

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



TESIS DOCTORAL

Estudio de los errores sistemáticos asociados a la medida de la velocidad
dada por el detector RICH de AMS-02

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Cristina de la Guía González

Director

Carlos José Delgado Méndez

Madrid, 2013



Centro de Investigaciones Energéticas, MedioAmbientales y
Tecnológicas



Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Facultad de Ciencias Físicas

Universidad Complutense de Madrid

Estudio de los Errores Sistemáticos asociados a la Medida de la Velocidad dada por el Detector RICH de AMS-02

Tesis presentada por

Cristina De La Guía González

para optar al grado de Doctor

Dirigida por

Dr. Carlos José Delgado Méndez

Madrid, Mayo de 2012

ÍNDICE GENERAL

Índice de figuras	V
Índice de tablas	XIII
1 Introducción	1
2 Descripción de AMS-02	5
2.1 El detector AMS-02	8
2.1.1 Detectores que componen AMS-02 y su Función	8
2.1.2 Condiciones de operación de AMS-02	23
3 Descripción del RICH de AMS	29
3.1 Especificaciones	30
3.2 Propiedades de la radiación Cherenkov	31
3.3 Detectores de Radiación Cherenkov	33
3.4 El Detector de Radiación Cherenkov RICH de AMS-02	34

3.4.1	Elementos del detector RICH de AMS-02	34
3.4.2	Determinación de la velocidad y de la carga de las partículas	37
3.5	Estudio preliminar de las prestaciones del RICH	43
3.6	Expectativas durante el vuelo: estudio preliminar con datos Simulados	44
4	Introducción al Estudio de los Errores Sistemáticos	49
4.1	Descripción de los datos	50
4.1.1	Periodo de toma de datos	50
4.1.2	Criterios de Selección	51
4.1.3	Eficiencias de los cortes de Selección	54
4.2	Estimador de la Resolución de la Medida de la Velocidad de las Partículas	55
4.3	Conclusión	58
5	Alineamiento Del Detector RICH	61
5.1	Metodología del alineamiento	62
5.2	Análisis	64
5.2.1	Estudio de viabilidad del método con la muestra Monte Carlo	64
5.2.2	Resultados con la muestra datos reales	64
5.3	Conclusiones del estudio del alineamiento del RICH	77
6	Estudio de los Índices de Refracción	79
6.1	Metodología	81
6.2	Muestra Datos Reales: Imán apagado	85
6.3	Muestra Datos Reales: Imán encendido	86
6.4	Conclusiones	89
7	Otros Sistemáticos en la Medida de la Velocidad del RICH	101
7.1	Ineficiencias en la Radiación de Luz Cherenkov. Efectos de dispersión de la luz en el Radiador	103

7.2	Ineficiencias en la Detección de la Luz Cherenkov y Migración de la señal entre canales del Plano de Detección	105
7.3	Conclusiones	109
8	Conclusiones	113
A	Primeros Resultados con AMS en la ISS	117
B	El detector Cherenkov	123
B.1	El Detector Cherenkov de AMS	123
B.1.1	El Radiador	124
B.1.2	Sistema de detección del fotón	125
B.1.3	Reflector	133
B.1.4	Electrónica	133
C	Eficiencia de detección de fotones	135
C.1	Determinación de la Carga	136
C.2	Fuentes de error en la determinación de la carga	137
C.3	Medida de la Eficiencia de detección de los Fotomultiplicadores	143
C.4	Método: dispositivo experimental	143
C.5	Medida de la iluminación sobre cada canal	145
C.6	Estabilidad y Uniformidad del Método	145
C.7	Dispersión de la Eficiencia relativa Canal a Canal	147
C.8	Eficiencia Relativa Final	148
C.9	Conclusiones	148
D	Corrección de los índices de refracción	161
	Bibliografía	165
	Agradecimientos	171

ÍNDICE DE FIGURAS

2.1	AMS-02 en la ISS	6
2.2	AMS-02 en la ISS	7
2.3	AMS-02 tras ser integrados los subdetectores que lo forman.	9
2.4	Esquema de los detectores que integran AMS-02	10
2.5	Suceso registrado al paso de una partícula por el detector AMS-02.	11
2.6	Esquema comparativo entre la curvatura de la traza de la partícula dada por el Imán superconductor (izquierda) y por el Imán permanente (derecha).	14
2.7	Resolución de la Rigidez para los dos diseños del imán.	15
2.8	Imán Permanente.	16
2.9	Superior: detector de trazas de silicio; inferior: uno de los 9 planos que componen el detector de trazas de silicio de AMS-02.	17
2.10	Detector de la Radiación de Transición	19
2.11	Detector de tiempo de vuelo (TOF)	20

Índice de figuras

2.12	Detector de Anillos Cherenkov (RICH)	21
2.13	Calorímetro electromagnético (ECAL)	24
2.14	Anti Counters (ACC)	25
2.15	AMS-02 en la sala de pruebas de Test de Gravedad.	25
2.16	AMS-02 en la sala de pruebas de Vacío y Térmicas en las instalaciones de la ESA, en ESTEC (Holanda).	26
2.17	AMS-02 en la sala de pruebas de Test de Niveles de Interferencia Electromagnética, en las instalaciones de la ESA, en ESTEC (Holanda).	26
2.18	AMS-02 en la sala de pruebas de Test de Niveles de Interferencia Electromagnética, en las instalaciones de la ESA, en ESTEC (Holanda).	27
2.19	Figura izquierda: AMS-02 a bordo del Endeavour momentos antes de ser lanzado hacia la ISS; figura derecha: momento del despegue del Endeavour rumbo a la Estación Internacional Espacial.	28
3.1	Detector de anillos Cherenkov (RICH) de AMS-02.	30
3.2	Cono de luz, que forman los fotones emitidos por la radiación Cherenkov, siendo $\frac{c}{n}$ la velocidad de propagación de la radiación electromagnética en un medio cuyo índice de refracción es n ; por tanto L_α la longitud recorrida por los fotones Cherenkov.	32
3.3	Partes del RICH de AMS-02	35
3.4	Plano radiador del RICH de AMS-02, formado por losetas de aerogel de silicio y fluoruro de sodio en su parte central.	36
3.5	Cuando la luz incide sobre el radiador, dependiendo de si lo hace sobre el plano de Aerogel o de NaF, se producirá un cono de luz que tendrá una apertura diferente para ambos casos.	37
3.6	Plano de detección del RICH, formado por 8 rejillas: 4 rectangulares y 4 triangulares, con 143 y 27 PMT, cada una de ellas, respectivamente.	38

3.7	Espejo reflector del RICH de AMS-02, que está compuesto por tres secciones.	39
3.8	Representación de anillos Cherenkov en función de la partícula incidente.	40
3.9	Representación de una partícula atravesando el detector RICH de AMS-02 y el cono de luz formado a su paso por el radiador.	41
3.10	Representación de una partícula atravesando el detector RICH de AMS-02.	42
3.11	Distribución de β obtenida en el test beam realizado en 2002-2003 en las instalaciones del CERN, utilizando un prototipo del RICH usando losetas de aerogel de $n \sim 1.03$	44
3.12	Eficiencia de reconstrucción de β y resolución de β para muestra Monte Carlo	46
3.13	Distribución $\beta_{simulada} - \beta_{reconstruida}$ para datos MC, muestra con imán encendido(gráfica superior), imán apagado (gráfica inferior)	47
3.14	Dependencia de $\sigma(\beta)$ en función del número de hits que pertenecen al anillo para los datos simulados.	48
4.1	Distribución de β en función del momento de la partícula para el caso de la muestra con imán superconductor encendido.	53
4.2	Distribución de β en función de un parámetro de la traza relacionado con el momento de la partícula para el caso de la muestra sin imán.	54
4.3	Distribución de β_{hit} para datos reales de la muestra con el imán encendido	59
4.4	Distribución de β_{hit} para los datos de la muestra con el imán apagado tras sustraer el fondo y ajustarla a una gaussiana.	60
5.1	Alineamiento con MC, imán apagado	65
5.2	Alineamiento: eje X, con datos reales, imán apagado	66
5.3	Alineamiento: eje Y, con datos reales, imán apagado	67

Índice de figuras

5.4	Alineamiento: eje Z, con datos reales, imán apagado	68
5.5	Alineamiento: eje X, con datos reales, imán encendido	71
5.6	Alineamiento: eje Y, con datos reales, imán encendido	72
5.7	Alineamiento: eje Z, con datos reales, imán encendido	73
5.8	Distribución de β_{hit} para datos reales sin alinear y tras alinear y datos MC	75
5.9	Distribución de β_{hit} para datos reales sin alinear y tras alinear y datos MC, tomada con campo magnético	76
6.1	Distribución de los valores de los índices de refracción de la base de datos	80
6.2	Distribución de β_{hit} seleccionando sólo losetas de NaF.	82
6.3	Distribución β_{hit} para dos losetas del plano radiador	84
6.4	Imán apagado: diferencias de los índices de refracción tras la primera, segunda y tercera iteración	87
6.5	Imán apagado: diferencias de los índices de refracción tras la cuarta, quinta y sexta iteración	88
6.6	Imán apagado: iteración de las correcciones en los índices de refracción vs media de la distribución	89
6.7	Imán apagado: iteración de las correcciones en los índices de refracción vs RMS	90
6.8	Imán apagado: Índices de refracción de cada una de las losetas en función de su posición en el plano radiador	91
6.9	Imán apagado: distribución de $\Delta\beta_{peak}$ para datos reales	92
6.10	Imán encendido: diferencias de los índices de refracción tras la primera, segunda y tercera iteración	93
6.11	Imán encendido: diferencias de los índices de refracción tras la cuarta, quinta y sexta iteración	94
6.12	Imán encendido: diferencias de los índices de refracción tras la última iteración	95
6.13	Imán encendido: iteración de las correcciones en los índices de refracción vs media de la distribución	96

6.14 Imán encendido: iteración de las correcciones en los índices de refracción vs RMS	97
6.15 Imán encendido: Índices de refracción de cada una de las losetas en función de su posición en el plano radiador	98
6.16 Imán encendido:distribución de $\Delta\beta_{peak}$ para datos reales	99
6.17 Distribución de β_{hit} para datos reales sin corregir los índices de refracción , tras corregirlos y datos MC.	100
7.1 Resolución de β en función del número de hits asociados al anillo, para la muestra de datos con imán superconductor encendido.	103
7.2 Esquema de las guías de luz del RICH de AMS. Las dimensiones se indican en mm.	105
7.3 Datos reales (imán superconductor encendido): distribución de β_{hit} para cada tipo de celda.	108
A.1 Traza de una partícula atravesando AMS.	119
A.2 Alineamiento en los ejes X e Y del RICH realizado estando AMS instalado en la ISS.	119
A.3 Valores de β manteniendo los valores de los índices de refracción obtenidos antes del despegue y los obtenidos tras la corrección de los mismos tras la instalación de AMS en la ISS.	120
A.4 Correlación entre las medidas de carga realizadas con el TRACKER y con el RICH tras cinco días de toma de datos de AMS-02.	121
A.5 Masa reconstruída en función de la carga dada por el RICH y TRACKER, con los datos obtenidos por AMS estando instalado en la ISS.	122
B.1 Sistema de detección de fotones con los principales componentes que lo forman.	126
B.2 Imagen del PMT, R-7600-00-M16 de Hamamatsu.	128

Índice de figuras

B.3	Composición interna del PMT donde se muestran los 12 dínodos o etapas de amplificación.	129
B.4	Representación del conjunto, formado por: un PMT, incluyen- do las guías de luz, pixeladas en 4×4 , introducido en un blin- daje para el apantallamiento magnético.	130
B.5	Esquema de un PMT	130
C.1	Dependencia del error estadístico con el número de fotoelec- troes esperados.	138
C.2	Corriente que sale del fotocátodo con respecto al flujo incidente ($\mu A/lumen$)	140
C.3	Dependencia del número medio de PMT y del número medio de canales con el número esperado de fotoelectrones, dada una β	141
C.4	Error de la carga frente al valor de la carga para distintos casos	150
C.5	Interior de la caja estanca a la luz de nuestro montaje experimental.	151
C.6	Señal obtenida por un canal del PMT	152
C.7	Dispositivo de medidas.	152
C.8	Eficiencias relativas de detección de los 16 canales para 100 PMT.	153
C.9	Luz detectada $\sum_{i=1}^{16} \mu_i/16$ por PMT medidas para 8 PMT durante distintos momentos o días.	154
C.10	Medida de la cantidad de luz detectada, μ , por cada canal para distintos PMT.	155
C.11	Eficiencias calculadas a partir del promedio de la luz detectada por todo el PMT con respecto a una referencia media por dispositivo de iluminación.	156
C.12	Valores finales de las eficiencias relativas de detección tras intercalibrar los cuatro dispositivos de iluminación.	157
C.13	Valores finales de las eficiencias relativas de detección por PMT para la rejilla G del plano de detección del RICH.	158

C.14 Dispersión de las eficiencias relativas de detección (superior)
y dichas eficiencias en función de su posición en el plano de
detección del RICH (inferior). 159

D.1 Amplitud del ángulo Cherenkov en función de la distancia
entre el radiador y el plano de detección. 164

ÍNDICE DE TABLAS

2.1	Resumen de las magnitudes que mide cada subdetector de AMS-02.	12
4.1	Tabla de eficiencias de los criterios de selección que se han impuesto en el análisis, con el imán superconductor apagado. .	55
4.2	Tabla de eficiencias de los criterios de selección impuestos en el análisis, para el imán superconductor encendido.	56
5.1	Posición donde se encuentran los mínimos de cada distribución (véase la figura 5.1) en función de desplazamientos en los ejes X, Y, Z para las dos muestras de datos Monte Carlo, con el imán apagado.	65
5.2	Posición final (X,Y,Z) del detector (imán apagado)	69
5.3	Alineamiento(X,Y,Z): con datos reales, imán apagado, valores de $\sigma(\beta_{hit})$	70

Índice de tablas

5.4	Alineamiento(X,Y,Z): valores de $\sigma(\beta_{hit})$ dividiendo el plano radiador en 4 cuadrantes, con datos reales, imán apagado . . .	70
5.5	Posición final (X,Y,Z) del detector (imán encendido)	74
5.6	Alineamiento(X,Y,Z): con datos reales, imán encendido, valores de $\sigma(\beta_{hit})$	74
5.7	Alineamiento(X,Y,Z): valores de $\sigma(\beta_{hit})$ dividiendo el plano radiador en 4 cuadrantes, con datos reales, imán encendido . .	75
7.1	Fracción relativa de hits detectados y resolución por tipo de guía de luz asociado al canal para datos reales	107
7.2	Fracción relativa de hits detectados y resolución por tipo de guía de luz asociado al canal para datos Monte Carlo	109
B.1	Resumen de los valores característicos de los PMT del RICH de AMS-02.	129
B.2	Parámetros y tolerancias designadas para el detector.	133
C.1	Resumen de los valores considerados para realizar la figura: C.4.142	
C.2	Valores comparativos de la cantidad de luz detectada por algunos PMT, utilizando los distintos dispositivos.	147
C.3	Resumen de RMS de las eficiencias obtenidas por cada dispositivo tras intercalibrarlos.	147

CAPÍTULO

1

INTRODUCCIÓN

Los rayos cósmicos [1] fueron descubiertos por V. Hess en 1912. A pesar de que se desconocen las fuentes de producción de los rayos cósmicos, el estudio de los mismos ha sido de gran importancia en el campo de la física de partículas. Proporcionó [2], entre otras, la primera evidencia experimental de antimateria (detección del positrón), descubrimientos de procesos electromagnéticos tales como las cascadas electromagnéticas o la producción de pares, el descubrimiento del primer leptón pesado (muón) y del mesón pión. Gracias al gran desarrollo en la instrumentación de la tecnología espacial, tanto para tierra como para espacio, se está alcanzando una mejora en la sensibilidad y en la precisión de las medidas de rayos cósmicos que posibilitan abordar cuestiones como el estudio de la naturaleza de la materia oscura a partir de extensiones al Modelo Estándar o estudios de la asimetría detectada entre la materia y la antimateria de origen primordial.

Para estudiar dichas cuestiones que atañen tanto a la física fundamental como a la de rayos cósmicos es necesario contar con una amplia estadística de rayos cósmicos primarios¹ lo cual es posible si contamos con detectores en vuelo, ya sea a bordo de satélites, como es el caso de PAMELA, o situados en la Estación Internacional Espacial, como es el caso de AMS.

Este último experimento, el espectrómetro magnético AMS [3, 4] (del inglés Alpha Magnetic Spectrometer) es un detector de partículas concebido para operar en el espacio. Entre los detectores que lo componen se encuentra un detector de anillos Cherenkov (RICH) que se encarga de dar una medida de gran precisión ($\sim 0.1\%$) de la velocidad y una medida de la carga. Esta precisión de la medida de β repercute directamente en la precisión de la obtención de la masa de la partícula, ya que se obtendrá a partir de la β y del momento proporcionado por un detector de trazas de silicio.

Esta memoria presenta el estudio de los errores sistemáticos que intervienen en la precisión de la medida de la velocidad de una partícula cargada que atraviese el detector RICH de AMS-02 y se encuentra estructurada en dos partes bien diferenciadas como se comenta a continuación:

- Primera parte en la que se describe AMS, el detector RICH y sus capacidades, que se divide así:
 - *Descripción de AMS-02*: se da una introducción al experimento AMS-02 donde se muestra la motivación científica y los detectores de los que está compuesto.
 - *Descripción del RICH de AMS-02*: se describe el detector RICH de AMS-02.

¹La radiación cósmica incidente sobre las capas más altas de la atmósfera terrestre incluye las partículas cargadas estables y núcleos con tiempo de vida $\geq 10^6$ años. Se suele denominar rayos cósmicos “primarios” a aquellas partículas que han sido aceleradas por fuentes astrofísicas, mientras que los “secundarios” son aquellas partículas producidas en las interacciones entre “primarios” con el gas interestelar *K.Nakamura et al., JPG 37, 075021(2010), <http://pdg.lbl.govpdg>*

-
- Segunda parte, centrada en el estudio de los errores sistemáticos del RICH con datos de AMS, dividida en:

- *Introducción al Estudio de los Sistemáticos*: se describe la muestra de datos empleada y se describen los cortes de selección aplicados a la misma. Se introducen los parámetros que intervienen en la reconstrucción de la β considerados en este estudio que contribuyen al error sistemático asociado a la determinación de β .
- *Alineamiento del Detector RICH*: se lleva a cabo un estudio del alineamiento de la posición del RICH respecto a AMS-02. Se explica el método seguido y se obtiene la posición real del RICH dentro de AMS-02.
- *Estudio de los Índices de Refracción*: se realiza un estudio de los índices de refracción de las losetas de aerogel que componen el radiador del RICH de AMS-02 y se propone un método para recalcularlos a partir de una muestra de datos, parámetro este necesario para una correcta reconstrucción de la velocidad de la partícula.
- *Otros Sistemáticos en la Medida de la Velocidad del RICH*: se estudia la contribución de ineficiencias (en la detección de luz, en la migración de la señal y debidas a la dispersión de la luz en el radiador) en la obtención de la β y de la resolución de β de la partícula.
- Finalmente se presentan las *conclusiones* de este trabajo.

Por otro lado, se han incluido cuatro **apéndices** que no son necesarios para seguir la tesis pero complementan la información contenida en la misma.

- En el **primero**, se comentan brevemente los primeros resultados obtenidos con los datos tomados durante la primera semana de

vuelo de AMS-02, utilizando la metodología que se detalla en esta memoria.

- En el **segundo** se incluye una descripción y caracterización de las unidades de detección del plano de detección del RICH de AMS-02 que juega un papel fundamental en la reconstrucción de la β y de la carga de la partícula.
- En el **tercero** se presenta un estudio exhaustivo de un parámetro de calibración, la eficiencia relativa de detección de los fotomultiplicadores, cuya información resulta fundamental para la interpretación de las señales que se detecten en los fotomultiplicadores del RICH. A partir de este estudio se obtuvo las eficiencias relativas de detección de cada uno de los fotomultiplicadores del plano de detección del RICH, siendo éstas implementadas en las bases de datos que aportan información necesaria para la posterior reconstrucción de los anillos Cherenkov y de la velocidad de la partícula incidente (β) [5,6] .
- En el **cuarto** se justifica el procedimiento seguido en el capítulo 6 (Estudios de los índices de refracción) para la corrección de los índices de refracción aplicado a cada loseta que compone el radiador del RICH.

CAPÍTULO

2

DESCRIPCIÓN DE AMS-02

El espectrómetro magnético AMS-02 [3, 4] es un experimento de física de partículas concebido para operar en el espacio cuyo objetivo es la medida e identificación de las partículas de los rayos cósmicos primarios que lo atraviesan.

Debido a su emplazamiento en la ISS (figuras 2.1 y 2.2)¹, a ~ 360 km de altitud, es decir, en la Ionosfera², obtendrá medidas de rayos cósmicos de manera directa, siendo prácticamente despreciable la probabilidad de detectar productos secundarios a partir de la interacción de rayos cósmicos primarios con átomos de dicha capa de la atmósfera (o de la capa más

¹del inglés *International Space Station*

²donde la temperatura varía en función de la actividad solar y hay un 0.1 % del total de gases que existen en la atmósfera terrestre

externa de la atmósfera, la Exosfera).



Figura 2.1: AMS-02 en la ISS

Mediante la detección y el estudio exhaustivo del espectro de rayos cósmicos primarios en el rango energético 0.5 GeV - 1 TeV, AMS-02 espera realizar los siguientes estudios [3]:

- **Búsqueda de Materia Oscura:** [7] según el modelo cosmológico Λ CDM el $\sim 75\%$ de la materia del universo está constituida por la denominada materia oscura, de naturaleza desconocida. Existen teorías de física de partículas más allá del Modelo Estandar que proporcionan una partícula con las propiedades necesarias para ser un candidato a este tipo de materia, denominada neutralino (χ). Los modelos teóricos predicen que la aniquilación de neutralinos en el halo de la galaxia producen \bar{p} , e^+ y γ por medio de las siguientes interacciones:

$$\chi + \chi \rightarrow \bar{p} + \dots \quad (2.1)$$

$$\chi + \chi \rightarrow e^+ + \dots \quad (2.2)$$



Figura 2.2: AMS-02 en la ISS

$$\chi + \chi \rightarrow \gamma + \dots \quad (2.3)$$

El producto de estas colisiones, \bar{p} , e^+ y γ , producirá desviaciones del espectro de energías respecto del esperado. Por lo tanto, la medida de alta estadística del espectro de \bar{p} , e^+ y γ podría detectar estas desviaciones y permitiría esclarecer si las partículas supersimétricas (SUSY) son el origen de la Materia Oscura.

- Búsqueda de **Antimateria** de origen primordial: el modelo de origen y evolución del universo más extendido es el Big Bang. A pesar de que cuenta con importantes confirmaciones observacionales (expansión del universo, abundancias relativas de los isótopos ligeros y la existencia del fondo de radiación cósmica de microondas), aún no se conoce el mecanismo que provoca el dominio de la materia sobre la antimateria (bariogénesis). La búsqueda directa de antimateria, que se realiza a través de la detección de antipartículas primarias en los rayos cósmicos, podría esclarecer si existen volúmenes en el universo dominados por antimateria. Los positrones y los antiprotones son comunes en los rayos

cósmicos pues son en su mayoría producto de las interacciones que éstos sufren a lo largo de su propagación por el medio interestelar. Sin embargo, la probabilidad de que en estas interacciones se produzcan antinúcleos más pesados que el hidrógeno es despreciable, por lo que si existen deberían haberse generado en antiestrellas. Así, la detección de antinúcleos con $|Z| \geq 2$, en primer lugar los átomos de \overline{He} serían el primer candidato a antimateria primaria que buscar [2].

- Estudio de la naturaleza y composición de los **Rayos Cósmicos**, su origen, mecanismos de aceleración y sus modelos de propagación: la alta estadística de núcleos de isótopos (D,He,Li,Be,B,C,..Fe) que AMS-02 acumulará, permitirá estudiar importantes temas de astrofísica. Por ejemplo, la determinación del cociente de boro a carbón a lo largo de un amplio rango de energías proporcionará información crucial a propósito de la propagación de los rayos cósmicos en la galaxia.

Para poder realizar estos estudios hace falta un detector con buenas capacidades de separación leptón/hadrón, capacidad de medir la carga y su signo, y un rango dinámico en momento lo más amplio posible. AMS-02 se diseñó pensando en estos objetivos, tal y como se describe a continuación.

2.1 El detector AMS-02

2.1.1 Detectores que componen AMS-02 y su Función

El detector AMS aporta una medida redundante, complementaria y de gran precisión de magnitudes físicas de los rayos cósmicos cargados (energía, momento y carga, entre otras) que nos permiten la identificación de partículas que lo atraviesen.

En las figuras 2.3 y 2.4 se muestran los subdetectores que forman AMS-02, y la figura 2.5 muestra la detección de un suceso real producido por una partícula a su paso por AMS-02.



Figura 2.3: AMS-02 tras ser integrados los subdetectores que lo forman.

AMS-02 está diseñado para medir partículas que lo atraviesen longitudinalmente entrando por el detector de radiación de transición (TRD) y saliendo por el detector de anillos Cherenkov (RICH) o por el Calorímetro Electromagnético (ECAL)(figura 2.4). Para determinar que una partícula cargada atraviesa AMS-02 longitudinalmente se emplea un detector de tiempo de vuelo (TOF), que proporciona el trigger y una primera medida de la velocidad y sentido de la incidencia de la partícula. Por tanto, se desecharán todas aquellas partículas cuya incidencia sobre AMS sea transversal, para lo que existen los llamados Contadores de AntiCoincidencia (ACC) que son los encargados de identificar cuando ocurre esto, permitiendo vetar el suceso. El

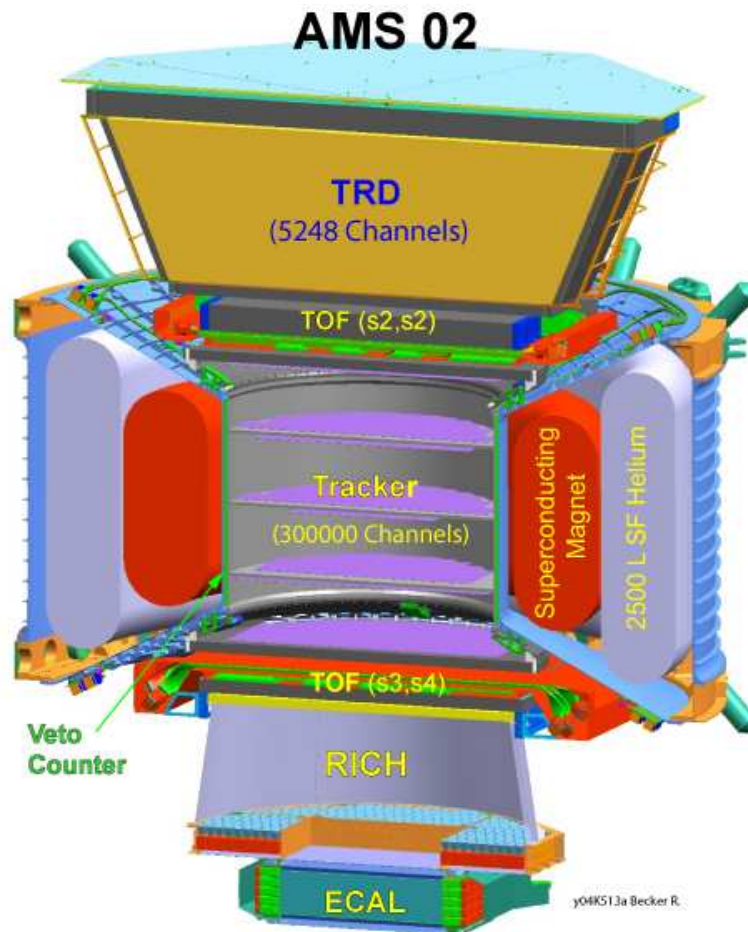


Figura 2.4: Esquema de los detectores que integran AMS-02

detector de trazas de silicio (Tracker) es el encargado de proporcionar una medida de la carga y la deflexión de la partícula cargada a su paso por el campo magnético dado por el imán, así como el momento de la misma. Utilizando dicha medida del momento y el valor de la velocidad, proporcionado tanto por el detector de anillos Cherenkov (RICH) como por el TOF, podemos obtener el valor de la masa de la partícula (relación 3.1). Una vez que la toma de datos comienza, se necesita tener detectores que proporcionen una buena identificación de las partículas que lo atraviesan, contando, para ello,

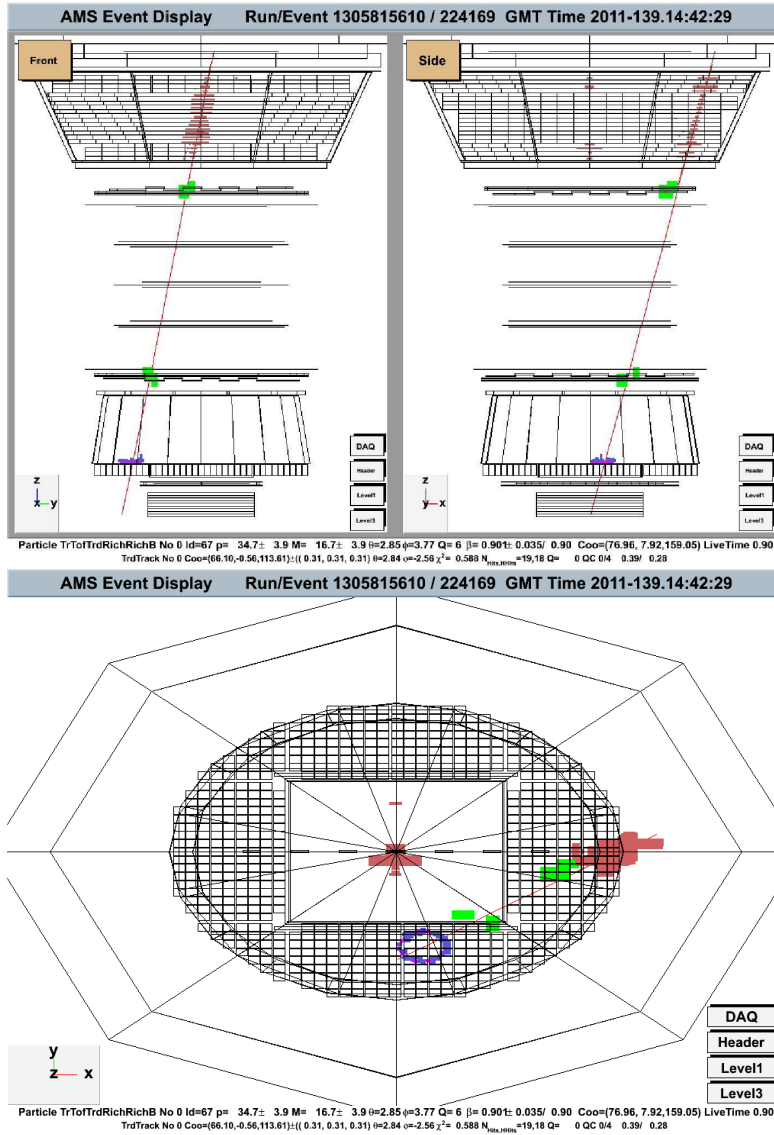


Figura 2.5: Suceso registrado al paso de una partícula atravesando el detector AMS-02, visto desde una vista frontal ZY (superior izquierda), vista lateral ZX (superior derecha) y vista XY (inferior) de un anillo Cherenkov formado en el plano de detección del RICH.

detector	medida
TRD	rechazo p/e 10^2 - 10^3 (1.5-300 GeV)
TOF	medida β ($\frac{\sigma(\beta)}{\beta} = 3.7\%$, para protones) trigger para partículas cargadas Z (por medio de $\frac{dE}{dX}$)
Tracker	$P(\frac{\sigma(p)}{p} = 1.5\%$, a 10 GeV) \rightarrow Superconductor $P(\frac{\sigma(p)}{p} = 6\%$, a 1.5 GeV) \rightarrow Permanente Z ($\frac{dE}{dX}$, error posicionamiento $< 10\mu m$ en el plano curvatura) con imán $\pm Z$
RICH	medida β ($\frac{\sigma(\beta)}{\beta} = 0.1\%$, para $\beta = 1$, protones) Z
ECAL	rechazo p/e 10^4 (2GeV-1TeV) medida energía $\frac{\sigma(E)}{E} \sim 2\%$, para $E > 100\text{GeV}$ trigger para fotones ($E > 2\text{GeV}$)

Tabla 2.1: Resumen de las magnitudes que mide cada subdetector de AMS-02.

con detectores que permitan realizar la separación entre hadrón (protón o antiprotón) y leptón (positrón o electrón), de lo que se encargan tanto el ECAL como el TRD, y detectores que aporten una medida de la carga, en valor absoluto, de la partícula para lo que AMS-02 cuentan con un RICH y con un Tracker. En la tabla 2.1 se muestra de manera resumida las prestaciones de cada uno de los subdetectores de AMS-02.

Para describir más concretamente el funcionamiento de AMS-02 se detallará cada uno de los subdetectores que lo componen:

- **Imán de AMS** [8, 9]

El experimento AMS fue construido para operar en la Estación Internacional Espacial (ISS) durante tres años. En el diseño original se incluía un imán superconductor que tiene la ventaja de aportar un fuerte campo magnético $\sim 0.8T$, aunque su sistema de criogenia tiene

un tiempo de vida limitado (2-3 años). Los test realizados en la Cámara de vacío térmico de ESTEC mostraron que el imán superconductor tendría una operabilidad $\sim 28 \pm 6$ meses.

En marzo del año 2010, hubo un anuncio oficial, por parte de la NASA, de ampliar las operaciones en la ISS hasta como mínimo 2020 abriendo la posibilidad de operar, AMS, durante un tiempo mayor que el inicialmente previsto. Ante la imposibilidad de rellenar el sistema criogénico del Imán Superconductor, la colaboración AMS decidió optar por el imán permanente que se utilizó en AMS-01 en 1998, el cual garantiza un periodo amplio de toma de datos.

- **Imán Permanente** [8,9]

Durante los últimos diez años, el imán permanente de AMS-01 se ha mantenido como una alternativa viable al imán superconductor para AMS-02. Tras el vuelo de AMS-01, en junio de 1998, el imán permanente fue almacenado en una sala limpia, y en Abril del 2010 se instaló finalmente con el resto de detectores que componen AMS-02.

La ventaja de emplear el imán permanente es que estará operacional durante el tiempo de vida de la ISS. La desventaja es que aporta un campo magnético menor que el imán superconductor ($B_{permanente} \sim 20\% \cdot B_{superconductor}$, ya que el imán permanente aporta un campo central de $0.14T$). Para poder abarcar el mismo rango energético en la medida del momento de la partícula con un campo magnético más débil, ha sido aumentado el brazo de palanca del TRACKER moviendo un plano de silicio del TRACKER encima del TRD e introduciendo un nuevo plano entre el RICH y el ECAL. Con esta redistribución la máxima rigidez ($R = p/Z$) detectable por AMS no se ve afectada (figura 2.6). En la figura 2.7 se muestra la resolución de la Rigidez para los dos diseños del imán de AMS-02. La línea verde es la diferencia entre la resolución del imán permanente (PM, azul) y del imán superconductor (SCM, roja). Para energías elevadas las precisiones del PM y del SCM son equivalentes y para energías bajas la diferencia es del 10%.

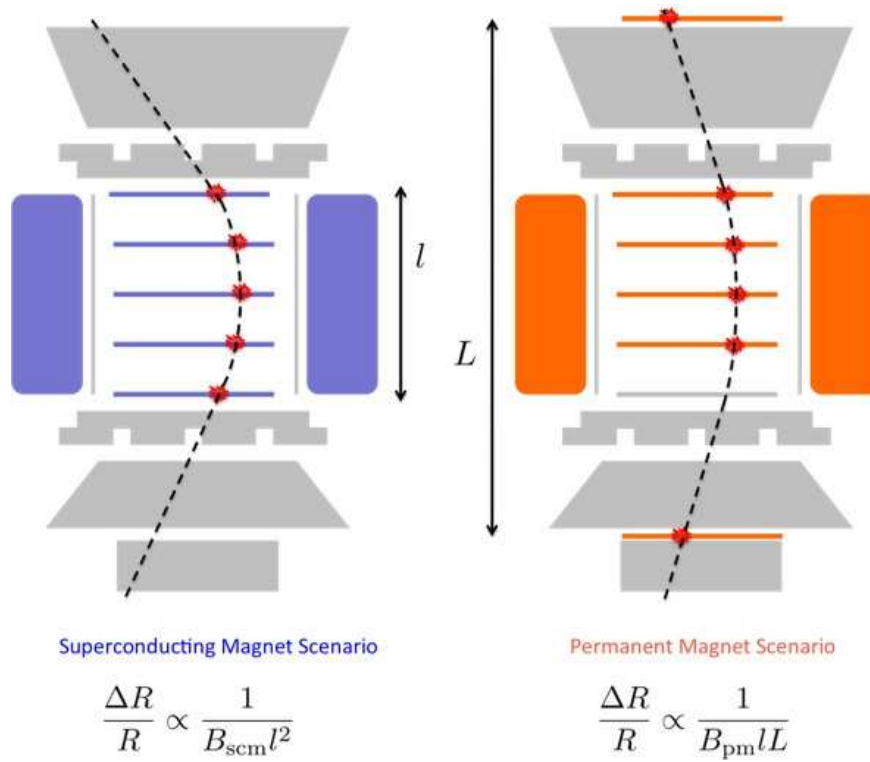


Figura 2.6: Esquema comparativo entre la curvatura de la traza de la partícula dada por el Imán superconductor (izquierda) y por el Imán permanente (derecha).

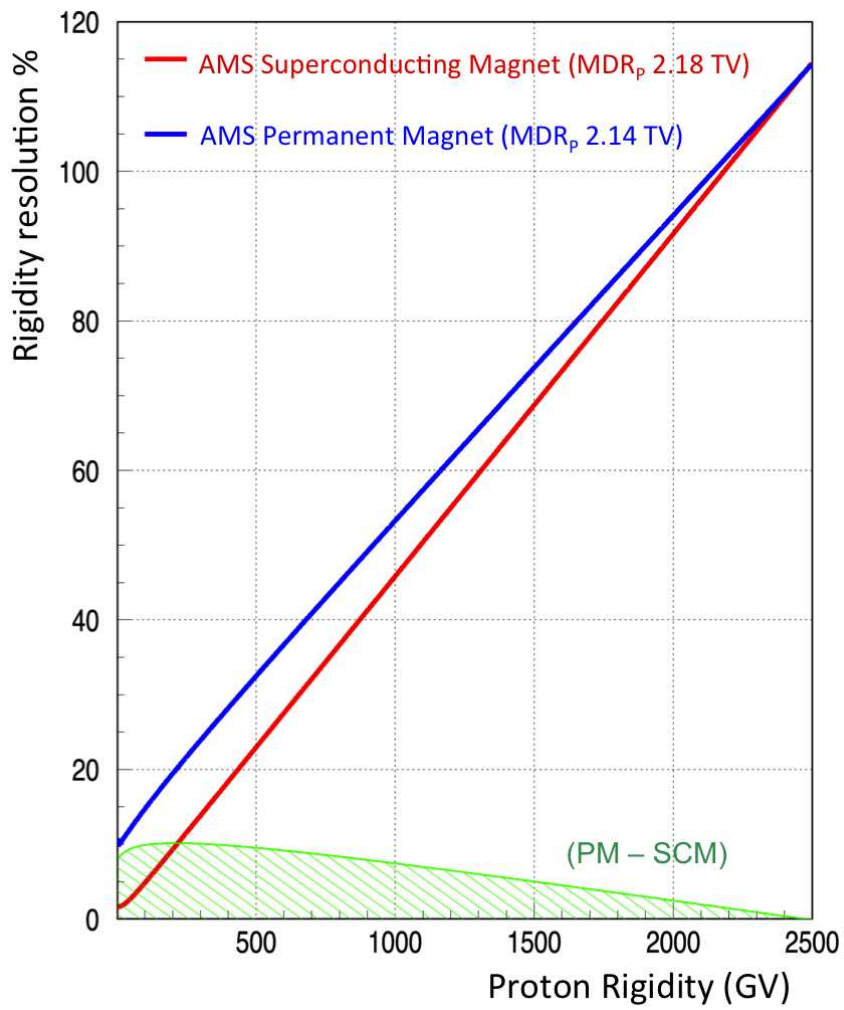


Figura 2.7: Resolución de la Rigidez para los dos diseños del imán.

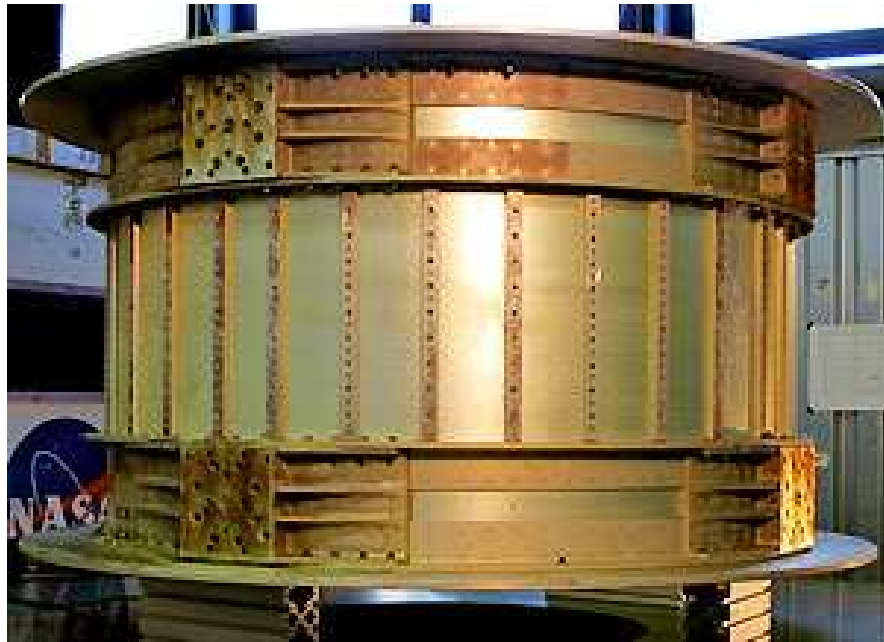


Figura 2.8: Imán Permanente.

- **Detector de Trazas de Silicio (STD, *Silicon Tracker Detector*)**
Objetivo: determinar con gran precisión ($\sim 10\mu\text{m}$) la trayectoria de la partícula en el interior del volumen del imán. Esto permite medir la rigidez, es decir, el momento por unidad de carga, de forma muy precisa llegando hasta energías $\sim 1\text{TeV}/\text{nucleon}$. Además, aporta una medida de la carga eléctrica, en valor absoluto, por medio de la energía depositada en cada una de las láminas de silicio, pudiendo determinar cargas de hasta $Z \sim 26$ [10].

Descripción: [10–14] es un detector de silicio compuesto por nueve planos con detectores de microtiras de silicio que en su conjunto presentan un área efectiva total de 6.45m^2 (figura 2.9).

Teniendo la configuración explicada permite dar una medida de la trayectoria curvada para partículas cargadas en los diferentes planos. Aporta gran precisión en la determinación de la trayectoria de la partícula, $10\mu\text{m}$ en el plano de curvatura y $30\mu\text{m}$ en el no curvado.

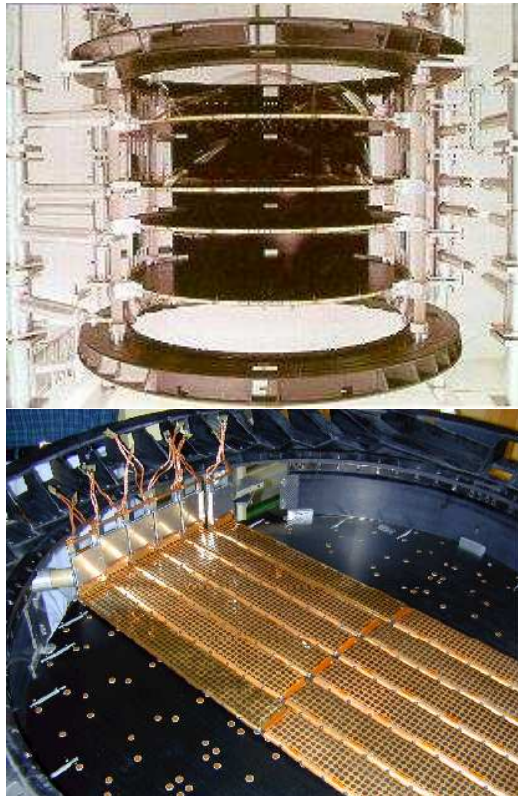


Figura 2.9: Superior: detector de trazas de silicio; inferior: uno de los 9 planos que componen el detector de trazas de silicio de AMS-02.

- **Detector de la Radiación de Transición (TRD, *Transition Radiation Detector*)**

Objetivo: aportar un factor de discriminación entre leptones y hadrones de 10^2 - 10^3 en el rango de 1.5 GeV hasta 300 GeV, con una eficiencia del 95 % para leptones.

Este detector aprovecha el hecho físico de que cuando una partícula cargada atraviesa dos medios dieléctricos con distintos índices de refracción, n_1 y n_2 se emite radiación electromagnética. Las propiedades de esta radiación, denominada radiación de transición, dependen de la carga y de la velocidad de la partícula incidente. La detección de esta radiación permite hacer una diferenciación entre partículas de distintas masas para un momento dado, como por ejemplo, entre electrones y antiprotones.

Descripción: [15–19] está compuesto por 328 módulos de detección situados en 20 capas. Las cuatro capas superiores e inferiores están orientadas paralelamente al campo magnético de AMS-02 mientras que las restantes 12 se orientan ortogonales a éste (figura 2.10). Cada uno de los módulos está formado por un radiador de 20 mm de $0.06g/cm^3$ de fibras de polipropileno/polietileno y por 16 tubos cilíndricos de deriva, de longitudes entre 0.8m y 2m. Están llenos con una mezcla de gases de $Xe:CO_2$, en una proporción del 80%/20% respectivamente, que permiten detectar la emisión de luz. El TRD se encuentra situado en la parte superior del espectrómetro sobre los planos del contador de tiempo de vuelo (TOF). Tiene una planta octogonal cónica con una anchura de 220cm en su extremo superior y 150cm en su inferior.

- **Detector de Tiempo de Vuelo (TOF, *Time Of Flight*)**

Objetivo: aportar el trigger o disparo de la toma de datos del detector. Medir el tiempo de vuelo de la partícula con una precisión del orden de 120 ps, para determinar la velocidad y sentido de la partícula incidente.

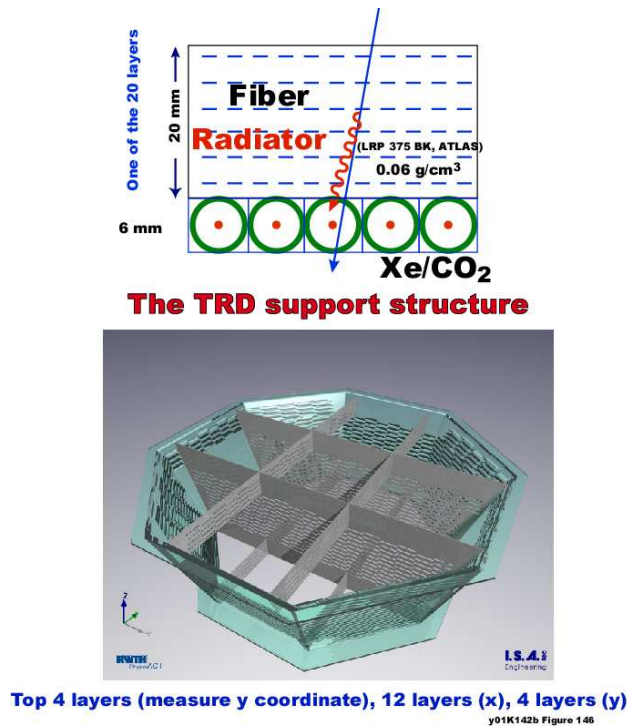


Figura 2.10: Detector de la Radiación de Transición

Asímismo, proporciona la carga por medio de la medida de la energía depositada (dE/dx).

Descripción: [20–24] se trata de barras centelleadoras de 12 cm de anchura, 1 cm de grosor y longitud variable colocadas llenando 4 planos de geometría circular. Un par de dichos planos se encuentran sobre el imán (upper TOF) y el otro par de planos se encuentran debajo del imán (lower TOF), véase la figura 2.11. Posee una aceptación geométrica de $0.4 \text{ m}^2 \text{ sr}$. Cada plano tiene un área efectiva de 1.2 m^2 [3] estando superpuestos unos planos sobre otros 0.5 cm para evitar

ineficiencias geométricas. En total, el TOF³ está instrumentado con 144 PMT³ de tipo R5946 fabricados por HAMAMATSU [25].

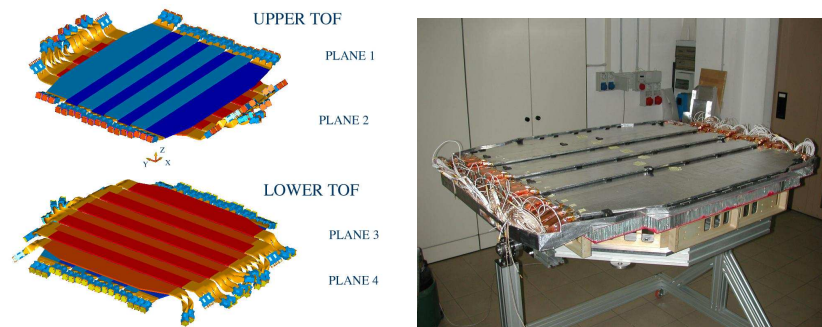


Figura 2.11: Detector de tiempo de vuelo (TOF)

- **Detector de Anillos Cherenkov (RICH, *Ring Imaging Cherenkov detector*)**

Objetivo: aportar una medida de la velocidad de partículas relativistas cargadas con una resolución del orden de 0.1% para partículas con $Z = 1$. Utilizándolo conjuntamente con el detector de Trazas de Silicio, el cual proporciona una medida del momento, permite medir la masa de la partícula que lo atraviesa, si su velocidad supera un cierto umbral.

Descripción: [2, 26–29] está situado en la parte inferior del espectrómetro, entre el TOF y el ECAL. Presenta una forma tronco-cónica, con un radio superior de ~ 60 cm, el inferior de ~ 67 cm, y con una altura de ~ 47 cm. En la zona superior hay un plano de material dieléctrico que hace las veces de radiador. Tiene un grosor de 3 cm y está compuesto por 80 losetas rectangulares de aerogel de silicio SiO_2 y 16 losetas de NaF. Para el caso del NaF el índice de refracción (n) es de ~ 1.336 , mientras que el del aerogel es de $n \sim 1.046 - 1.054$. Todos los bloques están soportados por una lámina de metacrilato de 1 mm de

³PMT: photomultipliers tube, en lo que sigue nombraremos a estos fotomultiplicadores o PMT indistintamente.

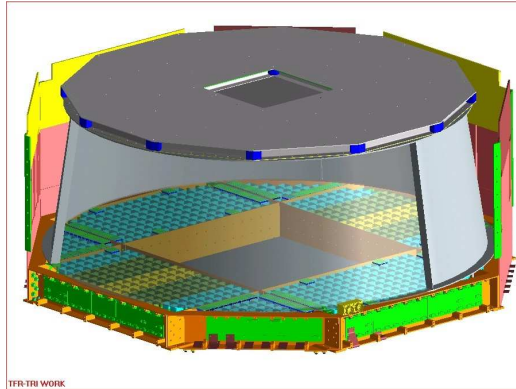


Figura 2.12: Detector de Anillos Cherenkov (RICH)

grosor. La zona inferior del detector está formada por una superficie donde se sitúan 680 PMT multiánodo (HAMAMATSU, R7600-00-M16 [25]) formando el plano de detección, así como las tarjetas de electrónica de *front-end* [30,31]. En la parte central de dicho plano de detección existe una zona no instrumentada de $\sim 64 \times 64 \text{ cm}^2$ que se corresponde con las dimensiones del ECAL, situado a continuación del RICH, en la parte inferior del mismo. El volumen comprendido entre la superficie superior e inferior del RICH se encuentra rodeado por un espejo reflector de geometría cónica. Está formado por un recubrimiento de 100 nm de aluminio con una reflectividad del 85% en el óptico y ultravioleta cercano, cuyo objetivo es redirigir los fotones emitidos en el radiador hacia el plano de detección(figura 2.12).

- **Calorímetro Electromagnético (ECAL, *Electromagnetic Calorimeter*)**

Objetivo: determinar la energía depositada y la forma de las cascadas producidas en su interior. En el caso de e^+ , e^- y rayos γ permite reconstruir su energía a partir de 2 GeV con una resolución del 1 – 2% para 100 GeV, y determinar la dirección de incidencia con una precisión mejor que 1° a energías $> 50 \text{ GeV}$. Además permite hacer

una separación leptón/hadrón de 10^4 en el rango de energías: 2 GeV - 1 TeV. Finalmente, proporcionar un disparo del detector para fotones con energías superiores a 2 GeV.

Descripción: [32–36] está compuesto por capas alternadas de plomo con capas de fibras centelleadoras. Las partículas incidentes en el calorímetro inician cascadas cuyos productos producen luz en estas últimas que es detectada por PMT multiánodo R7600-00-M4 fabricados por HAMAMATSU. El área activa es de $\sim 65 \times 65 \text{ cm}^2$ con un grosor de 166.5 mm, equivalente a 17 longitudes de radiación. El calorímetro está formado por 9 supercapas de 18.5 mm de grosor, cada una de las cuales, tiene fibras centelleadoras colocadas alternativamente, paralelas al eje X (4 capas) o al eje Y (5 capas). De esta forma es posible una reconstrucción tridimensional del desarrollo de la cascada a partir de la energía depositada en cada fibra, lo que permite distinguir entre cascadas hadrónicas y electromagnéticas. El peso total del calorímetro es de $\sim 488 \text{ kg}$ y cuenta con 324 PMT, 36 por supercapa (figura 2.13).

- **Detector de Contadores de Anticoincidencia (ACC, *Anti Coincidence Counters*)**

Objetivo: vetar los sucesos en los que las partículas hayan atravesado transversalmente el imán o se hayan producido tales partículas dentro del detector.

Descripción: [37,38] está compuesto por 16 paneles centelleadores que se encuentran rodeando el imán, de tal modo que puedan detectar aquellas partículas que no estén contenidas completamente dentro de la aceptación angular del mismo. La luz emitida en los paneles es dirigida por medio de un sistema de guías de luz (Kuraray Y-11(200)M) [3], de 1 mm de diámetro, hasta los PMT (HAMAMATSU, R5946). Este detector está representado en la figura 2.14.

2.1.2 Condiciones de operación de AMS-02

AMS-02 fue especialmente diseñado para operar como módulo externo acoplado a la Estación Internacional Espacial (figuras 2.1 y 2.2). Su lanzamiento se llevó a cabo el 16 de mayo del año 2011 a bordo del transbordador Endeavour (figura 2.19), formando parte de la misión STS-134 de la NASA. Tras cuatro días de vuelo, llegó a la Estación Internacional Espacial donde se transportó AMS-02 desde la bodega de carga, hasta situarlo en la posición prevista sobre la Estación donde finalmente se encuentra.

Debido a su localización en las capas más extremas de la atmósfera terrestre, se ve sometido a fuertes niveles de radiación y de vacío, sufriendo grandes gradientes de temperatura, del orden de $-60^{\circ}C$ hasta $+40^{\circ}C$. Está previsto que esté en funcionamiento durante al menos diez años sin intervención de los astronautas que habitan la Estación. Para situarlo en la ISS ha sido necesario pasar una batería de test que aseguraran la calificación exigida para que los experimentos que operan en el espacio. Para ello AMS-02 ha sido sometido a rigurosas pruebas de calificación espacial: test de Niveles de Interferencia Electromagnética, de vibración, de vacío y térmicos para garantizar su óptima operabilidad tras sufrir elevadas aceleraciones y deceleraciones como ocurrió en el despegue ($3g$). Las figuras 2.15 - 2.19 muestran el detector siendo sometido a dichas pruebas y el despegue del transbordador Endeavour. Además, por su localización en la ISS, tanto su peso como su potencia están limitados a ~ 8.5 Toneladas y $\sim 2.5KW$, respectivamente.

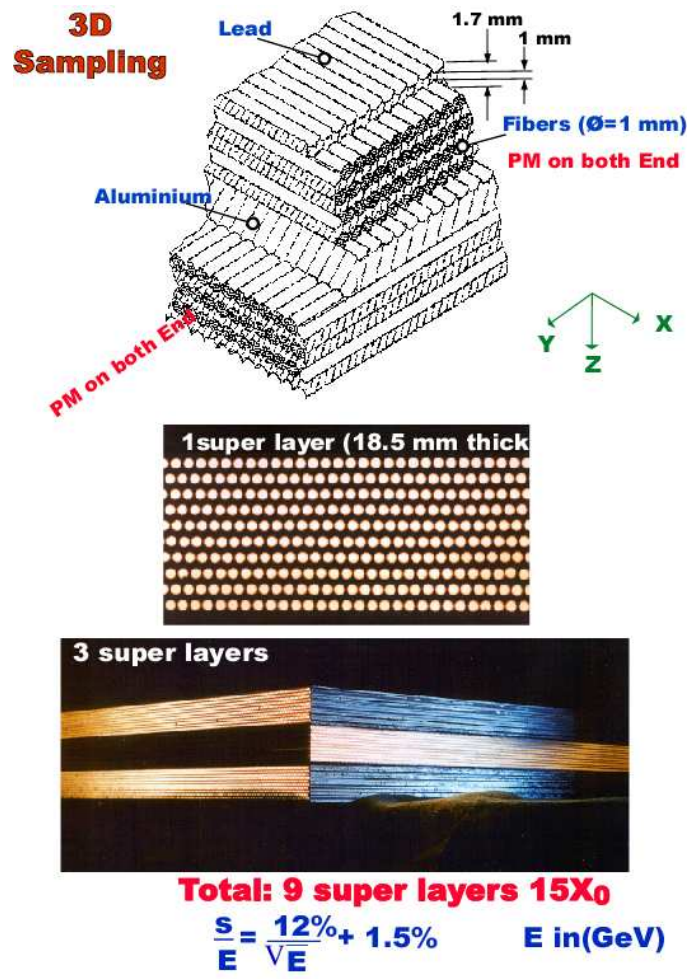


Figura 2.13: Calorímetro electromagnético (ECAL)

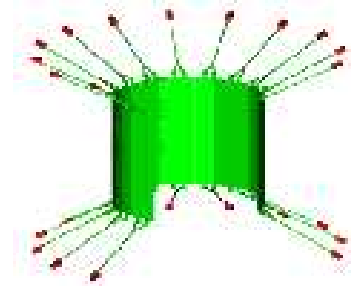


Figura 2.14: Anti Counters (ACC)



Figura 2.15: AMS-02 en la sala de pruebas de Test de Gravedad.



Figura 2.16: AMS-02 en la sala de pruebas de Vacío y Térmicas en las instalaciones de la ESA, en ESTEC (Holanda).



Figura 2.17: AMS-02 en la sala de pruebas de Test de Niveles de Interferencia Electromagnética, en las instalaciones de la ESA, en ESTEC (Holanda).



Figura 2.18: AMS-02 en la sala de pruebas de Test de Niveles de Interferencia Electromagnética, en las instalaciones de la ESA, en ESTEC (Holanda).



Figura 2.19: Figura izquierda: AMS-02 a bordo del Endeavour momentos antes de ser lanzado hacia la ISS; figura derecha: momento del despegue del Endeavour rumbo a la Estación Internacional Espacial.

CAPÍTULO

3

DESCRIPCIÓN DEL RICH DE AMS

La separación isotópica de los rayos cósmicos es uno de los objetivos de AMS-02. Para ello se cuenta con la medida del momento y de la velocidad con alta resolución de la partícula que lo atraviesa. El papel del RICH es realizar esta medida junto con la de la carga. En este capítulo se realizará una descripción general del detector y se describirá brevemente el procedimiento utilizado para reconstruir los anillos Cherenkov y la velocidad y la carga de la partícula. Una descripción más detallada del detector se realiza en el apéndice B de la memoria. Finalmente, las capacidades del RICH se ilustrarán con simulaciones Monte Carlo que muestra su rendimiento en AMS.

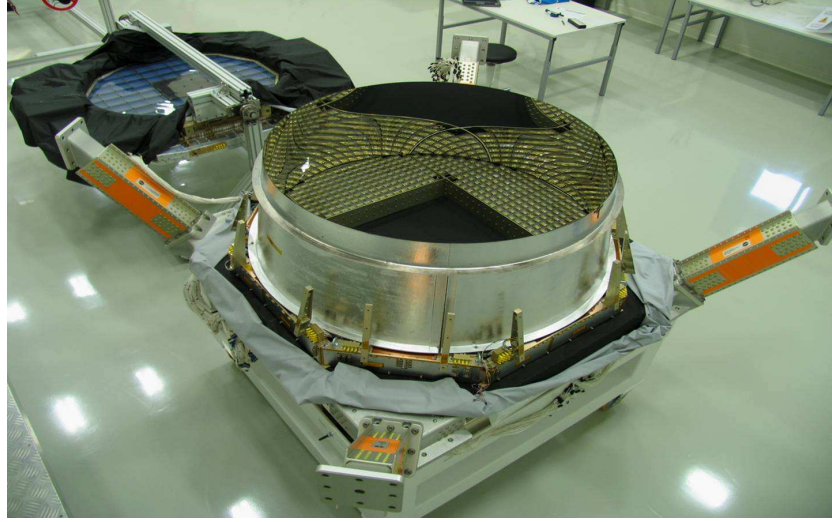


Figura 3.1: Detector de anillos Cherenkov (RICH) de AMS-02.

3.1 Especificaciones

En AMS-02 la identificación de la naturaleza de la partícula se realiza determinando su carga eléctrica y su masa, esta última se puede determinar si conocemos dos de estas tres magnitudes físicas: momento, velocidad y energía cinética de la partícula. AMS-02 aporta una medida del momento y de la velocidad, pudiéndose obtener la masa directamente a partir de la relación 3.1:

$$p = mc\gamma\beta \quad (3.1)$$

$$\left(\frac{\sigma(m)}{m}\right)^2 = \left(\frac{\gamma^2\sigma(\beta)}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(p)}{p}\right)^2 \quad (3.2)$$

donde p es el momento de la partícula, m es la masa, c la velocidad de la luz, β la velocidad de la partícula en unidades de c , γ es el factor de Lorentz, y la notación $\sigma(x)$ indica la incertidumbre en la cantidad x .

El momento viene medido por el Tracker [12, 39] y la velocidad por el RICH [26, 40] y por el TOF [22, 24]. En el caso del RICH la detección y medida de las partículas cargadas que lo atraviesan se realiza por medio de la luz Cherenkov emitida en un medio radiador.

3.2 Propiedades de la radiación Cherenkov

En 1934 el físico ruso P. A. Cherenkov publicó un artículo en el que explicaba el origen de débiles luminiscencias azuladas que aparecían en determinadas soluciones al hacer incidir sobre ellas haces de rayos gamma. Este observó que se producían emisiones de luz cuyo ángulo guardaba relación con el índice de refracción del medio por el que se propagaba [41]. Por otro lado, en 1937, I. Frank y I. Tamm, aplicando principios básicos de electrodinámica, formularon la teoría del efecto Cherenkov [42]. En 1958, P.A. Cherenkov, I. Frank y I. Tamm recibieron conjuntamente el Nobel de física por el descubrimiento y la interpretación de este fenómeno [43].

El fenómeno de radiación Cherenkov se produce cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico con una velocidad superior a la velocidad de luz en ese medio. Para una longitud de onda fija, esta radiación se emite formando un ángulo respecto a la dirección de propagación de la partícula (figura 3.2) dado por la relación:

$$\cos\theta_c = \frac{ct/n}{vt} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.3)$$

donde θ_c es el ángulo de emisión, n es el índice de refracción del medio para esa longitud de onda y β es la velocidad en unidades de la velocidad de la luz. La velocidad umbral para que se produzca esta emisión viene dada por:

$$\beta > \beta_{umbral} = 1/n \quad (3.4)$$

El espectro de radiación Cherenkov viene dado por la relación 3.5, que describe la energía radiada por unidad de longitud, siendo ω la frecuencia

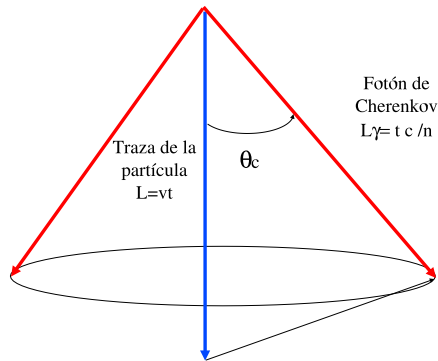


Figura 3.2: Cono de luz, que forman los fotones emitidos por la radiación Cherenkov, siendo $\frac{c}{n}$ la velocidad de propagación de la radiación electromagnética en un medio cuyo índice de refracción es n ; por tanto L_α la longitud recorrida por los fotones Cherenkov.

de la radiación, y Ze la carga eléctrica de la partícula. Como vemos, la cantidad de energía emitida por unidad de longitud recorrida por la partícula es proporcional al cuadrado de su carga y posee una dependencia con su velocidad y la dispersión cromática del medio.

$$\frac{dW}{dl} = \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{c^2} \int_{\beta n(\omega) > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) d\omega \quad (3.5)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío. La energía emitida por efecto Cherenkov es del orden de los keV/cm , muy inferior a la perdida por medio de otros procesos, como por ejemplo el de ionización ($\sim MeV/cm$) [44].

A la hora de diseñar un detector Cherenkov es importante conocer cuántos fotones se emiten en un rango de longitud de ondas dado. Teniendo en cuenta que la energía de un fotón de longitud de onda λ viene dada por $2\pi\hbar/\lambda$,

se puede determinar este número de fotones con la ecuación 3.6, obtenida a partir de la relación 3.5.

$$N = 2\pi LZ^2\alpha \int_{\beta n(\lambda) > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) q(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.6)$$

donde L es la distancia recorrida por la partícula dentro del radiador, Z es la carga eléctrica en unidades de e , α es la constante de estructura fina, $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0 c\hbar$, y $q(\lambda)$ es la eficiencia de detección del detector en función de la longitud de onda. La dependencia con n muestra que el número de fotones aumenta con el índice de refracción del medio.

3.3 Detectores de Radiación Cherenkov

Los detectores Cherenkov [45] están formados, a un nivel conceptual, por un medio radiador, y por sensores de luz que son los encargados de captar la radiación Cherenkov emitida desde el radiador.

Los tipos más utilizados son:

1. *Contadores de Umbral*: permiten diferenciar partículas con velocidades superiores al umbral de emisión de radiación.
2. *Detectores diferenciales*: permiten detectar la luz Cherenkov en intervalos angulares fijados. La detección de luz en estos intervalos permiten medir la velocidad con resoluciones de $\delta\beta \approx 0.05$.
3. *Detectores RICH*: están contruídos para aportar gran precisión espacial en la detección de fotones Cherenkov. Estos detectores determinan la velocidad de las partículas incidentes midiendo la geometría del cono de luz detectado. Pueden distinguirse dos tipos:
 - Detectores de focalización usando medios ópticos (espejos, lentes, etc.): para ampliar la recolección de los fotones Cherenkov pro-

ducidos en el radiador se utiliza un sistema óptico encargado de redireccionarlos hacia los sensores de luz.

- Detectores de focalización por proximidad: entre el radiador y los sensores encargados de detectar los fotones existe una zona de expansión del cono de luz Cherenkov necesaria para poder obtener anillos que sean contenidos por el plano de detección.

3.4 El Detector de Radiación Cherenkov RICH de AMS-02

En esta sección se describirán brevemente los elementos más importantes del detector. Una descripción más detallada puede encontrarse en el apéndice B.

3.4.1 Elementos del detector RICH de AMS-02

El detector RICH de AMS-02 es un detector de focalización por proximidad que cuenta con un espejo para aumentar su aceptación geométrica (figura 3.3).

1. **Radiador:** posee una planta circular de 120 cm de diámetro (figura 3.4). Está compuesto por dos materiales dieléctricos, aerogel y NaF, situados en distintas zonas del radiador:
 - *Aerogel* [46]: está formado por 80 bloques con un volumen de $2.5 \times 11 \times 11 \text{ cm}^3$, cada uno. El aerogel es un material sólido (aire y SiO_2 amorfo) ligero, cuyo índice de refracción se encuentra en un rango entre 1.02 y 1.10, en función de su densidad. Para el RICH de AMS-02 se ha escogido uno cuyo índice de refracción es $n \sim 1.05$. Este permite tener una buena resolución en la velocidad y un número de fotones Cherenkov suficientemente alto.

3.4. El Detector de Radiación Cherenkov RICH de AMS-02

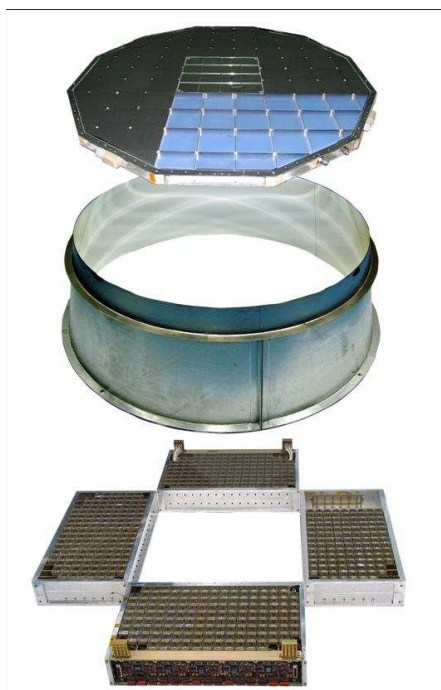


Figura 3.3: Partes del RICH de AMS-02: en la parte superior se encuentra el radiador; en la parte central se representa el espejo reflector; y en la zona inferior el plano de detección.

Además, por sus características, parte de la luz sufre dispersión Rayleigh [47]($\sim 10\%$) que tiene como efecto la dispersión de fotones del cono.

- *NaF*: en la parte central, se encuentran 16 bloques que cubren una superficie de $34 \times 34 \text{ cm}^2$. Cada uno de los cuales tiene un grosor de 0.5 cm y una superficie de $8.5 \times 8.5 \text{ cm}^2$. Su índice de refracción es de $n = 1.33$, proporcionando grandes ángulos Cherenkov en comparación con el del aerogel. El objetivo de este radiador es que el cono Cherenkov producido sea suficientemente grande como para salvar la zona central del plano de detección que se encuentra sin instrumentar, véanse las figuras 3.4 y 3.5. Debido a este mayor

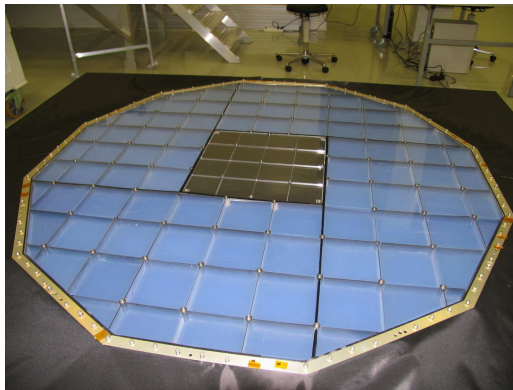


Figura 3.4: Plano radiador del RICH de AMS-02, formado por losetas de aerogel de silicio y fluoruro de sodio en su parte central.

índice de refracción, la velocidad umbral es menor que la del aerogel (relación: 3.4) y la resolución que proporciona para β es peor. La velocidad umbral que debe llevar una partícula que incida en el NaF para que se produzca emisión Cherenkov es: $\beta_{umbral} \sim 0.75$.

2. **Plano de detección:** está formado por 8 rejillas instrumentado con un total de 680 PMTs multiánodo, con 16 pixeles de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ cada uno (figura 3.6). Estos se encuentran acoplados a guías de luz con el objetivo de reducir las áreas muertas del detector, lo que hace que el pixel efectivo sea de $8.5 \times 8.5 \text{ mm}^2$. La parte central del plano no se encuentra instrumentada para que las partículas que incidan sobre el ECAL encuentren la menor cantidad posible de material con anterioridad a su llegada al calorímetro.
3. **Espejo Reflector:** cuyo objetivo es reflejar, hacia el plano de detección, los rayos de luz con grandes ángulos de incidencia y permitir la detección del cono Cherenkov. Tiene una reflectividad del 85 %, y está formado por fibra de Carbono y recubierto por una capa de Aluminio. Presenta forma cónica, con un diámetro superior de 120 cm y uno infe-

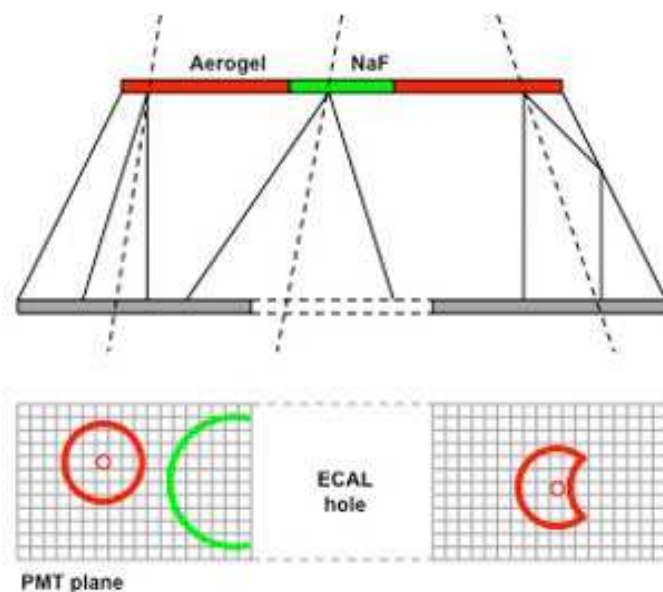


Figura 3.5: Cuando la luz incide sobre el radiador, dependiendo de si lo hace sobre el plano de Aerogel o de NaF, se producirá un cono de luz que tendrá una apertura diferente para ambos casos.

rior de 134 cm (figura 3.7). Se encuentra limitando la zona de expansión del cono de luz [26] cuya altura es de 47 cm.

3.4.2 Determinación de la velocidad y de la carga de las partículas

El detector RICH de AMS-02 además de una medida de la velocidad, aportará una medida complementaria del valor de la carga de las partículas que lo atraviesen. Para la obtención tanto de la carga como de la velocidad de la partícula es necesario determinar, para cada suceso, en primer lugar, los canales que han sido detectados fotones Cherenkov.

Esto se hace mediante el algoritmo de reconstrucción que se describe en [48, 49]. Se basa en la determinación del camino seguido por cada uno de los

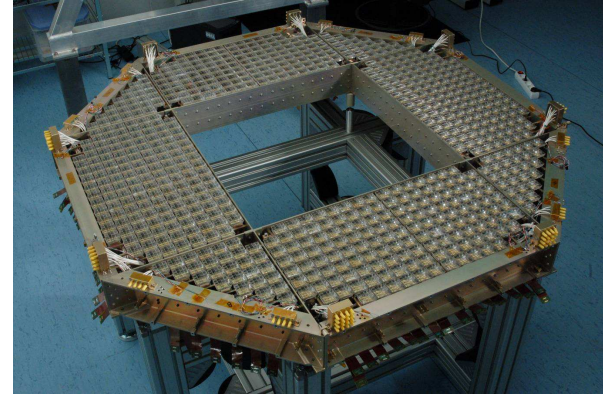
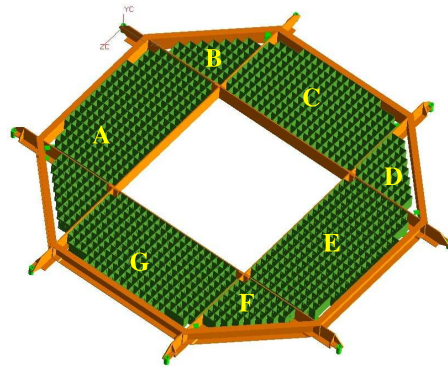


Figura 3.6: Plano de detección del RICH, formado por 8 rejillas: 4 rectangulares y 4 triangulares, con 143 y 27 PMT, cada una de ellas, respectivamente.

fotones detectados dado un punto de emisión del plano radiador y su punto de detección. El punto de emisión se obtiene a partir de la extrapolación de los parámetros de la traza reconstruida con el Tracker hasta el radiador, y se considera común para todos los fotones Cherenkov. Por otro lado, como punto de detección se asume el centro geométrico del canal en que queda registrada la señal ¹. A partir de estos valores se mide, en primer lugar, la velocidad y posteriormente la carga, como se explica a continuación.

Reconstrucción de la velocidad (β) e indentificación del anillo Cherenkov

Un suceso está compuesto por un conjunto de señales, cada una de las cuales está caracterizada por una amplitud (cuentas de ADC²), y por su posición en el plano de detección. La reconstrucción de la β se realiza determinando un conjunto de valores posibles de la velocidad de la partícula compatible

¹A cada canal que ha registrado señal se le denomina hit.

²Conversión Analógica-Digital



Figura 3.7: Espejo reflector del RICH de AMS-02, que está compuesto por tres secciones.

con la posición de cada señal. A estos valores los denominaremos β_{hit} . Posteriormente se procede a identificar cuáles de estas señales se encuentran en el anillo Cherenkov diferenciándolas de las que son debidas a ruido u otras fuentes. El desarrollo del algoritmo para la reconstrucción es el siguiente:

1. Dado el punto de emisión y la trayectoria de la partícula, se calculan los valores de β_{hit} , suponiendo que el fotón detectado en el plano de detección proviene directamente del radiador o ha sido reflejado en el espejo del RICH. Por aspectos geométricos se consideran hasta dos posibilidades para este último caso.
2. Se busca el valor de β' que maximiza el número de hits que poseen al menos un valor de sus β_{hit} cumpliendo:

$$|\beta' - \beta_{hit}| < 3 \cdot \sigma(\beta') \quad (3.7)$$

donde $\sigma(\beta')$ es la anchura esperada de la distribución de los valores β_{hit} para un anillo Cherenkov producido por una partícula con velocidad β' .

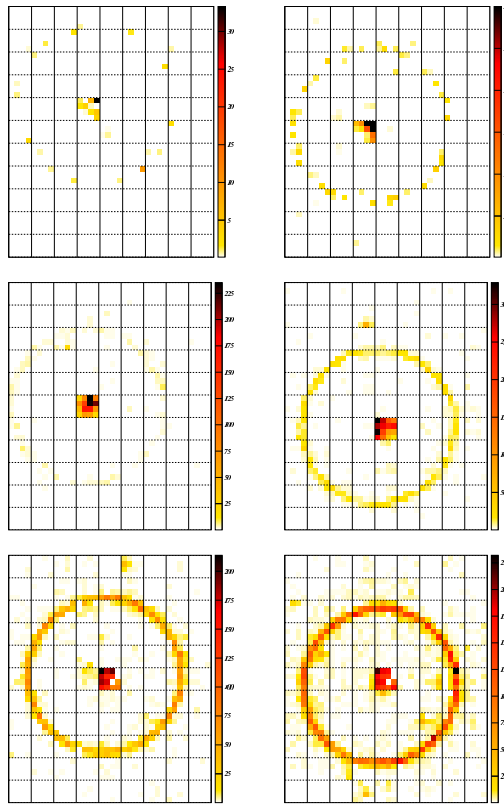


Fig. 4. Sample of Cherenkov rings measured with the ion fragments transported in the beam line. The patterns correspond to $Z = 2, 3, 6, 16, 26,$ and about $40,$ from left to right and from top to bottom.

Figura 3.8: Representación de anillos¹ Cherenkov en función de la partícula incidente.

3. Una vez hecho esto, se considera que los hits que cumplen esta condición son los que pertenecen al anillo Cherenkov. Además, se estima la velocidad de la partícula como el promedio de estos β_{hit} , pesados por el número de fotoelectrones detectados en el hit correspondiente.

En este algoritmo, en el caso de que un hit posea más de un valor de β_{hit} que cumple la condición de pertenecer al anillo, sólo se considera el valor más cercano a β' en todo el proceso.

Resolución en la Medida de la velocidad

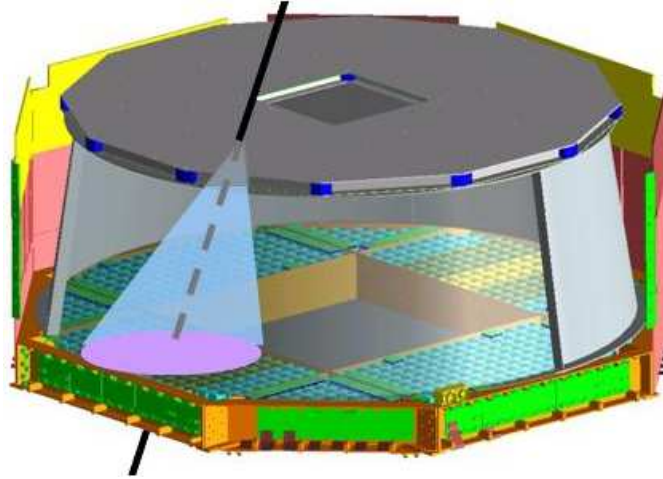


Figura 3.9: Representación de una partícula atravesando el detector RICH de AMS-02 y el cono de luz formado a su paso por el radiador.

En el caso del RICH de AMS, la incertidumbre en β_{hit} viene dada por la incertidumbre en la determinación del ángulo Cherenkov ($\beta_i = \frac{1}{n \cdot \cos(\theta_i)}$). Por tanto:

$$\left(\frac{\sigma(\beta)}{\beta}\right)^2 = \left(\frac{\tan \theta_c \cdot \sigma(\theta_c)}{N^{1/2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(n)}{n}\right)^2 \quad (3.8)$$

donde:

- $\sigma(\beta)$ es la incertidumbre en la velocidad.
- θ_c es el ángulo Cherenkov respecto de la dirección de incidencia de la partícula. El error será menor cuanto menor sea el ángulo, lo que se cumple para valores del índice de refracción bajos.
- N es el número de fotones detectados en el anillo. Radiadores con índices de refracción, n , mayor producen más fotones.

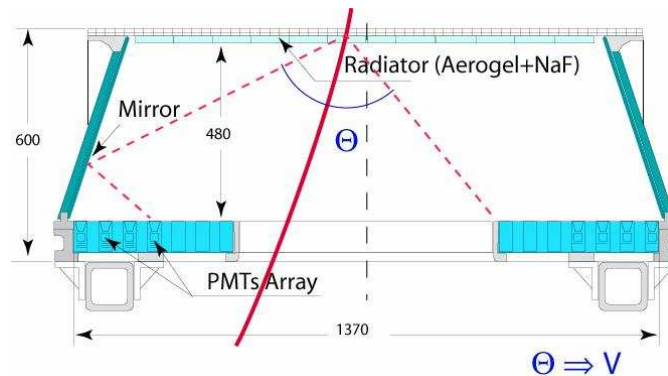


Figura 3.10: Representación de una partícula atravesando el detector RICH de AMS-02.

- $\sigma(\theta_c)$ es el error en la determinación del ángulo Cherenkov que está determinado por:
 - La incertidumbre en la trayectoria de la partícula. En AMS-02 esta trayectoria viene determinada por el TRACKER. La precisión que proporciona es suficientemente alta como para que la contribución de esta incertidumbre sea despreciable frente a otras contribuciones.
 - La granularidad del plano de detección. A mayor granularidad mayor conocimiento de la geometría del anillo.
 - La incertidumbre en el punto de emisión de los fotones Cherenkov.
- $\left(\frac{\sigma(n)}{n}\right)$ es el error debido a la incertidumbre en el índice de refracción medio del radiador.

El detector RICH de AMS-02 ha sido diseñado con el objetivo de determinar la velocidad de la partícula de $Z = 1$ con una resolución $\sigma(\beta)/\beta \sim 0.1\%$.

La eficiencia de reconstrucción esperada con el aerogel de silicio empleado, con $\beta_{umbral} \sim 0.95$, es del orden del 80 % para $Z = 1$ y superior al 95 % para partículas con $Z > 1$.

La determinación de la carga y de las fuentes que contribuyen a incertidumbres en la determinación de la misma, están detalladas en el apéndice C.

3.5 Estudio preliminar de las prestaciones del RICH

Durante el proceso de diseño y construcción del RICH de AMS se han realizado numerosas pruebas para seleccionar y caracterizar los materiales utilizados y las prestaciones esperadas. En el apéndice B se realiza una descripción detallada.

- Se realizó un estudio de las prestaciones del RICH con un prototipo: se realizaron pruebas funcionales con un prototipo del RICH instrumentado con una matriz de 9×11 celdas similares a las del modelo final. Utilizando dicho prototipo, en los años 2002 y 2003 se realizó un test Beam con haces de iones en el acelerador SPS del CERN donde se probó la viabilidad del RICH en la medida de la velocidad y de la carga, requeridas. En la figura 3.11 se muestra una distribución de β obtenida con protones cuya resolución es $\frac{\sigma(\beta)}{\beta} \sim 1\%$ (obtenida con losetas cuyo índice de refracción ~ 1.03) [2, 49].
- Tras probar la viabilidad de su diseño, se ensamblaron, en las instalaciones del CIEMAT, todas las rejillas que componen el plano de detección del RICH, con un total de 680 PMT, y se integró este junto con el espejo y con el radiador, para obtener la configuración final del detector. Durante esta etapa se llevaron a cabo estudios de caracterización tanto de los elementos de detección [6, 50], como de los materiales radiadores.

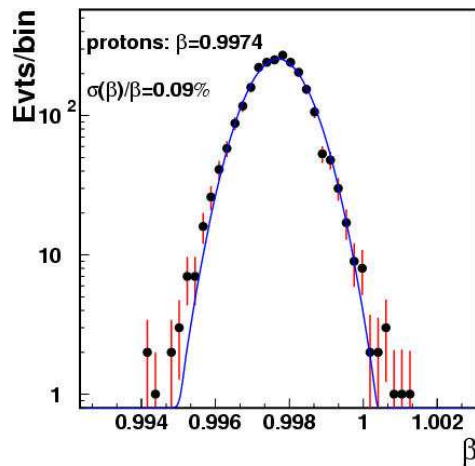


Figura 3.11: Distribución de β obtenida en el test beam realizado en 2002-2003 en las instalaciones del CERN, utilizando un prototipo del RICH usando losetas de aerogel de $n \sim 1.03$.

- El RICH fue trasladado a las instalaciones del CERN donde fue ensamblado junto con el resto de subdetectores de AMS. Tras la integración de todos los subdetectores, teniendo en cuenta la configuración final de AMS, se ha realizado un estudio de las expectativas de funcionamiento del detector RICH con una muones cósmicos.

3.6 Expectativas durante el vuelo: estudio preliminar con datos Simulados

Se ha realizado una simulación Monte Carlo para compararla con la muestra seleccionada y estimar el rendimiento esperado en el RICH. Se han considerado dos tipos de muestras, con y sin campo magnético. Con estas muestras es posible comprobar que el RICH, aparte de los parámetros de la traza de la partícula facilitados por el Tracker, es un detector autónomo capaz de ofrecer la misma resolución en cuanto a la β se refiere, independientemente

3.6. Expectativas durante el vuelo: estudio preliminar con datos Simulados

del funcionamiento o incluso del tipo de imán (permanente o superconductor) con el que se esté operando.

Utilizando la muestra de datos Monte Carlo se ha obtenido la eficiencia de reconstrucción en función de la energía para partículas de $Z = 1$. Como se muestra en la gráfica superior de la figura 3.12 para losetas de aerogel con $n \sim 1.05$, que es el caso de las losetas de aerogel de silicio del RICH de AMS-02, se obtiene que la eficiencia de reconstrucción es $\sim 80\%$. Además, se ha obtenido la resolución de la velocidad en función de la energía (gráfica inferior de la figura 3.12) y se observa que para losetas de aerogel con $n \sim 1.05$ ésta es del orden del $\sim 1.2\%$

En las gráficas de la figura 3.13 se muestra, para una energía dada ($\beta = 1$), la distribución de la $\beta_{simulada} - \beta_{reconstruida}$ para las dos muestras Monte Carlo de muones cósmicos a nivel del mar. Se ha realizado un ajuste a la parte central de la distribución que permite determinar que el sesgo en la medida de β es inferior a 10^{-4} y que la resolución esperada es del $\sim 1.2\%$.

Asímismo, en la figura 3.14 se muestra la dependencia de la resolución en β con el número de hits que componen el anillo Cherenkov. Se observa que la resolución mejora con $1/\sqrt{(N_{fe})}$.

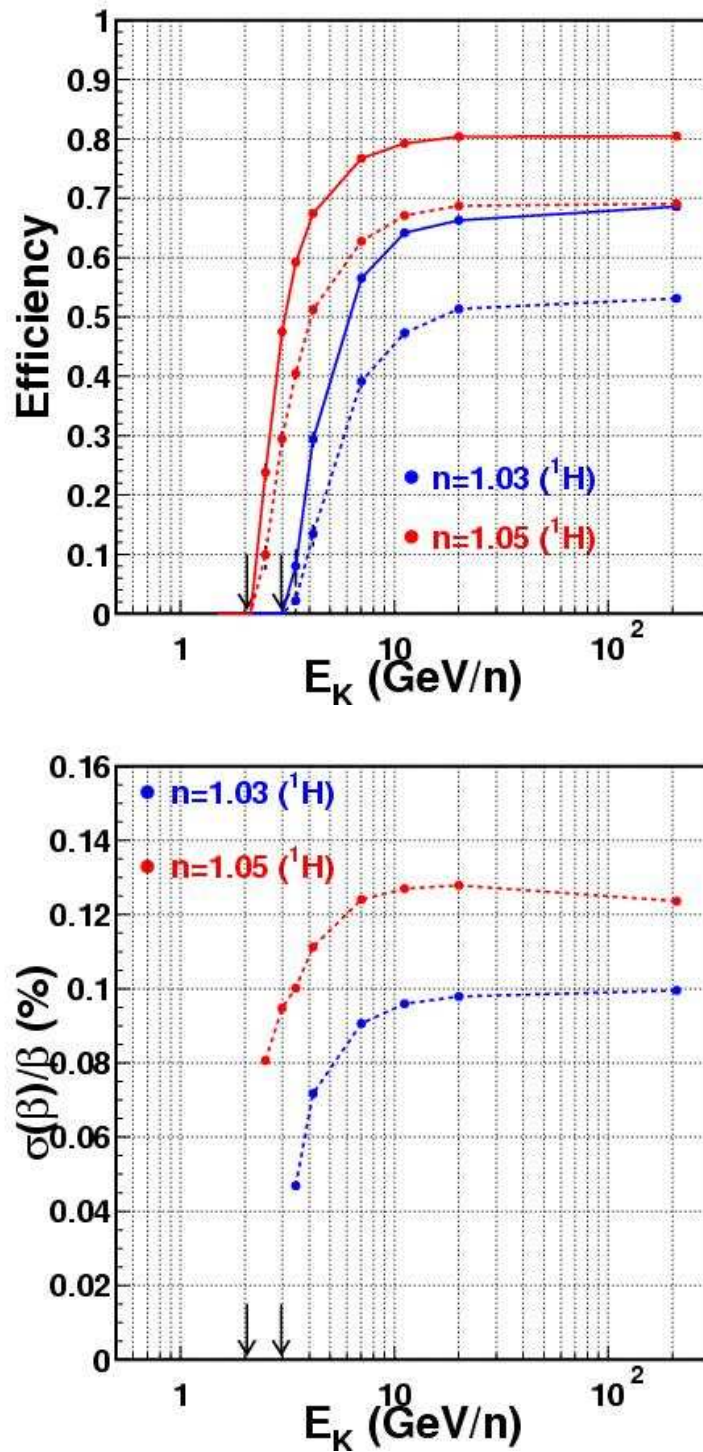


Figura 3.12: Eficiencia de reconstrucción de β (figura superior) y resolución de β (figura inferior) para partículas con $Z = 1$ para dos muestras de aerogel con $n \sim 1.03$ (trazo azul) y $n \sim 1.05$ (trazo rojo) ambas obtenidas con la muestra de datos Monte Carlo.

3.6. Expectativas durante el vuelo: estudio preliminar con datos Simulados

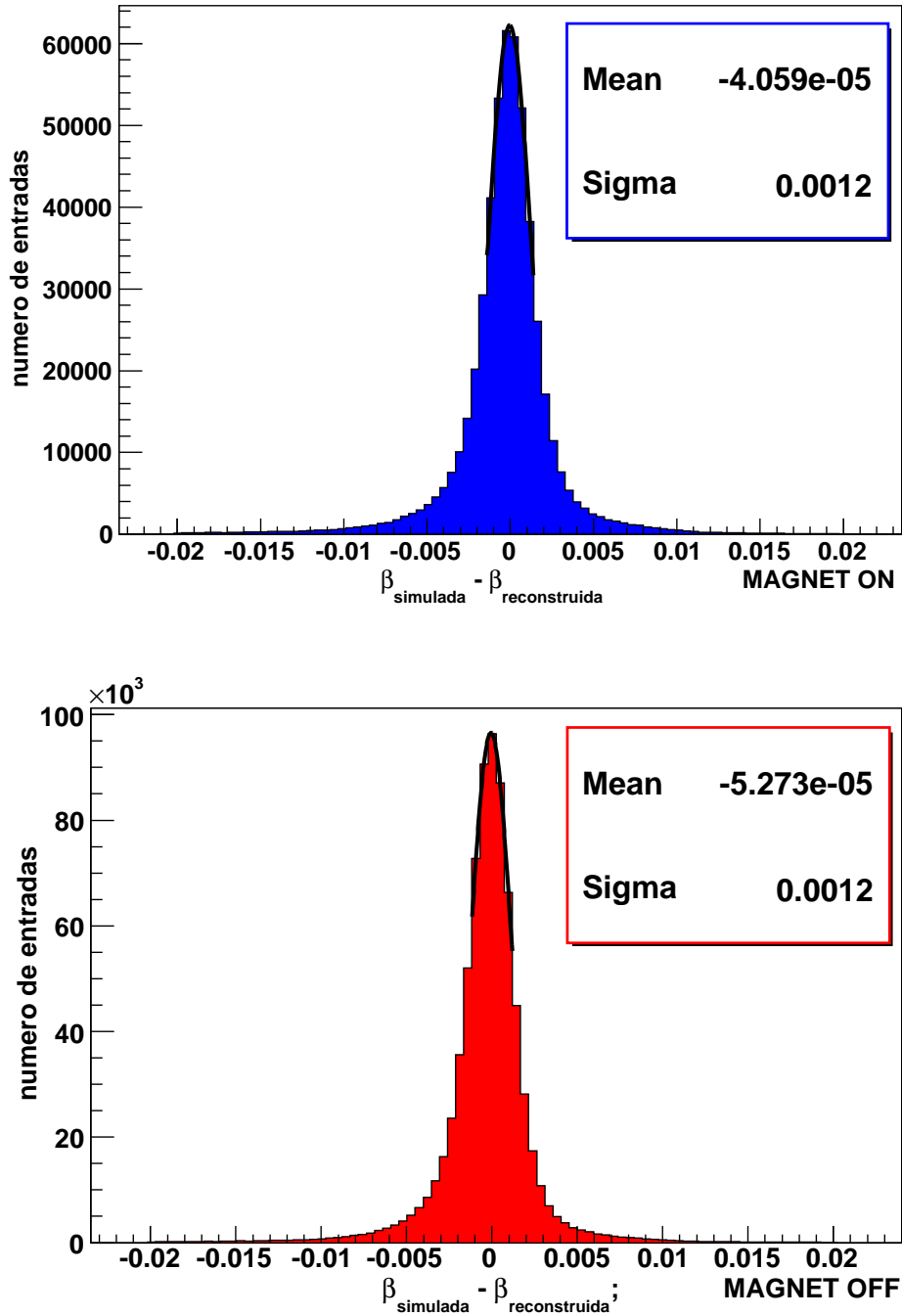


Figura 3.13: Distribución de $\beta_{simulada} - \beta_{reconstruida}$ a partir de sucesos que pertenecen a los datos simulados, Monte Carlo, con imán superconductor encendido (gráfica superior), y apagado (gráfica inferior).

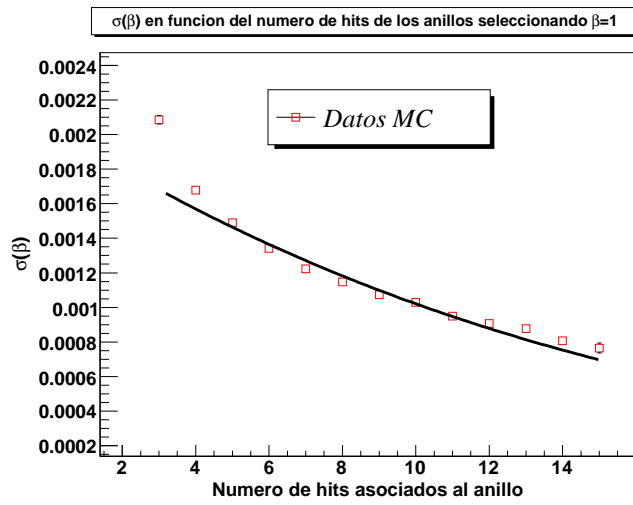


Figura 3.14: Dependencia de $\sigma(\beta)$ en función del número de hits que pertenecen al anillo para los datos simulados.

CAPÍTULO

4

ESTUDIO DE LOS ERRORES SISTEMÁTICOS DE LA RECONSTRUCCIÓN DE β : INTRODUCCIÓN

El detector RICH de AMS-02, como ya se comentó en capítulos anteriores, tiene como objetivos proporcionar una medida precisa de la velocidad (β) de la partícula así como una medida de su carga (Z).

La precisión de dichas medidas aumenta con el número de fotoelectrones detectados como $1/\sqrt{N_{fe}}$, es decir, la incertidumbre estadística en la determinación de β será menor para anillos con un alto número de hits. Pero el resultado puede tener un sesgo debido a errores sistemáticos en la

determinación del ángulo Cherenkov de cada hit (θ_{hit}), del índice de refracción de las losetas del radiador (n), y de las variaciones en la eficiencia de los píxeles. Los datos tomados después de integrar el RICH en AMS servirán para estudiar estos posibles efectos sistemáticos, así como para desarrollar herramientas de control y monitorización de los mismos.

En este capítulo se introduce la muestra de datos con los que se realizará el estudio de los sistemáticos de la reconstrucción de β de la partícula. Se describirán los criterios de selección empleados y el estimador utilizado para realizar el estudio de los sistemáticos.

4.1 Descripción de los datos

La muestra que se ha empleado para este estudio está compuesta por muones cósmicos a nivel del mar tomados, con y sin campo magnético, en la sala limpia donde se integró el detector AMS en el CERN.

4.1.1 Periodo de toma de datos

Tras la integración del detector AMS entre los meses de Noviembre y Diciembre del año 2009 se realizaron pruebas del sistema general de adquisición de toma de datos y del sistema de trigger, así como las pruebas necesarias para comprobar el correcto funcionamiento del imán superconductor. Durante este periodo se adquirieron datos de muones cósmicos en condiciones relativamente estables. De estos datos se han extraído dos muestras tomadas con y sin campo magnético que serán la base de los datos de control de este estudio. Desde el punto de vista del funcionamiento del RICH, la única diferencia entre las dos muestras son las condiciones de humedad relativa en el aerogel.

En total, se recogieron del orden de 2.3×10^8 triggeres ($\sim 1.8 \times 10^8$ y $\sim 0.5 \times 10^8$ sin y con campo magnético, respectivamente).

4.1.2 Criterios de Selección

Para garantizar que tanto los parámetros de la traza medidos con el TRACKER como los anillos Cherenkov detectados en el RICH estén correctamente reconstruidos se han definido los siguientes criterios de selección de la muestra:

- Criterios de selección de muones cósmicos reconstruidos con AMS:
 - *1 part*: requiere sucesos con una sola partícula reconstruida, es decir, que exista información del trigger y del TOF consistentes con que haya un único muón atravesando AMS-02.
 - *ACC*: requiere que no se disparen los contadores de coincidencia para rechazar las partículas que atraviesan transversalmente el detector y sucesos con interacciones que puedan producir secundarios que alcancen los ACC.
 - *Traza TRACKER*: requiere que el suceso haya sido reconstruido por el TRACKER (exista una traza del TRACKER asociada a él). ¹.
- Criterios sobre la reconstrucción del RICH:
 - *1 part RICH*: requiere que el suceso tenga asociado un único anillo Cherenkov reconstruido en el RICH.
 - *Aerogel*: requiere que el anillo Cherenkov se haya originado en la zona del radiador formado por losetas de aerogel de silicio. Para el estudio de los sistemáticos, el radiador más sensible es el de aerogel dado que su resolución es tres veces superior a la

¹La reconstrucción del RICH necesita de los parámetros de incidencia de la partícula en el radiador (dirección y punto de impacto). En el estudio realizado en este trabajo, debido a su mayor precisión, solo se ha tenido en cuenta sucesos en los que estos parámetros provienen de la extrapolación de la traza reconstruida por el TRACKER.

obtenida con sucesos que atraviesan el NaF para $Z = 1$. Además, el número de fotones emitidos y detectados en el caso del NaF es menor por lo que la eficiencia de reconstrucción es inferior para partículas de carga unidad.

- *Máximo 1 cluster*: cuando una partícula cargada atraviesa las guías de luz emite luz de centelleo y radiación Cherenkov que es detectada en todos los canales del PMT acoplado a la guía. La cantidad de luz detectada es significativamente mayor que el fotón único que se detecta en los canales asociados al anillo Cherenkov y además está agrupado en torno a un solo PMT. Esta característica permite identificar fácilmente dichas agrupaciones y, por tanto, estimar el número de partículas cargadas que atraviesan el plano de detección. El criterio utilizado es que el número de estas partículas sea como mucho uno.²

- Criterios de selección de sucesos con $\beta \simeq 1$:

Para llevar a cabo estudios de resolución en β es necesario tener una estimación independiente del momento de la partícula. Dependiendo de si el imán superconductor está encendido o apagado se ha establecido un criterio de selección distinto que permite seleccionar sucesos con $\beta \simeq 1$:

- Imán encendido: en este caso una estimación independiente de la energía de la partícula la proporciona el momento reconstruido por el TRACKER. El criterio denominado *Beta=1, momento* selecciona sucesos cuyo momento medido por el TRACKER sea superior a $10\text{GeV}/c$ (figura 4.1). Dado que los muones tienen una

²La posibilidad de que este número sea igual a cero se contempla para no rechazar sucesos en los que la partícula cargada que da lugar al anillo Cherenkov haya impactado en el ECAL o solo incida en las guías de luz marginalmente.

masa de $105.7\text{MeV}/c^2$, con este criterio se seleccionan muones con $\beta \simeq 1$. Adicionalmente, se requiere un valor máximo del χ^2 en la traza del ajuste para garantizar la bondad de la misma.

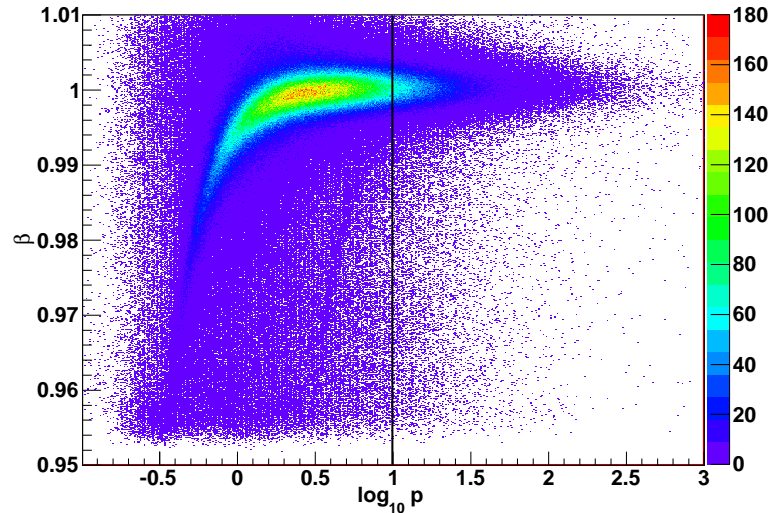


Figura 4.1: Distribución de β en función del momento de la partícula para el caso de la muestra con imán superconductor encendido.

- Imán apagado: en este caso no existe una medida independiente del momento en AMS. El criterio denominado *Beta=1*, $\chi^2_{without MS \text{ traza}}$ hace uso del hecho de que la dispersión en la trayectoria de las partículas debida al *multiple scattering*, $\sigma(MS)$, es inversamente proporcional al momento de la misma. Recalculando el χ^2 del ajuste de la traza sin incluir el término de $\sigma(MS)$ en el error, sucesos con bajo momento mostrarán un valor de $\chi^2_{without MS}$ artificialmente alto. La figura 4.2 muestra la correlación entre esta variable y la velocidad medida de la partícula. Seleccionando sucesos con $\chi^2_{without MS} < 0.1$ se

enriquece la muestra con datos con $\beta \sim 1$.

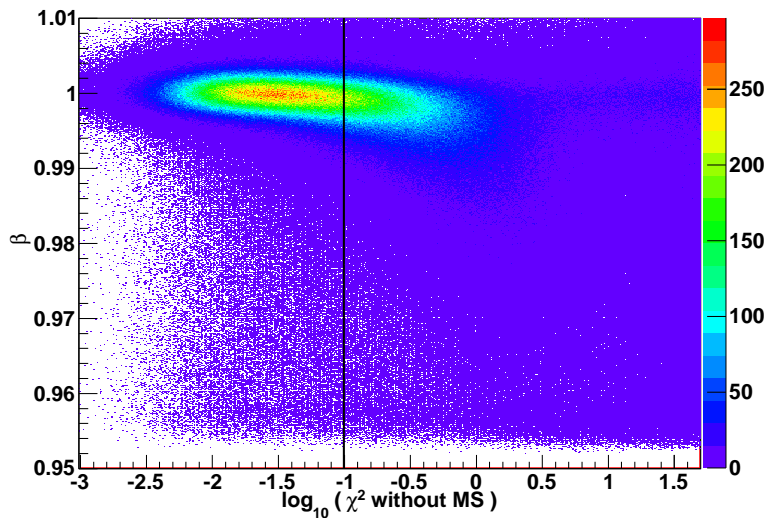


Figura 4.2: Distribución de β en función de un parámetro de la traza relacionado con el momento de la partícula para el caso de la muestra sin imán.

4.1.3 Eficiencias de los cortes de Selección

Las eficiencias de los criterios de selección para la muestra sin y con imán superconductor se muestran en las tablas 4.1 y 4.2, respectivamente. La disparidad de eficiencia de reconstrucción de una partícula entre ambas muestras es debida a que durante ambos periodos de toma de datos se utilizaron distintas configuraciones de trigger. Una vez reconstruída la partícula, la eficiencia de identificación y medida de los anillos Cherenkov en el RICH es similar en ambas muestras.

Finalmente, alrededor de un cuarto de la muestra tomada con el imán encendido se selecciona como $\beta \sim 1$. Esta fracción es menor en el caso de datos tomados con el imán apagado ya que, al ser la variable empleada una

4.2. Estimador de la Resolución de la Medida de la Velocidad de las Partículas

medida indirecta del momento de la partícula, se ha utilizado un criterio más restrictivo y menos eficiente. Como se muestra en las tablas mencionadas, tras aplicar los cortes de selección, el tamaño de ambas muestras es similar, dentro $\sim 10\%$.

Eficiencia	datos
<i>sucesos</i>	180173767
<i>1part</i>	26.60 %
<i>ACC</i>	67.53 %
<i>TrazaTRACKER</i>	78.95 %
<i>1partRICH</i>	28.14 %
<i>Aerogel</i>	82.95 %
<i>Maximo1cluster</i>	96.66 %
<i>Beta = 1, $\chi^2_{without\ MStraza}$</i>	7.50 %
<i>sucesos_totales_final</i>	432385

Tabla 4.1: Tabla de eficiencias de los criterios de selección que se han impuesto en el análisis, con el imán superconductor apagado.

4.2 Estimador de la Resolución de la Medida de la Velocidad de las Partículas

El método de reconstrucción de β empleado en la realización de este estudio ha sido descrito brevemente en la sección 3.4.2 [48]. A grandes rasgos, la reconstrucción se realiza calculando todos los posibles caminos ópticos entre el punto de emisión en el radiador y los hits detectados en el fotomultiplicador y se asigna un valor de la velocidad a cada una de estas hipótesis. De esta forma, cada hit tiene asociado hasta tres posibles valores para la velocidad, $\beta_{hit}^{directo}$ β_{hit}^{ref1} β_{hit}^{ref2} . Mediante un algoritmo de clustering sobre

Eficiencia	datos
<i>sucesos</i>	48963213
<i>1part</i>	49.48 %
<i>ACC</i>	53.09 %
<i>TrazaTRACKER</i>	82.54 %
<i>1partRICH</i>	23.56 %
<i>Aerogel</i>	82.79 %
<i>Maximo1cluster</i>	97.29 %
<i>Beta = 1, momento</i>	26.40 %
χ^2 <i>traza</i>	86.61 %
<i>sucesos_totales_final</i>	460649

Tabla 4.2: Tabla de eficiencias de los criterios de selección impuestos en el análisis, para el imán superconductor encendido.

los valores de β_{hit} se determina el valor de β más probable ($\beta_{reconstruida}$ ³). Cualquier sesgo o error sistemático en las variables y parámetros utilizados en la reconstrucción implicarán un sesgo en las distribuciones de $\beta_{reconstruida}$ mostradas en la figura 3.13 (tanto en el valor medio como en la anchura). Estas distribuciones serían, por tanto, los estimadores naturales para estudiar errores sistemáticos asociados a las medidas del RICH. Sin embargo, esta cantidad depende no solo de las propiedades geométricas de la propagación de los fotones Cherenkov, sino que se ve afectada por las fluctuaciones en el número de fotones emitidos debido a las propiedades no ópticas locales del radiador, y por el comportamiento del algoritmo de clustering. Dado que el interés radica en estudiar el rendimiento intrínseco del detector, resulta más conveniente usar $\sigma(\beta_{hit})$ ya que solo depende de la geometría del detector y de las propiedades ópticas del radiador.

³Se utilizará indistintamente $\beta_{reconstruida}$ o β_{part}

4.2. Estimador de la Resolución de la Medida de la Velocidad de las Partículas

Además, como se desprende de la figura 3.14, la resolución en β es el resultado de combinar las resoluciones que se obtienen para anillos con diferente número de hits, por lo que su dependencia con sesgos sistemáticos debidos a alineamiento o a índices de refracción erróneos, pueden ser más difíciles de interpretar.

Por todo ello, se ha decidido utilizar como estimador de potenciales errores sistemáticos en la medida de β , la distribución de β_{hit} que está más directamente relacionado con los parámetros a estudiar. También se ha decidido utilizar únicamente hits directos, para aislar posibles efectos debidos al espejo reflector.

En la figura 4.3 se muestra la distribución de β_{hit} para la muestra con campo magnético. Para valores bajos de β_{hit} se observa el efecto del umbral Cherenkov como una caída, junto con una protuberancia en torno a $\beta_{hit} \simeq 0.95$. Ésta es debida a partículas con velocidades inferiores al umbral del radiador que emiten luz Cherenkov al atravesar las guías de luz, imitando un anillo cercano al umbral del radiador. Para valores altos de β_{hit} puede verse el corte artificial en $\beta_{hit} \sim 1.012$ introducido en el algoritmo de reconstrucción. Además, se observa a lo largo de toda la distribución un fondo uniforme debido fundamentalmente a fotones dispersados por scattering Rayleigh y fotones reflejados por el espejo que han sido reconstruidos como directos. Este fondo es $\sim 10\%$ y se ha ajustado a una función constante que se ha sustraído a la distribución, obteniéndose la figura 4.3 (inferior). Un ajuste de una gaussiana al histograma resultante para valores superiores a $\beta_{hit} = 0.985$ permite estimar la media y la anchura de la distribución cuyo error es $\sim 1.2\%$. Estos valores son los que se han utilizado como estimadores en el estudio de los sistemáticos.

La figura 4.4 muestra la misma distribución para la muestra de datos con el imán apagado. En este caso, para evitar un sesgo debido a la presencia de muones cósmicos de baja energía en la muestra, la determinación de los

parámetros de la distribución (media y anchura) se realizará ajustando la función gaussiana a la parte derecha del histograma ($\beta_{hit} > 0.995$).

4.3 Conclusión

Se ha realizado una descripción de la muestra de datos así como de los criterios de selección aplicados que permiten obtener una muestra de calidad. Además, se ha elegido $\sigma(\beta_{hit})$ como estimador para el estudio de los errores sistemáticos de la resolución de β . Primeramente se estudiará el alineamiento del detector RICH que juega un papel fundamental en la reconstrucción de β . A continuación se estudiará la contribución de la incertidumbre en los valores de los índices de refracción de cada loleta a la resolución de β_{hit} . Por último, se realizará un estudio de otros posibles sistemáticos que puedan afectar a la medida de la velocidad de las partículas que atraviesen el detector. En estos tres casos, utilizando el estimador $\sigma(\beta_{hit})$ descrito, se estudiará la influencia de cada uno de ellos sobre la resolución de β_{hit} , así como los posibles métodos para minimizarla.

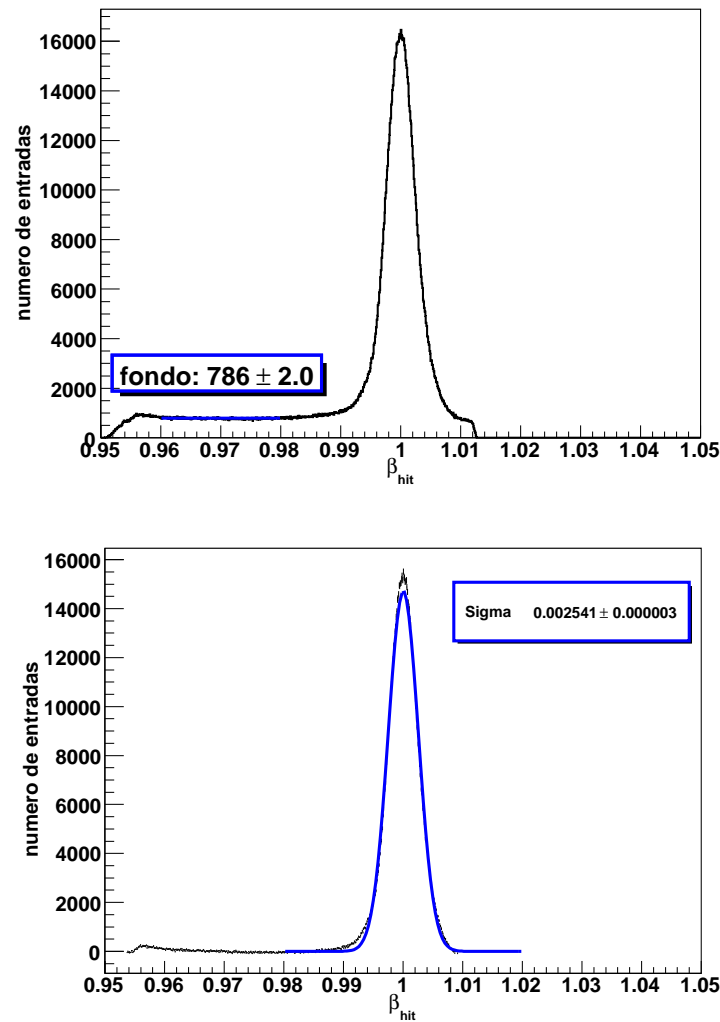


Figura 4.3: Distribución de β_{hit} para datos reales de la muestra con el imán encendido donde se puede observar la contribución del fondo uniforme de hits espúreos debidos al scattering Rayleigh y a fotones mal reconstruidos (figura superior). Distribución de β_{hit} para los datos de la muestra con el imán encendido tras sustraer el fondo uniforme y ajustarla a una función gaussiana (figura inferior).

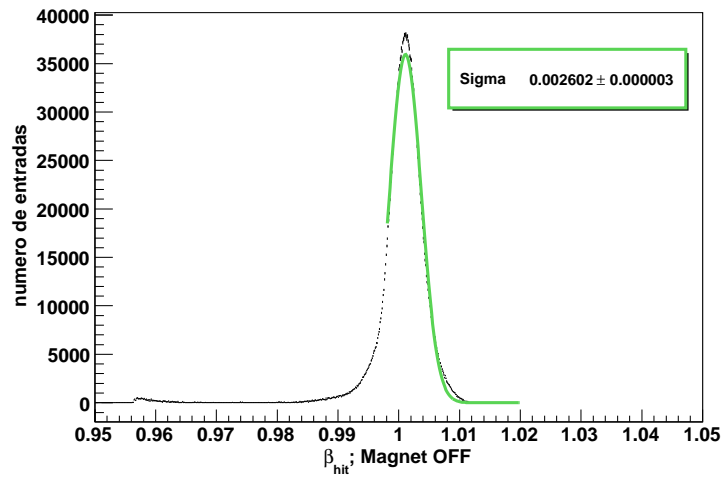


Figura 4.4: Distribución de β_{hit} para los datos de la muestra con el imán apagado tras sustraer el fondo y ajustarla a una gaussiana.

CAPÍTULO

5

ALINEAMIENTO DEL DETECTOR RICH

En este capítulo se describirá el método que se ha seguido para estudiar y realizar el alineamiento del detector RICH dentro de AMS-02.

La reconstrucción del anillo Cherenkov en el RICH requiere conocer el punto de impacto y dirección de las partículas al entrar en el radiador, información proporcionada por la extrapolación de la traza medida en el TRACKER de AMS-02. Es, por tanto, necesario conocer el posicionado relativo entre ambos subdetectores. Tras la integración de AMS-02 en el CERN, se realizó una serie de medidas mecánicas y fotométricas [51, 52] para determinar el posicionado de los distintos subdetectores en el sistema de referencia de AMS-02. Dado que el TRACKER y el RICH están ensamblados en estructuras mecánicas diferentes, algunas de las medidas mecánicas son

indirectas y la precisión que se obtiene no es superior al milímetro. Por otra parte, efectos adicionales como la ausencia de gravedad en la ISS, vibraciones durante el lanzamiento o incluso variaciones térmicas pueden hacer variar los parámetros geométricos por lo que es necesario desarrollar un método que permita determinar y monitorizar con datos la posición del RICH respecto al TRACKER a lo largo del tiempo.

En este capítulo se describirá la metodología que se propone para realizar el alineamiento del detector y se estudiará su viabilidad usando la muestra simulada por Monte Carlo. Tras el estudio de la misma, se aplicará dicha metodología a las muestras de datos reales con el imán superconductor apagado y encendido.

5.1 Metodología del alineamiento

Un desplazamiento del RICH respecto de la posición nominal implica una determinación errónea del ángulo Cherenkov (θ_{hit}) y por tanto de β_{hit} , que produce una degradación de la resolución en la medida de la velocidad. El método que se ha seguido, por tanto, es el de determinar el desplazamiento respecto de la posición nominal que minimice la anchura de la distribución de β_{hit} . A estos desplazamientos los denominaremos parámetros del alineamiento. El método desarrollado se basa en que estas desviaciones sólo afectan en primer orden a la resolución, y no introducen sesgos en el promedio de β_{hit} .

Como se ha comentado con anterioridad, se ha realizado el estudio utilizando sólo hits directos, es decir, aquellos que no hayan interactuado con el espejo reflector, dado que la reconstrucción de las trayectorias con reflexión depende de un mayor número de parámetros externos, incluyendo el alineamiento del espejo.

El algoritmo empleado procede siguiendo los pasos descritos a continuación:

1. Inicialmente se define la posición nominal como la posición de referencia y se inicia el proceso considerando desplazamientos a lo largo del eje X.
2. Se definen 10 desplazamientos a lo largo del eje en cuestión. En cada una de las nuevas posiciones se reconstruyen los anillos Cherenkov de todos los sucesos y se determina la anchura de la distribución de β_{hit} para cada una de ellas.
3. Se determina el desplazamiento que minimiza el valor de $\sigma(\beta_{hit})$. Si dicho desplazamiento es superior al criterio de convergencia¹, se redefine la posición de referencia en ese eje a la posición donde se encuentra el mínimo.
4. Se repite el proceso (pasos 2 y 3) con desplazamientos en el eje Y.
5. Si se ha detectado un desplazamiento en Y superior al criterio de convergencia, se repite el proceso en X e Y (pasos 2 al 4) hasta que el proceso converja.
6. Una vez el algoritmo ha convergido en X e Y, se repite el proceso con el eje Z (pasos 2 y 3).
7. Si se ha detectado desplazamiento en Z superior al criterio de convergencia, se repite el proceso en X, Y y Z (pasos 2 al 6) hasta que el proceso converja.

Se trata de un proceso iterativo que requiere correr la herramienta de análisis sobre toda la muestra varias veces, donde los parámetros de input de cada iteración dependen de los obtenidos previamente. Por tanto, la corrección de cada eje se verá afectada por la de los otros ejes.

¹Se considera que se ha convergido para un eje, si el mínimo se encuentra a menos de $< \pm 5 \cdot 10^{-2} cm$ de la posición de referencia.

5.2 Análisis

Antes de realizar el análisis con los datos reales se ha empleado la muestra de datos Monte Carlo con el fin de validar el procedimiento. A partir de este estudio se pretende determinar la sensibilidad del método y, como se parte de una geometría conocida, comprobar si el procedimiento introduce algún sesgo.

5.2.1 Estudio de viabilidad del método con la muestra Monte Carlo

En la figura 5.1 se ha representado la anchura de la distribución de β_{hit} de los datos simulados con el imán apagado en función del desplazamiento del detector respecto a la posición nominal a lo largo de cada uno de los ejes X, Y y Z después del proceso de alineamiento. Se observa que la escala de variación de los valores de $\sigma(\beta_{hit})$ en el caso de desplazamientos en Z es muy inferior a las respectivas para X e Y . La incertidumbre en $\sigma(\beta_{hit})$ del $\sim 1.2\%$ estimada en el capítulo anterior conlleva una sensibilidad en el posicionado de X e Y $\sim 0.3mm$ y de $\sim 1mm$ para desplazamientos en Z. Por otro lado, se observa que el resultado del alineamiento (véase tabla 5.1) es compatible con el posicionado nominal dentro de los errores, lo que implica que el procedimiento no introduce sesgos. Resultados similares se obtienen con la muestra de datos simulados con el imán encendido.

5.2.2 Resultados con la muestra datos reales

Imán superconductor Apagado

En esta sección se tratará con la muestra de datos tomados con el imán superconductor apagado.

En las figuras 5.2, 5.3 y 5.4, con el símbolo \blacktriangle se representa en el eje de ordenadas la variación de la resolución en β_{hit} ($\sigma(\beta_{hit})$), obtenida antes de alinear, al desplazar la posición del RICH respecto de la nominal en

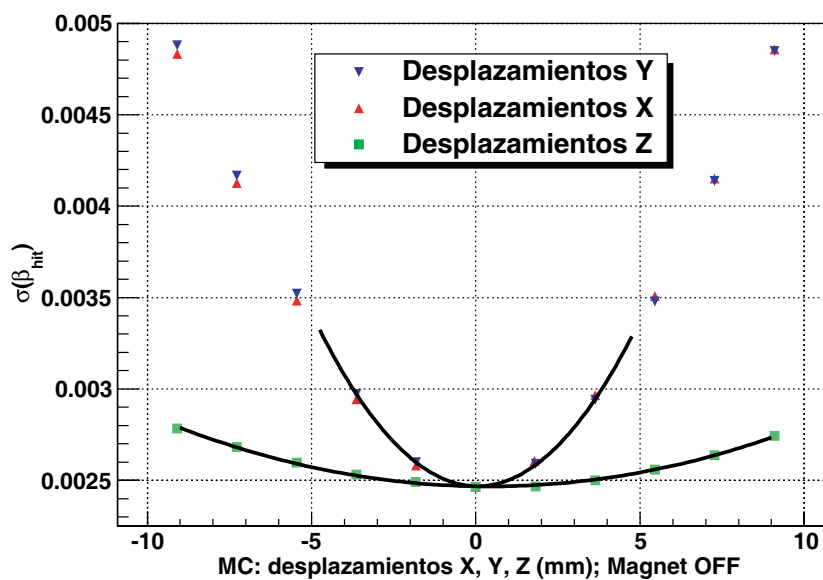


Figura 5.1: Variación de $\sigma(\beta_{hit})$ frente a desplazamientos respecto a la posición nominal para sucesos simulados con el imán superconductor apagado.

Alineamiento	MC Magnet OFF (mm)
ΔX	-0.04 ± 0.30
ΔY	0.05 ± 0.30
ΔZ	0.5 ± 1.0

Tabla 5.1: Posición donde se encuentran los mínimos de cada distribución (véase la figura 5.1) en función de desplazamientos en los ejes X, Y, Z para las dos muestras de datos Monte Carlo, con el imán apagado.

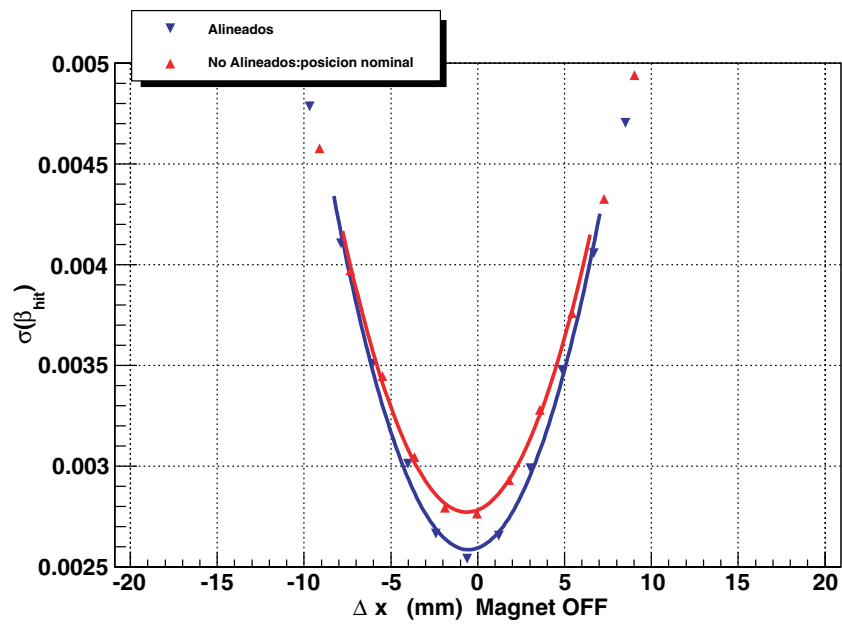


Figura 5.2: $\sigma(\beta_{hit})$ en función de desplazamientos en X (Δx) con respecto a la posición nominal del detector RICH, con el imán superconductor apagado.

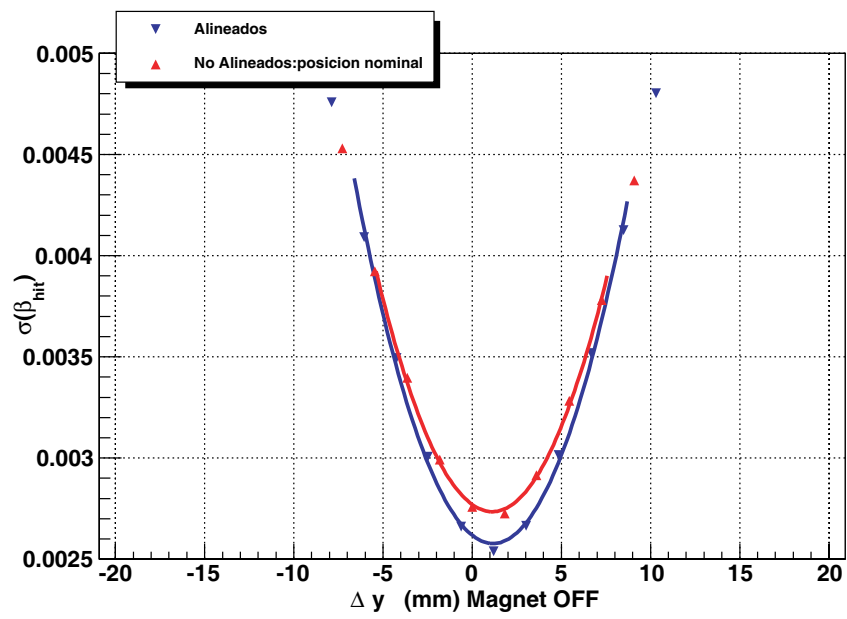


Figura 5.3: $\sigma(\beta_{hit})$ en función de desplazamientos en Y (Δy) con respecto a la posición nominal del detector RICH, con el imán superconductor apagado.

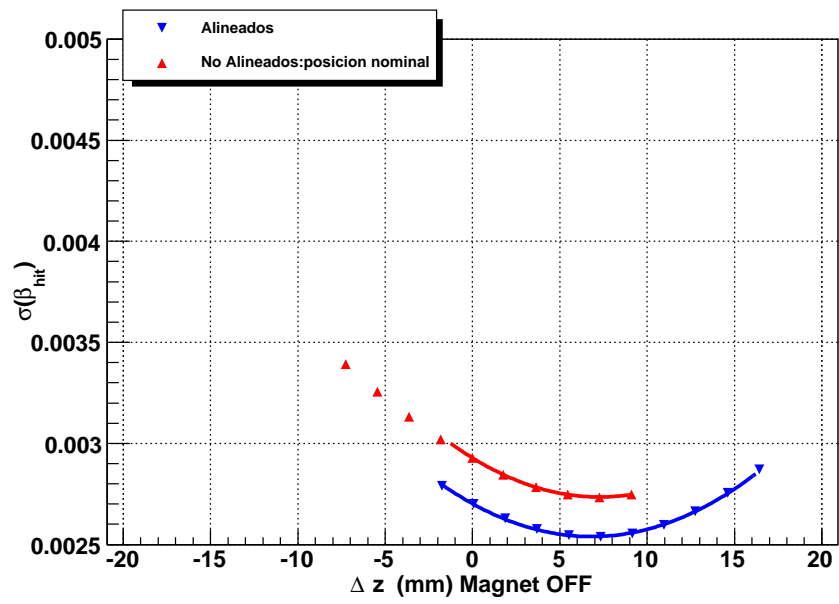


Figura 5.4: $\sigma(\beta_{hit})$ en función de desplazamientos en Z (Δz) con respecto a la posición nominal del detector RICH, con el imán superconductor apagado.

Alineamiento	datos reales MAGNET OFF (mm)
$\Delta\mathbf{X}$	-0.6 ± 0.3
$\Delta\mathbf{Y}$	1.2 ± 0.3
$\Delta\mathbf{Z}$	7.3 ± 1.0

Tabla 5.2: Resultados de los parámetros del alineamiento obtenidos utilizando la muestra de datos reales con el imán apagado.

la cantidad representada en el eje de abscisas en la reconstrucción. Estos desplazamientos se hacen a lo largo del eje X, Y y Z de AMS, respectivamente en cada una de las figuras, manteniendo los otros dos constantes. En estas mismas figuras se representa con \blacktriangledown la misma cantidad, con la diferencia de que la posición del RICH en los ejes en los que no se realiza desplazamiento se ha trasladado a la posición obtenida tras el alineamiento, en lugar de la posición nominal.

En la tabla 5.2 se muestra los desplazamientos en X, Y y Z del RICH con respecto a la posición nominal. Se observan desplazamientos significativos en los ejes X ($-0.6mm$), Y ($1.2mm$) y Z ($\sim 7mm$) respecto a la posición nominal.

Una consecuencia de tener en cuenta esta nueva posición es que la $\sigma(\beta_{hit})$ ha pasado de ser ~ 0.00268 a ~ 0.00255 , es decir, existe una mejora significativa de $\sigma(\beta_{hit})$, $\sim 5\%$, respecto a la anchura en la posición nominal (tabla 5.3). Dicha mejora ha sido posible gracias a la iteración de las correcciones en todos los ejes, hasta la consecución del alineamiento del RICH.

Con el fin de determinar si existe un error sistemático asociado a posibles rotaciones o malas asignaciones de los índices de refracción, se ha repetido el procedimiento aplicándolo a cuatro sectores de igual área en el que se ha dividido la geometría del plano de detección. Los desplazamientos para cada sector ($\Delta(X, Y, Z)_{sector}$) son compatibles con lo obtenido para el desplazamiento global ($\Delta(X, Y, Z)_{global}$). Las divergencias que se observan

$\sigma_{\beta_{hit}}$ posición nominal	$\sigma_{\beta_{hit}}$ tras alinear	cambio $\sigma_{\beta_{hit}}$
0.00268	0.00255	$\sim 5\%$

Tabla 5.3: Valores de $\sigma(\beta_{hit})$ en la posición nominal, tras el alineamiento y la mejora de la resolución, $\sigma(\beta_{hit})$, obtenida tras dicho alineamiento, para la muestra con el imán superconductor apagado.

sector	$\sigma_{\beta_{hit}}$ <i>corregido</i>
1°	0.00250
2°	0.00262
3°	0.00255
4°	0.00243

Tabla 5.4: Se ha dividido el plano radiador en 4 cuadrantes. Se muestra, para cada uno de dichos cuadrantes, los valores de $\sigma(\beta_{hit})$ en función de desplazamientos con respecto al valor nominal. Analizado con los datos obtenidos con el imán superconductor apagado.

en $\sigma(\beta_{hit})$ (tabla 5.4) son inferiores al 4% y como se discutirá en el capítulo 6, pueden interpretarse en función de las dispersiones en los valores de los índices de refracción.

Imán superconductor en funcionamiento

Teniendo en cuenta que los datos han sido tomados en las mismas condiciones que para el imán apagado y se han aplicado los mismos criterios de selección (exceptuando el corte específico en el momento, como se detalló en la sección 4), el estudio será idéntico al realizado en la sección anterior.

En las figuras 5.5, 5.6 y 5.7 se representan las anchuras obtenidas en función del desplazamiento en (X,Y,Z), respectivamente. Además, en la tabla 5.5 se muestra los desplazamientos con respecto a la posición nominal

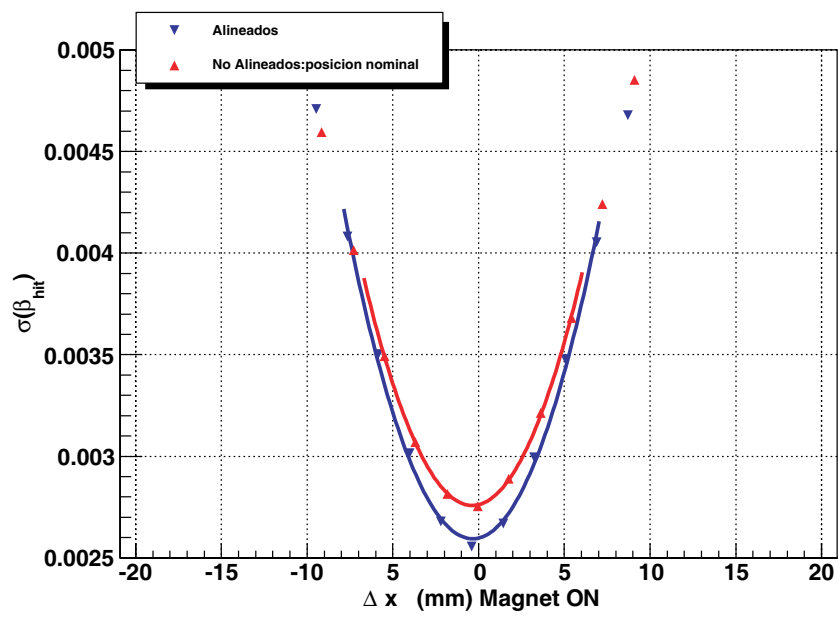


Figura 5.5: $\sigma(\beta_{hit})$ en función de desplazamientos en X (Δx) con respecto a la posición nominal del detector RICH, con el imán superconductor encendido.

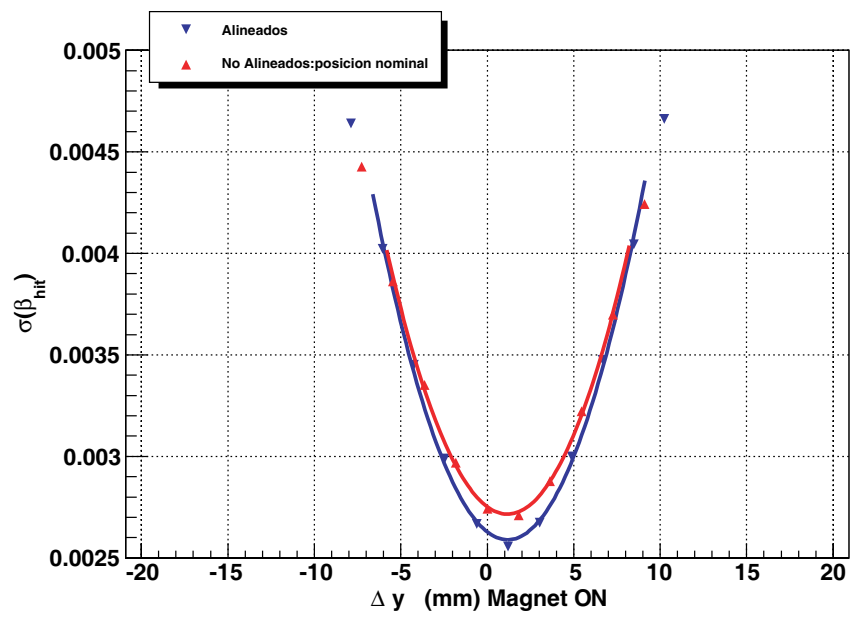


Figura 5.6: $\sigma(\beta_{hit})$ en función de desplazamientos en Y (Δy) con respecto a la posición nominal del detector RICH, con el imán superconductor encendido.

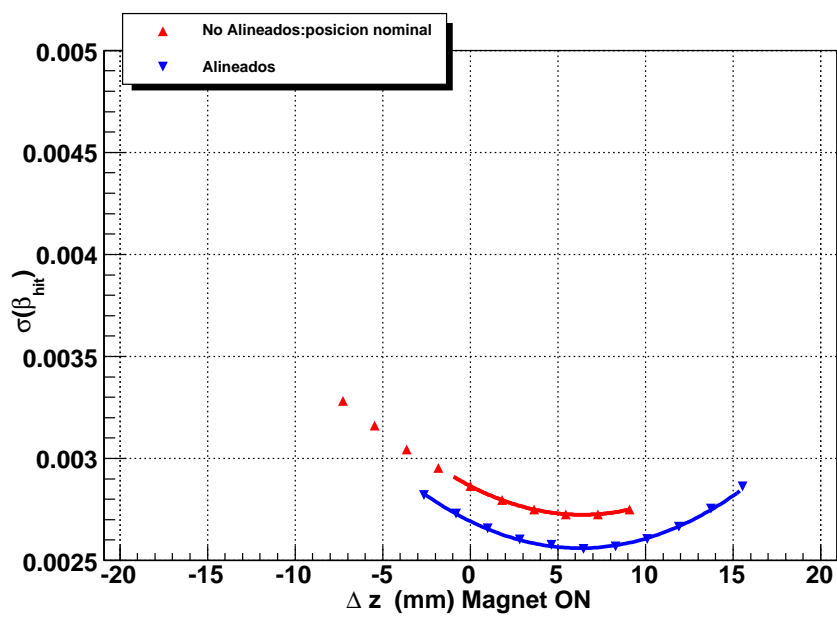


Figura 5.7: $\sigma(\beta_{hit})$ en función de desplazamientos en Z (Δz) con respecto a la posición nominal del detector RICH, con el imán superconductor encendido.

Alineamiento	datos reales MAGNET ON (mm)
$\Delta\mathbf{X}$	-0.4 ± 0.3
$\Delta\mathbf{Y}$	1.2 ± 0.3
$\Delta\mathbf{Z}$	6.5 ± 1.0

Tabla 5.5: Resultados de los parámetros del alineamiento obtenidos utilizando la muestra de datos reales con el imán activado.

$\sigma_{\beta_{hit}}$ posición nominal	$\sigma_{\beta_{hit}}$ tras alinear	cambio $\sigma_{\beta_{hit}}$
0.00269	0.00257	$\sim 4\%$

Tabla 5.6: Valores de $\sigma(\beta_{hit})$ en la posición nominal, es decir, antes del alineamiento; tras el alineamiento y la mejora de la resolución, $\sigma(\beta_{hit})$, tras al alineamiento en función de los desplazamientos con respecto a un valor de referencia (muestra con el imán superconductor encendido).

con los que se ha alineado el detector RICH. Dichos desplazamientos en X ($-0.4mm$), Y ($1.2mm$) y Z ($6.5mm$) con respecto a la posición nominal, son compatibles con los obtenidos utilizando la muestra de datos con el imán apagado (tabla 5.2).

Al igual que en el caso de los datos con el imán apagado, la nueva posición del detector RICH se traduce en una mejora en $\sigma(\beta_{hit})$ (tabla 5.6).

Para determinar la existencia de posibles rotaciones se ha repetido los procedimientos en cada sector y se ha obtenido que los resultados de los desplazamientos de cada sector ($\Delta(X, Y, Z)_{sector}$) son compatibles con los de $\Delta(X, Y, Z)_{global}$ que se muestran en la tabla 5.5. Las divergencias en el valor de $\sigma(\beta_{hit})$ (tabla 5.7) para el caso en el que no se ha dividido el plano radiador respecto al sectorizado no son superiores al 2%, pudiendo ser la causa de estas divergencias la dispersión de los valores de los índices de refracción, como se estudiará en el capítulo 6.

sector	$\sigma_{\beta_{hit}}$ <i>corregido</i>
1 ^o	0.00254
2 ^o	0.00261
3 ^o	0.00258
4 ^o	0.00253

Tabla 5.7: Se ha dividido el plano radiador en 4 cuadrantes. Se muestra, para cada uno de dichos cuadrantes, los valores de $\sigma(\beta_{hit})$ en función de desplazamientos habiéndolo promediado en XYZ, con respecto al valor nominal. Analizado con los datos obtenidos con el imán superconductor encendido.

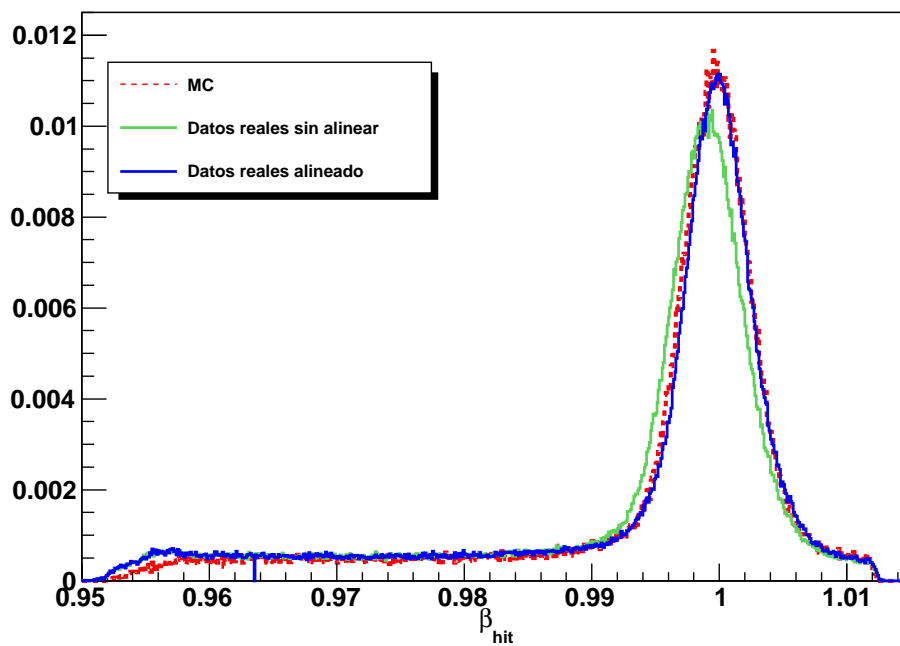


Figura 5.8: Distribución de β_{hit} para: MC:rojo; Datos reales sin alinear: verde; Datos reales alineados: azul. Para la muestra con el imán superconductor apagado.

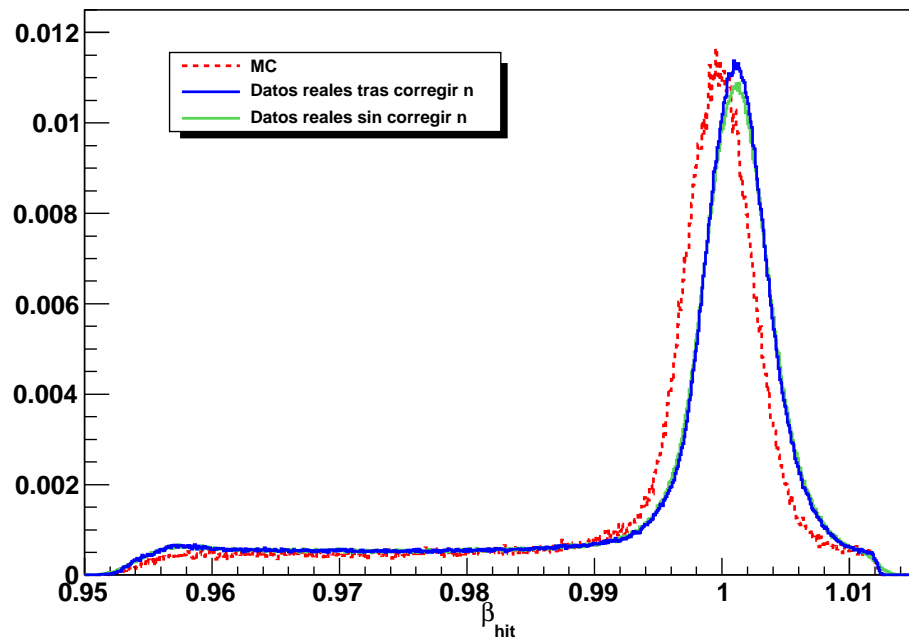


Figura 5.9: Distribución de β_{hit} para: MC:rojo; Datos reales sin alinear: verde; Datos reales alineados: azul. Para la muestra tomada con campo magnético.

5.3 Conclusiones del estudio del alineamiento del RICH

En primer lugar, se ha validado el método propuesto para el estudio de la dependencia de la resolución de β con desplazamientos de la posición del RICH respecto a la nominal, en los tres ejes, usando los datos Monte Carlo. Se ha obtenido que la resolución no es sensible a desplazamientos inferiores $\lesssim 1mm$ en Z, mientras que para los ejes X e Y esto se da a escalas $\lesssim 0.3mm$.

Se ha aplicado el método propuesto a las dos muestras de datos reales explicadas en la sección 4, obteniéndose resultados compatibles. Además, se ha observado que el RICH está desplazado respecto a la posición nominal y se ha obtenido su posición, obteniéndose, de la corrección del posicionado del detector, una mejora en la resolución $\sim 4 - 5\%$. En las figuras 5.8 y 5.9 se ha representado el cambio en la distribución de β_{hit} , debido a la corrección de la posición del detector, para el caso de la muestra tomada sin y con campo magnético, respectivamente. Las distribuciones mostradas están normalizadas a la unidad: el trazo rojo representa los datos Monte Carlo, mientras que el verde y el azul son los datos reales sin alinear (posición nominal) y alineando el detector, respectivamente. Como se puede observar, para el caso de la muestra tomada con el imán superconductor apagado la distribución alineada presenta un perfil muy similar al de la distribución de los datos simulados no siendo así para el caso de la distribución sin haber alineado el detector RICH. Sin embargo, para el caso de la muestra tomada con campo magnético, aunque el perfil entre la muestra de datos simulados y reales tras alinear son muy similares se aprecia un desplazamiento del pico de la distribución para los datos reales con respecto a los simulados.

También se ha comprobado que la nueva posición (la que ha resultado del alineamiento del detector) optimiza la resolución obtenida independientemente con cuatro sectores de igual área del radiador, por lo que las diferencias entre éstas han de ser debidas a los diferentes índices de refracción de las losetas de aerogel que forman el radiador. Por ello, se hace necesario

Capítulo 5. Alineamiento Del Detector RICH

hacer un estudio en profundidad de los índices de refracción de las losetas de aerogel que componen el radiador del RICH, y encontrar un método que permita obtener los valores de dichos índices de refracción de modo que sea posible ver si existieran discrepancias con los valores nominales y, de ser así, estudiar su posible contribución al error total en la determinación de la β de la partícula.

CAPÍTULO

6

ESTUDIO DE LOS ÍNDICES DE REFRACCIÓN

Como se mostró en la relación 3.3, la medida de la velocidad de la partícula en el RICH presenta una dependencia inversamente proporcional al índice de refracción. Una indeterminación en los parámetros utilizados para los índices de refracción de las losetas, o una variación de los mismos implicaría cometer un error sistemático en la medida de la velocidad de la partícula. Si se pretende conseguir $\sigma(\beta) \sim 1\%$ es necesario conocer $\sigma(n) \lesssim 1\%$.

Como se ha descrito anteriormente, el RICH de AMS-02 consta de 80 losetas de $11.5 \times 11.5 \times 3\text{cm}^3$ de aerogel. Las propiedades ópticas y la uniformidad de cada loseta han sido determinadas mediante diversas técnicas en el laboratorio antes de su montaje en el detector y los resultados que se han obtenido tanto del valor promedio del índice de refracción como de

Capítulo 6. Estudio de los Índices de Refracción

la uniformidad presentan una precisión $\sim 10^{-4}$. Dichas medidas han sido incorporadas en la base de datos de los programas de reconstrucción. En la figura 6.1, se muestran los valores de los índices de refracción de todas las losetas de aerogel, determinadas con medidas de refracción con luz láser en el laboratorio.

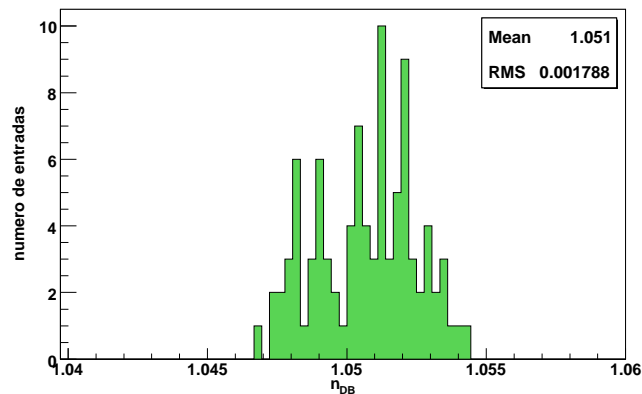


Figura 6.1: Distribución de los valores de los índices de refracción de la base de datos

El índice de refracción del aerogel de Silicio depende de su densidad y al tratarse de un material altamente poroso, ésta dependerá del medio en el que esté ubicado. En el laboratorio el medio es aire con una humedad relativa controlada (sala limpia) que se encuentra entre el 20 – 50 % mientras que en la Estación Internacional Espacial el medio es el vacío. Por ello, los valores de los índices de refracción variarán con respecto a los valores obtenidos en el laboratorio. Por otro lado y aunque en base a las pruebas de envejecimiento realizadas en el laboratorio, no se esperan variaciones de los índices de refracción debido a variaciones en las condiciones ambientales en la ISS (temperatura, radiación, etc.), dada la larga duración de la misión es conveniente realizar una monitorización periódica.

Por tanto, es necesario desarrollar herramientas capaces de determinar

los índices de refracción en la ISS así como monitorizar posibles cambios de los mismos. En este capítulo se describe el estudio realizado para la determinación del índice de refracción a partir de las muestras de datos. Para este estudio se han empleado las dos muestras de datos reales, con y sin campo magnético, descritas en el capítulo 4. Tal como se mostró allí, ambos periodos de toma de datos se realizaron con diferentes condiciones de deshumidificación del aerogel, por lo que constituye una muestra idónea para validar el método de monitorización de los índices de refracción propuesto ya que se espera observar variaciones en n entre una y otra.

6.1 Metodología

El método propuesto para la determinación y monitorización del índice de refracción se basa en utilizar datos de energía alta ($\beta \sim 1$) y asociar desviaciones del valor medido de β a variaciones en el índice de refracción del aerogel. Se denominará β_{peak} al valor de β donde se encuentra el pico de la distribución. Se espera un patrón similar en la distribución de la $\beta_{reconstruida}$ y β_{hit} en $\beta = 1$. En adelante, se denominará β_{peak} a la posición de dicho valor esperado.

Esta hipótesis requiere conocer a priori los otros parámetros que intervienen en la determinación de β y que pudieran inducir un sesgo en la medida. Una determinación errónea de la distancia de expansión del RICH puede provocar un sesgo en la medida de β . Dicha distancia se ha determinado mediante medidas mecánicas y fotométricas durante el ensamblaje del detector. No obstante, es posible realizar una medida independiente con los propios datos, a partir de las medidas de β de los sucesos que atraviesan la parte del NaF del radiador.

Primeramente, se hará un estudio con el objetivo de comprobar si la distancia de expansión es la correcta.

Comprobación de la medida de la Distancia de Expansión del RICH

Empleando el NaF, y dado que sus propiedades ópticas son bien conocidas y estables bajo cambios ambientales, un sesgo en el valor reconstruido de β_{hit} sólo puede deberse a un error en la distancia de expansión considerada.

La figura 6.2 muestra la distribución de β_{hit} de estos sucesos, cuyo ajuste a una gaussiana permite determinar el valor de β_{peak} , obteniéndose que se encuentra en 1, lo que confirma que la distancia de expansión asumida en la reconstrucción es correcta.

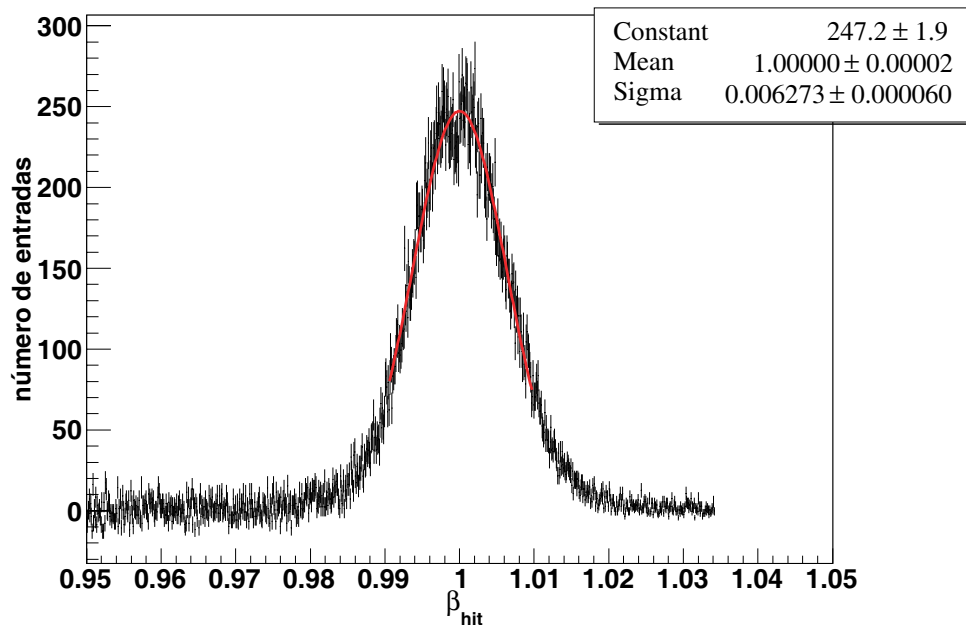


Figura 6.2: Distribución de β_{hit} seleccionando sólo losetas de NaF.

Una vez comprobada la distancia de expansión, se puede aplicar el método sobre aquellas losetas de aerogel cuyo valor del índice de refracción produzca desviaciones de $\beta = 1$, es decir, aquellas que requerirán un ajuste en el valor considerado de su índice de refracción.

Desarrollo de la Metodología

Se determinará iterativamente una corrección por loseta de tal manera que β_{peak} se desplace al valor esperado. Se usará, como en capítulos anteriores, β_{hit} para evitar posibles contribuciones al error total debido a incertidumbres asociadas al algoritmo de clustering utilizado para la reconstrucción de $\beta_{reconstruida}$. Además, se seleccionarán hits directos para evitar posibles incertidumbres asociadas a la determinación del camino óptico que aparecen cuando se incluye el espejo.

La corrección de los índices de refracción de cada loseta de aerogel respecto de los valores iniciales de la base de datos (n_{DB}) procede según los siguientes pasos:

- Se determina el valor de β_{peak} para los sucesos seleccionados con $\beta = 1$ que atraviesan la loseta de aerogel.
- Se determina una aproximación al valor del índice de refracción que aproxima el valor de β_{peak} a la unidad. Asumiendo que

$$\beta_{peak} = \frac{1}{n_{DB} \cdot \cos(\theta_C)} \quad (6.1)$$

el cambio en $\cos(\theta_C)$ debido a modificaciones en n_{DB} es pequeño, se obtiene una aproximación al índice de refracción de la loseta como¹:

$$n' = n_{DB} \cdot \beta_{peak} \quad (6.2)$$

- A continuación, se reemplaza el valor de n_{DB} por el de n' y se reitera el proceso hasta que el cambio en el valor de β_{peak} entre dos iteraciones consecutivas esté dentro de unos límites preestablecidos.

¹Este algoritmo converge al valor del índice de refracción tal que $\beta_{peak} = 1$ sin hacer ninguna asunción sobre la magnitud de los cambios de $\cos(\theta_C)$, como puede verse en el apéndice D

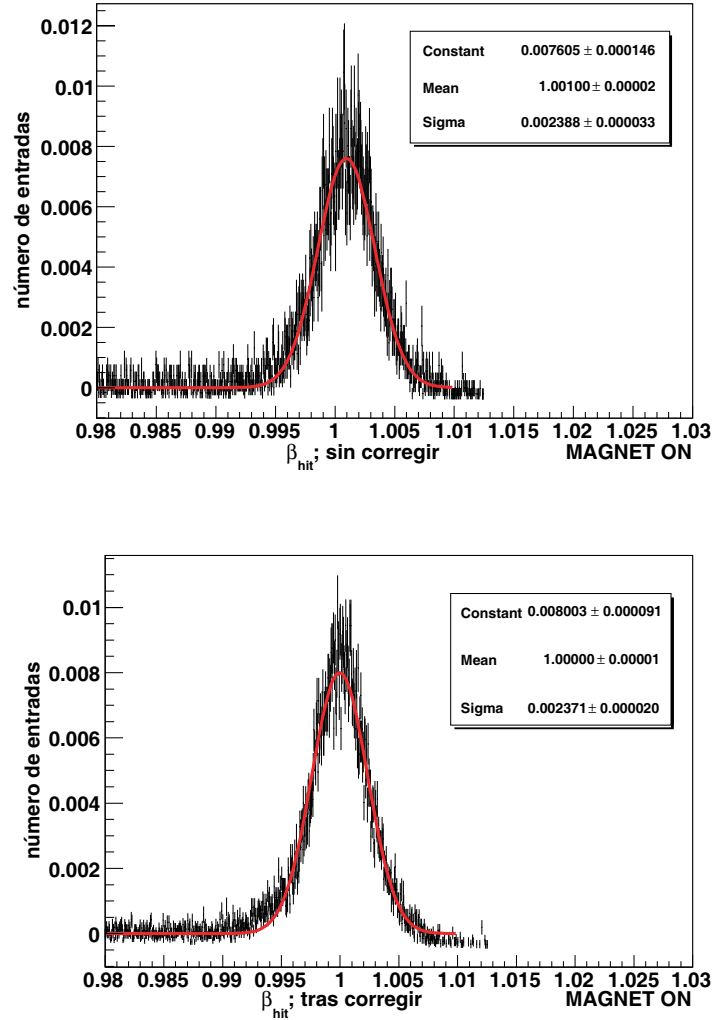


Figura 6.3: Ejemplo de una distribución de β_{hit} para una loseta del plano radiador, sin corregir el índice de refracción (figura superior), y tras corregir (figura inferior) usando la muestra de datos reales con el imán superconductor encendido.

El límite en el cambio de β_{peak} empleado para identificar la convergencia del método es $\sim 10^{-5}$. Además, para asegurar la calidad de la distribución

de β_{hit} , se ha exigido una estadística mínima de sucesos por loseta (1000 sucesos).

Este método se ha aplicado a los datos tanto con el imán en funcionamiento como sin él. Los resultados obtenidos se describen en la siguiente sección. A modo de ejemplo, en la figura 6.3 se muestra la distribución de β_{hit} para una loseta del plano radiador obtenida con la muestra de datos reales con campo magnético. En la gráfica superior, la distribución de β_{hit} se ha obtenido con el índice de refracción de la base de datos (es decir, sin corregir), y en la inferior con el índice de refracción corregido. Se observa que el valor medio de la distribución de β_{hit} se ha desplazado hasta situarse en $\beta_{hit} = 1$.

6.2 Muestra Datos Reales: Imán apagado

Se ha aplicado el método, descrito anteriormente, a los datos tomados sin campo magnético tras haber aplicado los criterios de selección comentados en la sección 4. De las 80 losetas existentes se ha podido aplicar el método, con estadística suficiente, a 68 losetas. De estas 68 losetas como se observa en la figura 6.4, 25 de ellas no requieren una modificación en el índice de refracción. Para ilustrar la convergencia del método se ha representado el cambio en el índice de refracción de las losetas, para cada iteración, en las figuras 6.4 y 6.5. Se observa que este cambio implica la reducción de la anchura de la distribución hasta cumplir el criterio de convergencia elegido ($\sim 10^{-5}$), lo cual ocurre en la cuarta iteración. Esto queda patente en las figuras 6.6 y 6.7 donde se muestra la evolución de estos cambios en términos de la media y el RMS de las distribuciones, respectivamente, obtenidas con las 43 losetas en las que es necesario modificar el índice de refracción.

Por otro lado, la figura 6.8 muestra el mapa de los índice de refracción tras la corrección.

La distribución de los valores de $\Delta\beta_{peak}$ obtenidos para cada una de las 68 losetas, usando los índices de refracción corregidos y los de la base de datos, se ilustra en la figura 6.9. Se observa que el valor medio de $\Delta\beta_{peak}$ es pequeño,

$\sim 7 \cdot 10^{-5}$. Por lo tanto, en promedio la variación de β_{peak} es muy pequeña y se observa que, con los índices de refracción corregidos, los valores de β_{peak} por loseta son ligeramente mayores.

Debido a que las variaciones requeridas después de este procedimiento es $\sim 10^{-5}$, esta corrección no va a afectar de manera significativa en la resolución final del detector.

6.3 Muestra Datos Reales: Imán encendido

Aplicando el método a los datos tomados con el imán encendido se obtienen resultados que son cualitativamente similares a los obtenidos con el imán apagado aunque cuantitativamente presentan algunas diferencias. En este caso, el número de losetas en las que se puede aplicar el método es 77, debido a que la estadística es $\sim 10\%$ mayor que en el caso de la muestra tomada sin campo magnético. En la figura 6.10 se aprecia que la dispersión inicial de los índices de refracción es mayor que la obtenida al realizar el mismo análisis con la muestra de datos obtenida con el imán apagado. Además, a medida que se aplica el procedimiento iterativo de corrección (figuras 6.11 y 6.12) se obtiene que dicha dispersión se reduce hasta alcanzar el criterio de convergencia. Asimismo, se observa que el número de losetas en las que es necesario realizar una corrección de los índices de refracción es 74. Dicha evolución, tanto en valor medio como en RMS, con el número de iteraciones se muestra en las figuras 6.13 y 6.14 obtenidas con las 74 losetas mencionadas.

La figura 6.15 muestra los valores de los índices de refracción para cada loseta tras realizar la corrección. Por otro lado, en la figura 6.16 se muestra que los valores de β_{peak} tras la corrección están desplazados -0.001 en media, y la distribución del cambio en el valor de β_{peak} respecto al inicial posee un RMS considerablemente mayor que para el caso del imán apagado. La consecuencia de ello, para el caso sin corrección, sería que la velocidad reconstruida tendría un sesgo hacia valores más altos que los reales, además de que la resolución se vería empeorada.

6.3. Muestra Datos Reales: Imán encendido

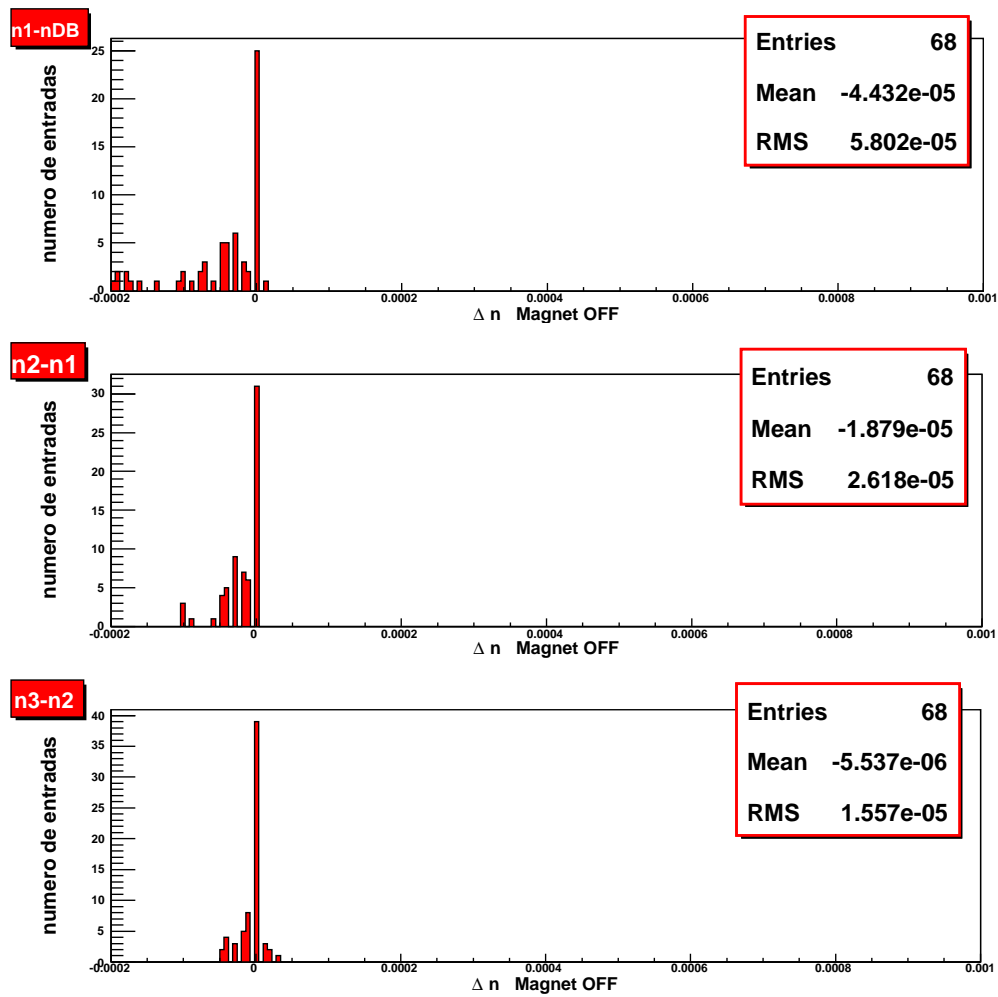


Figura 6.4: Distribución de los cambios en los índices de refracción tras la primera iteración (gráfica superior); segunda iteración (gráfica central) y tercera iteración (gráfica inferior), para el caso de la muestra con el imán superconductor apagado.

Como se ha comentado con anterioridad, la explicación de las diferencias entre los datos con imán encendido y apagado se encuentra en las operaciones de deshumidificación del radiador llevadas a cabo tras tomar la muestra sin

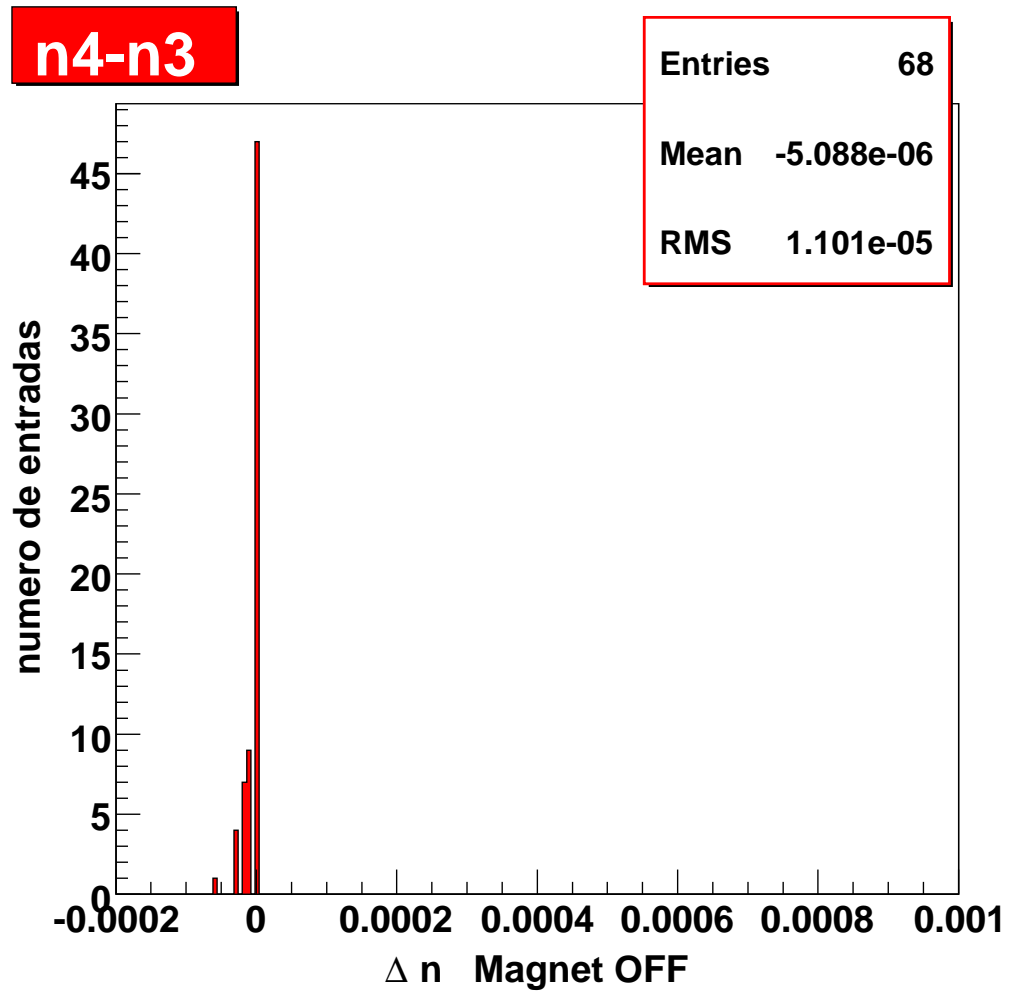


Figura 6.5: Distribución de los cambios de los índices de refracción tras la cuarta iteración, para el caso de la muestra con el imán superconductor apagado.

campo magnético pero con anterioridad a la toma de datos con campo magnético.

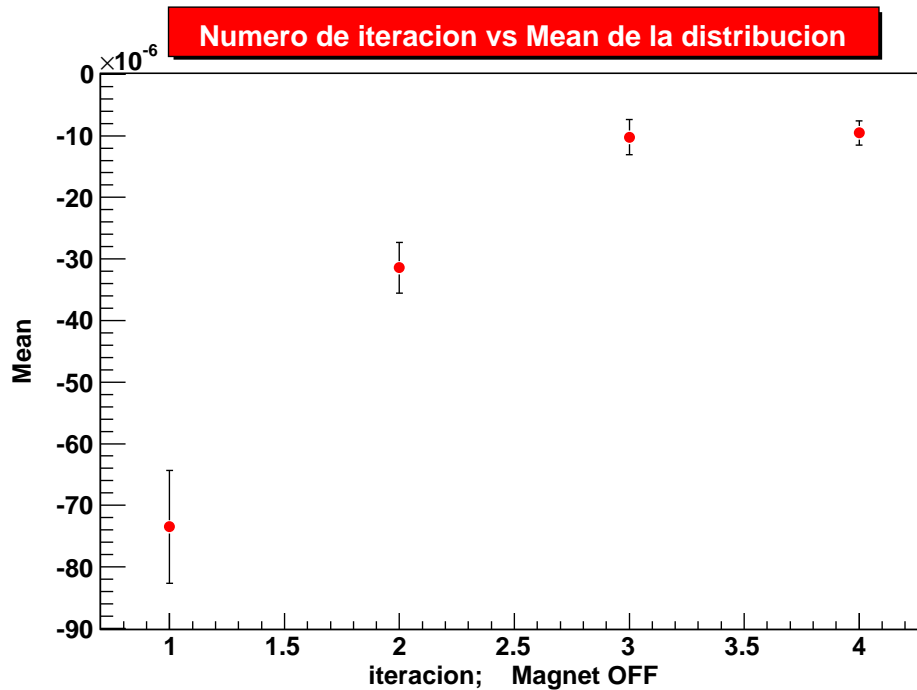


Figura 6.6: Valor medio de la distribución en función del número de iteraciones de las correcciones de los índices de refracción para el caso del imán superconductor apagado (considerando las losetas cuyos índices de refracción han variado, es decir, 43 losetas).

6.4 Conclusiones

Se ha desarrollado un método con el que realizar una calibración de los índices de refracción de las losetas de aerogel del radiador.

Este método se ha aplicado a las muestras de datos del 2009 con el imán apagado y encendido. La corrección obtenida desplaza el valor de β_{peak} en ~ 0.001 respecto al valor sin corregir para el caso de los datos tomados con campo magnético, mientras que en el caso del imán apagado este desplazamiento es despreciable.

Es destacable que el sesgo de β_{peak} antes de la corrección sea distinto para las

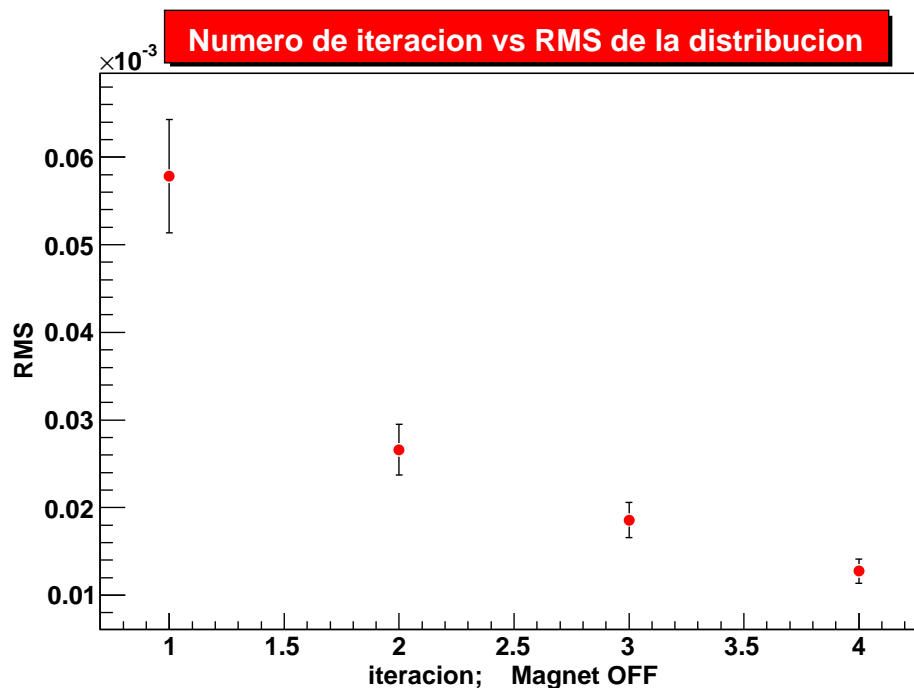


Figura 6.7: RMS en función del número de iteraciones de las correcciones de los índices de refracción, para el caso del imán superconductor apagado (considerando las losetas cuyos índices de refracción han variado, es decir, 43 losetas).

muestras obtenidas con el imán superconductor encendido y apagado. Esto es debido a que el índice de refracción del aerogel depende de la humedad ambiente y el tiempo de exposición a ésta ha sido distinto para las dos muestras. Ésto lleva a concluir que una monitorización y corrección de los índices de refracción se hace necesaria para reducir los sistemáticos.

El efecto de la corrección en el caso de la muestra de datos con imán superconductor encendido puede verse en la figura 6.17. Dicha figura muestra la distribución de β_{hit} para los datos simulados, los datos reales sin corrección en los índices de refracción y tras haber realizado dicha corrección. Se observa que la corrección se traduce principalmente en un desplazamiento de la posición del pico correspondiente a sucesos de $\beta = 1$ hacia la esperada. Se

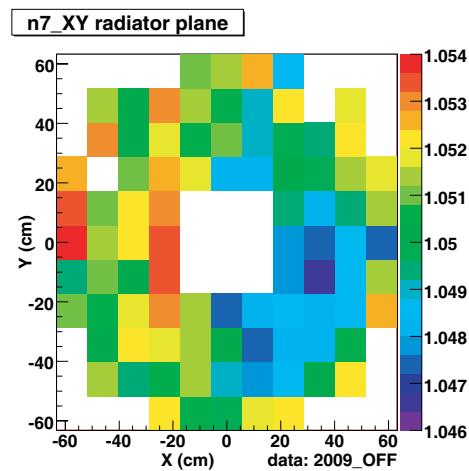


Figura 6.8: Imán Superconductor Apagado: valores de los índices de refracción de cada una de las losetas en función de su posición en el plano radiador tras la corrección.

puede observar, además, el buen acuerdo entre los datos y el Monte Carlo una vez aplicada la corrección incluso a nivel de las colas en torno al pico. Para concluir, y gracias al buen acuerdo entre los datos reales y el Monte Carlo, se deduce que las posibles incertidumbres que las distintas guías de luz puedan aportar no se traducen en contribuciones significativas en cuanto a la resolución de β se refiere, por tanto, no parece necesario tener que realizar ninguna otra corrección más allá de las ya aplicadas (alineamiento e índices de refracción).

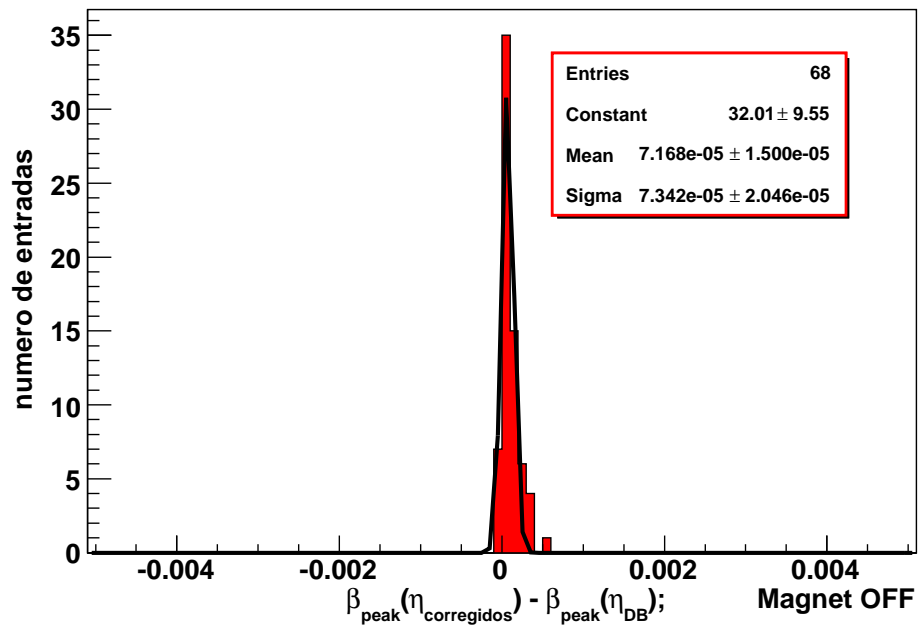


Figura 6.9: Distribución de $\Delta\beta_{peak}$ para la muestra de datos reales, con el imán superconductor apagado, considerando todas las losetas que reúnen estadística suficiente para realizar la corrección de los índices de refracción, es decir, 68.

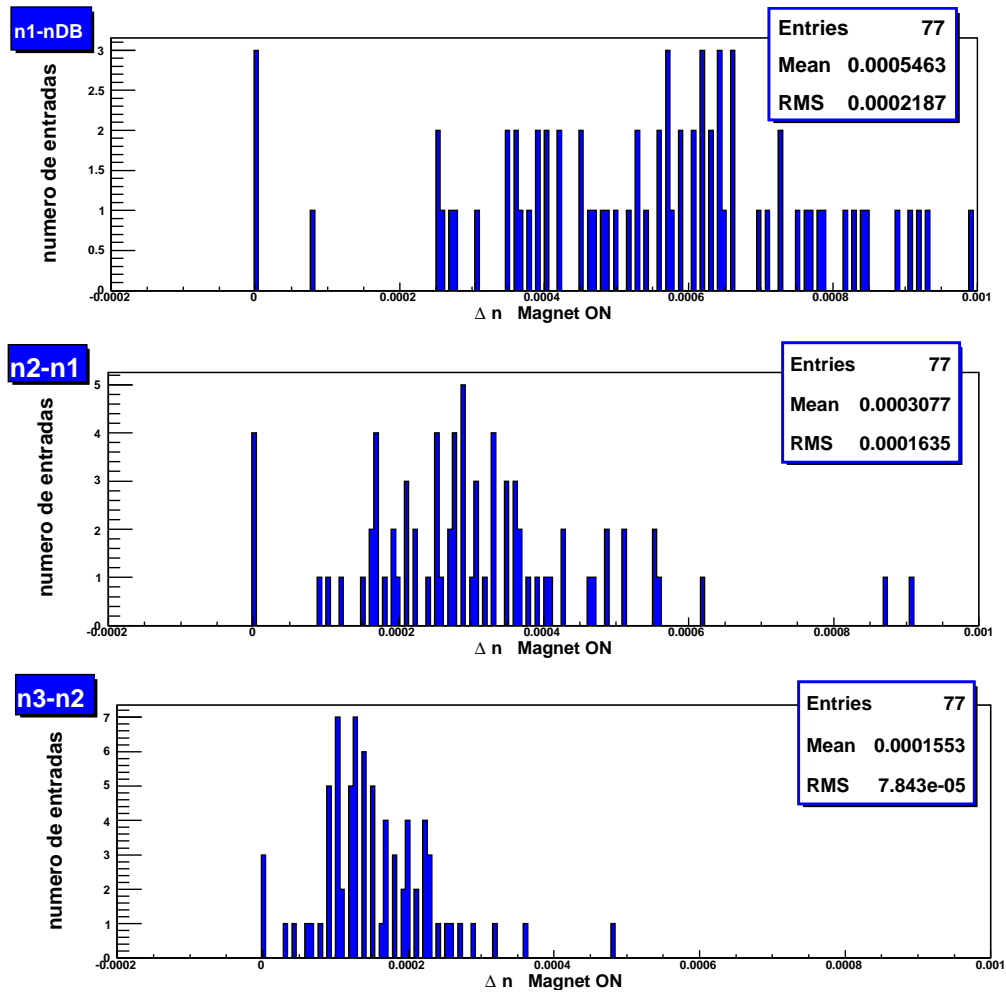


Figura 6.10: Distribución de los cambios en los índices de refracción tras la primera iteración (gráfica superior); segunda iteración (gráfica central) y tercera iteración (gráfica inferior), para el caso de la muestra con el imán superconductor encendido.

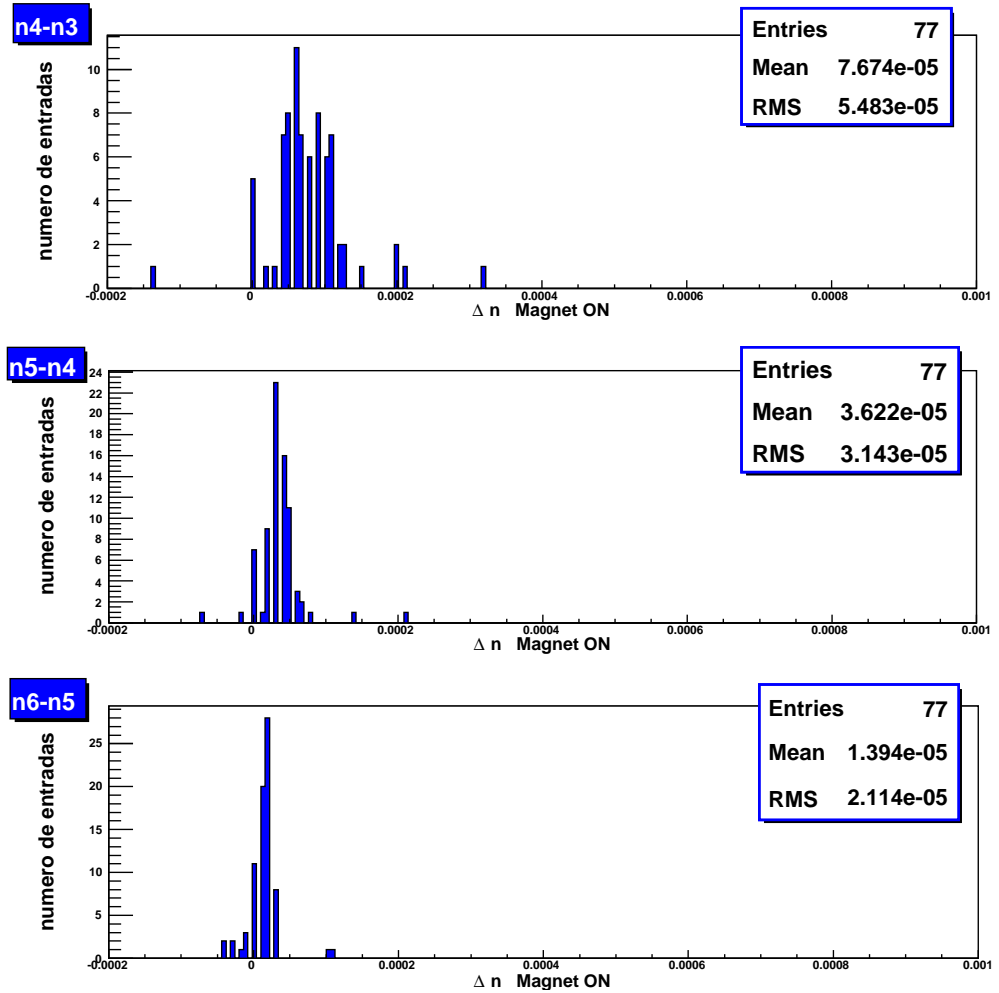


Figura 6.11: Distribución de los cambios de los índices de refracción tras la cuarta iteración (gráfica superior); quinta iteración (gráfica central) y sexta iteración (gráfica inferior), para el caso de la muestra con el imán superconductor encendido.

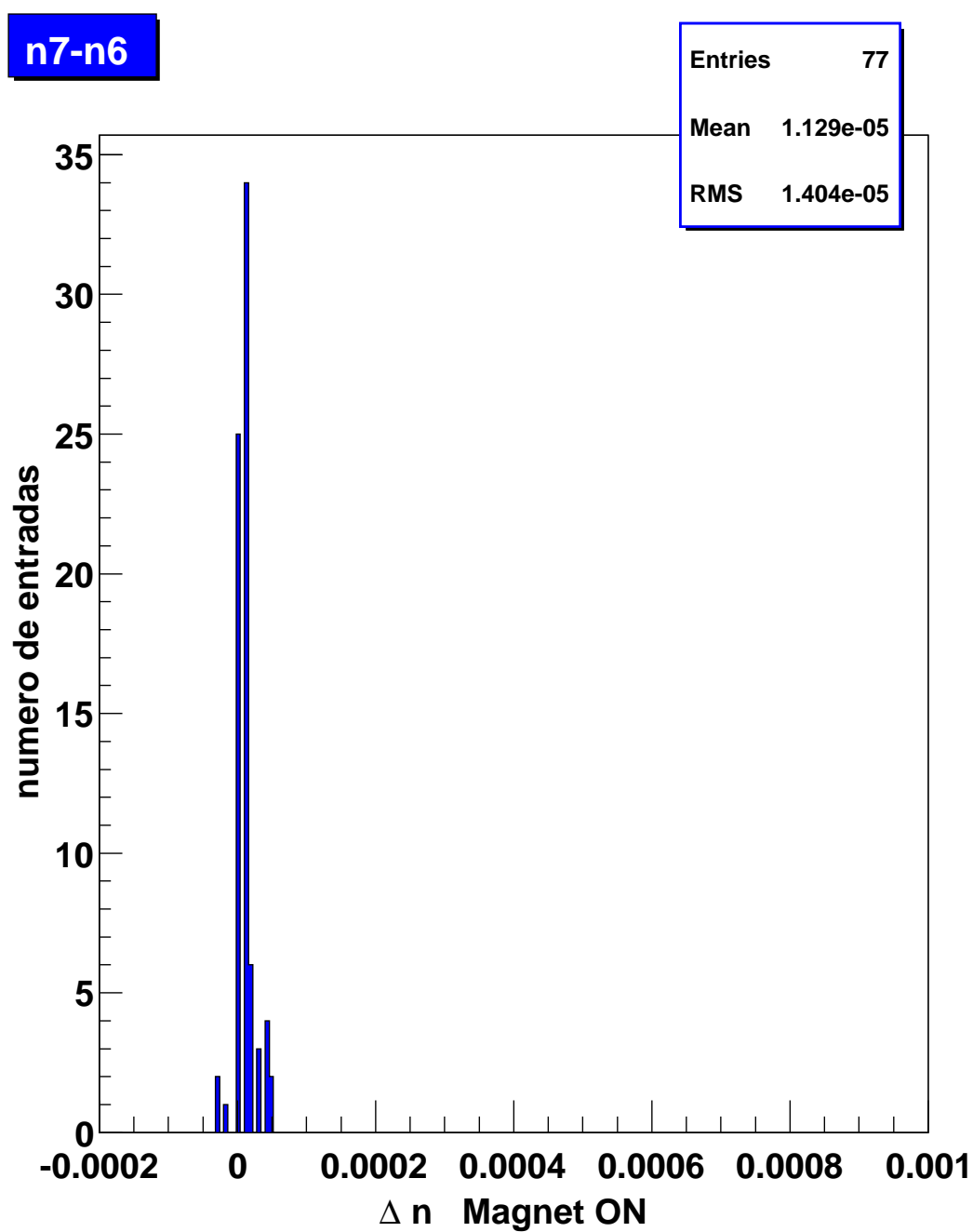


Figura 6.12: Distribución de los cambios de los índices de refracción tras la última iteración, para el caso de la muestra con el imán superconductor encendido.

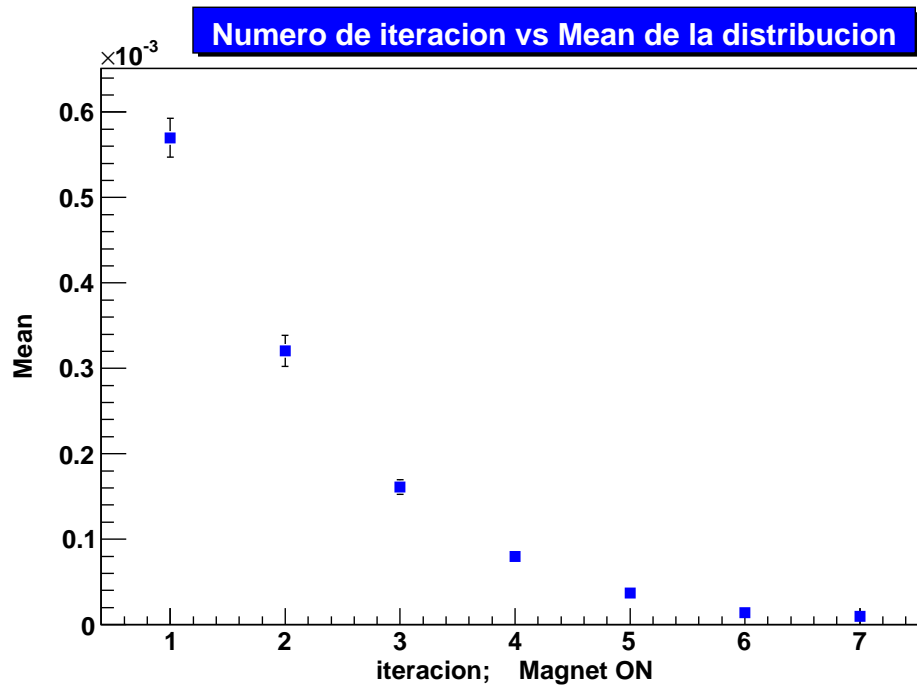


Figura 6.13: Valor medio de la distribución en función del número de iteraciones de las correcciones de los índices de refracción, para el caso del imán superconductor encendido, considerando las losetas que han requerido una modificación de sus índices de refracción, es decir, 74.

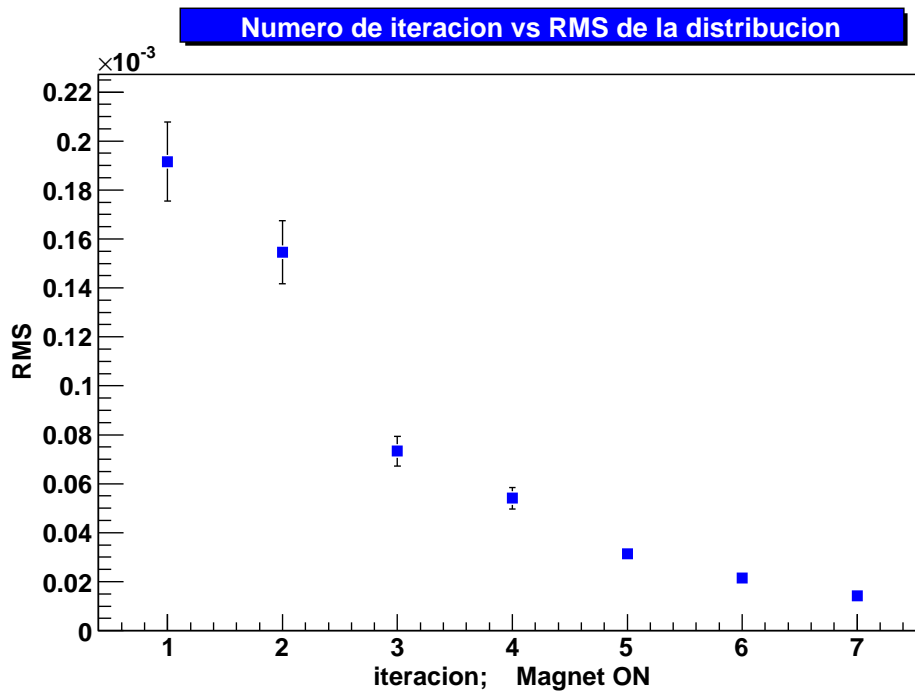


Figura 6.14: RMS en función del número de iteraciones de las correcciones de los índices de refracción, para el caso del imán superconductor encendido, considerando las losetas que han requerido una modificación de sus índices de refracción, es decir, 74.

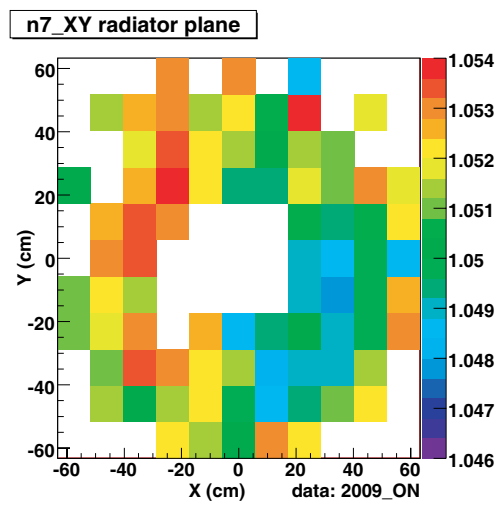


Figura 6.15: Imán Superconductor Encendido: valores de los índices de refracción de cada una de las losetas en función de su posición en el plano radiador tras la corrección.

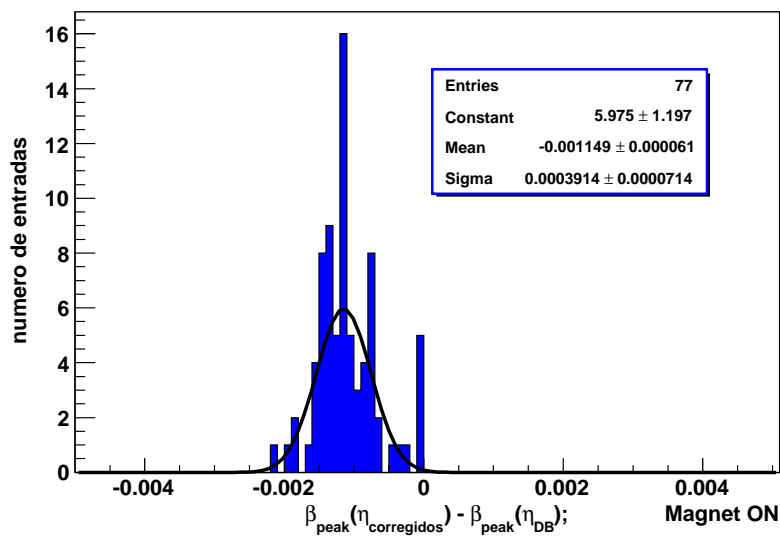


Figura 6.16: Distribución de $\Delta\beta_{peak}$ para la muestra de datos reales, con el imán superconductor encendido, considerando todas las losetas que reúnen estadística suficiente para realizar la corrección de los índices de refracción, es decir, 77.

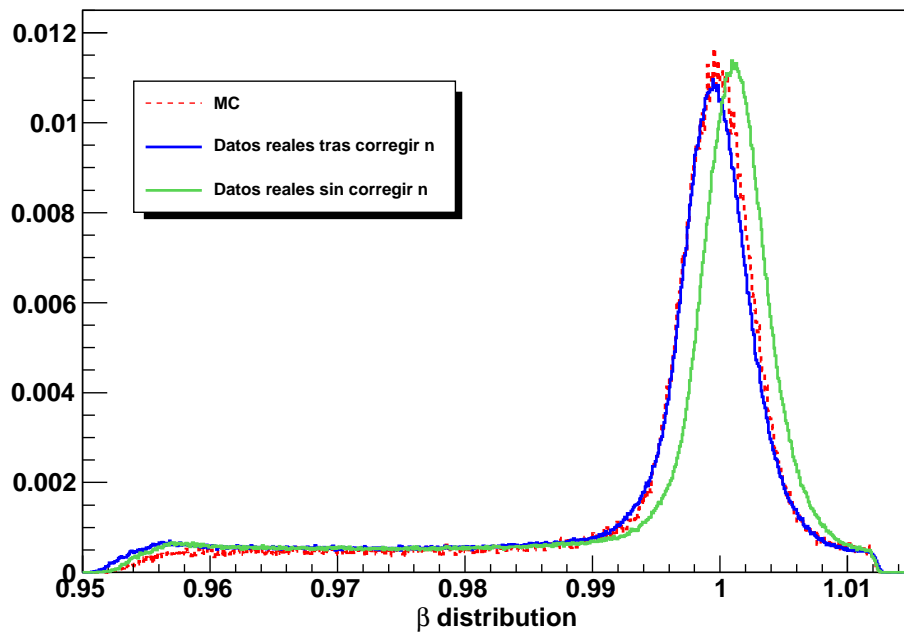


Figura 6.17: Distribución de β_{hit} , siendo: línea discontinua roja: los datos simulados; línea sólida verde: datos reales obtenidos cuya reconstrucción se obtuvo sin corregir sus índices de refracción; línea sólida azul: datos reales cuya reconstrucción se ha realizado tras haber corregido los índices de refracción.

CAPÍTULO

7

OTROS SISTEMÁTICOS EN LA MEDIDA DE LA VELOCIDAD DEL RICH

Una vez corregida la distribución de β_{hit} para los hits pertenecientes al anillo Cherenkov, la determinación de la velocidad de la partícula viene dada por¹

$$\beta_{part} = \frac{\sum N_{hits} \beta_{hit}}{N_{hits}} \quad (7.1)$$

¹para la muestra de muones, y en general, para partículas de $Z=1$, el número de fotoelectrones por hit es 1

Una ineficiencia global en la detección de la luz Cherenkov no induce sesgos en la medida. No obstante, su resolución se verá afectada en tanto que se trata de una medida estadística

$$\sigma(\beta_{part}) \sim \frac{\sigma(\beta_{hit})}{\sqrt{(N_{hits})}} \quad (7.2)$$

El número total de fotones Cherenkov detectados depende de las propiedades ópticas del radiador y de la eficiencia de las celdas de detección. No es fácil determinar, basándose solo en las medidas de los datos reales, el rendimiento del radiador y del plano de detección de forma independiente por lo que el estudio planteado se basa en comparar las prestaciones medidas con datos reales con las previstas obtenidas con sucesos simulados.

En la figura 7.1 se muestra la comparación entre los datos reales y el Monte Carlo antes y después de la corrección a los primeros. Se muestra la resolución en la medida de β para sucesos seleccionados con $\beta = 1$ mediante el uso del TRACKER y del Imán superconductor en función del número de hits que el algoritmo de reconstrucción asocia al anillo. Como se mostró en la relación 7.2 la resolución de β presenta una relación inversamente proporcional a $\sqrt{(N_{hits})}$. Esta manera de representarlo permite realizar la comparación de forma que diferencias en el número de fotones emitidos en el radiador entre los datos reales y los datos Monte Carlo no afecten al resultado. A pesar de que los datos Monte Carlo predicen $\sim 10\%$ más de luz de lo que se observa con los datos reales, en esta tesis no se ha tratado de corregir eventuales diferencias en el número de fotones sino que se ha presentado un método de comparación que permite validar el resultado final de las correcciones aplicadas con independencia de dicha diferencia. A partir de esta figura se puede concluir que existe una discrepancia entre las resoluciones del $\sim 3\%$ entre datos reales y Monte Carlo. En esta sección se describirán posibles fuentes que podrían originar esta discrepancia y su efecto en la medida de la velocidad.

7.1. Ineficiencias en la Radiación de Luz Cherenkov. Efectos de dispersión de la luz en el Radiador

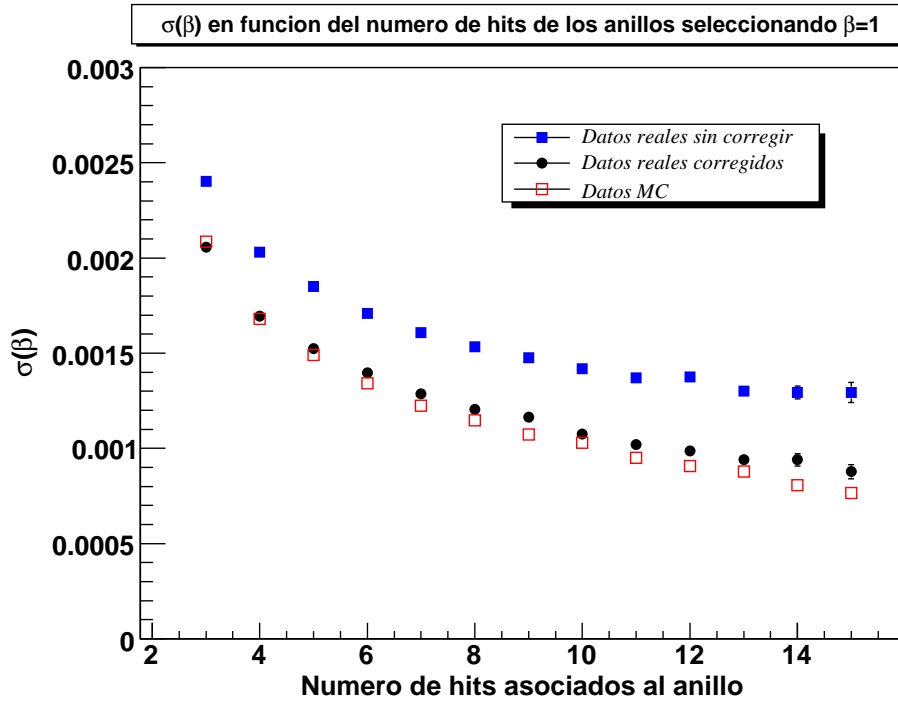


Figura 7.1: Resolución de β en función del número de hits asociados al anillo, para la muestra de datos con imán superconductor encendido.

7.1 Ineficiencias en la Radiación de Luz Cherenkov. Efectos de dispersión de la luz en el Radiador

El aerogel es un material transparente cuyas propiedades ópticas dependen de su estructura interna. Parte de la luz Cherenkov interacciona con inhomogeneidades del material pudiendo producirse dispersiones en la dirección (dispersión Rayleigh), reflexiones y absorción en el mismo. La fracción de luz que atraviesa el material depende de la longitud de onda de la luz ($I/I_0 \sim 1/\lambda^4$). La combinación de absorción, reflexión y dispersión determinan la transmitancia del material que es la fracción de luz que sale del mismo sin sufrir

ninguno de estos procesos y que se parametriza en función de la longitud de onda como

$$T(\lambda) = f(n) \cdot A \cdot e^{-Cl/\lambda^4} \quad (7.3)$$

donde $f(n) = 2n/(1 + n^2) \sim 1$ contiene la dependencia con el índice de refracción, A es un factor global de absorción independiente de la longitud de onda y Cl es el parámetro de claridad que proporciona una estimación de la dispersión Rayleigh.

Durante el periodo de ensamblaje del detector RICH, se caracterizaron ópticamente todas las losetas de aerogel integradas en el detector y los parámetros de absorción y claridad obtenidos fueron incluidos en una base de datos. No obstante, la simulación utilizada en el estudio aquí presentado no incluye esta información individualizada y se utiliza un único parámetro de absorción y claridad para todas las losetas. Además, únicamente se ha considerado un valor del índice de refracción por loseta a pesar de que distintas regiones de una loseta pueden presentar diferentes índices de refracción. Todo ello podría explicar una simulación no totalmente realista en el número de fotones esperado. Esta ineficiencia, al ser global, no induce sesgos en la medida de la velocidad (pero si podría hacerlo en la $\sigma(\beta_{part})$). Por otra parte, imperfecciones en la superficie de salida de las losetas producen dispersiones a pequeño ángulo que no alejan mucho los fotones del anillo pero que afectan a la resolución angular. Este efecto también se tiene en cuenta en la simulación de una forma global [48] lo que podría explicar la pequeña discrepancia del 3% en los resultados de $\sigma(\beta_{hit})$ entre datos reales y datos simulados.

7.2. Ineficiencias en la Detección de la Luz Cherenkov y Migración de la señal entre canales del Plano de Detección

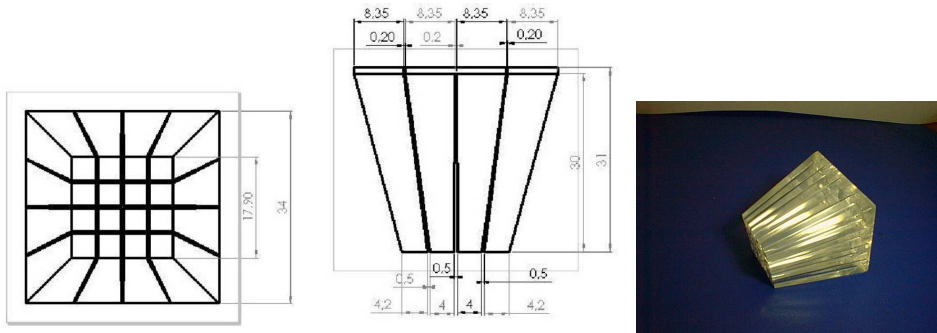


Figura 7.2: Esquema de las guías de luz del RICH de AMS. Las dimensiones se indican en mm.

7.2 Ineficiencias en la Detección de la Luz Cherenkov y Migración de la señal entre canales del Plano de Detección

Como se mencionó en el capítulo 3, el plano de detección del RICH está formado por 680 unidades distribuidas en un círculo de 1.37 m de diámetro² cubriendo una superficie cercana a $1m^2$. Cada celda de detección está compuesta por un fotomultiplicador multiánodo de 4×4 canales acoplados a guías de luz de metacrilato sin absorbentes UV. Las guías de luz se encuentran acopladas ópticamente a la ventana del fotomultiplicador mediante una almohadilla óptica de 0.5 mm de espesor, con una longitud de 31 mm y un factor reductor aproximado 8.3 : 4. La transmisión de la luz en las guías se basa en la reflexión total en sus caras y, en función de su geometría, se pueden clasificar en tres grupos diferentes: 4 guías centrales, 8 guías laterales y 4 guías esquinadas (figura 7.2).

El comportamiento, en términos de eficiencia, de cada uno de los tipos de guía de luz ha sido determinado en base a medidas de laboratorio, en

²el cuadrado central del círculo ($63 \times 63 \text{ cm}^2$) correspondiente a la aceptación del calorímetro electromagnético no está instrumentado.

función del punto y del ángulo de incidencia de la luz respecto al eje de las guías [2]. Se ha obtenido que las eficiencias de detección son del orden del 60 – 70 % para ángulos de incidencia de hasta 20 grados y que decrece hasta valores del 15 % para incidencias de 40 grados con respecto al eje de la guía. Aunque la ineficiencia de las guías se tiene en cuenta a la hora de asumir el proceso en los datos Monte Carlo, parte de la discrepancia observada en el número de hits entre datos reales y datos Monte Carlo puede ser debida a que dicha simulación no tiene en cuenta pérdidas en la transmisión por reflexión total debido a irregularidades en las superficies de las guías. Estas pérdidas globales no inducirían sesgos en la medida de β_{hit} ni en su resolución.

No obstante, una fracción de las pérdidas se traduce en migración de luz a celdas³ vecinas dentro del fotomultiplicador (*cross-talk*). Este efecto depende en buena medida de la diferente geometría de los tipos de guía. También se producen migraciones de un canal a otro en el paso de la luz desde las guías a la ventana del fotomultiplicador a través de la almohadilla óptica. Estas migraciones conllevan una determinación errónea del canal de detección de la luz y, por tanto, del ángulo Cherenkov asociado al hit. Si bien este efecto no induce, a primer orden, sesgos en la medida de β_{part} , si puede deteriorar la resolución de β_{hit} y por tanto $\sigma(\beta_{part})$.

En la tabla 7.1 se muestran la fracción relativa de hits detectados y la anchura de la distribución de β_{hit} en cada tipo de guía, determinados a partir de datos utilizados en el análisis de muones cósmicos con el imán superconductor encendido descrito en capítulos anteriores. Las distribuciones de β_{hit} para cada tipo de celda se muestran en la figura 7.3 a partir de la cual se deduce la no existencia de sesgo en la determinación de β_{hit} en función del tipo de guía de luz. Los resultados obtenidos muestran que las fracciones relativas de hits no son similares para cada uno de los tipos de guías de luz y se desvían de un comportamiento 0.25 : 0.5 : 0.25 esperado si

³A partir de aquí, se denominará celda cuando se refiera a las guías de luz, y canal cuando se refiera a los canales de los PMT

7.2. Ineficiencias en la Detección de la Luz Cherenkov y Migración de la señal entre canales del Plano de Detección

Tipo de guía de luz	Fracción relativa de hits detectados(f)	$\sigma(\beta_{hit})$	$\sigma(\beta_{hit}) / \langle \sigma(\beta_{hit}) \rangle$
Central	0.312	0.002711	1.083
Lateral	0.488	0.002476	0.989
Esquinada	0.200	0.002359	0.942

Tabla 7.1: Datos reales: fracción relativa de hits detectados y resolución por tipo de guía de luz asociado al canal. La última columna muestra la desviación de la resolución con respecto al promedio pesado de las mismas, $\langle \sigma(\beta_{hit}) \rangle = 0.0025029$,

siendo $\langle \sigma(\beta_{hit}) \rangle = \sqrt{\frac{\sum_i \frac{f_i \cdot \sigma(\beta_{hit})_i^2}{\sigma(\beta_{hit})_i^4}}{\sum_i \frac{f_i}{\sigma(\beta_{hit})_i^4}}} = \sqrt{\frac{\sum_i \frac{f_i}{\sigma(\beta_{hit})_i^2}}{\sum_i \frac{f_i}{\sigma(\beta_{hit})_i^4}}}$.

las eficiencias fueran idénticas para guías centrales, laterales y esquinadas. De igual modo, se observan desviaciones significativas de hasta $\pm 7.5\%$ en las medidas de $\sigma(\beta_{hit})$ en función del tipo de guía.

Una hipótesis que puede acomodar tanto el patrón de fracciones de detección como el de resoluciones por hit observado es que la migración de fotones desde guías esquinadas a centrales y laterales sea mayor que la migración del resto, de forma que:

1. La eficiencia intrínseca de las guías esquinadas es menor y un porcentaje de la luz no observada en las mismas migra a las celdas centrales y laterales.
2. Los hits detectados en los canales asociados a guías centrales y laterales están más contaminados por hits que deberían haber sido detectados en las esquinadas, degradando, por tanto, la resolución por hit determinada en los mismos.

Este fenómeno se detecta también en susWesos simulados Monte Carlo (tabla 7.2) donde se observa un efecto cualitativamente similar aunque los

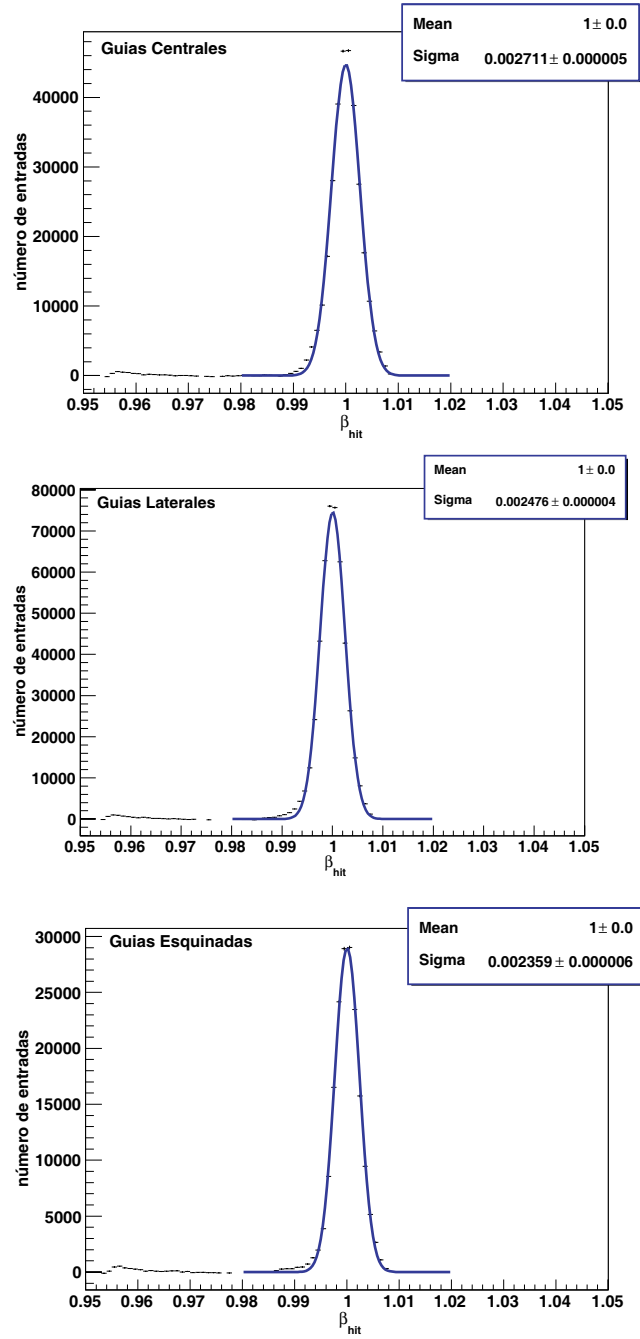


Figura 7.3: Datos reales (imán superconductor encendido): distribución de β_{hit} para cada tipo de celda.

Tipo de guía de luz	Fracción relativa de hits detectados(f)	$\sigma(\beta_{hit})$	$\sigma(\beta_{hit}) / \langle \sigma(\beta_{hit}) \rangle$
Central	0.300	0.002527	1.019
Lateral	0.492	0.002477	1.000
Esquinada	0.208	0.002419	0.976

Tabla 7.2: Datos simulados Monte Carlo: fracción relativa de hits detectados y resolución por tipo de guía de luz asociado al canal. La última columna muestra la desviación de la resolución con respecto al promedio pesado de las mismas, $\langle \sigma(\beta_{hit}) \rangle = 0.002478$, donde $\langle \sigma(\beta_{hit}) \rangle$ se ha calculado de la misma manera que para el caso de los datos reales descrito en la tabla 7.1.

resultados de las resoluciones en función del tipo de guía es mucho más uniforme que los observados en datos reales y las diferencias en resoluciones por celda no superan el $\pm 2.2\%$.

El efecto de migración entre celdas observado en los datos no parece inducir una degradación significativa en la $\sigma(\beta_{part})$. La resolución de β_{hit} de los datos reales, determinada en capítulos anteriores tras las correcciones por posicionado y ajustes de los índices de refracción de las losetas de aerogel es $\sigma(\beta_{hit}) = 0.002540 \pm 0.00004$ y no difiere significativamente de la resolución promedio obtenida a partir de las resoluciones de cada tipo de celda ($\langle \sigma(\beta_{hit}) \rangle = 0.0025029$). La desviación, $\sim 1.4\%$, puede considerarse como un error sistemático en la determinación de $\sigma(\beta_{hit})$ debido a no tener en cuenta las tres poblaciones de hits individualmente pero aún está muy por debajo de la diferencia del 3% observada entre datos reales y Monte Carlo.

7.3 Conclusiones

A partir de la figura 7.1 se pueden concluir dos cosas:

- Las mejoras en la medida de β de la partícula llevan asociada una mejora en $\sigma(\beta_{part})$ de entre 14 % – 28 %.
- Antes de las correcciones del posicionado del detector y de los índices de refracción de las losetas que componen el radiador, las diferencias de las resoluciones, $\sigma(\beta_{part})$, con respecto a las de la simulación eran 15 % – 48 %. Sin embargo, tras incluir las correcciones descritas en capítulos anteriores, se obtiene que estas diferencias se reducen, siendo del orden 3 %, aunque se observa que la diferencia presenta una dependencia con el número de hits.

Por otra parte, se han estudiado algunos efectos que podrían estar contribuyendo a un empeoramiento en las prestaciones del detector RICH:

- Ineficiencias en la radiación de la luz Cherenkov y efectos de su dispersión:
 - Los cambios que implicaría la individualización de medidas de la claridad, la absorción o de dispersiones a bajo ángulo únicamente implicaría hacer más realista el Monte Carlo a pesar del buen acuerdo ya existente con respecto a los datos reales ($\sim 3\%$), sin embargo, no se traduciría en mejoras de las prestaciones del detector.
 - Imperfecciones en la superficie de salida de los fotones a su paso por el radiador producen dispersiones a pequeño ángulo que pueden afectar a la resolución angular, $\sigma(\theta_{hit})$, lo que podría explicar la discrepancia entre datos y Monte Carlo.
 - Una posible manera de mejorar la resolución del detector, $\sigma(\beta_{part})$, en cuanto a medida de la velocidad se refiere, sería incluyendo el valor del índice de refracción para distintas regiones de cada una de las losetas del radiador.

- Ineficiencias en la detección de luz y migración de la señal:
 - Las pérdidas globales de luz no tenidas en cuenta en el Monte Carlo no inducirían sesgos ni en β_{hit} ni en $\sigma(\beta_{hit})$. A partir de las discrepancias entre los datos reales y los Monte Carlo se deduce que la simulación no es totalmente realista.
 - Debido a la geometría de las guías de luz una parte de la señal migra a canales vecinos. Corrigiendo estas migraciones la mejora, en cuanto a las discrepancias en $\sigma(\beta_{hit})$ entre datos y Monte Carlo, no sería superior al 1.4% con respecto a la que se tenía ($\sim 3\%$).

CAPÍTULO

8

CONCLUSIONES

Uno de los objetivos principales del detector RICH de AMS-02 es determinar con alta precisión la velocidad de las partículas cargadas que lo atraviesan, lo que permite inferir sus masas. Esta tesis está centrada en estudiar y determinar métodos de corrección de los principales errores sistemáticos que puedan afectar a esta medida realizada con el radiador de aerogel.

Es importante conocer la posible dependencia de la resolución de β con desplazamientos de la posición del RICH respecto a la nominal en los tres ejes. Para ello, se ha desarrollado un método para determinar la posición real del RICH respecto a la nominal que permite corregir los errores sistemáticos debidos a un desplazamiento de ésta. Para comprobar la viabilidad de dicho método se ha realizado el estudio aplicándolo a la muestra de datos Monte Carlo. Se ha obtenido la posición del RICH empleando dos muestras de datos reales (con y sin campo magnético) resultando compatibles entre sí e

incompatibles con la posición nominal obteniéndose que el detector RICH se encuentra desplazado $\sim 7mm$ en el eje Z y $\lesssim 1mm$ en los ejes X e Y con respecto a la posición de referencia. Dicho desplazamiento del detector con respecto a la posición nominal ha implicado una mejora en la resolución de β_{hit} del $\sim 4 - 5\%$.

Por otro lado, se ha desarrollado un método para determinar los índices de refracción de las losetas de aerogel del radiador. Dado que estos índices de refracción no son estables en el tiempo, tal y como se ha constatado con datos reales, esta corrección resulta esencial para compensar cualquier evolución cuando se realicen análisis sobre conjuntos de datos tomados durante largo tiempo. En particular, se ha visto que la corrección realizada era mínima para una de las muestras de datos (con el imán superconductor apagado) mientras que para la otra (con campo magnético) se obtiene una corrección de un sesgo de un valor cercano al de la resolución que espera alcanzar el RICH. Esto implica que en condiciones de operación será necesario realizar la monitorización y calibraciones periódicas de estos índices.

En cuanto al estudio de otras posibles contribuciones sistemáticas en la medida de la velocidad de la partícula están, por un lado, las contribuciones debidas a ineficiencias en la radiación Cherenkov y a los efectos de su dispersión y por otro, las contribuciones debidas a ineficiencias en la detección y migración de fotones. Para el primer caso, se concluye que la individualización en los valores de la claridad, la absorción o dispersión a bajo ángulo no se traducen en mejoras de las prestaciones del detector RICH, sino que contribuiría a hacer la simulación más realista. Sin embargo, incluyendo medidas del valor del índice de refracción para distintas zonas de una misma loseta si podría contribuir a una mejora en la $\sigma(\beta_{hit})$. Además, las posibles imperfecciones en la superficie de salida de los fotones de las losetas del radiador podrían explicar discrepancias en la resolución, $\sigma(\beta_{part})$,

entre datos y Monte Carlo. Para el segundo caso, el que se refiere a posibles contribuciones asociadas a ineficiencias en la detección de fotones o a la migración de los mismos, se ha observado que pérdidas globales del número de fotones no afecta ni a β_{hit} ni a $\sigma(\beta_{hit})$. No obstante, una corrección de las migraciones (en la simulación) se traduciría en una mejora no superior al 1.4% en la discrepancia observada de $\sigma(\beta_{hit})$ entre datos reales y datos Monte Carlo ($\sim 3\%$).

Se ha probado que mejoras en la medida de β_{part} se traducen en mejoras en $\sigma(\beta_{part})$. Por otro lado, las diferencias entre la simulación y los datos reales en cuanto a la $\sigma(\beta_{part})$ se refiere, se han reducido notablemente hasta mostrar patrones de comportamiento muy similares.

Tras haber lanzado y situado AMS en la ISS, se han aplicado los procedimientos expuestos en esta memoria a los primeros datos registrados, y se han obtenido los gráficos A.1 - A.5 que se presentan en el epílogo A.

APÉNDICE

A

PRIMEROS RESULTADOS CON AMS EN LA ISS

AMS-02 se lanzó a bordo del transbordador espacial *Endeavour* el 16 de mayo del año 2011, siendo instalado en la Estación Internacional Espacial el 19 de mayo de ese mismo año. Desde su puesta en funcionamiento los datos han presentado una alta calidad. En la figura D.1 se representa un suceso típico registrado en AMS en el que se muestra la traza de una partícula cargada a su paso por los distintos subdetectores que lo forman. Tras su instalación en la ISS se ha aplicado la metodología descrita en los capítulos 5 y 6 sobre la muestra de datos obtenida. Con ellos se ha llevado a cabo la calibración del detector RICH (su alineamiento) como se muestra en la figura A.2 y se ha obtenido la corrección a los valores de los índices de refracción por loseta (figura A.3). En esta última figura se muestran los valores de β

Apéndice A. Primeros Resultados con AMS en la ISS

por loseta tras haber despegado pero sin realizar ninguna corrección a los índices de refracción, y los valores de β tras la corrección de los mismos. Como se observa, parece evidente que la corrección es necesaria para una reconstrucción de β_{part} más fiel a la realidad.

Por otro lado, en la figura A.4, se representa la correlación entre las medidas de la carga llevadas a cabo por el TRACKER y por el RICH para una selección de Rigidez(P/Z) entre $10-20GV$. Se observa que tras cinco días de toma de datos preliminares, la muestra reconstruída permite separar en carga hasta núcleos de Ne. A partir de estos valores se ha obtenido la dependencia de la masa de las partículas en función de la carga de las mismas, como se muestra en la figura A.5. Tras todo esto, teniendo en cuenta los resultados obtenidos con una muestra de datos relativamente pequeña comparada con la se espera disponer en un futuro tras más de 10 años de funcionamiento del detector, se augura un futuro prometedor a la física que estudiará AMS-02.

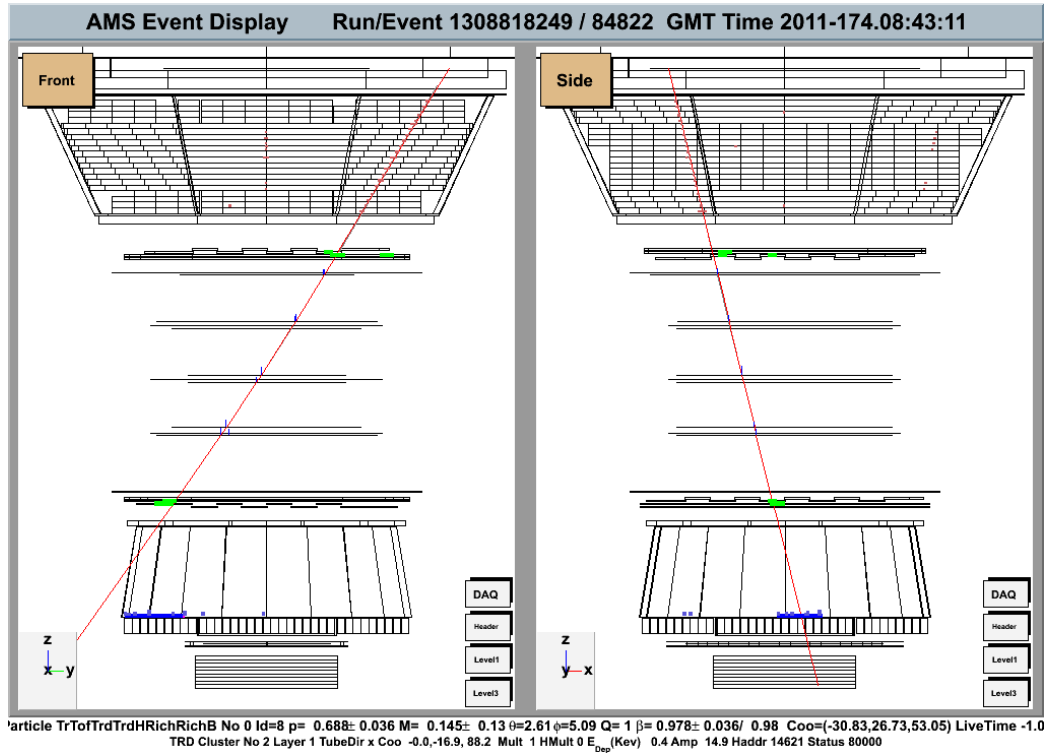


Figura A.1: Traza de una partícula atravesando AMS.

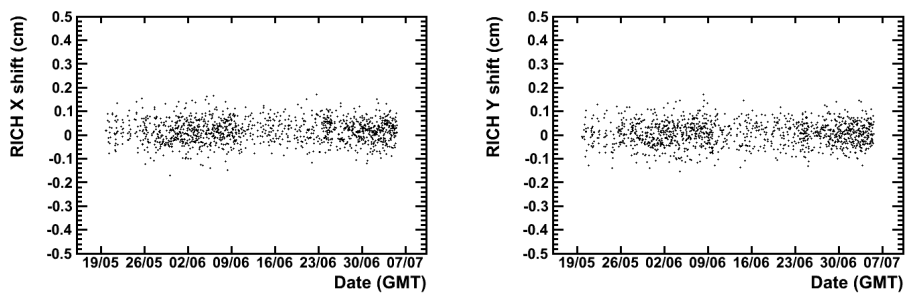


Figura A.2: Alineamiento en los ejes X e Y del RICH realizado estando AMS instalado en la ISS.

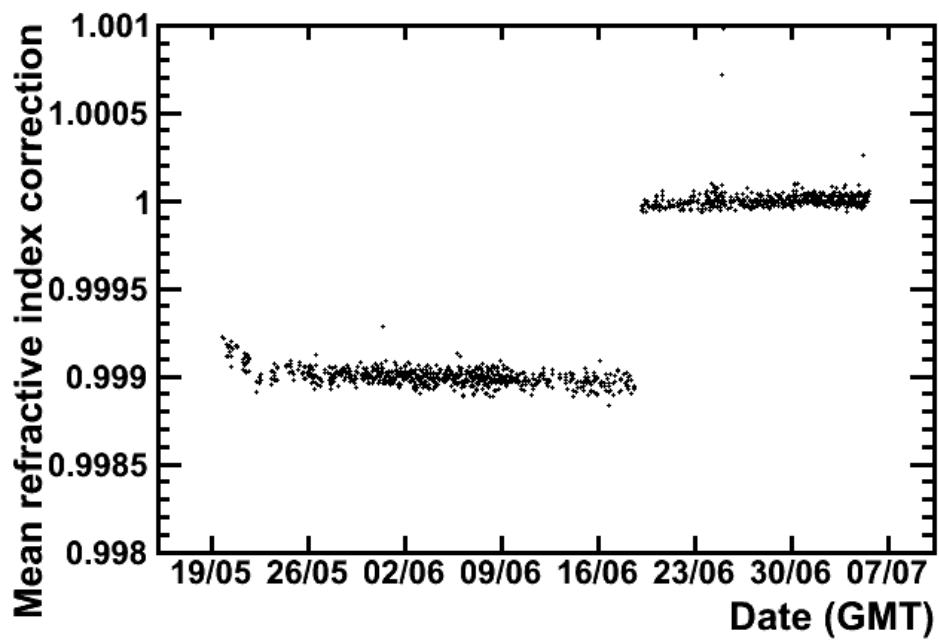


Figura A.3: Valores de β manteniendo los valores de los índices de refracción obtenidos antes del despegue y los obtenidos tras la corrección de los mismos tras la instalación de AMS en la ISS.

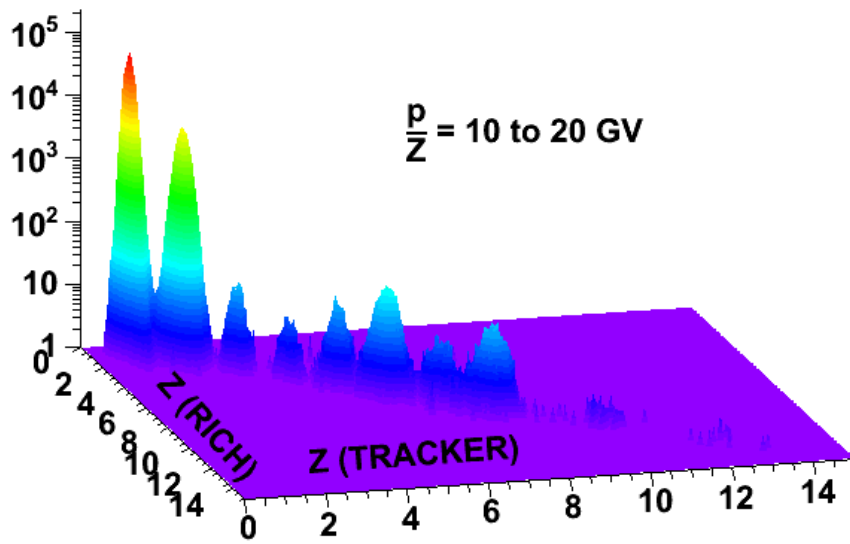


Figura A.4: Correlación entre las medidas de carga realizadas con el TRACKER y con el RICH tras cinco días de toma de datos de AMS-02.

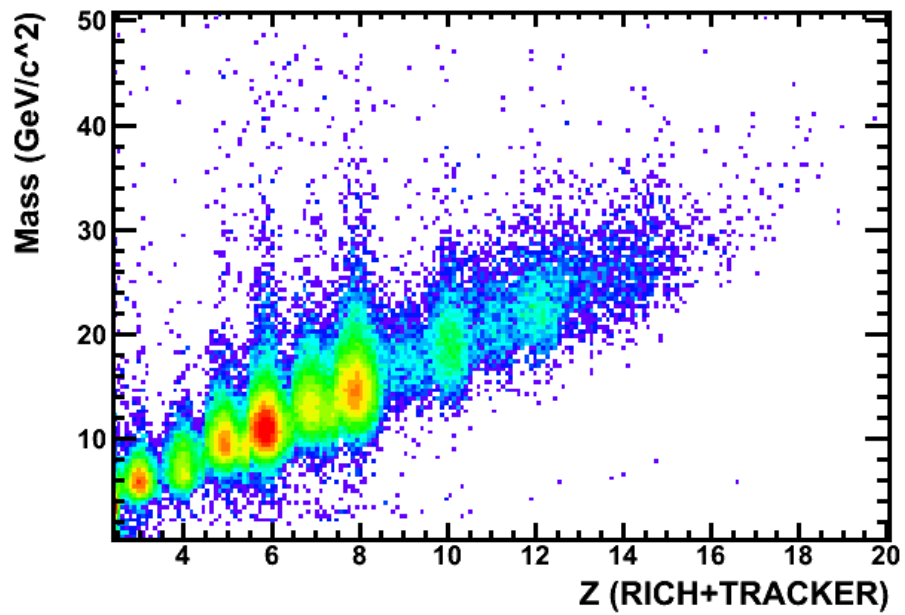


Figura A.5: Masa reconstruída en función de la carga dada por el RICH y TRACKER, con los datos obtenidos por AMS estando instalado en la ISS.

APÉNDICE

B

EL DETECTOR CHERENKOV

B.1 El Detector Cherenkov de AMS

El detector Cherenkov se encuentra situado en la parte inferior del espectrómetro, entre el TOF y el ECAL. Tiene forma de cono truncado, con 60cm y 67cm de radio superior e inferior, respectivamente, y una altura de 47cm . Su plano de soporte en la parte superior tiene una capa de 3cm de espesor de material dieléctrico (radiador). En el plano inferior, que presenta una zona central sin instrumentalizar de 64cm^2 la cual permite que las partículas lleguen al ECAL sin interacción, se encuentra insertado un vector de 680 guías de luz y fotomultiplicadores (PMT), así como las placas base de la electrónica de *front-end*. Finalmente, la superficie lateral del cono es un reflector que dirige una fracción de los fotones radiados hacia el sistema de detección de fotones situado en el plano inferior. Una vista detallada de

los principales componentes del detector se muestra en la figura 3.9. Por ello, una partícula cargada incidente atraviesa primeramente el radiador creando un cono de radiación Cherenkov. Una gran parte de los fotones se dirigen directamente a las guías de luz que los conducen, a su vez, hasta los PMT. Los restantes son reflejados en la superficie lateral del cono y dirigidos también hacia los dispositivos de detección de fotones. A partir de las coordenadas espaciales de los píxeles del PMT y de la dirección de la partícula incidente, el cono Cherenkov es reconstruido y se determina, a su vez, la velocidad de la partícula. A continuación se va a describir los principales componentes del detector Cherenkov.

B.1.1 El Radiador

El comportamiento de diversos materiales dieléctricos actuando como radiadores ha sido estudiado con una simulación Monte Carlo y, para los radiadores más apropiados, se han realizado test con haces de núcleos de iones en las instalaciones del CERN y de Rayos Cósmicos en el ISN (Grenoble). El material que ha mostrado mejores resultados para los objetivos experimentales es el aerogel de silicio. Está compuesto por una mezcla de $m(\text{SiO}_2)$ y $2m(\text{H}_2\text{O})$, con m siendo un número entero, y presenta una estructura porosa con burbujas de aire, la mayoría de ellas de pequeño tamaño comparadas con la longitud de onda en la región óptica. El índice de refracción es un promedio entre el del aire y el de la mezcla, y presenta una dependencia casi lineal con la densidad. Por ello, se puede seleccionar un rango de densidades apropiado para la mezcla, $0.1 - 0.3\text{g/cm}^3$, por medio de diferentes tratamientos de la densidad y con ello obtener índices de refracción mayores que la mayoría de los gases e inferiores que la mayor parte de los líquidos y sólidos. A partir de las simulaciones Monte Carlo y las pruebas realizadas en distintas muestras utilizando rayos cósmicos, se ha elegido el aerogel producido en Novosibirsk cuyo índice de refracción es ~ 1.05 . Además, para aumentar la eficiencia de detección de fotones para aquellos que incidan sobre la zona central del

plano de detección, se han colocado bloques de NaF en la zona central del radiador de modo que se forme un cono Cherenkov de mayor anchura. Por tanto, la estructura mecánica del radiador consiste en 80 bloques rectangulares de aerogel de silicio de $11.5 \times 11.5 \times 3 \text{ cm}^3$ y 16 bloques de NaF de $8.5 \times 8.5 \times 0.5 \text{ cm}^3$. Todos los bloques están inmersos sobre una lámina de metacrilato (*Hesaglas*) de 1 mm de grosor con aditivos que no absorben radiación UV.

B.1.2 Sistema de detección del fotón

Los fotones Cherenkov son recogidos en la parte inferior del detector por un vector de tubos de fotomultiplicadores que resisten campos electromagnéticos moderados. En cualquier caso, el campo magnético residual del imán superconductor, es alto ($\sim 300 \text{ G}$) en la región donde los fotomultiplicadores están situados, así que deben ser recubiertos por un escudo que apantalle dicho campo magnético. Como consecuencia, el sistema de detección de luz debe ser diseñado de modo que se conduzcan los fotones Cherenkov desde la parte superior del escudo de apantallamiento hasta la parte sensible de los fotomultiplicadores. Los principales componentes del sistema de detección de fotones, como será descrito a continuación, son:

- Fotomultiplicadores
- Escudo de apantallamiento magnético
- Carcasa
- Guías de Luz

En la figura B.1.2 se muestra el montaje de estos componentes.

1. Fotomultiplicadores

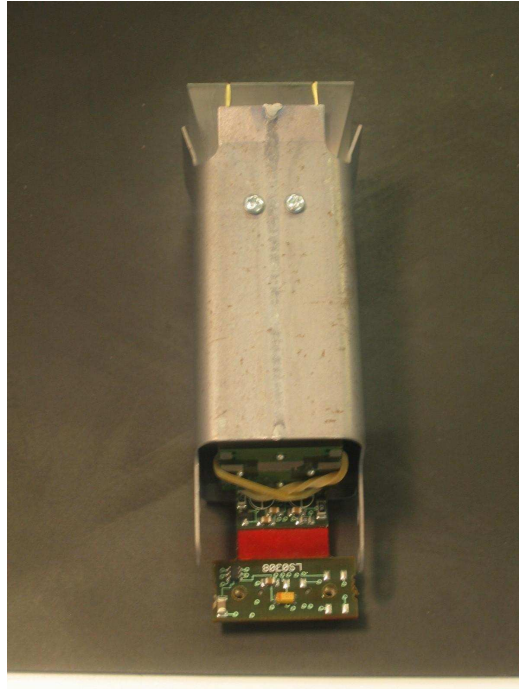


Figura B.1: Sistema de detección de fotones con los principales componentes que lo forman.

El fotomultiplicador es un dispositivo que se utiliza para detectar señales luminosas débiles, ya que presenta la capacidad de amplificar la señal recibida. Las partes diferenciadas en las que lo podemos dividir son:

- **Fotocátodo:** es un material semiconductor que contiene metales alcalinos, donde inciden los fotones, algunos de los cuales, por efecto fotoeléctrico dan lugar a emisión de electrones¹ que salen al vacío interno del fotomultiplicador.
- **Etapas multiplicadoras o Dínodos:** son los elementos que producen la amplificación de la corriente inicial. Los electrones que

¹A estos electrones también se les conoce como fotoelectrones.

parten del fotocátodo son conducidos y acelerados mediante un campo eléctrico, hacia la primera etapa multiplicadora, donde estos arrancan electrones secundarios² que son conducidos al siguiente dínodo. Esto se produce de manera sucesiva hasta alcanzar la última etapa, obteniéndose así, una cascada electrónica.

- **Ánodo:** tras el último dínodo, la señal amplificada es recogida en el ánodo. El ánodo es un electrodo cuyo diseño debe asegurar una diferencia de potencial suficiente, entre él y la última etapa multiplicadora, tal que se obtenga la mayor corriente de salida posible.

Los parámetros fundamentales en la caracterización de los fotomultiplicadores son:

- (a) **Eficiencia Cuántica:** es el cociente entre el número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo y el número de fotones incidentes.
- (b) **Eficiencia de colección:** es la probabilidad de que los fotoelectrones originados en el fotocátodo alcancen el primer dínodo.
- (c) **Ganancia:** es la amplificación de la corriente o señal incidente. La ganancia, G , viene dada por el producto de la proporción de emisión secundaria de cada dínodo y que de una forma efectiva sigue una ley de potencias en el voltaje

$$G = A \cdot V^k \tag{B.1}$$

donde V es el voltaje aplicado al fotomultiplicador.

²Al proceso por el cual electrones primarios incidentes sobre un material provocan la emisión de varios electrones secundarios, le llamamos emisión secundaria de electrones.

Apéndice B. El detector Cherenkov

- (d) Corriente Oscura: es la señal recogida en ausencia de luz incidente y constituye el ruido intrínseco del fotomultiplicador. Está causado fundamentalmente por emisión termoiónica en el fotocátodo, gases residuales en el interior del fotomultiplicador o corriente producida por centelleo de fotoelectrones en la ventana del fotocátodo.

En el caso del detector RICH de AMS-02, el fotomultiplicador utilizado es el Hamamatsu R-7600-00-M16 [25] que se muestra en las figuras B.2, B.4 y B.5.

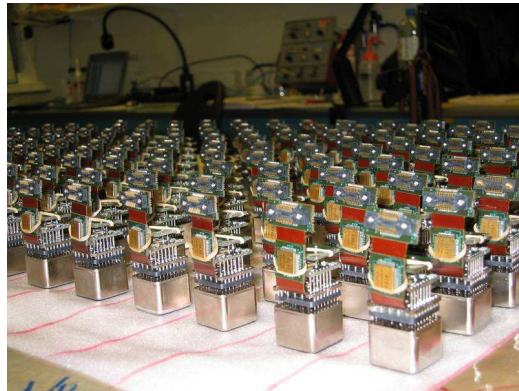


Figura B.2: Imagen del PMT, R-7600-00-M16 de Hamamatsu.

Este fotomultiplicador presenta una configuración de tipo “Head-on”, en el cual su área fotosensible está situada en la parte superior del tubo. Debido al rango espectral de la radiación Cherenkov se seleccionó una ventana compuesta por borosilicatos que transmite en el visible y ultravioleta cercano, en la que se encuentra depositado el fotocátodo.

El voltaje de operación del fotomultiplicador es relativamente bajo (típicamente 800V) con lo que se consiguen resoluciones del 50% en las señales. Existe una dependencia de la ganancia con el voltaje

rango sensibilidad	300-650 <i>nm</i>
sensibilidad máxima	420 <i>nm</i>
eficiencia cuántica	20 %
ganancia	$1.5 \cdot 10^6$ electrones (voltaje $\sim 800V$)

Tabla B.1: Resumen de los valores característicos de los PMT del RICH de AMS-02.

aplicado. Un ajuste en la relación $G = A \times V^k$ proporciona un valor de $k \sim 10^5$. La etapa de amplificación está compuesta por doce dínodos de tipo “Metal channel”, véase la figura B.3. La disposición geométrica cuadrada y compacta, aporta una gran proximidad entre etapas, lo cual permite obtener gran velocidad en la respuesta, y nos proporciona buena estabilidad en la ganancia en presencia de campos magnéticos.

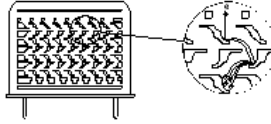


Figura B.3: Composición interna del PMT donde se muestran los 12 dínodos o etapas de amplificación.

Los fotones Cherenkov son detectados en el plano imagen a 47 *cm* del material radiador. Por ello, la precisión en la medida de la velocidad depende significativamente del tamaño de la zona de sensibilidad que es de $4 \times 4 \text{ mm}^2$. Esto garantiza una resolución en la medida de la velocidad del $\sim 1\%$. Finalmente, tienen una eficiencia cuántica alta ($\sim 20\%$) en el rango de longitudes de onda 300 – 600 *nm*, buena en el rango óptico del radiador, y donde el índice de refracción es, en gran medida, independiente de la energía del fotón. Esta eficiencia determina

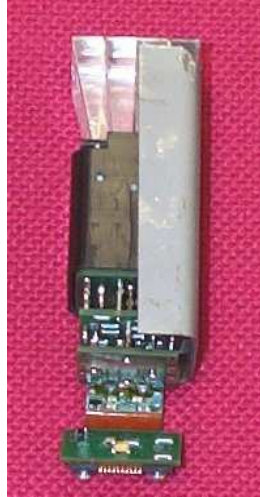


Figura B.4: Representación del conjunto, formado por: un PMT, incluyendo las guías de luz, pixeladas en 4×4 , introducido en un blindaje para el apantallamiento magnético.

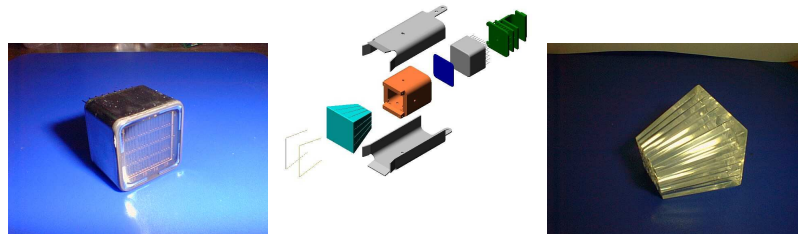


Figura B.5: Izquierda: fotomultiplicador formado por 4×4 canales; centro: esquema de la estructura completa que compone un PMT, lo que incluye guías de luz, los sensores de detección de luz, el escudo contra el apantallamiento magnético y la electrónica al fotosensor; derecha: Guías de luz, compuestas por 4×4 toberas, que aumentan la aceptación geométrica perdida por el blindaje magnético.

que, para una partícula de $Z = 1$ ultra-relativistas, son detectados un promedio de 8 fotones.

2. Escudo de apantallamiento magnético

Para asegurar un buen comportamiento de los tubos de fotomultiplicadores, cada uno de ellos, junto a su correspondiente placa de electrónica de *front-end*, ha sido situado dentro de una celda de hierro y *VACOFLEX 50*, un material diamagnético que, tras un tratamiento adecuado, proporciona un buen aislamiento para campos magnéticos fuertes. La dimensión de las celdas es mayor que los fotomultiplicadores para evitar efectos de borde. Debido a la geometría de los vectores de fotomultiplicadores, se encuentran ensamblados en rejillas con dos geometrías diferentes: rectangular (con 143 celdas) y triangular (con 27 celdas). Las diferentes rejillas están situadas en una estructura secundaria hecha de aluminio. Por último, mientras que los elementos de las rejillas están fijados por soldadura todos juntos, una serie de medidas mecánicas han sido realizadas para asegurar que el estrés térmico no modifica de manera significativa, las propiedades diamagnéticas de los materiales.

3. Carcasa

La interfaz entre los PMT y las paredes del escudo de apantallamiento magnético de las rejillas es una caja de policarbonato (carcasa o *housing*) que también contiene las placas de la electrónica de *front-end*. La carcasa ha sido diseñada para asegurar tolerancias en las posiciones relativas de los PMT y las guías de luz con las celdas del escudo de apantallamiento magnético. Ambos han sido pegados a la carcasa estando garantizado un correcto alineamiento en todas sus posibles configuraciones.

4. Guías de Luz

El sistema de detección de luz ha sido diseñado para conducir los fotones Cherenkov desde la parte superior del escudo del apantallamiento

magnético hasta la zona de sensibilidad de los PMT. Se han analizado diferentes opciones: cables de fibra óptica, guías de luz huecas con paredes internas reflectoras y guías de luz sólidas que trabajen con reflexiones internas. Las simulaciones Monte Carlo realizadas han mostrado que, dadas las dimensiones actuales del detector Cherenkov y las particulares características del radiador, las guías de luz sólidas son las más eficientes. Sin embargo, el buen funcionamiento de las guías, en cuanto a la detección de luz se refiere, dependen de las propiedades ópticas y mecánicas del material de plástico de las que esté compuesto. La respuesta del PMT tiene una alta eficiencia cuántica para longitudes de onda entre $300 - 600 \text{ nm}$. Por otro lado, debido a la distribución angular de los fotones incidentes, el promedio de la longitud recorrida por estos dentro de las guías de luz es de 3.7 cm . Por ello, se requiere una transmitancia lo más alta posible dentro de esta región de longitudes de onda, en particular, materiales con aditivos que no absorban radiación UV. Además, el índice de refracción debe ser lo más cercano posible al de la ventana del PMT ($n = 1.05$), la densidad baja para minimizar el peso de toda la estructura y un coeficiente de expansión térmica bajo para que no existan grandes variaciones en los gradientes térmicos. Por último, para reducir las pérdidas causadas por diferentes interfaces ópticas, una película fina (1 mm) de contacto óptico ha sido depositada entre la parte inferior de las guías ópticas y la ventana del PMT. Se han probado diferentes materiales orgánicos para las guías de luz. El que presenta mejor rendimiento para las necesidades del experimento es el *DIAKON LG-703*.

Mientras que cada PMT tiene 4×4 píxeles, cada estructura de las guías de luz tiene 16 unidades independientes con 3 formas distintas y ocupan un volumen de $\sim 13 \text{ cm}^3$. Las dimensiones óptimas han sido determinadas para maximizar la eficiencia de recolección de fotones. La simulación Monte Carlo de diferentes procesos físicos ha mostrado que

Conicidad	200m
Centrado	100nm
Reflectividad	90 % (para $\lambda = 420nm$)
grosor	150nm
error pendiente	$< 1mrad$

Tabla B.2: Parámetros y tolerancias designadas para el detector.

se han detectado fotones suficientes como para alcanzar una resolución en la velocidad de partículas cargadas del $\sigma(\beta)/\beta \sim 10^{-3}$.

B.1.3 Reflector

Alrededor del 30% de los fotones de Cherenkov radiados se dirigen hacia la superficie lateral del detector. El reflector (véase la figura 3.7) ha sido diseñado para redireccionar esos fotones hacia la base del detector donde los PMT están situados. Básicamente, consiste en un estructura de soporte con forma cónica truncada de 134 cm y 114 cm de diámetro para las secciones inferior y superior, respectivamente, y una fina capa de pintura reflectante depositada en la superficie interna. Con el fin de tener una resolución del 1‰ en la velocidad, es necesario imponer fuertes exigencias en cuanto a las tolerancias. En la tabla B.2 se muestran los parámetros característicos del reflector:

B.1.4 Electrónica

La electrónica del detector Cherenkov está formada por cuatro componentes principales:

- La electrónica de *front-end*
- El control y el procesado de la señal

Apéndice B. El detector Cherenkov

- El seguimiento y ajuste de los parámetros de trabajo
- El voltaje de las fuentes de alimentación

La electrónica de *front-end* consiste en dos tarjetas de circuitos impresos situadas en la base de cada PMT. Sus tareas son la polarización, el acondicionamiento de la señal y la digitalización de las señales analógicas producidas por el foto-tubo (célula fotoeléctrica). El control y el estado del procesado de la señal se dedica a la producción de secuencias de control de señales para la electrónica de *front-end* y para el procesado de la señal. Consiste en un conjunto de 12 placas electrónicas, situadas en la estructura del detector, cada una con procesadores de señales digitales, dos vectores de puertas, memorias asociadas y una conexión transmisor-receptor al resto del sistema. La tercera parte se ocupa de la supervisión y la configuración de diferentes parámetros (temperatura, voltaje y corriente) con un conjunto de dos placas electrónicas. Por último, existe una fuente que proporciona el alto voltaje que requieren los PMT y una segunda fuente de bajo voltaje necesaria para el resto de la electrónica. Exceptuando la electrónica del *front-end*, y el control y el procesado electrónico, el resto será distribuido en cajas electrónicas colocadas alrededor del detector.

APÉNDICE

C

EFICIENCIA DE DETECCIÓN DE FOTONES

El detector RICH de AMS-02 además de una medida de la velocidad, aportará una medida complementaria del valor de la carga de las partículas que lo atraviesen durante su tiempo de vuelo. La obtención de la carga se hace por medio de la señal en los píxeles asociados al anillo Cherenkov (véase la figura 3.8). Esta asociación se hace durante la reconstrucción de la β de cada suceso.

La reconstrucción del anillo para la determinación de la carga ha sido explicada en la sección 3.4.2. Se explicarán en detalle cada uno de los términos que contribuyen al error total de la carga. Esto es de vital importancia para entender posibles ineficiencias del detector y realizar una buena interpretación de las señales detectadas, lo cual repercute en la reconstrucción de la carga.

C.1 Determinación de la Carga

Cuando una partícula incide sobre un medio dieléctrico, el número de fotones Cherenkov, por unidad de distancia recorrida y de energía, viene descrito por la relación 3.6 del capítulo 3 [49]. Por tanto es proporcional al cuadrado de la carga eléctrica, Z .

Para estimar el valor de la carga de la partícula a partir del suceso, se utiliza la relación:

$$Z = \sqrt{\frac{N_{fe,total}}{N_{fe,esperado}}} \quad (C.1)$$

siendo:

- $N_{fe,total}$ la suma del número de fotoelectrones detectados en los canales que forman el anillo Cherenkov reconstruido:

$$N_{fe,total} = \sum_{i=canales} N_{fe,i} \quad (C.2)$$

- $N_{fe,esperado}$ el número de fotoelectrones que se esperan detectar para una partícula de carga unidad que incide en el detector de forma idéntica a la que ha dado lugar al suceso. Ésto lo podemos obtener numéricamente tras haber reconstruido la velocidad de la partícula incidente, β .

Para obtener $N_{fe,i}$, necesitamos conocer la ganancia para cada canal G , el valor del pedestal (ruido electrónico), y la *señal* de salida del PMT, todo en unidades del convertidor analógico-digital, ADC, empleado en la electrónica de lectura (véase la relación C.3).

$$N_{fe,i} = \frac{señal_i - Ped_i}{G_i} \quad (C.3)$$

Para la determinación de $N_{fe,esperado}$, integraremos la relación C.4 en longitud de onda y distancia recorrida, teniendo en cuenta la eficiencia de

transmisión de las guías de luz y la de detección de los PMT [49]:

$$\frac{d^2N}{dx \cdot d\lambda} = 2 \cdot \pi \cdot \alpha \frac{q(\lambda)}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c(n, \beta) \quad (C.4)$$

siendo $q(\lambda)$ la eficiencia cuántica del fotocátodo multiplicado por la eficiencia de colección de las guías, θ_c el ángulo Cherenkov, n el índice de refracción, β la velocidad, y α la constante de estructura fina.

C.2 Fuentes de error en la determinación de la carga

El error asociado a la reconstrucción de la carga podemos expresarlo como se muestra en la relación C.5 [53]:

$$\sigma_0^2(Z) = \underbrace{\left[\frac{1}{4} \cdot \frac{1 + \sigma_{spe}^2}{N_{fe,esperado}} \right]}_{\sigma_{STAT}^2} + \underbrace{\frac{1}{4} \cdot Z^2 \cdot \left(\sigma_{N_{fe,esperado}}^2 + \frac{\sigma_{CH}^2}{N_{CH}} + \frac{\sigma_{PM}^2}{N_{PM}} \right)}_{\sigma_{SYS}^2} \quad (C.5)$$

donde N_{CH} es el número de canales sobre los que se encuentra el anillo Cherenkov, y N_{PM} es el número de fotomultiplicadores correspondiente.

En esta relación se nombran las fuentes que contribuyen al error en la determinación de la carga. Sin embargo, se hace necesario conocer en detalle cuál es la contribución de cada uno de estos términos al error total:

- σ_{STAT} es el error estadístico. Es independiente de la carga de la partícula y disminuye según aumenta el $N_{fe,esperado}$. Su valor se muestra en la figura C.1.
- σ_{spe} es el error en la resolución del PMT para detectar un sólo fotoelectrón que se da para niveles muy bajos de luz. En nuestro caso es del orden de 0.5.

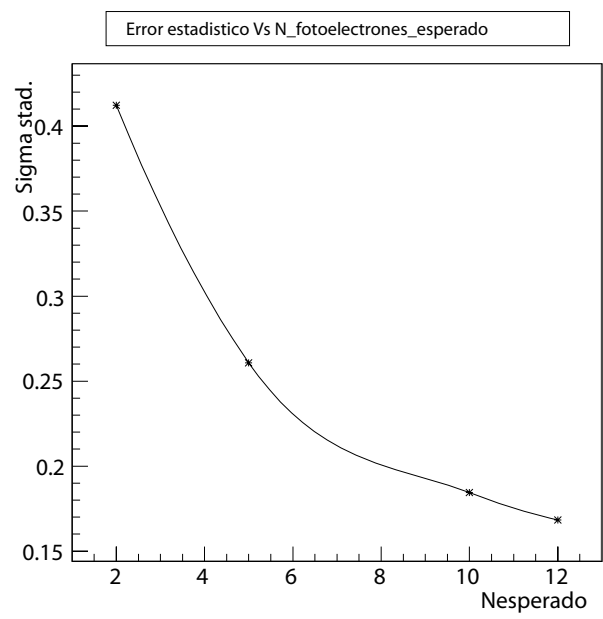


Figura C.1: Dependencia del error estadístico con el número de fotoelectros esperados.

C.2. Fuentes de error en la determinación de la carga

- σ_{SYS} representa el error sistemático y aumenta con la carga de la partícula.
 - σ_{esp} es el error en la determinación del número de fotones esperado asociado a una partícula de carga unidad. Afecta de igual manera a todos los hits del suceso. En particular, la mayor contribución a este es el error cometido en el cálculo numérico del número de esperados. También puede tener contribuciones debidas a variaciones en la temperatura del plano de detección, el campo magnético en que se encuentra inmerso, o no uniformidades en las propiedades ópticas del radiador. Es del orden del 1 % al 2 %.
 - σ_{PM} es el error en la eficiencia de detección fotomultiplicador a fotomultiplicador. Provocado por variaciones en las características de cada conjunto de guías y fotomultiplicador, como, por ejemplo, la eficiencia cuántica del PMT, o la calidad del contacto óptico guía-ventana del PMT. Esta incertidumbre se podría corregir usando los datos de la sensibilidad del fotocátodo que aparecen en la figura C.2, que han sido facilitados por el fabricante y donde se observa una dispersión del orden del 7 %.
 - σ_{CH} es el error en la eficiencia de detección canal a canal. Depende de la precisión con que hayamos sido capaces de medir las ganancias. El error en la determinación de la ganancia es inferior o del orden del 5 % [2].

Como se muestra en la figura C.3 [53] N_{PM} y N_{CH} están correlacionados con N_{esp} . Esta correlación es tal que para un N_{esp} dado N_{CH} es 4 veces N_{PM} , en promedio, por lo que se puede asumir que $\sigma_{CH} = 2 \cdot \sigma_{PM}$ en la contribución final al error.

Debido a esta correlación, como se va a mostrar, mientras que un valor de σ_{PM} del orden del 5 % – 10 % influye significativamente en la incertidumbre

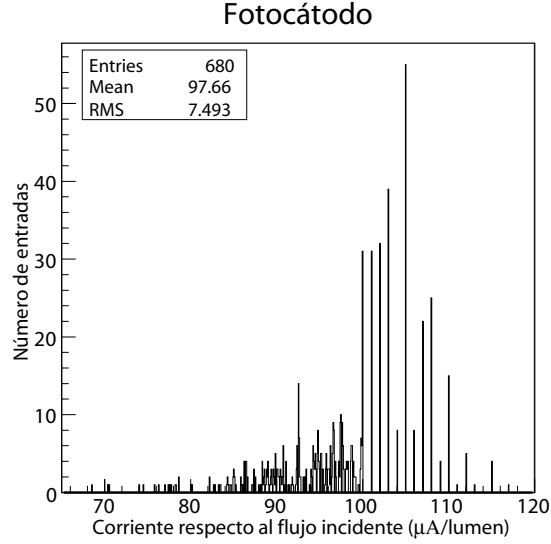


Figura C.2: Corriente que sale del fotocátodo con respecto al flujo incidente ($\mu A/lumen$) de todos los PMT que formarán parte del plano de detección del RICH.

de la carga, el mismo error como contribución del σ_{CH} , no introduce un error significativo al total.

Teniendo en cuenta que para separar dos valores de carga consecutivos se necesita tener un error inferior a 0.3 unidades de carga es posible estudiar hasta qué valor de Z se puede separar en función de las distintas contribuciones al error. Para ello se tendrá en cuenta que:

- El único error totalmente desconocido es σ_{PM} , aunque estimamos que es $\sim 7\%$ a partir de los datos dados por el fabricante.
- El error en el cálculo de $N_{fe,esperado}$, σ_{esp} , puede reducirse al 1.5% incrementando el número de pasos de integración.

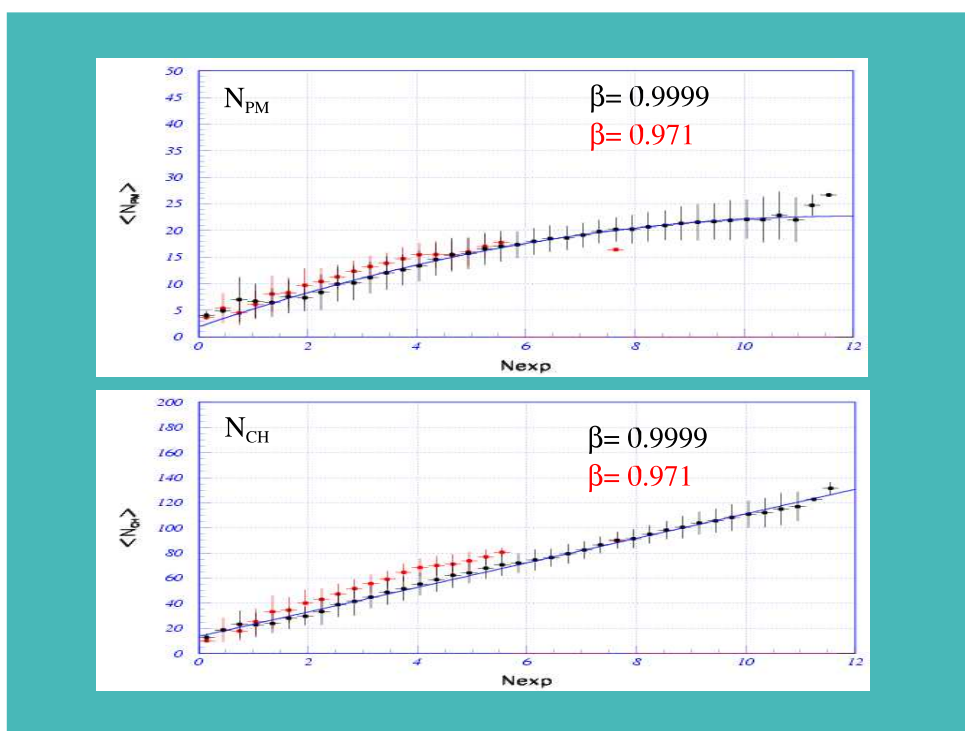


Figura C.3: Dependencia del número medio de PMT (figura superior) y del número medio de canales (figura inferior) con el número esperado de fotoelectrones, dada una β .

Apéndice C. Eficiencia de detección de fotones

casos	σ_{esp}	σ_{CH}	N_{esp}	σ_{STAT}	N_{CH}	N_{PM}	σ_{PM}	$\sigma_{Z=10}$	Z_{max}
1a	1.5 %	5 %	5	0.26	68	17	10 %	0.297	10
1b	1.5 %	5 %	5	0.26	68	17	5 %	0.279	13
2a	1.5 %	5 %	10	0.18	110	24	10 %	0.223	18
2b	1.5 %	5 %	10	0.18	110	24	5 %	0.206	25
3	1.5 %	5 %	7	0.21	89	20	7 %	0.237	19

Tabla C.1: Resumen de los valores considerados para realizar la figura: C.4.

- La dependencia del error estadístico con el número de esperados, que aparece en la figura C.1 se puede tener en cuenta de forma explícita.
- Finalmente asumimos que las calibraciones de ganancia tienen un error $< 5\%$ [50].

Con esto se obtienen los resultados de la tabla C.1 que se han usado para estimar el error en la determinación de la carga bajo diferentes condiciones. Estos resultados aparecen resumidos en la figura C.4. Como vemos en ésta, para un número bajo de fotoelectrones esperados, (casos 1a y 1b), la contribución del error estadístico será del orden de ~ 0.26 . Esto restringe mucho la aportación máxima del error sistemático al error total si queremos que este no supere el ~ 0.3 . De modo que con un error $\sigma_{PM} = 10\%$ (caso 1a) como máximo se podrían distinguir entre partículas cargadas de Z entre 10 u 11, mientras que para un $\sigma_{PM} = 5\%$ (caso 1b), como máximo alcanzaríamos $Z = 15 - 16$. Para 10 fotoelectrones esperados (casos 2a y 2b), el error estadístico será mucho menor, ~ 0.18 , por lo que podemos permitirnos una mayor contribución de los sistemáticos al error total. En la figura C.4, vemos que si se considera un error σ_{PM} del orden del 10% (caso 2a) la carga máxima que podemos alcanzar es $Z \sim 19$, mientras que si este error es reducido a la mitad, 5% (caso 2b), será posible detectar núcleos con $Z \sim 25 - 26$, que es el rango de cargas que el RICH espera poder cubrir.

Dado que la contribución al error sistemático dominante viene dado por σ_{PM} , y que de los resultados se infiere que debe ser igual o inferior al 5% para ser capaces de separar hasta $Z \sim 25$, se debe conocer la eficiencia de detección de los PMT por debajo de esta incertidumbre.

C.3 Medida de la Eficiencia de detección de los Fotomultiplicadores

Como se ha visto la incertidumbre en la eficiencia de detección de fotones PMT a PMT, ha de ser $\sim 5\%$ para que no afecte negativamente a la medida de la carga hasta $Z \sim 26$. Con el objetivo de reducir esta incertidumbre al mínimo se ha medido la cantidad de luz detectada por cada PMT en condiciones de iluminación controlada. Esto permite calcular las diferencias en la eficiencia de detección de distintos conjuntos de PMT más guía, que podrán ser corregidas en la reconstrucción de la carga. A continuación se explica cómo se han llevado a cabo estas medidas.

C.4 Método: dispositivo experimental

Se ha buscado un útil capaz de proporcionar siempre la misma iluminación. Para ello, se ha contado con el montaje que se muestra en la figura C.5 que consta de:

- Una caja estanca a la luz que contiene todos los elementos activos del montaje.
- Una rejilla que contiene 143 fotomultiplicadores. Los PMT están equipados con la electrónica de Front-End [30] [54] que recoge la señal del ánodo, la muestrea a un tiempo dado y la digitaliza. En la rejilla también se encuentran unos sensores de temperatura DALLAS [55].

Apéndice C. Eficiencia de detección de fotones

- La fuente de alto voltage o High-Voltage Brick, que proporciona el alto voltaje necesario para la alimentación de los PMT.
- Un multiplicador de puertos que recibe la señal del puerto paralelo del ordenador de adquisición y la distribuye entre las tres tarjetas [56] siguientes:
 1. La encargada de generar la señal del Trigger, que dispara la adquisición de datos y de pulsar el LED¹ durante un tiempo fijo, lo que proporciona la iluminación controlada.
 2. La que se comunica con los sensores de temperatura de la rejilla.
 3. Una última que dirige los comandos de control y lectura entre las tarjetas de adquisición.
- Cuatro dispositivos que conducen la luz, mediante fibra óptica, desde el LED hasta cuatro PMT. Estos permiten la iluminación individual de cada canal de un único PMT, con una cantidad de luz constante en el régimen de un sólo fotón. En la figura C.7 se muestra un esquema de estos dispositivos.

El ordenador de adquisición manda una señal a la tarjeta de trigger pulsando el LED y disparando la adquisición. La información de la respuesta de los PMT es procesada por las tarjetas electrónicas, y por medio de los puertos paralelos se manda la señal obtenida hacia el ordenador.

Cada run consta de 50000 sucesos o triggers, con los que se obtiene un histograma como el mostrado en la figura C.6. En dicho histograma pueden distinguirse dos contribuciones:

- El pedestal, que es la señal que se obtiene en ausencia de fotón detectado, y se debe al ruido electrónico. Puede identificarse como una distribución Gaussiana en la parte izquierda de la figura C.6.

¹Acrónimo del inglés: Light Emitting Diode

- La respuesta provocada por la incidencia de luz se encuentra a la derecha del pedestal en la figura C.6. En el caso del régimen de un único fotoelectrón, sólo habrá contribución importante de 1 ó 2 fotoelectrones.

C.5 Medida de la iluminación sobre cada canal

En los 50000 sucesos de que consta cada run se medirá el número promedio de fotoelectrones detectados por suceso. Cuando el número de fotoelectrones incidentes por suceso es muy pequeño [57], como es este caso, la probabilidad de que un canal del PMT haya observado r -fotoelectrones viene dada por la distribución de Poisson:

$$P_r = \frac{e^{-\mu} \mu^r}{r!} \quad (\text{C.6})$$

donde μ es el número medio de fotoelectrones detectados por canal y por suceso. El valor de μ se obtiene a partir de la probabilidad de no detectar luz, dada por $P_0 = e^{-\mu}$. Dado que el pedestal puede parametrizarse como una gaussiana, esta probabilidad se estima como el número de sucesos que contiene dicha gaussiana hasta 3 desviaciones estándar por encima de su media, respecto al número total de sucesos.

C.6 Estabilidad y Uniformidad del Método

Se quiere comprobar que los dispositivos de iluminación proporcionan siempre la misma cantidad de luz, es decir, demostrar que existe reproducibilidad en la iluminación, además de corregir las posibles diferencias entre los distintos dispositivos. Lo cual se traduce en :

- Medir la estabilidad de nuestro montaje.
- Determinar la repetibilidad en la cantidad de luz detectada.
- Determinar las diferencias de iluminación obtenidas con los distintos dispositivos.

Apéndice C. Eficiencia de detección de fotones

Para ello se iluminaron distintos PMT repetidas veces con un mismo dispositivo y se observó si estos detectaban siempre la misma cantidad de luz. Esto se hizo para cada dispositivo con diferentes PMT y se tomó como medida de la luz detectada la suma del número medio de fotoelectrones detectados por cada pixel.

$$\bar{\mu} = \sum_{i=1}^{16} \mu_i \quad (\text{C.7})$$

En la figura C.9 se representa la cantidad de luz medida, $\bar{\mu}$, por algunos PMT iluminados con el mismo dispositivo en distintos momentos. Se constata que la desviación máxima de los valores de $\bar{\mu}$ obtenidos para cada PMT se mantiene siempre por debajo del 1% y es estable durante varios días. Esto se traduce en que la estabilidad en la medida de $\bar{\mu}$ es suficiente para conseguir conocer la eficiencia de detección de cada PMT mejor que el 1%.

Por otro lado, debido a que los cuatro dispositivos de medida no proporcionan exactamente la misma cantidad de luz, y para obtener la eficiencia relativa de detección con respecto a una única referencia para toda la rejilla, se ha intercalibrado los dispositivos de iluminación. Para ello se mide el mismo PMT con los cuatro dispositivos de iluminación empleados, y se calibran con respecto al primero de ellos. Este procedimiento se ha realizado con varios PMT. En la tabla C.2 aparecen los cocientes entre la cantidad de luz, $\bar{\mu}$, obtenidos con los dispositivos 2, 3 y 4, y el de referencia (1). Usando estos valores, se han corregido las medidas de $\bar{\mu}$ de cada dispositivo, y se ha procedido a realizar la medida de esta cantidad en los mismos 51 PMT con los 4 dispositivos para determinar hasta qué punto la dispersión en la eficiencia de detección es reproducible. La figura C.11 muestra la distribución de los valores obtenidos para los cuatro dispositivos. Los valores han sido escalados para que su media sea 1, por lo que se trata de una medida de las eficiencias relativas a la media. Las dispersiones correspondientes están en la tabla C.3. En ella se observa que la anchura de las distribuciones coincide dentro de su

C.7. Dispersión de la Eficiencia relativa Canal a Canal

Dispositivo	Valor Comparado
2/1	0.99
3/1	1.00
4/1	1.14

Tabla C.2: Valores comparativos de la cantidad de luz detectada por algunos PMT, utilizando los distintos dispositivos.

Dispositivo	RMS PMT
1	0.055
2	0.058
3	0.045
4	0.059

Tabla C.3: Resumen de RMS de las eficiencias obtenidas por cada dispositivo tras intercalibrarlos.

error estadístico, que es del ~ 0.02 , por lo que a efectos prácticos se puede considerar a los dispositivos como equivalentes.

C.7 Dispersión de la Eficiencia relativa Canal a Canal

Los PMT empleados presentan un perfil común de eficiencia de detección: los canales centrales detectan siempre mayor cantidad de luz que los externos como se observa en la figura C.10, donde se muestra la cantidad de luz detectada en función del pixel para cada PMT. Este patrón es debido a que la geometría de las guías de luz dependen de su posición (central, lateral o esquinada). La eficiencia de detección de luz es superior para los canales centrales que para los externos. Queremos estimar si es posible describir

la eficiencia de detección de un PMT con el promedio de la luz detectada por todos sus canales. Como vimos en la sección C.1 ésto requiere que la eficiencia de detección canal a canal no se desvíe más allá del 10 % respecto a la eficiencia promedio del PMT. En la figura C.8 se observa la eficiencia relativa de cada canal con respecto al promedio del PMT correspondiente. Se obtiene una dispersión de 4,6 %, que es muy inferior al 10 % por lo que esta incertidumbre no afecta significativamente a la resolución de la medida de la carga, y es posible describir la eficiencia con los promedios PMT a PMT.

C.8 Eficiencia Relativa Final

Se ha medido la cantidad de luz detectada por cada PMT, $\bar{\mu}$, y los valores obtenidos se han normalizado para que su media sea 1. De esta manera las desviaciones de estos respecto a la unidad son una medida de la eficiencia relativa de los PMT respecto a la media. La distribución obtenida se muestra en la figura C.12, donde se observa que la anchura es $\sim 0.055 \pm 0.01$. Este valor es ligeramente superior al límite del 5 % necesario para cumplir las especificaciones del RICH. Por tanto es necesario realizar una corrección de esta eficiencia a la hora de reconstruir la carga con el fin de minimizar la contribución sistemática debida a σ_{PM} . Los valores que tendremos que corregir para la rejilla G del RICH se muestran en la figura C.13.

C.9 Conclusiones

El RICH tiene como objetivos dar una medida de la velocidad, β , y determinar la carga de la partícula incidente. Para ésta última el objetivo es tener una resolución mejor que 0.3 unidades de carga a $Z \sim 26$ para separar picos de carga consecutivos en todo el rango de cargas hasta el Fe. Se han estudiado las distintas contribuciones a esta resolución, concluyendo que la mayor se debe a la incertidumbre en la eficiencia de detección PMT a PMT:

para cumplir los requisitos ésta debería ser $\sim 5\%$.

Se ha construido un banco para medir estas eficiencias y se ha probado que permite alcanzar la precisión necesaria. Con este se ha obtenido que la incertidumbre en la eficiencia es $\sim 5.5\%$ para la rejilla G. Esto implica que es necesario corregir estas eficiencias a la hora de reconstruir la carga, para lo que se han introducido los valores medidos de la eficiencia relativa de detección en una base de datos para todos los PMT del RICH [5], [6].

Este método ha sido aplicado al resto de rejillas que componen el plano de detección del RICH de AMS-02 y se han introducido los valores de las eficiencias relativas de detección para cada uno de los fotomultiplicadores que componen el plano de detección (véase la figura C.14 donde se representa la dispersión de las eficiencias relativas de detección (superior) y dichas eficiencias en función de su posición en el plano de detección del RICH (inferior)). Se observa que el plano de detección del RICH se caracteriza por tener una buena uniformidad. Además, la precisión obtenida reduce la incertidumbre intrínseca debido a las no uniformidades PMT a PMT, dentro del 1%.

Apéndice C. Eficiencia de detección de fotones

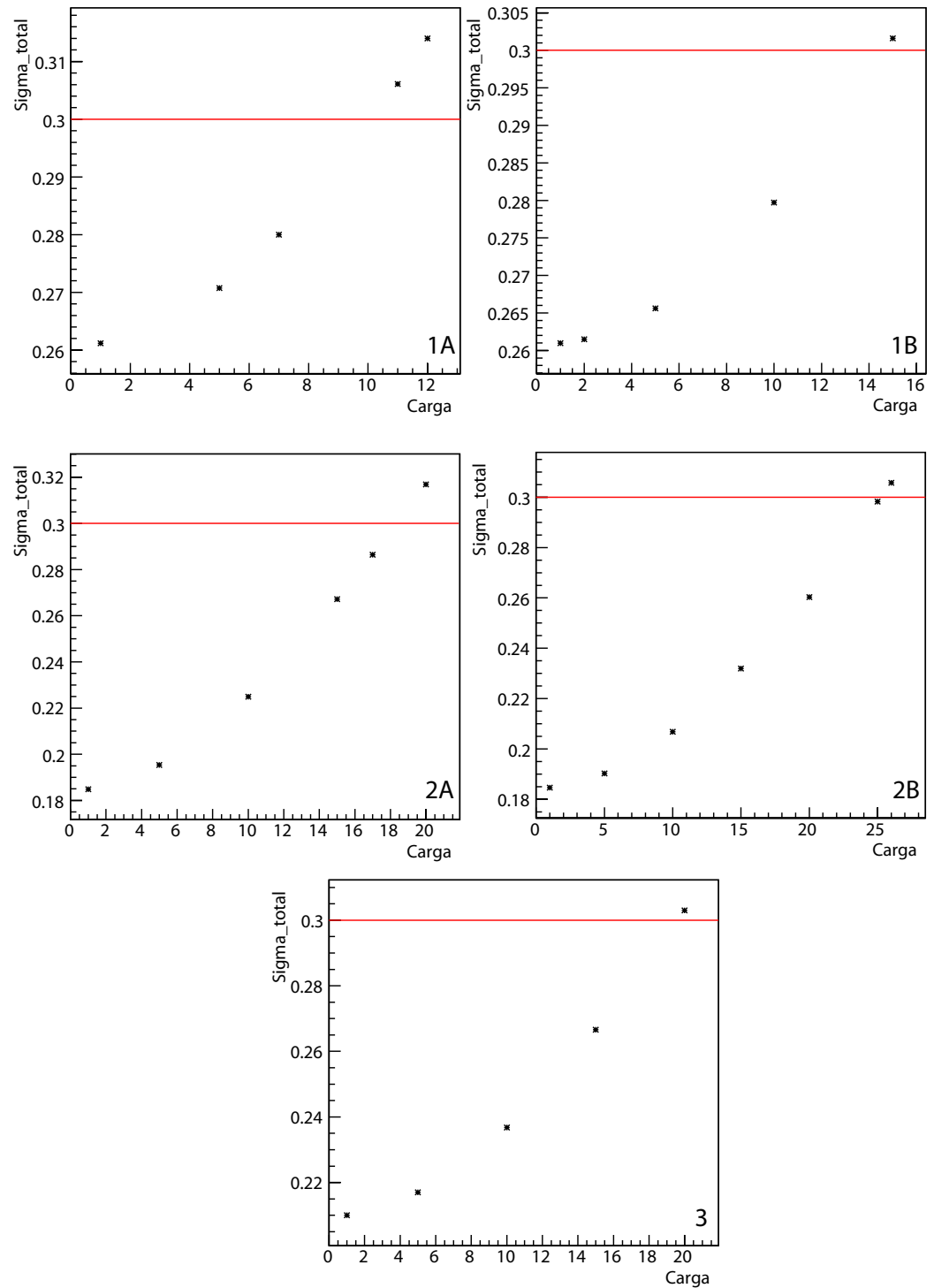


Figura C.4: Error de la carga frente al valor de la carga para los casos, véase la tabla C.1: 1º) Figuras superiores, caso 1: A) Figura izquierda: 1a; B) Figura derecha: 1b; 2º) Figuras centrales, caso 2: A) Figura izquierda: 2a; B) Figura derecha: 2b. 3º) Figura inferior: caso 3.

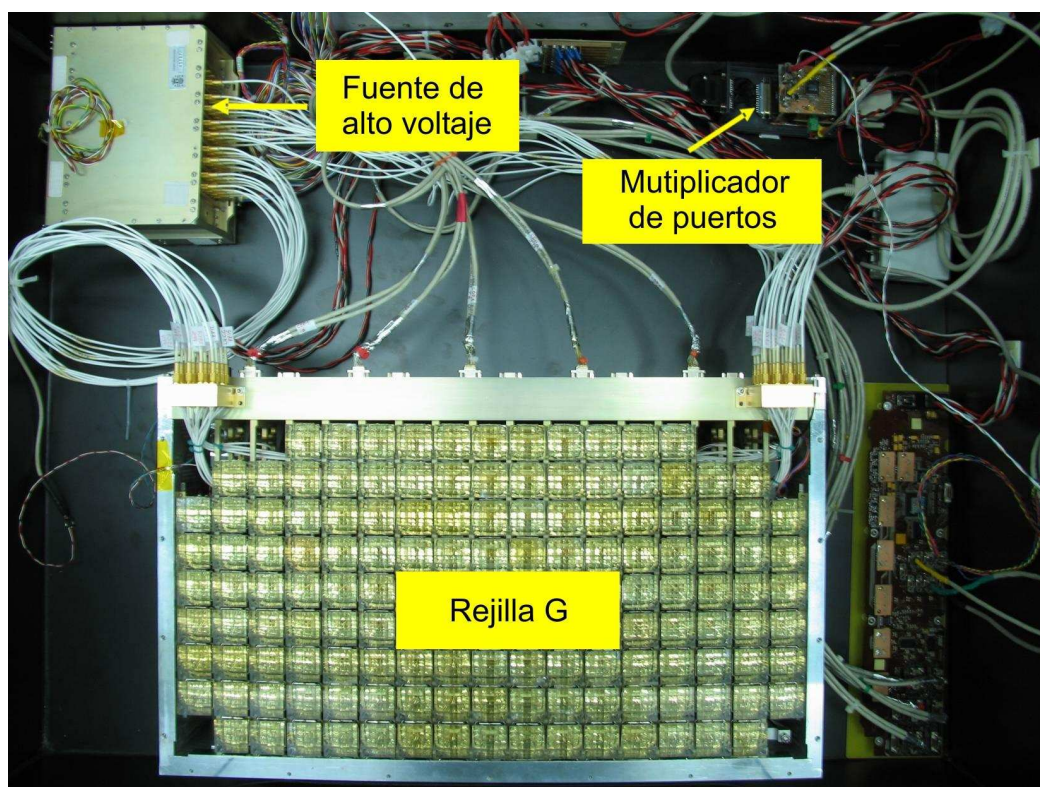


Figura C.5: Interior de la caja estanca a la luz que contiene algunos de los elementos que componen nuestro montaje experimental.

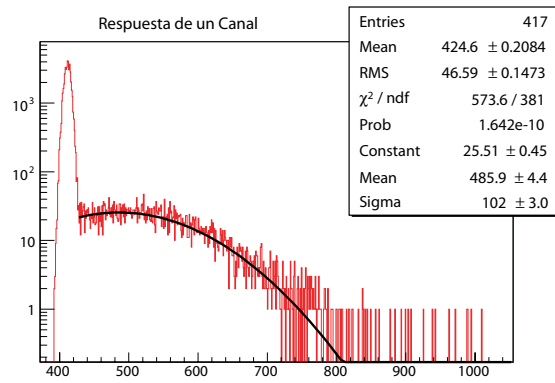


Figura C.6: Ejemplo de señal obtenida tras 50000 sucesos, por un canal de un PMT.

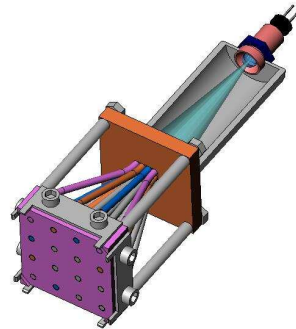


Figura C.7: Dispositivo de medidas.

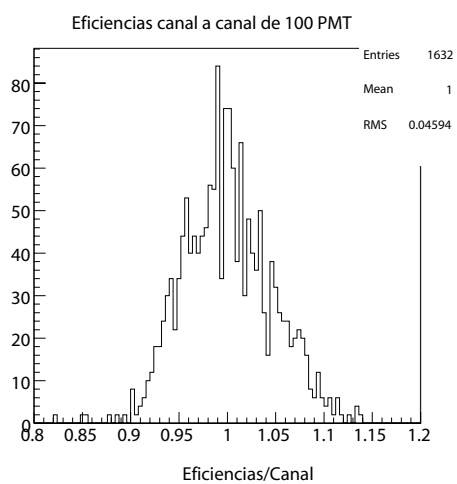


Figura C.8: Eficiencias relativas de detección de los 16 canales para 100 PMT.

Apéndice C. Eficiencia de detección de fotones

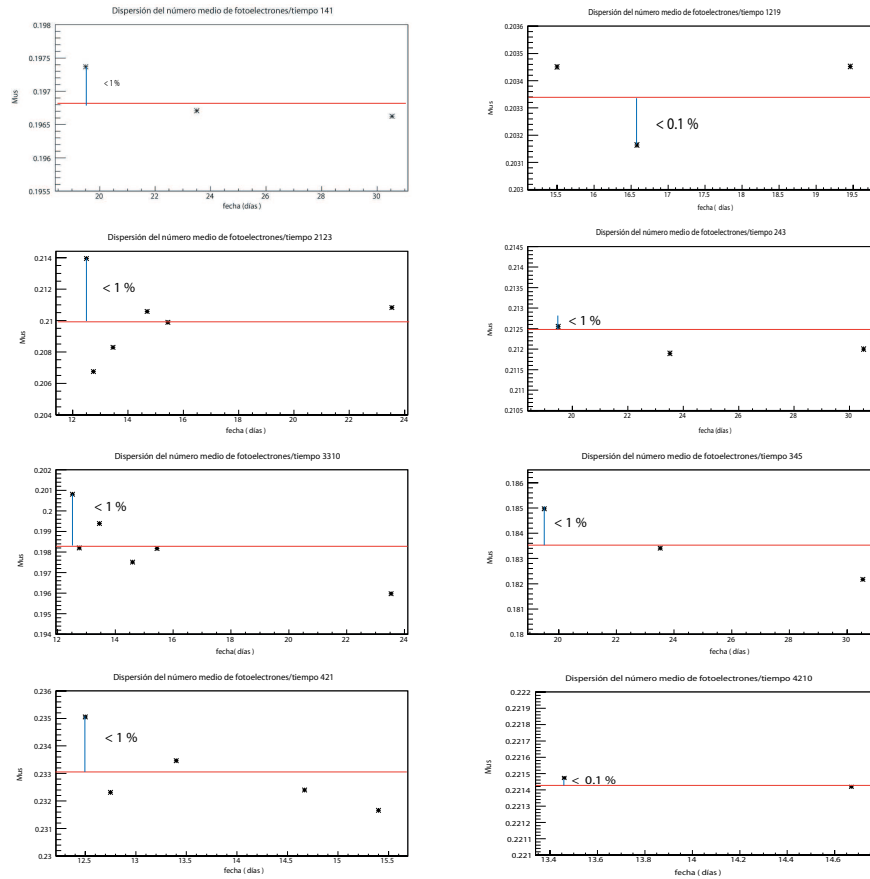


Figura C.9: Luz detectada $\sum_{i=1}^{16} \mu_i/16$ por PMT medidas para 8 PMT durante distintos momentos o días.

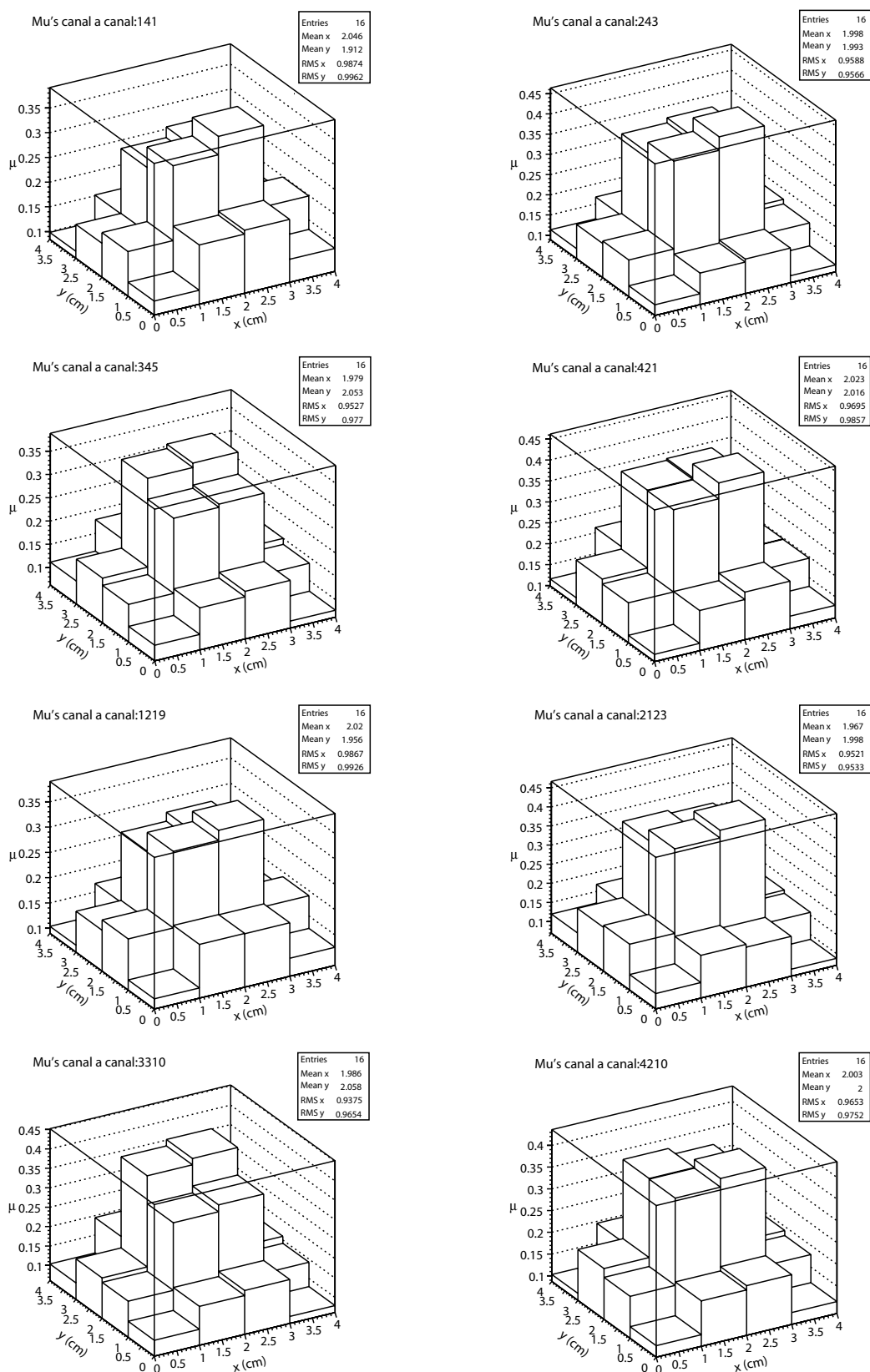


Figura C.10: Medida de la cantidad de luz detectada, μ , por cada canal para distintos PMT.

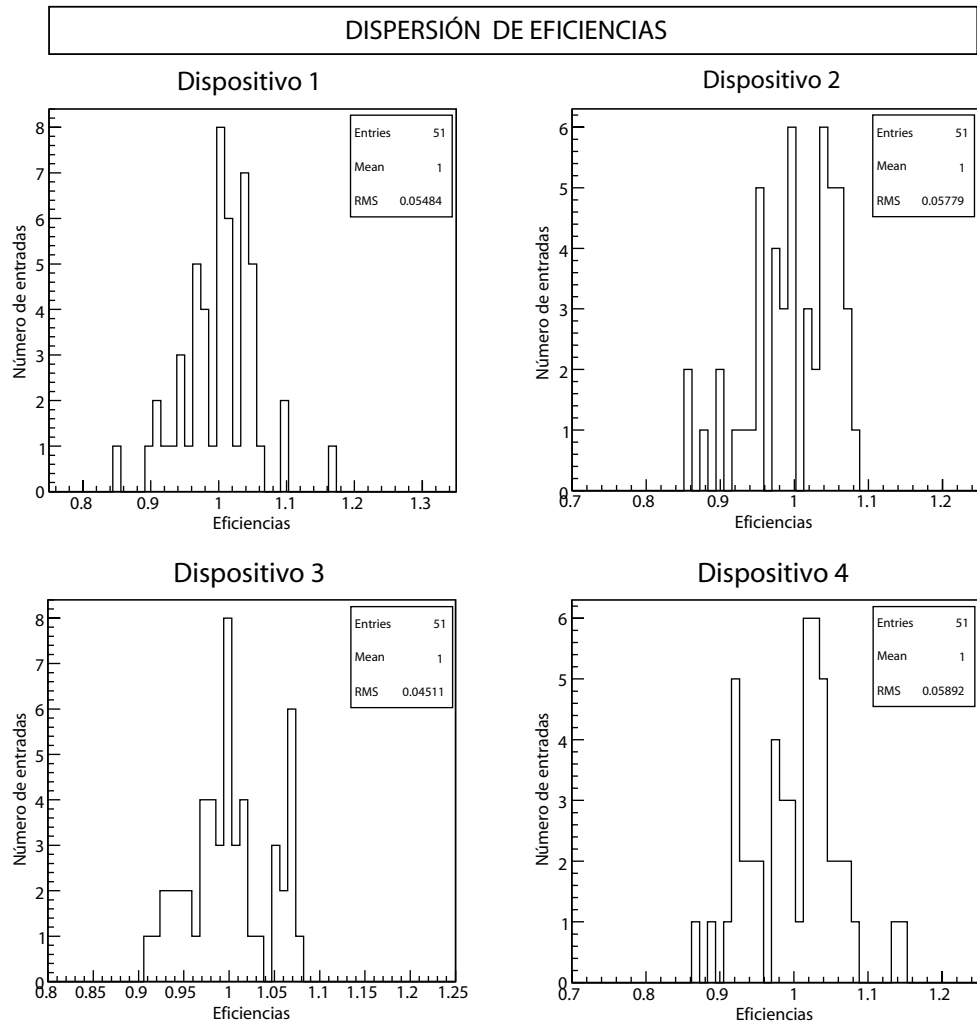


Figura C.11: Eficiencias calculadas a partir del promedio de la luz detectada por todo el PMT con respecto a una referencia media por dispositivo de iluminación.

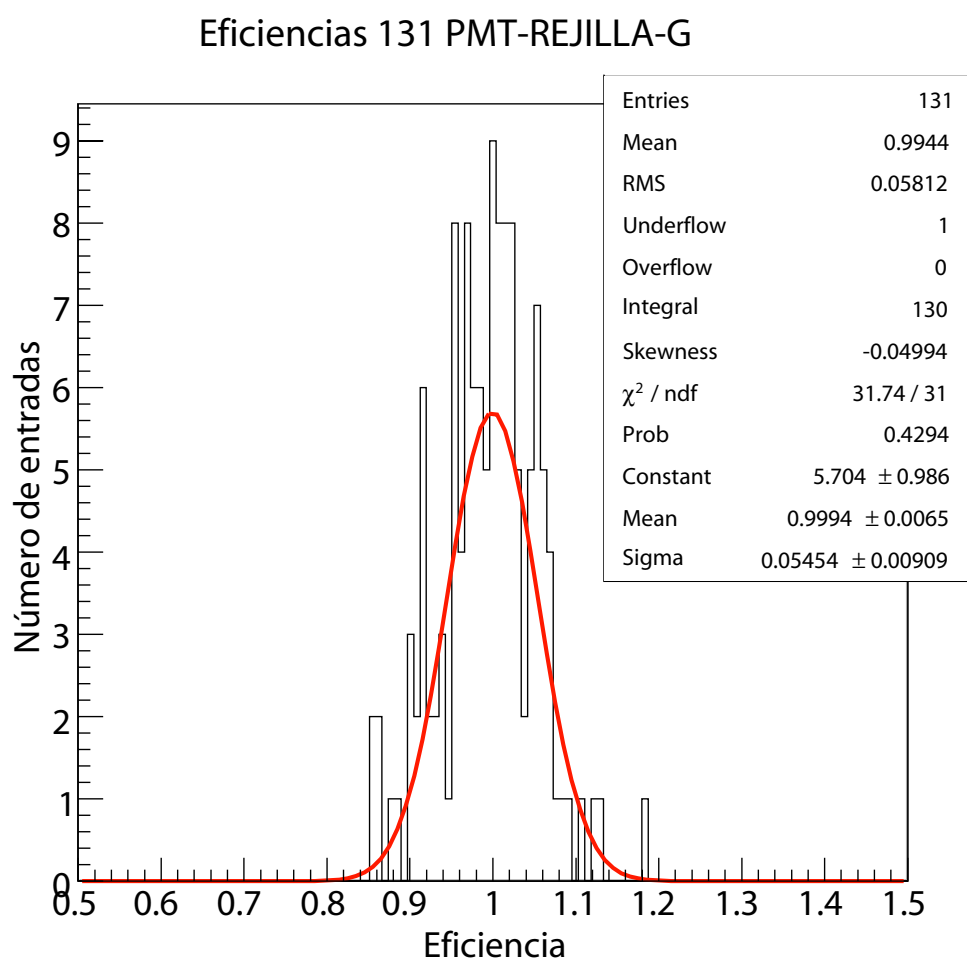


Figura C.12: Valores finales de las eficiencias relativas de detección tras intercalibrar los cuatro dispositivos de iluminación.

Apéndice C. Eficiencia de detección de fotones

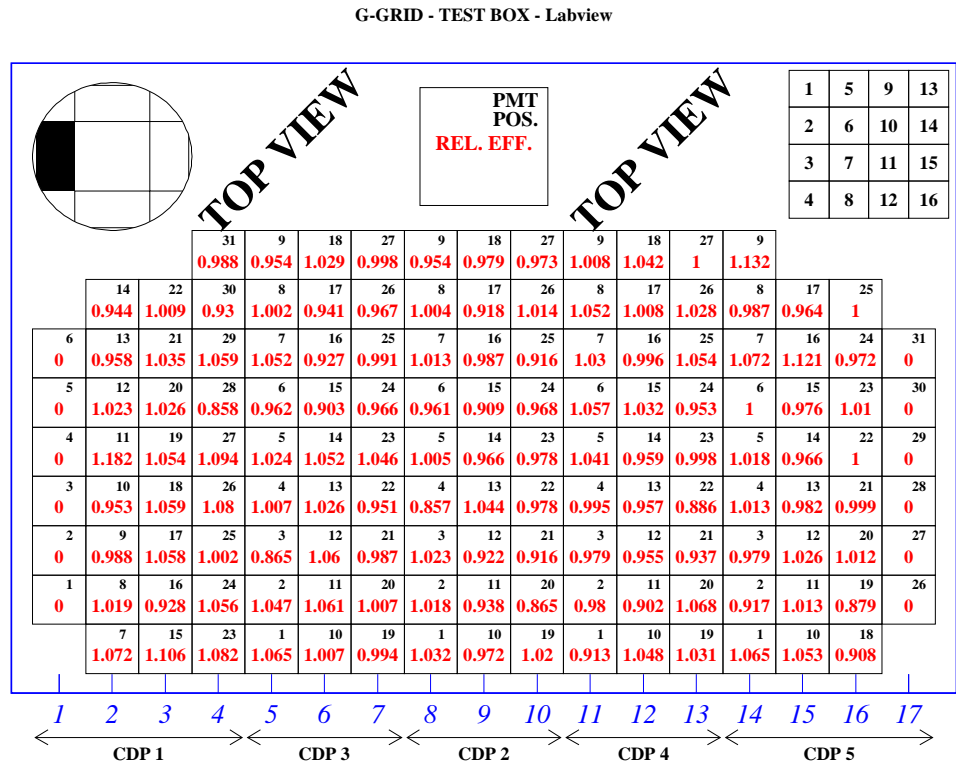


Figura C.13: Valores finales de las eficiencias relativas de detección por PMT para la rejilla G del plano de detección del RICH. Se han asignado un cero para cada uno de los PMT que no fueron medidos, los laterales, por tener incompleto su cableado.

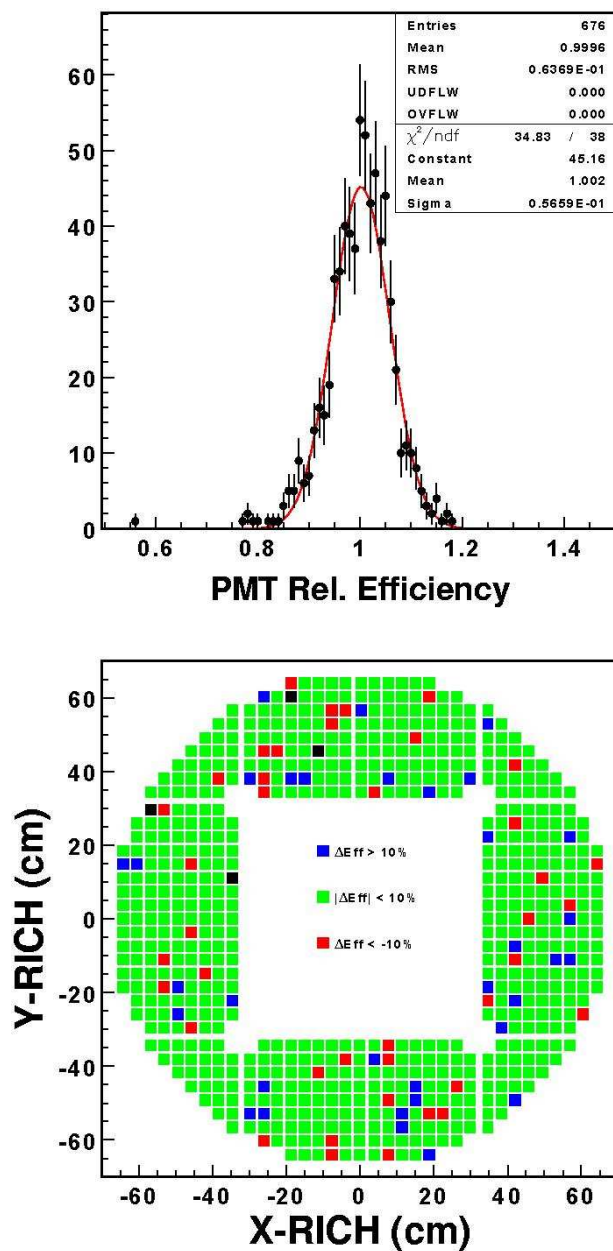


Figura C.14: Dispersión de las eficiencias relativas de detección (superior) y dichas eficiencias en función de su posición en el plano de detección del RICH (inferior).

APÉNDICE

D

CORRECCIÓN DE LOS ÍNDICES DE REFRACCIÓN

En este apéndice se elaborará una demostración semi-formal de que el método empleado para corregir los índices de refracción¹ de las losetas de aerogel del radiador desarrollado en el capítulo 6 converge a los valores adecuados.

La corrección realizada es iterativa y sigue la sucesión dada por la fórmula siguiente:

$$\eta^n = f(\eta^{n-1}) = \eta^{n-1} \cdot \beta_{peak}^{n-1}(\eta) \quad (D.1)$$

donde η^n es el valor del índice de refracción obtenido en la iteración n -ésima, y β_{peak}^n es la posición obtenida para el pico de la distribución en la

¹En este apéndice, para evitar confusiones, se denominará η al índice de refracción

Apéndice D. Corrección de los índices de refracción

iteración n -ésima, tal y como se explica en el capítulo 6. De esta ecuación, se depende que si la sucesión converge lo ha de hacer al valor que cumpla

$$\eta = f(\eta) = \eta \cdot \beta_{peak} \quad (\text{D.2})$$

por lo que $\beta_{peak} = 1$ o $\eta = 0$. La primera de estas dos soluciones es la que lleva al valor real del índice de refracción dado que el procedimiento se sigue para una muestra de $\beta = 1$.

Se demuestra semi-formalmente a continuación, que si la sucesión dada por la ecuación D.1 tiene como valor inicial η^0 un valor cercano al valor real del índice de refracción, que satisface la primera solución de la ecuación D.2, tras cada iteración el valor obtenido estará necesariamente más cerca de la solución, por lo que la convergencia queda probada.

Sea $\eta^n = \eta + \delta^n$, con η la solución referida anteriormente. En ese caso:

$$\eta + \delta^n = f(\eta + \delta^{n-1}) = f(\eta) + \frac{\partial f}{\partial \eta_\eta} \cdot \delta^{n-1} + (2) \quad (\text{D.3})$$

dado que $f(\eta) = \eta$ se deduce

$$\delta^n = \frac{\partial f}{\partial \eta_\eta} \cdot \delta^{n-1} + (2) \quad (\text{D.4})$$

Para que $|\delta^n| < |\delta^{n-1}|$, se ha de cumplir que $|\frac{\partial f}{\partial \eta_\eta}| < 1$. Se verificará que ésto se da, al menos para partículas que incidan verticalmente en el radiador y para los fotones detectados que no son reflejados por el espejo del RICH. Para ello se calculará explícitamente esta derivada en este caso. Notemos que, dada la relación entre el índice de refracción y el ángulo Cherenkov,

$$f(\eta) = \frac{1}{\cos \theta_C} \quad (\text{D.5})$$

donde θ_C es el ángulo Cherenkov. Por tanto la derivada que se quiere calcular queda

$$\frac{\partial f}{\partial \eta_\eta} = -\frac{\tan \theta_C}{\cos \theta_C} \frac{\partial \theta_C}{\partial \eta} \simeq 0.3 \times \frac{\partial \theta_C}{\partial \eta} \quad (\text{D.6})$$

donde se ha hecho uso del valor del ángulo Cherenkov para $\eta \simeq 1.05$, que es el caso del radiador en consideración. Para calcular el término restante se considera la geometría de la figura ???. En esta se cumple que

$$h \cdot \tan\theta_C + H \cdot \tan\theta_{ref} = R \quad (D.7)$$

donde h es la distancia media de los fotones emitidos en el radiador a su parte más baja, H es la distancia de expansión, θ_{ref} es el ángulo resultante de la refracción de θ_C , y R es la distancia entre el centro del anillo y la posición de detección de los fotones Cherenkov. Dado que θ_C es relativamente pequeño podemos aproximar D.7 por

$$h \cdot \theta_C + H \cdot \eta \cdot \theta_C \simeq R \quad (D.8)$$

de donde

$$\theta_C \simeq \frac{R}{h + \eta \cdot H} \quad (D.9)$$

de donde se obtiene la derivada que se deseaba calcular:

$$\frac{\partial\theta_C}{\partial\eta} \simeq \frac{R \cdot H}{(h + \eta \cdot H)^2} \quad (D.10)$$

Nótese que en el caso en que estamos interesados $h \simeq 2.5\text{cm}$, $H \simeq 45\text{cm}$ y $R \simeq 15\text{cm}$, por lo que la evaluación de esta derivada resulta en un valor aproximado de 0.3. Con todo ésto el resultado final de la evaluación de la ecuación D.6 es aproximadamente 0.1, cumpliéndose la condición para que la sucesión converja.

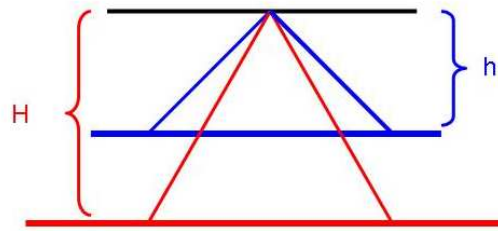


Figura D.1: Amplitud del ángulo Cherenkov en función de la distancia entre el radiador y el plano de detección.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] K. Nakamura et al., 2010. <http://pdg.lbl.gov>}.
- [2] A. Torrentó. *Construcción y pruebas del detector de radiación Cherenkov (RICH) del experimento AMS*. PhD thesis, Universidad La Laguna, 2007.
- [3] AMS collaboration. The construction of the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) for the International Space Station. Pendiente de ser publicado en Nucl. Instr. and Meth. A.
- [4] J. Casaus. The AMS experiment: A magnetic spectrometer in space. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 114:259–273, 2003.
- [5] C. De La Guía and C. Palomares. Medida de la Eficiencia Relativa de detección de los fotomultiplicadores del RICH de AMS–02. In *XXXI Reunión de la RSEF y 17º Encuentro Ibérico para la Enseñanza de la Física*, page 278, 2007.

- [6] C. De La Guía. Medida de la Eficiencia Relativa de Detección de los fotomultiplicadores de un módulo principal del plano de Detección del RICH de AMS-02. Master's thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2007. http://wwwae.ciemat.es/ams/amsweb/pages/AMS-02_MasterThesis.html.
- [7] M. Aguilar et al. Relative Composition and Energy Spectra of Light Nuclei in Cosmic Rays. Results from AMS-01. *Astrophys.J.*, 724:329–340, 2010.
- [8] *Status of the AMS Experiment, XVI International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions*, Batavia,IL,USA, 2010.
- [9] *The AMS-02 Silicon TRACKER, WSPC*, 2010.
- [10] B. Alpat, G. Ambrosi, P. Azzarello, R. Battiston, P. Bene, et al. Charge determination of nuclei with the AMS-02 silicon tracker. *Nucl.Instrum.Meth.*, A540:121–130, 2005.
- [11] E. Cortina. The AMS-02 tracker performance. pages 1735–1738, 2003.
- [12] *The AMS – 02 Tracker, XXIX International Cosmic Ray Conference*, Pune, 2005.
- [13] *The AMS–02 Tracker Performance, XXVIII International Cosmic Ray Conference*, Tskuba, 2003.
- [14] L. Accardo, G. Ambrosi, P. Azzarello, R. Battiston, M. Bizzarri, et al. Development of the power supply system for the AMS-02 tracker detector. *Nucl.Instrum.Meth.*, A572:330–332, 2007.
- [15] <http://accms04.physik.rwth-aachen.de/ams/ams02/trd.html>.
- [16] T. Siedenburg. The AMS TRD: A gas detector designed for operation in space. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 150:30–33, 2006.

-
- [17] F. Hauler, W. de Boer, L. Jungermann, M. Schmanau, A. Bartoloni, et al. The AMS-02 TRD for the International Space Station. *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 51:1365–1372, 2004.
- [18] Th. Kirn. The AMS-02 transition radiation detector. *Nucl.Instrum.Meth.*, A581:156–159, 2007.
- [19] P. von Doetinchem, S. Fopp, W. Karpinski, T. Kirn, K. Luebelsmeyer, et al. Performance of the AMS-02 Transition Radiation Detector. *Nucl.Instrum.Meth.*, A558:526–535, 2006.
- [20] Diego Casadei, L. Baldini, V. Bindi, N. Carota, G. Castellini, et al. The AMS-02 time of flight system. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 113:133–138, 2002.
- [21] L. Amati, D. Baldassari, V. Bindi, D. Casadei, A. Contin, et al. The TOF counters of the AMS-02 experiment: Space qualification tests and beam test results. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 150:276–280, 2006.
- [22] V. Bindi et al. The AMS-02 time of flight system. Final design. pages 2169–2172, 2003.
- [23] V. Bindi, D. Casadei, G. Castellini, F. Cindolo, A. Contin, et al. The scintillator detector for the fast trigger and time-of-flight (TOF) measurement of the space experiment AMS-02. *Nucl.Instrum.Meth.*, A623:968–981, 2010.
- [24] <http://ams.bo.infn.it/TOF.html>.
- [25] Hamamatsu Photonics. Photon counting, Using Photomultiplier Tubes, Technical Information. Technical report, Hamamatsu Photonics, 1998. <http://www.hamamatsu.com/>.
- [26] J. Casaus. The AMS RICH detector. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 113:147–153, 2002.

- [27] Rui Pereira, M. Aguilar-Benitez, L. Arruda, F. Barao, B. Baret, et al. The RICH detector of the AMS-02 experiment: status and physics prospects. 2008.
- [28] Fernando Barao, M. Aguilar Benitez, J. Alcaraz, L. Arruda, A. Barrau, et al. The ring imaging Cerenkov detector (rich) of the ams experiment. 2006.
- [29] Luisa Arruda, Fernando Barao, and Rui Pereira. Particle identification with the AMS-02 RICH detector: D/p and anti-D/anti-p separation. 2008.
- [30] L. Gallin-Martel, L. Eraud, J. Pouxé, P. Aguayo de Hoyos, J. Marin Munoz, et al. The read-out electronics of the AMS prototype RICH detector. *Nucl.Instrum.Meth.*, A504:273–275, 2003.
- [31] L. Gallin-Martel, J. Pouxé, O. Rossetto, and M. Yamouni. A 16-channel analog integrated circuit for PMT pulse processing. *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 49:1798–1801, 2002.
- [32] <http://www.pi.infn.it/ams/ECAL.html>.
- [33] R. Kossakowski, F. Cadoux, V. Chambert-Hermel, G. Coignet, J.M. Dubois, et al. Electromagnetic calorimeter for the AMS-02 experiment. pages 108–113, 2002.
- [34] F. Cadoux, F. Cervelli, V. Chambert-Hermel, G. Chen, H. Chen, et al. The AMS-02 electromagnetic calorimeter. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 113:159–165, 2002.
- [35] F. Cervelli, S. Di Falco, T. Lomtadze, G. Venanzoni, E. Falchini, et al. Performances of the AMS-02 electromagnetic calorimeter. pages 114–120, 2002.

-
- [36] F. Cadoux, F. Cervelli, G. Coignet, G. Cougolat, S. Di Falco, et al. The electromagnetic calorimeter trigger system for the AMS-02 experiment. *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 55:817–821, 2008.
- [37] <http://accms04.physik.rwth-aachen.de/ams/ams02/photos/Page.html>.
- [38] Ph. von Doetinchem, Th. Kirn, K. Luebelsmeyer, and St. Schael. The Anticoincidence Counter System of AMS-02. 2009.
- [39] <http://www.ams02.org/what-is-ams/tecnology/tracker/>.
- [40] <http://wwvae.ciemat.es/ams/>.
- [41] P.A. Cerenkov. Visible luminescence of pure fluids induced by gamma rays. *Dokl.Akad.Nauk Ser.Fiz.*, 2:451–454, 1934.
- [42] I.M. Frank and I. Tamm. Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter. *C.R.Acad.Sci.URSS*, 14:109–114, 1937.
- [43] E. Nappi. RICH detectors. pages 60–86, 1999.
- [44] <http://pdg.lbl.gov>.
- [45] T. Ypsilantis and J. Seguinot. Theory of ring imaging Cherenkov counters. *Nucl.Instrum.Meth.*, A343:30–51, 1994.
- [46] Aerogel refractive index measurements, 2006. AMS internal note.
- [47] E. Hetch. *Óptica*. Addison Wesley, Tercera edición.
- [48] C. Delgado. *Medida de la velocidad de muones y núcleos ligeros con un prototipo del contador RICH del experimento AMS*. PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid, 2003.
- [49] E. Lanciotti. *Estudio de las capacidades del detector RICH de AMS mediante el análisis de los datos de un prototipo en un haz de iones*. PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2006.

Bibliografía

- [50] D. Crespo. Monitorización de las ganancias de los fotomultiplicadores del detector RICH de AMS-02. Master's thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2007. http://wwwae.ciemat.es/ams/amsweb/pages/AMS-02_MasterThesis.html.
- [51] Flight Vacuum Photogrammetry before VC final welding, no vacuum inside the VC. AMS Assembly Task Sheet(ATS), MITM081031-17.
- [52] Flight Vacuum Case Photogrammetry PM. AMS Assembly Task Sheet(ATS), MITM100519-79.
- [53] Systematics on the AMS-RICH Charge Determination, 2005. AMS internal note.
- [54] L. Gallin-Martel, J. Pouxé, O. Rossetto, and M. Yamouni. A 16 Channel Analog Integrated circuit for PMT Pulse Processing. *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 49:4, 2002.
- [55] DALLAS semiconductor, DS18B20. <http://www.maxim-ic.com/>.
- [56] A. Kounine et al. AMS-2 DAQ Software Organization, xDR and JINx nodes, 2005. AMS internal note.
- [57] I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, A. Menzione, M. Pikna, I. Sykora, et al. Method for precise analysis of the metal package photomultiplier single photoelectron spectra. *Nucl.Instrum.Meth.*, A456:310–324, 2001.

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, quería agradecerle a Manuel Aguilar la posibilidad que me brindó de entrar en el mundo de la Investigación en el CIEMAT, así como al jefe del departamento de Astropartículas, Javier Berdugo. Especialmente al grupo de AMS donde he desarrollado mi trabajo de investigación, en concreto agradecerle a mi director de tesis, Carlos, su ayuda sin la cual este trabajo no hubiera sido lo que es.

Muchas gracias al resto de compañeros, por vuestra gran ayuda, apoyo, simpatía y enorme solidaridad en estos años, especialmente en los últimos.

Finalmente, expresar mi más profunda gratitud a mis amigos y familia gracias a los cuales llegar hasta aquí ha sido realmente posible.