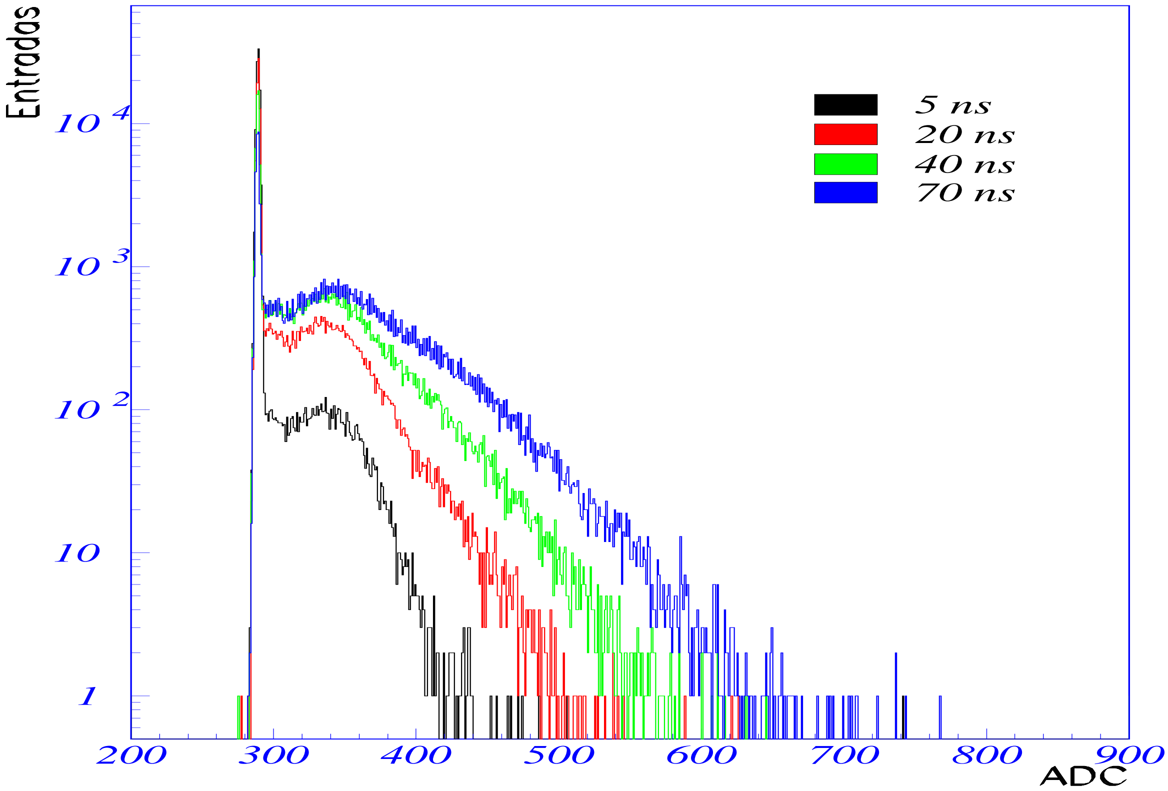


Figura 3.17: Evolución de la distribución de la señal (en cuentas de ADC) con la luz incidente (voltaje 800 V). Conforme aumenta el pulso de luz las distribuciones son más anchas.

relación lineal (figura 3.18). Por tanto, es equivalente cuantificar (de manera relativa) la luz que incide en el fotomultiplicador con el pulso del LED o con el parámetro μ.

Para estudiar el efecto de la cantidad de luz incidente en la caracterización realizada, se ha medido la respuesta del fotomultiplicador variando la intensidad de la luz incidente (pulsos de luz

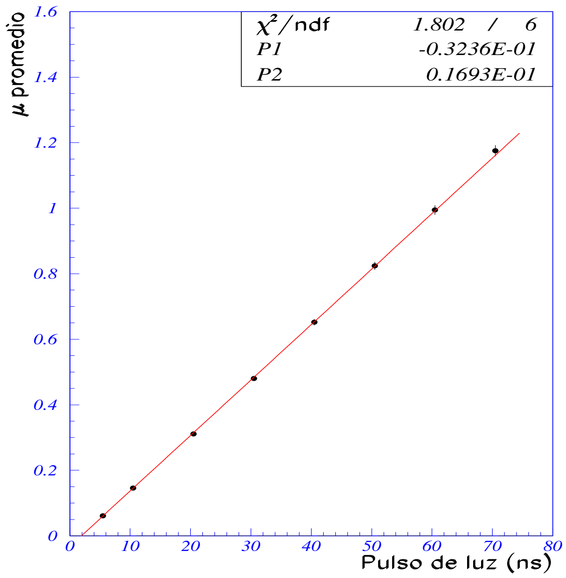


Figura 3.18: Correlación entre la media de la distribución Poisson que describe el número de fotones incidente con el pulso de luz generado por el LED.

del LED de 5 a 70 ns) y se ha analizado su influencia en la ganancia efectiva y en la dependencia con el voltaje (pendiente K).

Las figuras 3.19 y 3.20 ilustran que la incidencia de más o menos fotones en el fotomultiplicador no tiene efecto alguno en la estimación de la ganancia efectiva ni en la dependencia de ésta con el voltaje, respectivamente, pudiéndose considerar que ambos parámetros son constantes dentro de un 1% en el rango de pulso de luz medido.

Por último, se observa que el valor de $\langle K \rangle$ para niveles de luz bajos ($\mu \sim 0.06$) presenta un error grande, puesto que existe una gran dispersión entre los valores de los distintos píxeles. Esto se debe a que el método de análisis es poco sensible a señales con poca carga, que generan distribuciones estrechas con el pico de la señal a un fotón muy cercano al pedestal. Por tanto, en la elección de la cantidad de luz con la que se ilumina el fotomultiplicador durante la caracterización de la respuesta a un fotón, se debe alcanzar un compromiso entre las capacidades del método de análisis y la minimización de la contribución multifotónica. En este estudio, la intensidad de luz adecuada es la descrita por una distribución Poisson de media $\mu \sim 0.15$.

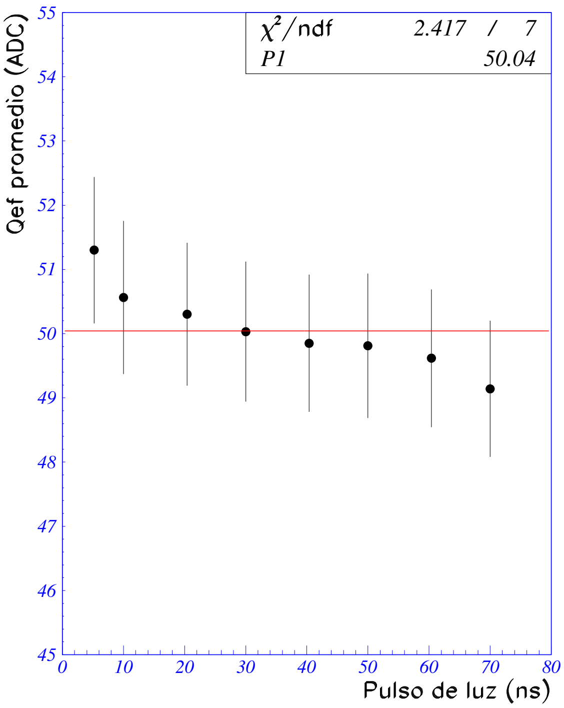


Figura 3.19: Valor de Q_{ef} promediado a todos los píxeles vs. pulso de luz (voltaje = 800 V).

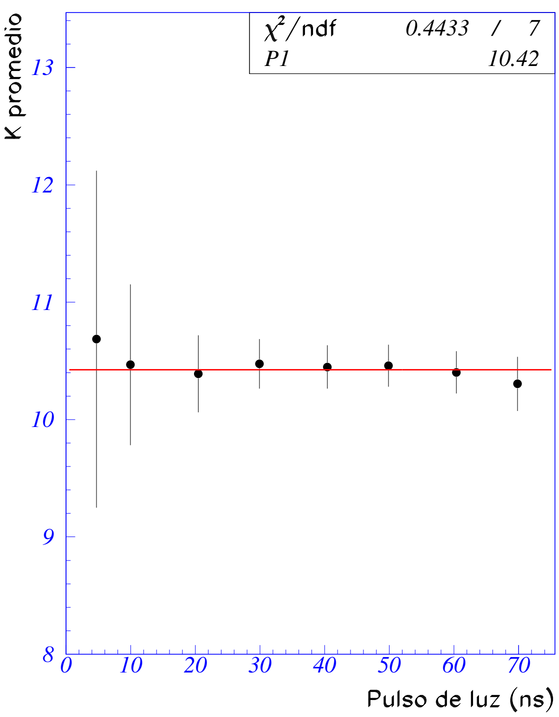


Figura 3.20: Valor de K promediado a todos los píxeles vs. pulso de luz (voltaje = 800 V).

Capítulo 4

Comportamiento de los fotomultiplicadores en campo magnético

El plano de detección del RICH se verá afectado por el campo magnético generado por el imán superconductor de AMS-02, que ahí alcanzará como máximo los ~300 G en la dirección X[1]. Aunque los fotomultiplicadores R7600-00-M16 no son muy sensibles a la influencia de campos magnéticos (la respuesta de los fotomultiplicadores normales se deteriora notablemente a partir de unos 20 G), los valores del campo que se esperan son demasiado altos, por lo que se prevee apantallarlos con módulos individuales que permitirán reducir la intensidad del campo magnético hasta valores típicos de $B_x^{max}{\sim}100-150$ G, $B_y^{max}{\sim}20-30$ G y $B_z^{max}{\sim}5-10$ G.

El campo magnético desvía las trayectorias de los electrones que se generan en la cadena de amplificación del fotomultiplicador, modificando su respuesta nominal. Estas desviaciones dependerán tanto de la intensidad del campo como de la dirección y sentido del mismo, debido a que la geometría asimétrica de los dínodos puede favorecer o no la llegada de los electrones al dínodo siguiente. Se espera por tanto que la influencia del campo magnético se traduzca en una pérdida en la eficiencia del fotomultiplicador y una variación de su ganancia, así como en un incremento del *cross-talk*.

En este capítulo se estudia la influencia del campo magnético en la respuesta de los fotomultiplicadores, prestando especial atención a los efectos que tienen en la ganancia, la resolución y la eficiencia de detección campos con intensidades similares a las que se esperan una vez estén apantallados.

4.1 Dispositivo experimental

Para estudiar el efecto del campo magnético en la respuesta de los fotomultiplicadores, se ha realizado una caracterización similar a la que se ha descrito en el capítulo anterior (determinación de Q_{ef}, σ_{Qef} y μ), introduciéndolos dentro de un imán que genera un campo magnético de hasta 350 G y que ha sido diseñado y fabricado especialmente para este estudio (ver figura 4.1).

El electroimán consta de dos bobinas de 219 espiras de hilo de cobre de 1.86 mm de grosor, enrolladas en un soporte cilíndrico de fibra de vidrio de 20 cm de diámetro. En la figura 4.2 se

[1] Según el sistema de referencia de AMS-02 (ver figura 2.5).

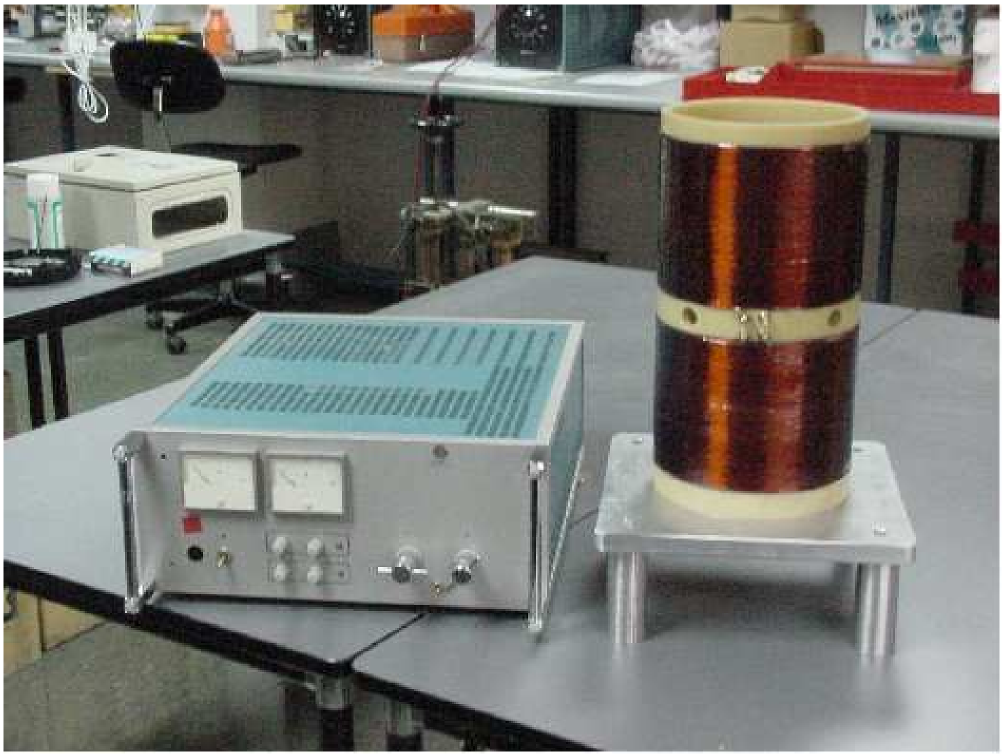


Figura 4.1: Electoimán y fuente de alimentación.

muestran las medidas de homogeneidad del campo en el interior del imán. La calibración del imán (figura 4.3) establece que la relación entre la intensidad suministrada por la fuente de alimentación y el campo magnético generado es aproximadamente B (Gauss)$=20 \cdot I$ (Amperios).

Puesto que las dimensiones del imán impiden utilizar la caja de calibración (ver figura 3.4), se ha construido una versión más pequeña con los mismos elementos y la misma electrónica. Se ha comprobado que con esta nueva caja tanto los valores del pedestal (P y σ_{Pef}) como los de la respuesta a un fotón (Q_{ef} y σ_{Qef}) son consistentes con los obtenidos en la calibración realizada con la caja anterior.

Para orientar el campo magnético en las direcciones X, Y y Z respecto al fotomultiplicador, se varía la posición de la caja dentro del imán, cambiando la polaridad de la fuente para cambiar el sentido, de manera que la orientación del fotomultiplicador relativa al campo magnético queda como se muestra en la figura 4.4. Este sistema de referencia es equivalente al de AMS-02. La intensidad de la luz incidente corresponde a distribuciones poissonianas de media $\mu \sim 0.16$, que es la iluminación óptima para caracterizar la respuesta del fotomultiplicador (sección 3.5.2).

4.2 Medidas y análisis de los resultados

Se ha estudiado la respuesta del fotomultiplicador con el campo magnético en las tres direcciones espaciales, haciendo los siguientes barridos:

- B_x: 0, ±40, ±80, ±120, ±160, ±200, ±240, ±280, ±320 G.
- B_y: 0, -10, ±20, -30, 40, 50, ±60, ±80, ±100, ±120 G.
- B_z: 0, ±10, ±20, ±30, ±40, ±80, ±120, ±160, ±200 G.

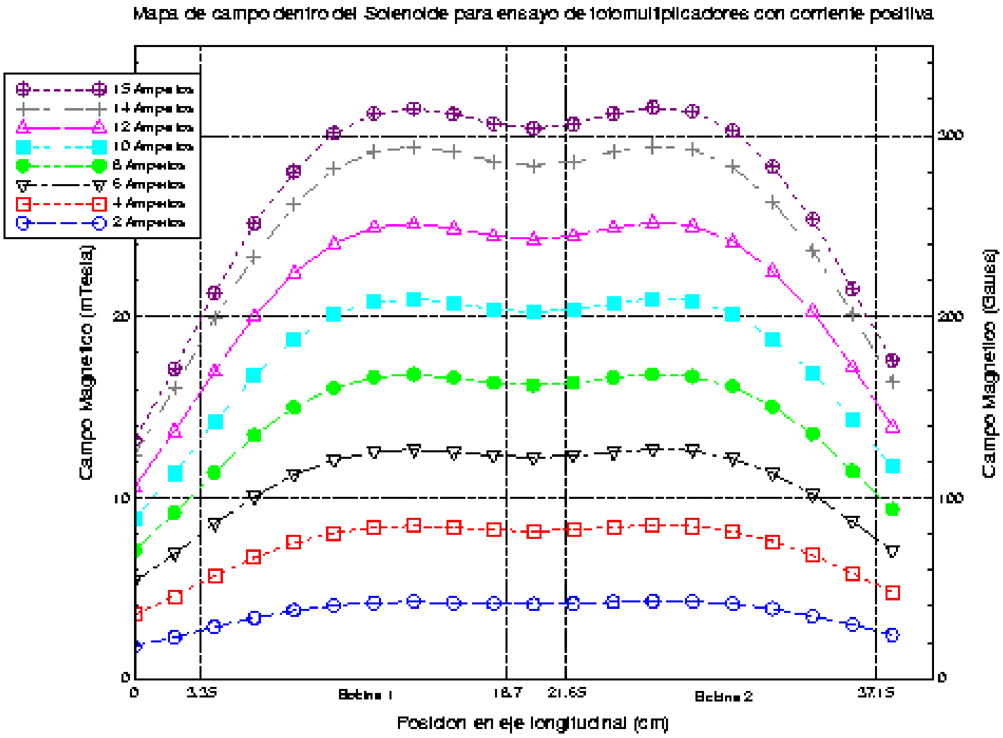


Figura 4.2: Homogeneidad del campo magnético creado por el imán en el eje longitudinal para distintos valores de la intensidad (de 2 a 15 A).

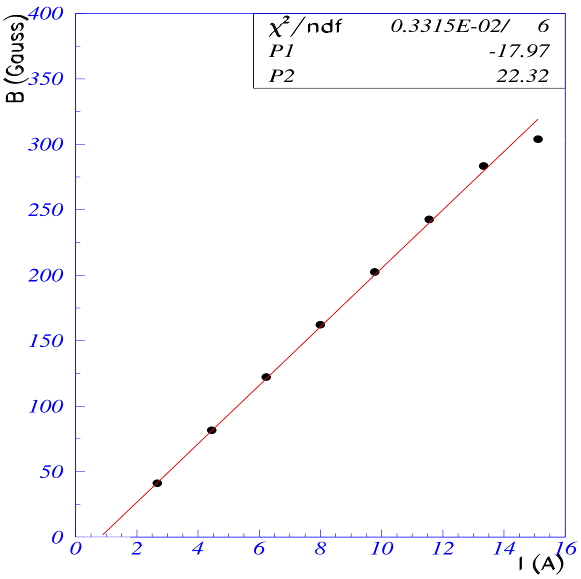


Figura 4.3: Relación entre la intensidad suministrada por la fuente de alimentación y el campo magnético generado.

El paso y la extensión de cada barrido se han establecido en función de la sensibilidad del fotomultiplicador en cada una de las direcciones.

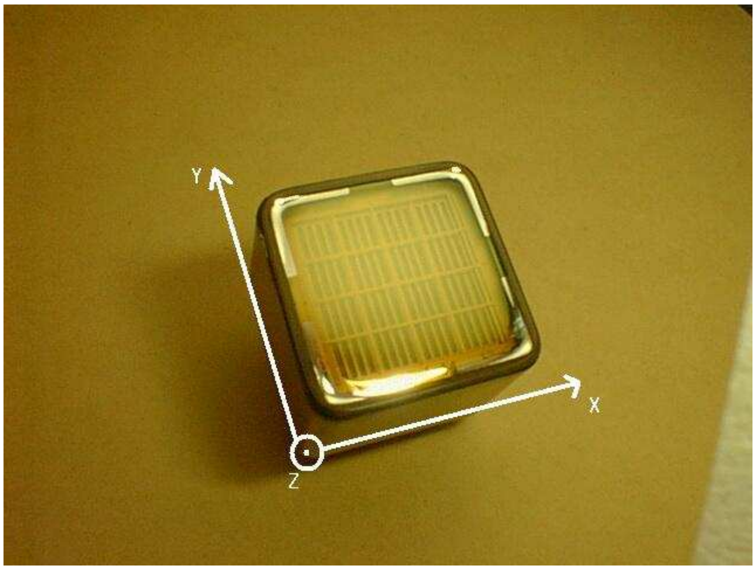


Figura 4.4: Posición relativa del fotomultiplicador y el campo magnético generado por el imán.

Se muestran en las figuras 4.5, 4.6 y 4.7 las distribuciones típicas obtenidas en las medidas con campo magnético. Conforme la intensidad del campo aumenta, el pico de ganancia disminuye y se acerca al valor del pedestal. Igualmente, se aprecia un aumento en la señal de baja ganancia.

Estos efectos son más acusados al someter el fotomultiplicador a campo magnético en las direcciones Y y Z que en la dirección X, llegando a deformar completamente la distribución para valores de intensidad altos ($|B_x| > 280$ G, $|B_y| > 100$ G y $|B_z| > 200$ G). En estos casos el modelo de caracterización no se ajusta bien a los datos[2], por lo que los resultados correspondientes no se han incluido en el análisis.

A continuación, se estudiará la influencia del campo magnético en la ganancia (Q_{ef} y σ_{Qef}) y la eficiencia (μ). Dado que interesa ver si hay variaciones de los parámetros respecto a los valores obtenidos sin campo, los resultados se presentan en gráficas relativas (en tanto por ciento) al valor a intensidad de campo cero. Por razones de espacio, las figuras que muestran las gráficas para los 16 píxeles se incluyen en el apéndice B.

4.2.1 Efecto del campo magnético en la dirección X

La dependencia de la ganancia efectiva con B_x para cada uno de los píxeles del fotomultiplicador[3] se muestra en la figura B.1. Se observa que cada píxel presenta un comportamiento diferente, aunque se aprecia cierta similitud entre las curvas según su posición en la matriz (centro, lado o esquina). La tendencia general es de disminución de la ganancia conforme aumenta la intensidad del campo magnético, llegando a registrarse en algunos casos reducciones de hasta el 30% para campos del orden de los 200 G.

En la región 100-150 G (valores típicos de campo magnético con los que deberán trabajar los fotomultiplicadores cuando estén integrados en el detector AMS-02), la disminución promedio observada (figura 4.8 (izquierda)) es del orden del 4%.

[2]En las distribuciones obtenidas con campos magnéticos altos se observa que el crecimiento de la señal de baja ganancia es considerable, lo que probablemente se deba a un aumento del *cross-talk*.

[3]Se han excluido las medidas del píxel 10 por mal funcionamiento de la electrónica.

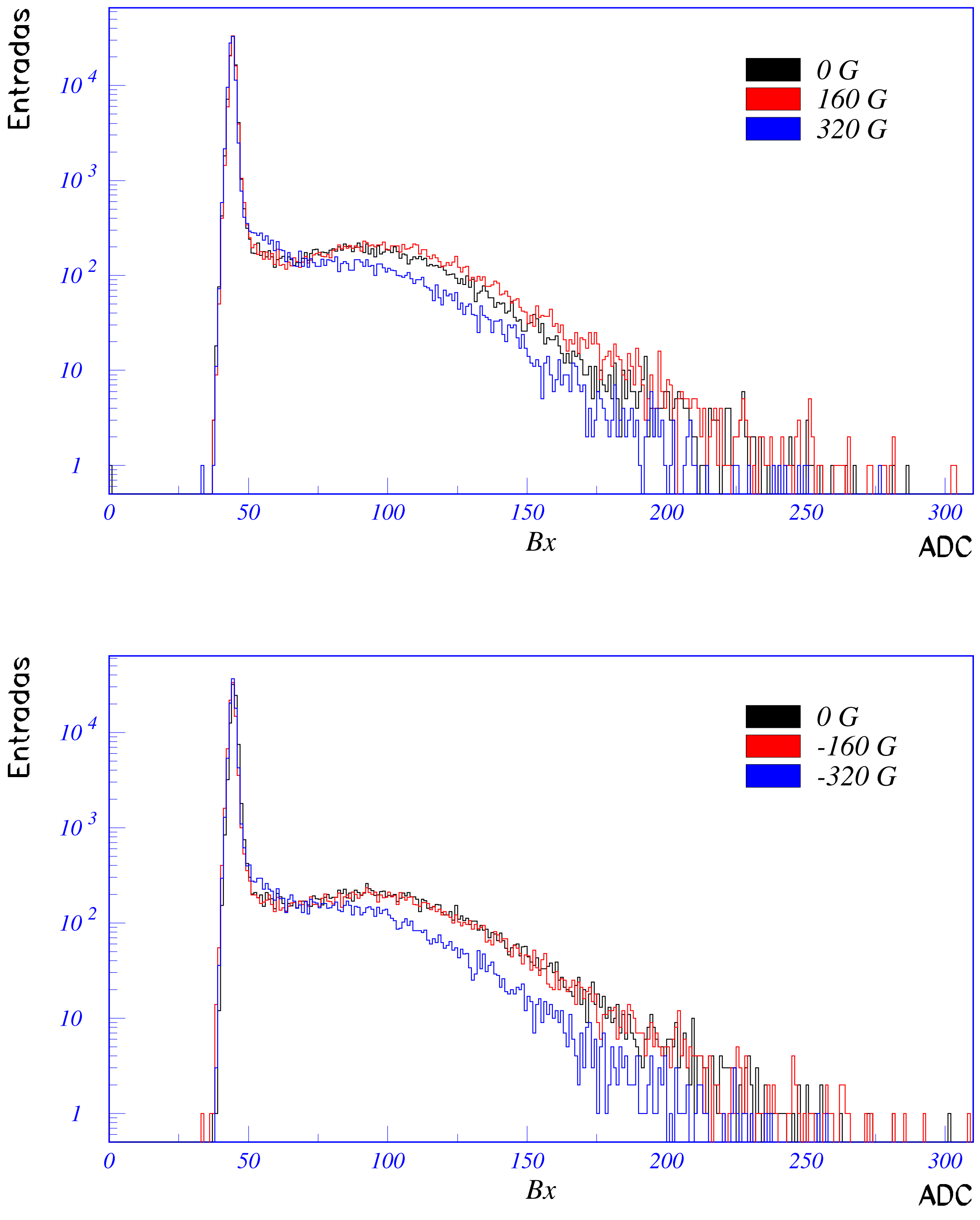
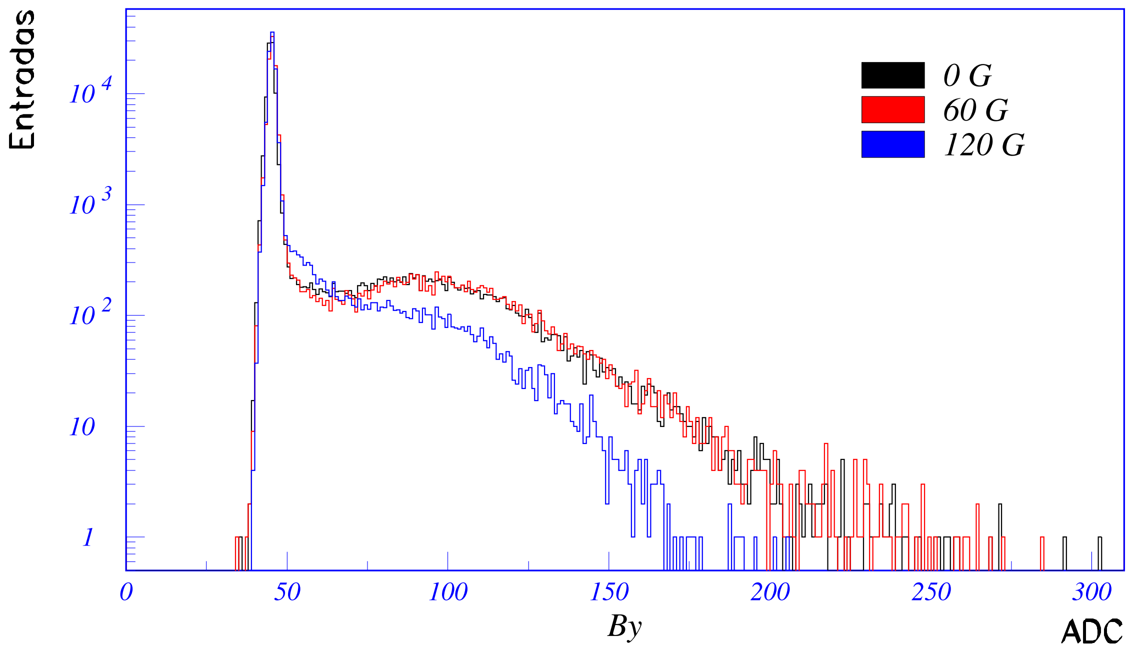


Figura 4.5: Distribución de la señal que se obtiene cuando el fotomultiplicador funciona en el seno de un campo magnético en la dirección X positiva (arriba) y negativa (abajo), a 800 V y pulso de luz de 5 ns.



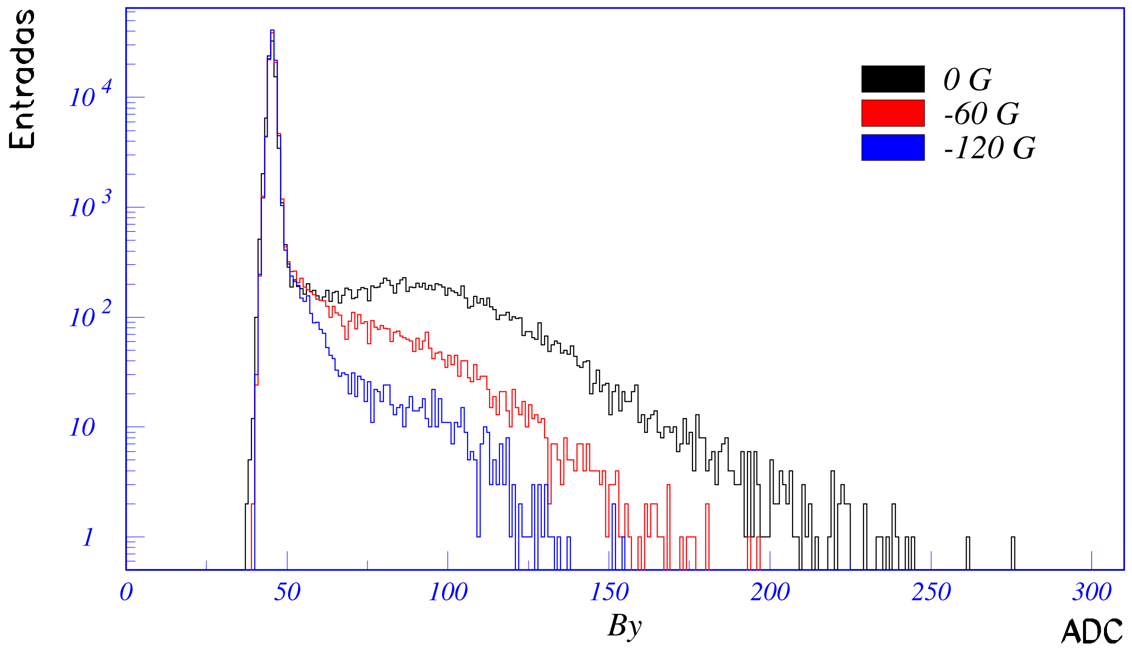


Figura 4.6: Distribución de la señal que se obtiene cuando el fotomultiplicador funciona en el seno de un campo magnético en la dirección Y positiva (arriba) y negativa (abajo), a 800 V y pulso de luz de 5 ns.

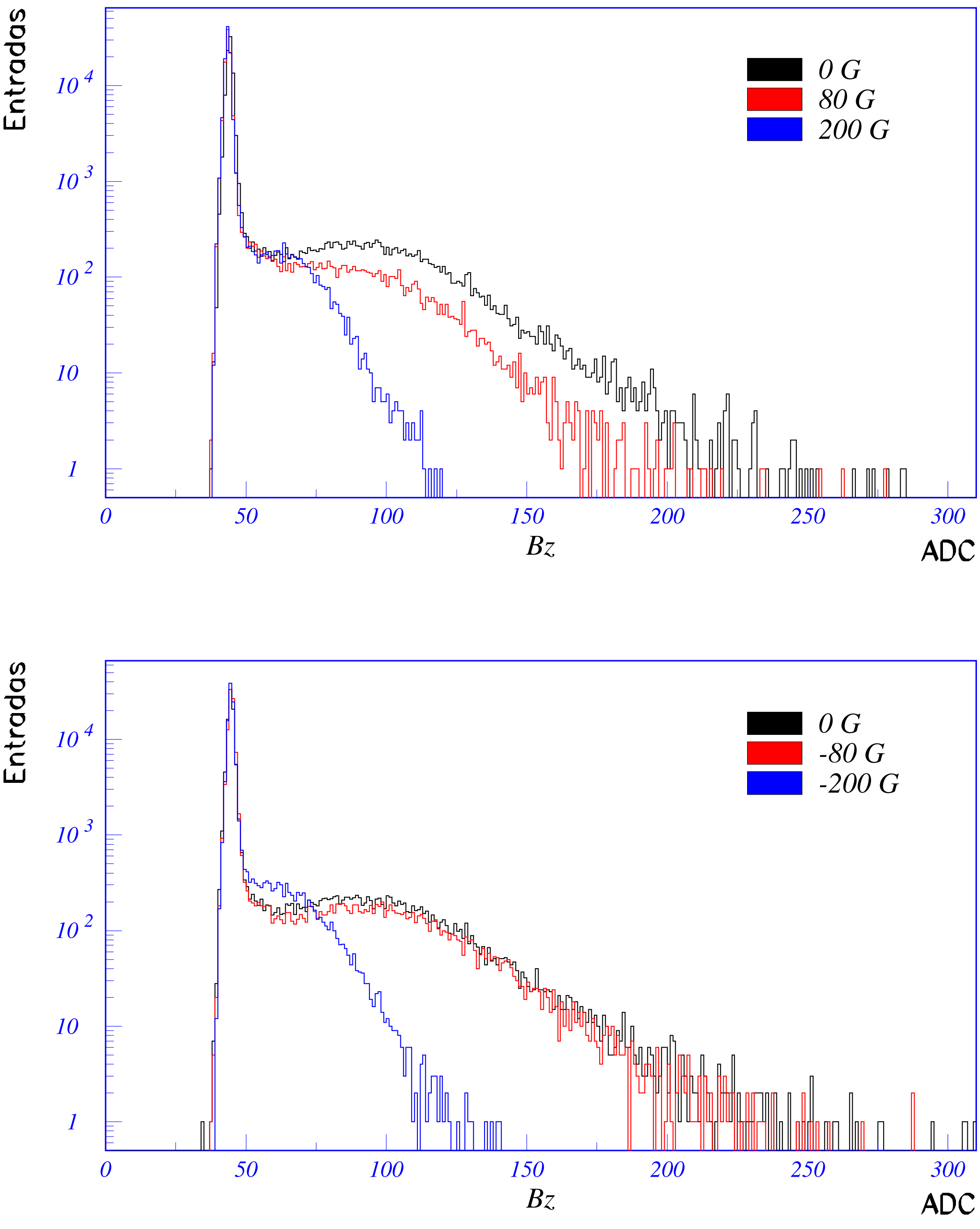


Figura 4.7: Distribución de la señal que se obtiene cuando el fotomultiplicador funciona en el seno de un campo magnético en la dirección Z positiva (arriba) y negativa (abajo), a 800 V y pulso de luz de 5 ns.

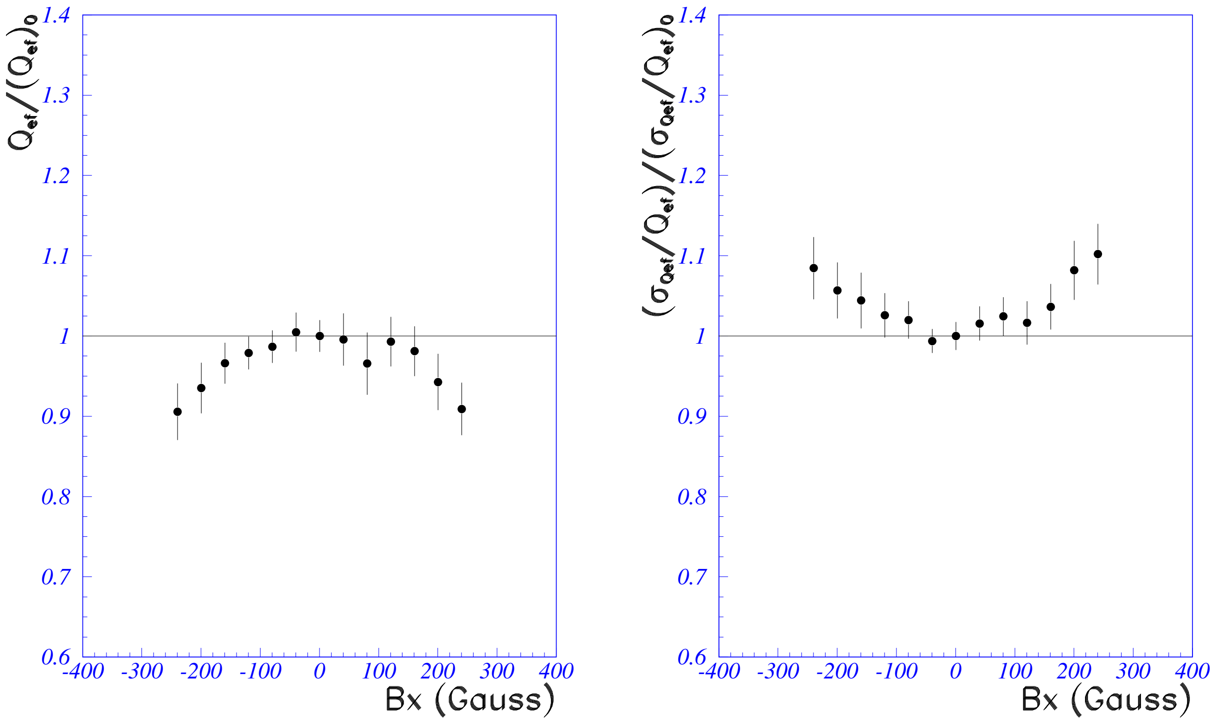


Figura 4.8: Dependencia de la ganancia efectiva (izquierda) y de la resolución (derecha), promediadas a todos los píxeles, con el campo magnético en la dirección X.

Igualmente, la anchura de la señal (σ_{Qef}) se degrada para valores altos del campo, aunque en este caso la dependencia es menor que la mostrada por la ganancia (figura B.2). Las variaciones de la resolución (σ_{Qef}/Q_{ef}) promediada a todos los píxeles, están dentro del 3% (figura 4.8 (derecha)), lo que significa que la capacidad para contar fotones no se ve afectada por la presencia de campos magnéticos en la dirección X en el rango ± 150 G.

Para ver si el campo magnético afecta a la eficiencia del fotomultiplicador se ha representado en la figura B.3 la evolución del parámetro μ (estimación relativa de la luz que el fotomultiplicador es capaz de detectar) en función de la intensidad del campo aplicado. La dependencia que exhibe tiene las mismas características que las observadas en el caso de la ganancia y la resolución, pero con un carácter más marcado. Se muestra en la figura 4.9 que en promedio la disminución esperada de la eficiencia para campos de 100-150 G es aproximadamente del 9%, lo cual deberá tenerse en cuenta a la hora de estimar la eficiencia global de detección del RICH.

4.2.2 Efecto del campo magnético en las direcciones Y y Z

Para determinar la influencia del campo magnético en la respuesta del fotomultiplicador en las direcciones Y y Z se ha realizado un estudio similar al anterior, variando su posición dentro del imán.

En las figuras B.4 y B.5 se muestran los valores determinados para las ganancias efectivas de todos los píxeles en función de B_y y B_z. El efecto del campo en la ganancia es muy similar al visto en B_x, tanto en la disminución de su valor conforme aumenta la intensidad como en el compor-

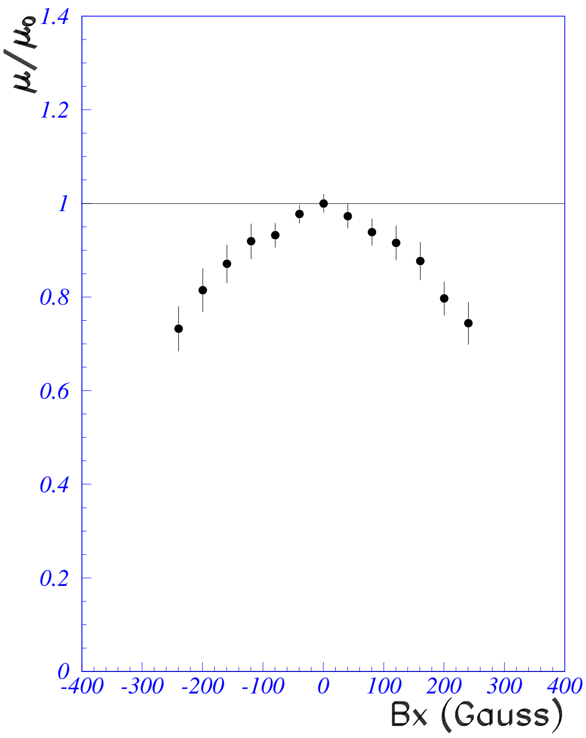


Figura 4.9: Dependencia de la eficiencia de detección promediada a todos los píxeles con el campo magnético en la dirección X.

tamiento diferenciado de los distintos píxeles. Sin embargo, en este caso la degradación es mucho más rápida, con disminuciones de hasta el 60% en algunos píxeles para campos del orden de 60-80 G.

En general, la dependencia de la ganancia con el campo en la dirección Y es suave, parecida a la observada con B_x, aunque presenta una destacada asimetría, siendo el descenso del valor de Q_{ef} más pronunciado en el sentido negativo que en el positivo. Por el contrario, en la dirección Z, la ganancia presenta una fuerte variación con el campo magnético, mostrando curvas con gran pendiente y marcada simetría entre píxeles.

La causa de las diferentes tendencias mostradas en función de la dirección del campo magnético es la disposición y forma de los dínodos. Para un campo eléctrico en la dirección Z negativa, campos magnéticos en el eje X dan lugar a una fuerza de Lorentz que actúa en la dirección Y a lo largo de las rendijas de los píxeles, por lo que no se espera una degradación significativa de la cascada de electrones. En el caso del campo magnético en la dirección Y, la fuerza de Lorentz empuja a los electrones hacia la dirección X a través de las rendijas de los píxeles, que debido a su forma favorecerán o no su paso al dínodo siguiente. Por último, las pérdidas son más considerables para campos en el eje Z porque la fuerza de Lorentz actúa en el plano XY, sumándose los dos efectos anteriores. En todos los casos la fuerza de Lorentz tiene una componente en la dirección Z negativa, llevando los electrones hacia el ánodo.

A pesar de la influencia notable que el campo magnético en las direcciones Y y Z tiene en la ganancia, el funcionamiento de los fotomultiplicadores en el RICH no se verá significativamente afectado, ya que dentro de los valores típicos de operación, $|B_y| \sim 20 - 30$ G y $|B_z| \sim 5 - 10$ G, la degradación de la ganancia promedio no supera el 7% y el 1%, respectivamente (ver figura 4.10).

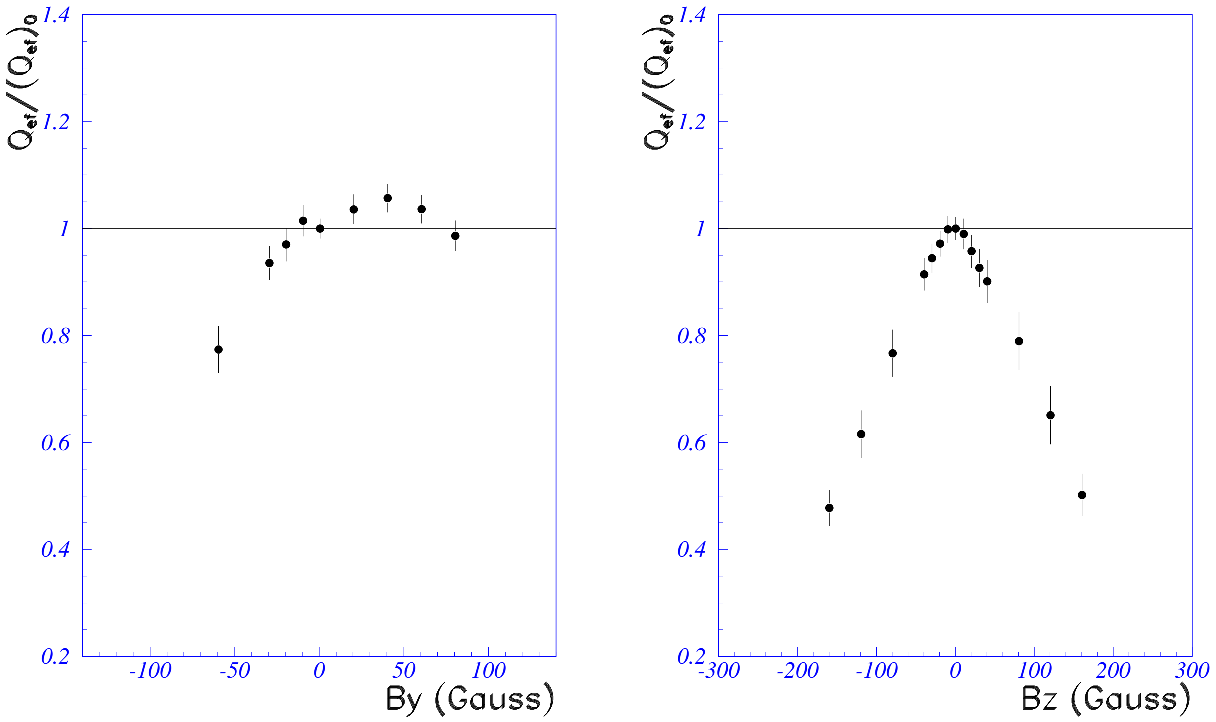


Figura 4.10: Variación de la ganancia efectiva promediada a todos los píxeles con el campo magnético en la dirección Y (izquierda) y en la dirección Z (derecha).

Al igual que ocurría con B_x, en las direcciones Y y Z la anchura presenta una tendencia con el campo magnético similar a la mostrada por la ganancia correspondiente, pero más suavizada (figuras B.6 y B.7, respectivamente). Igualmente, el promedio a todos los píxeles de la resolución no resulta excesivamente degradado en los rangos de campo magnético de operación, disminuyendo como mucho un 5% para B_y y un 1% para B_z (figura 4.11), manteniéndose la capacidad para contar fotones a pesar de la presencia del campo.

Por último, se ha estudiado la influencia del campo magnético en Y y Z en la eficiencia de detección del fotomultiplicador, mostrando en las figuras B.8 y B.9 las curvas de variación de μ en función de la intensidad del campo. De nuevo se obtienen perfiles con las mismas tendencias que las encontradas en la ganancia y la resolución, es decir, con asimetría en B_y y una fuerte caída en B_z, pero mucho más acentuadas. En promedio (figura 4.12) las variaciones llegan al 9% y 7%, respectivamente, considerando los intervalos de campo magnético en los que deberán trabajar los fotomultiplicadores.

En la tabla 4.1 se resumen los resultados obtenidos para las variaciones de Q_{ef}, σ_{Qef} y μ en función del campo magnético en las tres direcciones espaciales cuando éste alcanza los valores máximos de intensidad esperados en el plano de detección del RICH, una vez el campo esté apantallado.

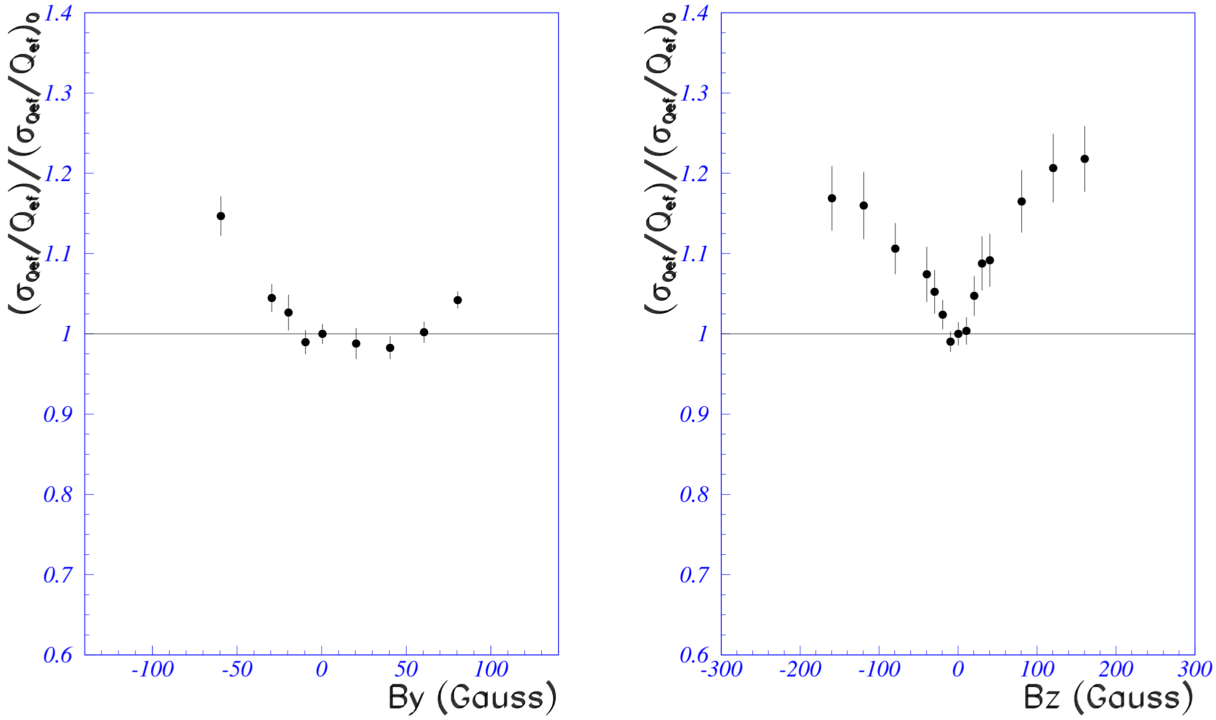


Figura 4.11: Dependencia de la resolución promediada a todos los píxeles con el campo magnético en la dirección Y (izquierda) y en la dirección Z (derecha).

	Q_{ef}	σ_{Qef}/Q_{ef}	μ
$|B_x|\sim$100 - 150 G	4%	3%	9%
$\|B_y\|\sim$ 20 - 30 G	7%	5%	9%
$\|B_z\|\sim$ 5 - 10 G	1%	1%	7%

Tabla 4.1: Variaciones de los parámetros Q_{ef}, σ_{Qef}/Q_{ef} y μ promediados a todos los píxeles en los rangos de campo magnético apantallado esperados en el plano de detección del RICH.

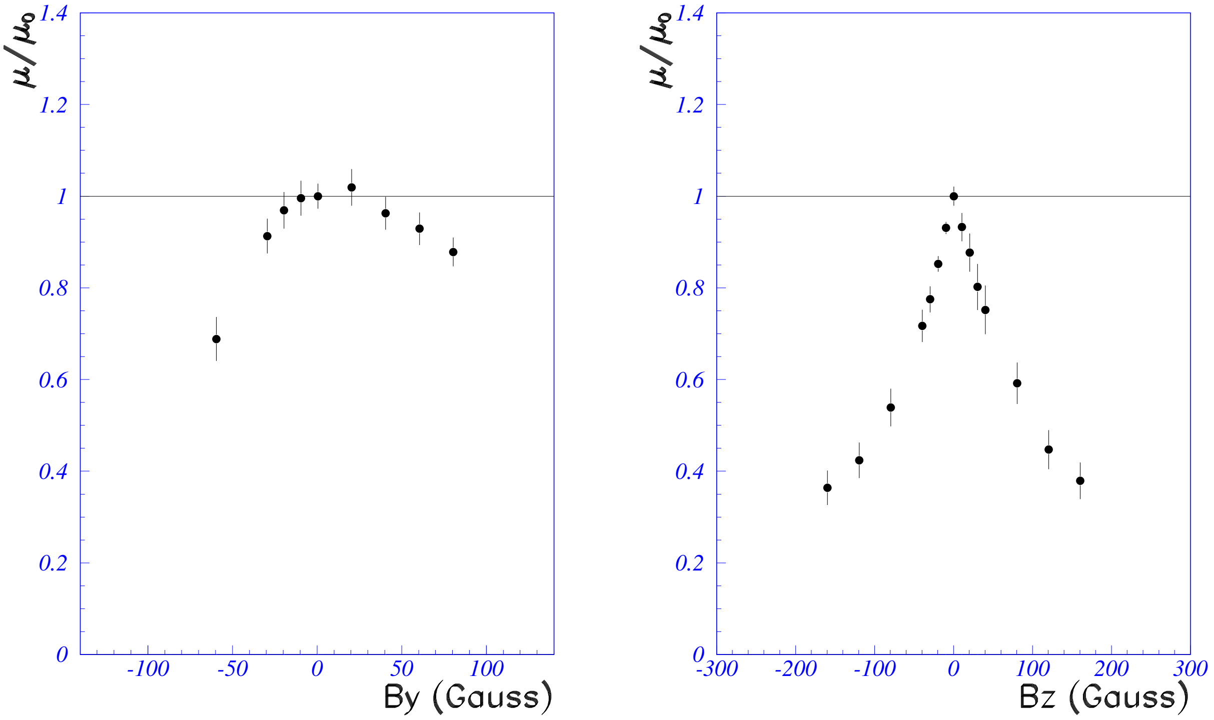


Figura 4.12: Dependencia de la eficiencia de detección promediada a todos los píxeles con el campo magnético en la dirección Y (izquierda) y Z (derecha).

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se han estudiado las capacidades para detectar y contar fotones de los fotomultiplicadores Hamamatsu R7600-00-M16, que formarán el plano de detección del RICH del detector AMS-02. También se han estudiado los efectos que el campo magnético creado por el imán superconductor de AMS-02 tendrá en su respuesta.

En primer lugar, se ha propuesto y desarrollado un nuevo modelo de caracterización de la respuesta del fotomultiplicador cuando incide un único fotón, basado en la propagación estadística de los electrones a través de la cadena de amplificación. Mediante una simulación Monte Carlo de la multiplicación de electrones en un fotomultiplicador con las características del R7600-00-M16, se ha comprobado la validez de este modelo, que incluye la existencia de una señal con una ganancia aproximadamente 5 veces menor que la ganancia para un fotón. Esta señal es compatible con la pérdida de la primera etapa de amplificación para el 10-20% de los fotones incidentes, que se convierten en electrones en el primer dínodo y comienzan a amplificarse en el segundo.

El ajuste de los datos con el modelo desarrollado se ha realizado mediante un programa de análisis específico que, por el método de mínimos cuadrados, ajusta una función con diez parámetros libres a las distribuciones obtenidas. Este programa también determina la ganancia y la dispersión de la respuesta a un fotón incidente para cada uno de los canales del fotomultiplicador, con una incertidumbre global inferior al $\sim$3%.

Los valores típicos de ganancia observados (a 800 V) son del orden de 1.5×10^6, con una resolución de la señal para un fotón incidente de $\sigma/Q \sim 0.5$, con lo que quedan comprobadas las capacidades de estos fotomultiplicadores para amplificar la señal y contar fotones.

Se ha estudiado la dependencia de la ganancia con el voltaje aplicado, considerando la posibilidad de variar el potencial de trabajo de los fotomultiplicadores para uniformizar la ganancia en el plano de detección del RICH. Esta uniformidad está limitada por la dispersión de los valores que toma la ganancia en los 16 canales de cada fotomultiplicador, que en la unidad en estudio es del $\sim$12% (valor rms, en el peor caso puede llegar a ser del $\sim$30%). También la resolución y la eficiencia de detección presentan una dispersión intrínseca (rms) del $\sim$10% y el $\sim$13%, respectivamente.

Se ha aplicado el método de caracterización desarrollado a 45 fotomultiplicadores del prototipo del RICH, y se ha tratado de uniformizar su respuesta determinando el voltaje de operación que se deberá aplicar a cada uno de ellos para que su ganancia sea, en promedio, del orden de 1.2×10^6. Los valores de voltaje de operación obtenidos están en el rango $\sim$770 V - 890 V.

Por último, se han estudiado los efectos que el campo magnético tiene en la respuesta de los fotomultiplicadores, tanto a nivel de señal como de eficiencia de detección, ya que deberán operar bajo la influencia de un campo magnético que se espera que alcance valores típicos del orden de $|B_x^{max}| \sim$ 100-150 G, $|B_y^{max}| \sim$ 20-30 G y $|B_z^{max}| \sim$ 5-10 G.

La influencia del campo magnético en la respuesta en mucho mayor en las direcciones Y y Z que en la X. La ganancia disminuye conforme aumenta la intensidad del campo, pero en el rango de operación previsto esta disminución es inferior al 7%. La resolución no se ve prácticamente afectada por la presencia del campo, al contrario que la eficiencia de detección, aunque dentro de los valores de campo apantallado ésta no se degradará más del 10%. Como el campo magnético nunca alcanza los valores máximos simultáneamente en las tres direcciones espaciales (ver figura 2.7), no se superpondrán los efectos que tiene en la respuesta del fotomultiplicador.

Por tanto, el apantallamiento de los fotomultiplicadores previsto en el diseño del RICH es suficiente para obtener unos valores de campo magnético que no afectarán significativamente sus capacidades de detección, amplificación de la señal y resolución en el contaje de fotones.

- Trabajo futuro

El método de caracterización desarrollado se aplicará a los 680 fotomultiplicadores del plano de detección del RICH. En la distribución de estos fotomultiplicadores en dicho plano se considerarán tanto la uniformización de la ganancia como la degradación inducida por el campo magnético.

Por otro lado, una vez el RICH esté operando en la ISS, la toma de datos se hará en modo reducido (sólo se guardará la información de los canales que den señal por encima de un umbral superior al valor del pedestal), para minimizar el volumen de información que se transfiera a Tierra. Por tanto, hay que adaptar el método de caracterización desarrollado al análisis de las señales reducidas y así poder calibrar a tiempo real la respuesta de los fotomultiplicadores.

Apéndice A

Características de funcionamiento de los fotomultiplicadores R7600-00-M16

A continuación se muestran las características de funcionamiento de los fotomultiplicadores Hamamatsu R7600-00-M16 proporcionadas por el fabricante.

Nótese que las diferencias en uniformidad espacial en las direcciones horizontal y vertical se deben a la separación entre píxeles y a la orientación de los dínodos, cuya estructura se deja ver en ambas gráficas (el barrido horizontal se realiza a través de las rendijas y barrido vertical a lo largo de ellas).

UNIFORMITY OF R5900-00-M16

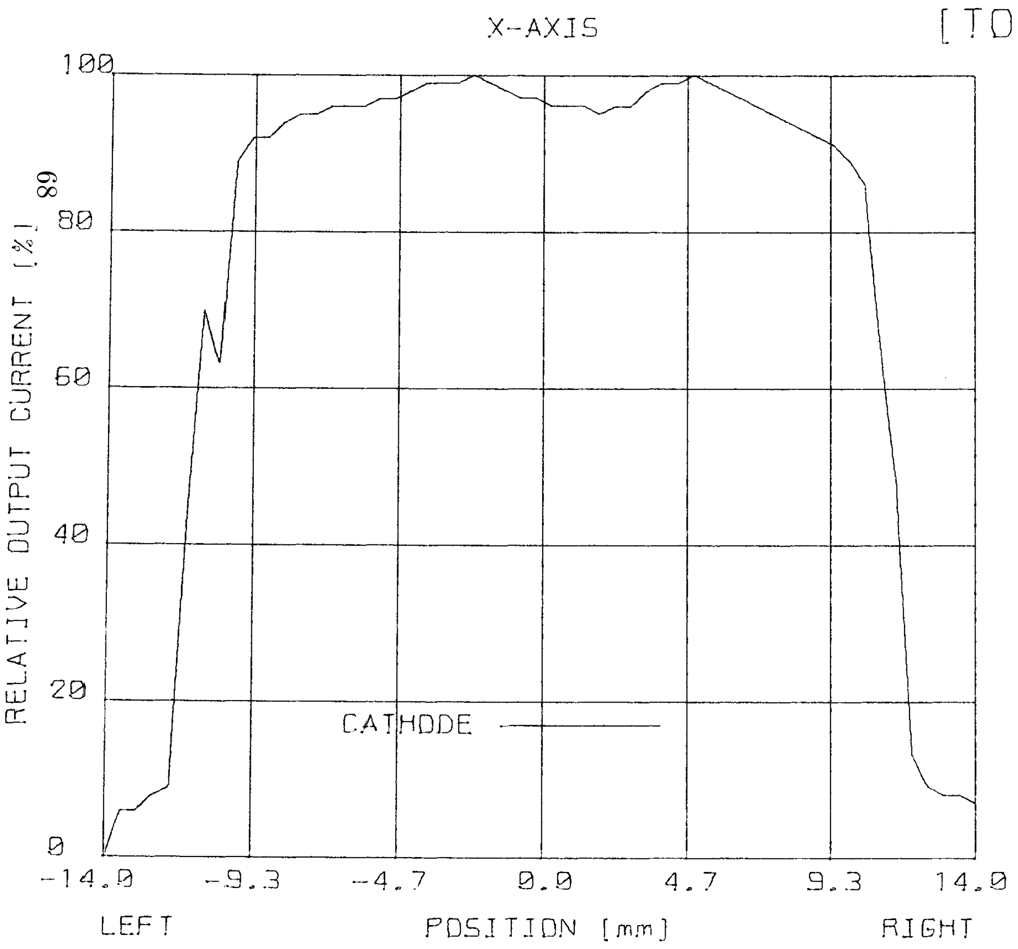
TEST DATE : 001213

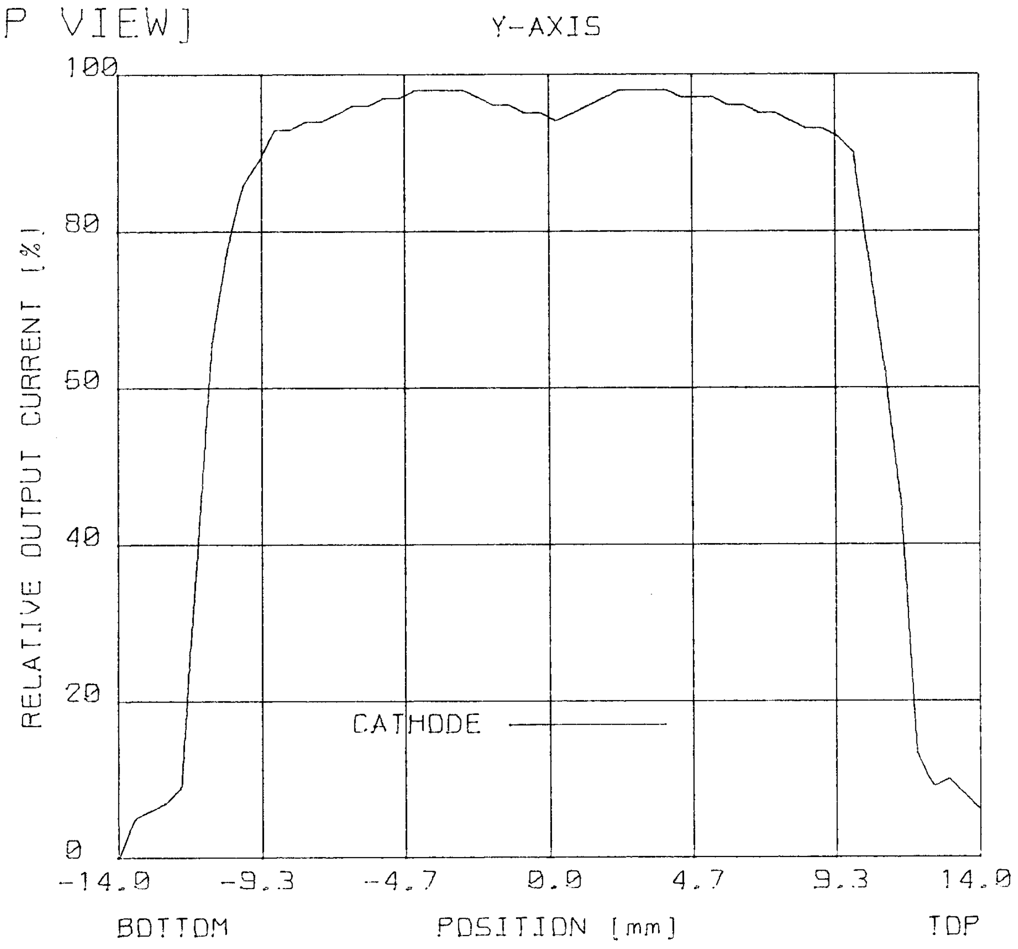
SERIAL No. : KA0497

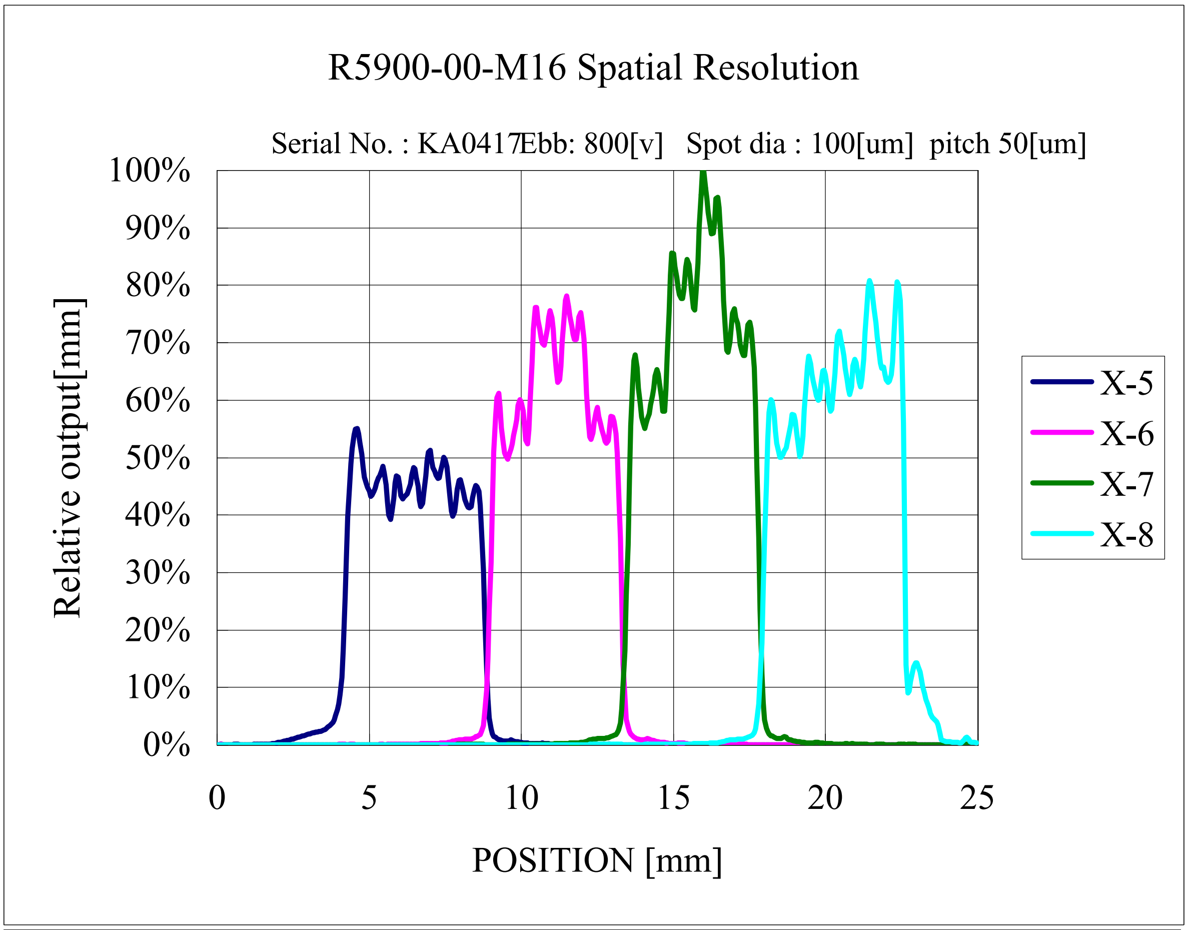
WAVELENGTH : 400 [nm]

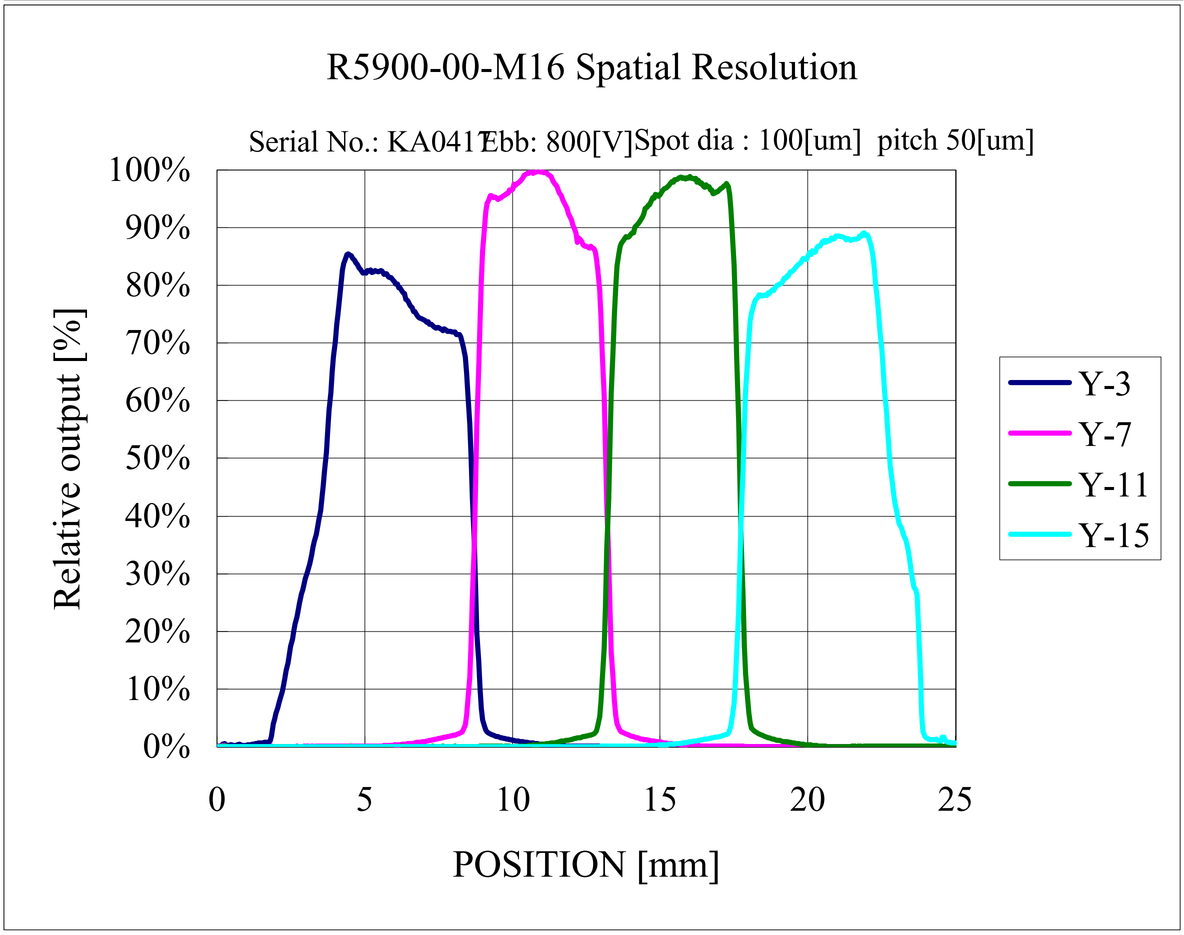
SUPPLY VOLTAGE : 800 [V]

[TOP VIEW]






R5900-00-M16 Spatial Resolution
Serial No. : KA0417Ebb: 800[v] Spot dia : 100[um] pitch 50[um]
Relative output[mm]
100%
90%
80%
70%
60%
50%
40%
30%
20%
10%
0%
0
5
10
15
20
25
POSITION [mm]
X-5
X-6
X-7
X-8


R5900-00-M16 Spatial Resolution
Serial No.: KA0417Ebb: 800[V]Spot dia : 100[um] pitch 50[um]
Relative output [%]
100%
90%
80%
70%
60%
50%
40%
30%
20%
10%
0%
0
5
10
15
20
25
POSITION [mm]
Y-3
Y-7
Y-11
Y-15

HAMAMATSU

PRELIMINARY DATA
MAR. 1999

MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY
H6568, H6568-10

PATENT

4 × 4 Multianode, High Speed Response, Low Cross-talk
Newly Developed "Metal Channel Dynode"

GENERAL

Parameter		Description / Value	Unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Bialkali	—
	Minimum Effective Area	17.5 × 17.5	mm
Window Material		Borosilicate glass	—
Dynode	Structure	Metal channel dynode	—
	Number of Stages	12	—
Anode Size		4 × 4	mm
Weight(Including Cable)		Approx.130	g

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1000	Vdc
Average Anode Current		0.01	mA

CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	—	70	—	µA/lm
	Blue (CS-5-58 filter)	—	8	—	µA/lm-b
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	—	230(50)	—	A/lm
Gain		—	3.3×10^6 (0.7×10^6)	—	—
Anode Dark Current per Channel (after 30 min. storage in darkness)		—	1(0.5)	—	nA
Time Response (per Channel)	Anode Pulse Rise Time	—	0.83	—	ns
	Transit Time Spread (FWHM)	—	0.3	—	ns
Pulse Linearity per Channel (±2 % deviation)		—	0.5(5)	—	mA
Cross-talk (4 × 4 mm Aperture)		—	1	—	%
Uniformity Between Each Anode		—	1.3	—	—

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.
(   ): Measured with the special voltage distribution ratio (Tapered Bleeder) shown below.

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	···	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
H6568		1	1	1	1	1	1···1		1	1	1	1
H6568-10 (Tapered Divider)		1.5	1.5	1.5	1	1	1···1		1	1	2	3.6

Supply Voltage: 800 Vdc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode

Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office.
Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©1999 Hamamatsu Photonics K.K

MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY H6568, H6568-10

Figure 1: Typical Spectral Response

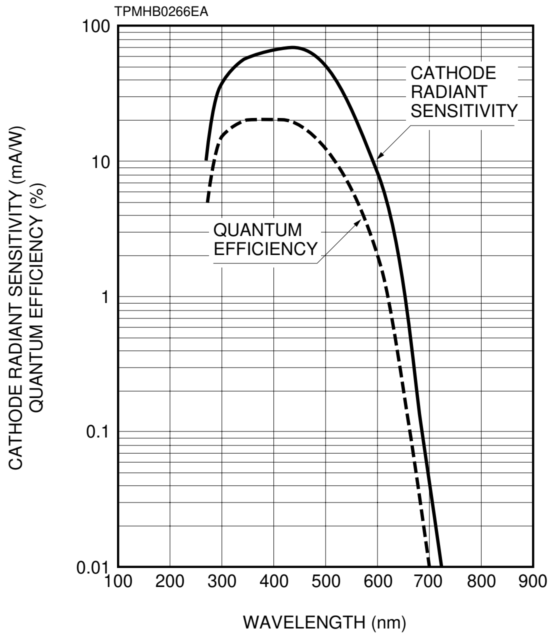


Figure 2: Typical Gain and Anode Dark Current

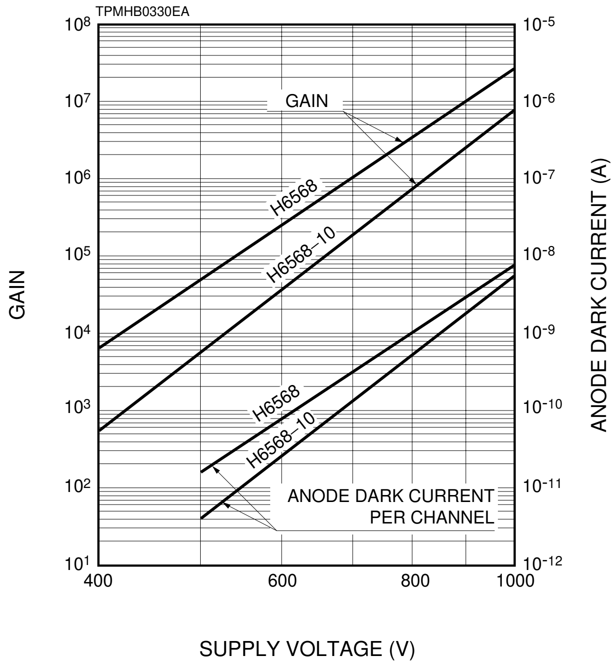


Figure 3: Typical Time Response

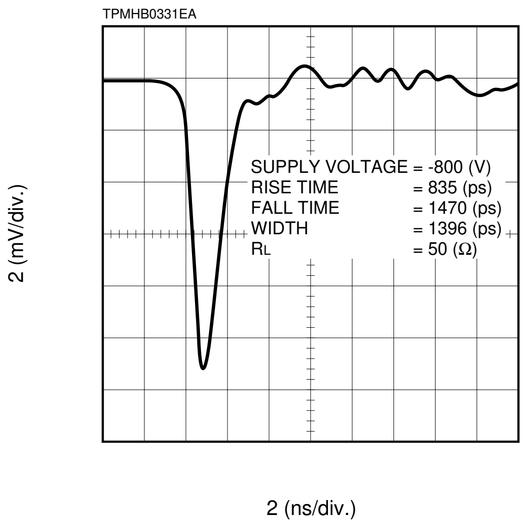


Figure 4: Typical T.T.S.Characteristic

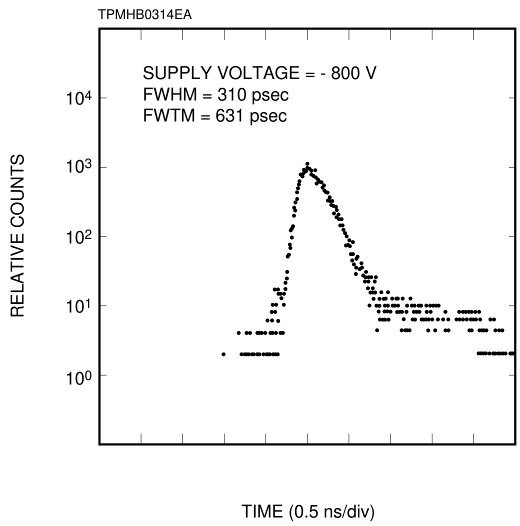
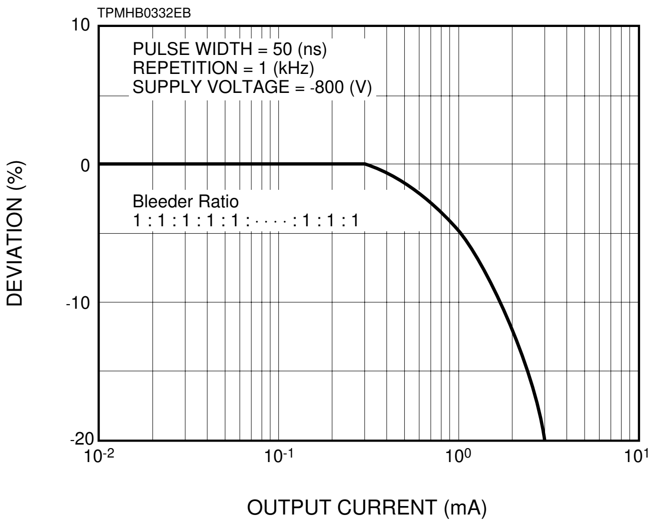
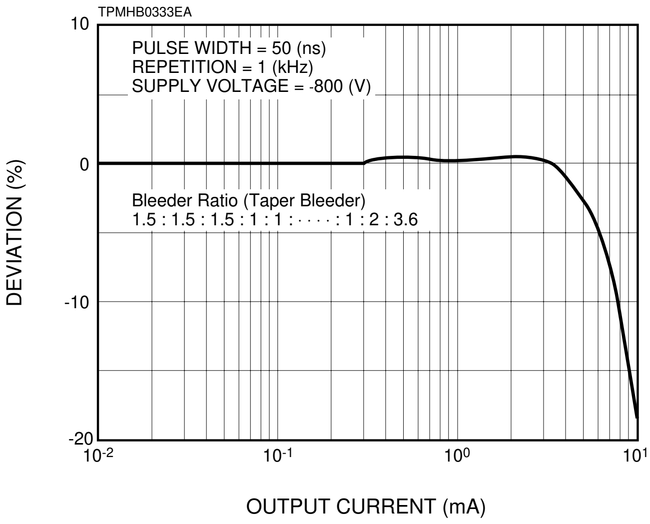


Figure 5: Pulse Linearity per Channel



H6568



H6568-10

Figure 6: Anode Uniformity (Example)

100	97	97	92
89	82	66	70
66	72	66	76
70	68	69	96

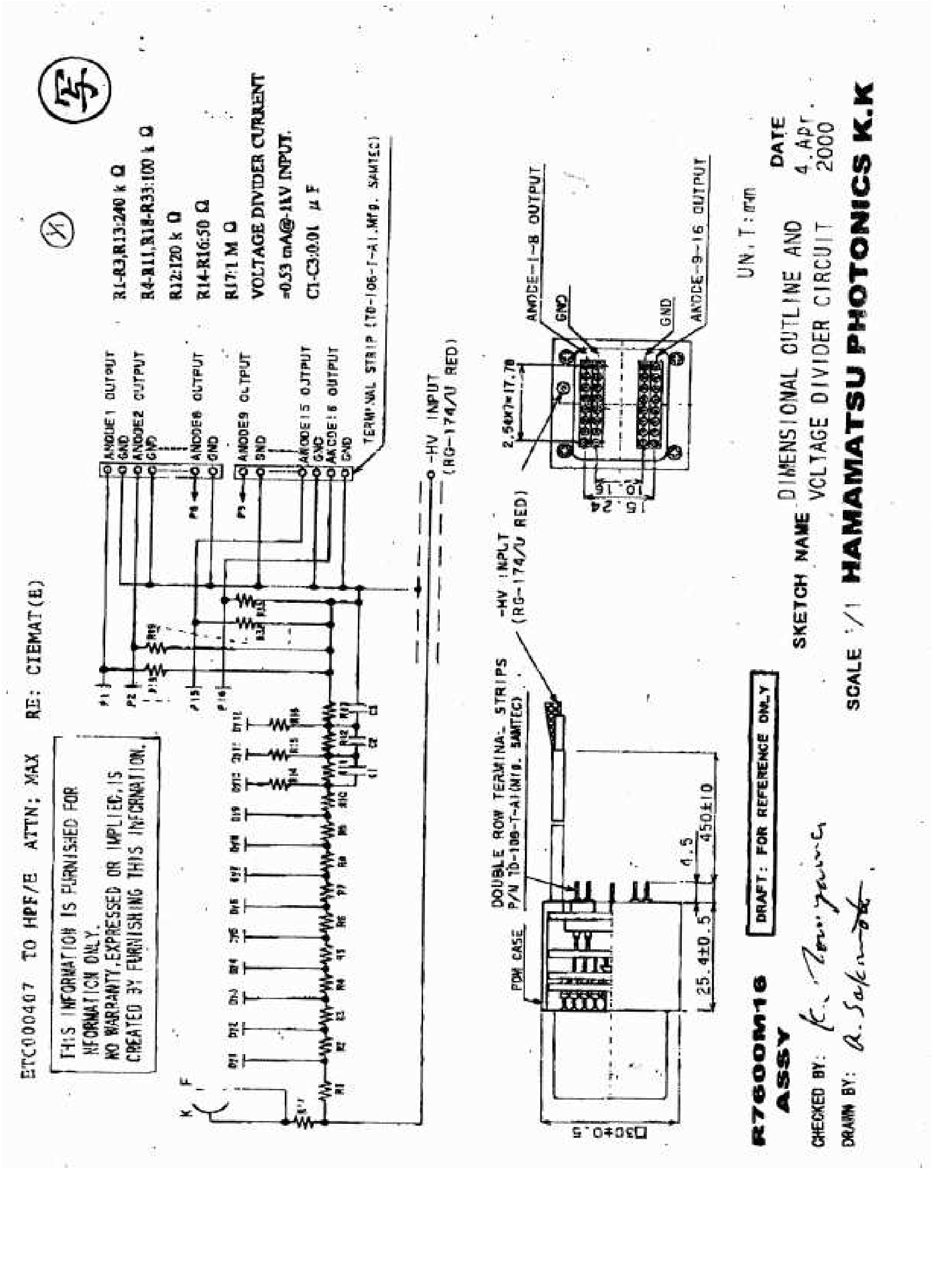
Supply Voltage: 800 V
Light Source: W Lamp (uniform DC light)
Full Illumination

Figure 7: Anode Cross-talk (Example)

0.1	0.8	0.1	*
0.5	100	0.3	*
0.1	0.3	0.1	*
*	*	*	*

Aperture 4×4 mm

Supply Voltage: 800 V
Light Source: W Lamp (uniform DC light)
Spot Illumination: 4×4 mm


ETC000407 TO HPF/E ATTN; MAX RE: CIEMAT(E)
THIS INFORMATION IS FURNISHED FOR INFORMATION ONLY.
NO WARRANTY, EXPRESSED OR IMPLIED, IS CREATED BY FURNISHING THIS INFORMATION.
R1-R3,R13:240 k Ω
R4-R11,R18-R33:100 k Ω
R12:120 k Ω
R14-R16:50 Ω
R17:1 M Ω
VOLTAGE DIVIDER CURRENT
=0.53 mA@-1kV INPUT.
C1-C3:0.01 μF
ANODE1 OUTPUT
GND
ANODE2 OUTPUT
ANODE8 OUTPUT
ANODE9 OUTPUT
ANODE15 OUTPUT
ANODE16 OUTPUT
TERMINAL STRIP (TD-106-T-A1,Mfg. SAMTEC)
-HV INPUT
(RG-174/U RED)
DOUBLE ROW TERMINAL STRIPS
P/N TD-106-T-A1(Mfg. SAMTEC)
POM CASE
□30±0.5
25.4±0.5
4.5
450±10
2.54x7=17.78
15.24
10.16
ANODE-1-8 OUTPUT
ANODE-9-16 OUTPUT
UNIT: mm
R7600M16
ASSY
DRAFT: FOR REFERENCE ONLY
SKETCH NAME DIMENSIONAL OUTLINE AND VOLTAGE DIVIDER CIRCUIT
DATE 4.Apr. 2000
CHECKED BY:
DRAWN BY:
SCALE 1/1
HAMAMATSU PHOTONICS K.K

Apéndice B

Gráficas de variación de los parámetros de caracterización en función del campo magnético para los 16 píxeles

A continuación se muestran las curvas de variación de los parámetros Q_{ef}, σ_{ef} y μ con el campo magnético, en las tres direcciones espaciales y para todos los píxeles del fotomultiplicador. El orden de las figuras se corresponde con el orden en el que se las referencia en el texto.

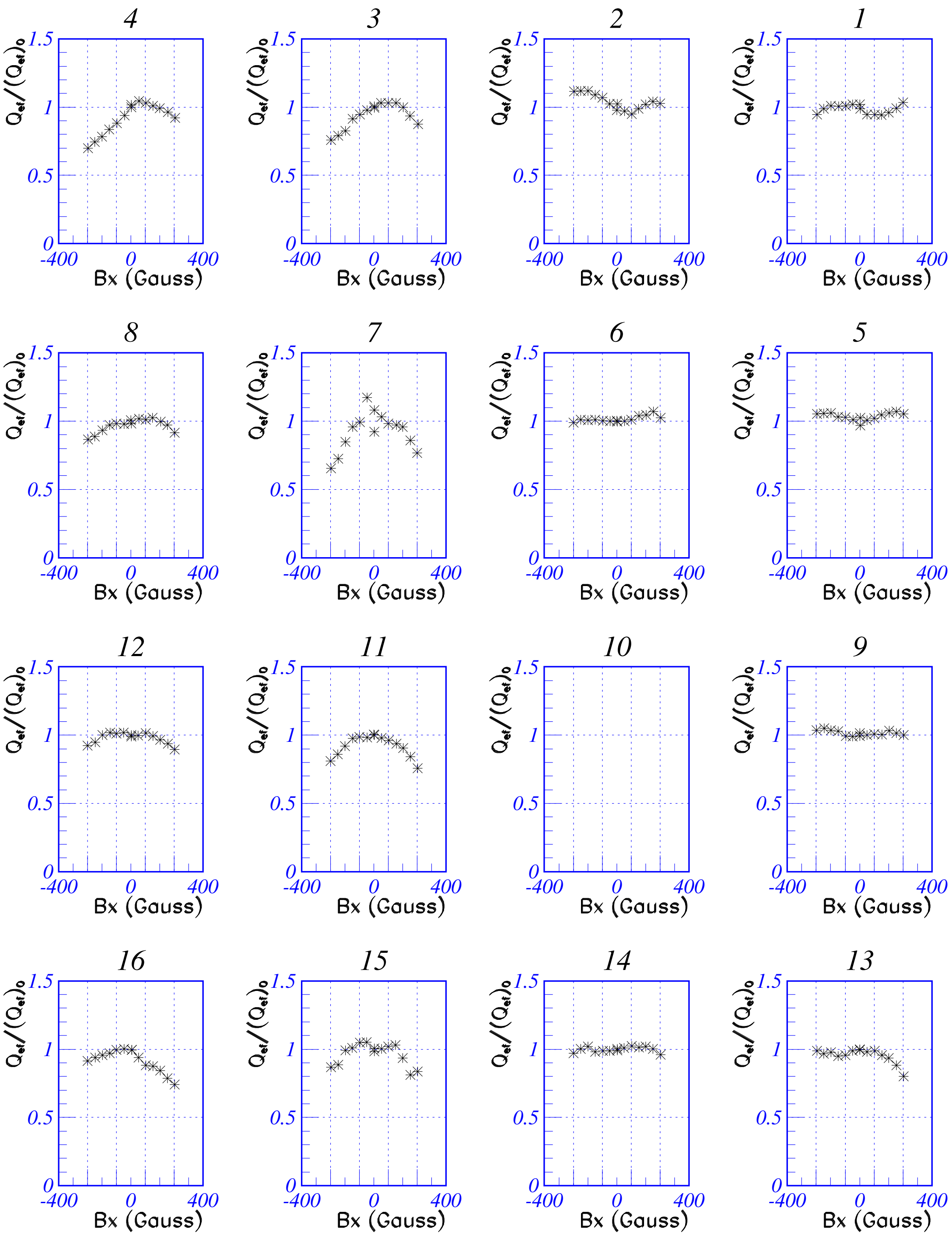


Figura B.1: Dependencia de la ganancia efectiva con el campo magnético en la dirección X.

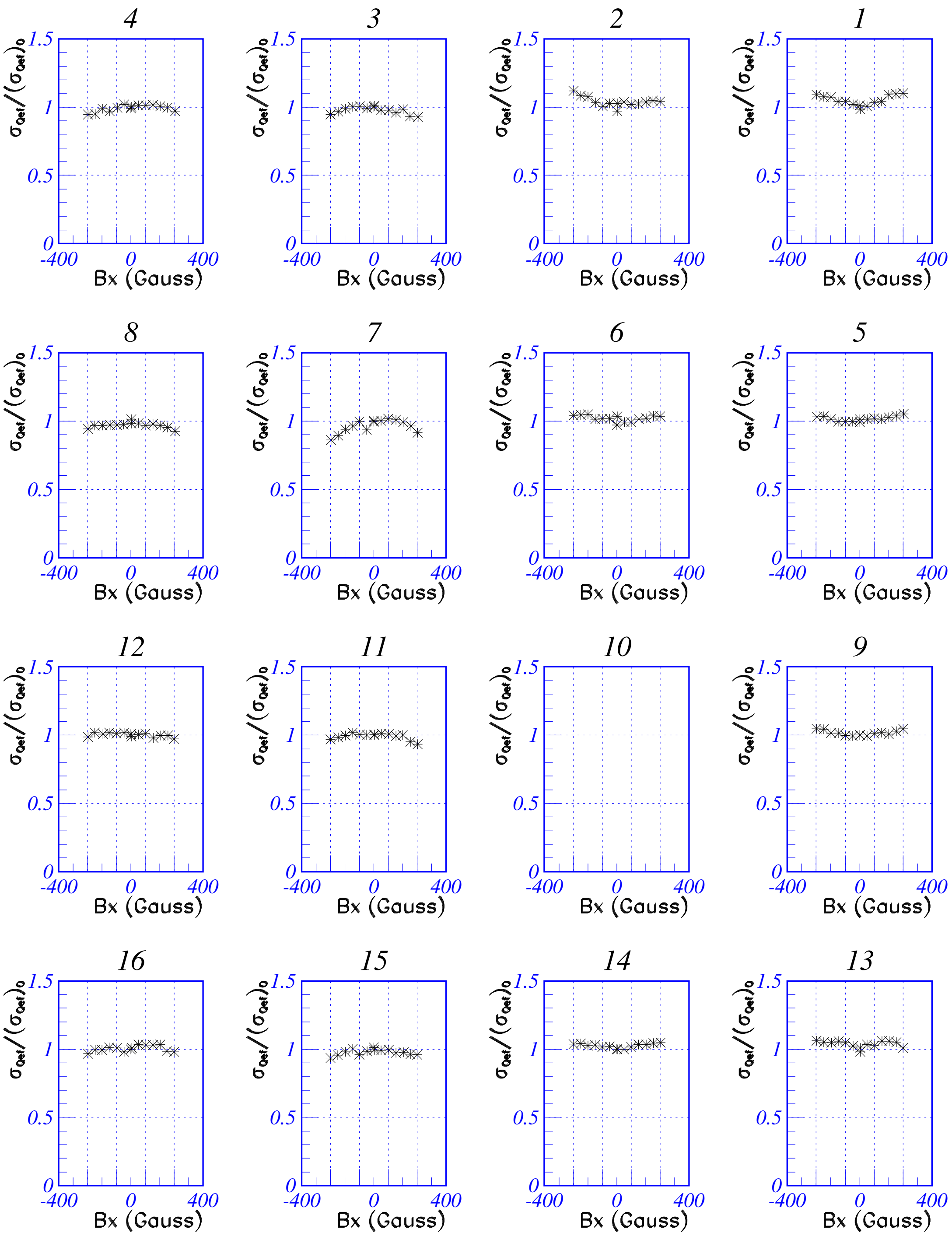


Figura B.2: Dependencia de la anchura efectiva con el campo magnético en la dirección X.

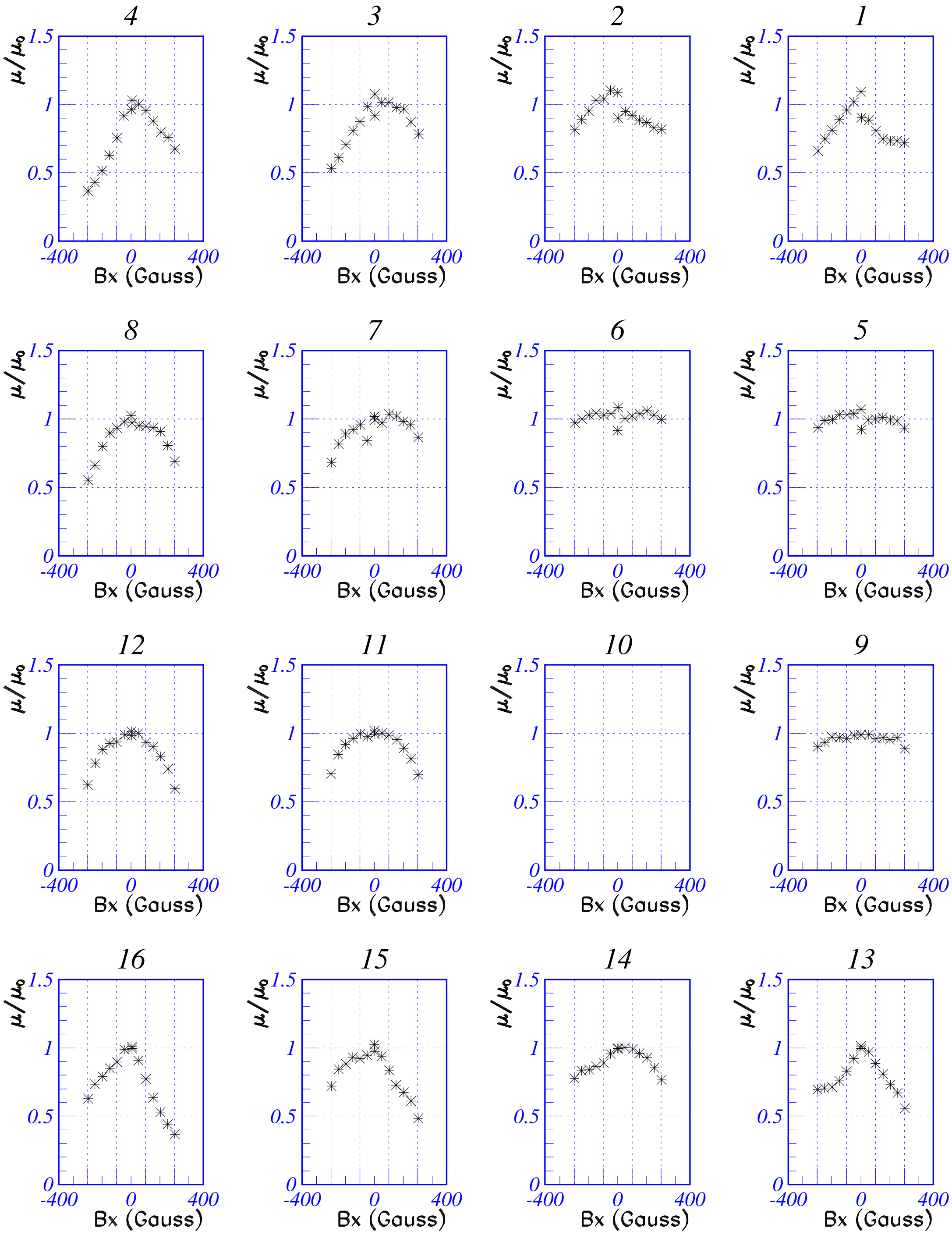


Figura B.3: Dependencia de la eficiencia de detección con el campo magnético en la dirección X.

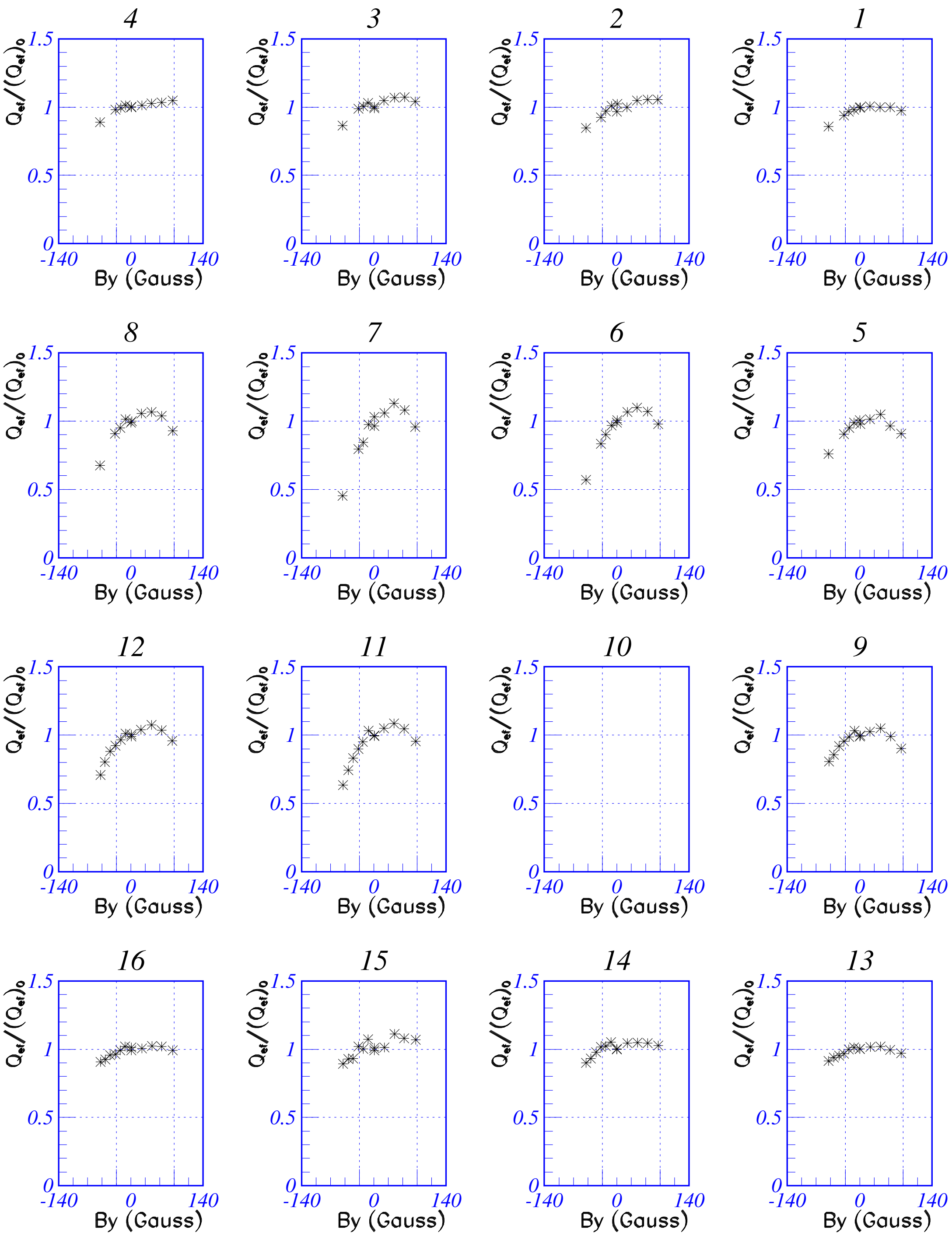


Figura B.4: Dependencia de la ganancia efectiva con el campo magnético en la dirección Y.

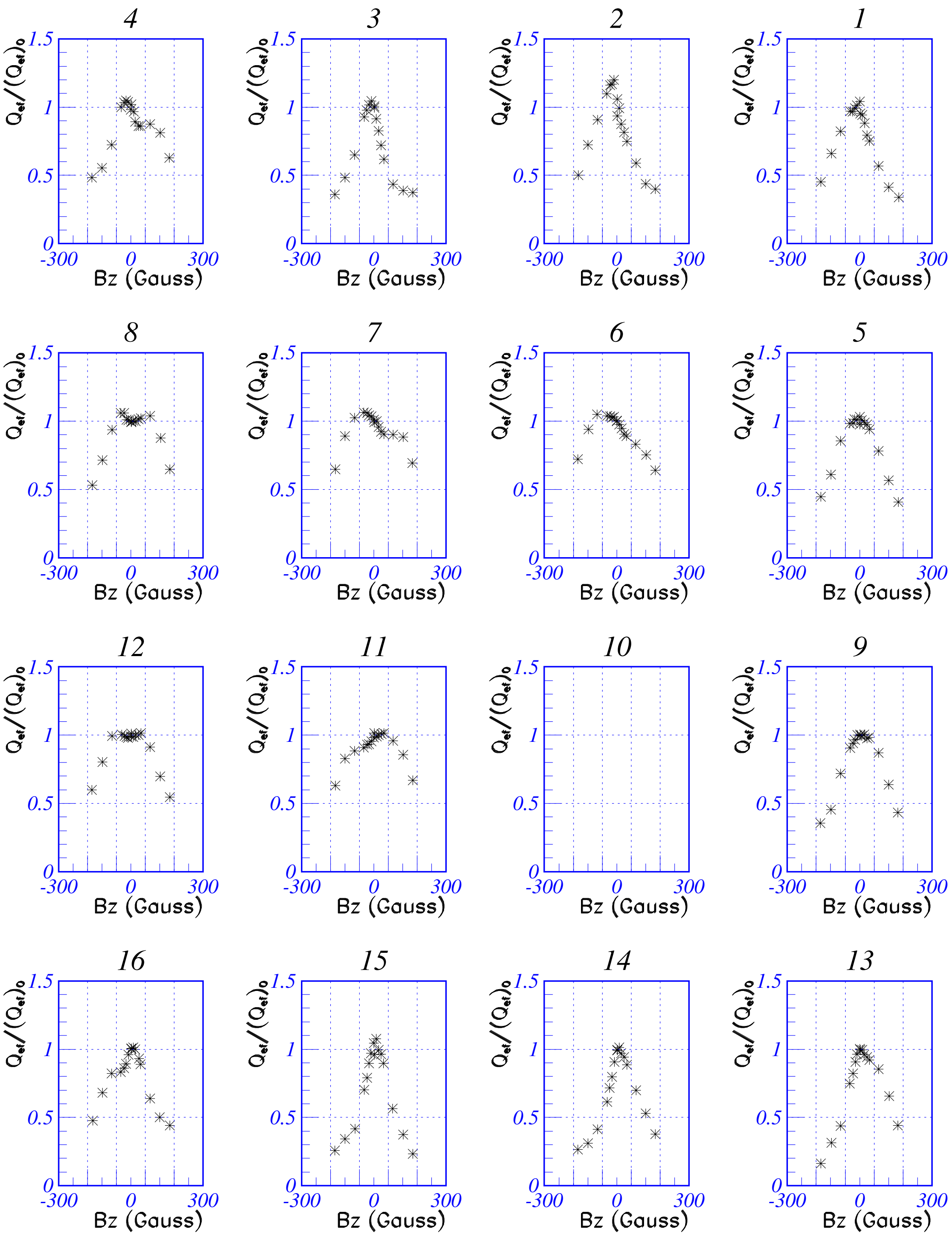


Figura B.5: Dependencia de la ganancia efectiva con el campo magnético en la dirección Z.

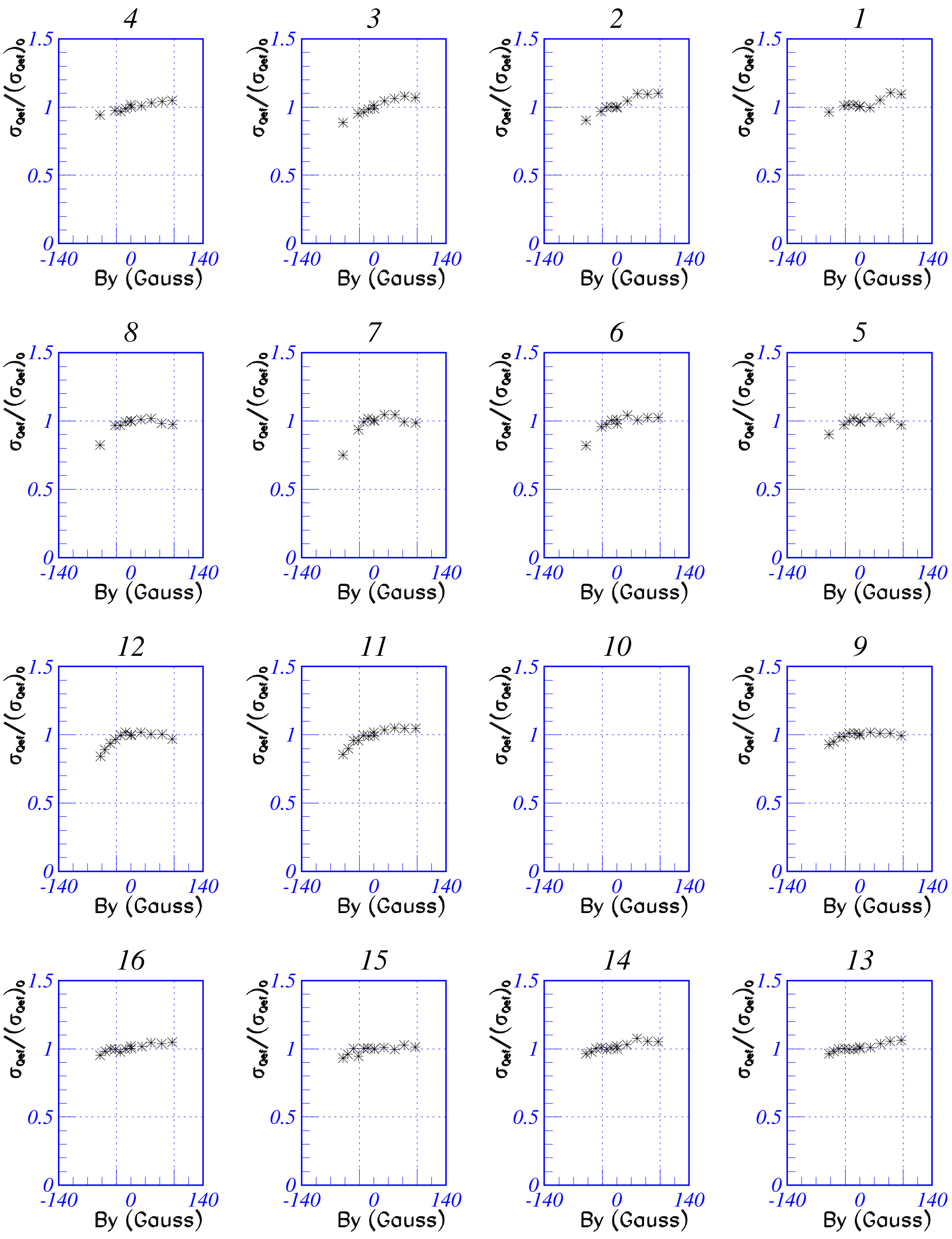


Figura B.6: Dependencia de la anchura efectiva con el campo magnético en la dirección Y.

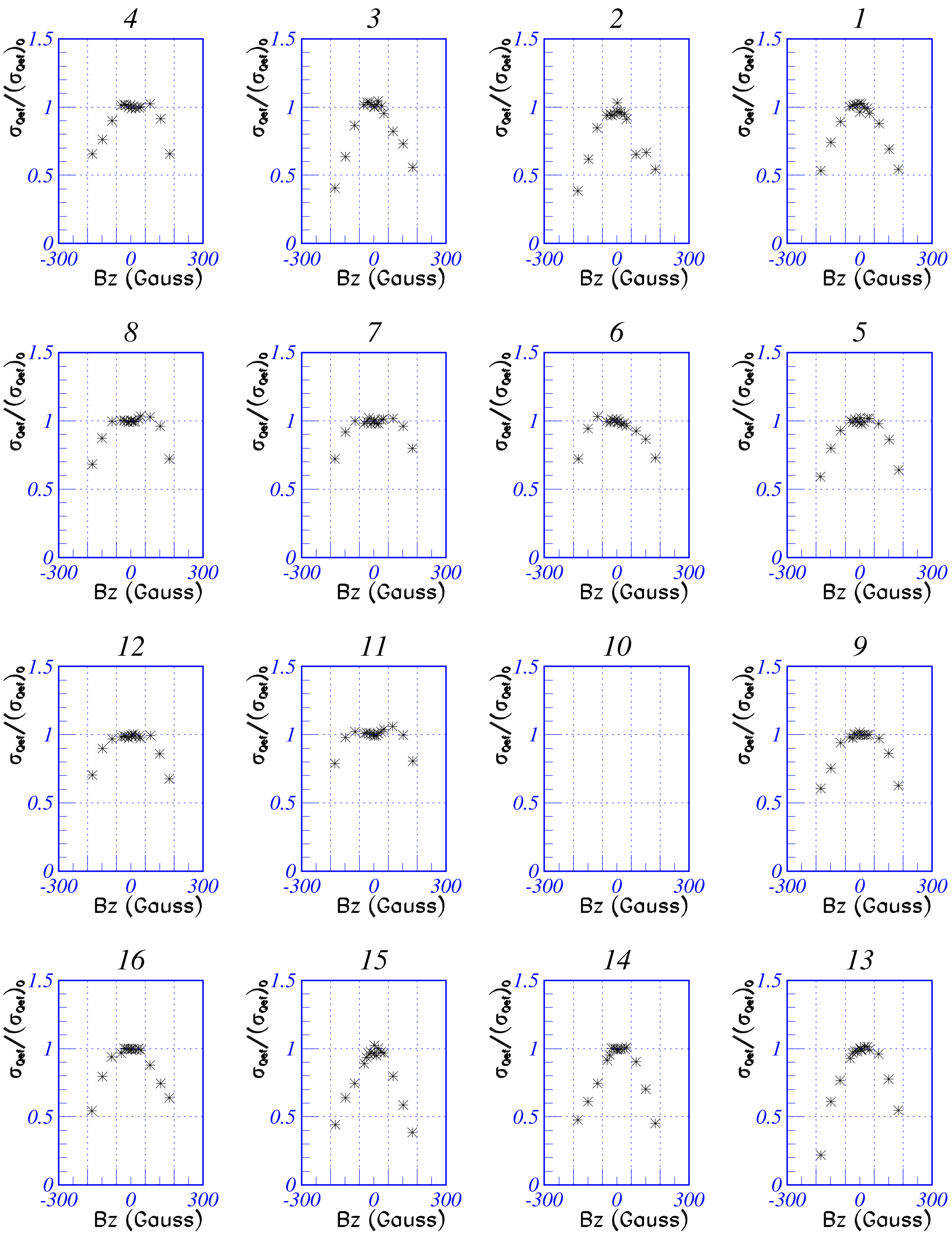


Figura B.7: Dependencia de la anchura efectiva con el campo magnético en la dirección Z.

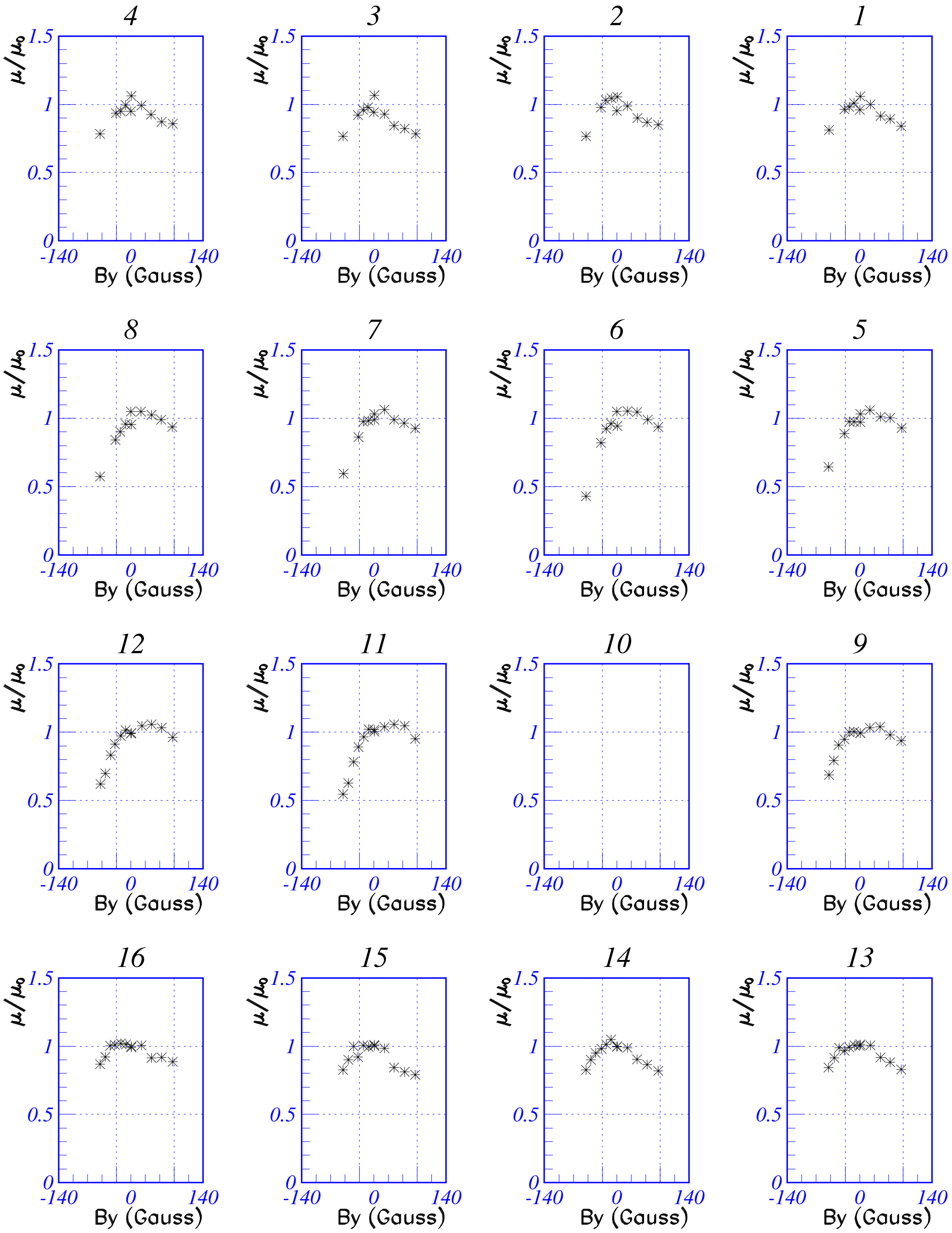


Figura B.8: Dependencia de la eficiencia de detección con el campo magnético en la dirección Y.

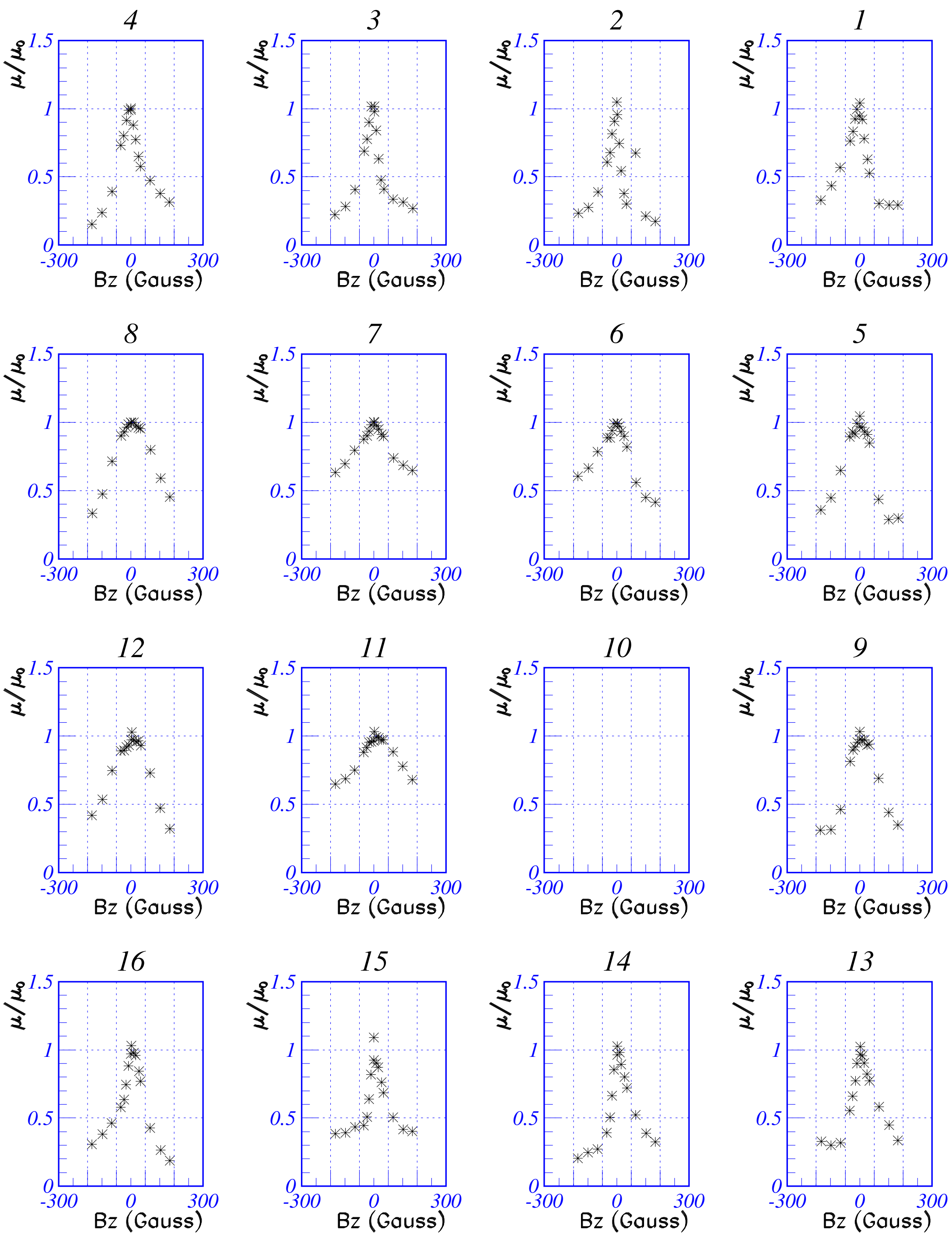


Figura B.9: Dependencia de la eficiencia de detección con el campo magnético en la dirección Z.

Bibliografía

[1] J. A. Simpson. Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33:323–381, 1983.

[2] K. Kampert. Cosmic ray and particle physics. In *Symposium on fundamental issues in elementary matter*, Bad Honnef, Alemania, 25-29 Septiembre 2000.

[3] K. Greisen. End of the cosmic ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16(17):748–750, 1966.

[4] J. Linsey (Colaboración Volcano Ranch). Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV. *Physical Review Letters*, 10:146, 1963.

[5] N. Efimov *et al.* (Colaboración Yakutsk). Analysis of particle flux with e $> 10^{17}$ eV from Cyg X-3 and Her X-1 directions. In *22nd International Cosmic Ray Conference*, volume 1, page 305, Dublín, Irlanda, 1991.

[6] G. Brooke *et al.* (Colaboración Haverah Park). In *19th International Cosmic Ray Conference*, volume 2, La Jolla, Estados Unidos, 1985. Recogido en M. A. Lawrence, R. J. O Reid y A. A. Watson. The cosmic ray energy spectrum above 4×10^{17} eV as measured by the Haverah Park array. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 17:733-757 (1991).

[7] D. Bird *et al.* (Colaboración Fly's Eye). Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies. *Physical Review Letters*, 71:3401, 1993.

[8] D. Bird *et al.* (Colaboración Fly's Eye). The cosmic-ray energy spectrum observed with Fly's Eye. *Astrophysical Journal*, 424:491, 1994.

[9] D. Bird *et al.* (Colaboración Fly's Eye). Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. *Astrophysical Journal*, 441:144, 1995.

[10] N. Hayashida *et al.* (Colaboración AGASA). Observation of a very energetic cosmic ray well beyond the predicted 2.7 K cutoff in the primary energy spectrum. *Physical Review Letters*, 73:3461, 1994.

[11] S. Yoshida *et al.* (Colaboración AGASA). The cosmic ray energy spectrum above 3×10^{18} eV measured by the Akeno Giant Air Shower Array. *Astroparticle Physics*, 3:105, 1995.

[12] M. Takeda *et al.* (Colaboración AGASA). Extension of the cosmic-ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min cutoff. *Physical Review Letters*, 81:1163, 1998.

[13] Colaboración HiRes. In *26th International Cosmic Ray Conference*, Salt Lake City, Estados Unidos, 17-25 Agosto 1999.

[14] M. Drees, G. Jungman, M. Kamionkowski, and M. Nojiri. Neutralino annihilation to gluons. *Physical Review*, D49:636–647, 1994.

[15] P. Salati, F. Donato, and N. Fornengo. Cosmic-ray antideuterons as a signature for neutralino annihilation in the galactic halo. In *26th International Cosmic Ray Conference*, volume 2, page 289, Salt Lake City, Estados Unidos, 17-25 Agosto 1999.

[16] E. A. Baltz, J. Edsjö, K. Freese, and P. Gondolo. The positron excess and supersymmetric dark matter. In *4th International Workshop on the identification of dark matter*, York, Gran Bretaña, 2-6 Septiembre 2002. World Scientific. Pendiente de ser publicado.

[17] P. Salati, F. Donato, and N. Fornengo. Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter. *Physical Review*, D62:043003, 2000.

[18] J. Navarro, C. Frenk, and S. White. The structure of cold dark matter halos. *Astrophysical Journal*, 462:563, 1996.

[19] P. Ullio, L. Bergström, J. Edsjö, and C. Lacey. Cosmological dark matter annihilations into gamma-rays: a closer look. *Physical Review*, D66:123502, 2002.

[20] A. D. Sakharov. CP symmetry violation, C-asymmetry and barionic asymmetry of the universe. *JETP Letters*, 5:24, 1967.

[21] A. Cohen, A. de Rújula, and S. Glashow. A matter-antimatter universe? *Astrophysical Journal*, 495:539, 1998.

[22] C. Grupen. *Particle detectors*. Cambridge University Press, 1996.

[23] W. Lohmann, R. Kopp, and R. Voss. Energy loss of muons in the energy range 1 - 10000 GeV. *CERN 85-03*, 1985.

[24] B. Rossi. *High energy particles*. Prentice-Hall, 1952.

[25] P. Marmier and E. Sheldon. *Physics of nuclei and particles*, volume I. Academic Press, New York, 1969.

[26] W. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, 1987.

[27] Colaboración ICARUS. http://www.aquila.infn.it/icarus.

[28] J. Alcaraz *et al.*. The alpha magnetic spectrometer (AMS). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 478:119–122, 2002.

[29] M. Aguilar *et al.*. The alpha magnetic spectrometer (AMS) on the international space station: Part I - results from the test flight on the space shuttle. *Physics Reports*, 366:341–405, 2002.

[30] R. Battiston. Astro particle physics from space. In *ESO-CERN-ESA Symposium on Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics*, Garching, Alemania, 4-7 Marzo 2002.

[31] T. Ypsilantis and J. Seguinot. Theory of ring imaging Cherenkov counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343:30–51, 1994.

[32] J. Casaus. The AMS RICH detector. *Nuclear Physics B (Proceedings supplements)*, 113:147–153, 2002.

[33] J. Va'vra. Photon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 371:33–56, 1996.

[34] P. Aguayo, M. Aguilar, J. Berdugo, J. Casaus, C. Delgado, C. Díaz, C. Fernández, L. García-Tabares, E. Lanciotti, C. Mañá, J. Marín, G. Martínez, E. Sánchez, I. Sevilla, A. Torrentó, and J. Yáñez. Parametric model for the response of a photomultiplier tube. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2002. Pendiente de ser publicado.