



UNIVERSIDADE TÉCNICA DE LISBOA  
INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

# **Reconstrução da carga eléctrica de partículas cósmicas no detector RICH da experiência AMS**

Ana Oliveira Braga Keating  
(Licenciada)

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em Física

Orientador:

Doutor Fernando José de Carvalho Barão

Júri:

Doutor João Martins Mário Pimenta

Doutor Michel Buenerd

Doutor Sérgio Ramos

Doutor Fernando José de Carvalho Barão

Lisboa, Maio 2002

## **Resumo**

O projecto AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) prevê a instalação do espectrómetro na estação espacial internacional (ISS), com o intuito de procurar antimatéria, matéria escura e estudar a abundância relativa de elementos e isótopos nos raios cósmicos primários.

O RICH (Ring Imaging Cherenkov) é um dos detectores que compõem o espectrómetro AMS. É constituído por um radiador de aerogel que emite luz de Cherenkov quando atravessado por partículas carregadas, com velocidade superior à da luz no meio; por um espelho cónico lateral que reflecte os fotões emitidos para fora das dimensões reais do detector; e por uma matriz de fotomultiplicadores. O número de fotões radiados por uma partícula é proporcional ao quadrado da sua carga, sendo assim possível proceder à separação dos diferentes núcleos incidentes medindo o sinal de Cherenkov.

A determinação dos fotões emitidos envolve o cálculo dos diferentes factores de atenuação. Em particular, efeitos de absorção e dispersão no radiador, a reflectividade do espelho e efeitos de aceitação geométrica, são estimados e levados em conta. Neste trabalho descreve-se um método de reconstrução de carga, com base no padrão geométrico de intersecção do cone de luz com o plano dos fotomultiplicadores do detector RICH.

## **Palavras-chave**

Carga, reconstrução, Cherenkov, efeito, RICH, AMS

## **Abstract**

The AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) project foresees the spectrometer installation in the International Space Station (ISS), aiming at the search for dark matter and antimatter and also at the study of elements and isotopes relative abundance in cosmic radiation.

The RICH (Ring Imaging Cherenkov) is one of the AMS detectors. It consists in: an aerogel radiator that emits Cherenkov radiation when crossed by a charged particle with velocity higher than the light speed in the aerogel; a lateral conic mirror; and a detection matrix with around 1200 photomultipliers. The number of radiated photons is proportional to the particle's charge square, allowing the charge separation through the detection of the Cherenkov signal.

In order to determine the number of emitted photons, attenuation factors such as scattering and absorption in the radiator, the mirror reflectivity and the geometrical acceptance have been computed and taken in account. In the present work a charge reconstruction method based on the Cherenkov pattern is presented.

## **Keywords**

Charge reconstruction, Cherenkov effect, RICH, AMS

## **Agradecimentos**

Ao Fernando Barão pela constante luta por um trabalho profissional e disponibilidade.

À Luísa, ao João e ao Fernando Carmo pelo companheirismo e entreaajuda.

À Catarina pelo grande apoio e pela amizade.

Ao Mário Pimenta e à Patrícia por terem participado em várias discussões e apresentações do trabalho.

Ao LIP pelas condições e bom ambiente de trabalho.

**ÍNDICE**

---

**ÍNDICE DE FIGURAS** **VII**

---

**ÍNDICE DE TABELAS** **XIV**

---

<b>1</b>	<b><u>INTRODUÇÃO</u></b>	<b>1</b>
1.1	MODELOS DE PROPAGAÇÃO	2
1.1.1	MODELO DE “LEAKY BOX”	3
1.1.2	MODELO DE “FLAT HALO”	4
1.2	MODULAÇÃO SOLAR	5
1.3	CINTURAS DE RADIAÇÃO	6
1.4	ABUNDÂNCIAS RELATIVAS DE ELEMENTOS E ENERGIAS	10
<b>2</b>	<b><u>O ESPECTRÓMETRO AMS</u></b>	<b>13</b>
2.1	DESCRIÇÃO DO ESPECTRÓMETRO AMS	13
<b>3</b>	<b><u>O DETECTOR RICH DA EXPERIÊNCIA AMS</u></b>	<b>16</b>
3.1	EFEITO DE CHERENKOV	16
3.1.1	DISCUSSÃO TEÓRICA	17
3.2	DESCRIÇÃO DO DETECTOR	20
3.3	RECONSTRUÇÃO DO ÂNGULO DE CHERENKOV.	23
<b>4</b>	<b><u>SIMULAÇÃO E GERAÇÃO DE EVENTOS</u></b>	<b>25</b>
4.1	GERAÇÃO DE EVENTOS NA SIMULAÇÃO DO DETECTOR RICH	25
4.2	SIMULAÇÃO DO GUIA DE ONDA	27

**ÍNDICE**

---

<b>5</b>	<b>RECONSTRUÇÃO DA CARGA NO DETECTOR RICH</b>	<b>31</b>
5.1	DESCRIÇÃO DO MÉTODO	31
5.2	CONTAGEM DO NÚMERO DE FOTOELECTRÕES COMPATÍVEIS COM O PADRÃO DE CHERENKOV	33
5.3	CÁLCULO DAS EFICIÊNCIAS	35
5.3.1	ACEITÂNCIA GEOMÉTRICA	35
5.3.2	EFICIÊNCIA DO RADIADOR	39
5.3.3	EFICIÊNCIA DO GUIA DE ONDA	49
5.3.4	EFICIÊNCIA DO PMT	55
5.3.5	EFICIÊNCIA TOTAL	58
5.4	RECONSTRUÇÃO DO NÚMERO DE FOTÕES DE CHERENKOV GERADOS	60
<b>6</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>63</b>
6.1	RECONSTRUÇÃO DE CARGA PARA PROTÕES, HÉLIOS, LÍTIOS, BERÍLIOS, BOROS E CARBONOS	63
6.2	ANÁLISE DO ERRO NA RECONSTRUÇÃO DA CARGA	65
6.3	PODER DE SEPARAÇÃO DE DUAS CARGAS CONSECUTIVAS	72
6.4	DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	74
<b>7</b>	<b>CONCLUSÃO</b>	<b>77</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>79</b>

## Índice de Figuras

### Capítulo 1

Fig.1. 1- Esquema do modelo de Leaky Box.....	3
Fig.1. 2- Esquema do modelo de Flat Halo.....	4
Fig.1. 3 - Modulação do campo magnético terrestre por acção dos ventos solares. ....	6
Fig.1. 4- Magnetosfera terrestre modulada pelos ventos solares e as cinturas de radiação em torno da Terra. O Sol está à direita da figura.[6] .....	6
Fig.1. 5 - Movimento de uma partícula aprisionada em torno de uma linha de força do campo magnético terrestre.....	8
Fig.1. 6- Cinturas de protões (Daly 1989). As linhas no gráfico representam zonas de igual fluxo de protões com energia superior a 10MeV. O raio da Terra é de 6371Km.....	9
Fig.1. 7- Cinturas de electrões (Daly 1989). As linhas no gráfico representam zonas de igual fluxo de electrões com energia superior a 1MeV. O raio da Terra é de 6371Km.....	9
Fig.1. 8- Zona geográfica onde são originados protões com $p < 3\text{GeV}/c$ e com tempo de vida: a)inferior a 0.3s e b)superior a 0.3s. As linhas a tracejado representam as isolinhas de campo magnético a 380km.....	10
Fig.1. 9- Abundâncias relativas dos elementos nos raios cósmicos. ....	11

### Capítulo 2

Fig.2. 1- Espectrómetro AMS. ....	14
-----------------------------------	----

### Capítulo 3

Fig.3. 1- Construção de Huygen. Expansão das frentes de onda esféricas em três instantes de tempo. ....	17
Fig.3. 2- Detector RICH da experiência AMS.....	21
Fig.3. 3- Esquema de um guia de onda. O fóton é conduzido por reflexão interna até à área útil do fotomultiplicador. Cada fotomultiplicador tem 16 pixéis com 4x4mm. ....	22
Fig.3. 4- Reconstrução do padrão de Cherenkov. Representação da distância $d_i$ a minimizar.....	23
Fig.3. 5- Reconstrução do ângulo de Cherenkov para a) prótons, b) hélios, c) lítios e d) berílios com 8GeV/c por nucleão.....	24

### Capítulo 4

Fig.4. 1- Distribuição em x e em y dos eventos incidentes no plano do radiador do detector RICH.....	25
Fig.4. 2- a) Distribuição do cosseno do ângulo de incidência em AMS, $\theta$ , das partículas geradas; b) Distribuição do ângulo $\theta$ das partículas geradas; c) Distribuição do cosseno de $\theta$ das partículas que chegam ao RICH; d) Distribuição do ângulo de incidência das partículas no RICH. Nas figuras 4.1.3 b) e d), o ângulo $\theta$ está representado em relação ao referencial do espectrómetro. ....	26
Fig.4. 3- Dispersão cromática dos fótons de Cherenkov simulados à entrada do guia de onda. ....	27
Fig.4. 4- Distribuição do ângulo de incidência dos fótons de Cherenkov na base do guia de onda. $\theta\gamma$ .....	28



Fig.4. 5- Distribuição dos fotões de Cherenkov em x e em y no guia de onda. .....	28
Fig.4. 6- Geometria do guia de onda. ....	29
Fig.4. 7- Geometria do guia de onda a três dimensões. ....	29
Fig.4. 8- <i>a)</i> Distribuição dos comprimentos depois da passagem no Guia de onda; <i>b)</i> Eficiência do Guia de onda em função do comprimento de onda dos fotões de Cherenkov. ....	30
Fig.4. 9- <i>a)</i> Distribuição do ângulo de incidência no guia, dos fotões contados no cátodo; <i>b)</i> Eficiência do Guia de onda em função do ângulo de incidência dos fotões de Cherenkov no guia de onda. ....	30

## Capítulo 5

Fig.5.1- Emissão de Cherenkov num radiador com claridade finita. A distribuição angular da intensidade da luz não é uma função $\delta$ para o ângulo de Cherenkov, mas tem uma largura devida à espessura do radiador atravessada pela partícula carregada. ....	34
Fig.5. 2- <i>a)</i> Esboço de um padrão de Cherenkov, onde $\varphi_h^i$ são os limites de visibilidade do padrão de Cherenkov por intersecção com a zona inactiva da matriz de detecção e $\varphi_m^i$ são os limites de intersecção do padrão de Cherenkov com o espelho cónico lateral. <i>b)</i> Padrão de Cherenkov obtido no RICH. ....	35
Fig.5.3- Padrões de Cherenkov com intersecção no radiador - figuras abertas. <i>a)</i> com 34.1% de parte invisível, 14.3% de parte directa e 51.6% de parte reflectida. <i>b)</i> com 27.9% de parte invisível e com 72.1% de parte reflectida. ....	36

- Fig.5. 4- Distribuição da aceitação geométrica para uma amostra de mil Hélios gerados de acordo com a aceitação de AMS, com momento de 10GeV/c amu. .... 37
- Fig.5. 5- Concordância entre a aceitação geométrica de espelho calculada e a aceitação de espelho dada pela simulação. .... 38
- Fig.5. 6- Probabilidade de um fóton atravessar o radiador de aerogel sem interagir, para um comprimento de interação médio,  $\lambda_{int} = 1.125\text{cm}$ , versus a distância que o fóton percorre..... 41
- Fig.5. 7- Representação do cone de fótons radiados por uma partícula..... 42
- Fig.5. 8- Distribuição da média acontecimento a acontecimento da distância atravessada pelos fótons de Cherenkov(em centímetros). .... 43
- Fig.5. 9- Esquema de número de fótons radiados por uma partícula que atravessa uma espessura  $dl$  de radiador..... 44
- Fig.5. 10- Eficiência média associada à probabilidade de um fóton não interagir no radiador, calculada para acontecimentos gerados de acordo com a aceitação de AMS (Eficiência do radiador)..... 45
- Fig.5. 11- Eficiência associada à probabilidade de um fóton tocar a matriz dos fotomultiplicadores. Na figura representa-se em abcissas o factor de eficiência de radiador convoluído com a aceitação geométrica,  $\epsilon_{RAD} \cdot \epsilon_{Geo}$ , e em ordenadas representa-se o número de acontecimentos. .... 47
- Fig.5. 12- Comparação entre a simulação e o cálculo analítico. O eixo das abcissas representa o inverso do factor de eficiência calculado,  $\epsilon_{RAD} \cdot \epsilon_{Geo}$ , e o eixo das ordenadas representa o inverso da razão entre o número de fótons que chegam à zona activa do detector e o número de fótons radiados na simulação,  $N_{\gamma}^{base} / N_{\gamma}^{rad}$ . .... 48
- Fig.5. 13- Esquema do guia de onda evidenciando os ângulos das diferentes paredes internas do guia. .... 49

Fig.5. 14- Ângulo de incidência dos fótons no guia de onda, $\theta_\gamma$ .....	50
Fig.5. 15- Perda de fótons por variação do ângulo de incidência em cada reflexão: a) $\theta_i' < \theta_{critico}$ ; b) reflexão do fóton para trás. Eventos da simulação. ....	50
Fig.5. 16 -Reflectância e transmitância em função do ângulo de incidência..	51
Fig.5. 17- Perda de fótons por reflectância à superfície a)do guia de luz e b)do cátodo. Eventos da simulação. ....	51
Fig.5. 18- Eficiência do guia de onda em função do ângulo de incidência dos fótons no guia de onda $\theta_\gamma$ . A eficiência do guia de onda foi simulada em GEANT3(ver capítulo4). ....	52
Fig.5. 19- Distribuição do ângulo de incidência dos fótons no plano dos guias de onda, $\theta_\gamma$ , em cada evento de uma amostra de 1000 hélios de 10GeV por nucleão gerados de acordo com a aceitação de AMS. ....	53
Fig.5. 20- Distribuição da eficiência de guia de onda, $\epsilon_{GO}$ , para uma amostra de mil hélios de 10GeV/c amu. ....	54
Fig.5. 21- Comparação entre o número de fótons que se espera que chegue aos fotomultiplicadores e o número de fotoelectrões que se contam nos PMT's. No eixo das abcissas representa-se o número de fotoelectrões simulados, $N_{pe}^{sim}$ , e nas ordenadas o número de fótons contados nos fotomultiplicadores, $N_\gamma^{PMT}$ , para 1000 hélios gerados na aceitação de AMS com 10GeV/c por nucleão. ....	56
Fig.5. 22- Correção do PMT. O 1º histograma é a distribuição da razão $N_\gamma^{PMT} / N_{pe}^{sim}$ acontecimento a acontecimento, obtido para uma amostra de 1000 hélios de 10GeV/c por nucleão, gerados de acordo com a aceitação de AMS, e o 2º mostra a distribuição da mesma razão corrigida pelo valor médio do 1º, $(N_\gamma^{PMT} / N_{pe}^{sim}) / \langle N_\gamma^{PMT} / N_{pe}^{sim} \rangle$ . ....	57

- Fig.5. 23- Eficiência total calculada acontecimento a acontecimento, para uma amostra de 1000 hélios de 10GeV/c por nucleão, gerados na aceitação de AMS. Na figura representa-se em abcissas o valor da eficiência total e em ordenadas o número de acontecimentos. .... 59
- Fig.5. 24- Comparação entre os resultados da simulação e os cálculos analíticos. Em abcissas representa-se o inverso da eficiência total,  $1/\epsilon_{TOT}$ ; e em ordenadas a razão entre o número de fótons de Cherenkov gerados na simulação e o número de fotoelectrões contados,  $N_{\gamma\_rad}^{sim} / N_{pe}^{sim}$ . .... 60
- Fig.5. 25- Distribuição do número de fótons reconstruídos,  $N_{\gamma\_rad}^{REC}$ , para uma amostra de 1000 hélios incidentes com 10GeV/c amu, gerados na aceitação de AMS. .... 61
- Fig.5. 26- Razão entre o número de fótons radiados obtidos por reconstrução e o número de fótons de Cherenkov gerados na simulação, para a amostra de 1000 hélios,  $N_{\gamma\_rad}^{REC} / N_{\gamma\_rad}^{sim}$ . .... 62

## Capítulo 6

- Fig.6. 1- Reconstrução da carga para 1000 partículas incidentes com 10GeV/c por nucleão, geradas na aceitação de AMS: *a)*Protões, *b)*Hélios, *c)*Lítios, *d)*Berílios, *e)*Boros e *f)*Carbonos..... 64
- Fig.6. 2- Esquema representativo da determinação dos limites de visibilidade do padrão de Cherenkov,  $\phi_{min}$  e  $\phi_{max}$ , para os casos extremos de geração do cone de Cherenkov no topo e na base do radiador. .... 66
- Fig.6. 3- Esquema representativo da determinação dos limites de visibilidade do padrão de Cherenkov,  $\phi_{min}$  e  $\phi_{max}$ , para os casos extremos em que o ângulo de Cherenkov é reconstruído com o valor de  $\langle\theta_c\rangle+\sigma\theta_c$  e com o valor de  $\langle\theta_c\rangle-\sigma\theta_c$  em que  $\langle\theta_c\rangle=13.4^\circ$  e  $\sigma\theta_c=0.178^\circ$ . .... 67

- Fig.6. 4- Erro no factor de  $\theta c$  em função do número de carga,  $z$ ..... 69
- Fig.6. 5- Distribuição do número de fotoelectrões contados para 1000  
*a)*protões, *b)*hélios incidentes no detector RICH com 10GeV/c/nucleão  
 com o mesmo ponto de impacto e direcção..... 70
- Fig.6. 6- Relação linear entre a raiz quadrada do número médio de  
 fotoelectrões normalizado,  $\langle N_{p.e} \rangle / \langle N_{p.e}^{protões} \rangle$ , e a carga das partículas  
 incidentes. .... 71
- Fig.6. 7- Esquema do poder de separação de duas cargas consecutivas. A  
 vermelho e a azul estão representadas as distribuições gaussianas  
 correspondentes a duas cargas consecutivas, cujo  $\Delta Z^2$  é superior a três  
 desvios padrão da distribuição,  $3\sigma_{z^2}$ . .... 72
- Fig.6. 8- Poder de separação de duas cargas consecutivas. A vermelho está  
 representada a curva de  $\Delta Z^2 / \sigma_{z^2}$  em função de  $Z$  e a amarelo a linha de  
 $\Delta Z^2 / \sigma_{z^2} = 3$ . .... 74
- Fig.6. 9- Poder de separação de duas cargas consecutivas considerando que a  
 incerteza na detecção de um fotoelectrão é de 50% e que os erros  
 sistemáticos são de 2%. A vermelho está representada a curva de  
 $\Delta Z^2 / \sigma_{z^2}$  em função de  $Z$  e a amarelo a linha de  $\Delta Z^2 / \sigma_{z^2} = 3$ ..... 76

## Índice de Tabelas

Tabela III. I- Variação do número de fótons de Cherenkov radiados em função do índice de refração do meio radiador, para o intervalo de comprimentos de onda compreendido entre  $\lambda_1=200nm$  e  $\lambda_2=700nm$ . ..... 20

Tabela VI. I- Resumo do estudo da incerteza no cálculo da eficiência ..... 68

## Capítulo 1

---

### 1 Introdução

A radiação cósmica foi descoberta devido ao seu poder de ionização. Em 1900, Elster e Geitel observaram que electroscópios hermeticamente fechados e isolados em contentores com ar seco revelavam descargas eléctricas, e que essa ionização seria a mesma se o contentor fosse protegido por camadas de chumbo <sup>[1]</sup>. Desta forma concluíram que uma das propriedades da radiação que produzia esta ionização era o elevado poder de penetração. Mas até essa altura pensava-se que essa radiação era originada à superfície da terra. Foi C.T.R.Wilson que propôs que essa ionização fosse devida a radiação desconhecida vinda do espaço exterior. Em 1912 Victor Hess, num voo de balão, usando um electroscópio observou que a intensidade de ionização aumentava com a altitude, comprovando que essa radiação desconhecida era de origem extraterrestre.

Antes da descoberta dos raios cósmicos, os raios- $\gamma$  originados por radioactividade, eram a radiação com maior poder de penetração que se conhecia o que levou à hipótese de a tradição cósmica ser constituída por raios- $\gamma$  de alta frequência. Com a evolução das técnicas experimentais, pode concluir-se que a radiação cósmica consistia uma mistura de partículas carregadas, raios- $\gamma$ , prótons e electrões. Tornou-se também claro que a mistura de partículas carregadas era devida a radiação secundária originada por reacções nucleares na atmosfera.

Conclui-se, assim, que existem dois tipos de espectro na radiação cósmica: o *espectro primário* que entra na atmosfera vindo do espaço cósmico

e o *espectro secundário* que é produzido em reacções nucleares entre os raios primários e as partículas existentes na atmosfera.

A origem dos raios cósmicos *primários* e os seus mecanismos de aceleração são assuntos ainda em desenvolvimento. Embora haja teorias que propõem que radiação cósmica que chega à Terra é criada noutras galáxias, ou quasares e acelerada por mecanismos extragalácticos<sup>[2]</sup>, os modelos galácticos consideram que as fontes fundamentais são supernovas, pulsares, sistemas binários, estrelas e ventos solares na galáxia, que provocam turbulência no meio interestelar, sendo também responsáveis pela existência de campos magnéticos muito fortes que criam mecanismos de aceleração importantes.<sup>[3]</sup>

### 1.1 Modelos de propagação

A propagação de raios cósmicos na Galáxia pode ser descrita para cada elemento,  $i$ , pela equação de transporte<sup>[4,5]</sup>:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E}(b(E)N_i) - \nabla \cdot (D \nabla N_i - \vec{u} N_i) + \frac{N_i}{\tau_{esc}(i)} + \frac{N_i}{\tau_{int}(i)} + \frac{N_i}{\gamma \tau_{dec}(i)} - \sum_{j>i} \frac{P_{ji}}{\tau(j)} N_j = Q_i(\vec{r}, E, t) \quad [1. 1]$$

onde  $N_i \equiv N_i(\vec{r}, E, t)$  é a densidade de núcleos do elemento  $i$ , com energias  $E$ , no ponto  $\vec{r}$  e no instante de tempo  $t$ ;  $D$  é o coeficiente de difusão;  $\vec{u}$  é a velocidade de transporte da partícula na Galáxia;  $b(E) \equiv dE/dt$  é a perda de energia por unidade de tempo;  $\tau_{esc}$  é o tempo médio de escape da Galáxia;  $\tau_{int}$  é o tempo médio de interacção do núcleo;  $\tau_{dec}$  é o tempo médio de decaimento do núcleo;  $\sum_{j>i} \frac{P_{ji}}{\tau(j)} N_j$  é o termo de “*spallation*” nuclear, e  $Q(\vec{r}, E, t)$  é a densidade de fontes de partículas por intervalo de energia.



Vários modelos foram propostos para resolver a equação 1.1, dos quais se distinguem: o “*Leaky Box Model*” e o “*Flat Halo Model*”.

### 1.1.1 Modelo de “*Leaky box*”

No modelo de *leaky box* considera-se que os raios cósmicos se difundem livremente num volume confinado, que pode ser um halo ou um disco da Galáxia. Considera-se ainda que os raios sofrem reflexão nas fronteiras do volume (figura 1.1), pelo que tem uma probabilidade de escape constante por unidade de tempo, e distribuem-se de forma isotrópica e homogénea nesse volume.

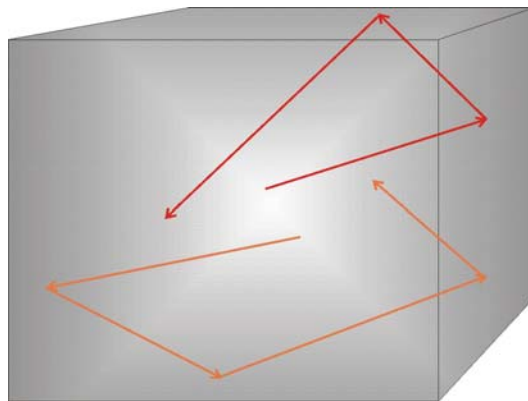


Fig.1. 1- Esquema do modelo de Leaky Box.

Assim sendo, desaparece o termo de gradiente na densidade de raios cósmicos e de difusão, e a equação de transporte é dada por:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E}(b(E)N_i) + \frac{N_i}{\tau_{esc}(i)} + \frac{N_i}{\tau_{int}(i)} + \frac{N_i}{\gamma\tau_{dec}(i)} - \sum_{j>i} \frac{P_{ji}}{\tau(j)} N_j = Q_i(\vec{r}, E, t). \quad [1. 2]$$

### 1.1.2 Modelo de “Flat Halo”

No modelo de difusão *flat halo*, a fonte de raios cósmicos encontra-se localizada num disco de espessura de  $2h$  ( $\approx 300 pc$ ), rodeado por um halo de espessura  $2H$  ( $\geq 2kpc$ ). Os raios cósmicos difundem-se através do disco e no halo, e escapam-se livremente pelas fronteiras do halo para o espaço interestelar, onde a densidade de raios cósmicos é desprezável.

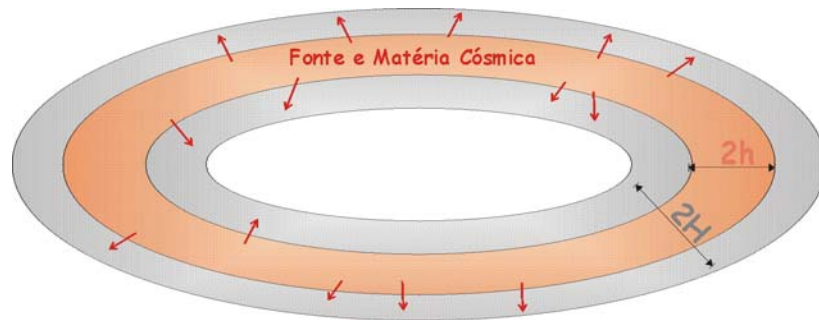


Fig.1. 2- Esquema do modelo de Flat Halo.

Como consequência destas considerações, o modelo de difusão em halo assume que existe gradiente na densidade de raios cósmicos com valor máximo no disco galáctico, e que o escape das partículas do halo para o espaço intergaláctico é feito por difusão; e a equação de transporte é dada por:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} (b(E)N_i) - \bar{\nabla} \cdot (D\bar{\nabla}N_i) + \frac{N_i}{\tau_{\text{int}}(i)} + \frac{N_i}{\gamma \cdot \tau_{\text{dec}}(i)} - \sum_{j>i} \frac{P_{ij}}{\tau(j)} N_j = Q_i(\vec{r}, E, t) \quad [1. 3]$$

Tanto a solução analítica como a solução numérica do modelo de difusão em halo mostram que em primeira aproximação a propagação de raios cósmicos para núcleos primários e secundários não muito pesados e estáveis é dominada pelo termo de escape<sup>[4]</sup>.

O estudo de núcleos secundários permite a determinação da razão entre a espessura do halo e o coeficiente de difusão,  $H/D$ , que dá a informação do tempo de confinamento na Galáxia. A razão de isótopos radioactivos como o  $^{10}\text{Be}$  (com um tempo de vida em repouso de  $2.3 \times 10^6$  anos),  $^{26}\text{Al}$  ( $1.3 \times 10^6$  anos),  $^{36}\text{Cl}$  ( $4.3 \times 10^5$  anos) e o  $^{54}\text{Mn}$  ( $\sim 6 \times 10^6$  anos), é usada para este fim. Os resultados determinados a energias inferiores a 200 MeV/nucleão conduzem a um tempo médio de confinamento de cerca de 25 milhões de anos.<sup>[1]</sup>

Outros fenómenos afectam o espectro de raios cósmicos que chega à Terra propagando-se no espaço interestelar. Um fenómeno de modulação importante é devido aos ventos solares.

## 1.2 Modulação solar <sup>[1]</sup>

A expansão contínua da corona solar produz movimentação de plasma interestelar com uma velocidade de aproximadamente 300 km/s que conduz cerca de 10 protões por  $\text{cm}^3$  até à órbita terrestre. A este fenómeno dá-se o nome de vento solar.

O vento solar transporta o campo magnético do Sol através do espaço, produzindo o campo magnético interplanetário. Devido à rotação solar de período 27 dias, as linhas de força tomam a forma de espirais com direcção radial à superfície do Sol e cerca  $45^\circ$  com a órbita terrestre. À medida que se afastam do Sol, a distâncias superiores à unidade astronómica, o campo vai-se desordenando devido à anisotropia térmica do meio e às expansões irregulares da corona solar.

O campo magnético solar produz movimentos de convecção nas partículas cósmicas, modulando a intensidade dos raios cósmicos na órbita da Terra, alterando conseqüentemente o próprio campo magnético terrestre.

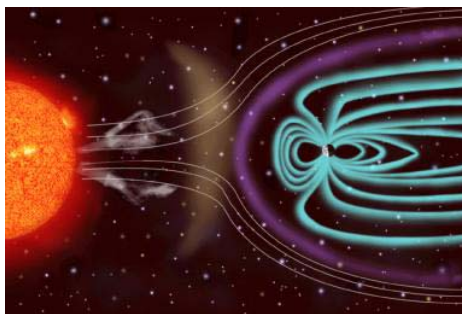


Fig.1. 3 - Modulação do campo magnético terrestre por acção dos ventos solares.

### 1.3 Cinturas de radiação

As cinturas de radiação são regiões do espaço onde as partículas cósmicas ficam aprisionadas no campo magnético terrestre. Os primeiros estudos de cinturas de radiação revelaram a existência de duas zonas de confinamento de radiação sendo a zona mais interior separada da exterior por uma região de baixa densidade de partículas. Contudo, mais tarde veio a verificar-se que esta ideia não era correcta, mas que as cinturas eram diferenciadas pela composição das partículas que aprisionavam.<sup>[6]</sup>

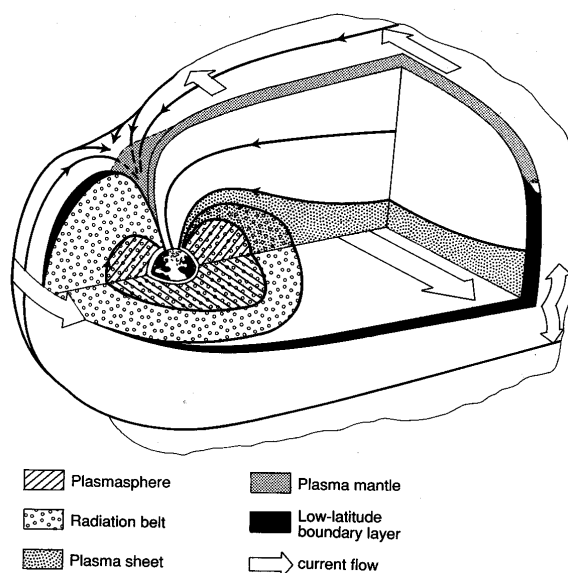


Fig.1. 4- Magnetosfera terrestre modulada pelos ventos solares e as cinturas de radiação em torno da Terra. O Sol está à direita da figura.<sup>[6]</sup>

Como resultados das primeiras observações de satélites concluiu-se que as cinturas de radiação deixam duas zonas angulares vazias em torno dos eixos magnéticos da Terra. Estas zonas polares são originadas pelo movimento das partículas carregadas no campo dipolar eléctrico terrestre, que pode considerar-se constante no intervalo de tempo em que uma partícula permanece numa linha de força. Consequentemente o momento magnético da partícula é dado em primeira aproximação por:<sup>[5]</sup>

$$\mu = \frac{p^2(1-\beta^2)^{-1/2} \sin^2 \alpha}{2mB} = \text{conste} \quad [1. 4]$$

onde  $m$  é a massa da partícula e  $\alpha$  é o ângulo entre o campo magnético  $\vec{B}$  e o momento da partícula  $\vec{p}$ . E sendo  $\vec{p}$  constante

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{conste} \quad [1. 5]$$

Desta forma a partícula vai oscilar entre dois pontos cuja coordenada geomagnética,  $B$ , é dada pela equação 1.5. O valor da constante depende da energia e do tipo da partícula. Para cada volta o movimento da partícula pode ser aproximado ao movimento circular em torno de um ponto da linha de força. O raio de rotação da partícula em torno da linha de força diminui com o aumento da intensidade de campo, pelo que a partícula fica circunscrita dentro de um espaço tubular como mostra a figura 1.5. Os pontos onde o raio de rotação da partícula é menor e a partícula inverte o seu movimento têm o nome de *pontos espelho*. Como se pode ver na figura 1.5, os pontos espelho encontram-se na vizinhança da zona polar e esta é a razão pela qual a zona polar tem uma baixa densidade de raios cósmicos. A zona delimitada pelas linhas de força entre os pontos espelho, denomina-se por *concha magnética*.

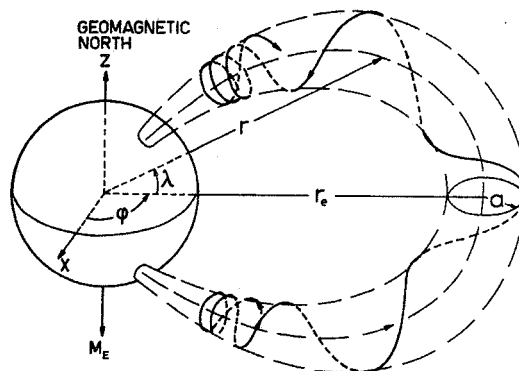


Fig.1. 5 - Movimento de uma partícula aprisionada em torno de uma linha de força do campo magnético terrestre.

Para além do movimento descrito no parágrafo anterior, duas forças actuam sobre uma partícula que se move no campo magnético terrestre: a força centrífuga devida à velocidade tangencial à direcção do campo, e a força de Coriolis. Assim as partículas aprisionadas vão deslocar-se de acordo com a rotação da Terra e com a sua carga eléctrica.

As figuras 1.6 e 1.7 mostram as cinturas de radiação para protões e electrões respectivamente. <sup>[6]</sup>

O fluxo de protões varia inversamente com a distância à Terra e proporcionalmente com a energia. As energias dos protões podem atingir as centenas de MeV.

As cinturas de electrões dividem-se em dois grupos: as pertencentes à *zona interior* e as pertencentes à *zona exterior*. A *zona interior* estende-se dos 1.4 raios da Terra,  $R_E$  (6371Km), até aos 2.4  $R_E$ , com energias até 5MeV, e a zona exterior, dos 2.8 aos 12  $R_E$ , contendo electrões com energias superiores a 7MeV.

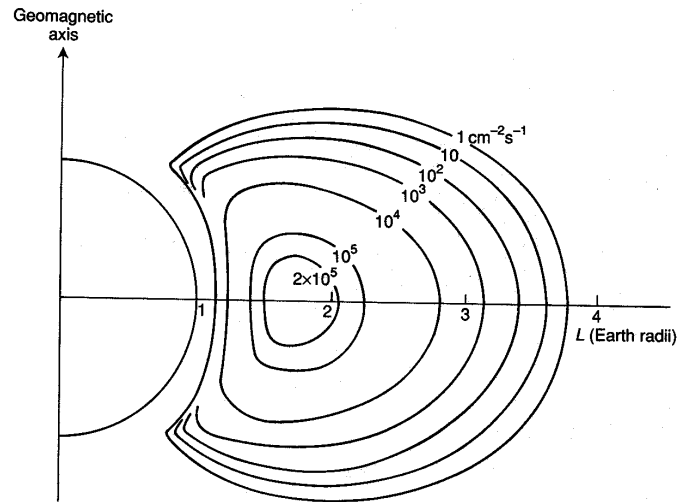


Fig.1. 6- Cinturas de protões (Daly 1989). As linhas no gráfico representam zonas de igual fluxo de protões com energia superior a 10MeV. O raio da Terra é de 6371Km.

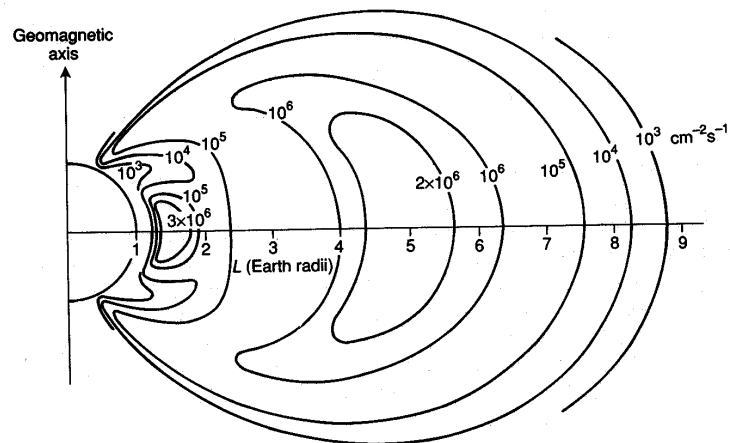


Fig.1. 7- Cinturas de electrões (Daly 1989). As linhas no gráfico representam zonas de igual fluxo de electrões com energia superior a 1MeV. O raio da Terra é de 6371Km.

Os resultados mais recentes de AMS indicam que a juntar às cinturas de protões já estudadas existe uma outra região, em órbitas de baixa altitude (~380km) e a latitudes equatoriais em que o fluxo de protões, com energias entre os 0.1 e os 6GeV, é de  $70\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ [5,6]. A figura 1.8 mostra as zonas de protões de longo e de curto tempo de vida.<sup>[7]</sup>

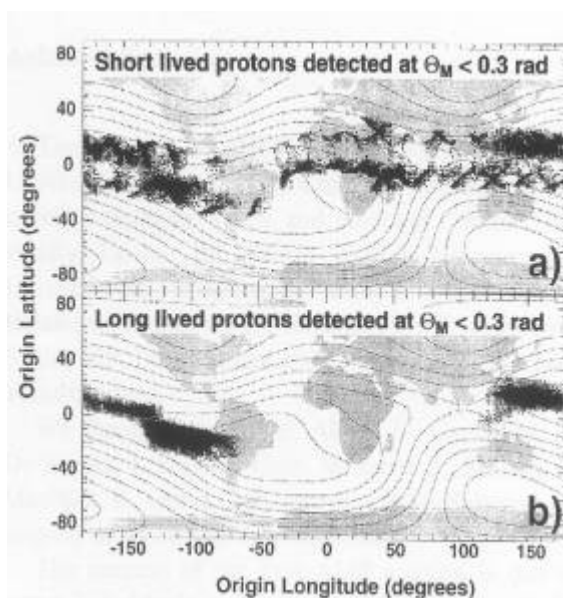


Fig.1. 8- Zona geográfica onde são originados protões com  $p < 3\text{GeV}/c$  e com tempo de vida: a) inferior a 0.3s e b) superior a 0.3s. As linhas a tracejado representam as isolinhas de campo magnético a 380km.

#### 1.4 Abundâncias relativas de elementos e energias

Estudos das abundâncias relativas e espectros de energias das partículas têm sido feitos, desde as primeiras experiências de balão, até ao voo de AMS no vaivém STS-91 em Junho de 1998.

A figura 1.9 mostra as abundâncias relativas de elementos nos raios cósmicos, com energias entre os 70 até 280MeV/núcleo.<sup>[8]</sup>



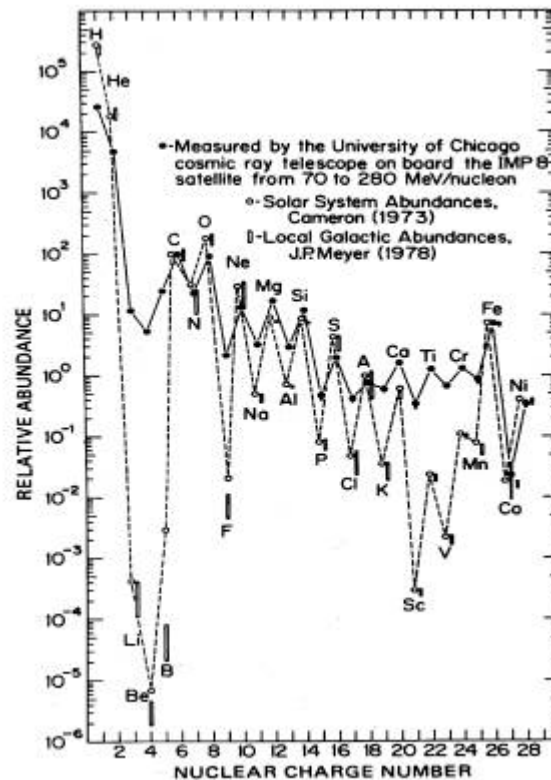


Fig.1. 9- Abundâncias relativas dos elementos nos raios cósmicos.

Algumas observações podem ser feitas à figura 1.9:

- I. de forma geral existe concordância entre as abundâncias medidas nos raios cósmicos e as abundâncias de elementos no sistema solar, mostrando que as fontes de ambos são semelhantes;
- II. existe uma variação pronunciada nas abundâncias dos elementos de  $Z$ -pares e  $Z$ -ímpares, no sistema solar e nos raios cósmicos;
- III. existe um pico na abundância de ferro quer nos raios cósmicos quer no sistema solar;

- IV. o lítio, o berílio e o boro são elementos consideravelmente super-abundantes nos raios cósmicos, assim como os elementos de número atómico de 21 a 25, e como os elementos de  $Z$ -par, relativamente aos seus vizinhos de  $Z$ -ímpar;
- V. o hidrogénio e o hélio têm menor abundância nos raios cósmicos do que no sistema solar, o que sugere que as fontes destes núcleos devem ser diferentes, ou sofrem diferentes processos de aceleração e propagação.

Os itens I, II e III implicam que os elementos mais pesados do que o hélio, existentes nos raios cósmicos foram sintetizados em estrelas, tais como os do sistema solar. O item IV implica que ocorre fragmentação nuclear durante a propagação dos raios cósmicos desde a fonte até à Terra, sendo os núcleos de lítio, berílio e boro, produtos secundários dessa fragmentação.

No entanto fica claramente em aberto uma infinidade de perguntas como por exemplo: quais são e onde estão as reais fontes dos raios cósmicos, quais os processos de aceleração, quais as energias e que tipo de partículas e elementos existem entre a radiação cósmica até hoje observada...

Uma vez que o conhecimento actual e desenvolvimento experimental ainda não permitiram responder a estas questões, continua a ser necessário e a haver entusiasmo para investir no estudo dos raios cósmicos!

No capítulo que se segue far-se-à uma descrição sumária do espectrómetro e dos objectivos da experiência AMS.

## Capítulo 2

---

### 2 O espectrómetro AMS

O “*Alpha Magnetic Spectrometer*” (AMS) vai ser instalado durante três anos na estação espacial internacional, ISS, em 2003. Os seus três principais objectivos reflectem as questões mais fundamentais em Física e Astrofísica:

- *Determinação de existência ou falta de antimatéria no Universo, por detecção de anti-carbono, anti-hélio e núcleos pesados com uma sensibilidade de  $10^4$  superior aos correntes limites;*
- *Estudo de matéria escura que se acredita que corresponda a 90% do Universo;*
- *Estudo da origem e composição dos raios cósmicos e a exploração de fenómenos desconhecidos.*

#### 2.1 Descrição do espectrómetro AMS

O espectrómetro AMS<sup>[9]</sup> vai ser constituído por um detector de radiação de sincrotrão(SRD), um detector de transição de radiação(TRD), um detector de tempo de voo(TOF), um detector de traços(Tracker) que será envolvido por um magnete supercondutor, um detector RICH (Ring Imagining Cherenkov) e um calorímetro, tal como mostra a figura 2.1.

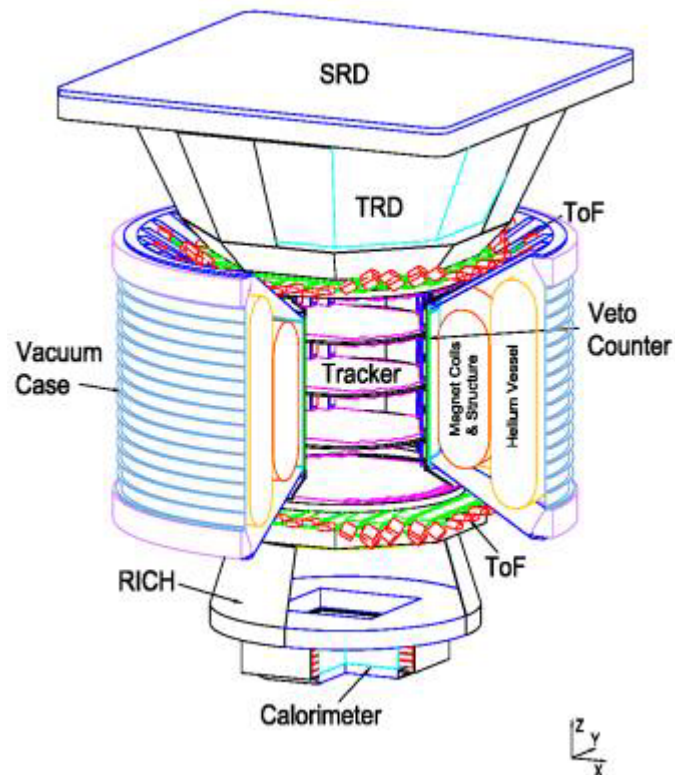


Fig.2. 1- Espectrómetro AMS.

### **SRD**

O detector de sincrotrão será instalado no topo do espectrómetro, para determinar a carga e o momento. O seu princípio de detecção baseia-se na radiação de sincrotrão emitida no campo magnético terrestre por electrões e positrões de altas energias ( $>0.5\text{TeV}$ ) incidentes no espectrómetro.

### **TRD**

O detector de radiação de transição vai ser colocado logo a seguir ao SRD, acima do *tracker* e do TOF. Deverá contribuir para a separação electrão-hadrão, em largas escalas de momento, e proporcionará pontos adicionais para a reconstrução das trajetórias das partículas.

### **TOF**

O detector de tempo de voo será constituído por quatro planos com detectores de cintilação. O seu intuito é fazer a reconstrução da velocidade das partículas que o atravessam.

### **Tracker**

O detector de traços será colocado no interior de um magnete supercondutor, e será constituído por seis ou oito planos duplos de silício, que medindo deposições de energia vão permitir fazer a reconstrução da carga e ter uma resolução de 1% para detecção de momentos acima de 10GeV/c/nucleão.

### **RICH**

O detector RICH vai permitir medir a velocidade das partículas carregadas com uma precisão  $\Delta\beta/\beta = 0.1\%^{[10]}$ , contribuindo para a separação electrão-protão e de isótopos assim como para a procura de antimatéria.

### **Calorímetro**

O calorímetro electromagnético (ECAL) feito de chumbo e fibras de cintilação. Irá medir a energia electromagnética e por isso contribuir para a separação electrão-hadrão.

No capítulo que se segue far-se-à uma descrição mais detalhada do detector RICH da experiência AMS.

## **Capítulo 3**

---

### **3 O detector RICH da experiência AMS**

O detector RICH permite a identificação de partículas carregadas, com base na medição do ângulo de Cherenkov e na contagem de fotoelectrões compatíveis com o padrão de Cherenkov reconstruído.

#### **3.1 *Efeito de Cherenkov***

Os primeiros relatos do efeito de Cherenkov datam de 1910. Marie Curie descobriu que garrafas com soluções concentradas de rádio emitiam uma luz azul. Apenas em 1934 o físico russo P.A. Cherenkov descobriu que obtinha a mesma luz irradiando água pura com raios gama. Uma vez que não se esperava que se observasse efeito de fluorescência na água, S.I. Vavilov (orientador de Cherenkov) sugeriu que essa radiação fosse originada por electrões Compton. Cherenkov desenvolveu um estudo sistemático e verificou que o fenómeno não é isotrópico e que a luz é emitida numa direcção particular. Observou também que não existia uma dependência significativa com a temperatura, como ocorria em substâncias inibidoras de fluorescência, concluindo então que o efeito não era uma propriedade intrínseca do meio atravessado.

A explicação teórica do efeito usando electrodinâmica clássica, foi apresentada em 1937, por I.M. Frank e I.J. Tamm, dois teóricos russos. Eles previram as propriedades como a intensidade absoluta, a dispersão cromática e ângulo de emissão, comprovadas experimentalmente por Cherenkov.

### 3.1.1 Discussão teórica

Uma partícula carregada atravessando um meio dielétrico polariza os átomos desse mesmo meio com índice de refração,  $n$ . Se a partícula incidente for lenta, a polarização é simétrica em torno dos pontos da trajetória da partícula e a interferência entre as frentes de onda é destrutiva. Se a sua velocidade for superior à da luz no meio,  $v_l=c/n$ , as frentes de onda geradas em volta de cada ponto do percurso da partícula, criam uma interferência construtiva e radiação coerente com uma abertura angular em relação à direcção da partícula incidente, é emitida.<sup>[11]</sup>

Na figura 3.1, a construção de Huygen ilustra a coerência das frentes de onda. Existe coerência sempre que a partícula atravessa de A para B no mesmo tempo,  $\tau$ , em que a luz percorre AC. Sendo a velocidade da partícula  $v_p=\beta c$ , onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo, a distância AB é dada por  $v_p\tau$  e  $AC=v_l\tau$ . Da relação<sup>[12]</sup>

$$\tau = \frac{v_p}{AB} = \frac{v_l}{AC} \quad [3. 1]$$

extrai-se directamente a relação de Cherenkov,

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}. \quad [3. 2]$$

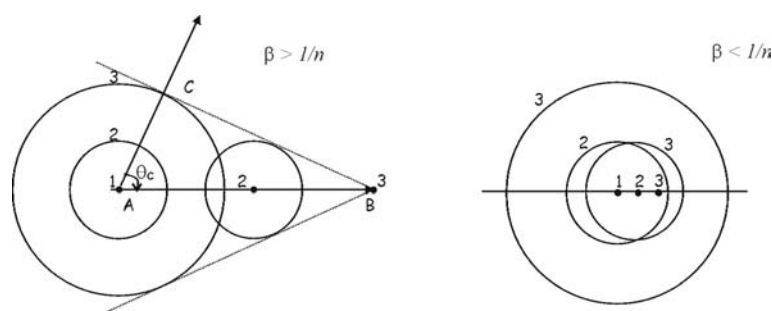


Fig.3. 1- Construção de Huygen. Expansão das frentes de onda esféricas em três instantes de tempo.

A energia emitida por unidade de comprimento e por intervalo de frequência,  $d\omega$ , por uma partícula de carga,  $Ze$ , é dada por: <sup>[13]</sup>

$$\frac{dE}{dx d\omega} = \frac{Z^2 r_e m e^2}{c^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega \quad [3. 3]$$

onde  $r_e$  é o raio clássico e  $m$  é a massa do electrão. Note-se que a energia radiada aumenta linearmente com a frequência e com o quadrado da carga eléctrica da partícula.

Uma vez que a energia de cada fotão é

$$E_\gamma = h\nu = \hbar\omega \quad [3. 4]$$

e que  $N_\gamma^{rad}$  é o número total de fotões radiados, a energia total radiada é dada por,

$$E = N_\gamma^{rad} E_\gamma \Rightarrow dE = E_\gamma dN_\gamma^{rad} \quad [3. 5]$$

Rescrevendo a equação 3.3, obtemos facilmente o número de fotões radiados por unidade de comprimento e por intervalo de frequência,

$$\frac{\hbar\omega dN_\gamma^{rad}}{dx d\omega} = \frac{Z^2 r_e m e^2}{c^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega \quad [3. 6]$$

Ou seja,

$$\frac{dN_\gamma^{rad}}{dx d\omega} = \frac{Z^2 r_e m e^2}{\hbar c^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad [3. 7]$$

em que  $\hbar = h/2\pi$  e  $h$  é a constante de Planck.



Utilizando ainda a relação

$$\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda} \Rightarrow d\omega = 2\pi c \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad [3. 8]$$

podemos escrever o número de fótons radiados em termos do comprimento de onda:

$$\frac{dN_{\gamma}^{rad}}{dx d\lambda} = 2\pi \frac{Z^2 r_e m e^2}{\hbar c} \frac{1}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad [3. 9]$$

O número total de fótons radiados por unidade de comprimento é então obtido por integração da equação 3.9, em todo o espectro de comprimentos de onda

$$\frac{dN_{\gamma}^{rad}}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad [3. 10]$$

em que  $\alpha = r_e m e^2 / \hbar c$  é a constante de estrutura fina.

Na prática, o número total de fótons radiados por unidade de comprimento é apenas calculado no intervalo de comprimentos de onda detectáveis pelos fotomultiplicadores. Se a variação de  $n(\lambda)$  for suave nesse intervalo, é lícito tomar-se um valor médio para o factor de  $\beta n$ , igual ao valor médio do seno quadrado do ângulo de Cherenkov:

$$\left\langle 1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2} \right\rangle = \langle 1 - \cos^2 \theta_c \rangle = \langle \sin^2 \theta_c \rangle \quad [3. 11]$$

tendo em conta a relação 3.2.

Desta forma o número de fótons radiados por unidade de comprimento é dado por:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha Z^2 \langle \sin^2 \theta_c \rangle \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad [3.12]$$

Assim, o número de fótons de Cherenkov radiados por unidade de comprimento, por prótons de velocidade muito elevada, com  $\beta=1$ , pode ser calculado para diferentes materiais, como mostra a tabela III.I, para o intervalo de comprimentos de onda compreendido entre  $\lambda_1=200nm$  e  $\lambda_2=700nm$ .

Material	$n$	$\langle \sin^2 \theta_c \rangle$	dN/dx
Aerogel	1.035	0.0665	24.6
Água	1.33	0.4347	160.8
Plexiglass	1.5	0.5556	205.6

Tabela III. I- Variação do número de fótons de Cherenkov radiados em função do índice de refração do meio radiador, para o intervalo de comprimentos de onda compreendido entre  $\lambda_1=200nm$  e  $\lambda_2=700nm$ .

### 3.2 Descrição do Detector

O detector RICH da experiência AMS mede a velocidade das partículas carregadas que nele incidem com uma resolução  $\Delta\beta/\beta \approx 10^{-3}$  [10,14]. A figura 3.2.1 mostra um desenho do detector. A maior limitação no design do detector é ter a menor contribuição na quantidade de matéria atravessada e estar numa região de campo magnético não uniforme. Contudo o plano de detecção foi colocado na parte de baixo do detector onde o campo magnético é mais fraco (cerca de 250G).

Como se pode ver na figura, a geometria do RICH tem uma forma com um raio superior de 56.8cm, uma altura de meio metro e um raio inferior de 67cm.

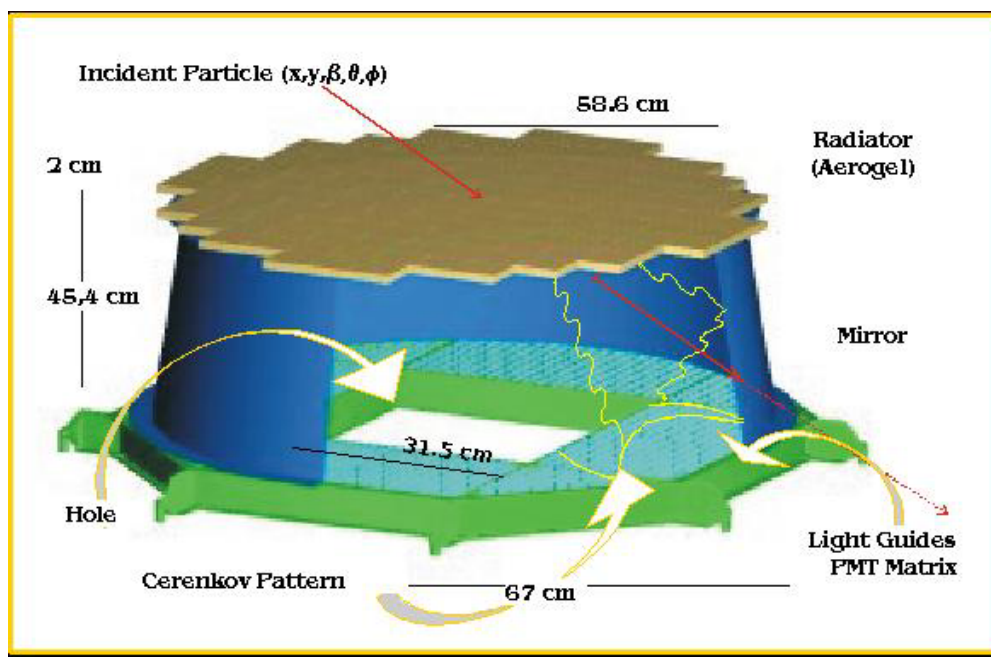


Fig.3. 2- Detector RICH da experiência AMS.

No topo tem um radiador de aerogel com 2cm de altura. O índice de refração do aerogel é de 1.035, de forma a favorecer a identificação de partículas com momentos elevado. O radiador tem uma claridade de  $0.011\mu m^4 cm^{-1}$ , pelo que os fotões gerados podem ser dispersos contribuindo para ruído de fundo na reconstrução do ângulo de Cherenkov e na reconstrução da carga.

Como o objectivo de aumentar a eficiência do detector, o RICH está envolvido num espelho cónico com reflectividade de 0.9, de forma a reflectir

para dentro do plano de detecção os fótons de Cherenkov que seriam radiados para fora das dimensões do detector.

O plano de detecção é constituído por uma matriz de guias de onda que tem como função colectar e conduzir os fótons que tocam o plano para dentro da área útil dos fotomultiplicadores, como mostra a figura 3.3.

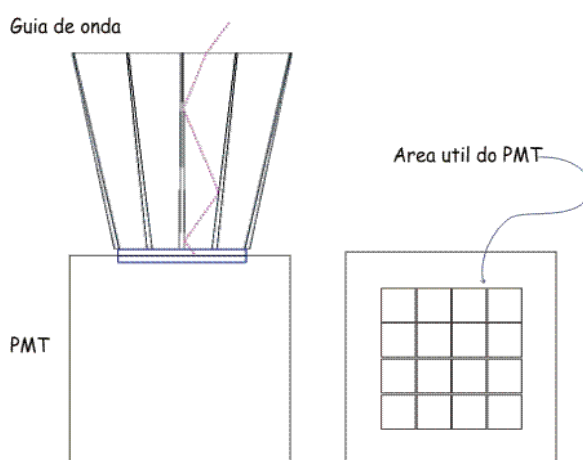


Fig.3. 3- Esquema de um guia de onda. O fóton é conduzido por reflexão interna até à área útil do fotomultiplicador. Cada fotomultiplicador tem 16 pixéis com 4x4mm.

A rede de fotomultiplicadores terá cerca de 1200 fotomultiplicadores com 16 pixéis de 4x4mm cada um. Na zona central, correspondente à aceitação do calorímetro electromagnético, o plano de detecção não estará equipado de fotomultiplicadores. Essa zona inactiva do plano de detecção é um quadrado de 31.5cm de lado, como se pode ver na figura 3.2.

A próxima secção descreve de forma abreviada o método de reconstrução do ângulo de Cherenkov utilizado para a reconstrução da carga no detector RICH<sup>[15]</sup>.

### 3.3 Reconstrução do ângulo de Cherenkov.

Tendo em conta a relação de Cherenkov,

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}.$$

para o radiador de aerogel com índice de refração de 1.035, dependendo da velocidade da partícula incidente, o ângulo de Cherenkov pode tomar todos os valores entre 0 e  $\theta_{max} = \arccos(1/n) = 14.95^\circ$ .

Assim, para fazer a reconstrução do ângulo de Cherenkov utilizou-se um método que consiste em três etapas fundamentais:<sup>[15]</sup>

- 1°. Traçamento do padrão definido pela intersecção do cone de fótons com a matriz de detecção, para vários ângulos permitidos pela relação de Cherenkov;
- 2°. Minimização da função  $\chi^2$  das distâncias,  $d_i(\theta_c)$ , dos pixéis irradiados pelos fótons aos padrões arbitrados.
- 3°. Escolha do valor de  $\theta_c$  que melhor ajusta o padrão de pixéis irradiados.

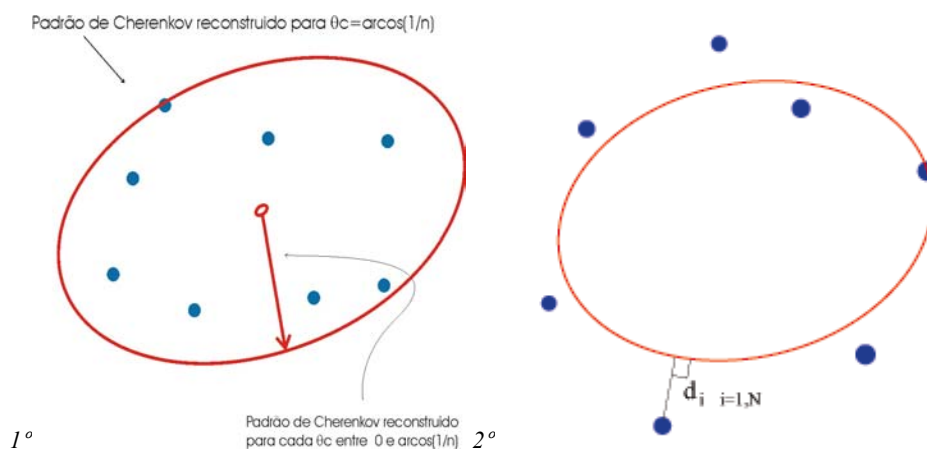


Fig.3. 4- Reconstrução do padrão de Cherenkov. Representação da distância  $d_i$  a minimizar.

A equação 3.13 mostra a função  $\chi^2$ ,

$$\chi^2(\theta_c) = \frac{1}{N_{\text{pixeis}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{pixeis}}} \text{dist}_i^2(\theta_c) \quad [3.13]$$

onde  $N'_{\text{pixeis}}$  é o número de pixéis compatíveis com o padrão reconstruído.

A figura 3.5 mostra os resultados da reconstrução do ângulo de Cherenkov para protões, hélios, lítios e berílios incidentes no detector RICH com momento de 8GeV/c por nucleão.

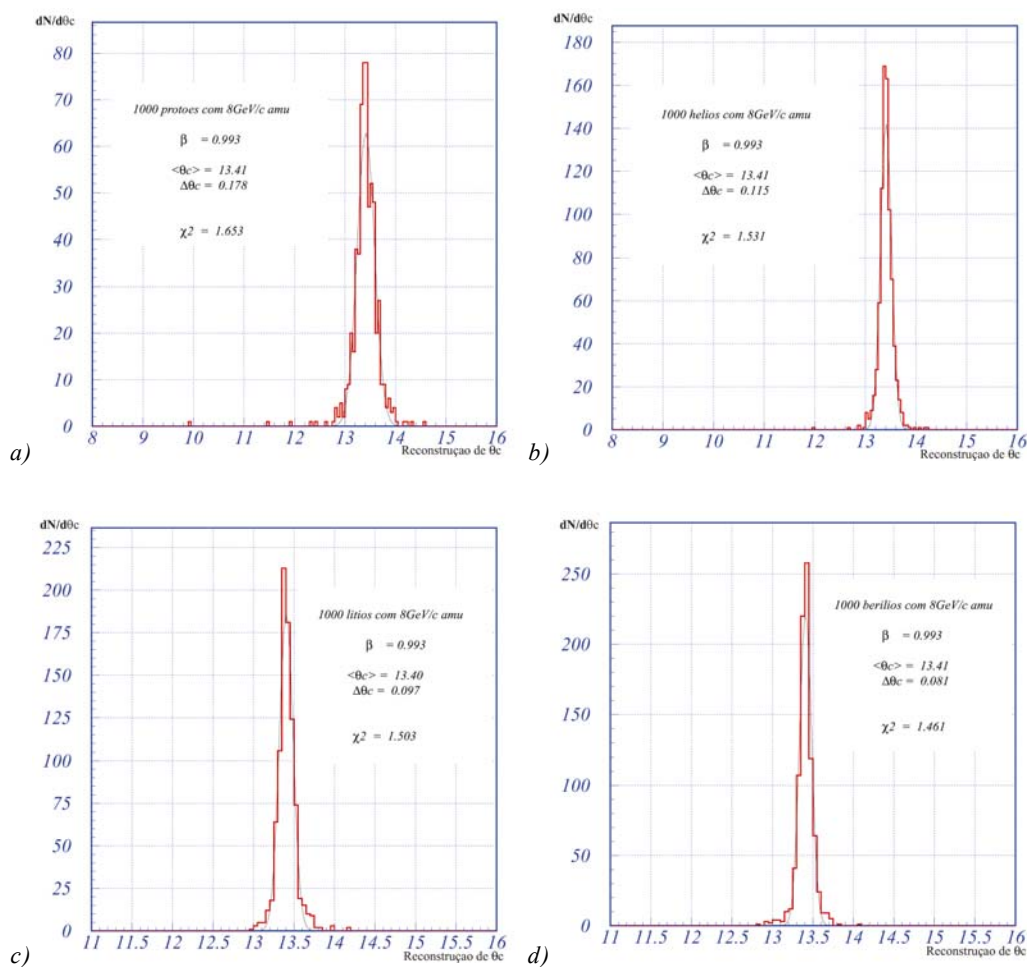


Fig.3. 5- Reconstrução do ângulo de Cherenkov para a) protões, b) hélios, c) lítios e d) berílios com 8GeV/c por nucleão.

## Capítulo 4

---

### 4 Simulação e geração de eventos

Este capítulo tem como objectivos: 1º descrever a geração dos eventos utilizados na reconstrução da carga, e 2º descrever a simulação do guia de onda que foi realizada utilizando GEANT3.

#### 4.1 Geração de eventos na simulação do detector RICH

Os eventos utilizados na reconstrução da carga foram gerados de acordo com uma distribuição isotrópica em cosseno do ângulo de incidência no espectrómetro, homogénea em x e y, e submetidos à aceitação de AMS. Desta forma as distribuições no cosseno e do ângulo de incidência no RICH,  $\theta$ , são uma modulação das distribuições iniciais. A figura 4.1 mostra a distribuição dos eventos no plano do radiador do detector RICH.

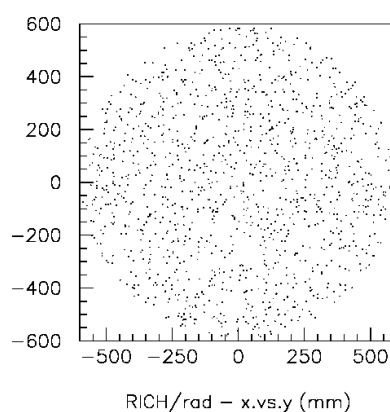


Fig.4. 1- Distribuição em x e em y dos eventos incidentes no plano do radiador do detector RICH.

Na figura 4.2 *a)* e *b)* estão representadas as distribuições no cosseno e no ângulo de incidência à entrada de AMS, e em *c)* e *d)* as distribuições do cosseno de  $\theta$  e do ângulo  $\theta$  após a modulação pela aceitação do espectrômetro, à entrada do RICH.

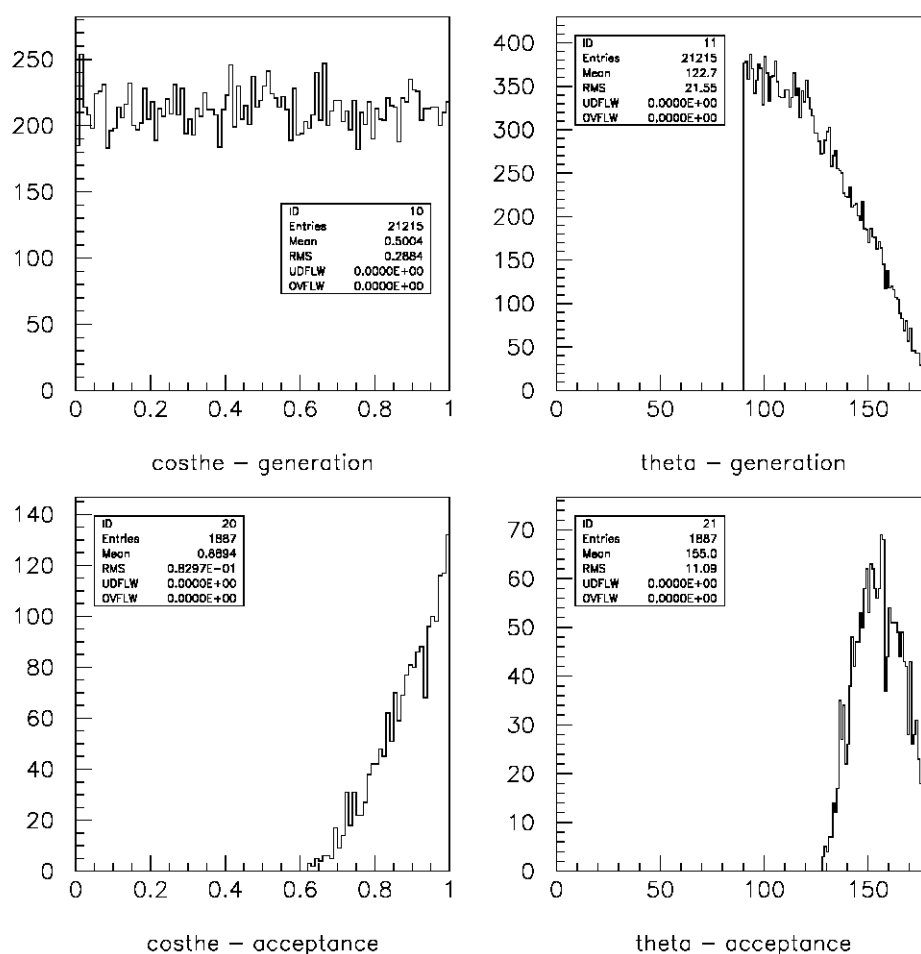


Fig.4. 2- *a)* Distribuição do cosseno do ângulo de incidência em AMS,  $\theta$ , das partículas geradas; *b)* Distribuição do ângulo  $\theta$  das partículas geradas; *c)* Distribuição do cosseno de  $\theta$  das partículas que chegam ao RICH; *d)* Distribuição do ângulo de incidência das partículas no RICH. Nas figuras 4.1.3 *b)* e *d)*, o ângulo  $\theta$  está representado em relação ao referencial do espectrômetro.



## 4.2 Simulação do Guia de onda

Para compreender o comportamento do guia de onda foi desenvolvido um programa de simulação em GEANT 321, que se processa em três fases fundamentais:

- 1- Geração de fótons de Cherenkov
- 2- Descrição da geometria e materiais do guia de onda
- 3- Traçamento do percurso de cada fóton e contagem dos fótons no cátodo

A seguir faz-se a descrição de cada uma destas fases.

### Geração de fótons de Cherenkov

Os fótons de Cherenkov foram gerados segundo uma dispersão cromática de  $1/\lambda^2$ , figura 4.3, com uma distribuição isotrópica no ângulo de incidência no guia de onda,  $\theta_\gamma$ , e homogénea em x e em y, como mostram as figuras 4.4 e 4.5.

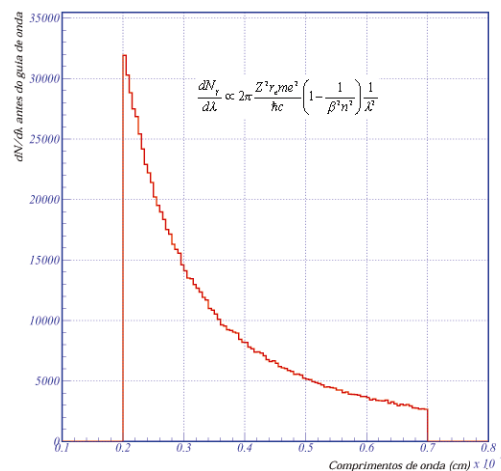


Fig.4. 3- Dispersão cromática dos fótons de Cherenkov simulados à entrada do guia de onda.



Fig.4. 4- Distribuição do ângulo de incidência dos fótons de Cherenkov na base do guia de onda.  $\theta\gamma$ .

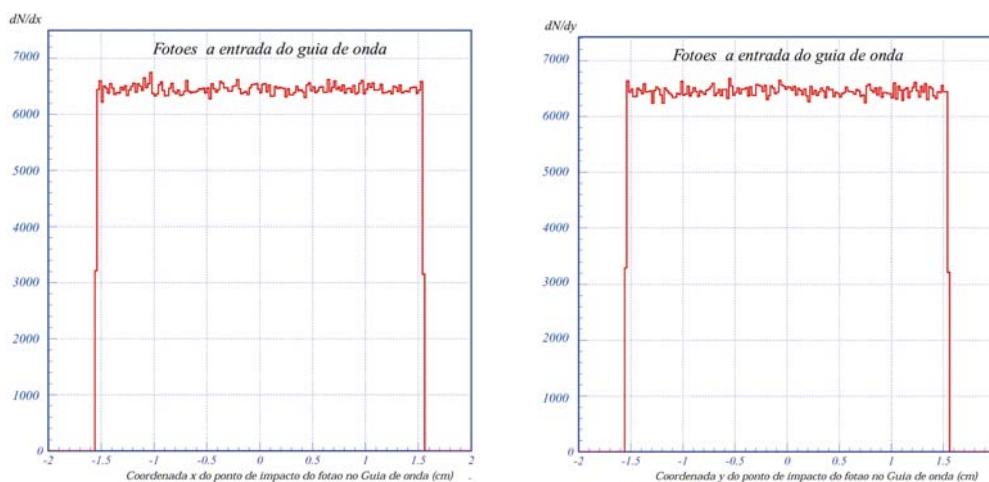


Fig.4. 5- Distribuição dos fótons de Cherenkov em x e em y no guia de onda.

### **Geometria do guia de onda**

O guia de onda simulado é constituído por dezasseis blocos de plexiglass C5H8O2, com índice de refração de 1.5 e contém ar nos espaços entre os blocos. Tem uma forma trapezoidal com 3.1cm de largura de topo, 3.0cm de altura e 1.81cm de largura inferior.

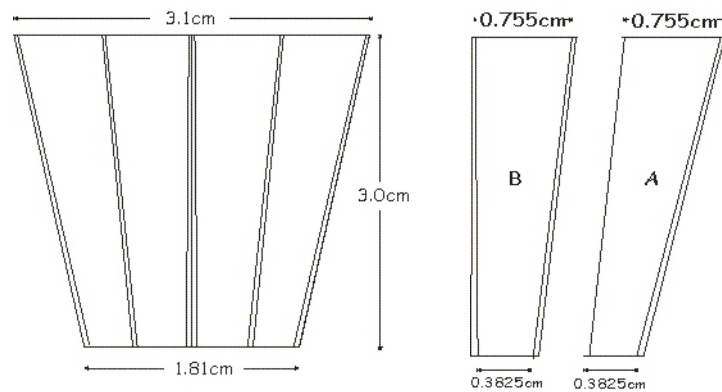


Fig.4. 6– Geometria do guia de onda.

Abaixo do guia de onda o cátodo foi preenchido de um material puramente absorvedor de forma a que todos os fotões que atravessarem o guia de onda sejam parados e contados.

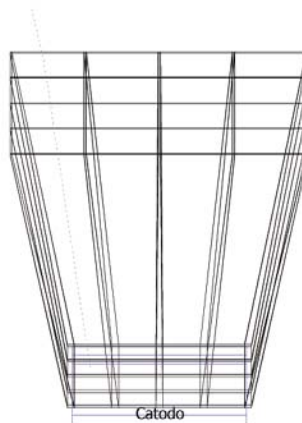


Fig.4. 7- Geometria do guia de onda a três dimensões.

### **Contagem e análise dos fotões no cátodo**

Após a irradiação do guia de onda com os fotões de Cherenkov, estudou-se as distribuições do ponto de impacto  $(x,y)$ , ângulo de incidência,  $\theta$ , comprimento de onda dos fotões contados no cátodo. Por análise e comparação das distribuições antes e depois dos fotões atravessarem o guia

conclui-se que a eficiência do guia de onda não é função do comprimento de onda, e que dependia significativamente do ângulo de incidência, tal como mostram as figuras 4.8 e 4.9.

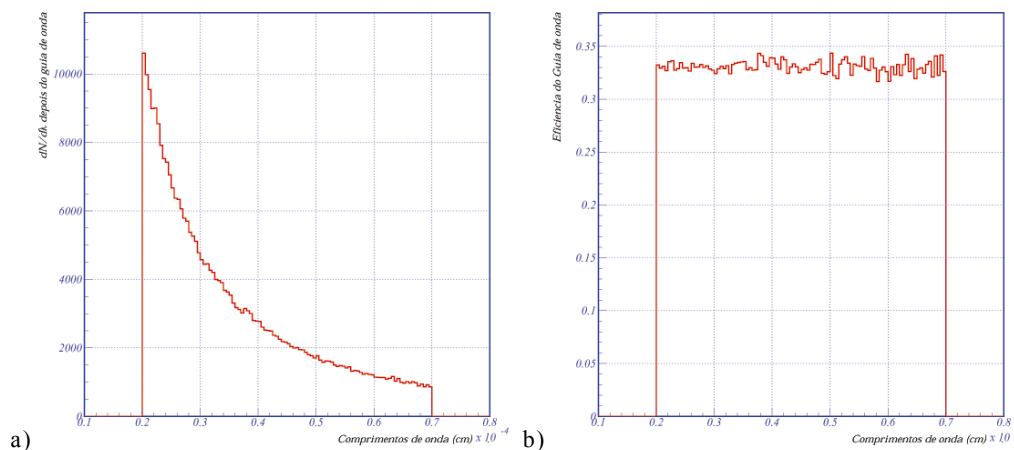


Fig.4. 8– a) Distribuição dos comprimentos depois da passagem no Guia de onda; b) Eficiência do Guia de onda em função do comprimento de onda dos fótons de Cherenkov.

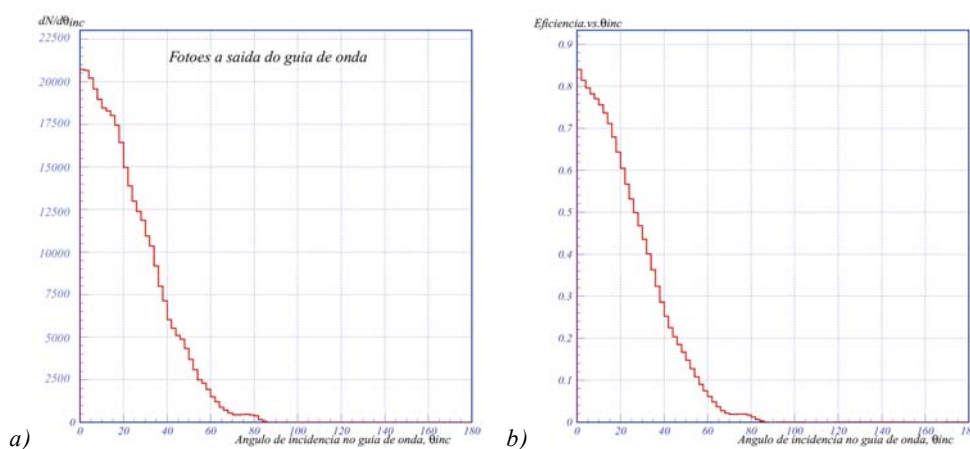


Fig.4. 9-a) Distribuição do ângulo de incidência no guia, dos fótons contados no cátodo; b) Eficiência do Guia de onda em função do ângulo de incidência dos fótons de Cherenkov no guia de onda.

O capítulo que se segue descreve o método utilizado para fazer a reconstrução da carga das partículas gerada segundo a aceitação de AMS (secção 4.1).

## **Capítulo 5**

---

### **5 Reconstrução da carga no detector RICH**

Para se fazer a determinação da carga de cada partícula incidente é importante calcular com precisão a eficiência de cada processo físico envolvido na detecção dos fótons de Cherenkov, ou seja estimar a probabilidade de cada fóton de Cherenkov ser detectado.

Neste capítulo far-se-à a descrição do método desenvolvido para fazer a reconstrução da carga, detalhando pormenorizadamente o cálculo de todos os factores de eficiência.

#### **5.1 Descrição do método**

Dos fótons radiados, apenas parte chega à matriz de fotomultiplicadores onde são convertidos em fotoelectrões.

As razões para a perda dos restantes fótons são as seguintes:

- 1) Absorção no radiador,
- 2) Reflexão total na transição radiador-ar,
- 3) Refracção nas paredes laterais do radiador,
- 4) Absorção no espelho cónico,
- 5) Incidência na zona passiva do plano de detecção,

- 6) Reflexão na superfície do guia de onda,
- 7) Retro-reflecção nas paredes do guia de onda,
- 8) Transmissão entre guias de onda,
- 9) Eficiência quântica dos fotomultiplicadores.

Assim, o número de fotoelectrões detectados,  $N_{p.e.}$ , é proporcional ao número de fotões radiados,  $N_{\gamma}^{rad}$ , corrigido acontecimento a acontecimento pelo factor de eficiência total,  $\mathcal{E}_{TOT}$ ,

$$N_{p.e.} = N_{\gamma}^{rad} \cdot \mathcal{E}_{TOT} \quad [5. 1]$$

em que, o número total de fotões radiados por uma partícula de carga  $Z$  que atravessa um meio radiador de espessura  $\Delta l$  é

$$N_{\gamma}^{rad} = \frac{2\pi\alpha}{hc} Z^2 \langle \sin^2 \theta_c \rangle \Delta l \quad [5. 2]$$

A eficiência total é dada pela convolução de todos os factores associados às causas de ineficiência atrás enumerados, como se mostra na equação 5.3:

$$\mathcal{E}_{TOT} = \mathcal{E}_{Acc} \mathcal{E}_{RAD} \mathcal{E}_{LG} \mathcal{E}_{PMT} \quad [5. 3]$$

onde  $\mathcal{E}_{Acc}$  é a aceitância geométrica do padrão de fotões,  $\mathcal{E}_{RAD}$  é a eficiência associada à probabilidade de um fotão atravessar o radiador sem interagir,  $\mathcal{E}_{GO}$  é a eficiência do guia de onda e  $\mathcal{E}_{PMT}$  é a eficiência dos fotomultiplicadores.

O número total de fotoelectrões pode ser parametrizado na seguinte forma:

$$N_{p.e.} = \frac{2\pi\alpha}{hc} Z^2 \sin^2 \theta_c \Delta l \cdot \mathcal{E}_{Acc} \mathcal{E}_{RAD} \mathcal{E}_{LG} \mathcal{E}_{PMT} \quad [5. 4]$$

Calculados todos os factores de eficiência, a carga da partícula incidente,  $Z$ , é apenas uma função do ângulo de Cherenkov,

$$Z^2 \propto \frac{N_{\gamma}^{rad}}{\Delta L} \frac{1}{\sin^2 \theta_c} \propto \frac{N_{p.e}}{\epsilon_{TOT}} \frac{1}{\Delta L} \frac{1}{\sin^2 \theta_c} \quad [5. 5]$$

Reconstruído o ângulo de Cherenkov, a reconstrução da carga eléctrica da partícula incidente baseia-se na determinação do número total de fotões de Cherenkov gerados no radiador de aerogel com índice de refração de 1.035. Tendo em conta os vários parâmetros enunciados pela equação 5.4, o método utilizado consiste em três passos fundamentais:

- A contagem do número de fotoelectrões compatíveis com o padrão de Cherenkov ( $N_{p.e}$ );
- O cálculo da eficiência total de detecção ( $\epsilon_{TOT}$ );
- A normalização ao comprimento de radiador atravessado pela partícula ( $\Delta L$ ).

Nas secções que se seguem serão detalhados estes pontos.

## ***5.2 Contagem do número de fotoelectrões compatíveis com o padrão de Cherenkov***

Com base na informação da direcção e do ponto de impacto da partícula incidente, fornecidos pelo sistema de traços de AMS e na reconstrução do ângulo de Cherenkov, é possível definir o padrão de fotões radiados.

Para se proceder à contagem do número de fotoelectrões provenientes de fotões radiados pela partícula incidente e que não tenham sido dispersos, deve em primeiro lugar definir-se um critério de selecção. Assim tendo em conta a largura própria do padrão de Cherenkov devida à espessura de radiador atravessada pela partícula e as dimensões dos PMT com 16 pixéis de  $4 \times 4 \text{ mm}$ , definiu-se uma janela de aceitação de  $\chi^2 \leq 5 \text{ cm}^2$ .

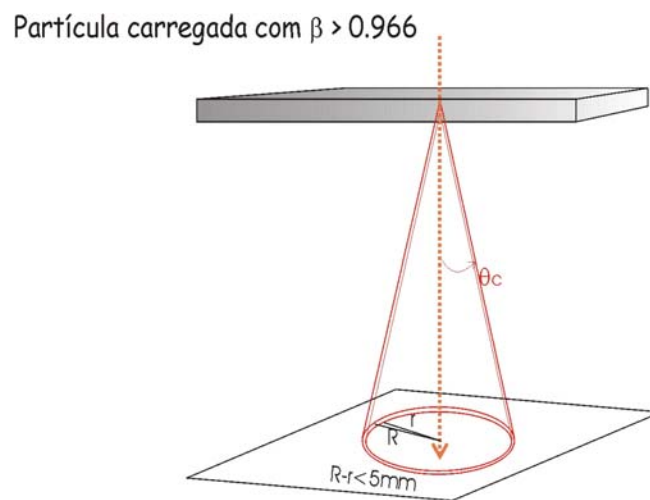


Fig.5. 1– Emissão de Cherenkov num radiador com claridade finita. A distribuição angular da intensidade da luz não é uma função  $\delta$  para o ângulo de Cherenkov, mas tem uma largura devida à espessura do radiador atravessada pela partícula carregada.

Desta forma a contagem dos fotoelectrões faz-se adicionando o número de fotoelectrões de cada um dos pixéis existentes dentro da janela de  $\chi^2$  definida.



### 5.3 Cálculo das eficiências

#### 5.3.1 Aceitação Geométrica

A aceitação geométrica é a medida da fracção de fotões radiados que são detectados na matriz dos fotomultiplicadores, i.e., a fracção de fotões que não é perdida por reflexão total na fronteira do radiador, por refacção na parede lateral do radiador, por absorção no espelho cónico, ou por incidência na zona passiva do detector.

A figura 5.2. *a)* mostra um esboço do padrão de Cherenkov gerado por uma partícula incidente cujo ponto de impacto no radiador é  $(x,y)$  e cuja direcção é  $(\theta,\phi)$ . Assim, a fracção de fotões directamente incidentes na matriz dos PMT's,  $Dir_{Acc}$ , corresponde na figura à parte do padrão a liso, a fracção de fotões incidentes no espelho,  $Mir_{Acc}$ , está representada a tracejado, e a fracção perdida na zona passiva está representada a ponteadado.

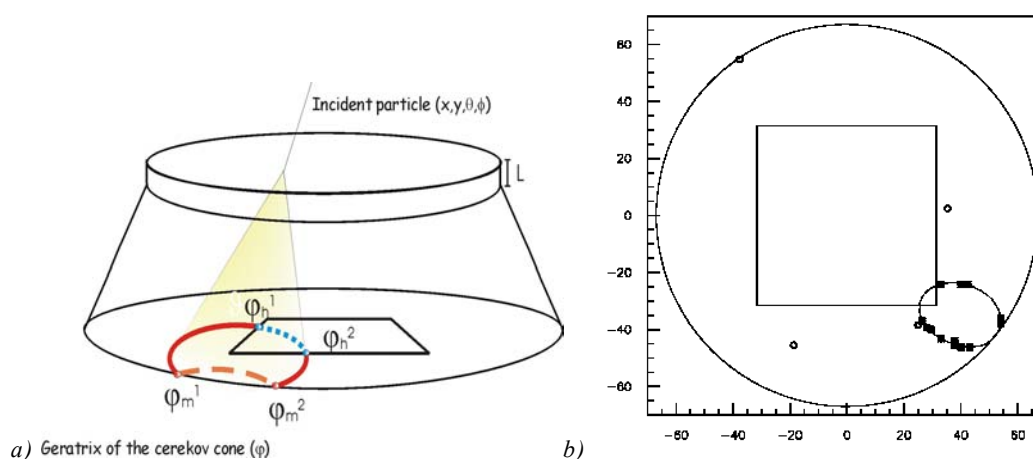


Fig.5. 2- *a)* Esboço de um padrão de Cherenkov, onde  $\varphi_h^i$  são os limites de visibilidade do padrão de Cherenkov por intersecção com a zona inactiva da matriz de detecção e  $\varphi_m^i$  são os limites de intersecção do padrão de Cherenkov com o espelho cónico lateral. *b)* Padrão de Cherenkov obtido no RICH.

A aceitância geométrica do acontecimento consiste na soma da fracção de fotões directamente incidentes na matriz dos PMT's,  $Dir_{Acc}$ , com a fracção de fotões incidentes no espelho ( $Mir_{Acc}$ ) ponderada pela reflectividade do espelho,  $\rho$ ,

$$\mathcal{E}_{Geo} = Dir_{Acc} + \rho Mir_{Acc} \quad [5. 6]$$

Dada a isotropia azimutal da radiação de Cherenkov, as fracções  $Dir_{Acc}$  e  $Mir_{Acc}$  são dadas pelas diferenças entre os ângulos azimutais dos pontos de intersecção do cone de Cherenkov com a zona passiva ou com o espelho,  $\varphi_h$  ou  $\varphi_m$ , respectivamente. Assim,

$$Dir_{Acc} = \frac{2\pi - (\varphi_h^2 - \varphi_h^1)}{2\pi} \quad e \quad Mir_{Acc} = \frac{(\varphi_m^2 - \varphi_m^1)}{2\pi}. \quad [5. 7]$$

Se houver raízes de intersecção do cone de Cherenkov com as paredes laterais do radiador ou reflexão total na passagem do aerogel para o ar, o padrão é aberto, tal como se representa na figura 5.3.

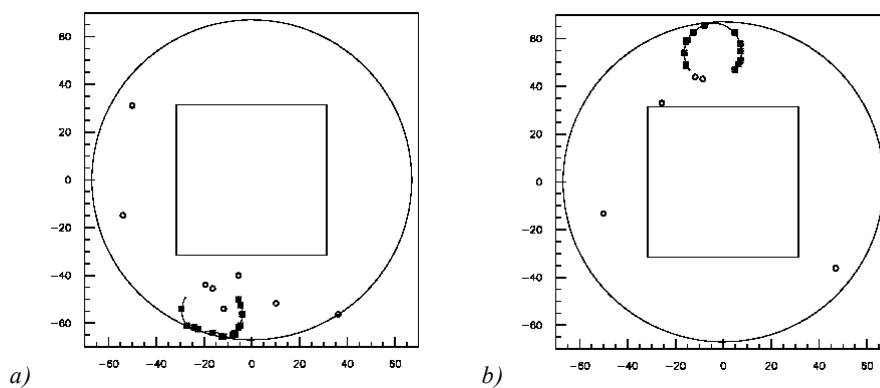


Fig.5. 3- Padrões de Cherenkov com intersecção no radiador - figuras abertas. a) com 34.1% de parte invisível, 14.3% de parte directa e 51.6% de parte reflectida. b) com 27.9% de parte invisível e com 72.1% de parte reflectida.

A figura que se segue mostra a distribuição da aceitação geométrica calculada acontecimento a acontecimento.

$$\varepsilon_{Geo} = \frac{\Delta\varphi^{Dir} + \rho \cdot \Delta\varphi^{Mir}}{2\pi} \quad [5. 8]$$

Pode verificar-se que 50% dos eventos tem uma aceitação geométrica superior a 90%. Os outros eventos estão distribuídos por aceitações inferiores tomando valores acima de 15%.

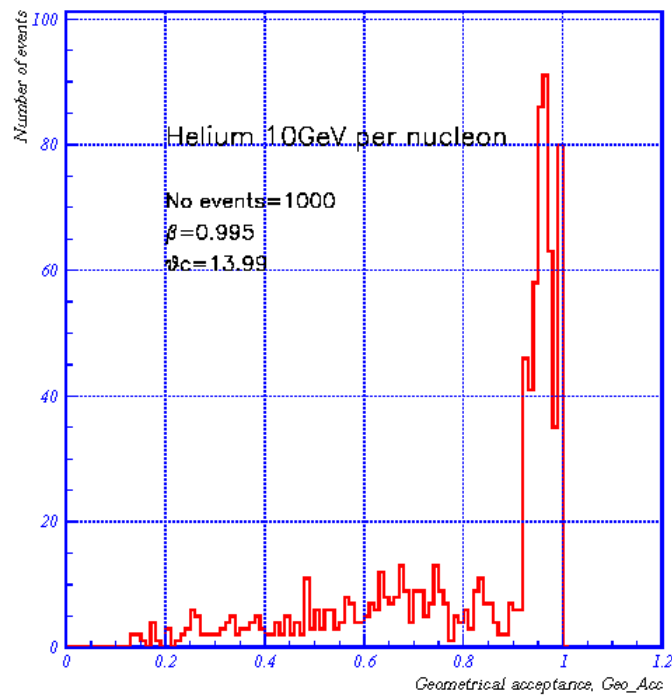


Fig.5. 4- Distribuição da aceitação geométrica para uma amostra de mil Hélios gerados de acordo com a aceitação de AMS, com momento de 10GeV/c amu.

O cálculo da aceitação geométrica foi comparado com os resultados da simulação do RICH. Assim, sendo  $N_{\gamma}^{rad}$  o número de fótons radiados por uma

dada partícula tem-se que o número de fótons que incidem na zona activa do detector é dado por:

$$N_{\gamma}^{base} = N_{\gamma}^{rad} \epsilon_{Geo} = N_{\gamma}^{rad} (Dir_{Acc} + \rho \cdot Mir_{Acc}) \quad [5. 9]$$

Tendo em conta que o número de fótons reflectidos é dado por:

$$N_{\gamma}^{refl} = N_{\gamma}^{rad} \rho \cdot Mir_{Acc} \quad [5. 10]$$

a percentagem dos fótons na zona activa que foram reflectidos no espelho é dada por:

$$\frac{N_{\gamma}^{refl}}{N_{\gamma}^{base}} = \frac{\rho \cdot Mir_{Acc}}{Dir_{Acc} + 0.9 \cdot Mir_{Acc}} \quad [5. 11]$$

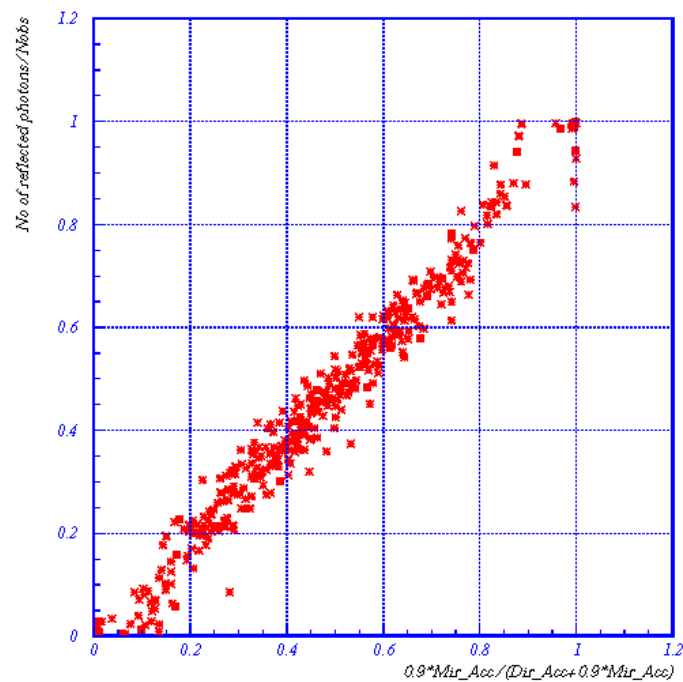


Fig.5. 5- Concordância entre a aceitação geométrica de espelho calculada e a aceitação de espelho dada pela simulação.

O gráfico da figura 5.5 tem representado no eixo das ordenadas os valores da percentagem de fotões reflectidos obtidos na simulação, e no eixo das abcissas tem o valor da percentagem obtido pelo cálculo da reconstrução dado na equação 5.11. A figura mostra que o cálculo da aceitância do espelho está em concordância com os resultados da simulação.

### 5.3.2 Eficiência do Radiador

Ao atravessarem o radiador, os fotões de Cherenkov radiados podem interagir com o meio de aerogel, sofrendo dispersão de Rayleigh ou absorção. A probabilidade do fotão passar através do meio sem interagir,  $p_{non\_int}$ , depende do comprimento de aerogel percorrido,  $L_\gamma$ , e do comprimento de interacção do meio,  $\lambda_{int}$ .

$$p_{non\_int} = e^{-\frac{L_\gamma}{\lambda_{int}}} \quad [5. 12]$$

Os fotões de Cherenkov são radiados uniformemente ao longo da trajectória da partícula. Assim se a distância que cada fotão pode percorrer no radiador for muito inferior ao comprimento de interacção, ele terá uma probabilidade muito elevada de atravessar o radiador sem interagir.

### Cálculo de comprimento de interacção

A interacção dos fotões com o meio é uma função do comprimento de onda,  $\lambda$ . Pelo que o comprimento de interacção tem uma dependência em  $\lambda$  do tipo,

$$\lambda_{int} = A\lambda^4 + B\lambda^2 \quad [5. 13]$$

onde A e B são os coeficientes relativos à dispersão de Rayleigh e à absorção<sup>[16]</sup>, respectivamente. No entanto, o comprimento de interacção por absorção é da ordem de 100 vezes superior ao comprimento de interacção por dispersão, o que justifica que  $B\lambda^2$  possa ser desprezado face ao primeiro termo. Ou seja:

$$\lambda_{int} \approx A\lambda^4 \quad [5. 14]$$

O aerogel simulado tem uma claridade,  $C=A^{-1}$ , de  $0.011\mu m^4 cm^{-1}$ .

No entanto, considerou-se lícito fazer-se um ajuste ao comprimento de interacção médio para o aerogel com índice de refração  $n=1.035$ . Assim, o valor médio do comprimento de interacção foi calculado tomando valores da razão:

$$\frac{N_{obs}^{nscat}}{N_{\gamma}^{rad}} = f(\lambda_{int}) \quad [5. 15]$$

para partículas incidentes simuladas com diferentes pontos de impacto, diferentes ângulos de incidência e cargas. Na equação anterior  $N_{obs}^{nscat}$  é o número de fotões de Cherenkov que não sofreram dispersão de Rayleigh e que são observados à saída do radiador e a função  $f(\lambda_{int})$  é a fracção esperada de fotões que não interagem de acordo com o modelo de interacção.

O valor médio de comprimento de interacção ajustado de forma a que a igualdade 5.15 fosse mantida foi

$$\langle \lambda_{int} \rangle = 1.125cm. \quad [5. 16]$$

A figura 5.6 mostra a probabilidade do fotão não interagir em função da distância atravessada, para o comprimento de interacção de 1.125cm.

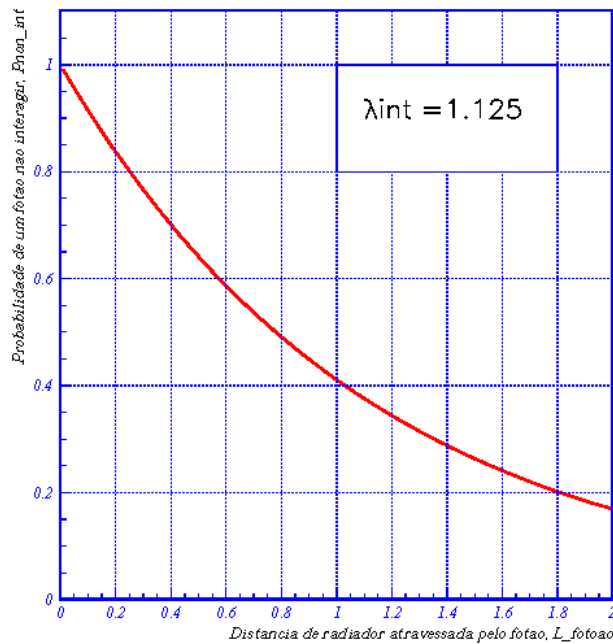


Fig.5. 6- Probabilidade de um fóton atravessar o radiador de aerogel sem interagir, para um comprimento de interação médio,  $\lambda_{int} = 1.125\text{cm}$ , versus a distância que o fóton percorre.

### **Cálculo do comprimento percorrido por cada fóton.**

A distância que cada fóton percorre no radiador é função de:

1. Direcção ( $\theta$ ) e ponto de impacto da partícula incidente;
2. Ângulo de Cherenkov ( $\theta_c$ );
3. Ponto de geração ( $z_v$ ) e do ângulo  $\varphi$  do fóton.

A figura 5.7 mostra o desenho geométrico utilizado para fazer o cálculo da distância  $L_\gamma$ , onde estão representadas todas as variáveis intervenientes.

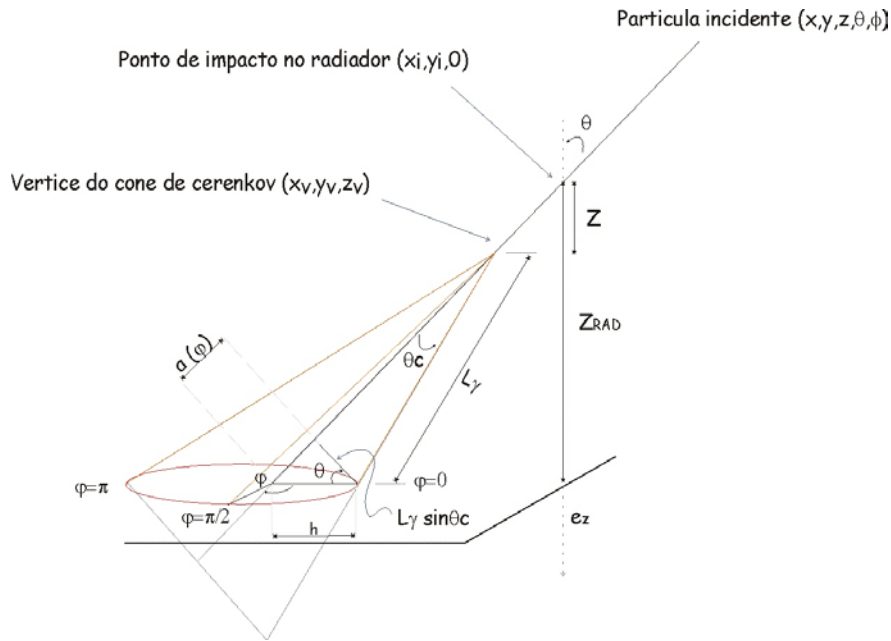


Fig.5. 7– Representação do cone de fótons radiados por uma partícula.

Assim observando a figura pode verificar-se que:

$$\begin{cases} h \cdot \cos \theta = L_{\gamma} \cdot \sin \theta_c \\ h \cdot \sin \theta = a(\varphi) \end{cases} \quad [5. 17]$$

sendo,

$$a(\varphi) = \alpha(\varphi) \cdot L_{\gamma} \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \sin \theta_c \quad [5. 18]$$

Analisando  $a(\varphi)$  para diferentes valores de  $\varphi$ , obtém-se as seguintes equações:

$$\varphi = 0 : \quad a(0) = L_{\gamma} \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \sin \theta_c \quad [5. 19]$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2} : \quad a\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0 \quad [5. 20]$$

$$\varphi = \pi : \quad a(\pi) = - L_{\gamma} \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \sin \theta_c \quad [5. 21]$$



de onde se extrai a parametrização da função  $\alpha(\varphi)$ :

$$\alpha(\varphi) = \cos \varphi \quad [5.22]$$

E finalmente é possível escrever de forma genérica que

$$Z_{RAD} - Z = L_{\gamma} \cdot (\cos \theta_c + \cos \varphi \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \sin \theta_c) \quad [5.23]$$

Donde surge a expressão para o comprimento de radiador atravessado por cada fóton  $(\theta_{\gamma}, \varphi)$

$$L_{\gamma} = \frac{Z_{RAD} - Z}{\cos \theta (\cos \theta_c + \sin \theta_c \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \cos \varphi)} \quad [5.24]$$

A figura 5.8 mostra a distribuição do comprimento  $L_{\gamma}$  para uma amostra de 1000 hélios gerados em toda a aceitação de AMS com momento de 10 GeV/c por nucleão ( $z_v = 0.55 Z_{RAD}$ ).

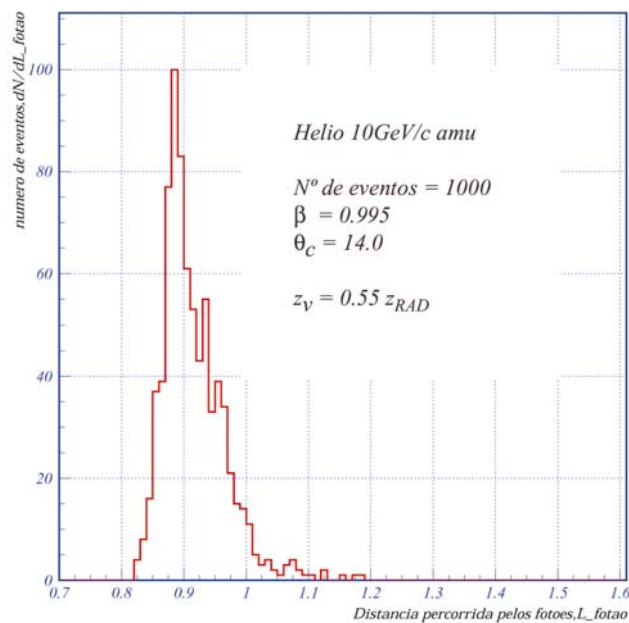


Fig.5. 8- Distribuição da média acontecimento a acontecimento da distância atravessada pelos fotões de Cherenkov(em centímetros).

Em cada acontecimento, o número de fótons que saem do radiador sem interagir é calculado tendo em conta a sua taxa de produção  $dN/dxd\lambda$  e a probabilidade que estes têm de não interagir. Assim, o número de fótons radiados,  $dN$ , na unidade de comprimento atravessado de aerogel,  $dl$ , que não interagem no radiador é dado por:

$$dN \cdot p_{non\_int} = dN \cdot e^{-\frac{L_\gamma}{\lambda_{int}}} \quad [5. 25]$$

Tendo em conta que os fótons são radiados uniformemente na distância percorrida pela partícula e isotropicamente no ângulo azimutal dos fótons( $\varphi$ ),

$$\frac{dN}{d\varphi dl} = c^{te} = k \quad [5. 26]$$

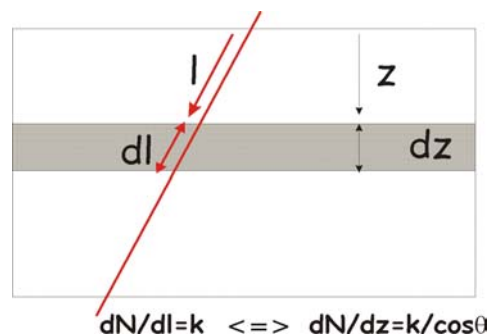


Fig.5. 9- Esquema de número de fótons radiados por uma partícula que atravessa uma espessura  $dl$  de radiador.

o número de fótons radiados pela partícula e que não interagem é dado por:

$$N_\gamma^{non\_int} = \int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos\theta} dz \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} d\varphi e^{-\frac{L_\gamma(\theta, \theta_c, \varphi, z)}{\lambda_{int}}} \quad [5. 27]$$

A fracção de fótons que não interagem pode obter-se considerando que o número total de fótons radiados para dentro da região de visibilidade do detector é dado por,

$$N_{\gamma}^{rad} = \int \left( \frac{dN}{d\varphi dl} \right) d\varphi dl = \int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos\theta} dz \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} d\varphi \quad [5.28]$$

onde  $\varphi_{min}$  e  $\varphi_{max}$  são os limites de visibilidade do padrão de Cherenkov.

Vindo então:

$$\frac{N_{\gamma}^{non\_int}}{N_{\gamma}^{rad}} = \frac{\int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos\theta} dz \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} d\varphi e^{-\frac{L_{\gamma}(\theta, \theta_c, \varphi, z)}{\lambda_{int}}}}{\int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos\theta} dz \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} d\varphi} = \frac{\int_0^{Z_{RAD}} dz \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} d\varphi e^{-\frac{L_{\gamma}(\theta, \theta_c, \varphi, z)}{\lambda_{int}}}}{Z_{RAD} \Delta\varphi} \quad [5.29]$$

À fracção de fotões que não interagem no radiador e que representa a probabilidade de um fotão ser radiado ao longo da trajectória da partícula e não interagir, dá-se o nome de eficiência do radiador,

$$\mathcal{E}_{RAD} = \frac{N_{\gamma}^{non\_int}}{N_{\gamma}^{rad}} \quad [5.30]$$

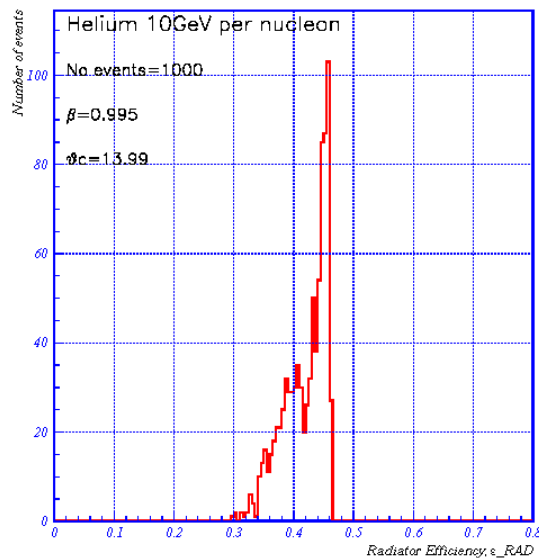


Fig.5. 10- Eficiência média associada à probabilidade de um fotão não interagir no radiador, calculada para acontecimentos gerados de acordo com a aceitação de AMS (Eficiência do radiador).

A eficiência associada à probabilidade de um fóton atravessar o radiador sem ser absorvido ou disperso ronda os 45%. Por comparação com as figuras 5.6 e 5.8 pode verificar-se que os eventos que têm este valor de eficiência são aqueles em que a distância média de aerogel atravessada pelos fótons ronda os 0.9cm. O valor mínimo de eficiência do radiador é de 30% para eventos com distâncias  $L_\gamma$  entre 1.0cm e 1.2cm.

Para calcularmos o número de fótons que incide na zona activa do detector, i.e. no topo dos guias de onda, teremos que incluir o efeito da aceitância geométrica,

$$N_\gamma^{base} = \int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos\theta} dz \cdot \left\{ \sum_i^{troços\ visíveis} \rho_i \int_{\phi_{min}^i}^{\phi_{max}^i} e^{-L_\gamma/\lambda_{int}} d\phi \right\} \quad [5. 31]$$

onde  $\rho_i$  é a reflectividade do espelho se o troço for reflectido e é 1 se o troço não for reflectido.

Assim, o factor de eficiência do radiador convoluído pela aceitância geométrica é dado por:

$$\mathcal{E}_{RAD*Geo} = \mathcal{E}_{RAD} \mathcal{E}_{Geo} = \frac{\int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos\theta} dz \cdot \left\{ \sum_i^{troços\ visíveis} \rho_i \int_{\phi_{min}^i}^{\phi_{max}^i} e^{-L_\gamma/\lambda_{int}} d\phi \right\}}{\int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos\theta} dz \cdot \int_0^{2\pi} d\phi} \quad [5. 32]$$

ou seja,

$$\mathcal{E}_{RAD*Geo} = \frac{1}{2\pi \cdot Z_{RAD}} \int_0^{Z_{RAD}} dz \cdot \left\{ \sum_i^{n^\circ\ de\ partes\ visíveis} \rho_i \cdot \int_{\phi_{min}^i}^{\phi_{max}^i} d\phi e^{-\frac{L_\gamma}{\lambda_{int}}} \right\} \quad [5. 33]$$

A figura 5.11 mostra que os mesmos 512 eventos que têm aceitação geométrica superior ou igual a 90% têm cerca de 40% de probabilidade de tocar o plano de detecção. Os outros eventos têm eficiência inferior, encontrando-se esta entre os 10 e os 30%.

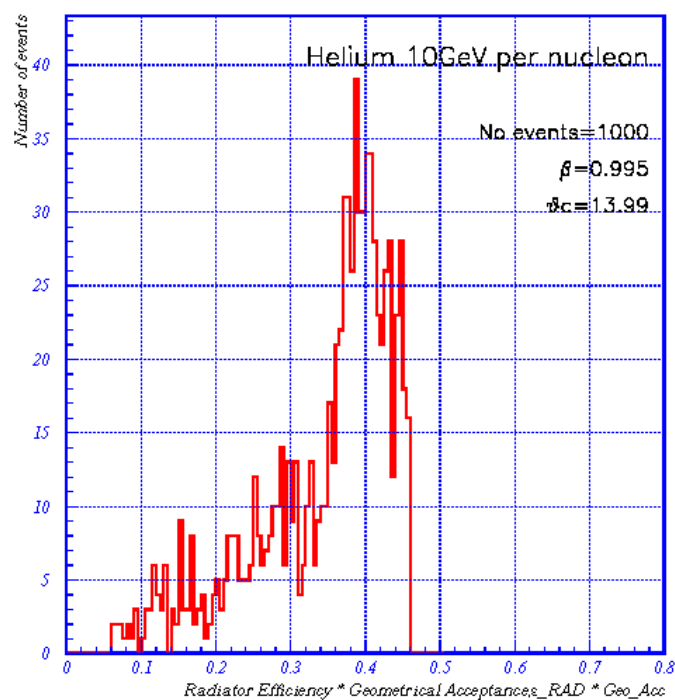


Fig.5. 11- Eficiência associada à probabilidade de um fóton tocar o plano a matriz dos fotomultiplicadores. Na figura representa-se em abcissas o factor de eficiência de radiador convoluído com a aceitação geométrica,  $\mathcal{E}_{RAD} \cdot \mathcal{E}_{Geo}$ , e em ordenadas representa-se o número de acontecimentos.

O factor de eficiência do radiador convoluída pela aceitação geométrica é comparado com os resultados da simulação do RICH na figura 5.12. Esta comparação foi feita tendo em conta que o número de fótons na zona activa ou base do detector é expressa como:

$$N_{\gamma}^{base} = N_{\gamma}^{rad} \cdot \mathcal{E}_{RAD} \mathcal{E}_{Geo} \quad [5.34]$$

Ou seja,

$$\frac{N_{\gamma}^{rad}}{N_{\gamma}^{base}} = \frac{1}{\mathcal{E}_{RAD} \cdot \mathcal{E}_{Geo}} \quad [5.35]$$

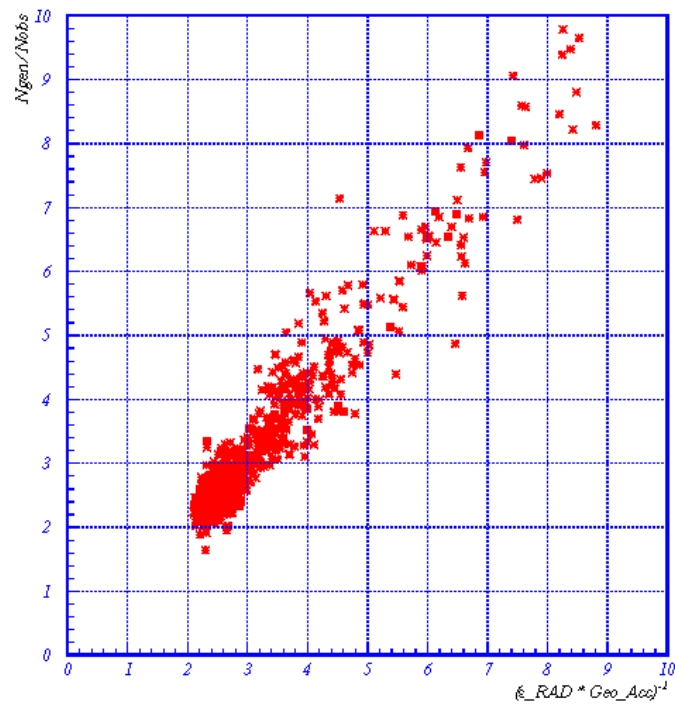


Fig.5. 12– Comparação entre a simulação e o cálculo analítico. O eixo das abcissas representa o inverso do factor de eficiência calculado,  $\mathcal{E}_{RAD} \cdot \mathcal{E}_{Geo}$ , e o eixo das ordenadas representa o inverso da razão entre o número de fotões que chegam à zona activa do detector e o número de fotões radiados na simulação,  $N_{\gamma}^{base} / N_{\gamma}^{rad}$ .

Observa-se uma inteira concordância entre a simulação e o cálculo analítico.

### 5.3.3 Eficiência do Guia de onda

Antes dos fótons chegarem aos fotomultiplicadores, onde são convertidos em fotoelectrões, atravessam o guia de onda. Este guia de onda tem como função colectar e conduzir os fótons que tocam a matriz para dentro da área útil dos fotomultiplicadores(capítulo 3).

Uma vez que os guias de onda utilizados têm dimensões grandes relativamente ao comprimento de onda da luz incidente, a natureza ondulatória dos mecanismos de propagação não é relevante e o processo obedece às leis da óptica geométrica. A luz que incide nas paredes interiores do guia pode sofrer reflexão interna total quando o ângulo de incidência,  $\theta_i^r$ , em cada reflexão, for superior ao ângulo crítico<sup>[17,18]</sup>,

$$\theta_{\text{critico}} = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_a}{n_f}\right) = 41.81^\circ \quad [5. 36]$$

em que  $n_a$  e  $n_f$  são respectivamente os índices de refração do ar e do plexiglass ( $n_f=1.5$ ). Se a inclinação das paredes do guia de onda em relação normal à superfície do guia aumentar de  $\alpha$ , o ângulo de incidência dos fótons nas paredes internas do guia ( $\theta_i^r$ ) diminui de  $\alpha$ .

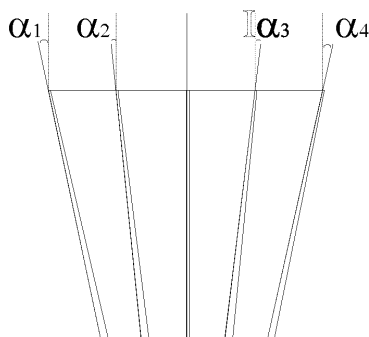


Fig.5. 13- Esquema do guia de onda evidenciando os ângulos das diferentes paredes internas do guia.

Assim, aumentando o ângulo de incidência dos fótons no guia,  $\theta_\gamma$ , aumenta a probabilidade de  $\theta_i^r$  ser inferior a  $\theta_{critico}$  não se verificando a condição de reflexão total interna.

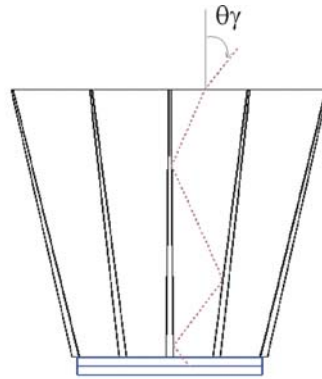


Fig.5. 14- Ângulo de incidência dos fótons no guia de onda,  $\theta_\gamma$ .

Tendo em conta que as paredes internas do guia de onda não são simétricas nem paralelas entre si, o ângulo de incidência em cada reflexão,  $\theta_i^r$ , varia ao longo do guia. Esta variação pode causar dois tipos de fenômenos que conduzem à perda de fótons, como mostra a figura 5.15: *a)* a transmissão do fóton pelas paredes laterais e *b)* a retro-reflexão do fóton nas superfícies internas do guia.

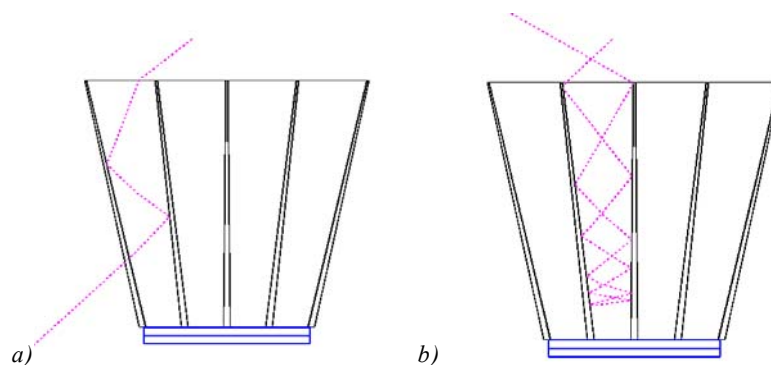


Fig.5. 15- Perda de fótons por variação do ângulo de incidência em cada reflexão: *a)*  $\theta_i^r < \theta_{critico}$ ; *b)* reflexão do fóton para trás. Eventos da simulação.



Da análise dos gráficos da reflectância e da transmitância, figuras 5.16, infere-se que existe ainda uma probabilidade finita de os fótons serem reflectidos à entrada do guia de onda ou à entrada no cátodo.

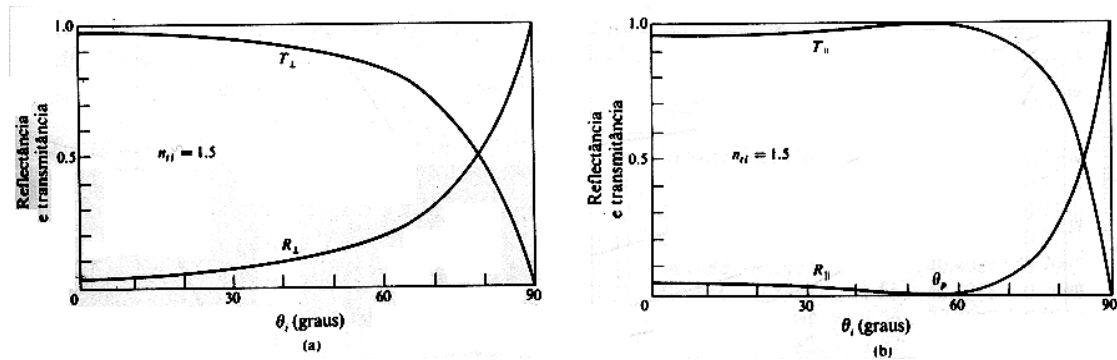


Fig.5. 16 -Reflectância e transmitância em função do ângulo de incidência.<sup>[17]</sup>

A figura 5.17 mostra dois eventos obtidos na simulação, representativos desses processos.

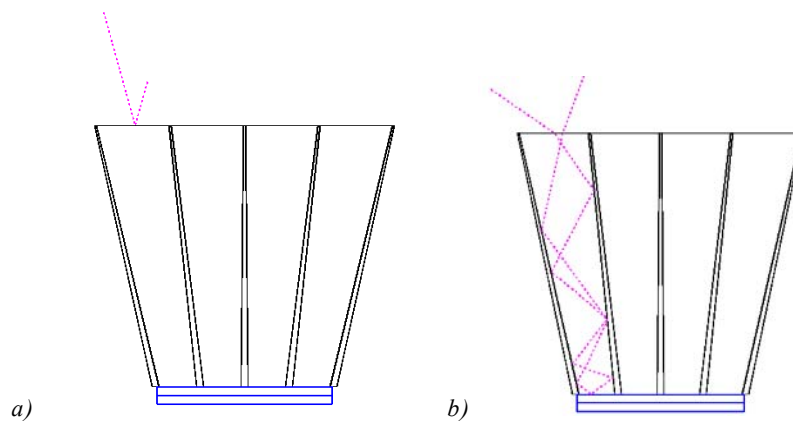


Fig.5. 17- Perda de fótons por reflectância à superfície a)do guia de luz e b)do cátodo. Eventos da simulação.

Ponderados todos estes efeitos dependentes do ângulo de ataque dos fótons no guia,  $\theta_\gamma$ , conclui-se que a eficiência do guia de onda,  $\varepsilon_{GO}$ , é função de  $\theta_\gamma$ .

$$\langle \varepsilon_{GO} \rangle = \sum_i^{n\text{departes visíveis}} \frac{1}{\Delta\varphi_i} \int_{\varphi_{\min}^i}^{\varphi_{\max}^i} \varepsilon(\theta_\gamma(\theta, \varphi)) d\varphi \quad [5.37]$$

A fim de se avaliar a dependência da eficiência do guia de onda em  $\theta_\gamma$  fez-se a simulação do comportamento do guia de onda quando irradiado por fótons de Cherenkov com direções entre  $0^\circ$  e  $90^\circ$ . Os resultados desta simulação mostram-se na figura 5.18, onde se pode observar que a eficiência do guia tem um comportamento decrescente para  $\theta_\gamma$  crescente.

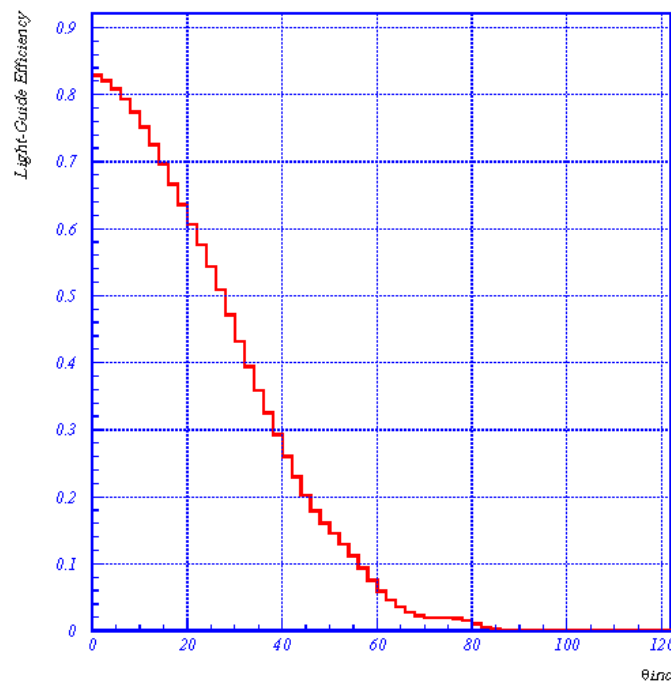


Fig.5. 18- Eficiência do guia de onda em função do ângulo de incidência dos fótons no guia de onda  $\theta_\gamma$ . A eficiência do guia de onda foi simulada em GEANT3(ver capítulo 4).

A distribuição angular dos fótons de Cherenkov à entrada dos guias de onda para hélios de 10Gev/c por nucleão, gerados de acordo com a aceitação de AMS, é a que se mostra na figura 5.19. O ângulo dos fótons  $\theta_\gamma$  varia entre 0 e 40° e tem um valor mais provável de 20°.

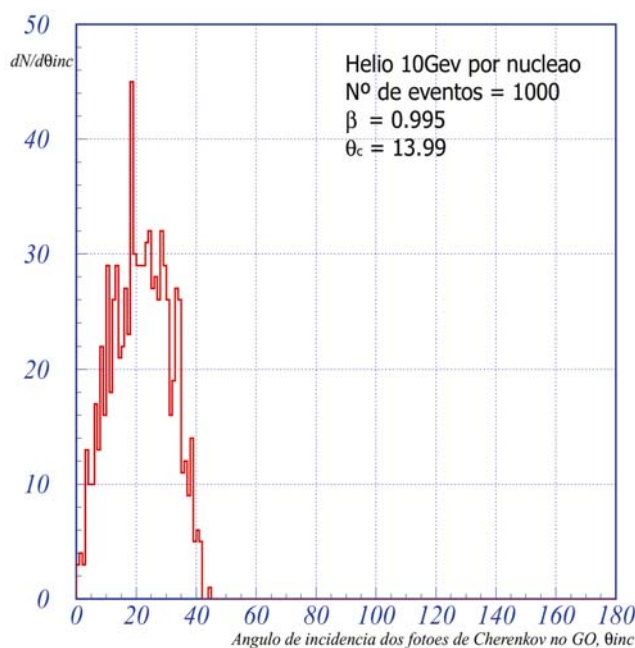


Fig.5. 19- Distribuição do ângulo de incidência dos fótons no plano dos guias de onda,  $\theta_\gamma$ , em cada evento de uma amostra de 1000 hélios de 10GeV por nucleão gerados de acordo com a aceitação de AMS.

Comparando os gráficos das figuras 5.18 e 5.19 infere-se que os fótons que incidem no plano dos guias de onda com um ângulo máximo de 40° têm eficiência mínima de 25%, a maior parte dos eventos tendo um ângulo de incidência de cerca de 20° tem uma eficiência  $\langle \epsilon_{GO} \rangle$  de 60%.

Estas conclusões podem ser verificadas na figura 5.20, que mostra, para uma amostra de 1000 hélios com 10GeV/c por nucleão, gerados de acordo com a aceitação de AMS, a distribuição da eficiência do guia de onda.

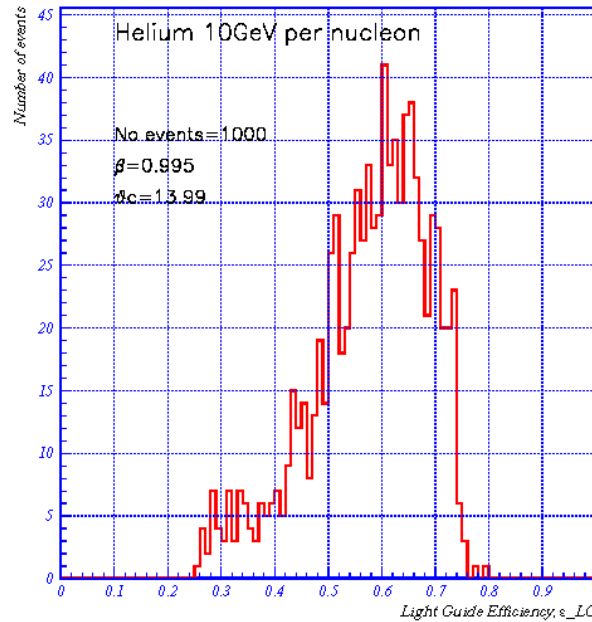


Fig.5. 20- Distribuição da eficiência de guia de onda,  $\mathcal{E}_{GO}$ , para uma amostra de mil hélios de 10GeV/c amu.

Para se calcular o número de fótons incidentes nos fotomultiplicadores,  $N_{\gamma}^{PMT}$ , é necessário convoluir todos os efeitos até agora considerados.

$$N_{\gamma}^{PMT} = \int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos\theta} dz \cdot \left\{ \sum_i^{\text{troços visíveis}} \rho_i \int_{\varphi^{i_{\min}}}^{\varphi^{i_{\max}}} e^{-L_{\gamma}/\lambda_{int}} \varepsilon(\theta, \varphi) d\varphi \right\} \quad [5. 38]$$

A eficiência associada à probabilidade de um fóton ser detectado nos fotomultiplicadores é dada em cada acontecimento pela razão entre o número de fótons detectados nos fotomultiplicadores e o número total de fótons radiados,  $N_{\gamma}^{rad}$ ,

$$\mathcal{E}_{RAD*Geo*GO} = \mathcal{E}_{RAD} \mathcal{E}_{Geo} \mathcal{E}_{GO} = \frac{\int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos \theta} dz \cdot \left\{ \sum_i^{\text{troços visíveis}} \rho_i \int_{\phi_{\min}^i}^{\phi_{\max}^i} e^{-L_\gamma / \lambda_{\text{int}}} \mathcal{E}(\theta_\gamma(\theta, \varphi)) d\varphi \right\}}{\int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos \theta} dz \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi} \quad [5.39]$$

Assim, o factor de eficiência do radiador convoluído pela aceitância geométrica e pela eficiência do guia de onda é dado por

$$\mathcal{E}_{RAD*Geo*GO} = \frac{1}{2\pi \cdot Z_{RAD}} \int_0^{Z_{RAD}} dz \cdot \left\{ \sum_i^{\text{n}^\circ \text{ de partes visíveis}} \rho_i \int_{\phi_{\min}^i}^{\phi_{\max}^i} e^{-\frac{L_\gamma}{\lambda_{\text{int}}}} \mathcal{E}(\theta_\gamma(\theta, \varphi)) d\varphi \right\} \quad [5.40]$$

onde  $\rho_i$  é a reflectividade de espelho se  $i$  for uma parte do cone reflectida e 1 se for uma parte directa,  $Z_{RAD}$  é a largura do radiador e  $\mathcal{E}$  é a função de eficiência do guia de onda.

#### 5.3.4 Eficiência do PMT

Ao chegarem aos fotomultiplicadores (PMT) os fotões,  $N_\gamma^{PMT}$ , são convertido em fotoelectrões,  $N_{p.e}$ , por efeito fotoeléctrico. A eficiência associada ao efeito fotoeléctrico tem o nome de eficiência quântica.

$$N_{p.e} = N_\gamma^{PMT} \cdot \mathcal{E}_{PMT} \quad [5.41]$$

A eficiência quântica dos fotomultiplicadores do detector RICH,  $\mathcal{E}_{PMT}$ , foi calculada em termos médios. O seu valor foi obtido por comparação entre o número de fotoelectrões da simulação,  $N_{p.e}^{sim}$ , e o número de fotões que se espera após todas as correcções efectuadas,  $N_\gamma^{PMT}$ .

Tendo em conta que se espera que o número de fotoelectrões dado pelo cálculo analítico seja, em cada acontecimento, igual ao número de fotoelectrões simulados

$$N_{pe} = N_{pe}^{sim} \quad [5.42]$$

i.e.,

$$N_{\gamma}^{PMT} \cdot \langle \epsilon_{PMT} \rangle = N_{pe}^{sim} \quad [5.43]$$

A figura 5.21 mostra a comparação entre os resultados da simulação com o cálculo analítico. Nela pode verificar-se que a distribuição dos pontos segue sem grandes dispersões a recta de declive diferente de 1, sendo por isso lícito atribuir-se um valor médio à eficiência quântica.

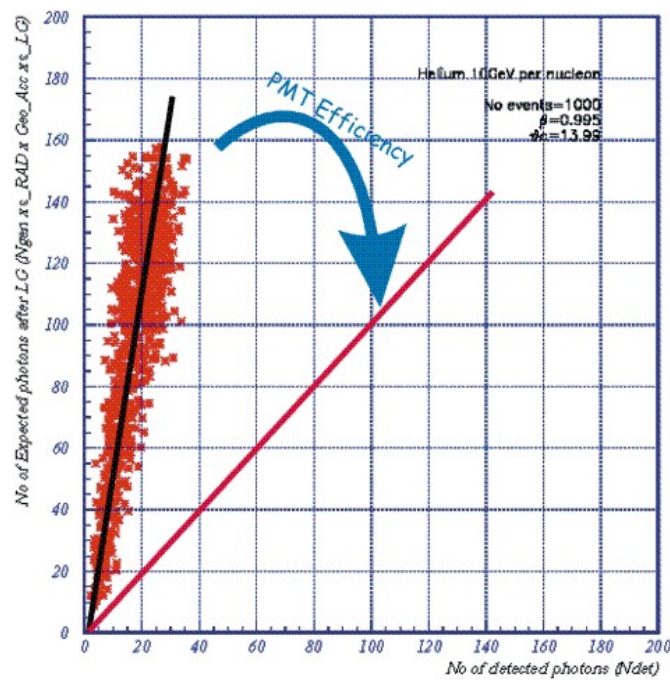


Fig.5. 21- Comparação entre o número de fótons que se espera que chegue aos fotomultiplicadores e o número de fotoelectrões que se contam nos PMT's. No eixo das abcissas representa-se o número de fotoelectrões simulados,  $N_{pe}^{sim}$ , e nas ordenadas o número de fótons contados nos fotomultiplicadores,  $N_{\gamma}^{PMT}$ , para 1000 hélios gerados na aceitação de AMS com 10GeV/c por nucleão.

Desta forma a eficiência quântica média deveria ser dada por:

$$\langle \epsilon_{PMT} \rangle = \frac{N_{pe}^{sim}}{N_{\gamma}^{PMT}} = \frac{1}{\text{declive da recta}} \quad [5.44]$$

O declive da recta pode ser calculado, acontecimento a acontecimento, como se mostra na figura 5.22 .

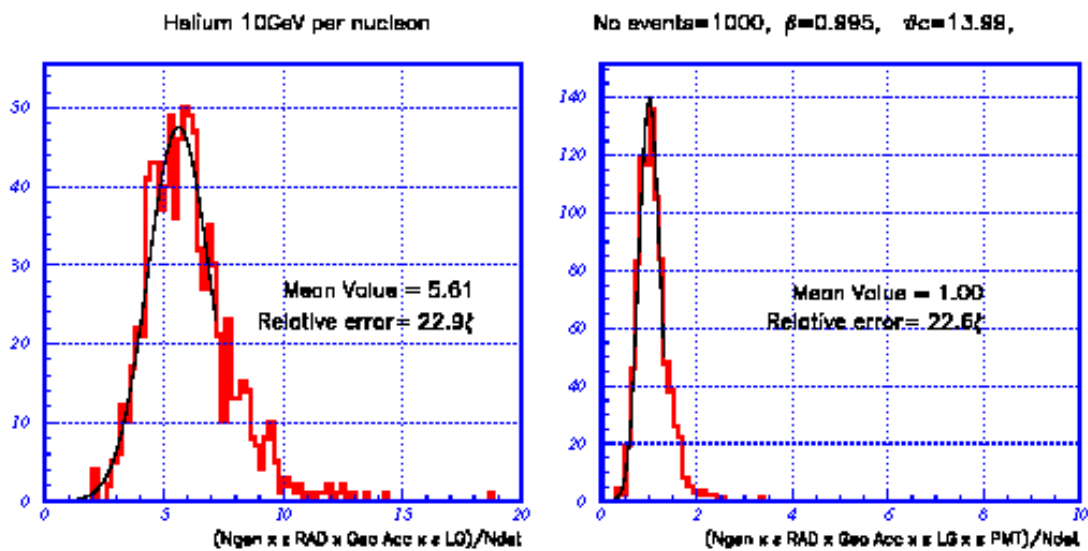


Fig.5. 22- Correção do PMT. O 1º histograma é a distribuição da razão  $N_{\gamma}^{PMT} / N_{pe}^{sim}$  acontecimento a acontecimento, obtido para uma amostra de 1000 hélios de 10GeV/c por nucleão, gerados de acordo com a aceitação de AMS, e o 2º mostra a distribuição da mesma razão corrigida pelo valor médio do 1º,  $(N_{\gamma}^{PMT} / N_{pe}^{sim}) / \langle N_{\gamma}^{PMT} / N_{pe}^{sim} \rangle$ .

O valor da eficiência do fotomultiplicador dado pela figura 5.22. é,

$$\langle \epsilon_{PMT} \rangle = \frac{1}{\langle N_{\gamma}^{PMT} / N_{pe}^{sim} \rangle} = \frac{1}{5.61} = 17.8\% . \quad [5.45]$$

### 5.3.5 Eficiência Total

A eficiência total do detector RICH da experiência AMS é finalmente dada pela integração acontecimento a acontecimento de todos os processos que afectam os fótons de Cherenkov desde que são radiados até que são detectados.

$$\mathcal{E}_{TOT} = \mathcal{E}_{Rad} \cdot \mathcal{E}_{Geo} \cdot \mathcal{E}_{GO} \cdot \langle \mathcal{E}_{PMT} \rangle \quad [5.46]$$

Assim, tendo em conta que o número de fotoelectrões é dado por:

$$N_{p.e} = \int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos \theta} dz \cdot \left\{ \sum_i^{\text{troços visíveis}} \rho_i \int_{\phi_{\min}^i}^{\phi_{\max}^i} e^{-L_\gamma/\lambda_{\text{int}}} \cdot \mathcal{E}(\theta_\gamma(\theta, \varphi)) \cdot \langle \mathcal{E}_{PMT} \rangle d\varphi \right\} \quad [5.47]$$

o factor de eficiência total é calculado fazendo a razão entre o número de fotoelectrões e o número total de fótons de Cherenkov radiados

$$\mathcal{E}_{TOT} = \frac{N_{p.e}}{N_\gamma^{\text{rad}}} = \frac{\int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos \theta} dz \cdot \left\{ \sum_i^{\text{troços visíveis}} \rho_i \int_{\phi_{\min}^i}^{\phi_{\max}^i} e^{-L_\gamma/\lambda_{\text{int}}} \cdot \mathcal{E}(\theta_\gamma(\theta, \varphi)) \cdot \langle \mathcal{E}_{PMT} \rangle d\varphi \right\}}{\int_0^{Z_{RAD}} \frac{k}{\cos \theta} dz \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi} \quad [5.48]$$

ou seja,

$$\mathcal{E}_{TOT} = \frac{1}{2\pi \cdot Z_{RAD}} \int_0^{Z_{RAD}} dz \cdot \left\{ \sum_i^{\text{troços visíveis}} \rho_i \int_{\phi_{\min}^i}^{\phi_{\max}^i} e^{-L_\gamma/\lambda_{\text{int}}} \cdot \mathcal{E}(\theta_\gamma(\theta, \varphi)) \cdot \langle \mathcal{E}_{PMT} \rangle d\varphi \right\} \quad [5.49]$$

onde  $\rho_i$  é a reflectividade de espelho se  $i$  for uma parte do cone reflectida e 1 se for uma parte directa,  $Z_{RAD}$  é a largura do radiador,  $\mathcal{E}(\theta_\gamma(\theta, \varphi))$  é a função de eficiência do guia de onda e  $\langle \mathcal{E}_{PMT} \rangle$  é a eficiência quântica média dos fotomultiplicadores.



Para uma amostra de 1000 hélios de 10GeV/c por nucleão, gerados de acordo com a aceitação de AMS, a distribuição da eficiência total calculada acontecimento a acontecimento é a da figura 5.23.

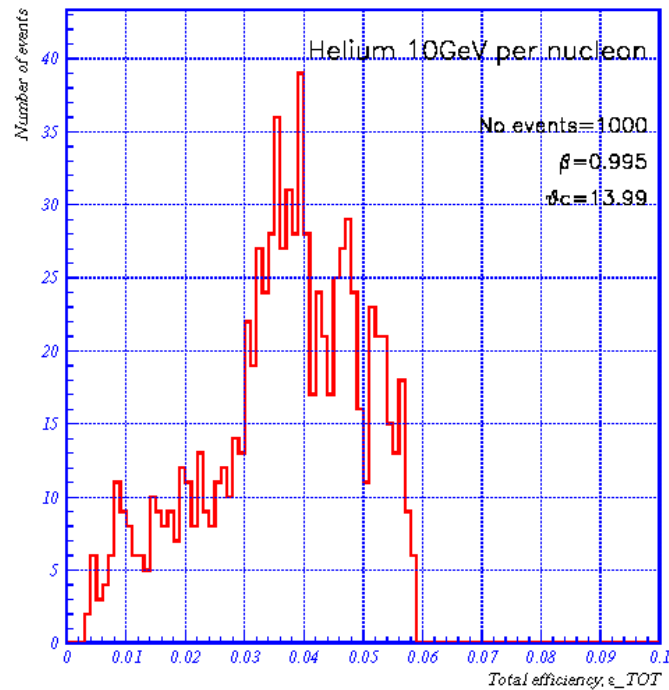


Fig.5. 23- Eficiência total calculada acontecimento a acontecimento, para uma amostra de 1000 hélios de 10GeV/c por nucleão, gerados na aceitação de AMS. Na figura representa-se em abcissas o valor da eficiência total e em ordenadas o número de acontecimentos.

A figura 5.24 mostra que existe concordância entre a eficiência total calculada analiticamente e a razão entre o número de fotoelectrões e o número de fotões gerados, resultados da simulação. Para valores de mais baixa eficiência esta relação apresenta uma dispersão mais elevada do que para valores de eficiência mais elevados.

$$\frac{N_{\gamma\_rad}^{sim}}{N_{p.e}^{sim}} = \frac{1}{\epsilon_{TOT}} \quad [5. 50]$$

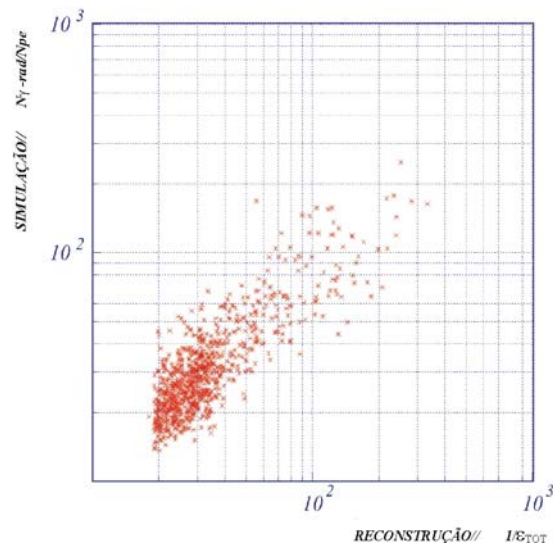


Fig.5. 24- Comparação entre os resultados da simulação e os cálculos analíticos. Em abcissas representa-se o inverso da eficiência total,  $1/\epsilon_{TOT}$ ; e em ordenadas a razão entre o número de fotões de Cherenkov gerados na simulação e o número de fotoelectrões contados,  $N_{\gamma-rad}^{sim} / N_{pe}^{sim}$ .

Dada a concordância verificada entre os cálculos analíticos das eficiências e a simulação, é de esperar que a reconstrução do número de fotões radiados seja também concordante com o número de fotões de Cherenkov gerados na simulação.

#### 5.4 Reconstrução do número de fotões de Cherenkov gerados

Como vimos na secção 5.1, o número de fotoelectrões é obtido por contagem do número de pixéis associados ao padrão de Cherenkov reconstruída.

O número de fótons reconstruído é obtido em cada acontecimento aplicando a correcção da eficiência total ao números de fotoelectrões contados.

$$N_{\gamma\_rad}^{REC} = N_{p.e} \cdot \frac{1}{\mathcal{E}_{TOT}} \quad [5. 51]$$

A distribuição de  $N_{\gamma\_rad}^{REC}$  para 1000 hélios gerados com 10GeV/c por nucleão, de acordo com a aceitação de AMS, é a que se mostra na figura 5.25.

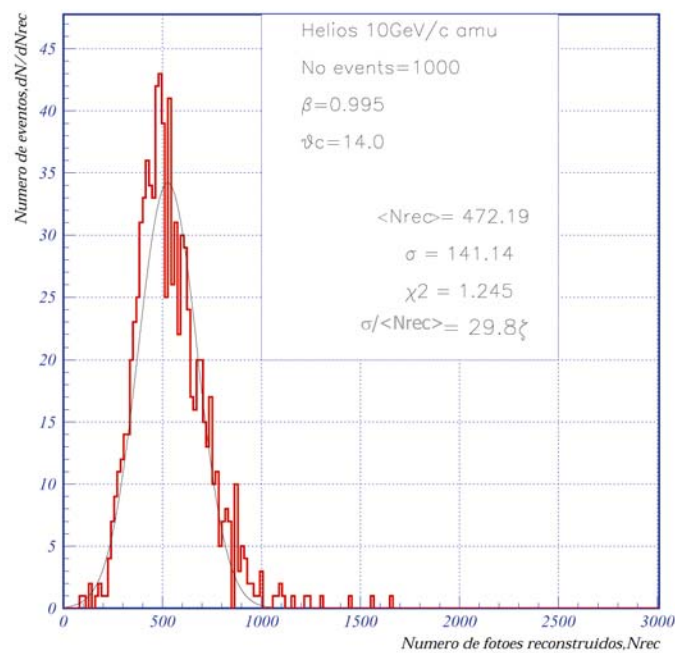


Fig.5. 25- Distribuição do número de fótons reconstruídos,  $N_{\gamma\_rad}^{REC}$ , para uma amostra de 1000 hélios incidentes com 10GeV/c amu, gerados na aceitação de AMS.

A fim de se comparar os resultados da reconstrução com os da simulação, calculou-se a razão  $N_{\gamma\_rad}^{REC} / N_{\gamma\_rad}^{sim}$ .

A figura 5.26 mostra a distribuição obtida para a razão  $N_{\gamma\_rad}^{REC} / N_{\gamma\_rad}^{Sim}$ , numa amostra de 1000 hélios com 10GeV/c por nucleão, gerados de acordo com a aceitação de AMS.

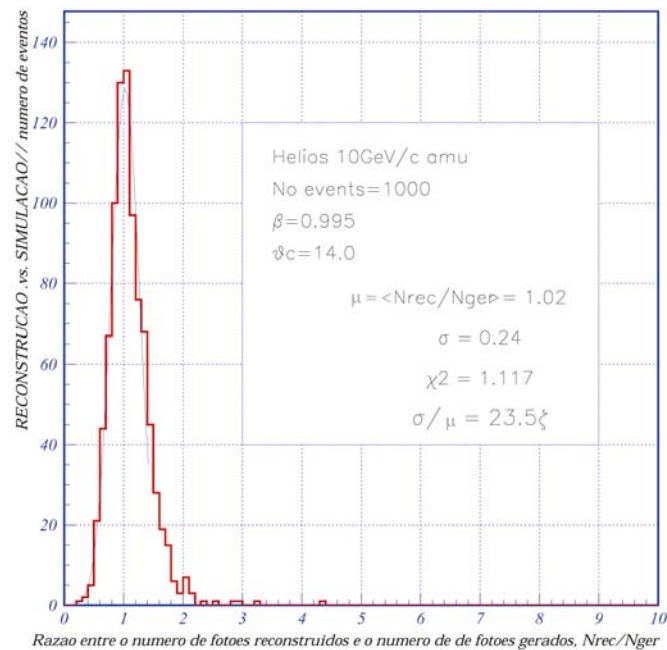


Fig.5. 26- Razão entre o número de fotões radiados obtidos por reconstrução e o número de fotões de Cherenkov gerados na simulação, para a amostra de 1000 hélios,  $N_{\gamma\_rad}^{REC} / N_{\gamma\_rad}^{sim}$ .

Pode verificar-se que a distribuição tem o pico a 1. Pelo que se conclui que existe concordância entre os resultados reconstruídos e os simulados.

No capítulo que se segue far-se-à uma discussão dos resultados da reconstrução da carga para partículas com diferentes  $Z$ , com análise de erros e estudo do poder de separação permitido pelo método aqui descrito.

## Capítulo 6

---

### 6 Resultados

#### 6.1 Reconstrução de carga para prótons, hélios, lítios, berílios, boros e carbonos

Utilizando o método de reconstrução descrito no capítulo 5 o valor do número de carga,  $Z$ , da partícula incidente no detector RICH, é dado por:

$$Z \propto \sqrt{\frac{N_{\gamma-rad}^{Rec}}{L} \frac{1}{\sin^2 \theta_c}} \quad [6. 1]$$

sendo  $N_{\gamma-rad}^{Rec}$  o número reconstruído de fótons radiados,  $L$  o comprimento de radiador atravessado pela partícula e  $\theta_c$  o ângulo de Cherenkov.

Neste capítulo apresentam-se os resultados da reconstrução da carga de partículas com  $Z$  de 1 a 6, geradas uniformemente com energia de 10 GeV/nucleão, dentro da aceitação do espectrômetro AMS. A figura 6.1 mostra a distribuição da carga de *a)*prótons, *b)*hélios, *c)*lítios, *d)*berílios, *e)*boros e *f)*carbonos, reconstruída em toda a aceitação geométrica do detector RICH. Pode verificar-se que o erro relativo,  $\sigma/\langle z \rangle$ , diminui à medida que o número de carga,  $z$ , aumenta.

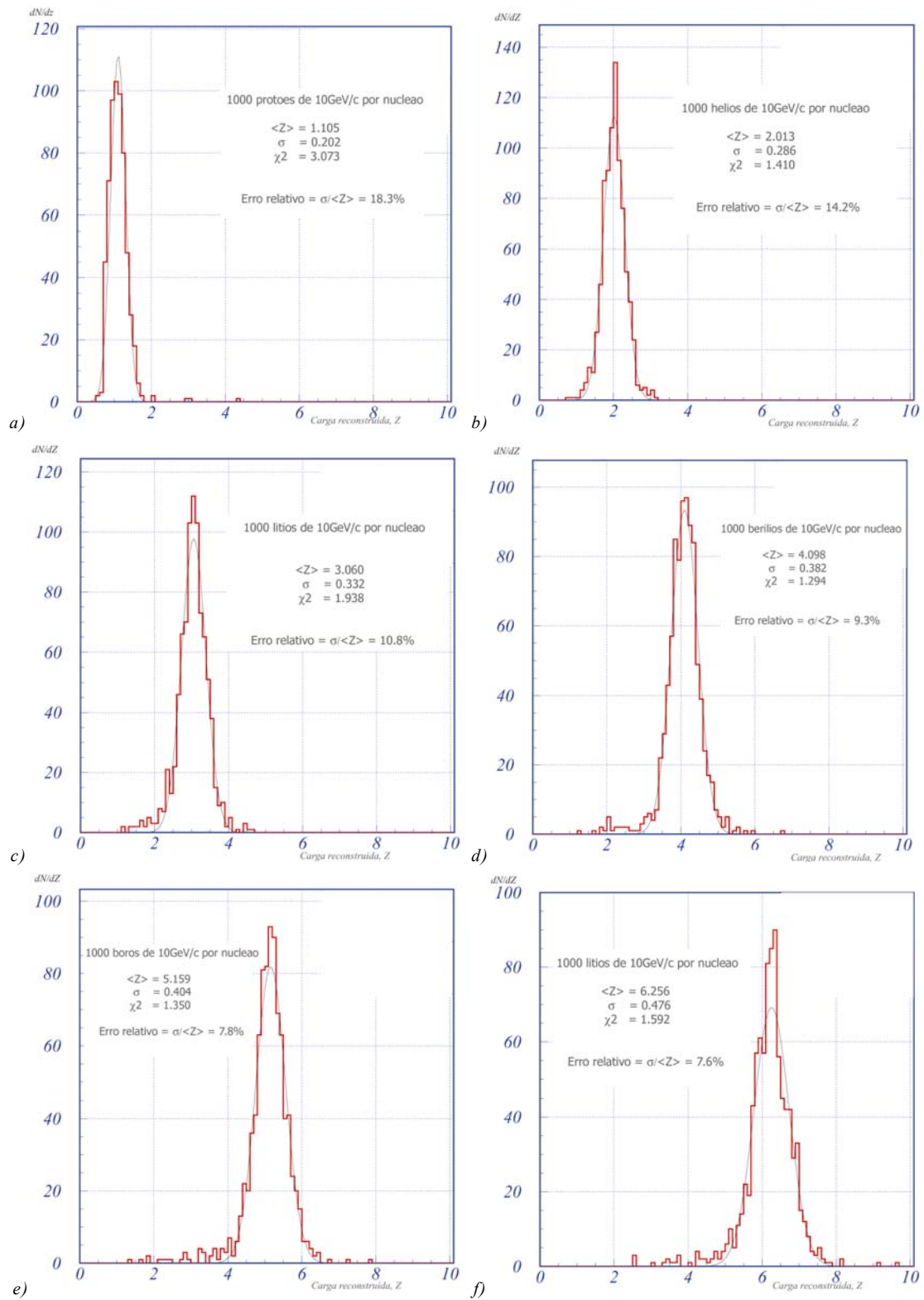


Fig.6. 1- Reconstrução da carga para 1000 partículas incidentes com 10GeV/c por nucleão, geradas na aceitação de AMS: a)Protões, b)Hélios, c)Lítios, d)Berílios, e)Boros e f)Carbonos.

## 6.2 Análise do erro na reconstrução da carga

Recapitulando a forma mais geral do quadrado da carga,

$$Z^2 \propto \frac{N_{p.e}}{\varepsilon_{TOT} \cdot L \cdot \text{sen}^2 \theta_c} \quad [6. 2]$$

e considerando que

$$f(\theta_c) = \frac{1}{\text{sen}^2 \theta_c}, \quad [6. 3]$$

o erro típico associado à reconstrução do quadrado da carga é dado por:

$$\frac{\sigma(Z^2)}{Z^2} = \left( \frac{\sigma(N_{p.e})}{N_{p.e}} \right) \oplus \left( \frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon} \right) \oplus \left( \frac{\sigma(f(\theta_c))}{f(\theta_c)} \right) \oplus \left( \frac{\sigma(L)}{L} \right) \quad [6. 4]$$

Uma vez que o comprimento atravessado pela partícula mãe,  $L$ , é proporcional apenas ao seu ângulo de incidência, que foi utilizado com precisão infinita, o último termo da equação 6.2.3 desaparece. Assim o cálculo do erro relativo na reconstrução da carga é dado por:

$$\frac{\sigma(Z^2)}{Z^2} = \left( \frac{\sigma(N_{p.e})}{N_{p.e}} \right) \oplus \left( \frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon} \right) \oplus \left( \frac{\sigma(f(\theta_c))}{f(\theta_c)} \right) \quad [6. 5]$$

Nos parágrafos que se seguem far-se-à uma análise detalhada de cada um dos termos da equação anterior.

### Incerteza na eficiência

A eficiência total dada pela equação 5.49 é função do ponto de geração do cone,  $z$ , do ângulo de Cherenkov,  $\theta_c$ , da reflectividade do espelho,  $\rho$ , do comprimento de interação do radiador,  $\lambda_{int}$ , e dos limites azimutais de visibilidade do padrão de Cherenkov,  $\phi_{max}$  e  $\phi_{min}$ .

$$\varepsilon_{TOT} = \frac{1}{2\pi \cdot Z_{RAD}} \int_0^{Z_{RAD}} dz \cdot \left\{ \sum_i^{\text{troços visíveis}} \rho_i \int_{\phi_{min}^i}^{\phi_{max}^i} e^{-L_i/\lambda_{int}} \cdot \varepsilon(\theta_c(\theta, \phi)) \cdot \langle \varepsilon_{PMT} \rangle d\phi \right\}$$

Desta forma, a incerteza na determinação da eficiência é função da incerteza no ponto de geração do cone, nos ângulos azimutais,  $\phi_{max}$  e  $\phi_{min}$ , e no ângulo de Cherenkov,

$$\frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon} = f\left(\frac{\sigma z}{z}, \frac{\sigma \phi}{\phi}, \frac{\sigma \theta_c}{\theta_c}\right) \quad [6. 6]$$

No entanto, a incerteza na determinação dos ângulos azimutais é devida unicamente à incerteza no ponto de geração do cone e na reconstrução do ângulo de Cherenkov, como se representa nas figuras 6.2 e 6.3.

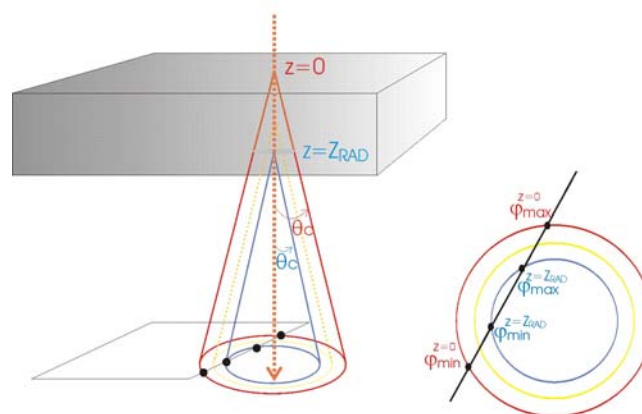


Fig.6. 2- Esquema representativo da determinação dos limites de visibilidade do padrão de Cherenkov,  $\phi_{min}$  e  $\phi_{max}$ , para os casos extremos de geração do cone de Cherenkov no topo e na base do radiador.



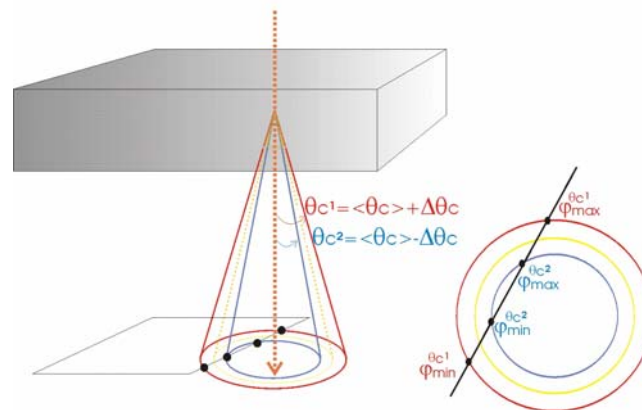


Fig.6. 3- Esquema representativo da determinação dos limites de visibilidade do padrão de Cherenkov,  $\Phi_{\min}$  e  $\Phi_{\max}$ , para os casos extremos em que o ângulo de Cherenkov é reconstruído com o valor de  $\langle \theta_c \rangle + \sigma \theta_c$  e com o valor de  $\langle \theta_c \rangle - \sigma \theta_c$  em que  $\langle \theta_c \rangle = 13.4^\circ$  e  $\sigma \theta_c = 0.178^\circ$ .

Assim, a incerteza na determinação da eficiência é apenas função da incerteza no ponto de geração do cone de Cherenkov e no ângulo de Cherenkov reconstruído,

$$\frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon} = f\left(\frac{\sigma z}{z}, \frac{\sigma \theta_c}{\theta_c}\right) \quad [6. 7]$$

De forma a estimar o valor do erro relativo na eficiência geraram-se mil eventos semelhantes para diferentes pontos de impactos e direcções. Para cada um dos pontos de impacto e direcção, fez-se variar aleatoriamente o ponto de vértice do cone entre o início e o fim do radiador, e o ângulo de Cherenkov entre  $\langle \theta_c \rangle - \sigma \theta_c$  e  $\langle \theta_c \rangle + \sigma \theta_c$ , em que  $\langle \theta_c \rangle = 13.41^\circ$  e  $\sigma \theta_c = 0.178^\circ$ .

Os resultados obtidos revelam que os erros relativos da eficiência são de forma geral inferior a 1%, à excepção de eventos que geram padrões de Cherenkov nos limiares da zona inactiva da matriz dos fotomultiplicadores, como mostra a tabela VI.I.

<i>Ponto de impacto, direcção e velocidade</i>	$\varepsilon_{GEO}$ (%)	$\frac{\sigma(\varepsilon_{GEO}(z))}{\varepsilon_{GEO}(z)}$ (%)	$\frac{\sigma(\varepsilon_{GEO}(\theta_c))}{\varepsilon_{GEO}(\theta_c)}$ (%)	$\frac{\sigma(\varepsilon_{GEO}(z, \theta_c))}{\varepsilon_{GEO}(z, \theta_c)}$ (%)
$P_{imp}=(40,15,0)$ $\theta=25^\circ, \phi=80^\circ$ $\beta=0.995$	86.12	0.2	0.2	0.3
$P_{imp}=(-18.5,42.3,0)$ $\theta=25^\circ, \phi=80^\circ$ $\beta=0.995$	94.79	0.01	0.01	0.02
$P_{imp}=(-18,42,0)$ $\theta=1.5^\circ, \phi=80^\circ$ $\beta=0.995$	97.98	2.5	2	3

Tabela VI. I- Resumo do estudo da incerteza no cálculo da eficiência

### **Erro no factor de $\theta_c$**

Sendo o factor  $f(\theta_c)$  uma função do seno do ângulo de Cherenkov,

$$f(\theta_c) = \frac{1}{\text{sen}^2 \theta_c} \quad [6. 8]$$

o erro com que é calculado depende do erro cometido na reconstrução de  $\theta_c$  e é dado por:

$$\frac{\sigma(f(\theta_c))}{f(\theta_c)} = \frac{\sigma(\text{sen}^2 \theta_c)}{\text{sen}^2 \theta_c} = \frac{2 \cdot \cos \theta_c \cdot \text{sen} \theta_c \cdot \sigma(\theta_c)}{\text{sen}^2 \theta_c} = \frac{2 \cdot \sigma(\theta_c)}{\text{tg} \theta_c} \quad [6. 9]$$

Tendo em conta que aumentando a carga das partículas incidentes, aumenta o número de pixéis irradiados, é de esperar que a resolução na

reconstrução de  $\theta_c$  aumente e que conseqüentemente o erro relativo de  $f(\theta_c)$  decresça. A figura 6.4 mostra que o erro relativo de  $f(\theta_c)$  diminui até atingir a saturação que se obtém para  $Z > 4$ .

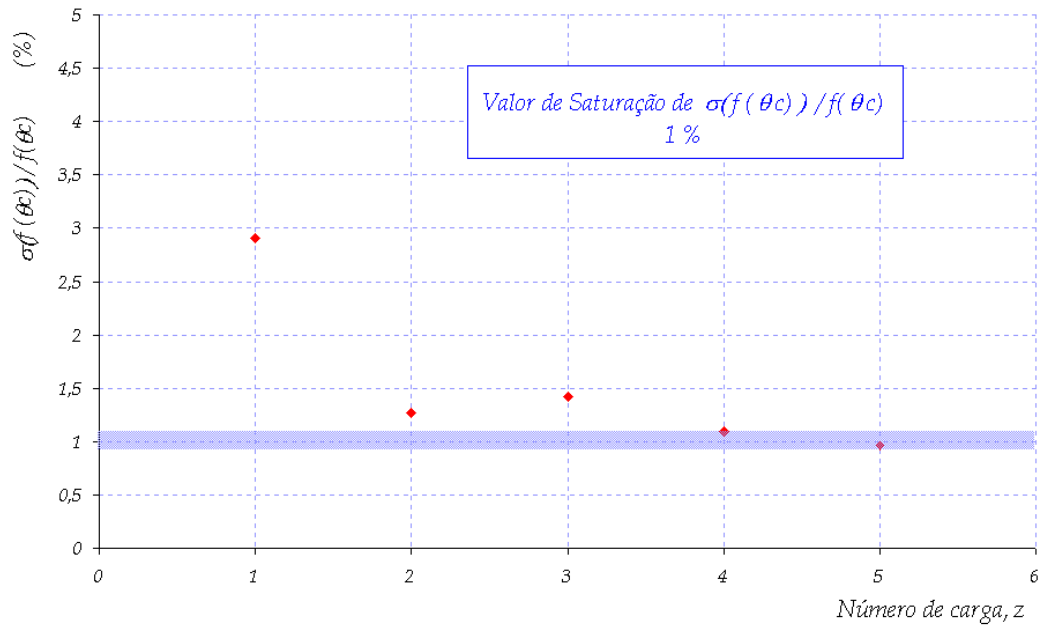


Fig. 6. 4- Erro no factor de  $\theta_c$  em função do número de carga, z.

Dos parágrafos anteriores pode concluir-se que o erro relativo na reconstrução do quadrado da carga é dominado pelo erro na contagem do número de fotoelectrões.

$$\frac{\sigma(Z^2)}{Z^2} = \left( \frac{\sigma(N_{p.e})}{N_{p.e}} \right) \oplus \text{constante} \quad [6. 10]$$

Tendo em conta que:

$$\frac{\sigma(Z^2)}{Z^2} = \frac{2Z\sigma(Z)}{Z^2} = 2 \frac{\sigma(Z)}{Z} \quad [[6. 11]$$

e que a constante da equação 6.10 é sempre inferior a 3%, o erro relativo da reconstrução da carga é dado por:

$$\frac{\sigma(Z)}{Z} \leq \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\sigma(N_{p.e})}{N_{p.e}} \right) \oplus 3\% \right] \quad [6. 12]$$

### Análise do erro relativo do número de fotoelectrões

O erro de uma contagem é proporcional à raiz quadrada do número médio de ocorrências. Pelo que o erro relativo na contagem número de fotoelectrões é dado por:

$$\frac{\sigma(N_{p.e})}{N_{p.e}} = \frac{1}{\sqrt{\langle N_{p.e} \rangle}} \quad [6. 13]$$

A figura 6.5 mostra as distribuições do número de fotoelectrões para protões e para hélios.

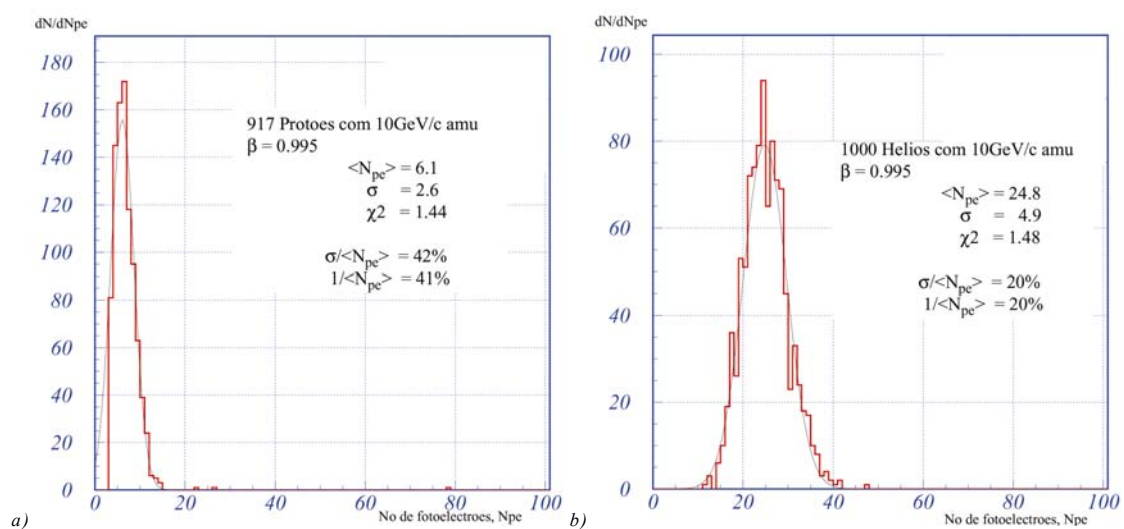


Fig.6. 5- Distribuição do número de fotoelectrões contados para 1000 a)protões, b)hélios incidentes no detector RICH com 10GeV/c/nucleão com o mesmo ponto de impacto e direcção.

Pode ainda verificar-se que existe uma relação de linearidade entre a raiz quadrada do número de fotoelectrões e a carga das partículas incidentes, tal como mostra a figura 6.6.

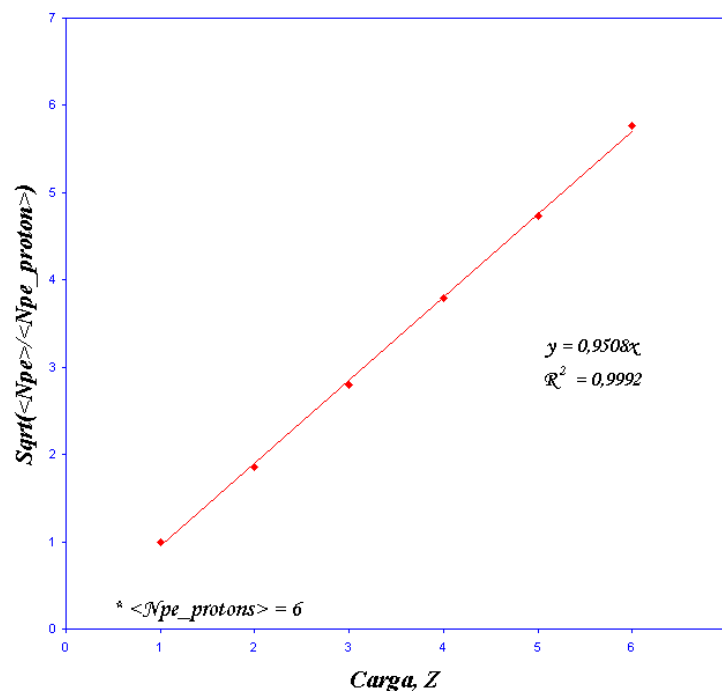


Fig.6. 6- Relação linear entre a raiz quadrada do número médio de fotoelectrões normalizado,  $\sqrt{\langle N_{p.e} \rangle / \langle N_{p.e}^{protões} \rangle}$ , e a carga das partículas incidentes.

Assim, tendo em conta que  $\sqrt{\langle N_{p.e} \rangle / \langle N_{p.e}^{protões} \rangle} = Z$ , o erro relativo no número de fotoelectrões é função de Z dada por:

$$\frac{\sigma(N_{p.e})}{N_{p.e}} = \frac{1}{\sqrt{\langle N_{p.e}^{protões} \rangle} \cdot Z} \quad [6. 14]$$

e conseqüentemente o erro relativo na reconstrução da carga é inversamente proporcional a  $Z$ ,

$$\frac{\sigma(Z)}{Z} \leq \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\sqrt{\langle N_{p.e}^{protões} \rangle \cdot Z}} \oplus 3\% \right] \quad [6.15]$$

### 6.3 Poder de separação de duas cargas consecutivas

Existe poder de separação de duas cargas consecutivas se a diferença entre os picos de  $Z^2$  que as caracterizam for superior ou igual a três desvios padrão das distribuições.

$$\Delta Z^2 \geq 3 \cdot \sigma_{Z^2} \quad [6.16]$$

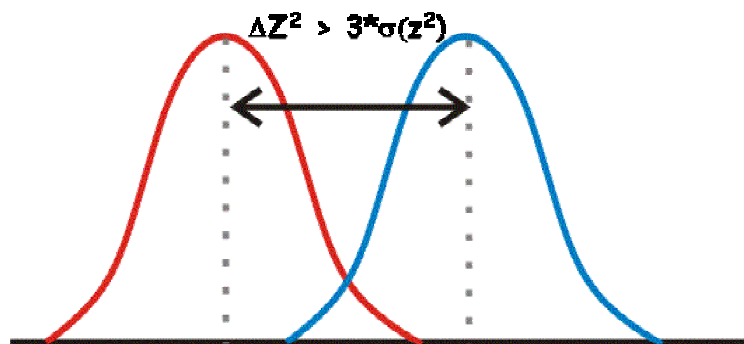


Fig.6. 7- Esquema do poder de separação de duas cargas consecutivas. A vermelha e a azul estão representadas as distribuições gaussianas correspondentes a duas cargas consecutivas, cujo  $\Delta Z^2$  é superior a três desvios padrão da distribuição,  $3 \sigma_{Z^2}$ .

Ora, para duas cargas inteiras consecutivas,

$$\Delta Z^2 = (Z + 1)^2 - Z^2 \quad [6. 17]$$

ou seja,

$$\Delta Z^2 = 2Z + 1 \quad [6. 18]$$

Tendo em conta que o erro relativo do quadrado da carga é dado por:

$$\frac{\sigma_{Z^2}}{Z^2} = \left( \frac{1}{\sqrt{6} \cdot Z} \right) \oplus const. \quad [6. 19]$$

o desvio padrão da distribuição de  $Z^2$ ,  $\sigma_{Z^2}$  é também função da carga e é dado por:

$$\sigma_{Z^2} = Z^2 \cdot \sqrt{\left( \frac{1}{\sqrt{6} \cdot Z} \right)^2 + const^2} \quad [6. 20]$$

Donde se conclui finalmente que existe separação de duas cargas consecutivas, segundo o critério de  $3 \sigma_{Z^2}$ , se

$$\frac{\Delta Z^2}{\sigma_{Z^2}} = \frac{2Z + 1}{Z^2 \cdot \sqrt{\left( \frac{1}{\sqrt{6} \cdot Z} \right)^2 + const^2}} \geq 3 \quad [6. 21]$$

A figura 6.8 mostra a razão entre  $\Delta Z^2$  e o desvio padrão de  $Z^2$ , em função do número de carga.

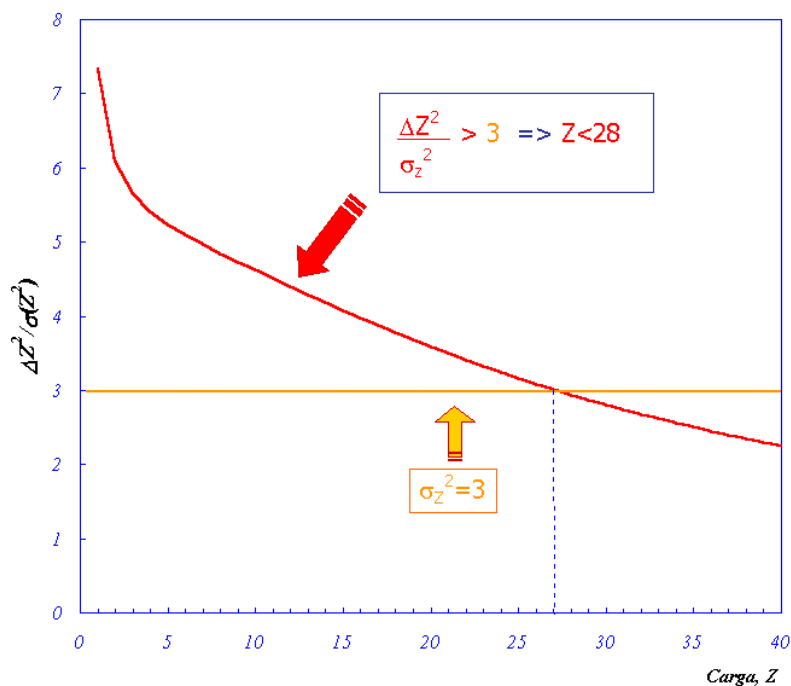


Fig.6. 8- Poder de separação de duas cargas consecutivas. A vermelho está representada a curva de  $\Delta Z^2 / \sigma_{Z^2}$  em função de  $Z$  e a amarelo a linha de  $\Delta Z^2 / \sigma_{Z^2} = 3$ .

Da análise da figura anterior pode concluir-se que o método utilizado permite um poder de separação, segundo o critério dos  $3\sigma_{Z^2}$ , até  $Z=27$ . As restantes cargas podem ser identificadas apenas por ajuste às abundâncias relativas.

#### 6.4 Discussão dos resultados

Dos resultados obtidos pode concluir-se que o método desenvolvido reconstrói a carga com uma resolução que permite a identificação de partículas com  $Z$  menor ou igual a 27.



Esta resolução assume que a contagem dos fotoelectrões se faz com precisão infinita. No entanto, a detecção de um fotoelectrão nos fotomultiplicadores tem sempre uma incerteza associada. Desta forma o erro no número de fotoelectrões é dado por:

$$\sigma_{N_{pe}}^2 = N_{p.e} \cdot \sigma_{pe}^2 + \underbrace{\sigma_{N_{pe}}^2}_{\approx N_{pe}} \approx N_{p.e} (\sigma_{pe}^2 + 1) \quad [6. 22]$$

onde  $\sigma_{pe}^2$  é o erro poissoniano associado à detecção de um fotoelectrão e  $\sigma_{N_{pe}}^2$  é o erro na contagem de  $N_{p.e}$  fotoelectrões dado na equação 6.13. Ou seja,

$$\frac{\sigma(N_{p.e})}{N_{p.e}} = \frac{\sqrt{N_{p.e} (\sigma_{pe}^2 + 1)}}{N_{p.e}} = \frac{\sqrt{(\sigma_{pe}^2 + 1)}}{\sqrt{6} \cdot Z} \quad [6. 23]$$

Assim o poder de separação de duas cargas consecutivas dado na equação 6.21, vem alterado na seguinte forma

$$\frac{\Delta Z^2}{\sigma_{Z^2}} = \frac{2Z + 1}{Z^2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{pe}^2 + 1}{6 \cdot Z^2}\right) + (\sigma_{sis})^2}} \geq 3 \quad [6. 24]$$

onde  $\sigma_{sis}$  é o erro sistemático devido ao factor de  $\theta c$ , às eficiências, e a outras correcções como o comprimento de radiador atravessado que no caso de uma

reconstrução de carga com dados experimentais será calculado pelo detector TOF e terá uma incerteza associada.

Assumindo que o valor típico de  $\sigma_{pe}$  é 50% e que os erros sistemáticos são da ordem de 2%, a resolução da reconstrução permite uma identificação acontecimento a acontecimento até Z igual a 25, como se pode ver na figura 6.9.

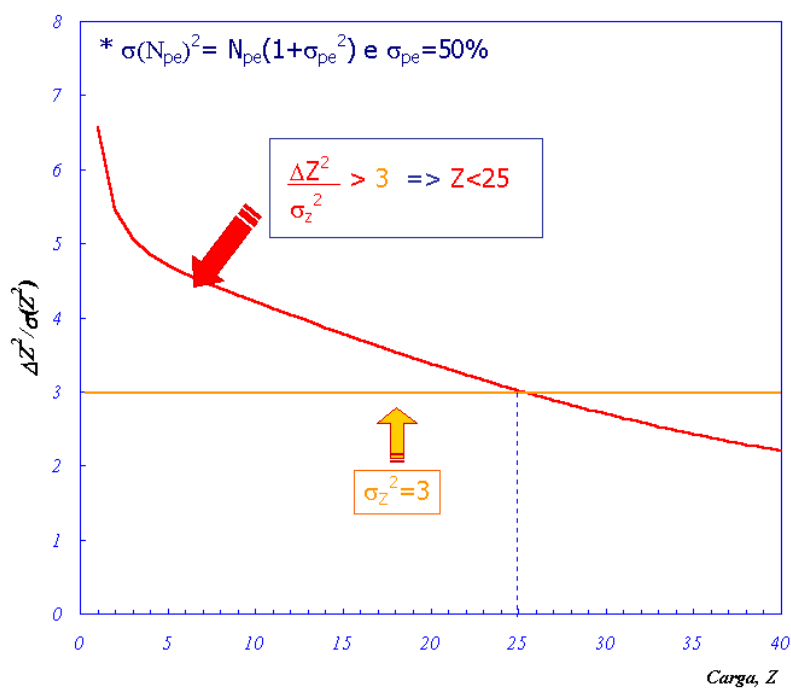


Fig.6. 9- Poder de separação de duas cargas consecutivas considerando que a incerteza na detecção de um fotoelectrão é de 50% e que os erros sistemáticos são de 2%. A vermelho está representada a curva de  $\Delta Z^2 / \sigma_{Z^2}$  em função de Z e a amarelo a linha de  $\Delta Z^2 / \sigma_{Z^2} = 3$ .

## Capítulo 7

---

### 7 Conclusão

As primeiras experiências com a radiação cósmica datam de 1900. No entanto, o conhecimento adquirido até aos nossos dias está longe de satisfazer a curiosidade e as questões sobre quais as fontes e mecanismos de aceleração dessa radiação, que partículas compõem o espectro dos raios cósmicos, quais as suas energias; e sobre se existe ou não antimatéria e matéria escura na radiação cósmica à espera de ser detectada...

O experiência AMS propõe a instalação dum espectrómetro magnético na estação espacial internacional (ISS), em 2003, com a finalidade de responder a algumas destas questões. Um dos seis detectores que constituirão o espectrómetro será o detector RICH (“Ring Imaging Cherenkov”). O RICH é composto por um radiador de 2cm de altura e 56.8cm de raio; uma rede de detecção com 67cm de raio, e um espelho cónico lateral com 45.4cm de altura. Com base no efeito de Cherenkov, o RICH vai permitir medir a velocidade e a carga das partículas carregadas que atravessarem o espectrómetro com velocidade superior a  $2.8 \times 10^8 m/s$  (velocidade superior à da luz no radiador de aerogel).

No presente trabalho apresenta-se um método de reconstrução de carga eléctrica das partículas incidentes no detector RICH. A reconstrução da carga consiste na contagem do número de fotoelectrões compatíveis com o padrão de Cherenkov reconstruído, na sua correcção pelos vários factores de eficiência e pela distância percorrida pela partícula no radiador.

Foi verificado que a aceitação e a eficiência do detector são função do ponto de impacto e direcção da partícula incidente. Por consequência faz-se a reconstrução acontecimento a acontecimento.

A resolução do método desenvolvido permite a identificação acontecimento a acontecimento de cargas até  $Z$  igual a 27. Para  $Z$  superior a 27 o método permite o ajuste às abundâncias relativas. Esta resolução contudo não tem em conta a incerteza associada à detecção de um fotoelectrão.

Este método assume um valor médio para o comprimento de interacção em função do comprimento de onda. No entanto, a dependência no comprimento de onda do espectro de Cherenkov emitido, da dispersão e absorção da radiação e da eficiência quântica dos fotomultiplicadores pode ser um factor de correcção importante a ser estimada e implementada futuramente.

Dos resultados obtidos pode concluir-se que foi desenvolvido um método capaz de reconstruir a carga eléctrica de raios cósmicos que atravessem o detector RICH da experiência AMS.

## Referências

- [1] V. S. Ptuskin, “Cosmic Rays: origin, propagation, and interaction”, Proceedings of the Third International Workshop on New Worlds in astroparticle Physics, pp.46-65, World Scientific Publishing, 2001.
- [2] V.L.Ginzburg, “The Astrophysics of cosmic Rays”, Keter Press Binding: Wiener Bindery Lyd, Jerusalem, 1969.
- [3] V.S.Berezinskii, S.V.Bulanov, V.A.Dogiel, V.L.Ginzburg, V.S.Ptuskin, “Astrophysics of cosmic Rays”, North-Holland, 1990.
- [4] A.E.Sandstrom, “Cosmic Ray Physics”-Holland Publishing Company, 1965.
- [5] M.Boezio, “Positron and Electrons in the Cosmic Radiation Measured by the CAPRICE94 Experiment”, PhD tese, 1998.
- [6] A.Holmes-Siedle, L.Adams, Handbook of radiation effects”, Oxford Science Publications, 1993.
- [7] AMS collaboration, “Protons in near earth orbit”, Physics Letters B, 472, pp.215-226, 2000.
- [8] V.M.Balebanov, et al.(AMS Proposal), “Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) for extraterrestrial Study of Antimatter, matter and Missing Matter on the International Space Station Alpha”.

[9] F.Barão, “Results from the AMS precursor flight and prospects of AMS2”, Proceedings of the Third International Workshop on New Worlds in astroparticle Physics, pp.146-155, World Scientific Publishing, 2001.

[10] F.Barão, “Cerenkov Detectors in the Alpha Magnetic Spectrometer”, 1999.

[11] W.W.M.Allison, P.R.S.Wright, The Physics Charged Particle Identification:  $dE/dx$ , Cerenkov and Transition Radiation, 371-417, T.Ferbel, “Experimental Techniques in High Energy Physics”, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1987.

[12] R.Fernow, “Introduction to Experimental Particle Physics”, Cambridge University Press, 1st edition 1986.

[13] W.R.Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer-Verlag, 2nd Revised Edition, 1994.

[14] A.Barrau, M.Buérnerd, A.Menchca-Rocha, F.Ohlsson-Malek, J.Pouxe, Z.Ren and T.Thuillier, Proposal for the RICH counter of AMS on the International Space Station, AMS internal report, 7 December, 1998.

[15] J.Borges, F.Barão, “Velocity Reconstruction in RICH Detector”, XI Encontro de Nacional de Astronomia e Astrofísica, Julho 2001.

[16] M.Brassed, “Handbook of Optics”, McGraw Hill 1995.

[17] E.Hecht, Addison, “Optics”, Wesley Publishing Company Inc (Tradução Calouste Gulbenkian por José Rebordão, 1991).

[18] B.Saleh, M.Teich, “Fundamentals of Photonics”, John Wiley & Sons, Inc, 1991.