221
Vnm-108

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Calorímetro de Líquidos Nobres para Radiações de Alta Energia

Marco Aurelio Lisboa Leite

Orientador:
Olacio Dietzsch

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Olacio Dietzsch (IFUSP)
Prof. Dr. Ernest Wolfgang Hamburger (IFUSP)
Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva (IFUSP)
Prof. Dr. Anderson Campos Fauth (UNICAMP)
Prof. Dr. Ronald Cintra Shellard (CBPF)

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Ex. 2
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
2948
INSTITUTO DE FÍSICA

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Prof. Sylvio Roberto Accioly Canuto
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

São Paulo
1999

539.76
L533c
2
ex. 2

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Leite, Marco Aurélio Lisboa

Calorímetro de Líquidos Nobres para Radiações de Alta Energia. São Paulo, 1999.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física - Departamento de Física Geral

Orientador: Prof. Dr. Olácio Dietzsch
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Calorimetria, 2. Alta Energia, 3, Instrumentação, 4. Líquidos Nobres.

USP/IF/SBI-020/99

À Márcia e ao Samuel.

Resumo

Este trabalho descreve a construção e testes de um calorímetro eletromagnético de criptônio líquido utilizando uma geometria projetiva na forma de acordeom para os absorvedores e eletrodos. Testes do calorímetro com feixes de elétrons de energia entre 20 e 200 GeV e múons de 225 GeV, realizados na linha de feixe H4 do acelerador SPS do CERN, apontam para uma resolução em energia de $(5.63/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.26)\%$ e uma não linearidade integral máxima de $\pm 0.3\%$. O calorímetro é dividido longitudinalmente em 3 seções, sendo a primeira altamente segmentada transversalmente em uma direção, formando um *pre-shower* integrado ao calorímetro. A posição de incidência da partícula no calorímetro pode ser determinada com uma resolução de $(2.16/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.19 \oplus 7.93/E\,[\mathrm{GeV}])$mm no *pre-shower* e o ângulo de incidência da partícula (utilizando a informação de posição das outras seções) com uma resolução de $(32.01/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.95 \oplus 44/E\,[\mathrm{GeV}])$mrad. Os sinais do calorímetro permitem a realização de medidas de tempo com uma resolução de 290ps com elétrons de 120 GeV. Também são apresentados e discutidos o efeito da presença de material inativo na resolução em energia, a resposta do calorímetro a múons e os resultados da comparação entre simulações de Monte Carlo com medidas feitas com feixes de partículas. Por fim, é feito um estudo comparativo da resolução em energia obtida com este calorímetro e com um calorímetro de argônio líquido de geometria semelhante.

Abstract

This work describes the construction and tests of a liquid krypton electromagnetic calorimeter employing an accordion shaped projective geometry for the absorbers and electrodes. The tests of the calorimeter using electron beams of energy ranging from 20 to 200 GeV and a muon beam of 225 GeV, from the H4 beam line of the CERN SPS, showed an energy resolution of $(5.63/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.26)\%$ and a maximum integral non-linearity of $\pm 0.3\%$. The calorimeter is divided longitudinally in 3 sections, the first one being highly segmented on the transversal direction, operating as a pre-shower integrated on the calorimeter. The position of incidence for a particle in the calorimeter can be determined with a resolution of $(2.16/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.19 \oplus 7.93/E\,[\mathrm{GeV}])$mm on the pre-shower and the angle of incidence (using the position information from all sections) with a resolution of $(32.01/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.95 \oplus 44/E\,[\mathrm{GeV}])$mrad. The calorimeter signals allow timing measurements to be performed with a resolution of 290ps for 120 GeV electrons. It is also presented and discussed the energy resolution behavior in the presence of dead material in front of the calorimeter, the calorimeter response to muons and the comparison between the results from data and Monte Carlo calculations. Finally, it is presented a comparative study between the energy resolution of this calorimeter and a liquid argon calorimeter employing a similar accordion shaped geometry.

Agradecimentos

Aos meus orientadores, Prof. Olacio Dietzsch e Dr. Helio Takai, pela orientação, paciência e constante apoio ao trabalho.

Ao Dr. David Lissauer e Dr. Howard Gordon do Laboratório Nacional de Brookhaven, pelo inestimável apoio que deles recebi durante minha estada em Brookhaven.

Aos membros do Omega Group de Brookhaven, em especial ao Dr. Iuliu Stumer, Dr. David Rahm, Dr. Sean McCorkle, Don Makowiecki e Jason Farrel, pelas discussões e sugestões sobre os mais variados aspectos desse trabalho.

Ao Dr. Veljko Radeka e ao Dr. Sergio Rescia da Divisão de Intrumentação de Brookhaven, pelas valiosas orientações e sugestões durante os testes dos eletrodos.

Ao Dr. Michal Seman e ao Dr. Michal Leltchouk da Universidade de Colúmbia, pelas diversas discussões sobre a análise dos dados.

À Márcia e ao Samuel, por terem tido paciência e compreensão durante todo esse tempo.

A todos aqueles que participaram e contribuíram, direta ou indiretamente, para a realização desse trabalho.

Ao CNPq e ao Laboratório Nacional de Brookhaven, pelo suporte e financiamento.

Calorímetro de Líquidos Nobres para Radiações de Alta Energia

Marco Aurelio Lisboa Leite

Orientadores:
Olacio Dietzsch (IFUSP)
Helio Takai (BNL)

Instituto de Física da USP
1999

Conteúdo

1 Introdução **1**

2 Calorímetros eletromagnéticos **6**

2.1 A cascata eletromagnética 7

2.1.1 O comprimento de radiação 8

2.2 O desenvolvimento da cascata eletromagnética 10

2.3 Calorímetros homogêneos e não homogêneos 18

2.4 Resolução em energia 20

2.4.1 Limites físicos na resolução em energia 20

2.4.2 Fração da amostragem e efeitos de transição 23

2.4.3 Parametrização da resolução em energia 25

2.5 Métodos de leitura 28

2.5.1 Calorímetros homogêneos 28

2.5.2 Calorímetros de amostragem 31

3 Líquidos nobres em calorímetros de ionização **35**

3.1 Introdução 36

3.2 Princípio de operação 37

3.3 Características do meio ativo 41

3.4 Formatação do sinal de ionização 46

4 Construção do calorímetro 52

4.1 Introdução 53

4.1.1 Geometria do calorímetro 54

4.1.2 Escolha dos materiais 62

4.1.3 Eletrodos 64

4.1.4 Absorvedores 70

4.2 Montagem e preparação 72

4.3 Eletrônica 78

4.3.1 Calibração 82

4.3.2 Sistema criogênico 89

4.3.3 Tensão de operação 90

5 Resultados experimentais 92

5.1 Introdução 93

5.2 Arranjo experimental 94

5.2.1 O *trigger* do sistema de aquisição de dados 97

5.2.2 Correção do efeito da fase da rede elétrica 97

5.2.3 Cortes padrão 99

5.3 Análise das somas analógicas do calorímetro 102

5.3.1 Determinação do ruído 107

5.3.2 Linearidade da resposta em energia 109

5.3.3 Correções na energia 111

5.3.4 Resolução em energia 121

5.3.5 Efeito do material inativo 125

5.4 Análise das torres individuais 129

5.4.1 Ruído e calibração 131
5.4.2 Resposta em energia 137
5.4.3 Linearidade da resposta em energia 141
5.4.4 Resolução em energia 141
5.4.5 Resposta do calorímetro a múons 145
5.4.6 Determinação da posição 146
5.4.7 Resolução em posição 150
5.4.8 Resolução angular 158
5.4.9 Resposta em tempo 159

6 Conclusões e comentários 163

6.1 Os resultados do calorímetro – comparação com simulações . 164
6.2 Ganho do calorímetro (μA/GeV) 167
6.3 Ruído eletrônico 169
6.4 Comparação com o argônio líquido 171
6.5 Comentários finais 171

Lista de Figuras

1.1 Efeito da resolução em energia do calorímetro na determinação da massa do bóson de Higgs 4

2.1 Cascata eletromagnética 7

2.2 Perda de energia para processos de interação entre elétrons e a matéria 9

2.3 Seção de choque para processos de interação de fótons com a matéria 9

2.4 Desenvolvimento longitudinal da cascata eletromagnética . . 12

2.5 Perfil lateral da cascata 16

2.6 Contenção lateral da cascata 17

2.7 Calorímetros homogêneos e de amostragem 18

2.8 Efeito do vazamento de energia na resolução 25

2.9 Calorímetros de amostragem utilizando cintiladores orgânicos 33

3.1 Diagrama de uma célula básica de um calorímetro de ionização 39

3.2 Carga e corrente de ionização 40

3.3 Velocidade de arrasto em Ar, Kr e Xe líquidos 44

3.4 Sinal de uma câmara de ionização de placas paralelas 46

3.5 Formatação dos sinais de uma câmara de ionização 48

3.6 Razão entre a carga de ruído equivalente com carga observada $ENC(t_m)/Q(t_m)$ em função do tempo de integração 51

4.1 Comparação entre a geometria de placas paralelas e de acordeom 54
4.2 Desenho esquemático do calorímetro 55
4.3 Estrutura dos eletrodos e absorvedores 56
4.4 Definição dos ângulos da estrutura de acordeom 57
4.5 Detalhe da geometria de uma célula do calorímetro (1) 57
4.6 Detalhe da geometria de uma célula do calorímetro (2) 58
4.7 Vista isométrica do calorímetro 58
4.8 Geometria dos eletrodos 65
4.9 Estrutura de camadas dos eletrodos 67
4.10 Eletrodo após a prensagem 68
4.11 Prensa hidráulica 69
4.12 Dimensões e vista em corte do absorvedor 71
4.13 Resolução em energia em função da profundidade da faixa de exclusão de massa 73
4.14 Montagem do calorímetro 74
4.15 Calorímetro montado 75
4.16 Posição dos circuitos de pré-amplificação e calibração 76
4.17 O calorímetro montado no criostato 77
4.18 Diagrama da eletrônica de processamento dos sinais 78
4.19 Diagrama do sistema de aquisição de dados 81
4.20 Circuito de calibração por tensão 83
4.21 Circuito de calibração por corrente 85
4.22 Comparação entre o sinal de ionização e o sinal de calibração 87
4.23 Esquema do sistema de criogenia 90

4.24 Forma de onda da soma analógica do calorímetro 91
4.25 Determinação da tensão de operação 91

5.1 Arranjo experimental 95
5.2 *Veto counter* 96
5.3 Diagrama do *trigger* 98
5.4 Dependência do pedestal dos cintiladores com a fase da rede . 99
5.5 Sinal dos cintiladores S_1 e S_2 100
5.6 Região fiduciária do feixe 101
5.7 Posição de incidência do feixe no calorímetro 103
5.8 Perfil da cascata 103
5.9 Resolução em energia em função dos ganhos 106
5.10 Pedestais – somas analógicas 108
5.11 Distribuição de energia para elétrons de 200GeV 110
5.12 Não-linearidade integral – soma analógica 112
5.13 Correlação entre E_T e E_B (120 GeV) 114
5.14 Correlação entre E_T e E_B (120 GeV) 115
5.15 Correlação entre E_T e E_f (50 GeV) 116
5.16 Correlação entre E_T e E_f (120 GeV) 117
5.17 Dependência de $E_T/ < E >$ com a posição z (50 GeV) 119
5.18 Quantidade de meio ativo na direção y 120
5.19 Dependência de $E_T/ < E >$ com a posição y 121
5.20 Efeito das correções na distribuição de energia 122
5.21 Efeito das correções na distribuição de energia 123
5.22 Resolução em energia, somas analógicas 125
5.23 Efeito da adição de material inativo 126
5.24 Efeito da adição de material inativo 127

5.25 Efeito da adição de material inativo 128
5.26 Resolução em energia e energia média em função da quantidade de material inativo 129
5.27 Energia total - canais individuais 130
5.28 Distribuição dos ganhos das torres do calorímetro 132
5.29 Ruído nas torres 133
5.30 Pedestais - canais individuais 134
5.31 Correção do ruído coerente 135
5.32 Correlação entre os pedestais das torres 136
5.33 Correlação entre pedetais 137
5.34 Comparação entre o ruído eletrônico e o sinal de elétrons de 200 GeV 138
5.35 Energia total × energia na seção frontal 140
5.36 Relação entre as energias totais 142
5.37 Não-linearidade integral - canais individuais 143
5.38 Resolução em energia - canais individuais 144
5.39 Resposta do calorímetro a múons 145
5.40 Posição na direção y: seção frontal 147
5.41 Posição na direção y: seção intermediária e traseira 148
5.42 Posição na direção z: seção intermediária e traseira 149
5.43 Resolução em posição - seção frontal 152
5.44 Resolução em posição – direção y 153
5.45 Resolução em posição – direção z 154
5.46 Resolução em posição - seção frontal 155
5.47 Resolução em posição - seção intermediária 156
5.48 Resolução em posição - seção traseira 157
5.49 Resolução angular 159

5.50 Resolução em tempo 162

6.1 Comparação entre a resolução em energia medida e a calculada por Monte Carlo 165

6.2 Comparação entre a resolução em posição medida e a calculada por Monte Carlo 165

6.3 Comparação entre a a resolução angular medida e a calculada por Monte Carlo 166

6.4 Resolução em energia com calorímetro de acordeom utilizando argônio líquido 172

Lista de Tabelas

2.1 Características de alguns materiais utilizados como absorvedores em calorimetria 19

2.2 Propriedades dos calorímetros homogêneos 29

3.1 Propriedades dos líquidos nobres 38

4.1 Características das torres do calorímetro 77

4.2 Características dos pré-amplificadores do calorímetro 79

5.1 Ganhos nominais das seções do calorímetro 105

5.2 Ganhos entre seções do calorímetro 107

5.3 Ruído nas somas analógicas 109

5.4 Resolução em energia – Somas analógicas 124

5.5 Ruído – Soma total (torres individuais) 139

5.6 Lineridade e não linearidade integral – Torres individuais . . 143

5.7 Termos estocástico e termo constante – canais individuais . . 144

5.8 Resolução em posição – direção y 153

5.9 Resolução em posição – Seção frontal 154

5.10 Resolução em posição – Seção intermediária 155

5.11 Resolução em posição – Seção traseira 155

5.12 Resolução angular do calorímetro 159

6.1 Cálculo da fração de amostragem 167

6.2 Ganho do calorímetro (μA/GeV) 169

6.3 Ruído eletrônico 170

Capítulo 1

Introdução

A introdução de aceleradores de alta energia e luminosidade (LEP, Tevatron, LHC) e as experiências propostas para esses aceleradores têm impulsionando o desenvolvimento de novas técnicas na detecção e identificação de partículas. Dentre elas, a calorimetria desempenha um papel fundamental nos experimentos de Física de Altas Energias.

Inicialmente concebidos apenas para a medida da energia de partículas, os calorímetros atuais formam um sistema quase completo de detecção por si só, fornecendo informações sobre energia, posição e ângulo de incidência da partícula no calorímetro, identidade da partícula e medidas de tempo [1]. A faixa de energia de utilização desses instrumentos compreende hoje desde algumas centenas de MeV até centenas de GeV, devendo se extender até alguns TeV para as experiências propostas para o LHC.

Os calorímetros são divididos em duas grandes categorias: os calorímetros eletromagnéticos, destinados à detecção de fótons, elétrons e pósitrons de alta energia, através de sua interação eletromagnética com o meio material e os calorímetros hadrônicos, voltados à detecção de hádrons através da interação nuclear dessas partículas com matéria.

Nas experiências a serem realizadas no LHC (ATLAS [2], CMS), espera-se que os calorímetros eletromagnéticos sejam capazes de caracterizar elétrons e fótons com alto momento transversal. Como exemplo, um dos objetivos das experiências propostas para o LHC é a detecção do bóson de Higgs, através do decaimento $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [3] na região de massa entre 80 e 150 GeV, num ambiente onde, devido à alta luminosidade, o fundo de radiação é elevado. Neste caso, o calorímetro (ou o sistema de calorímetros) deve ser capaz de identificar os fótons provenientes do decaimento e rejeitar com uma elevada eficiência eventos espúrios como, por exemplo, os fótons devidos ao decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

A detecção de elétrons e fótons com alta resolução através de calorímetros eletromagnéticos no ambiente de alta luminosidade dos novos aceleradores impõe severas restrições na construção e no processamento dos sinais do calorímetro. Devido à elevada dose de radiação provocada pela alta luminosidade, o material utilizado na construção do calorímetro deve oferecer excelente resistência à radiação, de maneira a evitar que as características do calorímetro sejam afetadas pela radiação e se modifiquem ao longo dos anos de operação dos experimentos.

Para possibilitar medidas de posição e ângulo de incidência das partículas, o calorímetro deve ser segmentado ao longo de uma ou mais direções em regiões menores (módulos ou torres) independentes umas das outras. Nos experimentos realizados em *colliders*, é necessária ainda uma cobertura angular completa do ponto de interação dos feixes pelo calorímetro. Das exigências de uma cobertura completa e uma alta segmentação resulta um dos problemas mais complexos em calorimetria, que é a interconexão de todas as torres do calorímetro (ou calorímetros) com o sistema de leitura dos sinais, sem que o espaço ocupado pelo meio de transporte desses sinais (cabos elétricos, guias de luz ou fibras ópticas) introduza vazios (*cracks*) entre os módulos e torres, comprometendo a hermeticidade do calorímetro.

A alta luminosidade dos aceleradores decorrente do curto intervalo de tempo entre as colisões ($\mathcal{L} = 10^{34}\,[\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$ e 25ns entre cruzamentos no caso do LHC) exige um sistema de detecção e processamento dos sinais capaz de processar uma grande quantidade de informação (4×10^5 canais de eletrônica somente no calorímetro eletromagnético do ATLAS) no intervalo de tempo de cruzamento entre os feixes.

Os experimentos propostos recentemente requerem calorímetros capazes de determinar a energia e posição das partículas incidentes com alta precisão

numa ampla faixa de energia e a eficiência na seleção dos eventos de interesse depende em muito dessa precisão, como mostra fig. 1.1.

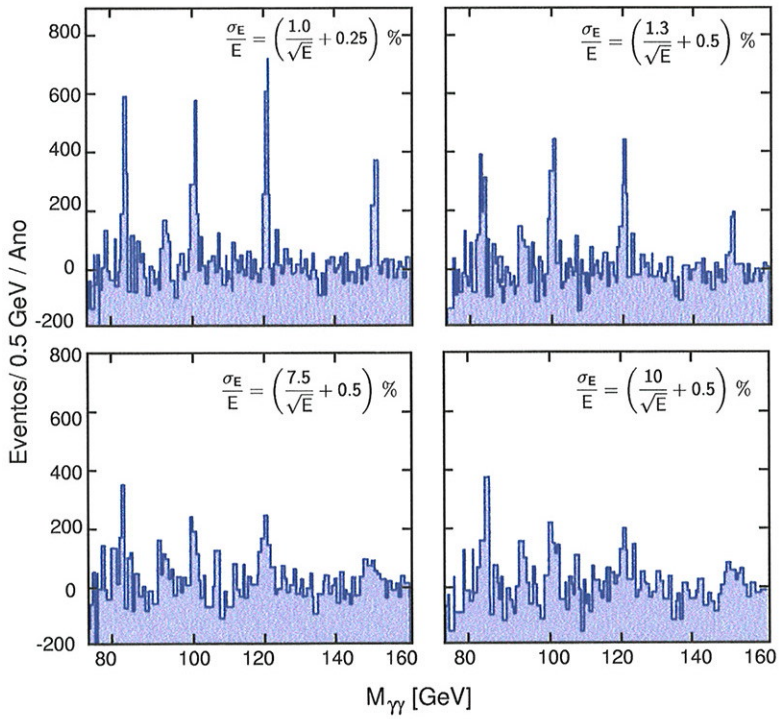


Figura 1.1: Simulação mostrando a distribuição da massa invariante de dois fótons do decaimento $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ para diversas massas do bóson de Higgs, obtidas com diferentes resoluções em energia e após a subtração do fundo [4].

A busca de soluções para os problemas acima tem feito o campo da Calorimetria experimentar avanços notáveis, tais como a introdução de novos conceitos de construção de calorímetros (geometria de acordeom) [5], novos materiais (como o BaF_2, o $WPbO_4$[6] e líquidos nobres) e novas técnicas de leitura e processamento de sinais (amostragem múltipla) [7, 8, 9].

Neste trabalho, os aspectos básicos que regem o processo de interação e detecção de elétrons e fótons de alta energia serão apresentados no Capítulo 2,

juntamente com os diversos fatores que influenciam as características e o processamento do sinal dos calorímetros eletromagnéticos.

No Capítulo 3, serão discutidos os processos de formação e processamento de sinais em calorímetros de ionização utilizando líquidos nobres como meio de detecção.

Os detalhes da construção e operação de um calorímetro de ionização de criptônio líquido utilizando uma geometria de acordeom projetiva são mostrados no Capítulo 4, e os resultados dos testes desse calorímetro com feixes de elétrons e múons são apresentads no Capítulo 5. No Capítulo 6 é feita uma comparação entre os resultados experimentais e os resultados obtidos através de eventos simulados por Monte Carlo, juntamente com o cálculo do ganho do calorímetro e a resolução em energia obtida com um calorímetro de geometria de acordeom projetiva utilizando argônio líquido.

Capítulo 2

Calorímetros eletromagnéticos

2.1 A cascata eletromagnética

A maneira pela qual elétrons, pósitrons e fótons de alta energia transportam e depositam energia na matéria é através da produção de cascatas eletromagnéticas (fig. 2.1).

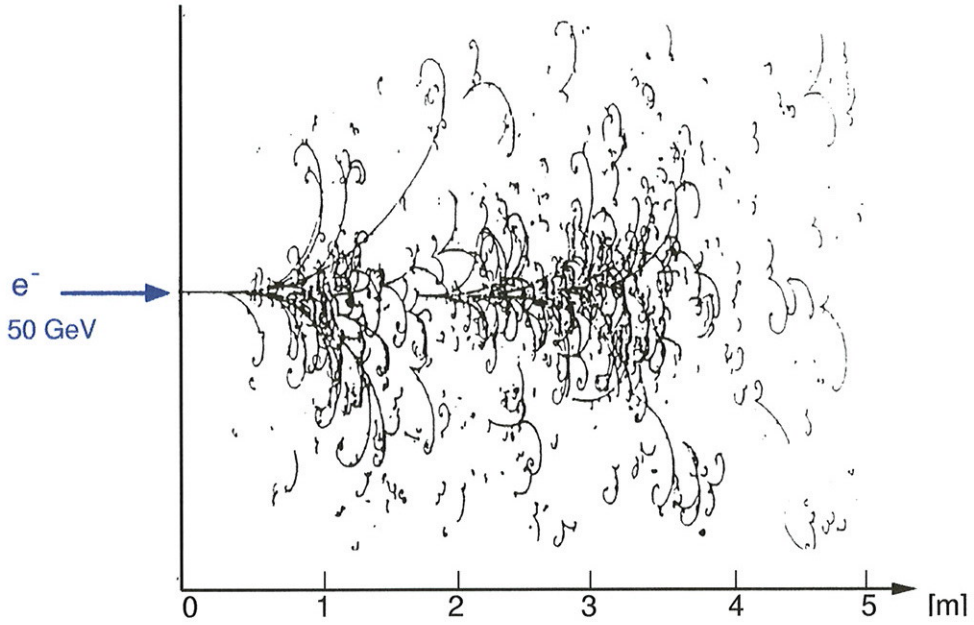


Figura 2.1: Cascata eletromagnética produzida por um elétron de 50 GeV em uma câmara de bolhas (70% Ne + 30% H_2).

A cascata é propagada tanto lateralmente como longitudinalmente por um número de partículas que aumenta à medida que a energia diminui. Esse processo multiplicativo continua até que a energia média das partículas cai abaixo de um certo valor, conhecido como energia crítica (ϵ), definida como a energia na qual as probabilidades de perda de energia por radiação e perda de energia por colisão são as mesmas:

$$\epsilon\,[\mathrm{MeV}] \approx \frac{800}{Z + 1.2} \tag{2.1}$$

A maioria da energia perdida por uma partícula dentro de um meio qualquer é convertida em calor. No entanto, a medida da quantidade de calor produzida é inviável, já que a variação na temperatura é extremamente pequena. Além da produção de calor, uma fração da energia original da partícula é "convertida" em carga elétrica ou em luz, que podem ser medidos mais facilmente do que a variação da temperatura do meio interagente.

Os processos de interação dominantes no início da cascata – quando a energia média dos elétrons e fótons ainda é elevada – são o *bremsstrahlung* e a produção de pares (fig. 2.2 e 2.3). No entanto, à medida que o processo se desenvolve, com a produção de fótons, elétrons e pósitrons de menor energia, outros processos de interação, tais como o efeito Compton e ionizações, passam e ter maior probabilidade de ocorrência.

Apesar dos processos de interação básica dos elétrons e dos fótons com a matéria serem bem conhecidos, o tratamento analítico do desenvolvimento da cascata é feito de maneira aproximada. Uma solucão mais completa e satisfatória é obtida através de simulações [10, 11] e parametrizações através de dados obtidos experimentalmente [12, 13, 14, 10, 15].

2.1.1 O comprimento de radiação

É conveniente expressar a dimensão longitudinal da cascata eletromagnética em unidades de comprimento de radiação (X_0), que pode ser entendido como a distância média que um elétron de alta energia (E) deve percorrer para perder $(e-1)/e$ de sua energia por *bremsstrahlung*. O comprimento de radiação X_0 pode ser calculado através da equação:

$$X_0 = \frac{716.405A}{Z^2(L_{rad} - f) + ZL'_{rad}} \quad [\mathrm{g/cm^2}] \tag{2.2}$$

onde $f = f(z) = 1.202z - 1.0369z^2 + 1.008z^3/(1+z)$, $z = (Z/137)^2$

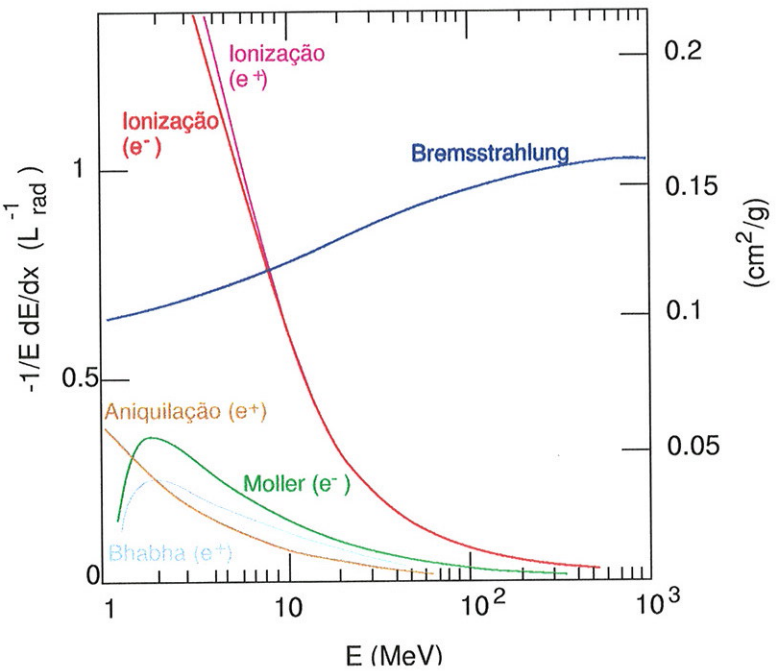


Figura 2.2: Perda de energia por comprimento de radiação em função da energia para os processos de interação entre elétrons (ou pósitrons) em chumbo . Adaptado de [4].

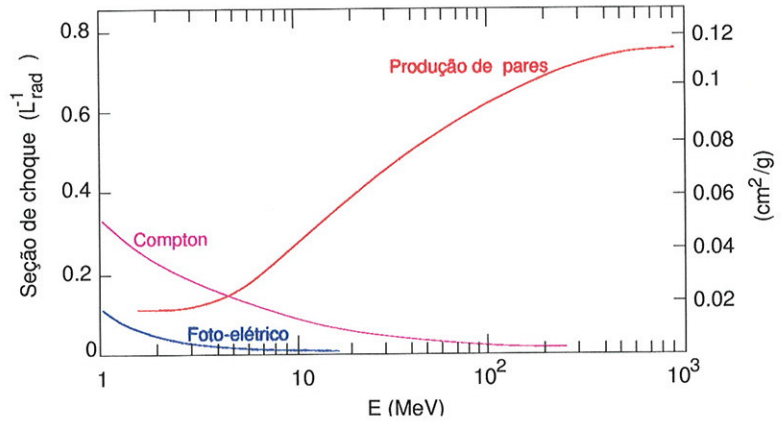


Figura 2.3: Seção de choque para processos de interação de fótons na matéria (chumbo) em função da energia dos fótons. Adaptado de [4].

(correção coulombiana) e (para $Z > 4$):

$$L_{rad} = \ln(184.15Z^{-1/3}) \tag{2.3}$$

$$L'_{rad} = \ln(1194Z^{-2/3}) \tag{2.4}$$

Para estimativas, o valor de X_0 pode ser aproximado com uma precisão melhor que 2.5 % por[1] [16]:

$$X_0 \approx \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad [\mathrm{g/cm^2}] \tag{2.5}$$

O comprimento de radiação de um material formado pela mistura de vários compostos pode ser calculado como:

$$X_0 = \frac{1}{\sum_{j=1}^{N} w_j/(X_0)_j} \tag{2.6}$$

onde w_j é a fração em peso do material j no composto e $(X_0)_j$ o comprimento de radiação do material j.

Para fótons de alta energia, pode ser feita uma definição análoga ao comprimento de radiação para elétrons. Nesse caso, o comprimento de radiação para fótons (X_γ) é definido como a distância média para que $(e-1)/e$ dos fótons de energia E sejam convertidos em pares e^+e^- [17]:

$$X_\gamma = \frac{9}{7}X_0 \tag{2.7}$$

2.2 O desenvolvimento da cascata eletromagnética

De modo geral, a melhor maneira de se expressar o desenvolvimento da cascata eletromagnética é através da soma de todas as trilhas (*track length* –

[1] Exceto para He, onde a concordância é de aproximadamente 5 %

T) das partículas carregadas que compõe a cascata. A quantidade T depende da energia de corte E_c do calorímetro (energia mínima necessária para que um elétron ou pósitron seja detectado no calorímetro). A medida que a energia de corte aumenta, a fração de T que pode ser detectada diminui. Para materiais leves, a aproximação B de Rossi pode ser utilizada para obter uma forma funcional para essa fração [18], se for considerado que todos os elétrons e pósitrons perdem uma mesma quantidade de energia por comprimento de radiação X_0 e que a produção de pares a qualquer energia é regida pela mesma fórmula que descreve a produção para altas energias[19]. Quando a energia E da cascata é muito maior que a energia de corte do meio ($E \gg E_c$), a fração F das trilhas que podem ser detectadas é:

$$F(z) \approx exp(z)\left[1 + z\ln\left(\frac{z}{1.526}\right)\right] \tag{2.8}$$

onde

$$z = 4.58\frac{Z}{A}\frac{E_c}{\epsilon} \tag{2.9}$$

No caso extremo onde a energia de corte E_c é igual a zero, a soma das trilhas T (expressa em unidades de X_0) é igual a $E/\epsilon X_0$ [20]. Considerando o fator $F(z)$ no cálculo de T:

$$T = F(z)\frac{E}{\epsilon}X_0 \tag{2.10}$$

A eq. 2.10 tem um significado importante, indicando que a soma de todas as trilhas da cascata (*track length*) é proporcional à energia da partícula que inicia a cascata (E), o que possibilita a medida de energia da partícula através da cascata por ela iniciada em um meio material.

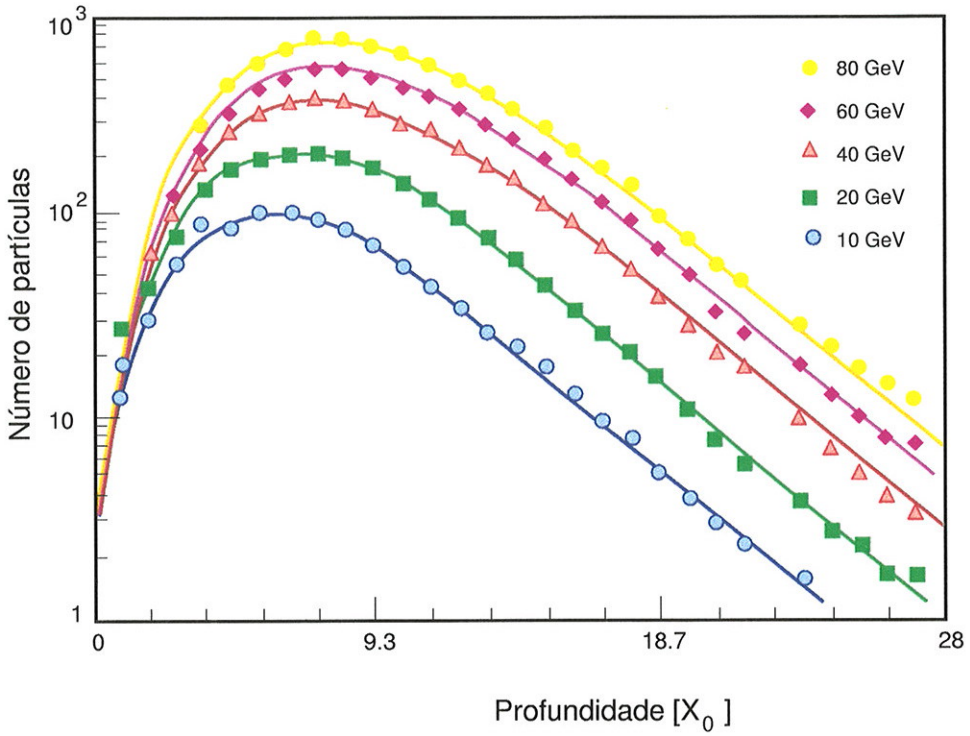


Figura 2.4: Desenvolvimento longitudinal de uma cascata eletromagnética em chumbo iniciada por pósitrons de energia entre 10 e 80 GeV [21].

Desenvolvimento longitudinal da cascata

A maneira de se representar o desenvolvimento longitudinal de uma cascata eletromagnética é através do número médio de partículas presentes a uma certa profundidade da cascata. A fig. 2.4 mostra a distribuição longitudinal do número médio de partículas de uma cascata eletromagnética em chumbo iniciada por pósitrons de energia entre 10 e 80 GeV. Na fig. 2.4 o número de partículas da cascata aumenta rapidamente até atingir um certo número máximo de partículas, onde a energia média dessas partículas é igual à energia crítica (ϵ) do material. Após o máximo, a diminuição no número de

partículas da cascata ocorre de maneira muito mais lenta, e os processos de interação dominantes são o efeito Compton (fótons) e ionização (elétrons e pósitrons).

Para uma cascata iniciada por partículas de energia E em um meio material de comprimento de radiação X_0, o número (médio) de partículas (Π) encontradas a uma profundidade t ($t = x/X_0$) é parametrizado por [10]:

$$\Pi = \Pi(E,t) = At^{\alpha}e^{-\beta t} \tag{2.11}$$

onde A, α e β são parâmetros ajustados que dependem da energia da partícula e do material em que a cascata se desenvolve.

Como a energia é proporcional a T, a eq. 2.11 pode ser escrita na forma:

$$\Pi = k\frac{dE}{dt} \tag{2.12}$$

O valor de k pode ser determinado considerando que em $t \to \infty$ toda a energia da partícula (E_{inc}) foi depositada no calorímetro:

$$\int_0^{E_{inc}} dE = \int_0^{\infty} kAt^{\alpha}e^{-\beta t}dt \tag{2.13}$$

$$k = \frac{1}{E_{inc}}\frac{A\Gamma(\alpha)}{\beta^{\alpha}} \tag{2.14}$$

de modo que a taxa de variação da energia da cascata em função da posição longitudinal da cascata pode ser escrita como:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_{inc}\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)}t^{\alpha}e^{-\beta t} \tag{2.15}$$

A variação no número médio de partículas produzidas pela cascata em função da profundidade ou a taxa com que as partículas são criadas ou absorvidas ($d\Pi/dt$) é:

$$\frac{d\Pi(E,t)}{dt} = \left(\frac{\alpha}{t} - \beta\right)\Pi \tag{2.16}$$

Na eq. 2.16, o termo $(\alpha/t)\,\Pi$ representa a probabilidade de criação de partículas, e o termo $(-\beta)\,\Pi$ a probabilidade de absorção.

Através da 2.16, é possível determinar a que profundidade ocorre o máximo da cascata eletromagnética ($d\Pi/dt = 0$):

$$\frac{d\Pi}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad t = t_{max} = \frac{\alpha}{\beta} \tag{2.17}$$

É possível parametrizar a dependência entre a posição do máximo da cascata (t_{max}) e a energia da partícula incidente num meio de energia crítica ϵ por:

$$t_{max}(X_0) = [\ln(E/\epsilon) + \delta] \tag{2.18}$$

onde $\delta = -0.5$ para cascatas iniciadas por elétrons e $\delta = 0.5$ para cascatas iniciadas fótons.

A profundidade $t_{95\%}$ em que 95% da energia da cascata foi depositada no calorímetro é dada por [4]

$$t_{95\%}(X_0) \approx t_{max} + 0.08Z + 9.6 \tag{2.19}$$

As eqs. 2.18 e 2.19 mostram que quando se utiliza a cascata eletromagnética para a determinação da energia da partícula, o comprimento do detector aumenta logaritmicamente com a energia medida.

Como mencionado, a eq. 2.15 representa em média o desenvolvimento da cascata. Grindhammer [15] sugere que uma representação fiel do desenvolvimento longitudinal, incluindo as flutuações, não pode ser feita apenas variando-se os parâmetros α e β na eq. 2.15. Uma representação mais realista é feita supondo-se que a eq. 2.15 pode ser utilizada para descrever cada cascata individualmente e que o perfil longitudinal de cada cascata flutua segundo os valores dos parâmetros α e β (que são correlacionados).

A distribuição de perfis longitudinais pode então ser utilizada para inferir o comportamento médio e a flutuação em torno dessa média.

Desenvolvimento lateral da cascata eletromagnética

À medida que a cascata se desenvolve, penetrando no material, sua dimensão transversal aumenta. Isso ocorre porque, devido à diminuição da energia média dos elétrons e dos fótons, a probabilidade de ocorrerem processos de perda de energia por colisão inelástica (elétrons, pósitrons) e efeito Compton (γ) passam a dominar sobre os processos de *bremsstrahlung* e produção de pares. Nessa região a "cauda" de baixa energia da cascata eletromagnética é caracterizada pela energia crítica ϵ do meio. A fig. 2.5 mostra a distribuição média da energia em função do raio ao redor do eixo de cascatas iniciados por elétrons de 1GeV em chumbo (perfil lateral) nas profundidades de $1.75X_0$, $10.5X_0$, $17.5X_0$ e $22.8X_0$. No início da cascata é perceptível a presença de um núcleo mais energético e um halo de menor energia ao redor desse núcleo. À proporção que a cascata se desenvolve, a distinção entre o núcleo e o halo praticamente desaparece.

A dimensão lateral da cascata eletromagnética é quantificada através do raio de Molière (R_M), definido como sendo a difusão lateral de um feixe de elétrons de energia próxima à energia crítica ϵ, após atravessar um comprimento de radiação X_0 de material:

$$R_M = \frac{E_s}{\epsilon} X_0 \tag{2.20}$$

onde E_s é a constante proveniente da teoria de espalhamento múltiplo ($E_s = 21.2$ MeV) [16].

A distribuição de energia ao redor do eixo da cascata é simétrica (se o calorímetro for uniforme), e pode ser parametrizada (a uma certa profun-

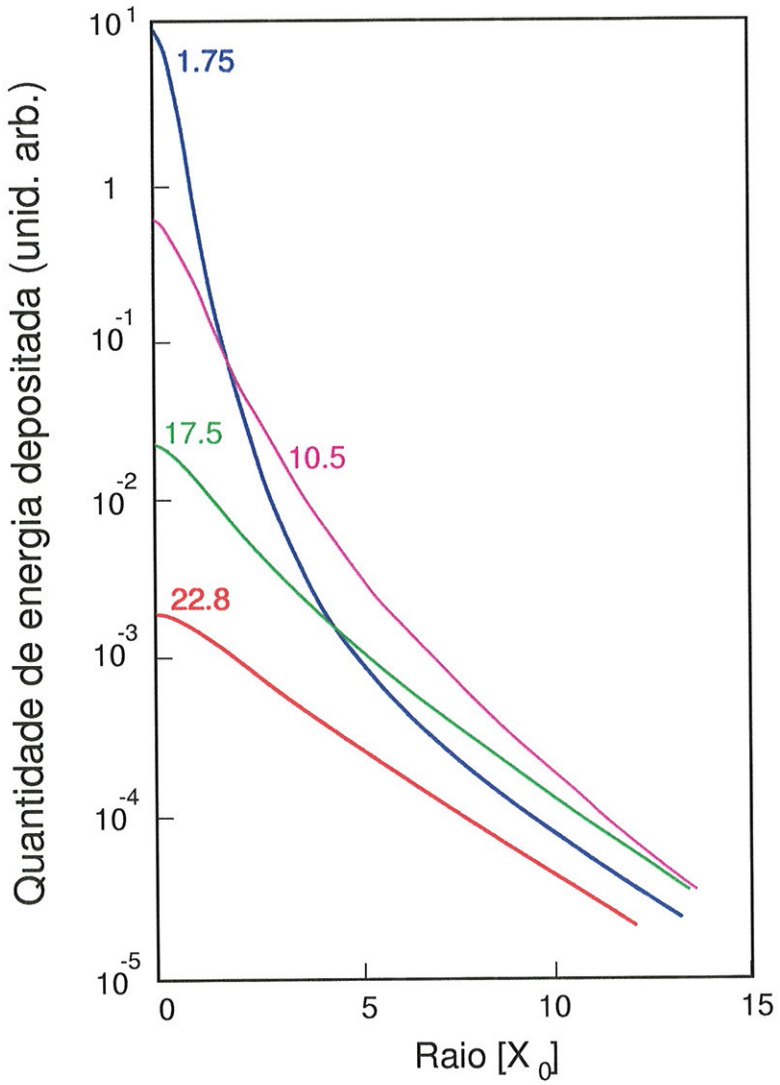


Figura 2.5: Perfil lateral de uma cascata eletromagnética iniciada por elétrons de 1 GeV em chumbo, nas profundidades de $1.75X_0$, $10.5X_0$, $17.5X_0$ e $22.8X_0$ [22].

didade) através da soma de duas gaussianas [23, 24, 25], uma delas representando o núcleo mais energético da cascata e a outra o halo de baixa

energia:

$$f(r) = a_1 e^{\frac{-r^2}{a_2}} + a_3 e^{\frac{-r^2}{a_4}} \tag{2.21}$$

onde $a_1 \ldots a_4$ são parâmetros que dependem do material, da energia e da profundidade da cascata.

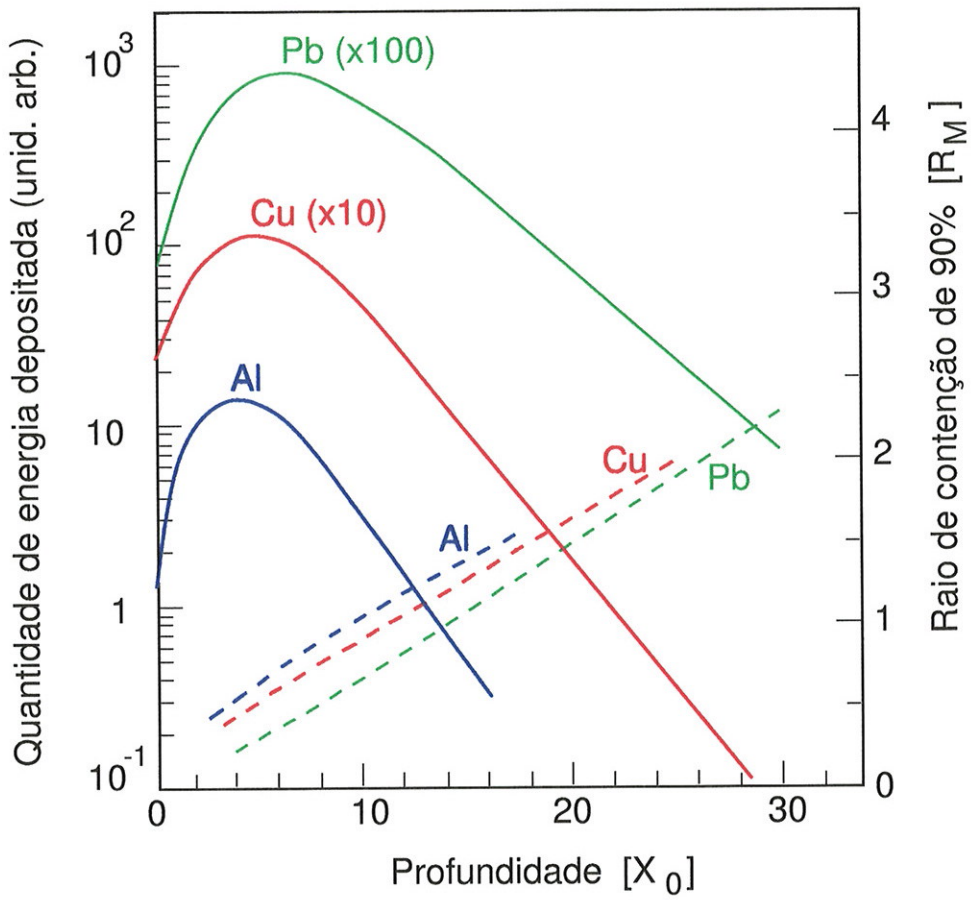


Figura 2.6: Distribuição longitudinal de energia (linhas contínuas, escala à esquerda) de cascata eletromagnética iniciada por elétrons de 6 GeV em Al, Cu, e Pb. O raio necessário para conter 90% da energia é mostrado, em função da profundidade, pelas linhas tracejadas (escala à direita) [1].

Aproximadamente 90% da energia da cascata está contida dentro de um raio igual a R_M, chegando a 99% (em média) dentro de 3.5 R_M. A fig. 2.6 mostra qual o raio, em função da profundidade da cascata, necessário para conter 90% da energia.

O conhecimento do perfil transversal da cascata eletromagnética é fundamental no projeto de calorímetros, já que a dimensão lateral necessária para conter um certo percentual da cascata é determinada pela distribuição transversal de energia da cascata. No caso de calorímetros segmentados, a dimensão transversal das torres, o que define granularidade do calorímetro, é feita com base na dimensão transversal da cascata.

2.3 Calorímetros homogêneos e não homogêneos

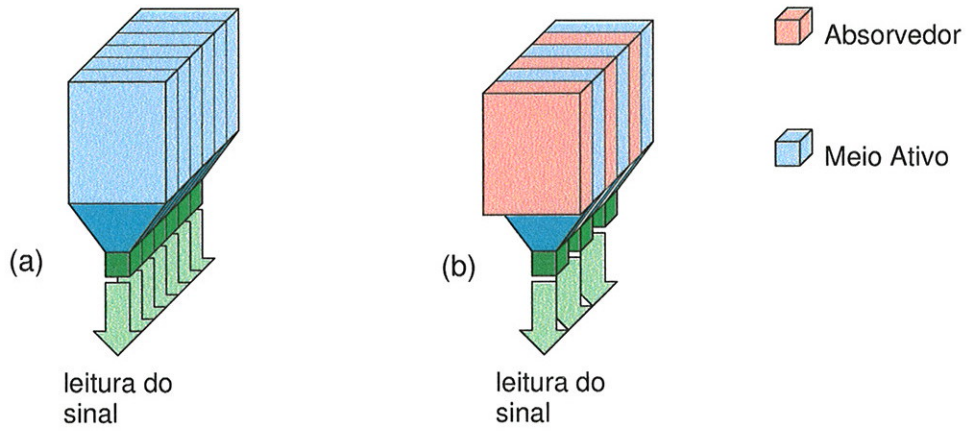


Figura 2.7: Comparação entre um calorímetro homogêneo (a) e um calorímetro de amostragem (b).

Os calorímetros podem ser separados em duas categorias, no que se refere à sua construção: calorímetros homogêneos e não homogêneos.

Os calorímetro homogêneos são constituídos de um único tipo de mate-

rial, responsável pela propagação da cascata e pela detecção das partículas (fig. 2.7).

Os calorímetros não homogêneos, também conhecidos como calorímetros de amostragem, são construídos alternando-se diferentes materiais, um deles, de número atômico elevado, chamado absorvedor, "degrada" a energia da partícula incidente, possibilitando sua detecção por meio de um segundo meio material (meio ativo), permitindo uma maior flexibilidade na construção do calorímetro, uma vez que a escolha do meio de detecção não fica restrita a materiais que se comportem como bons absorvedores (pequeno comprimento de radiação) e vice-versa. A tab. 2.1 apresenta algumas propriedades dos materiais mais comumente utilizados como absorvedores na construção de calorímetros.

Tabela 2.1: Propriedades de alguns materiais utilizados como absorvedores em calorimetria

Material	Z	A [g]	Densidade [g/cm^3]	ϵ MeV	R_M [cm]	X_0 [cm]	$\langle dE/dx \rangle_{mip}$ [MeV/cm]
Al	13	26.98	2.70	42.3	4.80	8.9	3.81
Fe	26	55.85	7.87	21.2	1.75	1.76	10.7
Cu	29	63.54	8.96	19.0	1.59	1.43	11.85
Sn	50	118.69	7.31	11.0	2.30	1.21	8.3
W	74	183.85	19.3	7.4	0.99	0.35	21.1
Pb	82	207.19	11.35	6.7	1.76	0.56	11.7
U	92	238.03	18.95	6.0	1.11	0.32	19.3

2.4 Resolução em energia

A resolução em energia, ou a precisão com que o calorímetro é capaz de determinar a energia da cascata é definida com base na flutuação observada nas medidas de energia. Se um certo número de partículas, todas com a mesma energia E, penetram no calorímetro, a flutuação intrínseca no processo de formação e detecção da cascata produz uma distribuição de valores de energia medida. A resolução (percentual) em energia é definida como a razão entre a dispersão dessa distribuição de energia (σ_E) e seu valor médio ($\langle E \rangle$):

$$\text{Resolução}(\%) = \frac{\sigma_E}{\langle E \rangle} \times 100(\%) \tag{2.22}$$

Os fatores que afetam a resolução em energia em calorimetria podem ser agrupados em duas categorias: fatores físicos, que são inerentes à flutuação no processo de desenvolvimento e amostragem da cascata e fatores técnicos, que se referem a imprecisões na construção, calibração e ruído no sistema de processamento de sinais.

2.4.1 Limites físicos na resolução em energia

Flutuação estatística

Dos limites físicos, o primeiro a contribuir com a resolução em energia do calorímetro é a flutuação estatística no processo de desenvolvimento da cascata. Para um calorímetro homogêneo de dimensões infinitas[2], a resolução intrínseca do instrumento será (supondo $E_c/\epsilon = 0.04$) [18, 10]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma(T)}{T} \approx \frac{0.7}{\sqrt{E(GeV)}}(\%) \tag{2.23}$$

[2]Dimensões muito maiores que as dimensões da cascata

Flutuações na amostragem

O processo de intercalar materiais de números atômicos diferentes na construção do calorímetro introduz uma flutuação inevitável no processo de amostragem da cascata. Essa flutuação é muito maior que a flutuação intrínseca no processo de desenvolvimento da cascata, o que torna a resolução em energia dos calorímetros de amostragem pior quando comparados aos calorímetros homogêneos. Entretando, os calorímetros de amostragem representam a única alternativa em muitos casos, como a medida de energias elevadas e a medida da energia de hádrons [26, 1, 27].

O processo de flutuação na amostragem deve ser compreendido separadamente para calorímetros que simplesmente contam os traços da cascata (calorímetros "digitais") e aqueles que medem a energia diretamente através da ionização ou cintilação do meio ativo (calorímetros proporcionais). No caso de calorímetros digitais, a flutuação no processo de amostragem é predominante, advindo da flutuação no número de elétrons e pósitrons que atravessam as camadas sensíveis do calorímetro[28].

A estimativa da flutuação na amostragem da cascata pode ser feita utilizando a aproximação B de Rossi [19]. Num calorímetro infinito, de absorvedores de espessura x (e separação das camadas de meio ativo por uma distância x) cada plano de meio ativo amostra T/x segmentos da cascata:

$$\text{Número de intercepções} = N = \frac{E}{\epsilon}\frac{X_0}{x} \tag{2.24}$$

onde E é a energia da partícula incidente, ϵ a energia crítica (absorvedor) e X_0 o comprimento de radiação do absorvedor.

Partindo do pressuposto de que a interseções entre as trilhas da cascata e as camadas de meio ativo no interior do calorímetro não são correlacionadas entre si e seguem uma distribuição normal, a energia depositada no interior

do calorímetro e a incerteza devido à flutuação no número de interseções podem ser determinados:

$$\left(\frac{\sigma E}{E}\right) \approx 3.2\% \sqrt{\frac{\epsilon\,[\mathrm{MeV}]\,t}{F(z)E\,[\mathrm{GeV}]}} \tag{2.25}$$

onde $t = x/X_0$ é a espessura dos absorvedores que separam as camadas de meio ativo e $F(z)$ (fração da energia que é detectada pelo calorímetro) é obtido através da eq. 2.8.

A eq. 2.25 mostra que a resolução em energia depende da energia crítica ϵ e da espessura t do absorvedor, ou seja, quanto mais finos os absorvedores e quanto menor sua energia crítica, melhor a resolução em energia. Para valores muito pequenos de t, a suposição de que o número de intercepções não são correlacionadas deixa de ser verdadeira, e a relação da eq. 2.25 não é mais válida.

Para materiais de Z elevado, a dimensão tranversal da cascata é maior (eq. 2.20) e a eq. 2.25 necessita ser corrigida, levando em conta o ângulo de espalhamento dos pósitrons e elétrons no absorvedor, algo que não é considerado pela aproximação B feita por Rossi. Em base aos resultados de Monte Carlo obtidos por Fisher [29], Amaldi [18] propôs uma correção na eq. 2.25, considerando a distribuição angular dos elétrons de baixa energia da cascata em chumbo. A eq. 2.25, corrigida, torna-se:

$$\left(\frac{\sigma E}{E}\right) = 3.2\% \sqrt{\frac{\epsilon\,[\mathrm{MeV}]}{F(z)E\,[\mathrm{GeV}]}} \sqrt{\frac{t}{\cos(E_s/\pi\epsilon)}} \tag{2.26}$$

O fator $\cos(E_s/\pi\epsilon)$ leva em conta que, para as trilhas que formam um ângulo $\theta = (E_s/\pi\epsilon)$ [29] com o eixo da cascata [3], as camadas sensíveis

[3]Essa relação provém do Monte Carlo, mas é lícito imaginar (seção 2.2) que, qualitativamente, θ dependa de R_M/X_0, ou E_s/ϵ.

aparecem com uma distância efetiva dada por $t/\cos\theta$, de modo que a eq. 2.25 deve ser corrigida por um fator médio $< \cos\theta >^{-1/2}$.

2.4.2 Fração da amostragem e efeitos de transição

Nos calorímetros de amostragem, o fator de amostragem (S_r) é definido como sendo [30, 31]:

$$S_r = \frac{E_{at}}{E_{abs} + E_{at}} \tag{2.27}$$

onde E_{at} é a energia depositada pela cascata nas camadas do meio ativo e E_{abs} a energia depositada nos absorvedores.

A utilização de camadas de absorvedores de número atômico elevado intercalados por camadas de meio ativo de número atômico mais baixo acarreta o chamado efeito de transição [32, 33, 34, 35, 36, 37]. À medida que a cascata se desenvolve, uma parte considerável de sua energia é transportada por fótons de baixa energia (menor que 2 MeV). Devido ao absorvedor possuir um Z elevado, a absorção desses fótons passa a ocorrer preferencialmente no absorvedor, fazendo com que uma parte da energia da cascata não seja amostrada. O efeito de transição independe da energia da cascata, mas depende fortemente da profundidade da cascata, uma vez que, após atingir seu máximo, a quantidade de fótons de baixa energia aumenta constantemente [26].

A variação no sinal medido com o calorímetro devido ao efeito de transição pode ser avaliada através da comparação entre a fração de amostragem obtida com elétrons ou fótons e a fração de amostragem obtida com partículas de ionização mínima (mip). Para cascatas iniciadas por elétrons, pósitrons ou fótons, a energia da partícula é completamente contida pelo calorímetro (supondo o calorímetro hermético), enquanto que as partículas de ionização

mínima perdem apenas parte de sua energia nas camadas de absorvedor e meio ativo. Na prática, utiliza-se múons como partículas de ionização mínima, embora os múons se comportem como mip até algumas centenas de MeV. Para energias mais altas, a produção de elétrons δ, a criação de pares e *bremsstrahlung* devem ser considerados no processo de interação do múon com o meio, acarretando uma diferença entre a energia (mais provável) que o múon perde no meio e a energia perdida por uma mip.

Nesse contexto, pode ser definido um fator de supressão como sendo a razão entre o sinal em todas as camadas do meio ativo do calorímetro devido a elétrons de energia E que incidem no calorímetro e o sinal de múons que perdem uma energia $\Delta E_\mu = E$ nas camadas de meio ativo:

$$\text{fator de supressão} = \frac{Sinal(E)_{el.}}{Sinal(\Delta E_\mu)_\mu} \tag{2.28}$$

Uma característica importante do fator de supressão é a sua dependência com o Z do meio ativo e do absorvedor: quanto maior a diferença entre os números atômicos dos dois meios maior o fator de supressão [34, 38, 39, 12].

Não contenção da cascata

Se as dimensões do calorímetro não são suficientemente grandes para conter toda a cascata, então as flutuações na energia medida devido ao "vazamento" da cascata contribuem na degradação da resolução. A fig. 2.8 mostra qual o efeito do vazamento lateral e do vazamanto longitudinal da cascata sobre a resolução em energia do calorímetro [40],[18].

A fig.2.8 mostra que o vazamento longitudinal da cascata tem um impacto maior na resolução em energia do calorímetro. Isto ocorre porque as flutuações em torno do valor médio da energia perdida longitudinalmente são maiores que flutuações do valor médio da energia perdida lateralmente.

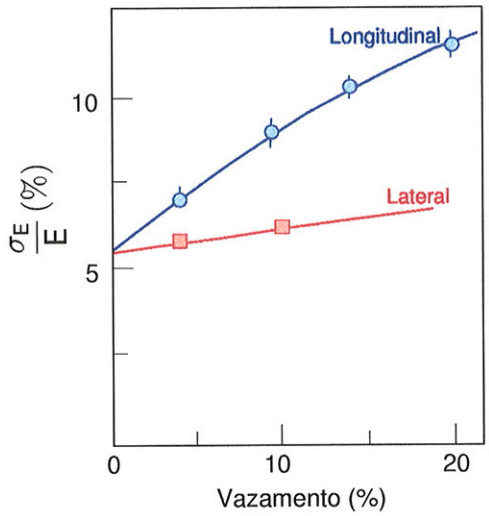


Figura 2.8: Resolução em energia em função da porcentagem da cascata perdida lateralmente e longitudinalmente. Dados para cascatas iniciadas por elétrons no calorímetro da colaboração CHARM[40, 18].

Para calorímetros de amostragem utilizando absorvedores de ferro ou chumbo, Stone [38] determinou que, para baixas energias ($E < 2.4$ GeV) a resolução em energia em função do vazamento longitudinal pode ser parametrizado através de uma exponencial $A\exp(L/L_0)$, onde L é o comprimento do calorímetro, e A e L_0 são parâmetros que dependem (fracamente) da energia incidente.

2.4.3 Parametrização da resolução em energia

Além da flutuação no processo de amostragem da cascata, a resolução em energia do calorímetro também é afetada por efeitos como as imperfeições geométricas, calibração e ruído eletrônico no sistema de processamento de sinais. As contribuições de cada um desses efeitos na resolução final em energia do calorímetro podem ser identificadas a partir de uma parametrização

conveniente da resolução em energia.

Flutuação na amostragem - termo estocástico

A flutuação no processo estatístico de desenvolvimento e amostragem da cascata, que implica num limite "físico" à resolução em energia, é representado pelo termo estocástico t_e e a resolução em energia dependente apenas desse termo é:

$$\frac{\sigma_E^{est}}{\langle E \rangle} = \frac{t_e}{\sqrt{\langle E \rangle}} \tag{2.29}$$

Devido à dependência $1/\sqrt{E}$, o efeito da flutuação na amostragem é muito mais pronunciado nas energias mais baixas. A freqüência de amostragem (o número de camadas de meio ativo intercaladas entre os absorvedores) e a fração de amostragem, são algums dos fatores que influenciam o valor do termo estocástico. Uma das maneiras de diminuir essa flutuação é construir um calorímetro utilizando meios ativos e absorvedores com Z mais próximo (que permite aumentar a fração de amostragem) e a inclusão de um número maior de camadas de meios ativo-passivo num mesmo volume (que permitem aumentar a freqüência de amostragem). Outra consideração importante diz respeito à espessura dos absorvedores. Embora diretamente ligada à freqüência de amostragem, a utilização de absorvedores mais finos também diminui a flutuação na amostragem (eq. 2.26).

Erro sistemático - termo constante

As imperfeições na geometria e na calibração dos canais do calorímetro são fontes de erro sistemático na determinação da energia. Como tal, seu efeito na resolução independe da energia, e constitui o chamado termo constante

(t_c) da resolução:

$$\frac{\sigma_E^{cte}}{\langle E \rangle} = t_c \tag{2.30}$$

Embora muito do esforço empregado na construção e na operação do calorímetro seja no sentido de manter o termo constante num valor mínimo, seu efeito pode ser percebido nas energias mais altas, onde o efeito da flutuação na amostragem da cascata na resolução em energia (termo estocástico) é menor (eq. 2.26).

Ruído eletrônico

A contribuição do ruído eletrônico na resolução em energia ocorre através da relação entre a amplitude do ruído eletrônico e a amplitude do sinal:

$$\frac{\sigma_E^r}{\langle E \rangle} = \frac{t_r}{E} \tag{2.31}$$

onde t_r é o ruído eletrônico (rms) da eletrônica de processamento dos sinais.

A medida que a relação sinal/ruído melhora (a medida que a amplitude do sinal aumenta), a contribuição do ruído eletrônico na resolução diminui, o que torna o efeito do ruído eletrônico particularmente importante nas medidas de baixa energia.

Resolução final

A resolução final ($\sigma_E/\langle E \rangle$), pode ser expressa como a soma quadrática da contribuição das flutuações estatísticas na amostragem da cascata (termo estocástico t_e), na contribuição do erro sistemático (termo constante t_c) e do ruído eletrônico (t_r). Se esses efeitos não estão correlacionados, então a

resolução final em energia do calorímetro pode ser expressa como:

$$\frac{\sigma_E}{\langle E \rangle} = \sqrt{t_c^2 + \frac{t_e^2}{E} + \frac{t_r^2}{E^2}} \tag{2.32}$$

ou

$$\frac{\sigma_E}{\langle E \rangle} = \frac{\sigma_E^{est}}{E} \oplus \frac{\sigma_E^{cte}}{E} \oplus \frac{\sigma_E^{r}}{E}$$

Geralmente, apenas a contribuição do ruído eletrônico pode ser medida diretamente. Os termos estocástico e constante são obtidos parametrizando-se a dependência entre $\sigma_E/\langle E \rangle$ com $\langle E \rangle$ através da eq. 2.32.

2.5 Métodos de leitura

A medida da energia da cascata eletromagnética em calorímetros homogêneos e de amostragem pode ser feita através dois processos: coleção de cargas produzidas pela ionização do meio ativo ou a detecção da luz produzida por cintilação ou efeito Cerenkov. As próximas seções descrevem brevemente alguns dos tipos de calorímetros homogêneos e de amostragem, discutindo suas vantagens e desvantagens.

2.5.1 Calorímetros homogêneos

A principal vantagem dos calorímetros homogêneos reside na sua excelente resolução em energia. Os calorímetros homogêneos, quando devidamente dimensionados, possibilitam obter uma resolução próxima ao limite imposto pela flutuação estatística no processo de desenvolvimento da cascata eletromagnética. Os processos que permitem a detecção da energia são descritos a seguir.

Tipo	X_0 (cm)	Densidade (g/cm^3)	Mecanismo de detec.	Limite	Sinal	Tempo caract.	Dano rad. (rad)	Caract. (ns) mecânica
NaI(Tl)	2.59	3.7	Cintilação	A,B	10^6 [a]	250	$\approx 10^4$	Higroscópico e frágil
BGO[b][41]	1.12	7.13	Cintilação	A,B	$\sim 10^5$ [a]	350	$\sim 10^3$	Boa
Vidro Cintilador[41]	~ 4	~ 3.5	Cintilação, luz Cerenkov	C	$\sim 10^3$ [a]	~ 70	$\sim 10^6$	Boa
Vidro-chumbo[c][42]	2.36	4.08	Luz Cerenkov	C	10^3 [a]	~ 20	$\sim 10^4$	Boa
Helicon[d][43]	~ 1.9	~ 4.3	Luz Cerenkov	C	$\lesssim 10^3$ [a]	~ 20	$\gtrsim 10^6$	Líquido, tóxico
Argônio liq.[e][44, 45]	14	1.4	Cargas prod. por ionização e cintilação	A,D	$\lesssim 10^{-6}$ [f]	$\gtrsim 100$	?	Líquido criogênico
Criptônio liq.[g][46, 47]	4.6	2.41	Cargas prod. por ionização, cintilação	A,D	$\lesssim 10^{-6}$ [h]	$\gtrsim 100$	?	Líquido criogênico

[a] foto-elétron/GeV
[b] $Bi_4Ge_3O_{12}$
[c] 55% PbO, 45% SiO_2
[d] $Tl(HCO_2)$
[e] Capítulo 3.
[f] eléctrons
[g] Capítulo 3.
[h] eléctrons

Tabela 2.2: Principais propriedades dos materiais mais comumente empregados em calorímetros homogêneos. A: Flutuações estatísticas da cascata; B: não-uniformidades ópticas; C: Flutuação estatística na produção de fótons; D: Flutuação estatística no processo de coleção de elétrons. Adaptado de [1]

Cintilação Os calorímetros de cintilação empregam materiais que respondem à passagem de partículas carregadas através da emissão de luz [1]. A luz coletada através de fotomultiplicadoras ou fotodiodos é proporcional à energia inicial da partícula. Dentre vários materiais que encontram aplicação em calorimetria por emitirem luz quando da passagem de radiação, podem ser citados o NaI, BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$), $PbWO_4$, CaF_3 e BaF_2 e os líquidos nobres [48, 49, 50, 51]. Esses materiais apresentam um comprimento de radiação relativamente grande (tab. 2.2), o que possibilita a construção de detectores relativamente compactos. A resolução em energia para esses calorímetros é excelente. A construção de calorímetros homogêneos segmentados permite a determinação da posição e dimensão da cascata eletromagnética.

A utilização de cintiladores em calorimetria apresenta algumas desvantagens, tais como: (i) alto custo; (ii) susceptibilidade a danos por radiação; (iii) alteração da resposta quando na presença de campos magnéticos (para calorímetros que utilizam fotomultiplicadoras para a leitura do sinal – a introdução de fotodiodos de avalanche para a leitura elimina esse problema); (iv) dificuldade no manuseio (alguns são higroscópicos) e (v) para alguns materiais a resposta pode ser lenta, tornando-os inadequados para aplicações em que estão envolvidas altas taxas de contagem.

Luz Cerenkov O efeito Cerenkov [20, 23] produzido pelas partículas carregadas da cascata eletromagnética pode ser explorado para a determinação da energia da cascata. O principal material utilizado com essa finalidade é o vidro-chumbo ($PbO + SiO_2$), e mais recentemente o fluoreto de chumbo (PbF_2) [4]. A principal vantagem do vidro-

chumbo sobre o uso de cintiladores convencionais é a rapidez de resposta (Tab. 2.2). A desvantagem é que, sua eficiência, quando comparada com o processo de cintilação, é mais baixa. Do mesmo modo que os cintiladores, muitos desses materiais sofrem danos por radiação.

Ionização O único exemplo prático de calorímetro homogêneo (ou quase-homogêneo) que utiliza a carga produzida pelas ionizações das partículas da cascata é o calorímetro de líquidos nobres [45, 44, 46, 52]. Nesses calorímetros, a carga produzida pela ionização do líquido pelos fótons e elétrons de baixa energia da cascata é coletada por meio de eletrodos muito finos, de modo a manter o calorímetro quase homogêneo.

2.5.2 Calorímetros de amostragem

Nos calorímetros de amostragem, a energia depositada é medida através da coleção da luz produzida por cintilação ou pela coleção de cargas de ionização produzidas nas camadas ativas do calorímetro.

Cintilação Os calorímetros de amostragem efetuam a leitura do sinal através da coleção da luz produzida pela cintilação do meio ativo quando ocorre a passagem de radiação. Esses calorímetros empregam cintiladores orgânicos (líquidos ou sólidos) como meio ativo, intercalados entre camadas de absorvedores (fig. 2.9) [53, 54, 55]. O acoplamento das fotomultiplicadoras aos cintiladores pode ser feito tanto através do uso de guias de luz (fig. 2.9(a)) como através de *wavelength shifters* (fig. 2.9(b)). O uso de *wavelength shifters* permite uma maior flexibilidade na construção do instrumento e uma diminuição do "espaço morto" no calorímetro, já que o acoplamento óptico direto entre os cintiladores e os guias de luz é evitado. Alguns calorímetros utilizam

uma variante da geometria da fig. 2.9(b), onde a luz é coletada por meio de fibras de *wavelength shifter* que são introduzidas perpendicularmente às camadas de cintilador/absorvedor (calorímetros espagueti ou "shashlik").

As principais vantagens na utilização de cintiladores orgânicos residem na sua capacidade de produzir um sinal rápido, no seu baixo custo e na facilidade com que tais materiais podem ser usinados ou mesmo moldados. As principais desvantagens dos cintiladores orgânicos são a baixa eficiência e a sua susceptibilidade aos danos por radiação.

Coleção de carga A medida da carga produzida pela ionização causada pela passagem de partículas da cascata através das camadas ativas do calorímetro permite determinar a energia da partícula incidente. A utilização de líquidos como meio ativo (para a produção de cargas) permite apenas a operação no regime de câmara de ionização (Capítulo 3). Esses calorímetros apresentam diversas vantagens: excelente resistência à radiação, flexibilidade na geometria, boa resolução em energia, eficiência e capacidade de operarem numa extensa faixa de energia (de centenas de MeV até alguns TeV). O alto custo do meio ativo e os cuidados envolvidos na operação do sistema criogênico são algumas das desvantagens desses calorímetros.

A utilização de detectores a gás como meio ativo nos calorímetros permite a multiplicação das cargas produzidas pela ionização do meio ativo quando o instrumento é operado na região proporcional ou limite da proporcional [20, 4]. Alguns sistemas [28] operam os detectores na região de *streamer* controlada, ou Geiger. Tais calorímetros são conhecidos como digitais, onde o número de pulsos (que correspon-

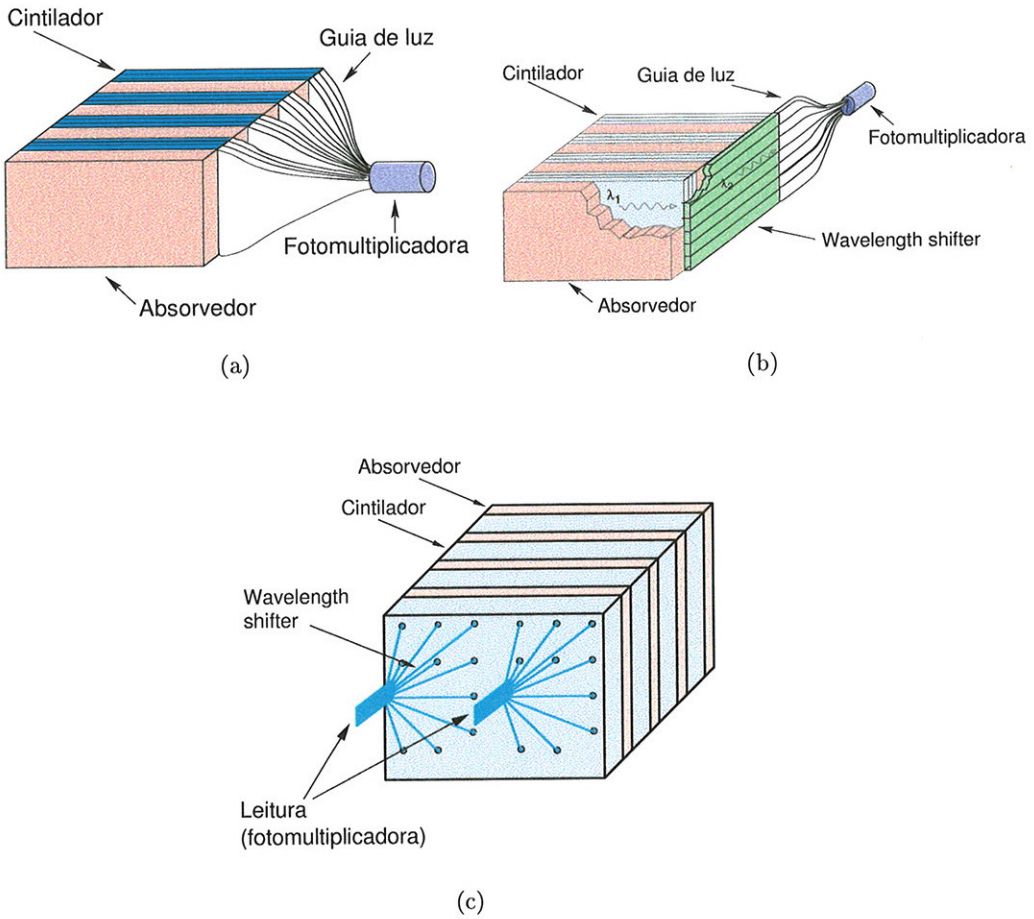


Figura 2.9: Exemplos de calorímetros de amostragem utilizando cintiladores orgânicos.(a) O acoplamento entre os cintiladores formando a camada ativa é feita diretamente através de guias de luz; (b) o acoplamento é feito utilizando wavelength shifters, que absorve a luz emitida pelo cintilador ($\lambda 1$) e a reemite com um outro comprimento ($\lambda 2$). Em (c), calorímetro "shashlik". Adaptado de [1].

dem ao número de partículas carregadas que atravessam a camada ativa do calorímetro) são utilizados para a medida de energia. Apesar de apresentarem algumas vantagens, como baixo custo e facilidade de

operação, sua limitada faixa de energia de operação (devido à saturação) e sua pobre resolução em energia (causada pela flutuação no processo de multiplicação de cargas) restringem severamente o campo de aplicação desses calorímetros.

Capítulo 3

Líquidos nobres em calorímetros de ionização

3.1 Introdução

Existem diversas razões que tornam os calorímetros utilizando líquidos nobres uma solução interessante em calorimetria:

1. Os líquidos nobres (Ar, Kr e Xe) possuem uma excelente resistência a danos por radiação [49, 4].

2. Em comparação com cristais (como o BGO ou BaF_2), os líquidos nobres saturam a energias muito mais altas (duas ordens de grandeza) o que permite sua utilização em uma ampla faixa de energia (de centenas de MeV até alguns TeV) [1].

3. Os líquidos nobres são densos e de número atômico alto (energia crítica e comprimento de radiação pequeno) o que permite a construção de calorímetros compactos e com uma fração de amostragem alta [30, 56].

4. O líquido se conforma a qualquer geometria, permitindo liberdade no projeto e construção do calorímetro. Além disso, preenche todos os espaços, evitando ou reduzindo a formação de regiões inativas.

5. Através da utilização de absorvedores muito finos, é possível construir calorímetros de amostragem de características próximas aos calorímetros homogêneos (calorímetros quase-homogêneos).

6. Se o meio ativo perder suas características (seja devido à contaminação ou a danos por radiação), ele pode ser facilmente removido para purificação ou substituição, sem que o calorímetro inteiro necessite ser desmontado.

A principal desvantagem que os líquidos nobres oferecem é a necessidade de um sistema criogênico elaborado, principalmente quando o volume

ocupado pelo calorímetro é grande. Entretanto, as vantagens oferecidas pelos líquidos nobres incentivaram a solução de muitos problemas tecnológicos relacionados a esse aspecto.

As propriedades dos líquidos nobres como meio ativo em calorímetros permite que a energia amostrada da cascata seja coletada de três maneiras: (i) através da carga criada no líquido pela passagem da radiação e (ii) pela medida da luz proveniente da cintilação do líquido com a passagem da radiação e (iii) através da carga de ionização e da luz da cintilação. Os dois processos (ionização e cintilação) proporcionam sinais estáveis e de magnitude suficientemente grande para permitir sua detecção através de dispositivos simples. As seções seguintes tratam do processo de formação e coleção dos sinais no meio ativo utilizando o processo de ionização, que é o sistema utilizado no calorímetro construído e objeto deste trabalho. As referências [57, 50, 58, 59, 48, 60, 61, 62, 63, 51] fornecem detalhes sobre o processo de cintilação em líquidos nobres.

A tab. 3.1 mostra as principais propriedades dos líquidos nobres utilizados em calorimetria [4, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 16].

3.2 Princípio de operação

O calorímetro de ionização opera segundo o princípio de uma câmara de ionização (fig. 3.1). A passagem de partículas carregadas da cascata pelo meio ativo (líquido nobre) provoca ionizações criando pares de elétrons-íons ao longo da trajetória da partícula.

Devido ao grande número de pares elétron–íon criados quando da passagem da radiação ionizante através dos líquidos nobres, é possível coletar essa carga operando o detector em regime de câmara de ionização, sem a

Tabela 3.1: Algumas propriedades importantes de líquidos nobres com potencial aplicação em calorímetros de ionização.

Propriedade	Argônio	Criptônio	Xenônio
Z	18	36	54
A	39.95	83.8	131.29
Abundância (%)	$4\ 10^{-4}$	$2\ 10^{-8}$	$2\ 10^{-9}$
Ponto de fusão [K]	83.8	104	133
Ponto de ebulição [K]	87.27	119.8	165.05
Densidade no ponto de ebulição [g/cm^3]	1.4	2.413	3.057
Temperatura no ponto triplo [K]	83.78	115.95	161.3
Pressão no ponto triplo [atm]	0.679	0.721	0.805
Densidade no ponto triplo [g/cm3]	1.14	2.30	2.96
Temperatura no ponto crítico [K]	150.85	209.35	289.74
Pressão no ponto crítico [atm]	48.3	54.3	57.64
Densidade no ponto crítico [g/cm3]	0.536	0.908	1.10
Comprimento de radiação X_0 [cm]	14.2	4.6	2.8
Raio de Molière R_M [cm]	10.1	4.8	4.1
Energia crítica ϵ [MeV]	30.5	14.2	10.5
dE/dx [MeV/cm]	2.1	2.96	3.79
Potencial de ionização (W) [pares/eV]	23.3	20.5	15.6
Fator de Fano	0.107	0.057[a]	0.041
Mobilidade [mV^{-1}s^{-1}]	0.048	–	0.22
Constante dielétrica ε [pF/m]	11.729	14.733	16.646
Resolução em energia (%)[b]	2.7	3.1	4.5

[a][48]

[b]Medida com fótons de 1 MeV – [67]

necessidade de amplificação das cargas (regime proporcional), o que evita as flutuações intrínsecas do processo de multiplicação de cargas [18]. Outra

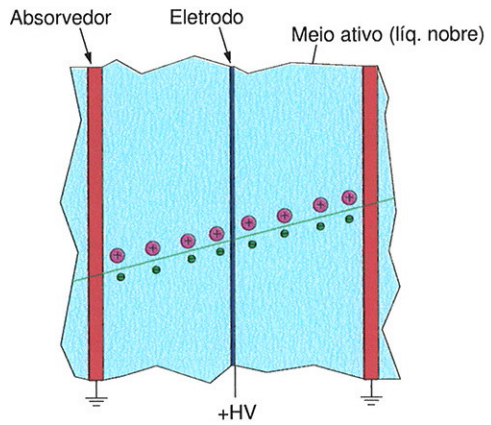


Figura 3.1: Diagrama de uma célula básica de um calorímetro de ionização. A passagem da radiação ionizante através do meio ativo produz a criação de íons positivos e elétrons que são arrastados em direção ao eletrodo pelo campo elétrico no interior da câmara.

vantagem da operação do calorímetro em regime de câmara de ionização é a simplicidade e confiabilidade que pode ser obtida na calibração (equalização da resposta de todo o calorímetro). A fig. 3.1 mostra esquematicamente como é implementada a leitura da carga na configuração de câmara de ionização mais comumente utilizada, a de placas paralelas.

A operação do calorímetro em regime de câmara de ionização permite que a resolução em energia seja dominada pelo ruído eletrônico e pela flutuação na amostragem da cascata, já que o número de cargas produzidas no interior da câmara é grande quando se considera a faixa de energia em que opera o calorímetro.

A análise do sinal produzido pela radiação dentro da câmara de ionização pode ser feita em duas situações básicas da produção de cargas: (i) ionização localizada (produzida, por exemplo, por partículas α) e (ii) ionização uniforme (como a produzida por partículas de ionização mínima). A

fig. 3.2 ilustra esses dois casos.

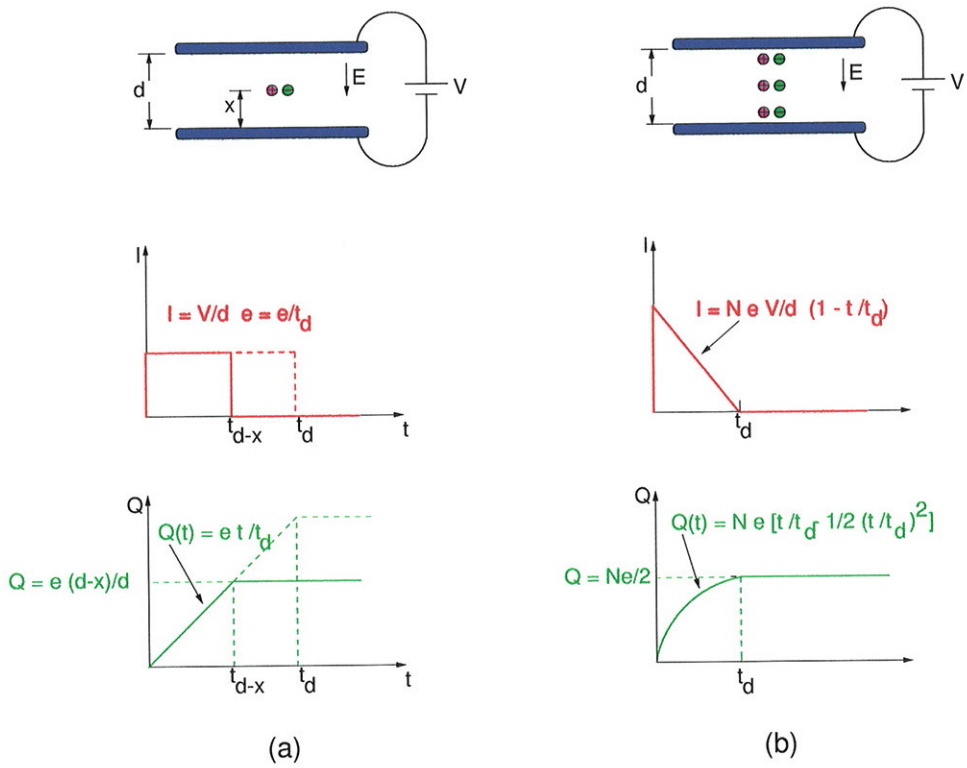


Figura 3.2: Carga e corrente de ionização formada por uma ionização local (a) e uniforme (b). t_d = tempo de arrasto, N = número de pares elétron – íon criados e e = carga do elétron. Adaptado de [70].

A mobilidade dos elétrons no líquido é muito maior que a mobilidade dos íons, de modo que a contribuição das cargas positivas ao sinal, quando se considera a escala do tempo de arrasto dos elétrons, é muito pequena. Para uma ionização uniforme ao longo do espaçamento entre os eletrodos, a corrente de ionização e a carga medida (elétrons) são:

$$I(t) = \begin{cases} Ne\frac{V}{d}(1 - \frac{t}{t_d}) & \text{para} \quad 0 \leqslant t \leqslant t_d, \\ 0 & \text{para} \quad t > t_d\,. \end{cases} \tag{3.1}$$

$$Q(t) = \begin{cases} Ne\left[\frac{t}{t_d} - \frac{1}{2}(\frac{t}{t_d})^2\right] & \text{para} \quad 0 \leqslant t \leqslant t_d\,, \\ \frac{Ne}{2} & \text{para} \quad t > t_d\,. \end{cases} \tag{3.2}$$

E para uma ionização localizada:

$$I = \frac{V}{d}e = \frac{e}{t_d} \tag{3.3}$$

$$Q(t) = \begin{cases} e\frac{t}{t_d} & \text{para} \quad 0 \leqslant t \leqslant t_{d-x}\,, \\ e\frac{d-x}{d} & \text{para} \quad t > t_{d-x}\,. \end{cases} \tag{3.4}$$

onde t_d é o tempo de arrasto dos elétrons no meio líquido, d a separação dos eletrodos, V a diferença de potencial aplicada entre os eletrodos espaçados por uma distância d, N o número de elétrons criados pela ionização uniforme e e a carga do elétron.

As eqs. 3.2 e 3.4 são válidas apenas quando o meio ativo é puro. A presença de impurezas eletronegativas no meio ativo tem a propriedade de diminuir o número de elétrons coletados, alterando a forma do sinal. Esse efeito será discutido posteriormente.

3.3 Características do meio ativo

As características – como a densidade e o comprimento de radiação (X_0) – do meio ativo determinam propriedades como a razão e a freqüência de amostragem da cascata que influenciam diretamente na resolução em energia do calorímetro. A utilização de meios ativos com um comprimento de radição menor permite, por exemplo, reduzir a espessura dos absorvedores mantendo o comprimento do calorímetro (em X_0) fixo. A utilização de meios

mais densos permite também que flutuações na energia devido ao efeito de transição sejam minimizados.

O custo do gás e sua disponibilidade são fatores cruciais a serem considerados em grandes calorímetros. Enquanto o custo do argônio de pureza suficiente (contaminação por substâncias eletronegativas da ordem de 1 ppb) para ser utilizado em aplicações de calorimetria seja baixo, o custo de outros gases nobres de número atômico mais elevado, tais como o criptônio e o xenônio é elevado e ditado principalmente pela sua abundância na natureza (tab. 3.1) [71].

Outras propriedades dos líquidos nobres como a pureza, o tempo de arrasto dos elétrons e a quantidade de cargas produzidas no meio quando da passagem de radiação ionizante, influem diretamente nas características do sinal coletado e na definição da eletrônica de processamento dos sinais [72, 70, 73, 74, 45].

As propriedades mais relevantes dos líquidos nobres quando empregados em calorímetros de ionização são:

1. Potencial de ionização (fator W) : A energia necessária que a radiação ionizante deve depositar no meio para a produção de um par elétron–íon (W) é uma propriedade de quão eficiente esse meio pode ser utilizado para a detecção da radiação [66, 68, 75].

   O valor de W para líquidos nobres é mostrado na tab. 3.1.

2. Fator de Fano: O fator de Fano (F) representa a correlação na produção de pares elétron-íon produzidos por uma partícula ionizante ao ter toda sua energia absorvida em um meio. Em particular, para o Kr e Xe líquidos, o fator de Fano é próximo ao de detectores de estado sólido de silício ou germânio [51, 48].

3. Recombinação entre elétrons e íons: Existe uma probabilidade de que os elétrons gerados pelo processo de ionização voltem a se recombinar com os íons positivos no meio. Essa probabilidade pode ser, até certo ponto, estimada pela teoria de Onsager [76, 61]. A probabilidade de recombinação depende da densidade de cargas que é produzida na ionização e da energia com que o elétron é removido do átomo.

4. Velocidade de arrasto: a velocidade de arrasto (v_d) dos elétrons no líquido depende da mobilidade dos elétrons no meio e do campo elétrico no interior do detector. A velocidade de arrasto determina, em primeira instância, a resposta em tempo do detector. A fig. 3.3 mostra a velocidade de arrasto em Ar, Kr e Xe líquidos, em função da intensidade do campo elétrico. A adição de alguns hidrocarbonetos (etileno, metano etc.) [77, 78, 48] nos líquidos nobres permite aumentar a velocidade de arrasto dos elétrons do meio (o que possibilita a coleção de carga num tempo menor). A utilização da mistura de líquidos nobres e hidrocarbonetos apresenta algumas desvantagens: (i) redução no sinal devido a partículas de ionização mínima e redução no sinal de partículas altamente ionizantes, já que aumenta a recombinação, limitando a resposta do calorímetro a hádrons; (ii) em ambientes de alta luminosidade, o dano provocado pela radiação nos hidrocarbonetos pode produzir efeitos adversos, tais como a criação de radicais livres e contaminantes.

5. Efeito de impurezas eletronegativas: A presença de impurezas eletronegativas no líquido tem o efeito de capturar parte dos elétrons que são produzidos pela ionização do meio, diminuindo a carga coletada. Nesse caso, pode-se definir como o comprimento de atenuação (λ_{at}) a

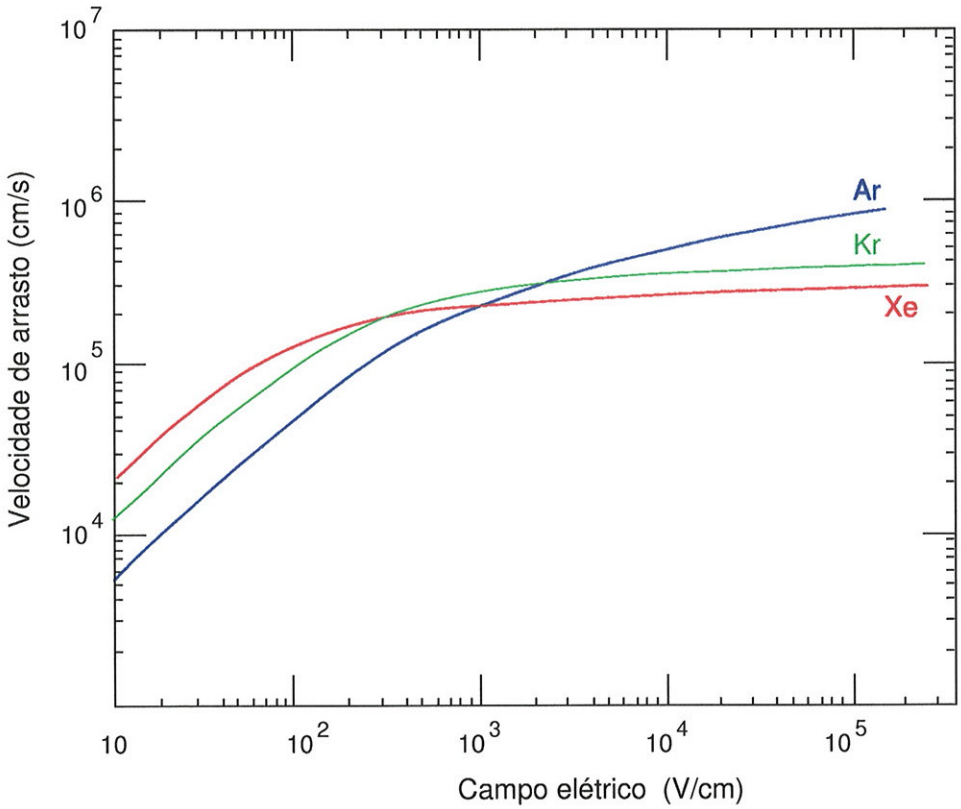


Figura 3.3: Velocidade de arrasto em Ar, Kr e Xe no estado líquido em função da intensidade do campo elétrico [4].

distância em que uma quantidade de carga Q é reduzida por um fator Q/e:

$$\lambda_{at} = \alpha E/\rho \tag{3.5}$$

onde α é uma constante que depende do meio, E é o campo elétrico (em kV/cm) e ρ a concentração de impurezas (em ppm). De modo semelhante, o tempo de atenuação τ_{at} é dado por:

$$\tau_{at} = \lambda_{at}/v_d \tag{3.6}$$

onde v_d é a velocidade de arrasto dos elétrons no meio devido ao campo elétrico E.

Se o campo elétrico e o tempo de atenuação forem conhecidos, é possível determinar a concentração de impurezas eletronegativas no meio. Se for utilizado, por exemplo, um detector formado por uma câmara de placas paralelas, o sinal (carga) produzido pela ionização local do meio tem a forma de um pulso triangular (fig. 3.2). Qualquer impureza no meio introduz uma alteração no pulso, que passa a ter uma forma exponencial:

$$Q(t) = Ne(\tau_{at}/t_d)(1 - e^{-t/\tau_{at}}) \tag{3.7}$$

onde Ne é a carga total coletada pelo anodo e t_d o tempo de arrasto.

Isso permite, através da análise do pulso de uma câmara de ionização de placas paralelas, a determinação do valor de τ_{at} e, por conseguinte, a concentração de impurezas.

A fig. 3.4 mostra o sinal de uma câmara de ionização de placas paralelas com criptônio líquido. As ionizações, nesse caso, ocorrem junto ao catodo (ionização local), produzidas por partículas α provenientes de ^{241}Am eletrodepositado no catodo. O tempo de subida do sinal é uma medida do tempo de arrasto dos elétrons entre as placas (aproximadamente 680ns na fig. 3.4). Esse dispositivo simples, conhecido como $\alpha - cell$ permite a monitoração direta da pureza do líquido: qualquer modificação na forma ou amplitude do sinal indica uma contaminação do meio.

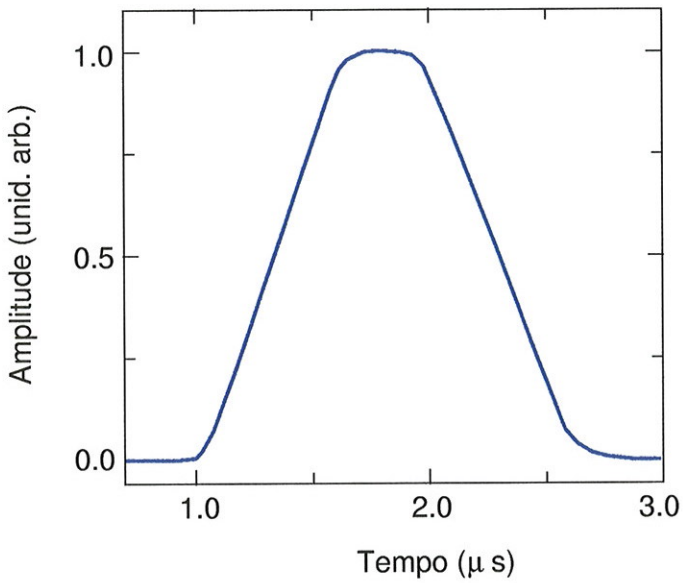


Figura 3.4: Sinal em uma câmara de ionização de placas paralelas com criptônio líquido utilizando ^{241}Am depositado em um dos eletrodos para a emissão de partículas α. $t_d = 680ns$ para $E = 10kV/cm$ e distância entre os eletrodos de 2.5mm.

3.4 Formatação do sinal de ionização

O objetivo da formatação (*shaping*) do sinal do calorímetro é reduzir o efeito do ruído sobre as medidas. A formatação conveniente do sinal permite ainda tornar a medida de carga suficientemente rápida para aplicações em altas taxas de contagem.

Tempo de processamento dos sinais

Em aplicações em *colliders* (como o LHC), com uma freqüência de interação entre os feixes de 40 MHz, a velocidade no processamento dos sinais é fundamental [79, 50, 2, 80].

Em um calorímetro de ionização, o tempo de processamento dos sinais é limitado por dois fatores: (i) velocidade de arrasto dos elétrons no interior da câmara de ionização e (ii) o tempo de transferência das cargas entre os eletrodos da câmara e o circuito de amplificação e formatação dos sinais [70].

A fig. 3.3 mostra que o tempo de arrasto dos elétrons nos líquidos nobres é da ordem de várias centenas de nanosegundos. Para evitar o empilhamento dos sinais em taxas de contagem elevadas, é conveniente processar o sinal de corrente dos eletrodos utilizando um circuito de formatação, onde o tempo da constante de formatação (t_F) é muito menor que o tempo de arrasto dos elétrons, apesar disso significar a medida de apenas uma fração da carga produzida na câmara de ionização.

A fig. 3.5 apresenta as características da formatação do sinal de uma câmara de ionização, utilizando um circuito de formatação (*shaping amplifier*) com uma função resposta bipolar (fig. 3.5(b)). A condição mais importante para a função-resposta do circuito de formatação é que a soma da área entre os lobos positivo e negativo seja nula, de modo que o empilhamento dos pulsos (causado por altas taxas de contagem) não produza o deslocamento da linha de base do sinal. A forma do sinal na saída do circuito de formatação (fig. 3.5(c)) depende da relação entre o tempo de arrasto t_d e a duração (t_F) da função resposta $h(t)$, sendo similar à $h(t)$ quando o tempo de arrasto t_d é muito menor que t_F e reduzindo-se à derivada da corrente de ionização quando $t_d \gg t_F$. Na fig. 3.5(b), t_m é a constante de tempo de integração.

A fig. 3.5(e) mostra a resposta do sistema para uma função resposta $h(t)$ de 3 lobos (fig. 3.5(d)), quando a convolução dessa função resposta com a corrente de ionização do calorímetro produz um pulso com um tempo de duração menor. Na prática, uma função resposta de 3 lobos envolve

um estágio de formatação a mais, uma desvantagem importante quando o número de canais a serem processados é muito grande.

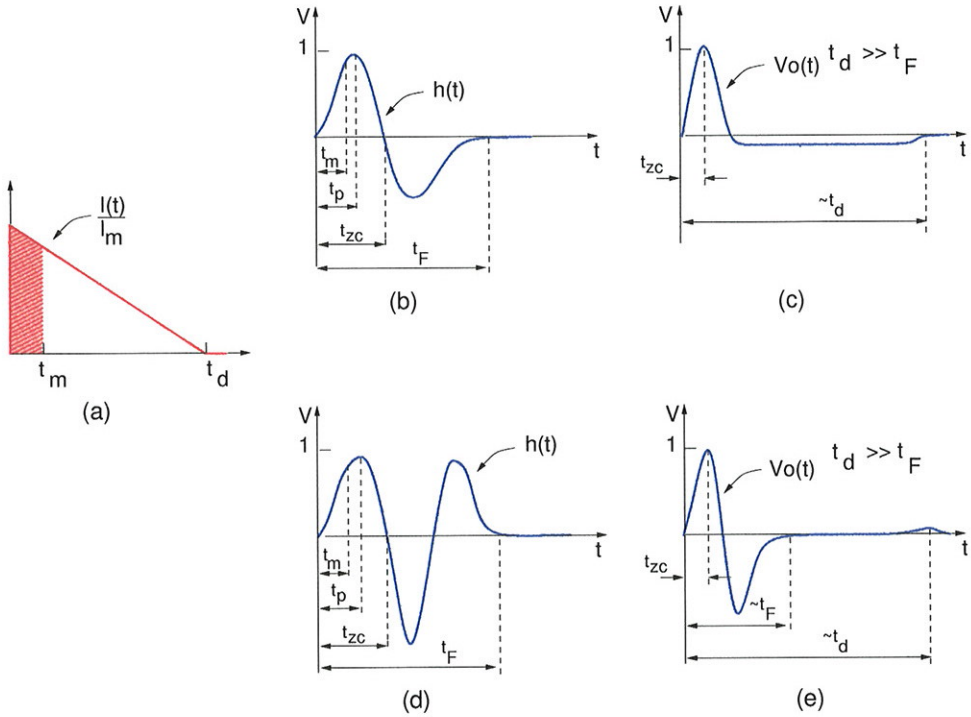


Figura 3.5: Formatação dos sinais de uma câmara de ionização, utilizando dois tipos de função resposta. Adaptado de [74].

Com a formatação apropriada no sinal de ionização, o tempo de resposta fica agora limitado ao tempo de transferência das cargas entre o eletrodo e a eletrônica de processamento do sinal. O tempo de transferência (t_r) depende da capacitância entre os eletrodos e da indutância das conexões entre os eletrodos e o circuito eletrônico [70]:

$$t_r \approx 3.5\tau_l\sqrt{1+\frac{C_D}{C_l}} \tag{3.8}$$

onde $\tau_l = \sqrt{C_l L_l}$ é o atraso total sofrido pelo sinal dos detectores até

a eletrônica, C_l a capacitância de todas as conexões, C_D a capacitância do detector.

A melhor situação ocorre com os circuitos de amplificação colocados o mais próximo possível dos eletrodos ($C_l \ll C_D$), quando o tempo de transferência fica reduzido a:

$$t_r \approx 3.5\sqrt{C_D}L_s \tag{3.9}$$

onde L_s é a indutância (residual) das conexões. A eq. 3.9 mostra que para uma transferência ainda mais rápida do sinal, é necessário reduzir a capacitância do detector.

Relação sinal/ruído

O ruído eletrônico pode ser expresso na forma de uma carga equivalente (*Equivalente Noise Charge - ENC*) como [81, 73, 70]:

$$ENC = 10^6 k\sqrt{\frac{C_D}{t_m}} \tag{3.10}$$

onde k é um parâmetro dependente do transístor de entrada do circuito de amplificação.

A eq. 3.10 é válida para o caso mais favorável, quando a capacitância de entrada do transístor é igual à capacitância do detector [82, 83] e mostra que, para redução do ruído, a capacitância do detector deve ser a menor possível.

A eq. 3.10 indica também que quanto maior o tempo de integração do circuito de formatação, menor é o ruído. Tempos maiores de integração, entretanto, produzem um sinal mais lento, tornado o sistema mais susceptível aos efeitos de empilhamento de pulsos. A escolha do tempo de integração mais apropriado significa portanto estabelecer uma relação de compromisso

entre o ruído e o efeito do empilhamento no sinal, devendo ser avaliada caso a caso.

A razão entre a carga de ruído equivalente (eq. 3.10) e carga observada (eq. 3.2) (inverso da relação sinal–ruído) em função do tempo de integração é:

$$\frac{ENC(t_m)}{Q(t_m)} = \begin{cases} \frac{10^6 k C_D^{1/2}}{Ne} \left(\frac{1}{t_m}\right)^{1/2} \left[\frac{t_m}{t_d} - \frac{1}{2}\left(\frac{t_m}{t_d}\right)^2\right]^{-1} & \text{para} \quad 0 \leqslant t \leqslant t_d, \\ \\ 2\frac{10^6 k C_D^{1/2}}{Ne} \left(\frac{1}{t_m}\right)^{1/2} & \text{para} \quad t > t_d \end{cases} \tag{3.11}$$

A fig. 3.6 mostra o comportamento da eq. 3.11, normalizada pela razão $ENC(t_m)/Q(t_m)$ quando $t_m = 5\mu s$ para diversos tempos de arrasto. Em cada curva, a presença de duas regiões distintas indica uma diferença grande na relação sinal/ruído entre a calorimetria lenta ($t_m/t_d > 1$), quando o aumento do tempo de integração t_m atua apenas na filtragem das freqüências mais altas ($Q(t_m)$ constante) e a calorimetria rápida ($t_m/t_d \ll 1$), quando, além da redução da carga de ruído equivalente, o aumento do número de cargas coletadas contribui na melhora da relação sinal/ruído.

$$\frac{ENC(t_m)}{Q(t_m)} \propto \begin{cases} t_m^{-3/2} & \text{para} \quad \frac{t_m}{t_d} \ll 1, \\ t_m^{-1/2} & \text{para} \quad \frac{t_m}{t_d} > 1 \end{cases} \tag{3.12}$$

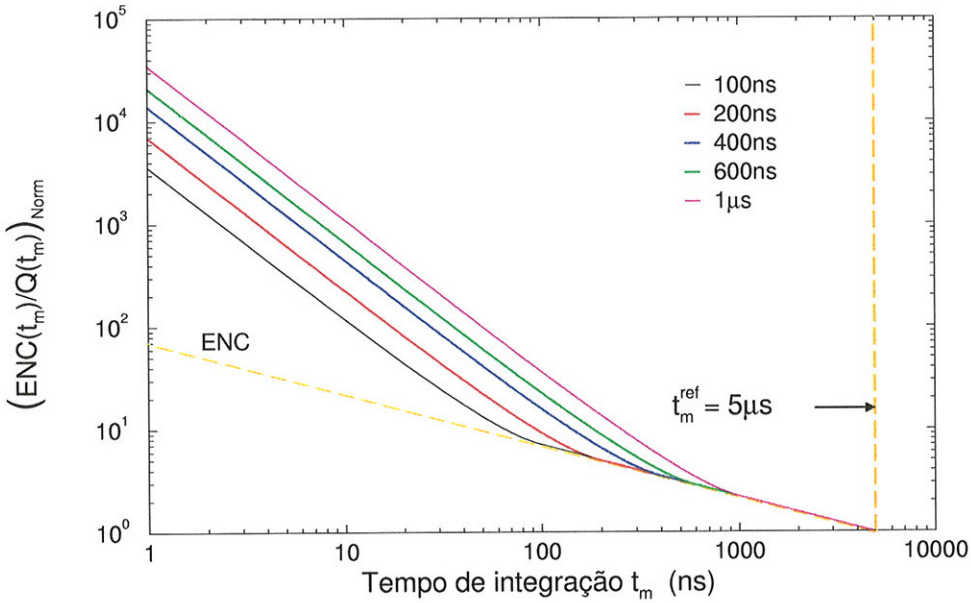


Figura 3.6: Razão entre a carga de ruído equivalente com carga observada $ENC(t_m)/Q(t_m)$ normalizada para $ENC(5\mu s)/Q(5\mu s)$ em função do tempo de integração t_m para t_d=100ns, 200ns, 400ns, 600ns ,1μs.

Capítulo 4

Construção do calorímetro

4.1 Introdução

Os experimentos propostos para os futuros *colliders* de alta energia (LHC), requerem a construção de calorímetros cujas características, tais como alta segmentação, hermeticidade, boa resolução em energia e rápida resposta em tempo, tornam praticamente inviável o emprego de tecnologias convencionais na construção de calorímetros de ionização [2, 84, 80, 4].

Tradicionalmente, os calorímetros de ionização são construídos empilhando-se alternadamente placas de absorvedores e eletrodos na forma plana. O espaço compreendido entre os eletrodos e os absorvedores é preenchido pelo meio ativo (líquido nobre). Esse tipo de geometria simples deixa de ser adequada se for necessário que, além da energia, também a posição de incidência da partícula seja obtida. Uma das maneiras de se obter informação sobre a posição da partícula é segmentar o calorímetro em blocos (torres) individuais, como mostra a fig. 4.1(a). A alta segmentação necessária para este tipo de medida é obtida às custas de um número elevado de cabos e conexões que percorrem o espaço entre as torres do calorímetro, aumentando o espaço inativo, e contribuindo para um aumento da capacitância e a indutância entre as torres do calorímetro e os pré-amplificadores. Como discutido no Capítulo 3, o aumento da capacitância e da indutância são responsáveis pela deterioração da relação sinal/ruído e pelo aumento do tempo de transferência dos sinais. O aumento da capacitância entre as torres e a capacitância entre as conexões favorece o aumento do *crosstalk* entre sinais [73].

A fim de resolver tais problemas, uma nova tecnologia na construção de calorímetros foi proposta [84, 5, 85, 86, 87]. Esta tecnologia sugere a utilização de uma geometria na forma de acordeom para os eletrodos e absorve-

dores, como mostra a fig. 4.1(b). A geometria de acordeom possibilita explorar ao máximo as vantagens dos líquidos nobres em calorimetria [45, 47, 56].

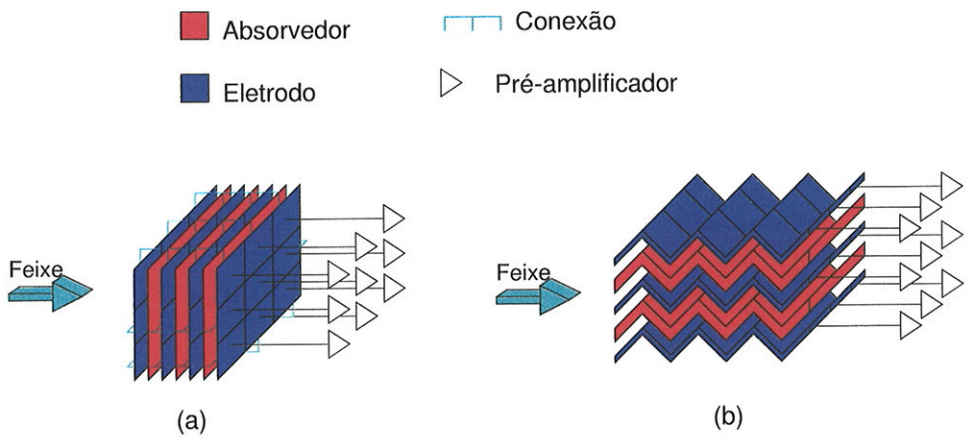


Figura 4.1: Comparação entre duas possíveis geometrias para a construção de calorímetro de ionização segmentados: (a) geometria convencional utilizando placas paralelas; (b) geometria de acordeom.

As seções seguintes discutem em detalhes a geometria e a construção do calorímetro de ionização de criptônio líquido.

4.1.1 Geometria do calorímetro

O calorímetro de criptônio líquido, esquematizado na fig. 4.2, foi construído baseado no calorímetro eletromagnético proposto pela colaboração GEM [88]. O calorímetro do GEM seria construído com um módulo na forma de um cilindro, orientado ao longo da linha de feixe (*barrel*) e dois discos fechando as extremidades desse cilindro (*endcap*). Para a construção do módulo, foi utilizada como referência uma seção do calorímetro eletromagnético do GEM em $\eta = 0$ (no sistema de coordenadas adotado em experimentos realizados em *colliders*, o eixo z corresponde à linha do feixe e

os ângulos φ e θ aos ângulos azimutal e polar, respectivamente. A *pseudo-rapidity* (η) é definida como $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$.

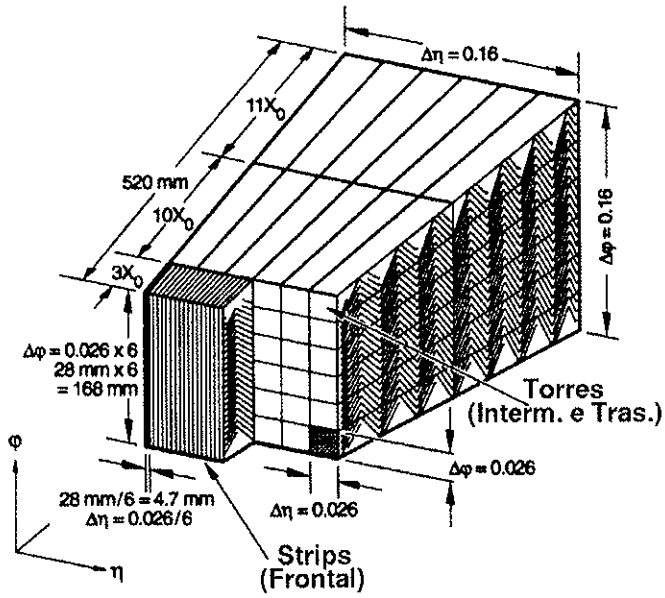


Figura 4.2: Desenho esquemático do calorímetro de criptônio líquido com uma geometria de acordeom projetiva, mostrando sua segmentação e dimensões relevantes.

A fig. 4.3 mostra como são dispostos os eletrodos e os absorvedores na geometria de acordeom. Para manter constante o espaçamento entre os eletrodos e absorvedores ao longo do calorímetro numa geometria projetiva, a amplitude e o ângulo das dobras que formam o acordeom são variados (entre 70° e 111°) de modo a preservar o paralelismo entre todos os absorvedores e eletrodos. Para evitar a distorção excessiva do campo elétrico na região das dobras, estas são feitas com um raio de curvatura de 2mm. O módulo tem um comprimento total de 520mm, e o raio de curvatura interno do cilindro é de 1070mm.

A parametrização da geometria projetiva do acordeom (fig. 4.4), é fei-

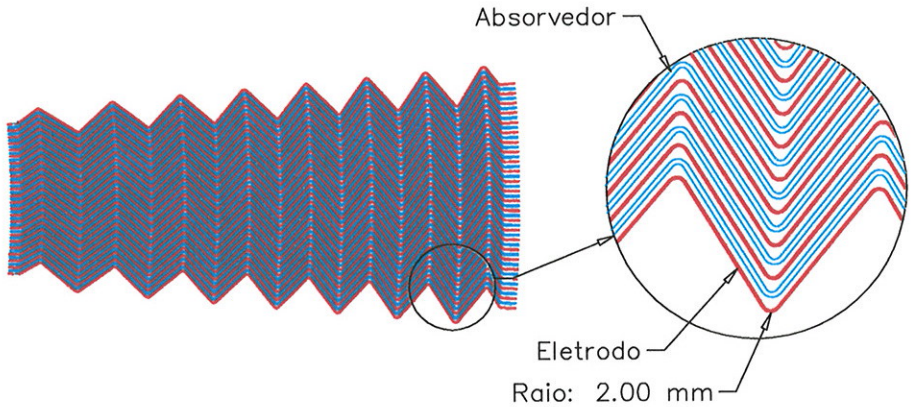


Figura 4.3: Estrutura dos eletrodos e absorvedores do calorímetro de acordeom.

ta através do ângulo de abertura do eletrodo (2β) (compreendido entre os mínimos e máximos das dobras do acordeon) e o ângulo de separação entre dois eletrodos consecutivos (2δ). Através de cálculos de Monte Carlo [89, 90], é possível avaliar a resposta (resolução em energia e posição, resolução angular e uniformidade) do calorímetro em função do parâmetro β/δ. A otimização da resposta do calorímetro é obtida com $\beta/\delta = 3.89$, o que – de acordo com as definições dos ângulos β e δ – implica que a maioria das partículas partindo da origem da projeção passam sempre por aproximadamente quatro células (cada célula é formada pela estrutura absorvedor – meio ativo – eletrodo – meio ativo) por período do acordeom (fig. 4.5 e fig.4.6).

A geometria na forma de acordeom permite também uma grande versatilidade na segmentação do calorímetro em blocos contíguos – formando torres com o mínimo possível de desperdício de espaço na distribuição de cabos e

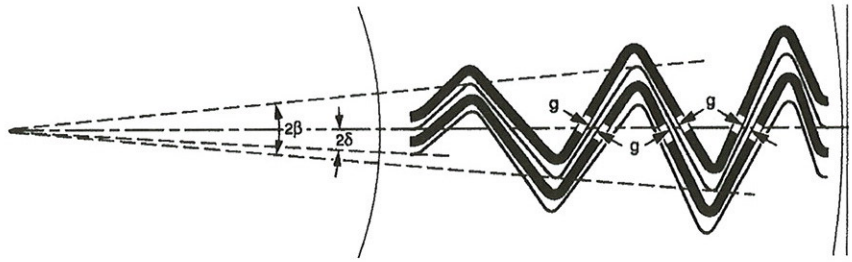


Figura 4.4: Definição dos ângulos da estrutura de acordeom dos eletrodos e absorvedores. O espaçamento g entre dois absorvedores consecutivos é mantido constante ao longo de todo o calorímetro.

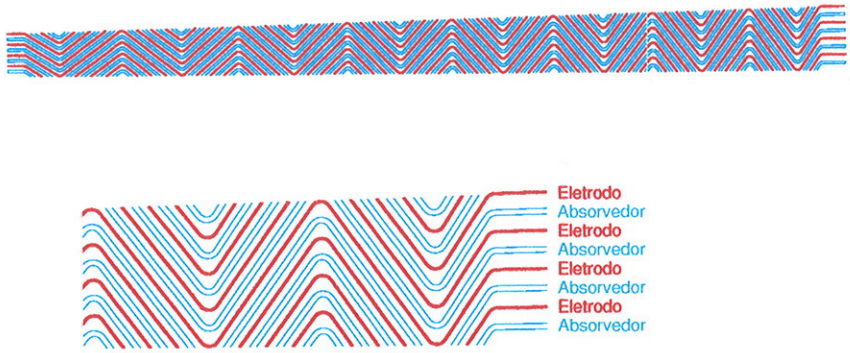


Figura 4.5: Detalhe da estrutura de acordeom. A geometria dos eletrodos e absorvedores é tal que a amostragem é sempre feita por 4 células.

conexões, permitindo que, além da energia, a posição e o ângulo de incidência da partícula sejam determinados. As placas contendo os pré-amplificadores são conectadas diretamente aos eletrodos, reduzindo ao mínimo o comprimento das conexões elétricas (fig. 4.7).

O calorímetro é segmentado em 3 direções, como mostra a fig. 4.2. Transversalmente, o calorímetro é segmentado nas duas direções (η e φ). A segmentação longitudinal é obtida através da divisão do calorímetro em 3 seções.

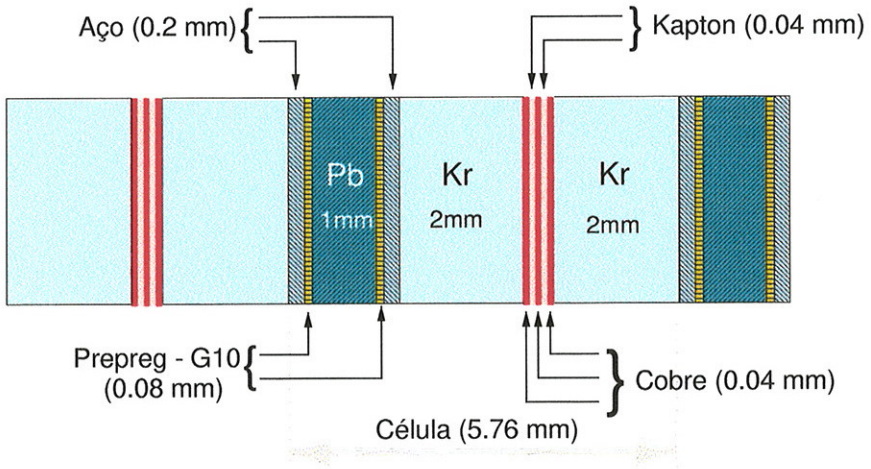


Figura 4.6: Detalhe de uma célula do calorímetro, mostrando as dimensões relevantes.

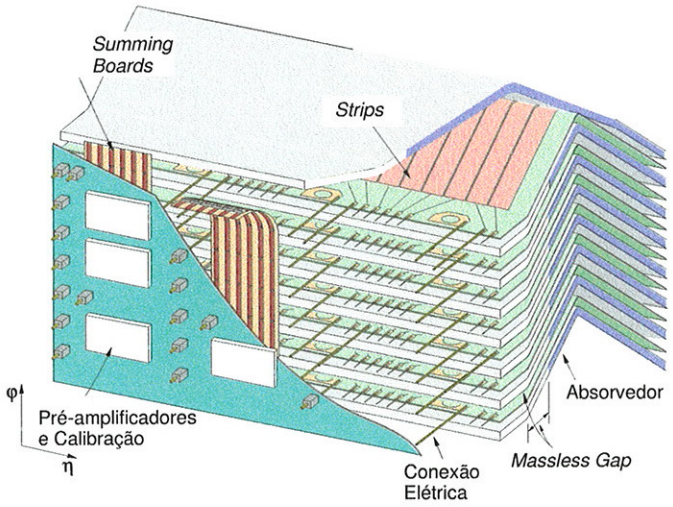


Figura 4.7: Vista isométrica do calorímetro de criptônio líquido.

Segmentação longitudinal

O calorímetro está segmentado longitudinalmente (ao longo da direção z) em 3 seções: frontal, intermediária e traseira. Essa segmentação é feita e otimizada em função de duas necessidades: otimizar o fator de rejeição para eventos provenientes do decaimento do π^0 em dois fótons, através da análise da forma da cascata, e proporcionar uma medida do ângulo de entrada da partícula no calorímetro, utilizando a informação proveniente da segmentação longitudinal e transversal. Além disso, a análise da energia depositada em cada seção (relativamente à energia total depositada no calorímetro) permite a correção de certos efeitos sobre a energia medida pelo calorímetro (Capítulo 5).

O calorímetro deve ter uma profundidade suficiente para conter toda a cascata a fim de evitar que flutuações na energia, devido ao vazamento da cascata, afetem a resolução em energia (Capítulo 2). Como a extensão longitudinal da cascata depende da energia, da natureza da radiação incidente e da densidade do material do calorímetro, a profundidade deste calorímetro (fig.4.2) foi otimizada considerando-se que o principal objetivo da colaboração GEM seria a detecção dos fótons provenientes do decaimento do bóson de Higgs ($H^0 \rightarrow \gamma\gamma$) [88, 4, 2]. O comprimento adotado (24 X_0) é suficiente para conter (completamente) cascatas iniciadas por fótons de até 100 GeV – suficiente para a detecção de H^0 na região de massa 80 a 140 GeV/c^2.

A profundidade da seção frontal deve obedecer a uma relação de compromisso entre ser profunda o suficiente para amostrar uma parte significativa do início da cascata, e rasa o bastante para que, com o desenvolvimento lateral da cascata, a resolução em posição na direção transversal não seja degradada.

A seção intermediária deve ter uma profundidade tal que o máximo da cascata iniciada pelos fótons do decaimento $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ na região de massa de interesse deve estar contido nesta seção.

A profundidade da seção intermediária define também a distância de separação entre as seções frontal e traseira, o que influencia na determinação do ângulo de incidência da partícula no calorímetro. Nessa situação, existem duas considerações a serem feitas sobre a posição da seção traseira: (i) se a seção intermediária for muito profunda, apenas uma porção muito pequena da cascata avança sobre a seção traseira, e a energia depositada nessa seção é muito pequena para ser medida de maneira significativa e (ii) a otimização da resolução angular envolve a distância de separação entre as seções frontal e traseira. Além disso, a profundidade da seção traseira deve ser suficiente para minimizar o vazamento longitudinal da cascata, como acima exposto.

Segmentação transversal

A segmentação do calorímetro na direção transversal divide o calorímetro em torres (fig.4.2) e permite que a posição da cascata possa ser determinada e, por consequência, a posição de incidência da partícula no calorímetro. Além disso, juntamente com a segmentação longitudinal, a segmentação transversal permite determinar o ângulo de incidência da partícula no calorímetro e implementar critérios de rejeição (baseados na forma da cascata) para eventos gerados por hádrons [91, 53].

A segmentação das seções intermediária e traseira do calorímetro seguem o padrão de 12 torres na direção η e 6 torres na direção φ. Como o módulo sob teste representa uma seção de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.32 \times 0.16$, cada torre representa uma segmentação de aproximadamente $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.0267 \times 0.0267$

(31×31 mm^2). Essa segmentação é baseada no resultado de simulações, e feita de modo a otimizar a resolução angular e em posição do calorímetro para a detecção do decaimento $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$. A dimensão das torres nas seções intermediária e traseira é próxima ao raio (médio) de Molière, que neste calorímetro é de aproximadamente 39mm.

A seção frontal apresenta uma segmentação mais fina em η, onde cada torre possui aproximadamente 1/6 (4.7mm) da largura de cada torre das outras seções e na direção φ, a seção frontal é dividida em apenas um segmento ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.044 \times 0.16$).

Particularmente, a construção de uma seção frontal altamente segmentada formando um *pre-shower* integrado ao calorímetro [92, 2, 93, 94], facilita a implementação de critérios para a rejeição de eventos decorrentes do decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, através da análise do perfil transversal da cascata na seção frontal. Isso permite, por exemplo, dizer se um evento foi produzido por dois fótons de energia $E\gamma_1$, $E\gamma_2$ ou se foi produzido por um fóton de energia $E\gamma_1 + E\gamma_2$. Esse tipo de critério, baseado na forma da cascata, depende fundamentalmente da dimensão transversal das cascatas e da resolução em posição (relacionada com a segmentação) da seção frontal.

Os fatores de caráter técnico e econômico, como o espaço ocupado pelo calorímetro em relação aos outros detectores do GEM e o custo envolvido na construção do instrumento e da eletrônica de processamento de sinais (que depende do número de canais e portanto, da segmentação do calorímetro), devem ser também considerados como fatores restritivos na construção e geometria do calorímetro.

4.1.2 Escolha dos materiais

A escolha dos materiais para a construção do calorímetro deve obedecer tanto a critérios físicos, definindo as características do detector, quanto a critérios técnicos, que definem a possiblidade (ou impossibilidade) de uso de certos materiais.

Absorvedores

Na escolha do material que compõe os absorvedores, existem algumas considerações que devem ser feitas e que influem diretamente nas características do calorímetro [95]:

1. Os absorvedores devem ser construídos de material denso (comprimento de radiação X_0 pequeno) para possibilitar a construção de detectores compactos.

2. Quando se utiliza a forma da cascata como critério para o fator de rejeição para hádrons em calorímetros eletromagnéticos, a eficiência na rejeição aumenta com o número atômico do material do absorvedor [96, 1]:

$$\frac{\lambda[\mathrm{g/cm^2}]}{X_0[\mathrm{g/cm^2}]} \approx \frac{0.2Z^2}{A^{2/3}} \tag{4.1}$$

   onde λ é o comprimento de interação.

3. Em calorímetros de amostragem, a resolução em energia (σ_E/E) é dominada pela flutuação na amostragem da cascata, podendo ser escrita, de acordo com a eq. 2.26:

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \sqrt{\frac{\epsilon\, t_s}{E}} \tag{4.2}$$

onde E é a energia da partícula que inicia a cascata, ϵ a energia crítica dos absorvedores e t_s a espessura (em X_0) dos absorvedores. A resolução pode ser melhorada através da diminuição da espessura das camadas do meio passivo (absorvedores) e da escolha de materias de energia crítica baixa. Como ϵ[MeV] $\approx 800/(Z+1.2)$ (eq. 2.1), a escolha recai em materiais de número atômico mais elevado.

4. O material utilizado na construção do absorvedor deve permitir sua moldagem na forma de acordeom, o que exige maleabilidade desse material.

A escolha do material para a construção dos absorvedores recai no chumbo, por atender às considerações acima: seu custo é baixo, é maleável e apresenta um comprimento de radiação pequeno ($X_0 = 0.56$cm), maior apenas do que materiais muito mais difíceis de serem utilizados, como urânio ($X_0 = 0.32$cm) ou tungstênio ($X_0 = 0.35$cm).

Meio ativo

Em função da geometria e das características exigidas para este calorímetro, a utilização de líquidos nobres como meio ativo é a única alternativa prática. O custo do líquido, sua eficiência na produção de cargas (fator W), sua resistência à radição e a fração de amostragem obtida com o chumbo como absorvedor são alguns fatores a serem considerados na escolha do líquido.

Dos líquidos nobres com potencial aplicação em calorimetria (argônio, o criptônio e o xenônio) o xenônio apresenta o menor comprimento de radiação ($X_0 = 2.77$cm), mas, se comparado com outros líquidos nobres, seu custo de obtenção é extremamente alto, o que o torna inviável em grandes volumes. O argônio ($X_0 = 14.0$cm) e o criptônio ($X_0 = 4.76$cm) são candidatos mais

plausíveis. O criptônio permite uma melhor resolução em energia do que o argônio: (i) o fator W é menor, o que implica na criação de um maior número de cargas por energia depositada; (ii) devido ao seu comprimento de radiação menor, é possível diminuir a espessura dos absorvedores mantendo a profundidade total (em X_0) do calorímetro constante (eq. 4.2), melhorando a resolução em energia do instrumento. A fração de amostragem com o criptônio também é mais alta que a obtida com argônio.

O criptônio contém pequenas quantidades do isótopo ^{95}Kr, que decai emitindo elétrons com uma energia média de 250keV (máximo de 670keV). Entretanto, devido à baixa atividade (aproximadamente 500 decaimentos/s/m^3) em virtude da pequena concentração, esse efeito é imperceptível nas condições de operação do calorímetro [67].

4.1.3 Eletrodos

Os eletrodos do calorímetro são responsáveis pela distribuição de alta tensão e pela coleção das cargas produzidas no meio ativo. A fig. 4.8 mostra um eletrodo do calorímetro antes de ser prensado na forma de acordeom.

Os eletrodos formam o anodo da câmara de ionização (o catodo é definido na superfície do absorvedor), e são formados por um conjunto de 3 camadas de cobre de 40μm de espessura, separadas por duas folhas de poliamida (Kapton[1]) de 40μm. O cobre é colado ao Kapton por meio de uma camada de 20μm de adesivo epóxi. Cada placa construída desta maneira forma um eletrodo de 3 camadas: 2 camadas de alta-tensão (externas), destinadas à distribuição da alta tensão, e uma camada de sinal (interna) para a leitura da carga produzida no meio ativo (fig. 4.9).

[1]DuPont Co.

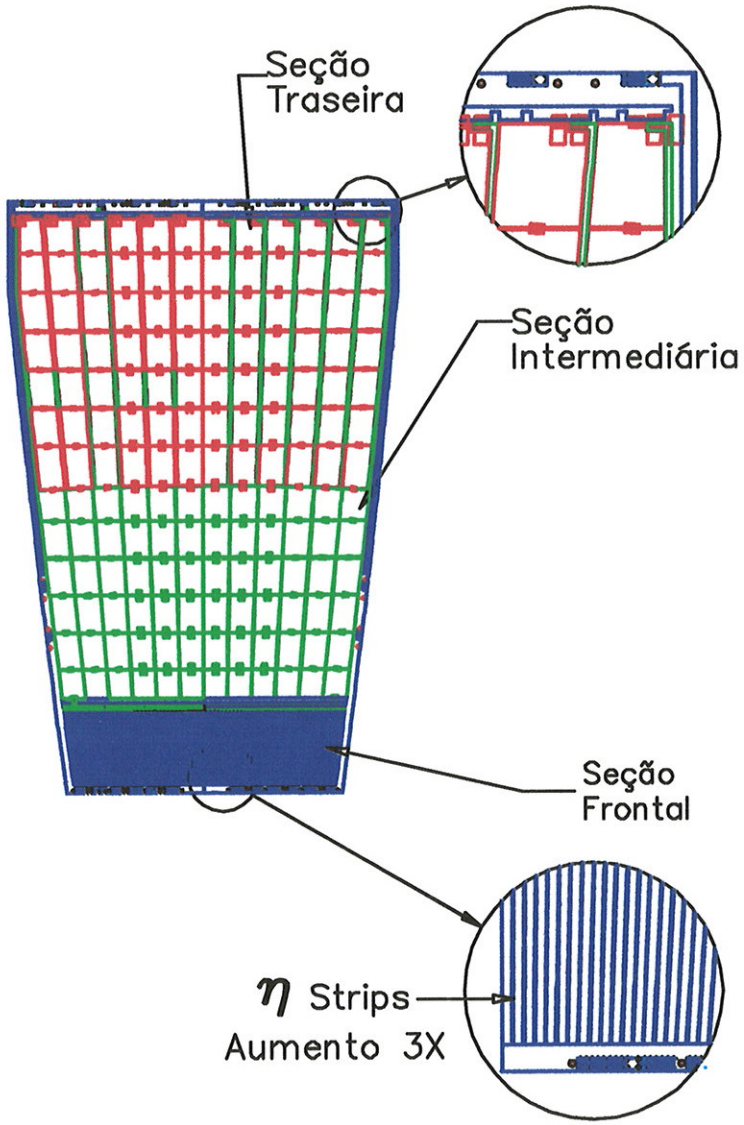


Figura 4.8: Geometria dos eletrodos empregados no calorímetro antes de ser moldado na forma de acordeom.

A escolha do Kapton para a construção dos eletrodos deve-se à sua maleabilidade, o que permite a conformação através da prensagem e por

ser capaz de suportar baixas temperaturas (criogênicas). Além disso, o Kapton, amplamente utilizado na indústria como circuito impresso flexível, é disponível comercialmente em diversas espessuras, já com as camadas de cobre pré-aplicadas.

No processo de ionização, a carga produzida ao longo da cascata gera uma corrente ao ser arrastada em direção aos eletrodos, mantidos em um potencial positivo em relação aos absorvedores. Essa corrente – induzida na camada de alta-tensão dos eletrodos – é medida na camada de sinal, através do acoplamento capacitivo entre as camada de alta tensão e sinal.

É através dos eletrodos que a segmentação longitudinal e transversal (em η) do calorímetro é feita. Essa segmentação é definida por uma divisão das camadas de sinal e alta-tensão dos eletrodos em *pads* e *strips*. Essa divisão é feita através da corrosão química do cobre colado sobre o Kapton, em um processo padrão de manufatura de circuito impresso (fig. 4.8).

Os eletrodos de alta tensão são segmentados na direção longitudinal em regiões menores, de capacitância suficientemente baixa e conectadas em série por meio de resistores. Os resistores (figs. 4.8 e 4.9) são aplicados na forma de uma resina resistiva[2] por um processo de serigrafia na superfície dos eletrodos, como mostra a fig. 4.10. A fim de evitar danos durante a conformação dos eletrodos, os resistores são posicionados longitudinalmente fora do pontos de dobra. A função dos resistores é isolar os canais e limitar a corrente na eventualidade de uma descarga elétrica. A escolha para os valores dos resistores e sua distribuição nos eletrodos é baseada nas seguintes premissas [97]:

1. Proteção: A cadeia de resistores deve limitar a corrente no caso de

[2]Resistividade de 1 MΩ□

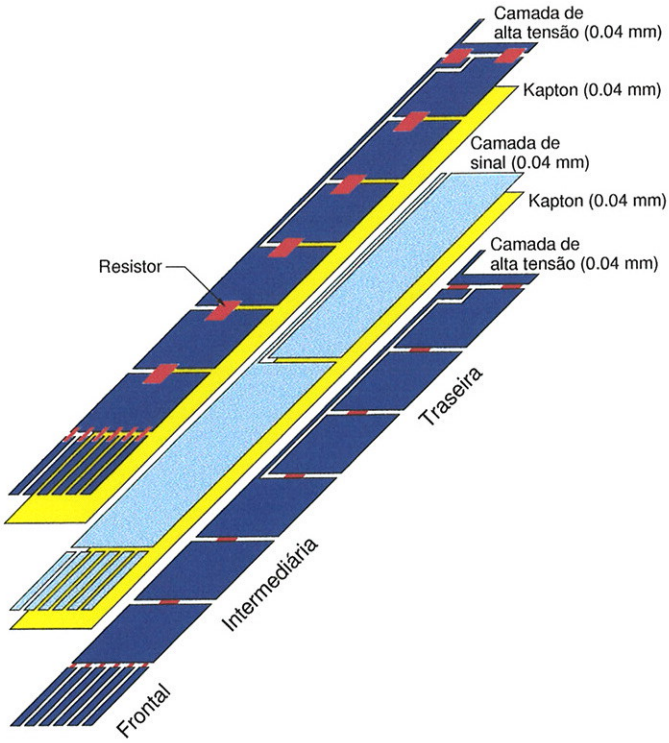


Figura 4.9: Estrutura de camadas dos eletrodos do calorímetro. A leitura da carga produzida no meio ativo é feita por meio dos eletrodos de sinal através do acoplamento capacitivo entre as camadas de alta tensão e de sinal. Os resistores na camada de alta tensão dividem os eletrodos em regiões de menor capacitância, além de oferecer proteção e rotas alternativas para a distribuição de alta tensão.

uma eventual descarga no interior do calorímetro. Além disso, a distribuição deve ser feita de modo a manter o isolamento entre os eletrodos de leitura. Os resistores devem ser posicionados de modo a permitir uma distribuição de tensão alternativa, no caso de falha de algum resistor, minimizando a extensão da região afetada. A fig. 4.9, mostra esse tipo de rota alternativa, quando a alta tensão é distribuída através de conexões nas bordas e na região central dos eletrodos.

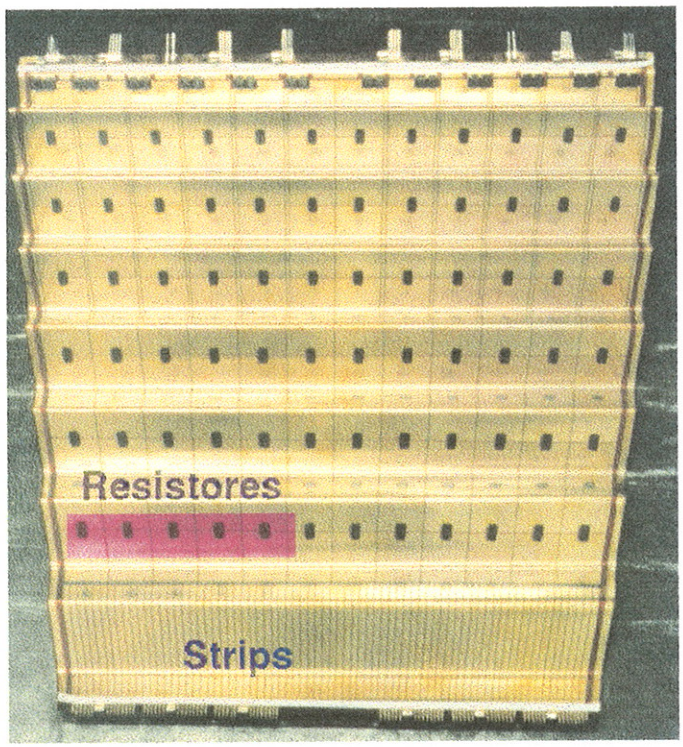


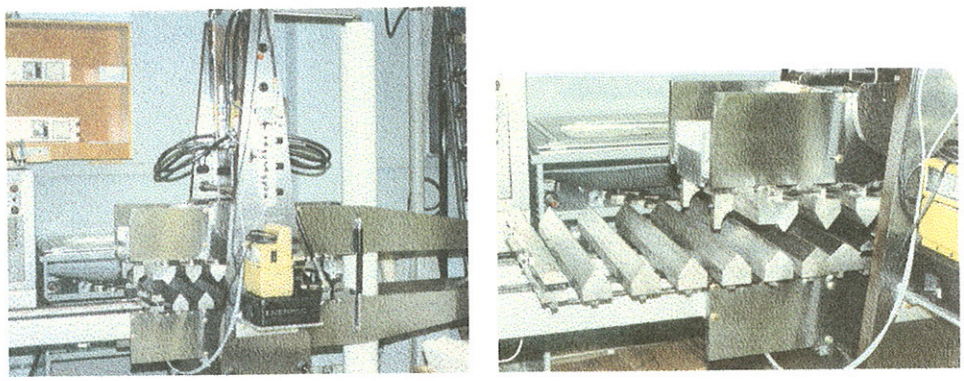
Figura 4.10: Um dos eletrodos após o processo de prensagem e inserção dos terminais.

2. Influência no sinal: A resistividade dos eletrodos de alta-tensão contribui como fonte de ruído paralelo e afeta a queda de tensão (DC) que ocorre durante a coleção de carga. Além disso, devido a efeitos difusivos do circuito RC (formado pelos resistores e a capacitância entre as camadas dos eletrodos) a eficiência na transferência da corrente através do acoplamento pode ser comprometida. A escolha dos valores para os resistores é feita de modo a minimizar esses efeitos.

Para atender às condições acima, o valor de cada resistor deve estar entre 1MΩ e 10MΩ.

Moldagem dos eletrodos

A forma de acordeom é transferida aos eletrodos através de uma seqüência de prensagens. A primeira etapa envolve uma prensagem a frio, utilizando uma prensa hidráulica, onde os perfis que transferem a forma de acordeom se deslocam logitudinalmente em relação ao acordeom, evitando com isso a fadiga e distensão dos eletrodos que ocorreria com um molde de perfis fixos [98] (fig. 4.11). Como a mesma prensa é utilizada para a moldagem dos eletrodos e dos absorvedores, que são mais espessos, os perfis são dimensionados para prensar placas com espessura próxima à das placas dos absorvedores (1.5 mm). Para a prensagem dos eletrodos, são inseridas na prensa duas chapas de alumínio de 1mm de espessura, tendo entre elas o eletrodo a ser moldado.



(a) (b)

Figura 4.11: (a) Prensa hidráulica de perfis móveis utilizada na primeira etapa de prensagem dos eletrodos. (b) Detalhe dos perfis.

A conexão dos eletrodos de alta tensão e de sinal é feita através de pinos de cobre-berílio, inseridos logo após a primeira prensagem, utilizando uma

máquina de inserção automática[3] modificada para esta tarefa.

A fim de transferir a forma definitiva de acordeom aos eletrodos, uma segunda etapa na conformação é feita em uma prensa hidráulica a quente, onde os eletrodos e as chapas de alumínio previamente moldadas são colocadas em um molde de alumínio com a forma de acordeom e mantida durante 4 horas sob uma pressão de 5 Atm e uma temperatura de 80°C.

4.1.4 Absorvedores

A fig.4.12(a) mostra a geometria dos absorvedores antes da prensagem para a forma de acordeom, indicando os pontos de dobra. Os eletrodos são construídos a partir de uma chapa de chumbo de alta pureza (99.9%) laminada de 1 mm de espessura (com uma precisão de $\pm 50\mu$m), colocada entre duas chapas de aço inox de 0.2 mm de espessura, com o propósito de fornecer rigidez mecânica e uma superfície uniforme para os absorvedores. A colagem entre a placa de chumbo e a de aço é feita por uma manta de fibra de vidro impregnada com resina epóxi (*prepreg*) de 80 μm de espessura (fig.4.12(b)). O conjunto (chapa de aço – *prepreg* – chumbo – *prepreg* – chapa de aço) é mantido aquecido a 85°C por 30 minutos dentro de um invólucro a vácuo ($\approx 10^{-3}$ Torr), para evitar a formação de bolhas de ar na resina durante a colagem. Essa temperatura é insuficiente para curar o adesivo, mas permite a adesão das placas para manipulação.

A forma de acordeom é transferida para os absorvedores que, ainda quentes, são levados para a primeira etapa de prensagem utilizando a prensa mostrada na fig.4.11. A forma definitiva de acordeom e a cura completa da resina epóxi é feita em uma prensa hidráulica utilizando um molde de

[3]AMP Co.

alumínio na forma de acordeom, quando os absorvedores são mantidos por 4 horas sob uma pressão de 10 Atm a uma temperatura de 80°C.

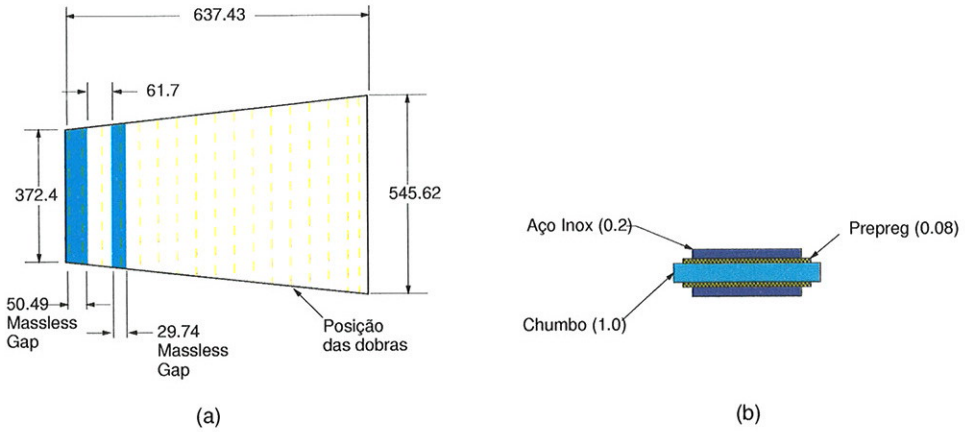


Figura 4.12: (a) Geometria do absorvedor antes da moldagem na forma de acordeom. (b) Vista em corte, mostrando a estrutura de camadas do absorvedor. Todas as dimensões estão em milímetros.

Faixa de exclusão de massa

A presença de material inativo na frente do calorímetro contribui para uma deterioração da resolução em energia e para uma diferença no próprio valor da energia medida, já que a perda da energia nesta região não está sendo contabilizada (detectada). A presença do material inativo é inevitável (paredes do criostato, criptônio, e outros sistemas de detecção). É possível, entretanto, compensar a presença de material inativo na frente do calorímetro removendo uma faixa transversal do absorvedor de uma região do calorímetro. Isso é obtido na prática substituindo o chumbo dos absorvedores ao longo de uma região por um material de densidade mais baixa, neste caso, resina epóxi com fibras de vidro (G10) em várias camadas de *prepreg*. A fig. 4.12 mostra a localização da faixa de exclusão de massa (*massless gap*) nos ab-

sorvedores. Na região em que foi removido o chumbo, a cascata continua sendo amostrada pelo meio ativo e a carga coletada pelos eletrodos, sem que ocorra a "degradação" da energia pelo absorvedor. A faixa de exclusão de massa permite assim uma sobre-amostragem da cascata, possibilitando a compensação. Outros calorímetros, como o do experimento D0, adotam também este tipo de correção [99].

A posição da faixa de exclusão de massa e a sua extensão depende da energia da partícula e da quantidade de material inativo na frente do calorímetro [99]. Os parâmetros ótimos relativos à posição e extensão da faixa de exclusão são obtidos através de cálculos de Monte Carlo [88], sendo otimizados para que se recupere a resolução intrínseca do calorímetro (sem a presença de material inativo) para fótons com energia até 50 GeV. A fig. 4.13 mostra a dependência da resolução em energia em função da profundidade da faixa de exclusão de massa, onde se observa que, para uma certa energia, existe um comprimento para a faixa de exclusão que otimiza a resolução. Pode-se observar que o comprimento ótimo para que a faixa de exclusão de massa recupere a resolução é a mesma para quantidades diferentes de material inativo (relacionados aqui com η).

4.2 Montagem e preparação

Após a prensagem na forma de acordeom, os eletrodos e absorvedores são individualmente inspecionados, testados e selecionados para a montagem. A preparação dos absorvedores e eletrodos para a montagem envolve a inspeção visual e limpeza (com metanol) da superfície e bordas dos absorvedores: como a distância entre os absorvedores e os eletrodos é pequena, imperfeições na superfície dos absorvedores podem alterar o campo elétrico

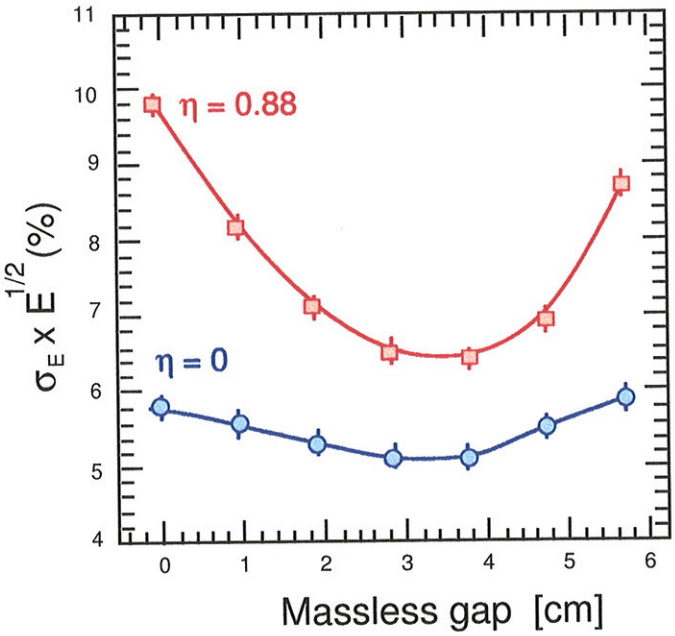


Figura 4.13: Resolução em energia em função da profundidade da faixa de exclusão de massa no calorímetro para fótons de 25 GeV. Os círculos abertos são para $\eta = 0$ e os quadrados para $\eta = 0.88$ [88].

local, causando inomogeneidades na resposta do calorímetro. Os eletrodos são também submetidos a testes de alta tensão (1 a 3kV aplicada entre as camadas de alta-tensão e de sinal), para detectar possíveis falhas nas camadas de Kapton. Todos os resistores nos eletrodos de alta-tensão são medidos e reparados com tinta resistiva se necessário. No teste final, os eletrodos e absorvedores são submetidos a 3 ciclos térmicos (mergulhados em nitrogênio líquido e lentamente aquecidos até a temperatua ambiente) e novamente inspecionados e testados.

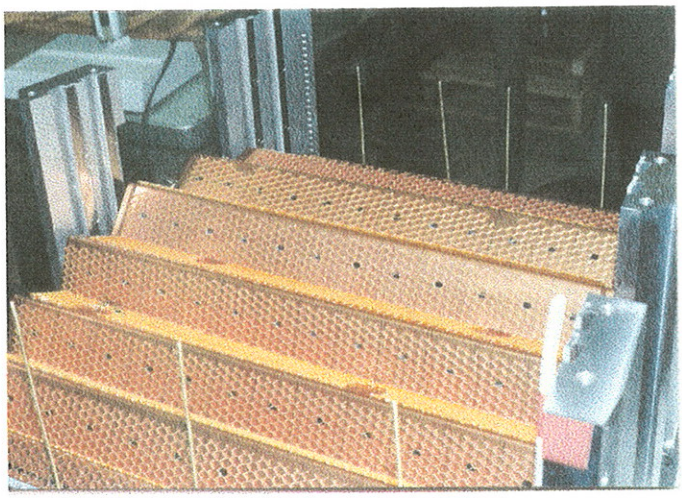


Figura 4.14: Montagem do calorímetro, durante o empilhamento dos absorvedores e eletrodos, mostrando a instalação dos espaçadores (Hexcell).

A montagem do calorímetro é feita através do empilhamento dos eletrodos e absorvedores alternadamente. A distância entre absorvedores e eletrodos é mantida fixa por meio uma placa de 2 mm de espessura de uma estrutura de aramida na forma de colméia cobertas por resina fenólica[4] (fig. 4.14). Para reduzir ao mínimo necessário a quantidade de criptônio, são instalados

[4]Hexcell Co.

blocos de epóxi acima e abaixo da pilha de eletrodos e absorvedores para ocupar o volume vazio nessa região. A fig. 4.15 mostra a fotografia do calorímetro durante a montagem.

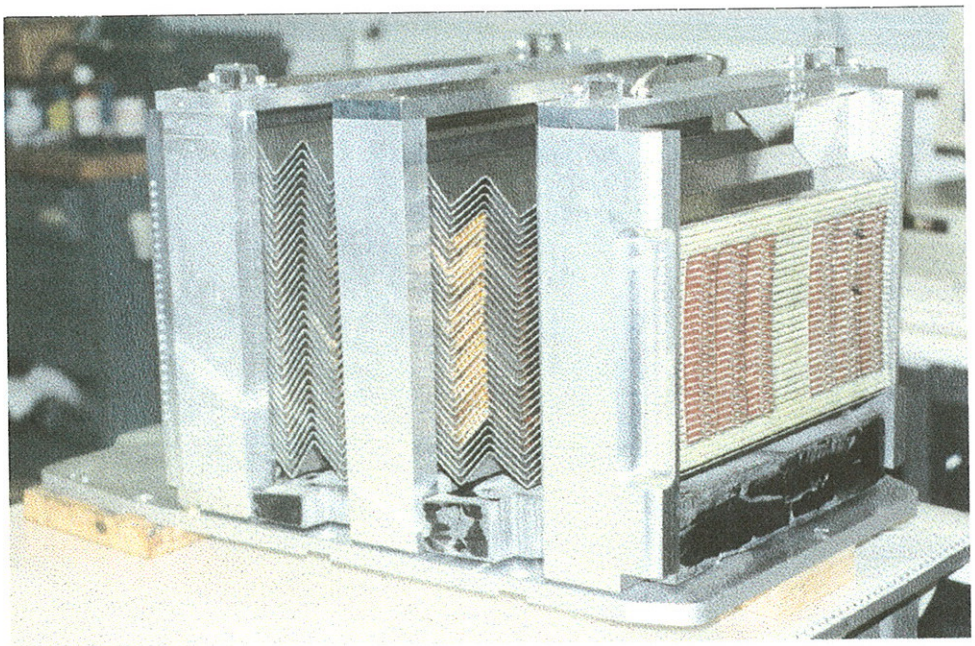


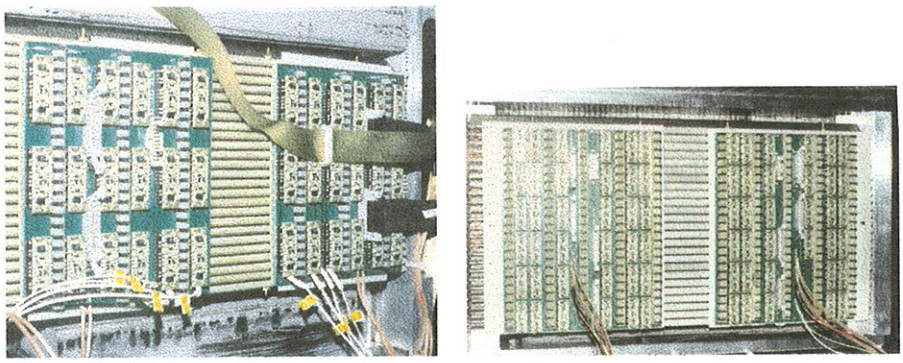
Figura 4.15: O calorímetro completamente montado, pronto para receber as placas dos pré-amplificadores.

Summing boards

Enquanto a segmentação longitudinal e transversal (na direção η) do calorímetro é diretamente definida através do desenho dos eletrodos, a segmentação na direção φ é feita com a conexão de eletrodos adjacentes. Essa conexão é feita por meio de uma placa de circuito impresso flexível posicionada entre a placa de circuito impresso dos pré-amplificadores e a borda dos eletrodos (fig. 4.7). Nas seções intermediária e traseira, os eletrodos são conectados em paralelo

em grupos consecutivos de 4 eletrodos, definindo como $\Delta\varphi = 0.0267$ rad (31 mm na face da seção intermediária) a dimensão das torres na direção φ. Na seção frontal, os *strip* são conectados de forma a compor uma única segmentação na direção φ de $\Delta\varphi = 0.16$ rad (168 mm na face da seção frontal).

As placas contendo os pré-amplificadores e o circuito de calibração são fixadas na parte frontal do calorímetro– responsáveis pela leitura das torres da seção frontal – e na traseira do calorímetro, responsáveis pela distribuição da alta tensão e pela leitura e calibração das seções intermediária e traseira (fig. 4.16). A fig. 4.17 mostra os dois módulos montados e instalados no interior do criostato.



(a) (b)

Figura 4.16: Placas de circuito impresso contendo os circuitos de pré-amplificação e calibração da seção frontal (a) e das seções intermediária e traseira (b).

A tab. 4.1 apresenta as características mais importantes das torres do calorímetro.

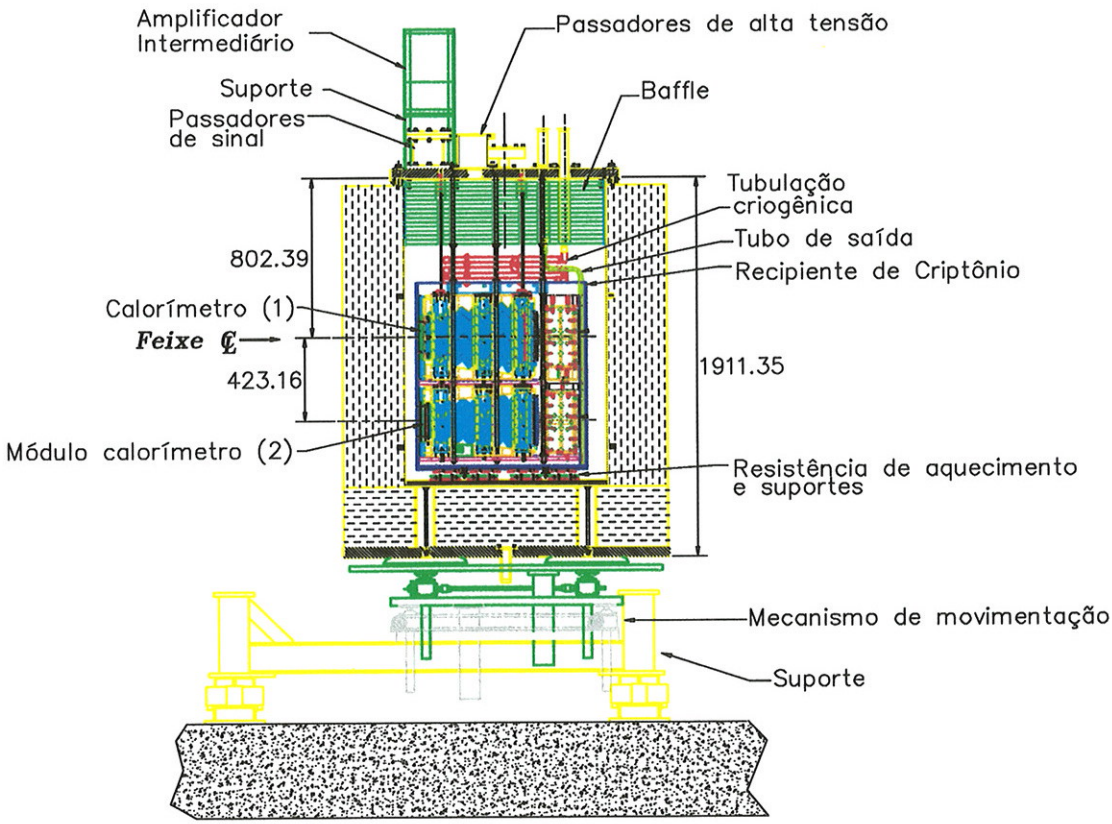


Figura 4.17: Módulos do calorímetro montados e instalados na tampa do criostato.

Tabela 4.1: Características das torres do calorímetro

Seção	Profund. (X_0)	$\Delta\varphi$	$\Delta\eta$	Comp. Eletrodo (mm)	Área (cm^2)	Capacitância (pF)
Frontal	3	0.156	0.0044	117	4.7	160
Intermediária	10	0.026	0.026	300	92	540
Traseira	11	0.026	0.026	300	116	680

4.3 Eletrônica

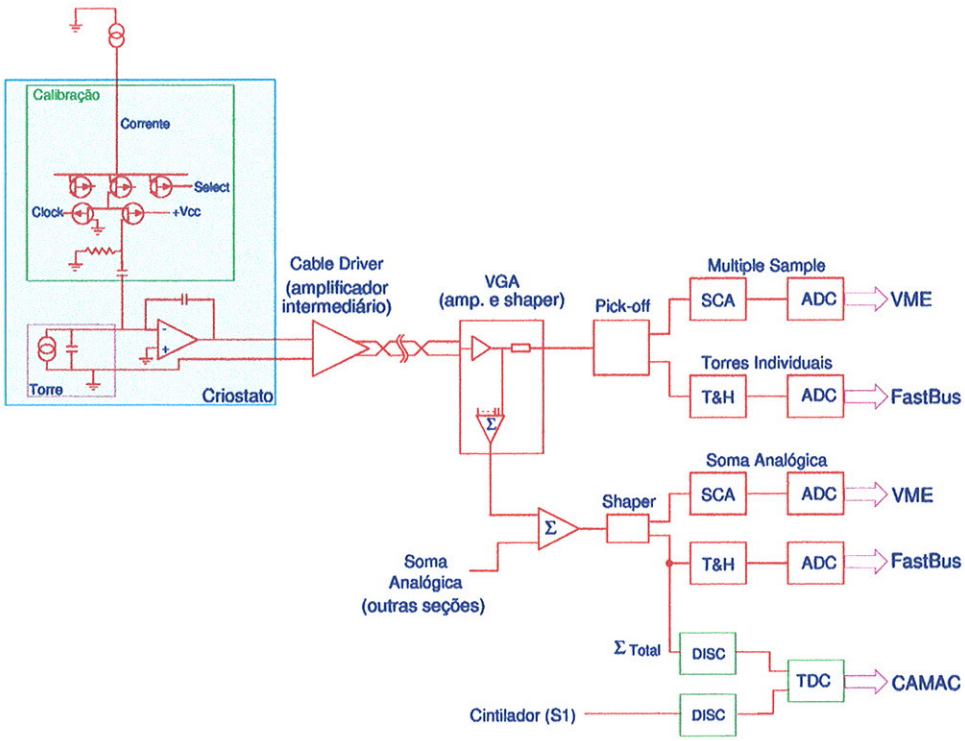


Figura 4.18: Diagrama da eletrônica utilizada no processamento dos sinais do calorímetro.

A fig. 4.18 mostra o esquema da eletrônica utilizada no calorímetro. Os sinais provenientes das torres do calorímetro são amplificados num primeiro estágio por amplificadores de carga, fabricados com circuitos híbridos, utilizando na entrada transístores JFET de silício. A instalação das placas dos pré-amplificadores diretamente nos terminais dos eletrodos de sinal permite uma rápida transferência de carga dos eletrodos para os pré-amplificadores e a melhor situação possível com relação ao ruído, visto que o ruído térmico é reduzido em virtude da baixa temperatura (uma vez que operam imer-

sos em criptônio líquido) e as capacitâncias e indutâncias das conexões são minimizadas. A tab. 4.2 mostra as especificações dos pré-amplificadores.

Tabela 4.2: Características dos pré-amplificadores (capacitância do detector 500pF).

Transístor de entrada	N-JFET (silício)
Capacitância do transístor de entrada	50 pF
Impedância de entrada	30 Ω
Dissipação	< 100mW
Tempo de subida	25 ns
Ruído na entrada	$0.7\text{nV/Hz}^{1/2}$
Região de resposta linear	0-200 GeV
Região de ganho aceitável	> 2 TeV
ENC (formatação de 40 ns)	$1.4\ 10^4$ elétrons
ENC (formatação de 100 ns)	$8.7\ 10^3$ elétrons

A transmissão do sinal dos pré-amplificadores para a eletrônica de processamento de sinal (localizada a aproximadamante 30 metros do criostato) é feita através de *drivers* diferenciais (amplificadores intermediários). Instalados logo acima do criostato, os amplificadores intermediários transmitem o sinal na forma diferencial por meio de cabos de par trançado ($Z = 110\Omega$). A entrada e a saída dos amplificadores intermediários possuem acoplamento AC, e os amplificadores podem ser operados em duas faixas de ganho nominal: 1× e 4.5×. O tempo de subida para pulsos na saída do amplificador intermediário é menor que 8 ns e o ruído equivalente na entrada (série) é menor que $2nV/\sqrt{Hz}$.

A formatação e amplificação dos sinais do calorímetro é feita por meio de amplificadores de ganho variável (VGA) [47, 56]. A constante de tempo de formatação do sinal pelos VGAs é de 40 ns. O valor ótimo para a constante de tempo depende do ruído térmico, do ruído proveniente do empilhamento dos sinais e do tempo de arrasto dos elétrons no criptônio líquido. A constante de tempo de 40 ns utilizada foi otimizada para as condições de operação do calorímetro no experimento GEM [97]. O ganho dos VGAs pode ser selecionado manualmente em $1\times$ ou $2\times$, sendo que cada canal pode ter seu ganho controlado (via computador) com uma precisão de 0.2% dentro uma faixa de $\pm$ 20%. O controle de ganho permite ainda desconectar (ganho zero) o sinal de quaisquer canais da saída, possibilitando a remoção de torres ou regiões do calorímetro durante a aquisição de dados. Além dos sinais individuais, o VGA disponibiliza um sinal formado pela soma analógica dos sinais de todos os canais ativos na saída.

Após a amplificação e formatação pelos VGAs, os sinais são enviados para um circuito de *track and hold*. O sinal de *hold* é enviado para o circuito de *track and hold* pelo *trigger* e é sincronizado com o sinal do calorímetro de modo a reter o valor de pico do pulso formatado. A duração do sinal de *hold* é de 600 ns (para o processamento dos sinais do calorímetro no experimento GEM, a eletrônica utilizada envolveria outro princípio [88], uma vez que 600 ns implica num tempo morto muito grande, incompatível com o intervalo de cruzamentos do feixe do SSC de 16,6 ns).

A digitalização dos sinais é feita utilizando-se ADCs de carga (FASTBUS) convencionais[5]. Por intermédio de um circuito de *pick-off* de alta impedância, o sinal das torres da região central de cada uma das seções do

[5]LeCroy 1885F

calorímetro é separado para ser amostrado digitalmente utilizando-se um sistema de *multiple sampling* [7], de modo que a forma do sinal de cada uma das torres pode ser reconstruída durante o processo de análise [8].

Os sinais das torres de cada uma das seções do calorímetro são somados analogicamente (via VGAs) e digitalizados para monitoração *on-line* e para análise posterior, possibilitando a determinação da energia depositada por cada evento no calorímetro a partir da análise de apenas 3 sinais: energia depositada na seção frontal (ΣE_f); energia depositada na seção intermediária (ΣE_i) e energia depositada na seção traseira (ΣE_t). A energia total no calorímetro é a soma da energia em cada seção: $E_T = \Sigma E_f + \Sigma E_i + \Sigma E_t$.

Todo o sistema de aquisição de dados e calibração é controlado através de um sistema VME, que se comunica diretamente com os módulos CAMAC e FASTBUS (fig 4.19). Por meio de uma estação de trabalho conectada ao sistema VME, os dados relativos aos últimos eventos são disponibilizados para o sistema de monitoração *on-line* do calorímetro. Durante a aquisição de dados, os eventos são armazenados em disco e transferidos para a fita no intervalo entre os pulsos do feixe.

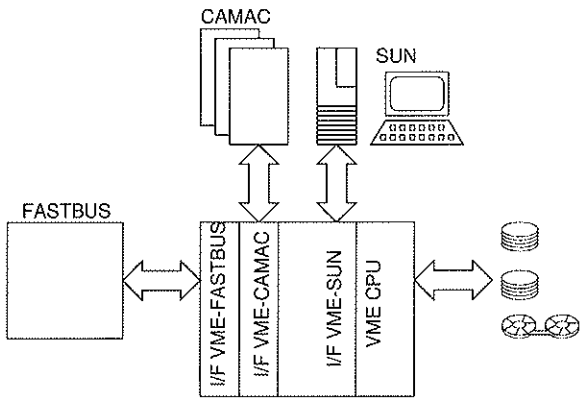


Figura 4.19: Diagrama do sistema de aquisição de dados.

4.3.1 Calibração

A calibração permite que cada canal da eletrônica tenha seu ganho precisamente determinado e é a única maneira precisa e direta de estabelecer e monitorar a resposta da eletrônica de processamento de sinais de cada torre do calorímetro. Além disso, a calibração permite a correção de certos efeitos do sistema de processamento dos sinais, como *crosstalk* entre canais de eletrônica.

O processo de calibração baseia-se na injeção (nos pré-amplificadores) de um pulso semelhante ao pulso produzido pelas ionizações no meio ativo. As características do pulso de calibração, como a amplitude e o tempo de subida e descida devem ser conhecidas e controladas com uma precisão melhor que 0.1% entre todos os canais, uma vez que a calibração, juntamente com a precisão mecânica na construção, contribui substancialmente na magnitude do termo constante da resolução em energia do calorímetro.

O sistema de calibração do calorímetro deve ser capaz de atender a dois requesitos básicos: (i) a formação e a distribuição de um pulso rápido (tempo de subida entre 1 e 3 ns) por todos os pré-amplificadores sem que a fidelidade do sinal seja comprometida e (ii) implementação simples do circuito, de modo a permitir que centenas de milhares de canais do calorímetro (como seria o caso do GEM e como é o caso do ATLAS) sejam calibrados [100].

Existem, basicamente, dois esquemas de calibração, que diferem fundamentalmente na implementação: (i) transferência de um pulso de calibração já formatado por um circuito distante dos pré-amplificadores (fora do criostato), chamada *calibração por tensão*; (ii) formação do pulso de calibração próximo aos pré-amplificadores, chamada *calibração por corrente*. Os dois sistemas tem méritos e desvantagens, que são discutidos a seguir,

juntamente com o princípio de funcionamento.

Calibração por tensão

No sistema de calibração por tensão, o pulso de calibração é formado por um circuito distante dos pré-amplificadores, e deve ser distribuído ao longo de todo o calorímetro com o sinal fielmente preservado. A fig. 4.20 mostra o circuito de calibração por tensão empregado no calorímetro de argônio líquido da colaboração RD3 [5, 85].

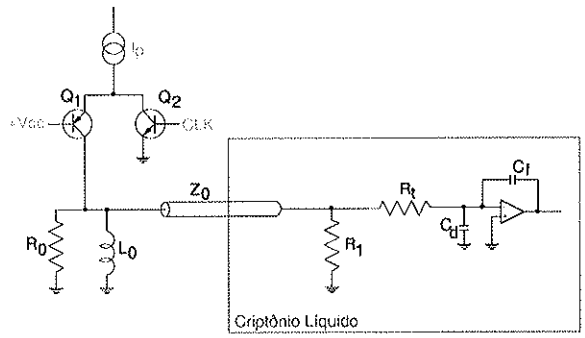


Figura 4.20: Circuito de calibração por tensão.

No circuito da fig. 4.20, uma corrente DC (I_p) precisa (controlada com uma precisão de aproximadamente 0.02%) flui através de Q_1 energizando L_0 enquanto Q_2 é mantido em corte. A injeção de um pulso na base de Q_2 (*clock CLK*) desvia a corrente I_p para o terra e Q_1 é cortado. O indutor L_0 se descarrega através de R_0 gerando um pulso na forma:

$$V(t) = -(R_0/2)I_p e^{(-t\frac{2R_0}{L_0})} \tag{4.3}$$

O sinal gerado dessa maneira é enviado para os pré-amplificadores por meio de uma linha de transmissão (cabo de 50Ω de características ótimas para essa finalidade) até o resistor R_1, já dentro do criostato. Dentro do

criostato, o sinal é distribuído para os pré-amplificadores por meio de uma rede de resistores em paralelo. Dependendo do número de canais a serem calibrados, é definido o número de pulsos independentes a serem distribuídos ao mesmo tempo, permitindo que vários canais sejam pulsados concomitantemente, por uma questão de eficiência.

A principal vantagem desse método é exigir que apenas os resistores estejam localizados dentro do criostato, o que reduz a quantidade de componentes sujeitos a danos por radiação e simplifica o projeto. Por outro lado, para que a fidelidade do sinal seja preservada, é preciso que a dispersão nos valores nominais dos resistores seja menor que 0.1 % e que a linha de transmissão possua excelente uniformidade em toda sua extensão, uma vez que a atenuação do pulso devido ao *skin effect* na linha é um efeito de primeira ordem, contribuindo para a degradação do sinal.

Esse sistema de calibração é o sistema selecionado para o calorímetro de argônio líquido do ATLAS [2, 93], e testes tem demonstrado ser possível obter uma precisão entre canais de 0.4% [5, 85, 86].

Calibração por corrente

No sistema de calibração por corrente, o pulso de calibração é formado localmente (o circuito é montado no mesmo híbrido em que é montado o pré-amplificador) de modo a preservar ao máximo a fidelidade do sinal de calibração. Cada pré-amplificador tem associado um circuito de calibração, como mostra a fig. 4.21.

No circuito da fig. 4.21, uma corrente DC (I_p) precisa (0.02%), gerada por uma fonte de corrente fora do criostato, flui através de Q_3, Q_1 e R_t, mantendo uma carga Q_0 armazenada no capacitor C_t ($Q_0 = R_t C_t I_p$).

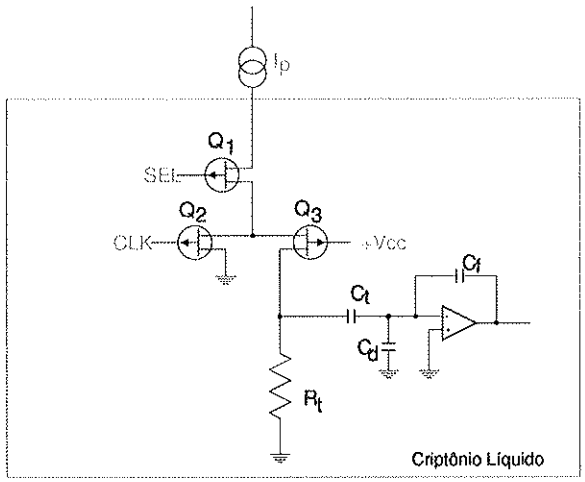


Figura 4.21: Circuito de calibração por corrente.

Quando o transístor Q_2 é saturado pelo sinal de *clock* CLK, a corrente I_p é desviada para o terra e C_t se descarrega através de R_t na forma:

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/R_t C_t} \tag{4.4}$$

$$I_c(t) = \frac{-dQ(t)}{dt} = \frac{Q_0}{R_t C_t} e^{-t/R_t C_t} = I_p e^{-t/R_t C_t} \tag{4.5}$$

A constante de tempo $R_t C_t$ do pulso é escolhida para que o tempo de decaimento seja próximo ao tempo de arrasto dos elétrons no meio ativo, de modo que o sinal de calibração e o sinal da ionização sejam semelhantes. Como a contribuição dos valores de R_t e C_t na formatação do sinal pelos *shapers* é de segunda ordem, uma precisão ao redor de 5% em seus valores é suficiente. Já o valor de pico da corrente I_c depende unicamente de I_p, a qual, entretanto, pode ser facilmente obtida com alta precisão (corrente DC).

Os transístores de chaveamento do circuito de calibração são P-JFETs, e a corrente injetada é negativa, uma vez que a entrada dos pré-amplificadores

é formada por transístores N-JFET.

A seleção do pré-amplificador a ser pulsado é feita através da combinação do sinal de *select* (SEL) e do sinal de *clock* (CLK). A única restrição importante com respeito a esses sinais é feita para o sinal de *clock*, que deve ser rápido de modo a não degradar o tempo de subida do sinal de calibração.

Um determinado grupo de pré-amplificadores (16) está conectado a uma mesma linha de *select* e na mesma linha de *clock*. Da topologia a ser utilizada na distribuição do sinal de *clock* aos pré amplificadores depende a integridade das características temporais do sinal. Uma topologia de estrela (mais simples) degradaria o tempo de subida do sinal de *clock*. A solução vem com a adoção de uma topologia *daisy-chain* para a distribuição do sinal. Nessa configuração, um conjunto de pré-amplificadores é conectado ao mesmo sinal de *clock* por meio de uma linha de atraso desenhada na própria placa de circuito impresso, com um atraso entre pré-amplificadores de (1.0 ± 0.1) ns. Utilizando um circuito de atraso programável de alta precisão[6], o sinal de *clock* sofre um atraso (que pode ser variado) tal que, junto com o sinal *select*, apenas certos pré-amplificadores são pulsados.

Essa técnica permite uma calibração entre canais com uma precisão de 0.1%. Embora mais precisa do que a calibração por tensão, essa técnica envolve um número maior de componentes mais susceptíveis a danos por radiação dentro do criostato. Além disso, o atraso que o sinal de *clock* sofre entre os pré-amplificadores deve ser cuidadosamente medido antes da montagem das placas de circuito impresso no calorímetro, e uma base de dados com esses valores deve ser consultada para a seleção do canal a ser calibrado.

[6]Stanford Research

O calorímetro do experimento GEM utilizaria este sistema de calibração, e toda a eletrônica do calorímetro ora discutido também utiliza esse sistema de calibração por corrente.

Pulso de calibração

Na calibração por corrente (e também na calibração por tensão) o pulso de calibração apresenta um decaimento exponencial, diferente, portanto, da forma triangular do sinal de ionização. Idealmente, o pulso de calibração deveria ter a mesma forma do pulso de ionização, mas a geração de uma forma de onda triangular envolveria um circuito eletrônico muito mais elaborado que o simples circuito RC utilizado. Entretanto, devido à curta constante de tempo utilizada na formatação dos sinais do calorímetro, a influência dessa diferença na forma do sinal é atenuada. A fig. 4.22 compara o sinal de calibração com o sinal de ionização produzido no calorímetro [70, 47].

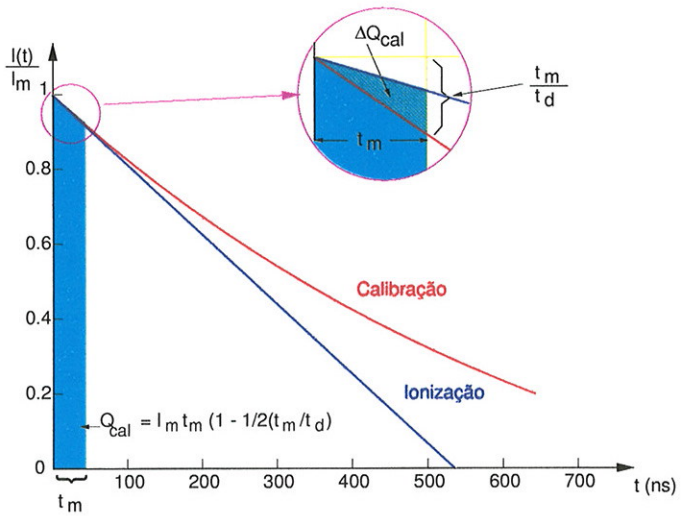


Figura 4.22: Comparação entre o sinal de calibração e o sinal de ionização produzido no calorímetro ($E = 6\text{kV/cm}$).

A forma do sinal de calibração permite que duas considerações sejam feitas:

1. Diferença na carga produzida pelo sinal de calibração e pelo sinal de ionização: Devido à diferença entre a forma dos dois sinais, a saída do *shaper* produzirá um sinal de forma e amplitude menor que o sinal proveniente das ionizações. Essa diferença depende da constante de tempo dos *shapers*, da constante de tempo R_tC_t dos circuito de calibração e do tempo de arrasto dos elétrons no interior do meio ativo. Nesse caso em particular (fig. 4.22) essa diferença é de aproximadamente 2%. Como essa diferença é a mesma em todos os canais, a eficiência do processo de calibração não é comprometida.

2. Sensibilidade à flutuação no valor da constante de tempo R_tC_t: A variação da carga coletada pelo pré-amplificador (ΔQ_0) em relação à variação na constante de tempo $\Delta(R_tC_t)$ é dada por:

$$\frac{\Delta Q_cal}{Q_cal} = \frac{t_m}{2t_d}\frac{\Delta(R_tC_t)}{R_tC_t} \tag{4.6}$$

para o criptônio líquido t_d = 520ns (6kV/cm, d=2mm) e para uma constante de formatação t_m = 40ns:

$$\frac{\Delta Q_cal}{Q_cal} = 0.038\,\frac{\Delta(R_tC_t)}{R_tC_t} \tag{4.7}$$

ou seja, a variação relativa no valor de R_tC_t implica numa variação 0.038 vezes menor na carga, o que em termos práticos é perfeitamente aceitável (uma variação de 10% em $\Delta(R_tC_t)/(R_tC_t)$ implica em apenas 0.38% de variação na carga).

4.3.2 Sistema criogênico

A fig. 4.23 mostra um esquema simplificado do sistema criogênico utilizado com o calorímetro. As paredes do criostato são isoladas termicamente por uma camada de 50 cm de espuma de alta densidade[7]. Antes de ser iniciado o resfriamento e a transferência de criptônio, o interior do criostato é evacuado até uma pressão de 10^{-6} Torr. Dentro do criostato e acima dos módulos do calorímetro é instalado um trocador de calor (fig. 4.23), por onde circula nitrogênio líquido. O criptônio na forma gasosa é injetado no criostato, condensando-se no trocador de calor e coletado na forma líquida em um reservatório de alumínio que circunda o calorímetro. Como a temperatura de ebulição (119.8 K) do criptônio é próxima de sua temperatura no ponto triplo (115.8 K) e muito acima da temperatura do nitrogênio líquido (78 K), um controle constante e preciso deve ser efetuado para evitar que o criptônio se solidifique. Uma resistência de aquecimento é colocada no fundo do criostato para a elevação da temperatura do criptônio líquido, se necessário.

Um sistema de purificação para o criptônio na forma gasosa utilizando Oxisorb[8], contendo uma mistura de trióxido de cromo e *molecular sieve*, é utilizado para remoção do oxigênio, água e outros tipos de contaminantes, como certos hidrocarbonetos. A presença destes contaminates no líquido, por serem eletronegativos, contribuem para a degradação do sinal coletado [77]. A monitoração da pureza do líquido é feita através de uma pequena câmara de ionização imersa no líquido contendo uma fonte radiotiva de ^{241}Am em um dos eletrodos (*alpha cell*). A monitoração do sinal da *alfa cell*, através da medida da altura de pulso do sinal de ionização, permite avaliar de forma direta a pureza do criptônio. Uma vez purificado, o líquido

[7]Polimetacrilamida – Rohacell

[8]Messer Griesheim AG

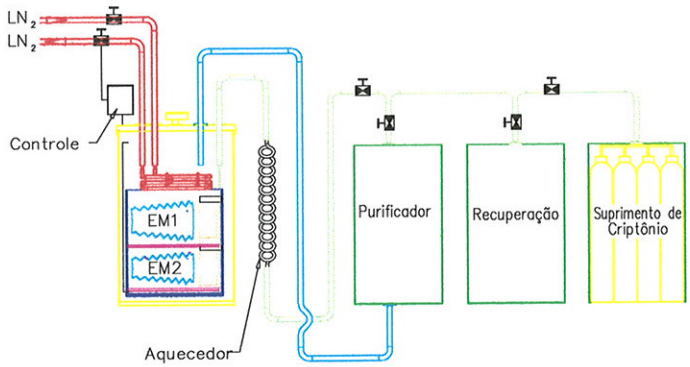


Figura 4.23: Esquema simplificado do sistema de criogenia

só requer nova purificação se for observada degradação no sinal da *alpha cell*.

4.3.3 Tensão de operação

A determinação da tensão de operação (aplicada entre os absorvedores e eletrodos) do calorímetro deve atender a dois critérios: permitir a coleção do maior número de cargas no menor tempo possível e estar dentro do limite de segurança de operação do instrumento. Para a determinação da tensão de operação do calorímetro, é feita uma medida da altura de pulso da soma analógica (média de 128 pulsos) de todos os canais do calorímetro em função da tensão, utilizando-se um feixe de elétrons de 50 GeV. A fig. 4.25 mostra o resultado desta medida. Por segurança, a tensão de operação do calorímetro foi fixada em 1200 V. A forma do pulso para diferentes tensões pode ser vista

na fig. 4.24.

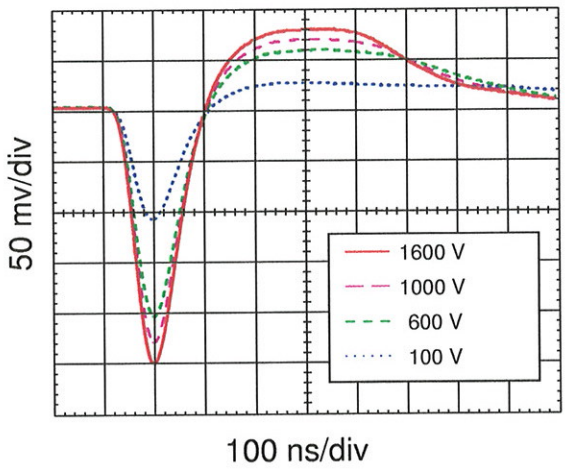


Figura 4.24: Sinal da soma analógica para várias tensões de operação do calorímetro.

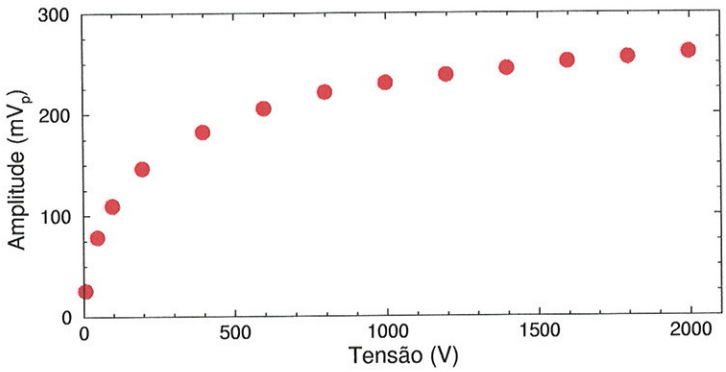


Figura 4.25: Variação da altura de pulso da soma de todos os canais do calorímetro em função da tensão de operação. Medidas efetuadas com feixe de elétrons de 50 GeV, tempo de formatação de 40ns.

Capítulo 5

Resultados experimentais

5.1 Introdução

Neste capítulo serão discutidos os detalhes sobre o procedimento de teste do calorímetro e os resultados obtidos. Visando um análise das características do calorímetro, foram efetuadas tomadas de dados utilizando feixes de elétrons com energia entre 20 e 200 GeV e múons de 225 GeV utilizando a linha de feixe H4 do acelerador SPS (*Super Proton Syncrotron*) do CERN.

A linha de feixe H4 é uma linha de feixe secundário, onde fótons irradiados pelos prótons acelerados no anel de armazenamento são utilizados para a produção de elétrons através de conversores de chumbo. Uma característica importante dessa linha é que a contaminação por píons é extremamente baixa (menor que 1%).

É possível selecionar feixes de elétrons com energia entre 8 e 200 GeV, e com intensidades da ordem de 10^5 partículas (para as energias mais baixas). A intensidade pode ser reduzida através da desfocalização do feixe e da combinação de fendas de colimação.

Por meio de quadrupolos magnéticos, é possível desfocalizar o feixe para a iluminação uniforme de uma região de até 180mm de diâmetro (limitada pelo diâmetro do tubo de transporte do feixe), embora a largura típica do feixe seja de aproximadamente 20mm (rms).

A precisão obtida na energia do feixe depende basicamente de 3 fatores:

Resolução em energia: Determinada pela soma quadrática da abertura de dois colimadores da linha de feixe (C3 e C8):

$$\frac{\sigma_{feixe}}{E_{feixe}\,[\mathrm{GEV}]} = \frac{1}{\sqrt{3}}\frac{(C3 \oplus C8)}{27}\% \approx \frac{0.5}{\sqrt{E_{feixe}\,[\mathrm{GEV}]}}\% \tag{5.1}$$

Reprodutibilidade: Relacionada com a estabilidade dos retificadores

que alimentam os ímãs:

$$\frac{\Delta_E}{E_{feixe}} \approx \frac{3.2}{E_{feixe}\,[\mathrm{GEV}]}\% \tag{5.2}$$

Incerteza no valor absoluto da energia: Relacionada com a calibração, histerese nos ímãs e outros efeitos:

$$\frac{\Delta_0}{\langle E \rangle} \approx \frac{25\%}{E_0\,[\mathrm{GEV}]} \oplus 0.5\% \tag{5.3}$$

O calorímetro foi exposto a um feixe de elétrons pulsado (duração de cada feixe (*spill*) de 2.3 segundos) de energia de 20, 35, 50, 80, 100, 120, 150 e 200 GeV e múons de 225 GeV. Características do calorímetro, como o ganho (μA/GeV), linearidade, resolução em energia e posição e resposta em tempo são obtidas através destas medidas.

5.2 Arranjo experimental

Os testes do calorímetro de criptônio líquido foram feitos utilizando-se o arranjo de detectores mostrado na fig. 5.1. A finalidade deste arranjo é de selecionar eventos por meio do *trigger* ou através de cortes durante a análise, cujos critérios serão discutidos adiante. A fig. 5.1 mostra a disposição dos detectores e do calorímetro para os testes com elétrons e múons, tendo como referência a linha do feixe.

Por uma razão de simplicidade e conveniência, é utilizado o sistema de coordenadas cartesianas ao invés do sistema de coordenadas cilíndricas, onde o feixe é orientado na direção x crescente, o eixo z ($z = r\sin\theta$) na direção horizontal e o eixo y ($y = r\sin\varphi$) na direção vertical.

Na fig. 5.1, S_1 e S_2 são cintiladores plásticos de área $(2.5\times2.5)\mathrm{cm}^2$ e $(3\times3)\mathrm{cm}^2$, respectivamente, e 12.7mm de espessura, acoplados a fotomultiplicadoras rápidas. Cada cintilador é orientado perpendicularmente à linha

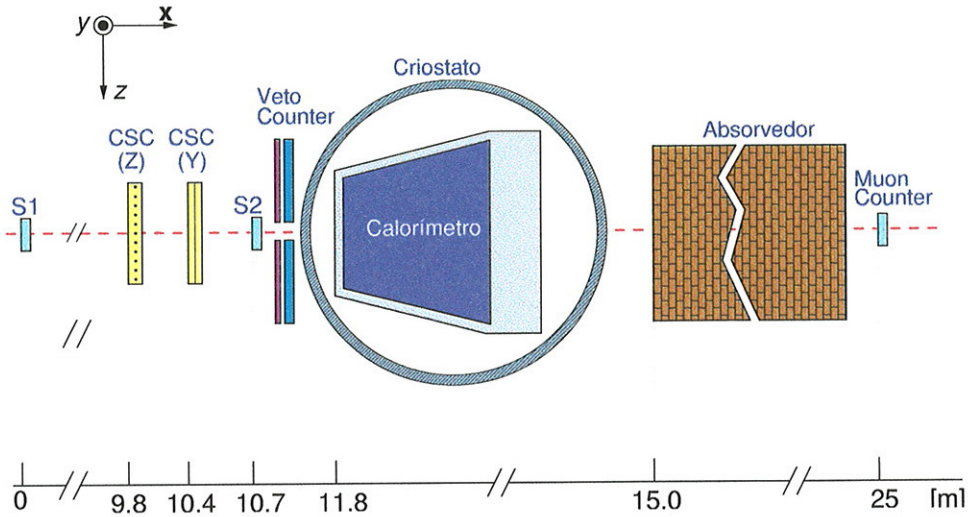


Figura 5.1: Arranjo experimental (vista superior) utilizado durante os testes do calorímetro com elétrons e múons.

do feixe e posicionado a 11.8m (S_1) e 1.1m (S_2) do calorímetro. O alinhamento dos cintiladores é feito de modo que seu centro coincida com a linha do feixe. Nas energias utilizadas nos testes (acima de 20 GeV), o sinal dos cintiladores (proporcional à perda de energia da partícula no cintilador) não depende da energia da partícula.

Posicionado 1.1m à frente do calorímetro, junto a S_2, o *veto counter* é formado por quatro cintiladores plásticos de 12.7mm de espessura e uma placa de chumbo de 3mm de espessura (para permitir a detecção de fótons pelos cintiladores) dispostos como mostra a fig. 5.2. A finalidade deste detector é vetar qualquer evento que venha acompanhado de outra partícula fora da região delimitada pela abertura central de $(76\times76)\text{mm}^2$ – definida pelos 4 cintiladores e pelo conversor – como, por exemplo, fótons produzidos pela interação dos elétrons do feixe com algum material localizado feixe acima.

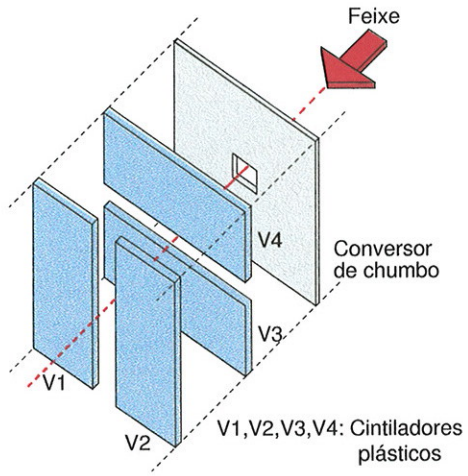


Figura 5.2: Vista explodida do *veto counter* mostrando a disposição dos cintiladores e do conversor de chumbo.

Com a finalidade de identificar eventos relacionados à passagem de múons pelo calorímetro, existe um detector (*muon counter*) formado por um cintilador plástico de (300x200)mm^2 acoplado a uma fotomultiplicadora rápida e distante aproximadamente 15m do calorímetro. Grande parte da distância entre o calorímetro e o *muon counter* é ocupada com material de alta densidade (blocos de concreto e de aço).

A posição das partículas no plano $z - y$ é determinada através de duas *Cathode Strip Chambers* (CSC) [101, 102], posicionadas a 1.4m e 2m do calorímetro, orientadas uma na direção z e outra na direção y (fig. 5.1). Cada CSC possui dois planos de leitura (orientados na mesma direção) que são capazes de determinar a posição de incidência de uma partícula com uma resolução espacial (nominal) melhor que 50μm.

5.2.1 O *trigger* do sistema de aquisição de dados

O *trigger* (fig. 5.3 é responsável pela primeira seleção dos eventos, decidindo, através do sinal dos cintiladores, se um determinado evento deve ou não ser considerado pelo sistema de aquisição.

O critério de seleção utiliza o sinal dos cintiladores (S_1, S_2, *veto counter* e *muon counter*) discriminados e combinados logicamente de acordo com o tipo de partículas do feixe:

$$elétrons: \quad S_1 \cdot S_2 \cdot \overline{(V_1 + V_2 + V_3 + V_4)} \cdot \overline{\mu_{counter}} \tag{5.4}$$

$$múon: \quad S_1 \cdot S_2 \cdot \overline{(V_1 + V_2 + V_3 + V_4)} \cdot \mu_{counter} \tag{5.5}$$

Durante a tomada de dados, o sistema de aquisição gera um *trigger* aleatório durante o intervalo entre os pulsos do feixe. Esses eventos são chamados de *emptys* e a sua finalidade principal é a geração de eventos para os estudos de ruído nos canais da eletrônica.

5.2.2 Correção do efeito da fase da rede elétrica

Em alguns canais da eletrônica (notadamente os responsáveis pelo processamento dos sinais dos cintiladores) é observada uma dependência do ruído com a fase da tensão da rede elétrica, devido principalmente a retornos no sistema de aterramento. Esse efeito pode ser verificado nas figs. 5.4(a) e 5.4(c), que mostram a dependência do pedestal dos ADCs responsáveis pela digitalização dos sinais dos cintiladores com a fase da tensão da rede elétrica.

É possível parametrizar a dependência do sinal dos cintiladores com a fase da tensão da rede ($S(f)$), ajustando-se aos pontos das figs. 5.4(a) e 5.4(c)

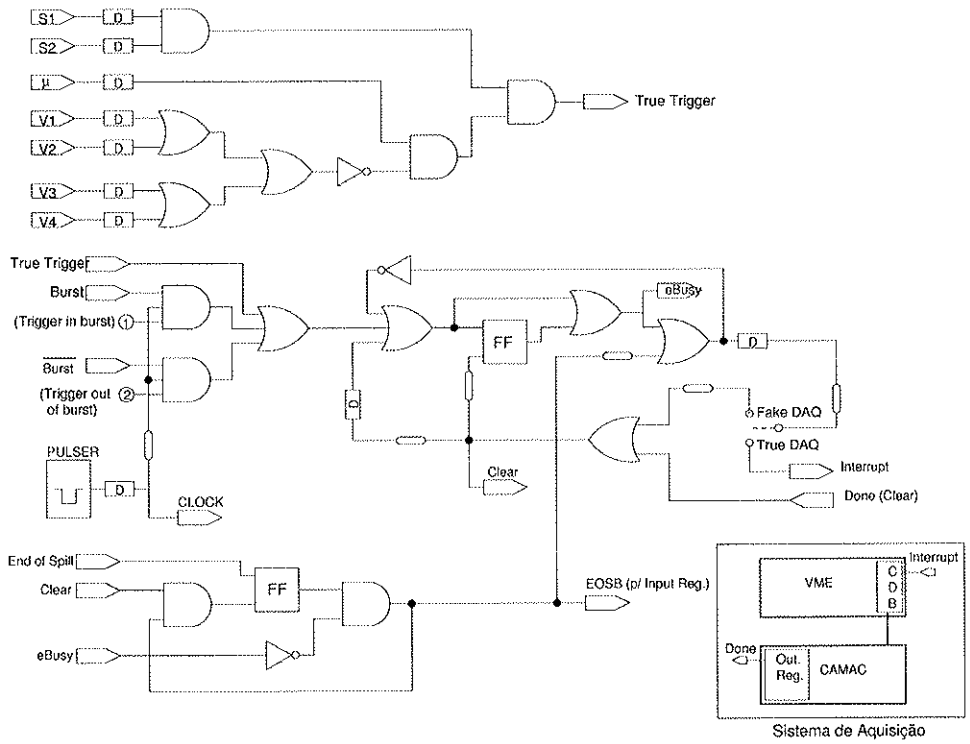


Figura 5.3: Diagrama do trigger utilizado na seleção de eventos e na sincronização do sistema de aquisição de dados

uma função periódica:

$$S(f) = \sum_{i}^{3} a_i \sin(b_i f + c_i) \tag{5.6}$$

A partir dessa parametrização, o sinal dos cintiladores é corrigido, evento a evento, subtraíndo-se o valor parametrizado do valor medido. As figs. 5.4(b) e 5.4(d) mostram o efeito da correção na distribuição dos pedestais antes e após a aplicação da correção.

Apenas o sinal dos cintiladores apresentou dependência com a fase da rede elétrica. Não foi observada nenhuma dependência nos sinais do calorímetro (sinais individuais e somas analógicas) ou das CSCs com a fase da rede.

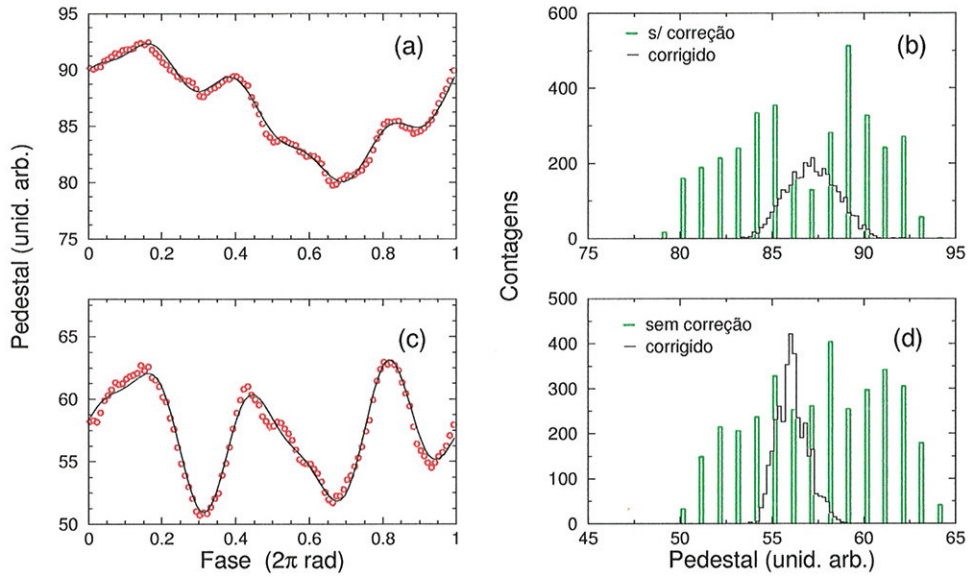


Figura 5.4: (a),(c): Dependência do pedestal dos cintiladores (obtidos com *empty trigger*) com a fase da rede elétrica. O ajuste de uma função periódica (eq. 5.6) aos pontos permite a compensação deste efeito (b),(d).

5.2.3 Cortes padrão

Os cortes são critérios de seleção aplicados aos dados, permitindo um refinamento na seleção prévia feita pelo *trigger*, sendo definidos a partir da análise do sinal dos cintiladores (S_1,S_2, V_1 a V_4 e $\mu_{counter}$) e da informação sobre a posição e carga depositada na passagem de uma partícula pelas CSCs.

Os critérios aplicados a cada detector para a seleção dos eventos são descritos a seguir:

- **Cintiladores S_1 e S_2 :** Os eventos válidos são limitados àqueles cujo sinal de cada cintilador e a diferença de tempo entre o sinal de S_1 e S_2 estejam compreendidos entre os limites apresentados na fig. 5.5.

- **Veto counter (V_1 a V_4) :** A condição imposta pelo *trigger* de não

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
INSTITUTO DE FÍSICA
ex. 2
2948

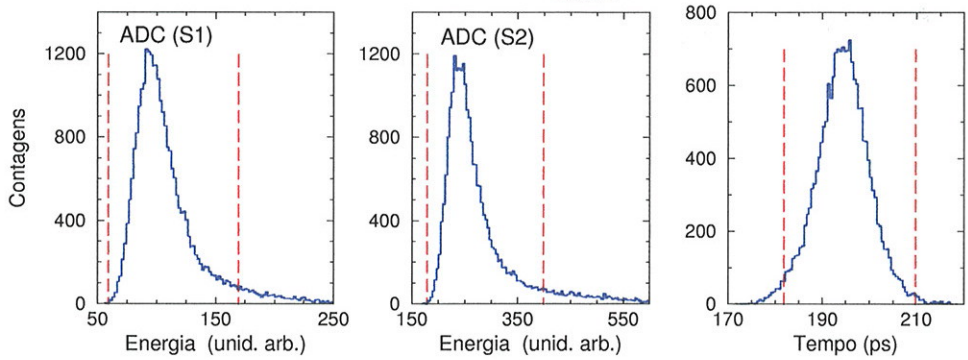


Figura 5.5: (a),(b) Distribuição da energia depositada nos cintiladores S_1 e S_2, respectivamente, por elétrons de 50 GeV. (c) Diferença de tempo (ΔT) entre o sinal dos cintiladores S_1 e S_2. As linhas delimitam a região de eventos válidos.

existir sinal nos cintiladores do Veto Counter é reforçada. Caso algum cintilador do Veto Counter apresente sinal em um evento validado pelo trigger, este evento é descartado.

- **CSCs :** Baseado nas informações de carga e posição fornecidas pelas CSCs [101], são definidos os seguintes critérios de seleção:

  - **Região fiduciária**: são selecionados os eventos cuja posição de incidência da partícula pertença à região indicada pela fig. 5.6.
  - **Carga mínima**: o evento é considerado válido se a carga elétrica produzida dentro da câmara pela passagem de uma partícula for maior que um valor mínimo, o qual depende, basicamente, do ruído eletrônico.
  - **Um único *hit***: eventos que geram *hits* em mais de uma posição (em qualquer plano) das CSC (geralmente devido à passagem de duas ou mais partículas ao mesmo tempo em posições distintas)

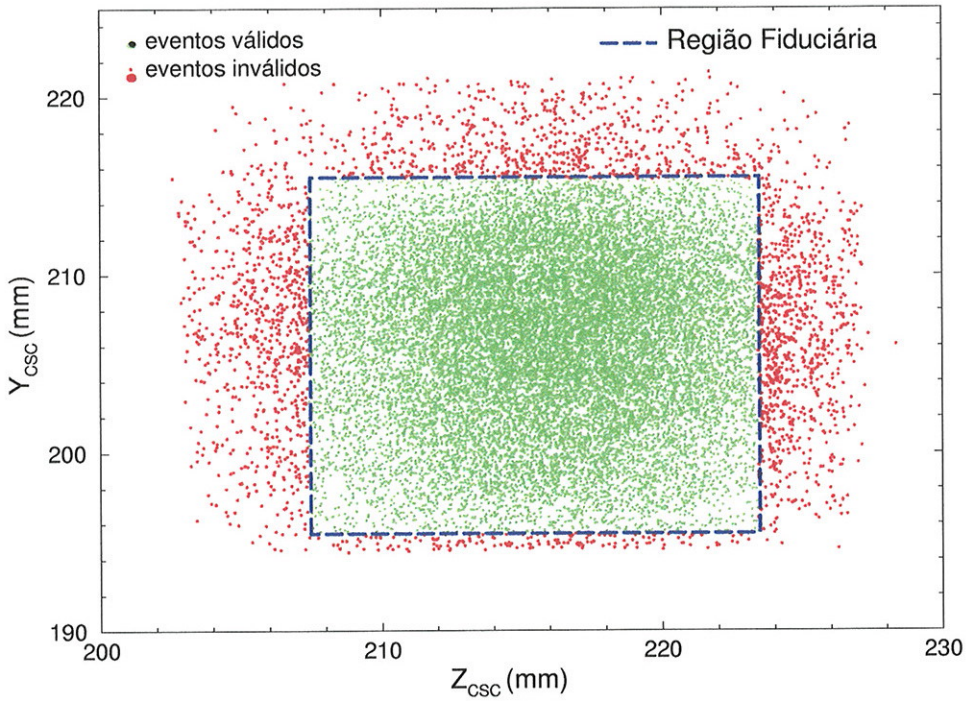


Figura 5.6: Perfil (plano $z - y$) do feixe de elétrons de 50 GeVs determinado pelas CSCs. Os eventos considerados válidos estão contidos dentro da região delimitada pelo retângulo (região fiduciária).

são descartados.

- **Coincidência entre planos**: como em cada CSC existem dois planos de leitura orientados na mesma direção, é imposta a condição de que a diferença da posição determinada em cada plano seja inferior, em módulo, a 2 vezes a resolução nominal de cada plano, ou 100μm.

5.3 Análise das somas analógicas do calorímetro

Em cada seção do calorímetro é definido eletronicamente um sinal, formado pela soma analógica (através dos VGAs) de todos os canais ativos[1] das 3 seções do calorímetro:

$$E_f = \sum_{z=1}^{36} e_f(z) \tag{5.7}$$

$$E_i = \sum_{y=1}^{5} \sum_{z=i}^{6} e_i(y,z) \tag{5.8}$$

$$E_t = \sum_{y=1}^{5} \sum_{z=i}^{6} e_t(y,z) \tag{5.9}$$

onde $e_f(z)$ é a energia da *strip* de coordenada z da seção frontal e $e_i(y,z)$ e $e_t(y,z)$ a energia nas torres de coordenadas (z,y) das seções intermediária e traseira, respectivamente.

A fig. 5.7 indica quais torres participam da soma analógica e a posição em que o feixe incide no calorímetro. As torres distantes do feixe (e que portanto contribuem muito pouco com a soma) podem ser descartadas com base numa análise preliminar do perfil transversal da cascata (fig. 5.8), já que a inclusão dessas torres contribuiria apenas para aumetar o ruído da soma, sem o benefício da diminuição da flutuação na amostragem. Esse tipo de efeito torna-se mais claro na análise individual das torres do calorímetro, realizada na seção 5.4.

A energia total depositada no calorímetro é a soma da energia depositada em cada seção:

$$E_T = E_f + E_i + E_t \tag{5.10}$$

[1] Canais que não foram desabilitados (fig. 5.7)

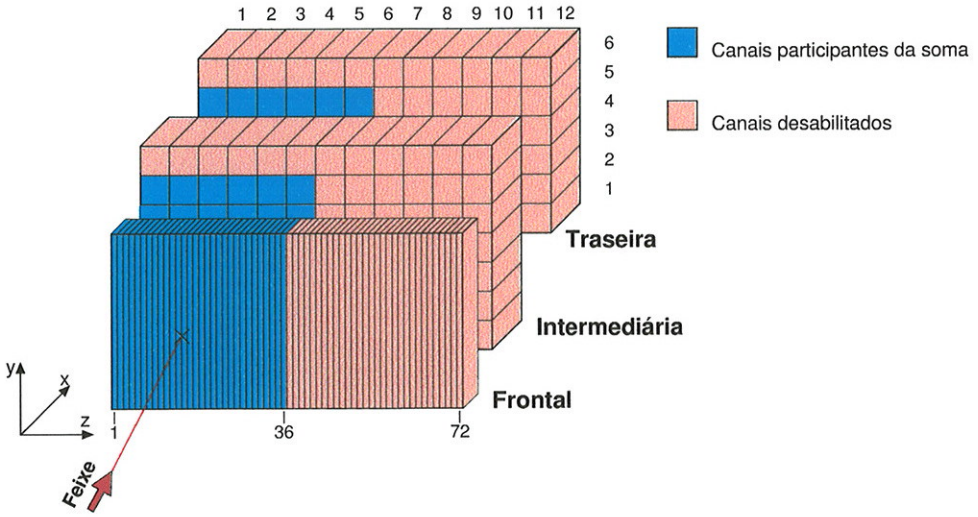


Figura 5.7: Posição de incidência do feixe no calorímetro. Estão indicados os canais desabilitados e os participantes da soma analógica.

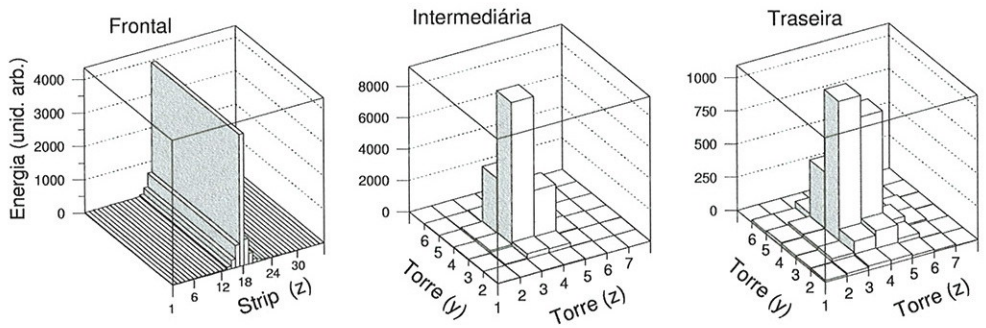


Figura 5.8: Perfil da cascata nas 3 seções do calorímetro. Evento gerado por 1 elétron de 50 GeV.

A eq. 5.10 só é válida quando os ganhos de todas as seções estão normalizados, i.e., quando uma mesma quantidade de energia depositada em diferentes seções corresponde à mesma quantidade de carga nas somas analógicas

dessas seções. Entretanto, por questões práticas nem sempre é possível manter todas as seções com o mesmo ganho. A seção frontal, por exemplo, é menos profunda e amostra o início da cascata, o que, juntamente com o fato das *strips* serem mais estreitas que as torres das outras seções, resulta numa carga coletada (por *strip*) menor. Peculiaridades como essas da seção frontal sugerem a utilização de um ganho diferenciado entre as seções. Como esse comportamento também depende da energia, são utilizados ganhos diferenciados em determinadas faixas de energia das partículas que atingem o calorímetro.

Neste calorímetro, a seção frontal possui um ganho superior ao das seções intermediárias e traseira, aplicado através dos amplificadores intermediários, que permitem que o ganho nominal seja fixado em $1\times$ ou $5\times$ (aproximadamente). Para compensar o efeito da variação da amplitude do sinal com a energia, os ganhos das seções são selecionados através do ganho principal dos VGAs, podendo ser de $1\times$ ou $2\times$.

A tab. 5.1 mostra a combinação de ganhos entre as seções, de acordo com a seção e a energia do feixe a que é submetido o calorímetro.

Assim, a energia total depositada no calorímetro, levando-se em consideração os diferentes ganhos, é determinada através da expressão:

$$E_T = \alpha E_f + \beta E_i + \gamma E_t \tag{5.11}$$

onde α, β e γ são os respectivos ganhos aplicados a cada seção. Se for considerado o ganho relativo entre as seções, a energia total pode ser escrita como:

$$E_T = \frac{\alpha}{\beta} E_f + E_i + \frac{\gamma}{\beta} E_t \tag{5.12}$$

Os valores de α, β e γ devem ser determinados para o caso real, já que

Tabela 5.1: Ganhos nominais das seções do calorímetro

	Seção					
	Frontal		Interm.		Tras.	
Energia	I.A.	VGA	I.A.	VGA	I.A.	VGA
20	5×	2×	1×	2×	1×	2×
35	5×	2×	1×	2×	1×	2×
50	5×	2×	1×	2×	1×	2×
80	5×	2×	1×	1×	1×	1×
100	5×	2×	1×	1×	1×	1×
120	5×	2×	1×	1×	1×	1×
150	5×	2×	1×	1×	1×	1×
200	5×	1×	1×	1×	1×	1×

o ganho apresentado na tab. 5.1 é o ganho "nominal" dos amplificadores, podendo haver variação no ganho entre canais.

Uma das maneiras de se determinar a relação de ganho exata entre as seções é a partir dos dados de calibração do calorímetro. Este procedimento exige o acesso aos canais individuais do calorímetro, para os quais existe uma relação de carga injetada × valor digitalizado. Os resultados são mostrados na tab. 5.2.

Outra maneira de se obter o ganho relativo entre as seções, utilizando apenas as somas analógicas, leva em conta que a dispersão na distribuição da energia determinada pelo calorímetro depende principalmente da flutuação na amostragem da cascata. Se a dispersão na distribuição da energia for representada em função dos ganhos relativos α/β e γ/β, o problema se

resume em encontrar os valores de ganho que minimizam a resolução em energia ($\sigma_E/\langle E\rangle$).

A fig 5.9 mostra o comportamento da resolução em energia em função da razão entre os ganhos α/β e γ/β.

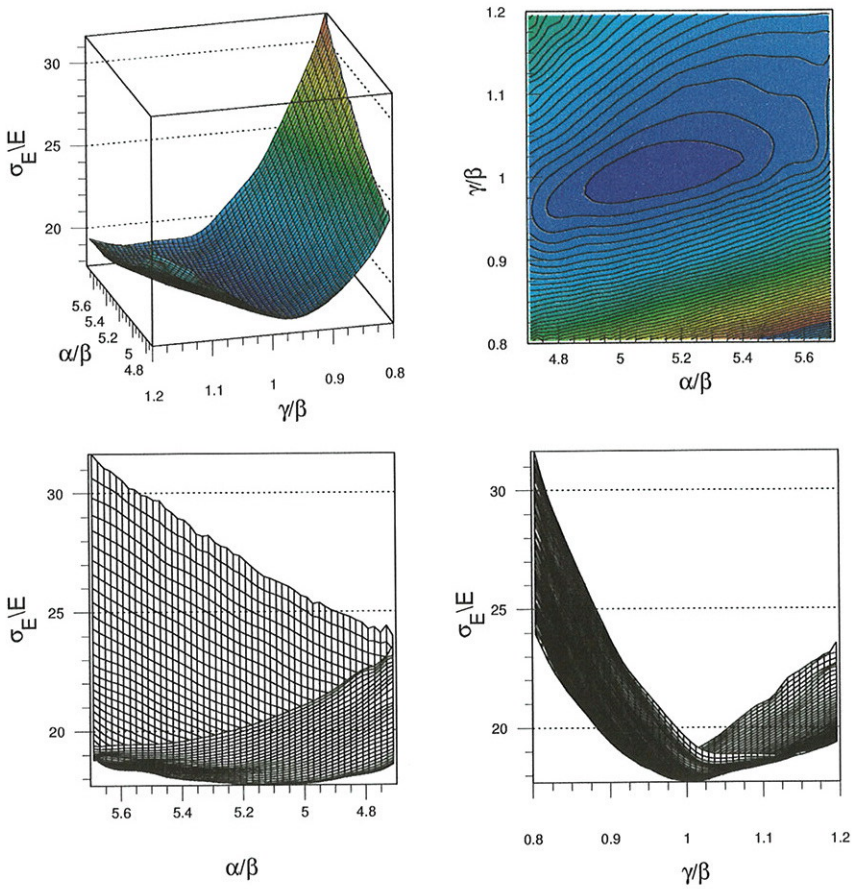


Figura 5.9: Resolução em energia ($\sigma_E\langle E\rangle$) em função da razão dos ganhos entre a seção frontal e intermediária (α/β) e traseira e intermediária (γ/β), mostrando a presença de um valor mínimo quando $\alpha/\beta = 5.2$ e $\gamma/\beta = 1$. Dados para elétrons de 50 GeV.

O procedimento de minimização, (MIGRAD [103]), consiste em calcular a resolução em energia em função dos ganhos relativos $(\sigma_E(\alpha/\beta, \gamma/\beta)/\langle E(\alpha/\beta, \gamma/\beta)\rangle)$, que são variados dentro de um certo intervalo ($4.9 < \alpha/\beta < 5.7$ e $0.8 < \gamma/\beta < 1.2$). Nesse intervalo, o programa encontra (através do cálculo numérico das derivadas parciais) os pontos de mínimo da resolução em energia. Esse procedimento de minimização é feito para cada tomada de dados com elétrons, e os valores obtidos para α/β e γ/β (dentro das respectivas faixas de ganho) são iguais. Como esperado, os ganhos obtidos através de calibração são iguais aos obtidos através do processo de minimização da resolução em energia (tab. 5.2).

Tabela 5.2: Ganhos entre seções do calorímetro

	Minimização			Calibração		
Faixa de energia	α	β	γ	α	β	γ
20 - 50	5.2×	1×	1×	5.2×	1×	1×
80 - 150	9.9×	1×	1×	9.9×	1×	1×
200	5.2×	1×	1×	5.2×	1×	1×

5.3.1 Determinação do ruído

Os ruídos nos canais da eletrônica correspondentes às somas analógicas podem ser determinados através de eventos obtidos com *empty triggers*. Como para esses eventos não existe carga sendo depositada no calorímetro, a variação no sinal digitalizado pelos ADCs corresponde apenas ao ruído de toda a eletrônica de processamento de sinais. Na ausência de carga na entrada, os ADCs fornecem uma contagem que depende da largura do *gate* e da

carga residual na entrada (pedestal). A dispersão na distribuição dos valores dos pedestais é proporcional ao ruído presente nos canais da eletrônica.

A fig. 5.10 mostra a distribuição dos pedestais correspondentes aos canais das somas parciais (E_f, E_i e E_t) de cada seção do calorímetro. O ruído correspondente à soma total (E_T) é calculado (evento a evento) a partir da eq. 5.12, com os valores E_f, E_i e E_t obtidos através de *empty triggers*.

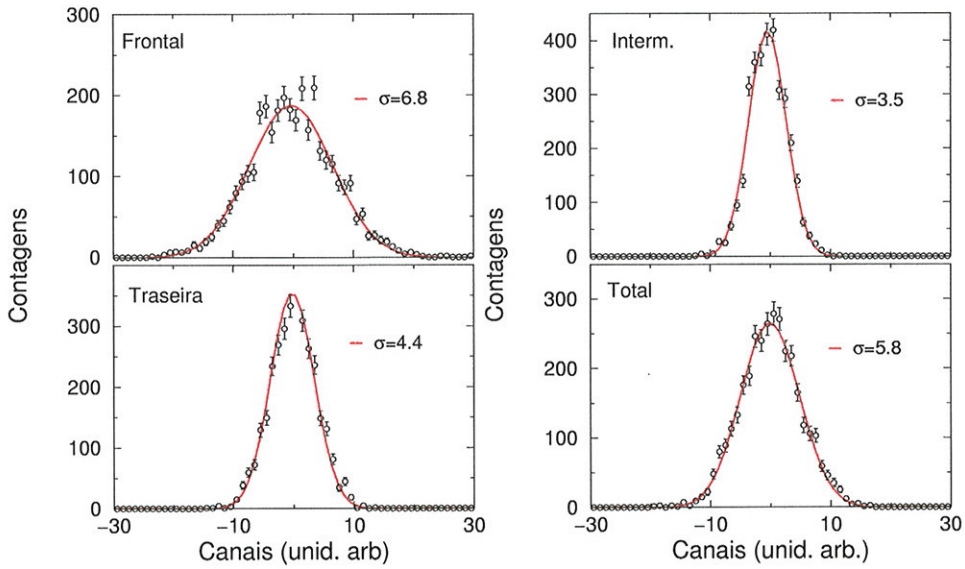


Figura 5.10: Distribuição dos pedestais (valor médio subtraído) correspondentes às somas parciais nas 3 seções do calorímetro e a soma total, para região de ganho $\alpha = 5.2$, $\beta = 1$, $\gamma = 1$ (20 GeV). Eventos obtidos a partir de *empty triggers*.

Se os ruídos nos canais das somas parciais E_f, E_i e E_t são independentes entre si (não existe ruído coerente), o ruído na soma total pode também ser calculado através da expressão (para $\gamma/\beta = 1$):

$$\sigma_T = \sqrt{((\frac{\sigma_f}{\alpha})^2 + \sigma_i^2 + \sigma_t^2)} \tag{5.13}$$

onde σ_f^2, σ_i^2 e σ_t^2 são os ruídos nas respectivas seções do calorímetro.

A tab. 5.3 mostra que o ruído eletrônico nas somas analógicas parciais e total, calculada através da eq. 5.13 e da soma evento a evento dos pedestais das somas parciais é o mesmo, o que confirma a hipótese de ausência de ruído coerente entre as somas analógicas das seções.

Tabela 5.3: Ruído nas somas analógicas, em canais de ADC

	Seção				
Energia (GeV)	Frontal	Interm.	Tras.	Total1[a]	Total2[b]
20	6.78 ± 0.11	3.54 ± 0.06	4.43 ± 0.08	5.81 ± 0.10	$5.81 \pm .12$
35	6.77 ± 0.11	3.65 ± 0.06	4.32 ± 0.08	5.80 ± 0.16	$5.81 \pm .18$
50	6.97 ± 0.11	3.57 ± 0.06	4.37 ± 0.08	5.79 ± 0.07	$5.81 \pm .18$
80	6.91 ± 0.09	3.11 ± 0.04	3.62 ± 0.05	4.82 ± 0.07	$4.82 \pm .12$
100	6.83 ± 0.11	3.08 ± 0.06	3.67 ± 0.08	4.83 ± 0.07	$4.84 \pm .12$
120	6.87 ± 0.11	3.07 ± 0.06	3.68 ± 0.08	4.84 ± 0.06	$4.84 \pm .12$
150	6.84 ± 0.11	3.04 ± 0.06	3.69 ± 0.08	4.83 ± 0.05	$4.83 \pm .12$
200	3.72 ± 0.08	3.06 ± 0.06	3.85 ± 0.07	4.93 ± 0.10	$4.97 \pm .12$

[a]soma evento a evento
[b]eq.5.13

A Fig. 5.11 mostra uma comparação entre ruído eletrônico nas somas analógicas (total de 108 canais – 36 em cada seção) e a distribuição de energia para elétrons de 200 GeV.

5.3.2 Linearidade da resposta em energia

A linearidade da resposta em energia do calorímetro é uma medida de como o valor médio da energia total ($\langle E \rangle$) medida está relacionada com a energia

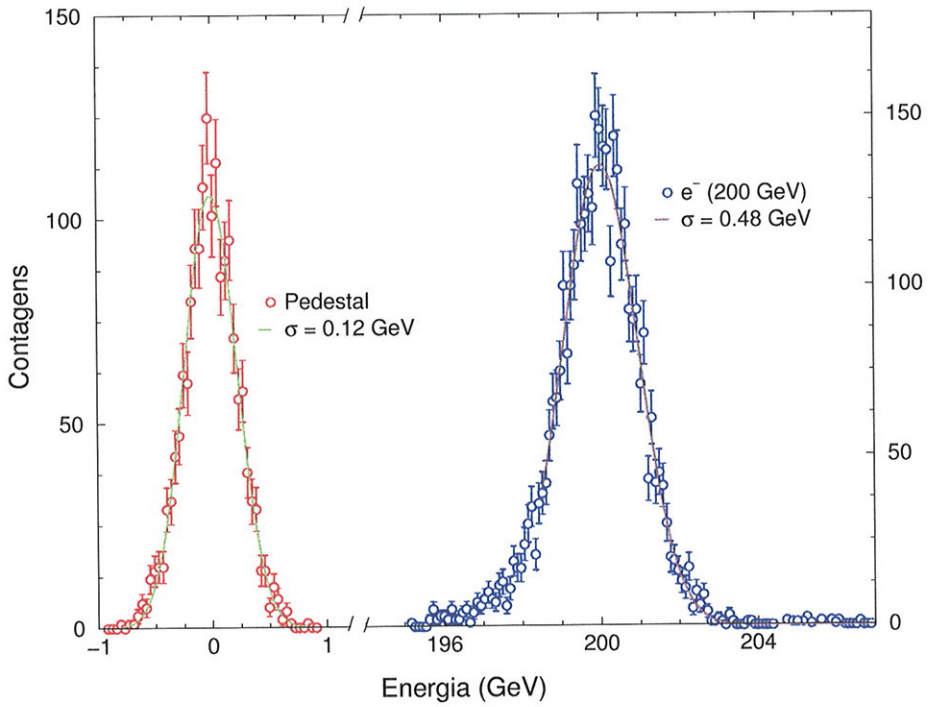


Figura 5.11: Distribuição de energia determinada através das somas analógicas para elétrons de 200 GeV em comparação com ruído eletrônico nas somas analógicas (obtido através do pedestal dos ADCs).

nominal do feixe.

A lineridade do calorímetro depende de fatores como a calibração e a estabilidade das condições de operação do calorímetro (temperatura do criptônio líquido, estabilidade da alta tensão) e também da eletrônica (estabilidade dos ganhos, calibração etc.). A fig. 5.12(a) apresenta a relação entre a energia média determinada pelo calorímetro e a energia do feixe. O ajuste de uma reta aos pontos experimentais fornece um coeficiente de correlação igual a 0.99992.

A não linearidade integral (*nli*) é uma medida do desvio percentual da

energia total média (experimental) da reta ajustada aos pontos (fig. 5.12(b)), e é definida como:

$$nli(\%) = \frac{\langle E \rangle_{cal} - E_{lin}}{\langle E \rangle_{cal}} \times 100\% \tag{5.14}$$

onde $\langle E \rangle_{cal}$ é a energia medida e E_{lin} a energia retornada pelo ajuste. A não linearidade integral do calorímetro e de toda a eletrônica de processamento de sinais é inferior a $\pm 0.3\%$, mesmo operando a eletrônica em regiões de ganhos distintos.

5.3.3 Correções na energia

A resposta em energia do calorímetro é influenciada por diversos fatores, que afetam de modo perceptível suas características. Alguns desses fatores são devidos à geometria do calorímetro e outros têm origem no processo de calibração e processamento dos sinais. Além disto, a magnitude de alguns desses efeitos depende da energia da partícula que inicia a cascata.

Os principais efeitos observados que interferem na resposta do calorímetro são devidos à presença de material inativo na frente do calorímetro, a não contenção total da cascata na direção longitudinal (vazamento) e a dependência da energia medida pelo calorímetro com a posição de incidência das partículas. As seções seguintes discutem esses efeitos e apresentam os métodos que podem ser utilizados na correção dos dados.

Efeito do vazamento da cascata

Para a determinação da energia de uma partícula, é necessário que a cascata produzida esteja completamente contida no volume do calorímetro. Entretanto, devido ao tamanho limitado do calorímetro, uma parte da cascata

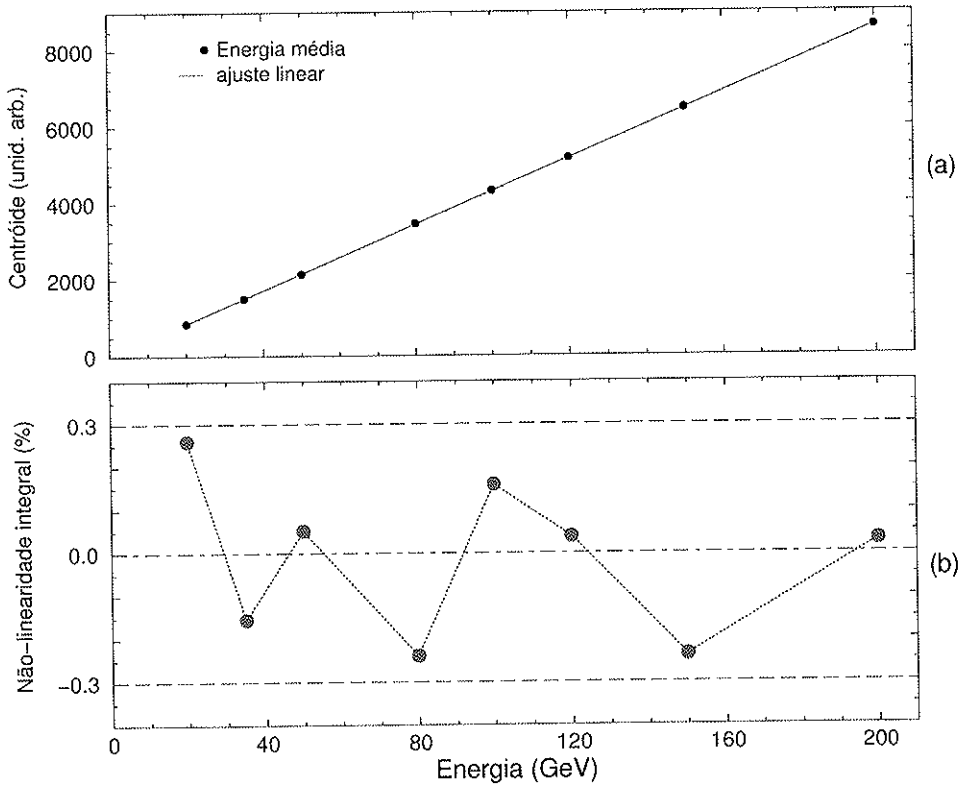


Figura 5.12: Não-linearidade integral da resposta em energia do calorímetro e da eletrônica de processamento de sinais, determinada a partir das somas analógicas, para a região de energia entre 20 e 200 GeV (b). Em (*a*) pode ser observada a linearidade da resposta em energia (coeficiente de correlação: 0.999992.)

pode (dependendo da energia) ser perdida ("vazar") na direção longitudinal, através da seção traseira [18, 1].

No Capítulo 2, a eq. 2.19 indica qual o comprimento necessário para que um calorímetro contenha 95% da cascata na direção longitudinal. Utilizando a eq. 2.19 para o caso particular do calorímetro de criptônio líquido, tem-se

(para elétrons) que:

$$t_{95\%} \approx 21.4X_0(E = 50\text{GeV}) \tag{5.15}$$

$$t_{95\%} \approx 22.3X_0(E = 120\text{GeV}) \tag{5.16}$$

$$t_{95\%} \approx 22.8X_0(E = 200\text{GeV}) \tag{5.17}$$

Desse modo, o comprimento do calorímetro (25 X_0) é suficiente para conter 95% de cascatas iniciadas por elétrons de 200 GeV, que corresponde à máxima energia utilizada.

Entretanto, perdas longitudinais menores que 5% na cascata ainda podem ser observadas nas fig. 5.13 e 5.14, onde é representada[2] a dependência da energia total normalizada ($E_T/\langle E\rangle$) com a fração da energia total depositada na seção traseira (E_B/E_T). Os eventos que depositam mais energia na seção traseira ($E_B/E_T \gtrapprox 0.15$ – fig. 5.13 e fig. 5.14), são eventos cuja cascata não foi totalmente contida no calorímetro, exibindo assim uma energia inferior à energia média. As figs. 5.13 e 5.14 mostram que esse efeito é inferior a 2% para energias de até 120 GeV.

Apesar de pequeno, é possível observar esse efeito na distribuição de energia (fig. 5.20 e fig. 5.21) como uma cauda na parte esquerda da distribuição. Como a dimensão longitudinal da cascata aumenta com a energia, esse tipo de efeito é mais crítico nas energias mais elevadas.

Esse efeito de não contenção completa da cascata pode ser parametrizado por uma função (escolhida empiricamente com base na tendência de

[2]Na representação na forma de *profile histogram*, a abcissa é dividida em N *bins* e a ordenada recebe os valores médios (e a dispersão na média) dos pontos dentro de cada *bin* definido no histograma

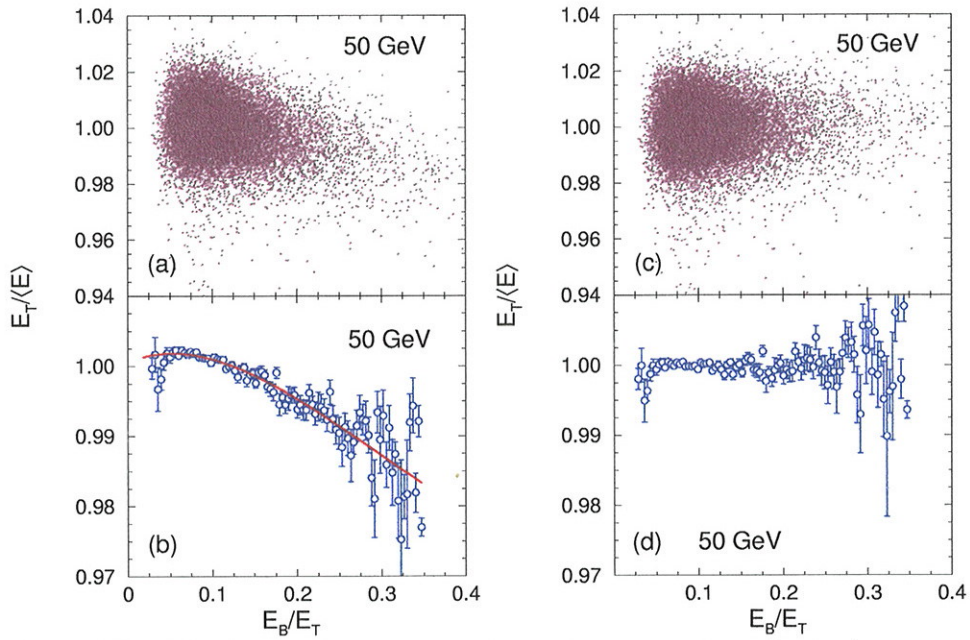


Figura 5.13: (a): Correlação entre a energia total normalizada e a fração da energia depositada na seção traseira do calorímetro; (b) *profile histogram* da distribuição dos pontos em (a). (c): Efeito da correção aplicada à energia total; (d): *profile histogram* de (c). Dados para feixe de elétrons de 50 GeV.

distribuição dos pontos) da forma:

$$\frac{E_T}{\langle E\rangle} = \frac{a_1 + a_2 x}{\exp(a_3 x + a_4) + a_5} + a_6 \tag{5.18}$$

onde $x = E_b/E_t$ e $a_1 \ldots a_6$ são parâmetros ajustados.

A correção para o vazamento da cascata é efetuada evento a evento através da subtração dos valores da eq. 5.18, ajustada aos valores de $E_T/\langle E\rangle$ determinados experimentalmente. O resultado, apresentado nas figs. 5.13(c),(d) e 5.14(c),(d), mostra que foi eliminada a dependência da energia total com a energia depositada na seção traseira, compensando, portanto, o efeito do vazamento.

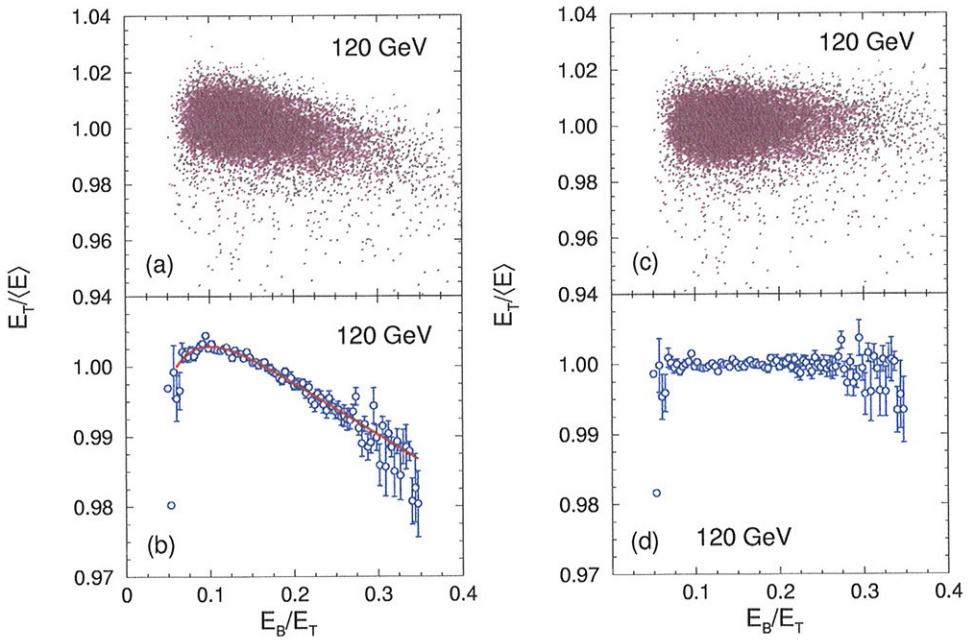


Figura 5.14: (a): Correlação entre a energia total normalizada e a fração da energia depositada na seção traseira do calorímetro; (b) *profile histogram* da distribuição dos pontos em (a). (c): Efeito da correção aplicada à energia total; (d): *profile histogram* de (c). Dados para feixe de elétrons de 120 GeV.

O efeito do vazamento da cascata pode também ser verificado quando se correlaciona a energia total normalizada ($E_T/\langle E\rangle$) com a energia relativa depositada na região frontal do calorímetro (E_F/E_T)). As figs. 5.15(a),(b) e 5.16(a),(b) mostram a relação entre ($E_T/\langle E\rangle$) e a fração da energia depositada na seção frontal (E_F/E_T) para elétrons de 50 GeV e 120 GeV respectivamente, antes da correção ser aplicada à seção traseira. As figs. 5.15(c),(d) e 5.16(c),(d) mostram o efeito após a aplicação da correção.

Apesar do vazamento da cascata ser visível quando se correlaciona $E_T/\langle E\rangle$ com (E_F/E_T), verifica-se que uma eventual correção utilizando a energia relativa da seção frontal é ineficiente na prática (i.e., não remove a dependência

de $E_T/\langle E\rangle$ com E_F/E_T). Isso pode ser explicado pelo fato de que a parte da energia "perdida" devido à não contenção total da cascata é proporcionalmente maior para a seção traseira (são eventos de energia mais alta) do que para a seção frontal.

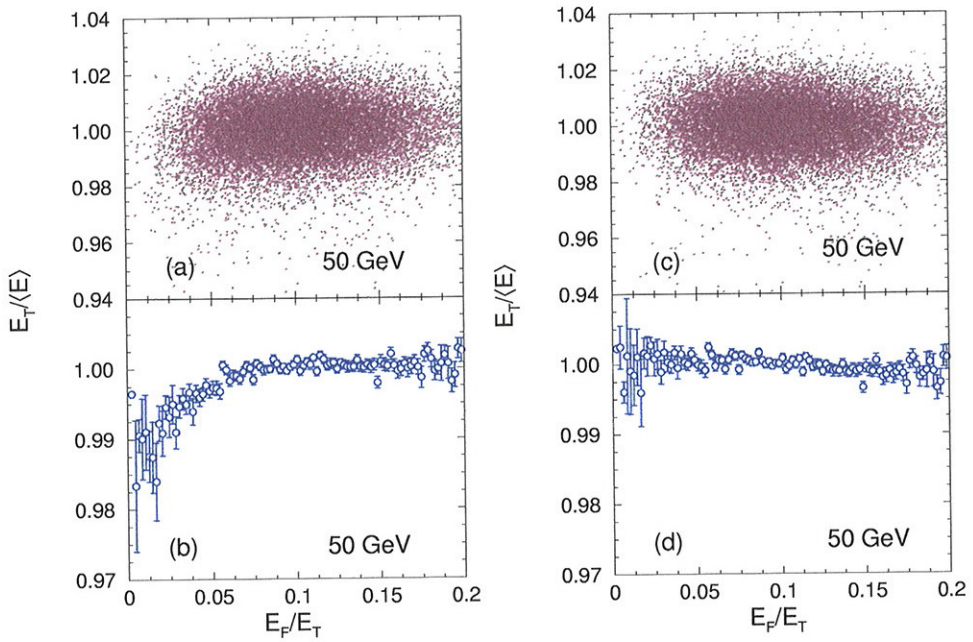


Figura 5.15: (a): Correlação entre a energia total normalizada e a fração da energia depositada na seção frontal do calorímetro; (b) *profile histogram* da distribuição dos pontos em (a). (c): Efeito da correção aplicada à energia total; (d): *profile histogram* de (c). Dados para feixe de elétrons de 50 GeV.

Efeito do material inativo

Antes de atingir o calorímetro, elétrons do feixe podem interagir com material existente antes da região ativa do calorímetro, iniciando a cascata fora da região em que existe amostragem ou irradiando fótons. Esse efeito pode ser minimizado através de cuidados que incluem utilização, sempre que possível,

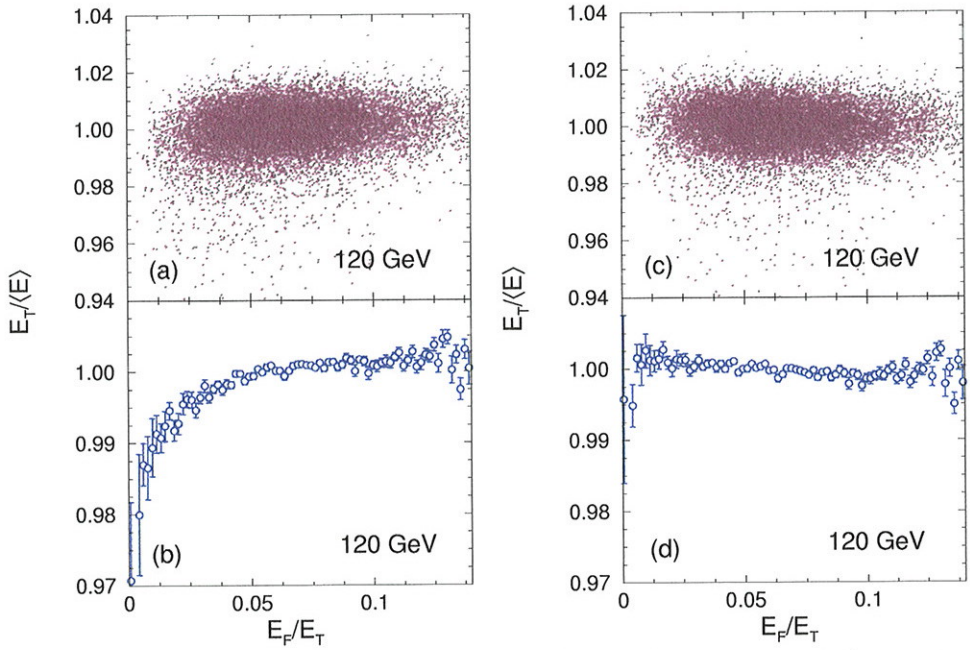


Figura 5.16: (a): Correlação entre a energia total normalizada e a fração da energia depositada na seção frontal do calorímetro; (b) *profile histogram* da distribuição dos pontos em (a). (c): Efeito da correção aplicada à energia total; (d): *profile histogram* de (c). Dados para feixe de elétrons de 120 GeV.

de material de baixo número atômico na construção de qualquer dispositivo que deva ser posicionado entre o feixe e a região ativa do calorímetro, como o criostato, por exemplo, que é construído de alumínio. Outra medida inclui a utilização de *volume occupiers* (feitos com material leve) na região que antecede os eletrodos, na tentativa de evitar que o criptônio líquido ocupe a região onde não há amostragem.

O material que não pode ser removido da frente do calorímetro pode ter seu efeito compensado (dentro de certos limites de espessura e energia) pela inclusão de uma faixa de exclusão de massa (*massless gap*), otimizado para uma determinada faixa de energia e para a quantidade de material inativo

na frente do calorímetro.

Nas condições de teste do calorímetro, não é observado efeito importante da presença de material inativo na distribuição de energia; parte devido à minimização da quantidade de material presente entre o calorímetro e o feixe e parte devido à compensação introduzida pela faixa de exclusão de massa.

O efeito da adição de material inativo na distribuição de energia será discutido em detalhes na seção 5.3.5.

Dependência com a posição

Devido ao fato da geometria em acordeom do calorímetro não ser completamente uniforme, é observada uma dependência da energia total com a posição de incidência da partícula no calorímetro.

Na direção z (fig. 5.7) não existe uma influência importante da geometria do calorímetro na resposta em energia, conforme mostra a fig. 5.17.

Na direção y (fig. 5.19(a)) existe uma dependência da energia com a posição. Esse efeito ocorre porque a geometria em acordeon provoca uma variação na espessura de criptônio líquido na direção y, e a magnitude desse efeito depende da geometria dos eletrodos e absorvedores (espessura e raio de curvatura das dobras). A forma dessa variação é apresentada na fig. 5.18 para um calorímetro de argônio líquido de geometria de acordeom, utilizando eventos simulados [85]. Essa figura mostra que há duas estruturas periódicas: uma devida aos absorvedores de chumbo (mais espessos) e outra causada pelos eletrodos de cobre.

A fig. 5.19(a) mostra a dependência da energia total normalizada ($E_t/\langle E\rangle$) com a posição ao longo da direção y (medida pela CSC). Os valores máximos na distribuição ocorrem quando a espessura de criptônio líquido é maior. Co-

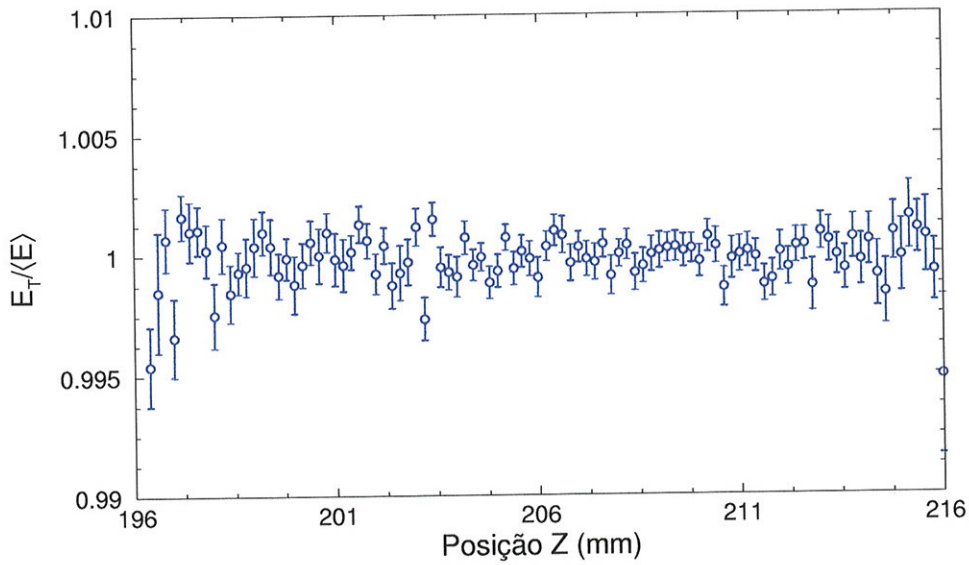


Figura 5.17: Dependência da energia total normalizada ($E_T/\langle E\rangle$) com a posição de incidência das partículas do feixe na direção z (medida pela CSC). Medidas efetuadas com elétrons de 50 GeV.

mo a espessura do cobre dos eletrodos é muito menor que a espessura do absorvedor, o efeito dos eletrodos (observado na fig. 5.18) é mascarado.

A correção deste efeito é obtida subtraíndo-se, evento a evento, os valores da energia normalizada $E_T/\langle E\rangle$, da função (empírica) descrita pela eq. 5.19 ajustada aos pontos experimentais (fig. 5.19(a)):

$$\frac{E_T}{\langle E\rangle} = a1 - a_2 y + \sum_{i=1}^{2} c_i \mathrm{sen}(d_i y + e_i) \tag{5.19}$$

onde a_1, a_2, c_i, d_i e e_i são parâmetros de ajuste.

O resultado da correção é mostrado na fig. 5.19(b).

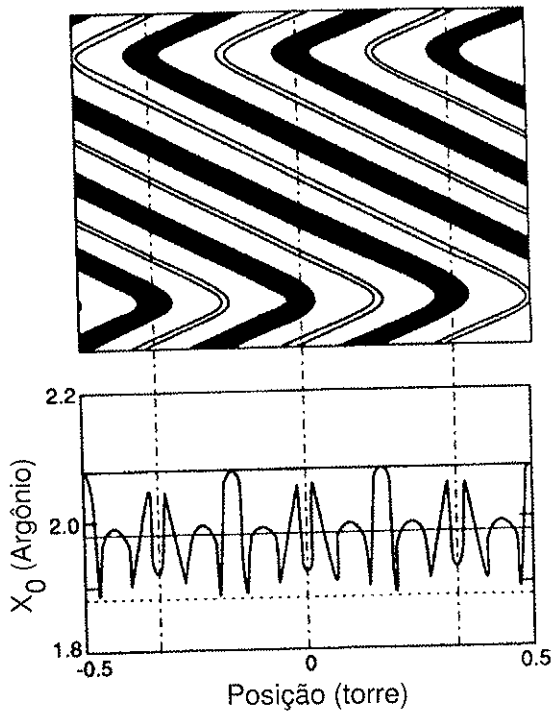


Figura 5.18: Variação na espessura total de argônio líquido, em comprimentos de radiação, em função da posição ao longo da direção y (simulação). As linhas tracejadas delimitam uma região de $\pm$ 5% ao redor do valor médio, no calorímetro de acordeom da colaboração RD3 [85].

Efeito das correções

As figs. 5.20 e 5.21 mostram a distribuição de energia total determinada pelo calorímetro para um feixe de elétrons de energia entre 20 e 200 GeV, antes e depois de terem sido aplicadas as correções para compensar o efeito do vazamento longitudinal da cascata e a dependência da energia total com a posição na direção y. Como mostram as figuras, o efeito das correções é mais perceptível nas energias mais altas, onde o efeito do vazamento da

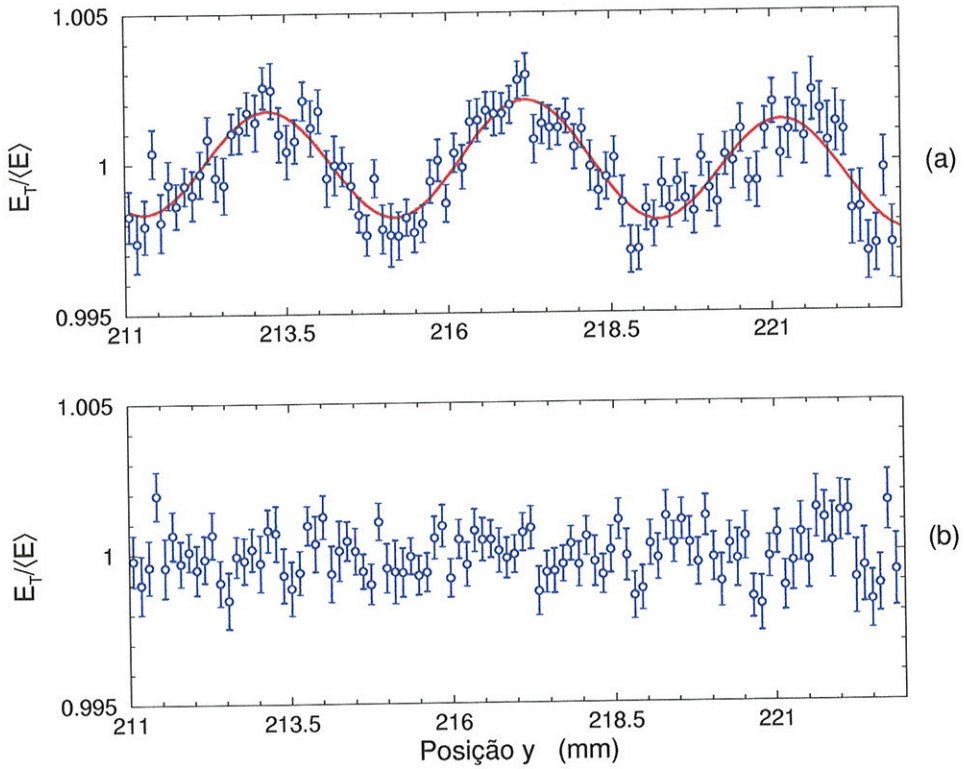


Figura 5.19: Dependência da energia total normalizada ($E_T/\langle E\rangle$) com a posição na direção y (medida pela CSC), para elétrons de 50 GeV. (a): dependência antes da correção, indicando o ajuste (linha contínua) da eq. 5.19 aos pontos experimentais. Em (b), o efeito da correção.

cascata é mais importante.

5.3.4 Resolução em energia

A resolução (percentual) em energia, definida como a razão entre a dispersão (desvio padrão) e o valor da centróide da distribuição de energia ($\sigma_E/\langle E\rangle$) é calculada para cada distribuição de energia (figs. 5.20 e 5.21). Os valores de σ_E e $\langle E\rangle$ são obtidos por intermédio do ajuste de uma gaussiana às

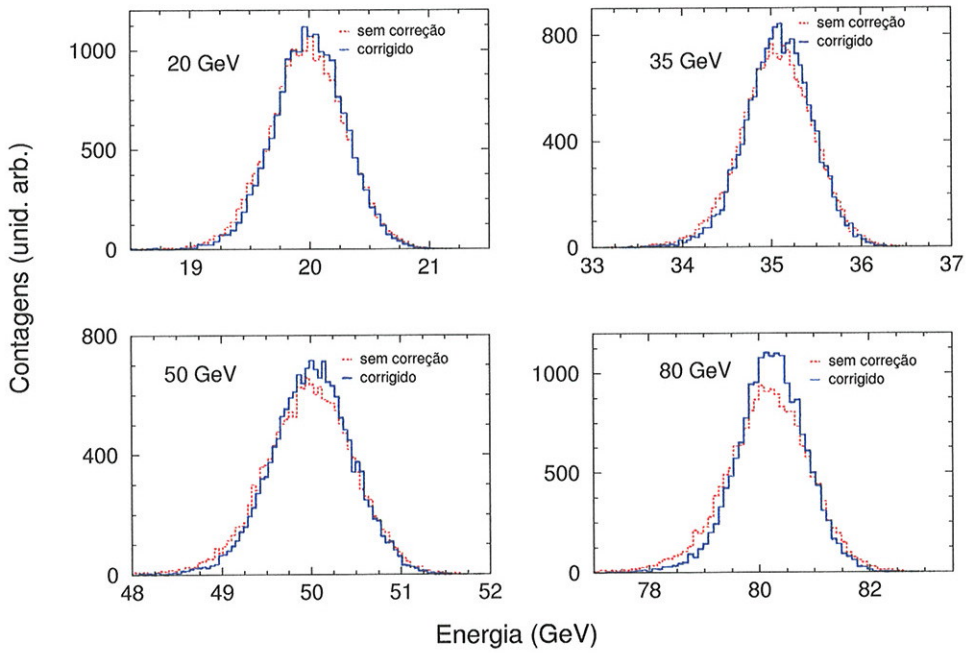


Figura 5.20: Efeito das correções na energia total aplicadas aos dados obtidos com feixe de elétrons entre 20 e 80 GeV.

distribuições no intervalo $[1.5\sigma - \langle E \rangle, \langle E \rangle + 3\sigma]$. Esse intervalo é escolhido em virtude da distribuição não ser exatamente gaussiana, devido à presença de uma "cauda" residual na distribuição de energia, provocada por eventos em que o efeito do vazamento da cascata não foi completamente compensado pela correção.

A resolução final $(\sigma_E/\langle E \rangle)$, expressa como a soma quadrática da contribuição do termo estocástico, termo constante e do ruído (desde que não estejam correlacionados) é expressa pela eq. 2.32:

$$\frac{\sigma_E}{\langle E \rangle} = \sqrt{t_c^2 + \frac{t_e^2}{E} + \frac{t_r^2}{E^2}} \tag{5.20}$$

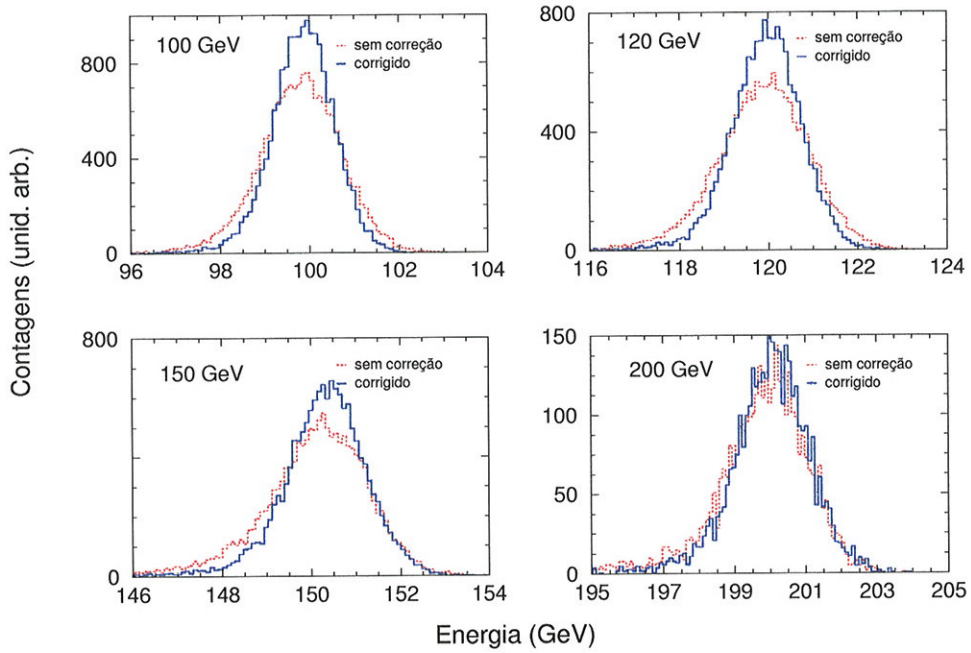


Figura 5.21: Efeito das correções aplicadas aos dados obtidos com feixe de elétrons entre 100 e 200 GeV.

ou

$$\frac{\sigma_E}{\langle E \rangle} = \frac{\sigma_E^{est}}{E} \oplus \frac{\sigma_E^{cte}}{E} \oplus \frac{\sigma_E^{rd}}{E} \tag{5.21}$$

O ruído eletrônico (t_r) é o único termo que pode ser determinado diretamente, o que é feito através da análise dos pedestais dos ADCs (sec. 5.3.1). Deste modo, a contribuição do ruído eletrônico pode ser subtraída quadraticamente:

$$\sigma^2_{calorimetro} = (\sigma_E)^2 - (t_r)^2 \tag{5.22}$$

A Eq. 5.20 fica reduzida então a:

$$\frac{\sigma_E^{cal}}{\langle E \rangle} = \sqrt{t_c^2 + \frac{t_e^2}{E}} \tag{5.23}$$

A tab. 5.4 apresenta as resoluções (percentuais) para a faixa de energia considerada. As incertezas nos parâmetros são fornecidas pelo ajuste.

Tabela 5.4: Resolução em energia – Somas analógicas

Energia	$\sigma_E/E(\%)$ sem correção	$\sigma_E/E(\%)$ sem correção ruído subtr.	$\sigma_E/E(\%)$ corrigida	$\sigma_E/E(\%)$ corrigida ruído subtr.
20	1.554±0.014	1.399±0.02	1.472±0.019	1.304±0.023
35	1.102±0.009	1.031±0.017	1.031±0.015	0.956±0.019
50	0.953±0.011	0.914±0.013	0.877±0.007	0.834±0.007
80	0.872±0.010	0.826±0.012	0.738±0.007	0.684±0.008
100	0.847±0.011	0.816±0.012	0.658±0.006	0.619±0.007
120	0.783±0.012	0.759±0.012	0.614±0.005	0.585±0.005
150	0.639±0.006	0.621±0.007	0.551±0.004	0.531±0.004
200	0.510±0.008	0.497±0.008	0.478±0.006	0.465±0.006

A partir da eq. 5.23, que relaciona a resolução em energia com a energia média, é possível obter o valor dos termos constante (t_c) e estocástico (t_e) ajustando-se a eq. 5.23 aos valores obtidos experimentalmente de σ_E/E (após a subtração da contribuição do ruído eletrônico) para os vários valores de energia do feixe (fig. 5.22):

$$\text{Termo estocástico}\, t_e = 5.63 \pm 0.05$$

$$\text{Termo constante}\, t_c = 0.26 \pm 0.01$$

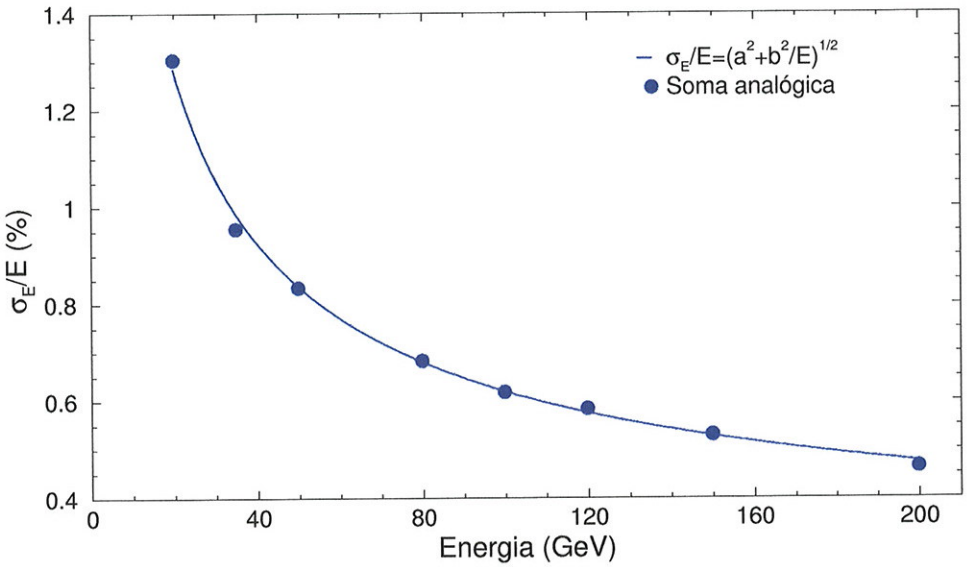


Figura 5.22: Resolução em energia obtida através das somas analógicas. O ajuste da eq. 5.23 (linha contínua) fornece os valores para os termos constante (t_c) e estocástico (t_e). Os valores de σ_E/E são para os dados após as correções, com a contribuição do ruído eletrônico (t_r) subtraída.

5.3.5 Efeito do material inativo

Como foi mencionado na sec. 5.3.3, a presença de material inativo na frente do calorímetro afeta a resposta em energia do calorímetro, uma vez que o feixe pode interagir em uma região onde não existe amostragem da cascata. Esse efeito depende da energia da partícula e da quantidade (em comprimento de radiação X_0) de material inativo.

A fig. 5.23 mostra o que ocorre na distribuição de energia de um feixe de elétrons de 50 GeV quando são adicionadas placas de chumbo de diversas espessuras ($0.5X_0$, $1X_0$, $2X_0$, $3X_0$ e $4X_0$) na frente do calorímetro. A fig. 5.23 exibe dois efeitos: primeiro, à medida que aumenta a espessura de material inativo entre o feixe e o calorímetro, a centróide da distribuição

de energia se desloca para valores menores, indicando deposição de menor energia no calorímetro; segundo, a dispersão σ_E da distribuição de energia aumenta.

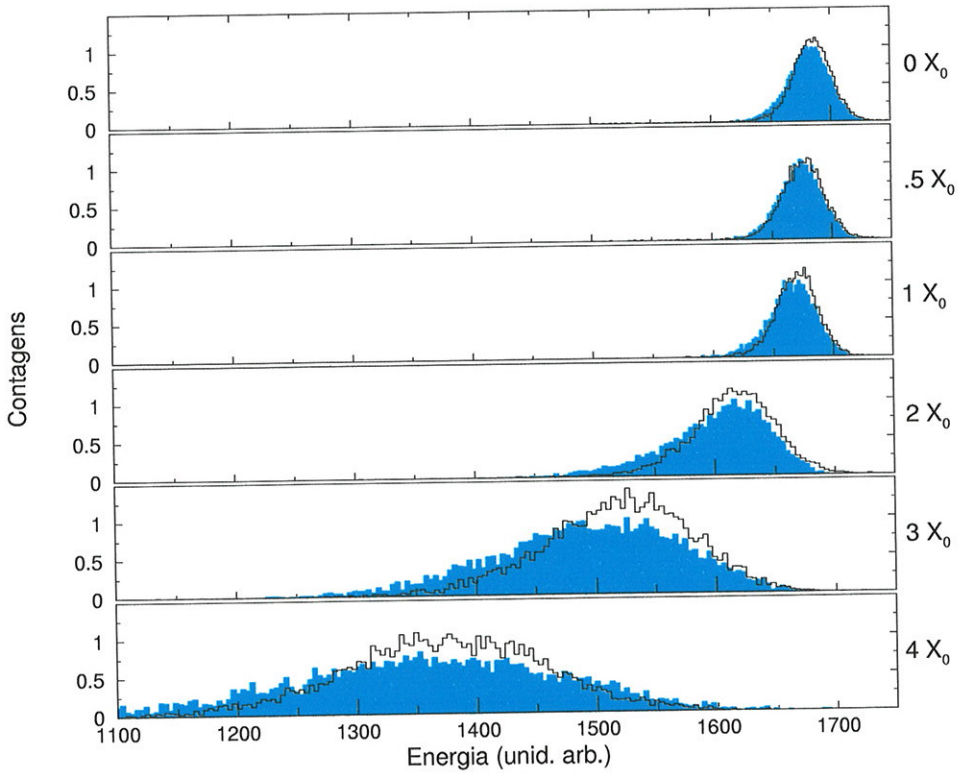


Figura 5.23: Efeito da adição de material inativo na distribuição de energia obtida com feixe de elétrons de 50 GeV, onde são apresentadas as distribuições de energia antes (histogramas preenchidos) e após (linha contínua) as correções. As contagens das distribuições estão normalizadas.

O efeito da adição de material inativo também pode ser observado nas figs. 5.24 e 5.25, que apresentam a dependência da energia total normalizada ($E_T/\langle E\rangle$) com a energia relativa depositada na seção frontal (E_F/E_T) e na seção traseira (E_B/E_T), respectivamente. O efeito na distribuição de energia causado pela presença de material inativo pode ser minimizado, como mostra

a fig. 5.24, através de um procedimento similar ao aplicado na correção para o vazamento da cascata em que aos dados da fig. 5.24 é ajustada a expressão:

$$\frac{E_T}{\langle E \rangle} = \frac{a_1 + a_2 x}{\exp(a_3 x + a_4) + a_5} + a_6 \tag{5.24}$$

onde $x = E_F/E_T$ e $a_1 \ldots a_6$ são parâmetros ajustados.

que é então subtraída evento a evento dos valores experimentais de $E_T/\langle E \rangle$.

O efeito dessa correção na distribuição de energia é mostrado na 5.24.

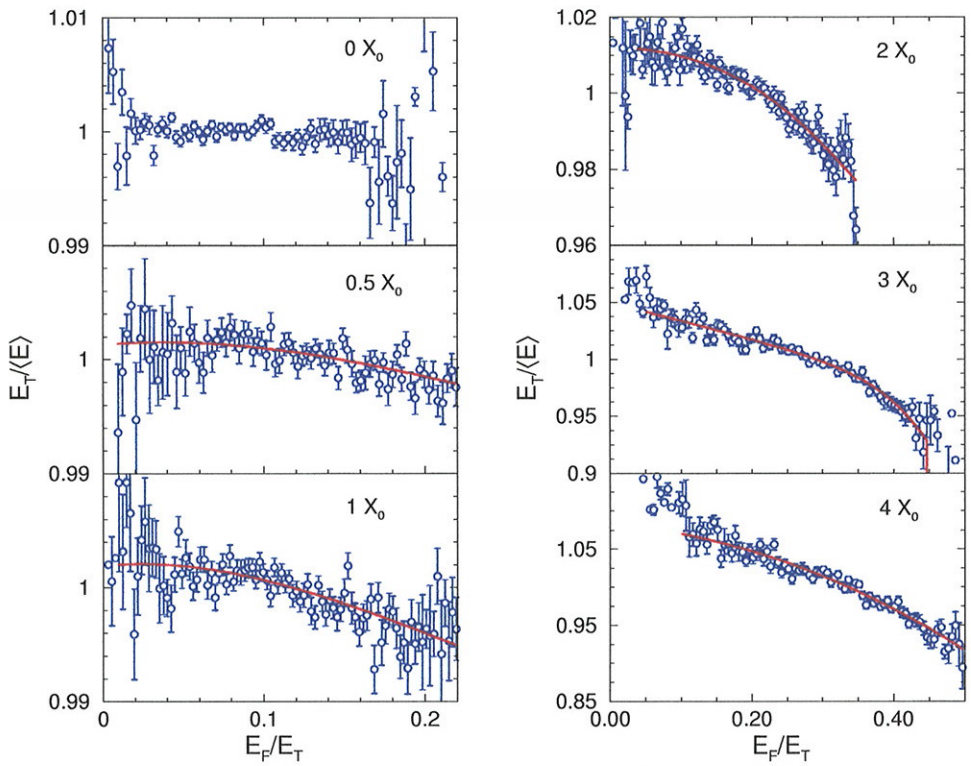


Figura 5.24: Efeito da adição de material inativo na distribuição de energia total normalizada ($E_T/\langle E \rangle$) em relação à energia relativa depositada na seção frontal (E_F/E_T) obtida com feixe de elétrons de 50 GeV.

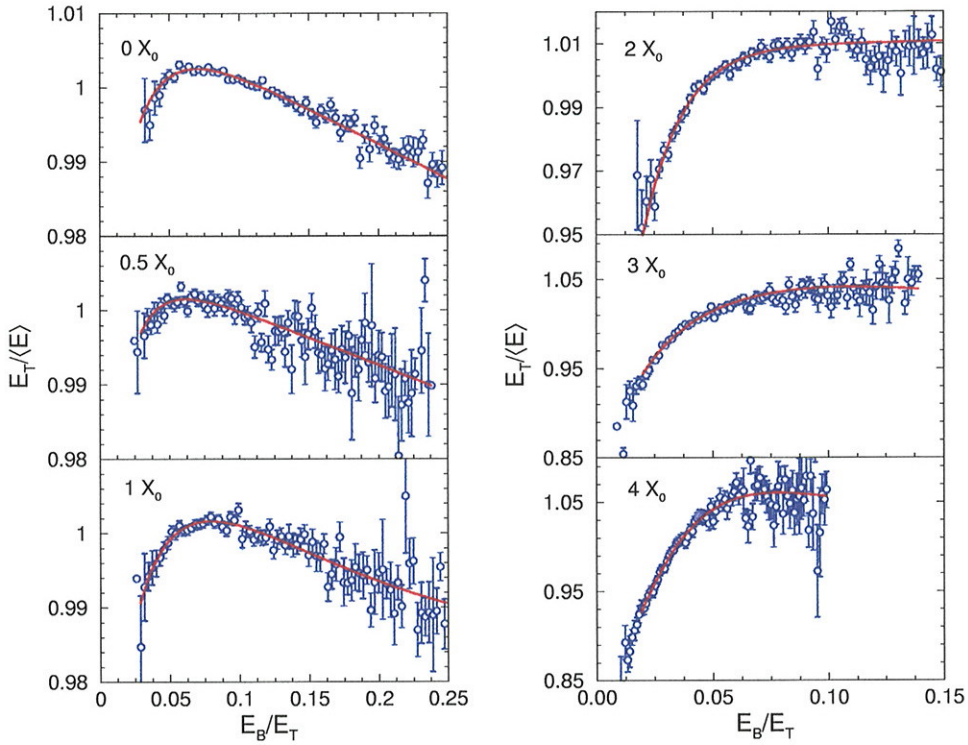


Figura 5.25: Efeito da adição de material inativo na distribuição de energia total normalizada ($E_T/\langle E\rangle$) em relação à energia relativa depositada na seção traseira (E_B/E_T) obtida com feixe de elétrons de 50 GeV.

A fig. 5.26(a) mostra a dependência entre e resolução em energia e a quantidade de material adicionada na frente do calorímetro. A figura mostra que, para até $1X_0$ de material inativo na frente do calorímetro, a resolução é preservada, indicando a eficiência da faixa de exclusão de massa e das correções. Para espessuras maiores que $1X_0$, a resolução é irremediavelmente afetada, apesar de ser possível, através das correções, reduzir em parte o efeito da adição de material na resolução.

De modo semelhante, para uma espessura de até $1X_0$ de material inativo, a energia média medida pelo calorímetro não sofre variação significativa

(fig. 5.26(b)), indicando que parte da energia perdida foi compensada pela faixa de exclusão de massa. Acima de $1X_0$ de material, a correção é insuficiente para compensar a perda de energia no material.

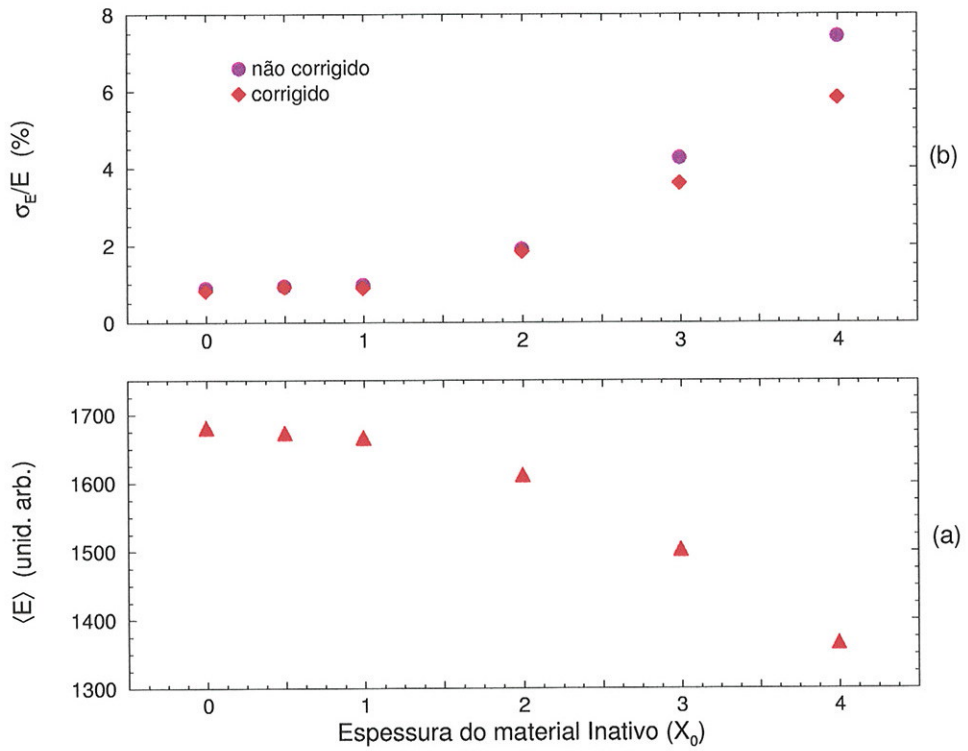


Figura 5.26: (a) Resolução em energia ($\sigma_E/\langle E\rangle$) (original e após correção) do calorímetro em função da quantidade de material inativo. (b) Energia média medida pelo calorímetro em função da espessura de material inativo. Dados obtidos a partir de um feixe de elétrons de 50 GeV.

5.4 Análise das torres individuais

Na análise das somas analógicas, apenas a informação sobre a energia da cascata pode ser acessada. A segmentação transversal do calorímetro, en-

tretanto, permite que, através da análise da energia depositada em cada torre individualmente, tanto a energia como a posição de incidência da partícula que inicia a cascata possam ser determinadas.

Na análise dos canais individuais, a energia depositada em cada seção é determinada através da soma do sinal de um determinado grupo de torres, distribuídas simetricamente ao redor da torre de maior energia. Enquanto que nas somas analógicas, o número de torres utilizada na soma da energia é fixo (determinado através da programação dos VGAs), a soma obtida pelos canais individuais pode ser representada por um número variável de torres, conforme mostra a fig. 5.27:

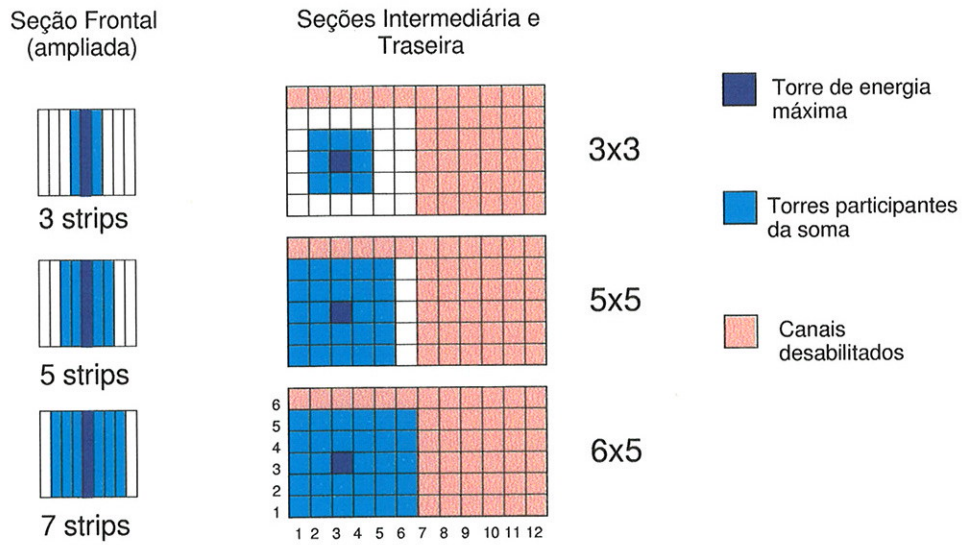


Figura 5.27: Configuração das torres utilizadas na análise dos canais individuais.

A energia depositada em cada seção do calorímetro será:

$$E_f = \sum_{z=z_f^0-n}^{z_f^0+n} e_f(z) \tag{5.25}$$

$$E_i = \sum_{z=z_i^0-n}^{z_i^0+n} \sum_{y=y_i^0-n}^{y_i^0+n} e_i(y,z) \tag{5.26}$$

$$E_t = \sum_{z=z_t^0-n}^{z_t^0+n} \sum_{y=y_t^0-n}^{y_t^0+n} e_t(y,z) \tag{5.27}$$

$$E_T = E_f + E_i + E_t \tag{5.28}$$

onde z_f^0, z_i^0, y_i^0, z_t^0 e y_t^0 são as coordenadas das torres de máxima energia e n ($n = 1, 2$ ou 3) proporcional ao número de torres participantes da soma.

Para cada configuração, a energia depositada em cada seção será a soma de 9 torres (3×3), 25 torres (5×5) ou 30 torres (6×5) para as seções intermediária e traseira e 3, 5 ou 7 *strips* para a seção frontal.

5.4.1 Ruído e calibração

Antes que se possa utilizar a energia medida por cada torre do calorímetro, é necessário que a resposta de cada canal da eletrônica seja normalizada. Esse procedimento de calibração, discutido no Capítulo 4, é feito através da injeção de diversos valores de corrente através de um conversor digital analógico (DAC). Ao conjunto de valores DAC×ADC de cada canal é ajustada uma reta[3], sendo o ganho de cada canal fornecido pelo coeficiente angular da reta. A calibração é aplicada evento a evento dividindo-se a resposta de cada canal pelo respectivo ganho.

A fig. 5.28 mostra a distribuição dos ganhos para os canais do calorímetro, agrupados por seção. Os canais que apresentam um ganho muito superior

[3] A resposta é suficientemente linear para justificar esse ajuste – coeficiente de correlação aproximadamente 0.997, no pior dos casos

ao ganho médio dos outros canais da seção são considerados defeituosos e excluídos da análise.

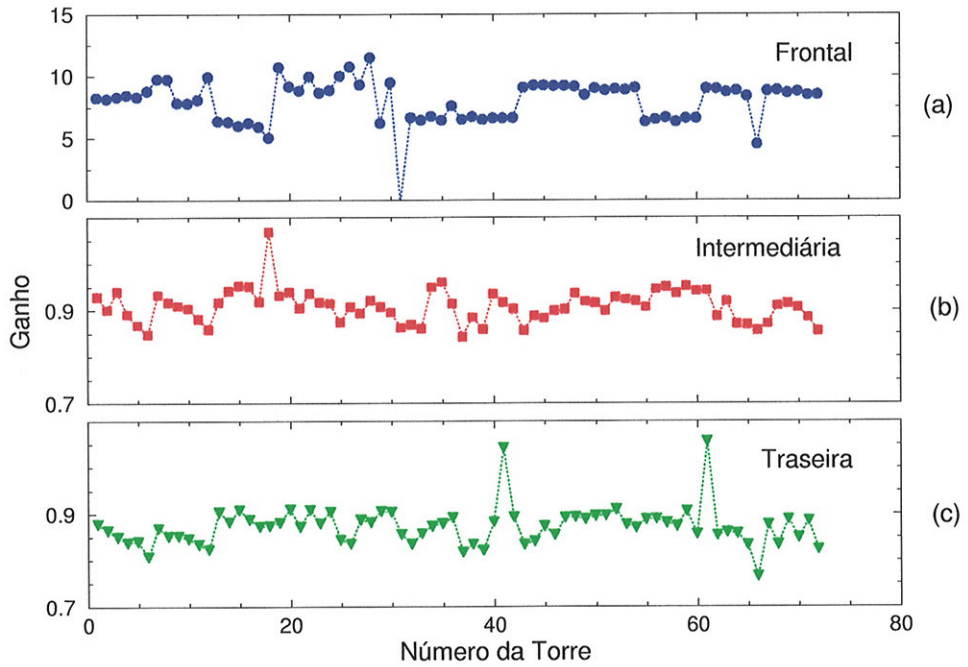


Figura 5.28: Distribuição dos ganhos para as torres do calorímetro, separadas por seção (frontal (a), intermediária (b) e traseira (c)) obtidas através da calibração.

A fig. 5.29 mostra o ruído (em MeV) em uma torre (ou *strip*) de cada seção do calorímetro e o ruído (dispersão da distribuição obtida através do ajuste de uma gaussiana à distribuição) equivalente à soma – evento a evento – das 2 torres e 1 *strip*. O valor obtido para o ruído total através da soma evento a evento ($\sigma_T = 34$ MeV) é igual ao obtido através da soma quadrática do ruído das 3 seções ($\sigma_T = \sigma_f + \sigma_i + \sigma_t \approx$34 MeV) uma indicação de que não há ruído coerente entre as seções.

O ruído em cada torre é obtido através da análise dos pedestais dos ADCs em eventos com *empty trigger*. A fig 5.30 mostra a dispersão (σ) da

distribuição dos pedestais das torres individuais de cada uma das seções do calorímetro.

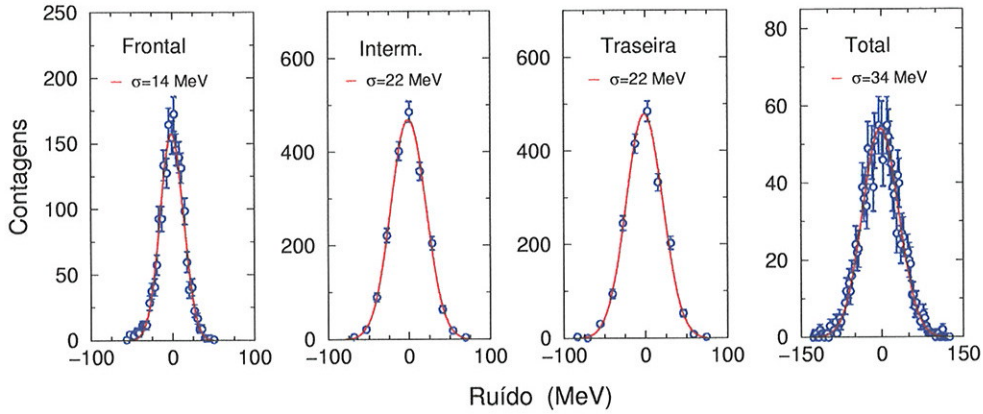


Figura 5.29: Distribuição dos pedestais em um *strip* da seção frontal e uma torre da seção intermediária e outra da seção traseira, indicando o ruído em MeV (após calibração). O ruído equivalente à soma das duas torres (seção intermediária e traseira) e de uma strip (evento a evento) também é mostrado.

A fig. 5.30 mostra que o ruído na seção frontal é maior que o ruído nas outras seções, o que pode ser explicado pelo ganho mais elevado nessa seção. Outro ponto a ser notado é o fato de algumas torres da seção frontal e da seção intermediária apresentarem um ruído mais alto que a maioria das torres da respectiva seção. Essas torres de ruído mais elevado são torres conectadas aos *pick-offs* (fig. 4.18), para permitir a digitalização simultânea pelos ADCs e pelo sistema de amostragem múltipla dos sinais. Como muitos desses canais participam das somas nos canais individuais, é de se esperar que ocorra uma degradação na resposta do calorímetro em virtude do aumento do ruído. Deve ser ressaltado que esse efeito, embora perceptível na análise dos canais individuais, não afeta as somas analógicas, uma vez que os sinais das somas analógicas não passam pelos *pick-offs*.

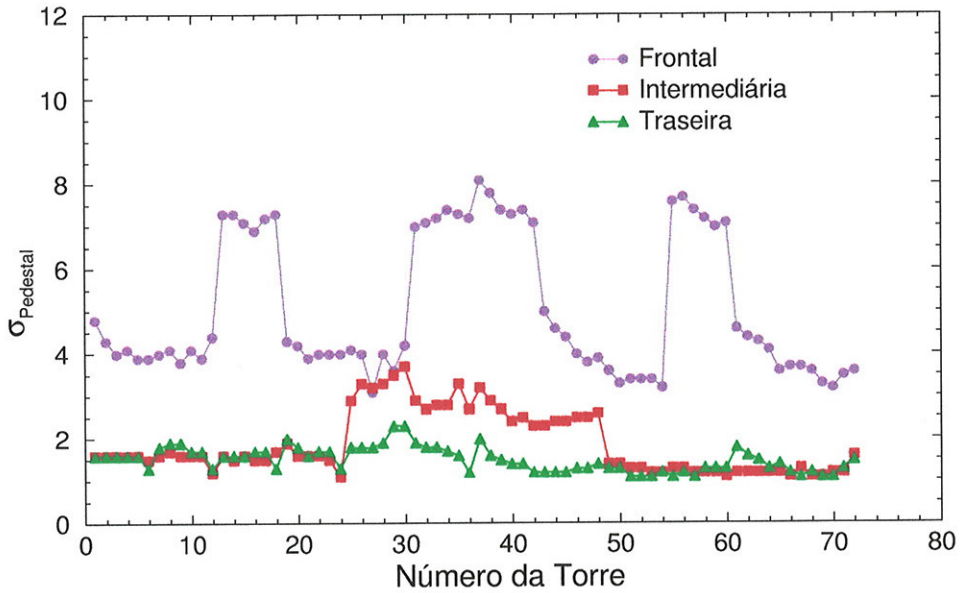


Figura 5.30: Distribuição da dispersão (σ) dos pedestais para os canais de cada seção do calorímetro, obtidos através de eventos com *empty trigger*.

É possível verificar que a distribuição dos pedestais das *strips* de maior ruído (conectadas aos *pick-off*) na seção frontal são altamente correlacionadas entre si, como mostra a figs. 5.32(a). A fig. 5.33 mostra um histograma bidimensional onde, conhecidas as dispersões σ da distribuição do pedestal de cada *strip*, é verificado para cada evento a que intervalo $[i - 0.5, i + 0.5]$ ($i = -2\sigma_{strip}, \ldots, 0, \ldots, 2\sigma_{strip}$) o valor do pedestal dessa *strip* pertence. A correlação entre uma *strip* conectada ao *pick-off* (fig. 5.33a) e uma *strip* não conetada (fig. 5.33b) com as restantes pode ser vista como a correlação entre as áreas dos retângulos (que representam as contagens) dos histograma. Esse tipo de correlação indica a presença de ruído coerente, introduzido através do *pick-off* nas torres em que a área dos retângulos é maior.

O ruído coerente pode ser removido através da subtração do sinal de uma

torre distante o suficiente da posição de incidência da partícula, de modo que não haja sinal da cascata nessa torre. As figs. 5.31 e 5.32 ilustram esse procedimento, onde o pedestal de uma *strip* na seção frontal é subtraído, evento a evento, do pedestal de outra strip (também com ruído coerente). O efeito da correção na distribuição é mostrado nas fig. 5.31(c), 5.32(c) e 5.32(d).

A fig. 5.34 compara o ruído eletrônico com a dispersão da distribuição da energia de elétrons de 200 GeV, para 3 configurações de soma (3×3, 5×5 e 6×5).

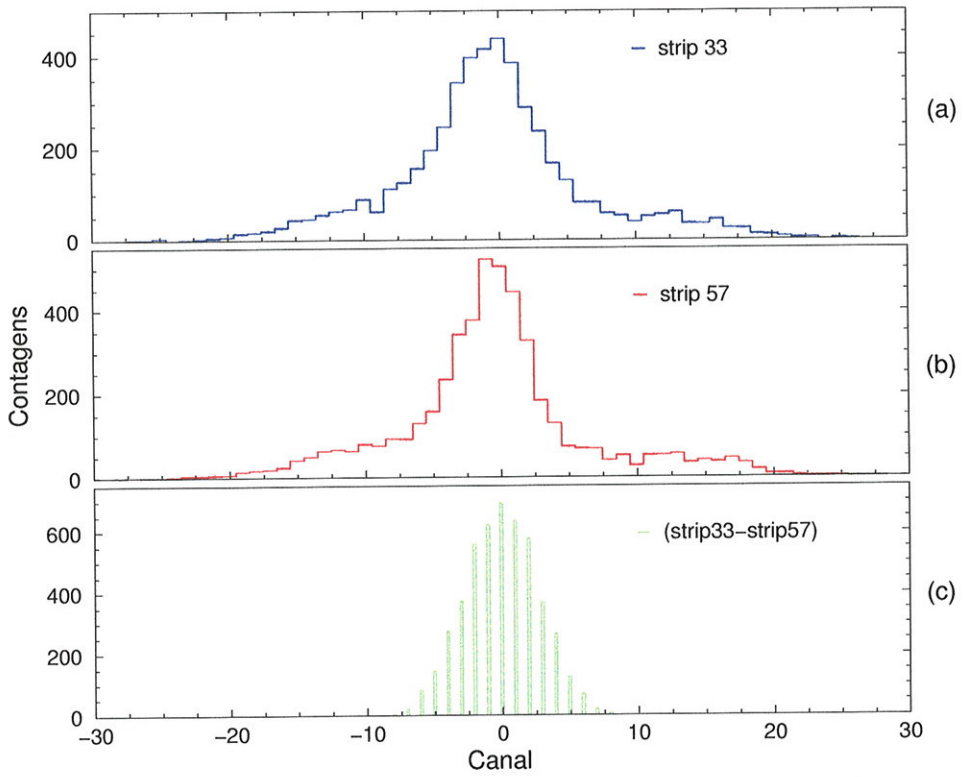


Figura 5.31: Correção do ruído coerente de uma *strip* do calorímetro (a) através da subtração do pedestal de outra *strip* com ruído coerente (b). O efeito da correção é mostrado em (c).

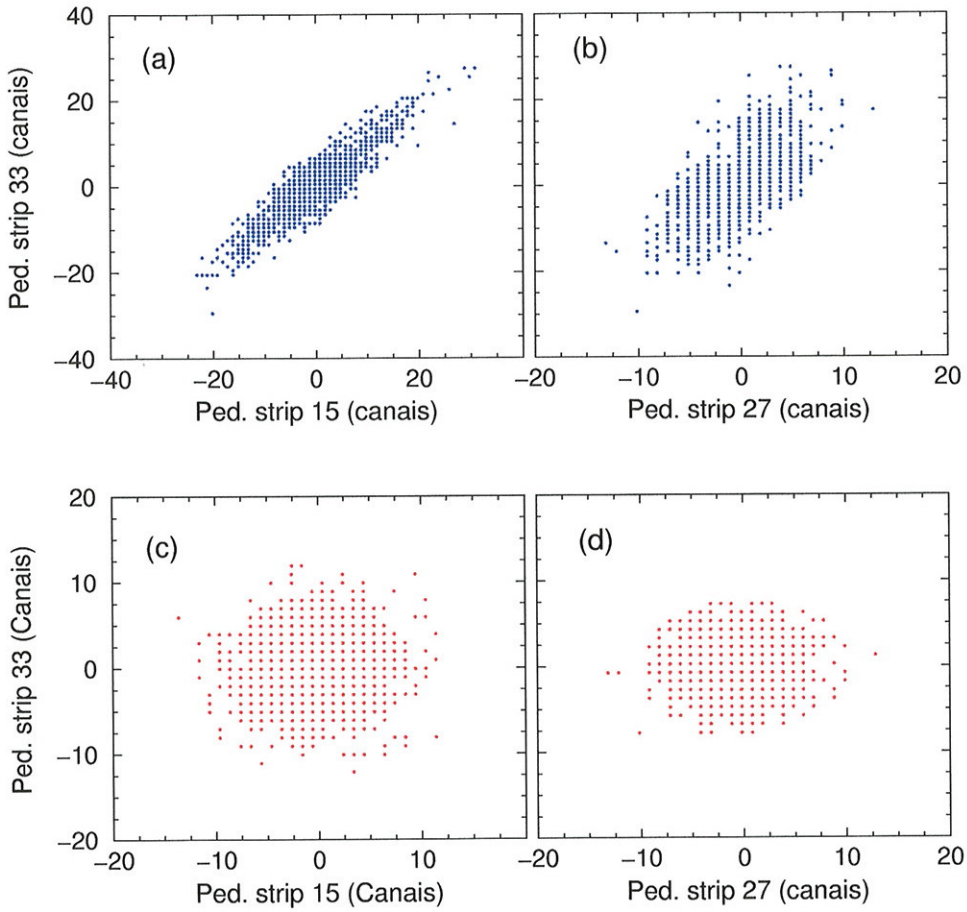


Figura 5.32: Correlação entre os pedestais de dois *strips* da seção frontal do calorímetro. Em (a), correlação entre duas *strips* com ruído coerente, (b) correlação entre uma *strip* com ruído coerente e outra sem. Em (c) e (d), a correlação após a subtração (utilizando uma terceira *strip*) do ruído coerente.

Após os canais terem o ruído coerente subtraído, pode-se avaliar o ruído em cada uma das 3 seções do calorímetro para as diferentes configurações utilizadas nas somas, conforme mostra a tab. 5.5.

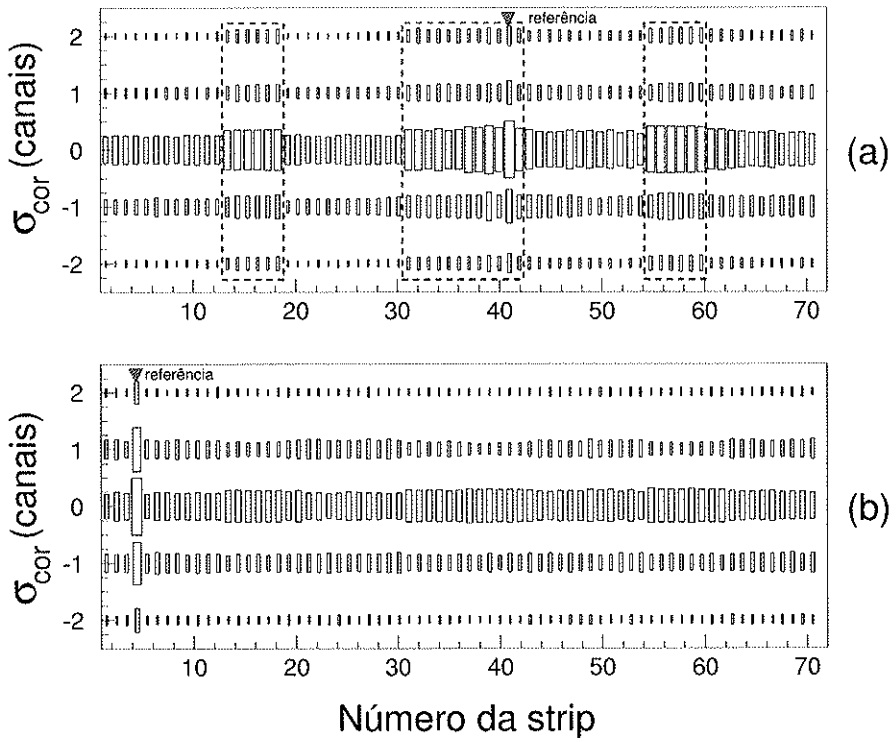


Figura 5.33: Histograma bidimensional mostrando a correlação entre a dispersão da distribuição dos pedestais de uma *strip* e a dispersão dos pedestais das demais *strips* da seção frontal. Em (a), correlação baseada em uma *strip* com ruído coerente (onde estão indicadas as *strips* de maior correlação na dispersão com a *strip* de referência), em (b) correlação baseada em uma *strip* sem ruído coerente.

5.4.2 Resposta em energia

Aos dados obtidos através da análise da energia nas torres individuais são aplicadas as mesmas correções aplicadas às somas analógicas (vazamento da cascata pela seção traseira e dependência com a posição na direção y), com uma correção adicional: na seção frontal, para as energias mais baixas, a

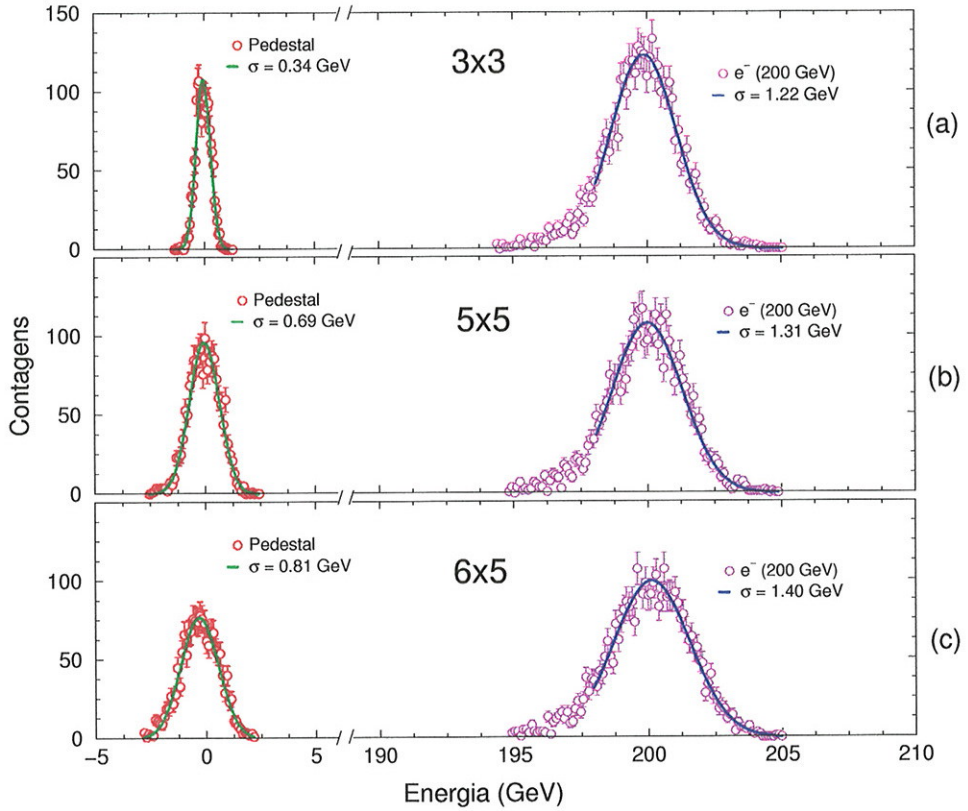


Figura 5.34: Comparação entre o ruído eletrônico (pedestais) e a distribuição de energia para elétrons de 200 GeV, nas configurações 3×3, 5×5 e 6×5.

soma utilizando apenas 3 *strips* é subestimada (fig. 5.8), de modo que a seção frontal contribui com um peso menor que o correto na soma da energia total. Este comportamento fica claro através da fig. 5.35, onde pode ser observada a relação entre a energia total normalizada e a energia relativa depositada na seção frontal.

Para elétrons de 20 GeV (fig. 5.35(a)), os eventos que depositam mais energia na seção frontal correspondem a uma energia total inferior à média. Essa tendência é amenizada quando o número de *strips* que participam da

Tabela 5.5: Ruído (em canais de ADC) – Soma total (torres individuais)

Energia (GeV)	3×3	5×5	6×5
20	6.70 ± 0.14	13.41 ± 0.33	17.31 ± 0.40
35	7.05 ± 0.25	13.81 ± 0.52	17.29 ± 0.69
50	6.79 ± 0.09	12.62 ± 0.17	16.22 ± 0.24
80	11.81 ± 0.21	24.56 ± 0.48	29.42 ± 0.59
100	11.69 ± 0.22	24.54 ± 0.52	29.97 ± 0.67
120	12.31 ± 0.21	25.97 ± 0.49	31.35 ± 0.61
150	11.85 ± 0.17	24.96 ± 0.41	31.54 ± 0.56
200	12.68 ± 0.36	27.30 ± 0.91	31.98 ± 1.1

soma é aumentado, o que por conseqüência aumenta a porção coletada da cascata na seção frontal.

O efeito de subestimação do peso da seção frontal na soma depende da energia, sendo menor para energias mais altas (fig. 5.35(b)). Nessas energias, o efeito do vazamento de energia predomina sobre o efeito da subestimação da energia total.

Esse tipo de comportamento ocorre porque o perfil lateral da cascata na seção frontal é maior para energias mais baixas, já que a cascata se inicia numa região menos profunda do calorímetro, necessitando, portanto, de um número maior de torres – ou *strips* – no caso da seção frontal, para amostrar uma quantidade significativa da cascata.

Outra questão pertinente ao número de torres e *strips* utilizadas na soma diz respeito à porcentagem da carga total depositada pela cascata que é coletada por uma configuração em relação à outra. A fig. 5.36 mostra as

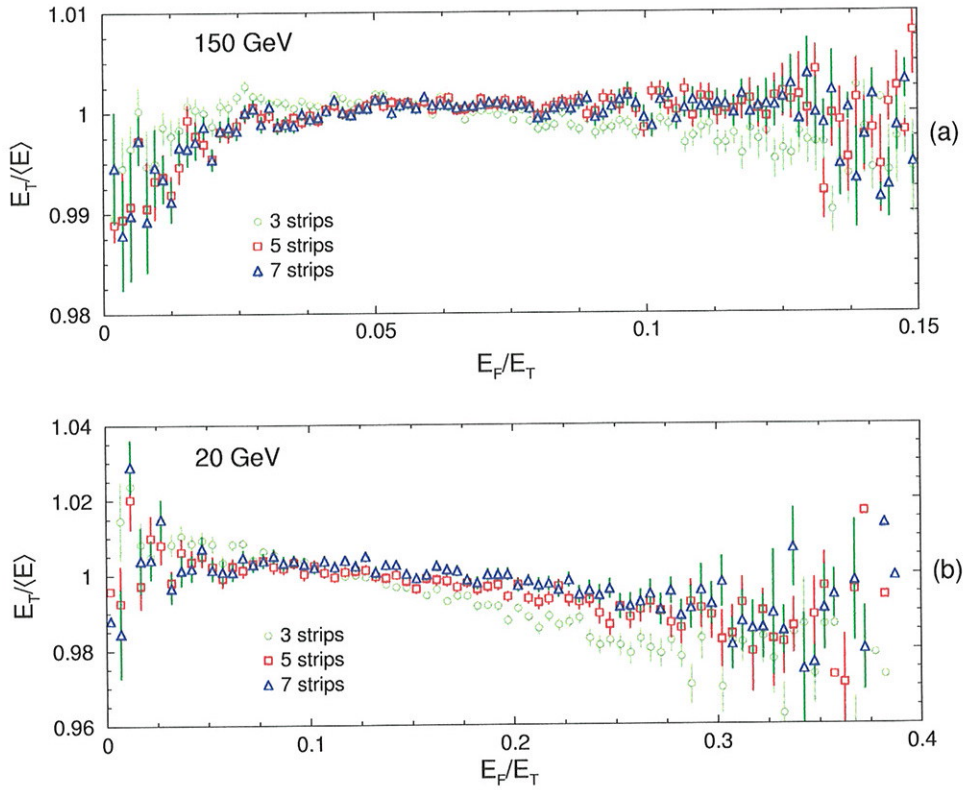


Figura 5.35: Comportamento da energia total normalizada ($E_t/\langle E\rangle$) em função da energia relativa na seção frontal (E_f/E_t) para a soma dos canais individuais na configurações de 3, 5 e 7 *strips*, para elétrons de 150 (a) e 20 GeV (b).

relação entre as energias totais obtidas nas configurações 3×3, 5×5 e 6×5 para elétrons de 20, 80 e 150 GeV. A figura mostra que, para 20 GeV, uma configuração 3×3 coleta aproximadamente 93.5% da energia de uma configuração 5×5, a qual por sua vez representa quase 99% da energia da configuração máxima utilizada (6×5). Novamente observa-se que para energias mais altas (150 GeV) quase a totalidade da energia coletada pela configuração máxima de 60 torres e 7 *strips* (6×5) pode ser obtida por um número menor de torres, como na configuração (5×5) (50 torres e 5 *strips*).

Essa informação, juntamente com a tab. 5.5 tem um significado crucial na escolha das configurações: enquanto uma configuração que utilize um número maior de torres contribui para diminuição da flutuação na amostragem da cascata, ela também contribui aumentando a quantidade de ruído, deixando claro que na determinação da energia, o número de torres a ser utilizada é um fator que depende do ruído e da faixa de energia em que opera o calorímetro.

5.4.3 Linearidade da resposta em energia

A não linearidade integral (definida pela eq. 5.14) para as configurações de 3×3, 5×5 e 6×5 pode ser verificada na fig. 5.37 para a faixa de energia entre 20 e 200 GeV. A não-lineridade integral, para qualquer configuração de torres é inferior a (-0.20,+0.20)%. O comportamento da não linearidade integral do calorímetro é similar nas 3 configurações de torres utilizadas. A única distinção ocorre (fig. 5.37(a)), quando a soma utilizando uma configuração com um número maior de torres representa um aumento na carga coletada e portanto uma inclinação mais acentuada na reta que descreve a linearidade do calorímetro. Os resultados para a linearidade e a não linearidade integral do calorímetro para as configurações 3×3, 5×5 e 6×5 são apresentados na tab. 5.6

5.4.4 Resolução em energia

A mesma discussão apresentada na resolução em energia para as somas analógicas pode ser aplicada aqui. Para os dados obtidos com feixe de elétrons entre 20 e 200 GeV, a resolução em energia (σ_E/E) em função da energia nominal do feixe é mostrada na fig. 5.38, onde a resolução em

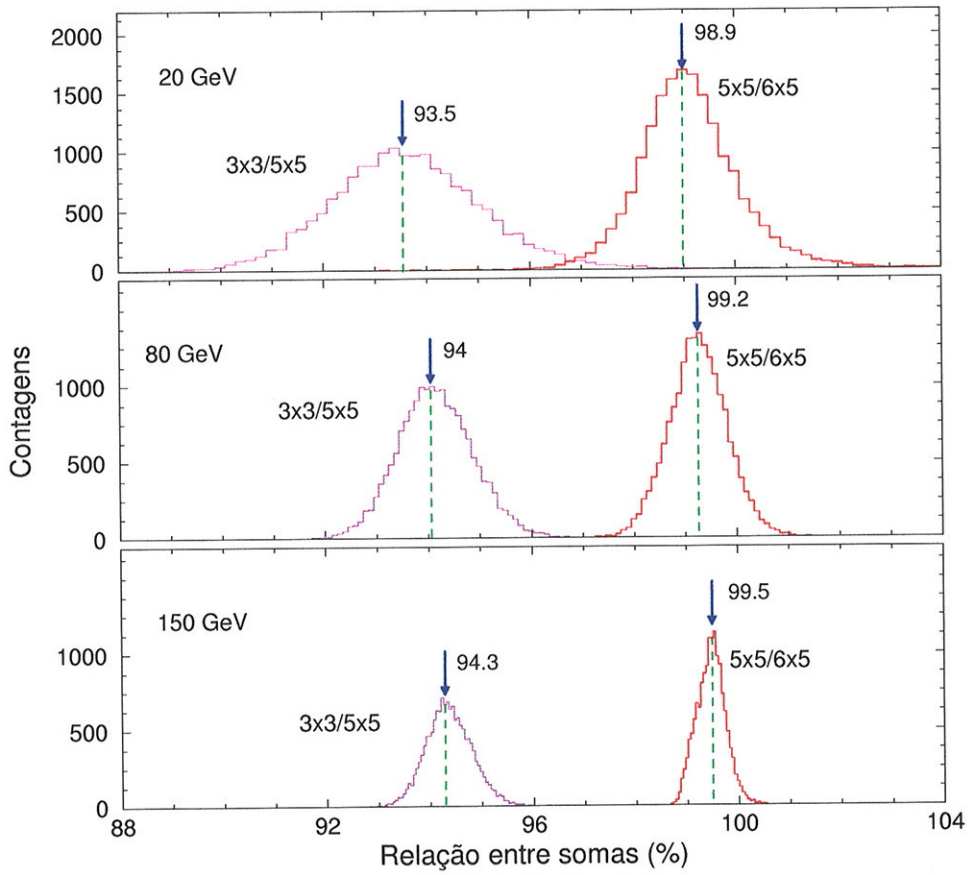


Figura 5.36: Relação entre as energias totais obtidas nas configurações 3×3, 5×5 e 6×5 para elétrons de 20, 80 e 150 GeV. As distribuições nas figuras correspondem à razão da energia total na configuração $(3 \times 3)/(5 \times 5)$ e $(5 \times 5)/(6 \times 5)$. As setas indicam o valor mais provável.

energia apresentada corresponde aos dados após as correções e subtração dos pedestais.

A tab 5.7 mostra os valores obtidos a partir do ajuste da eq. 5.23 aos dados experimentais.

Pode-se observar que aumentando o número de torres participantes da soma, a resolução em energia é melhorada, principalmente para energias

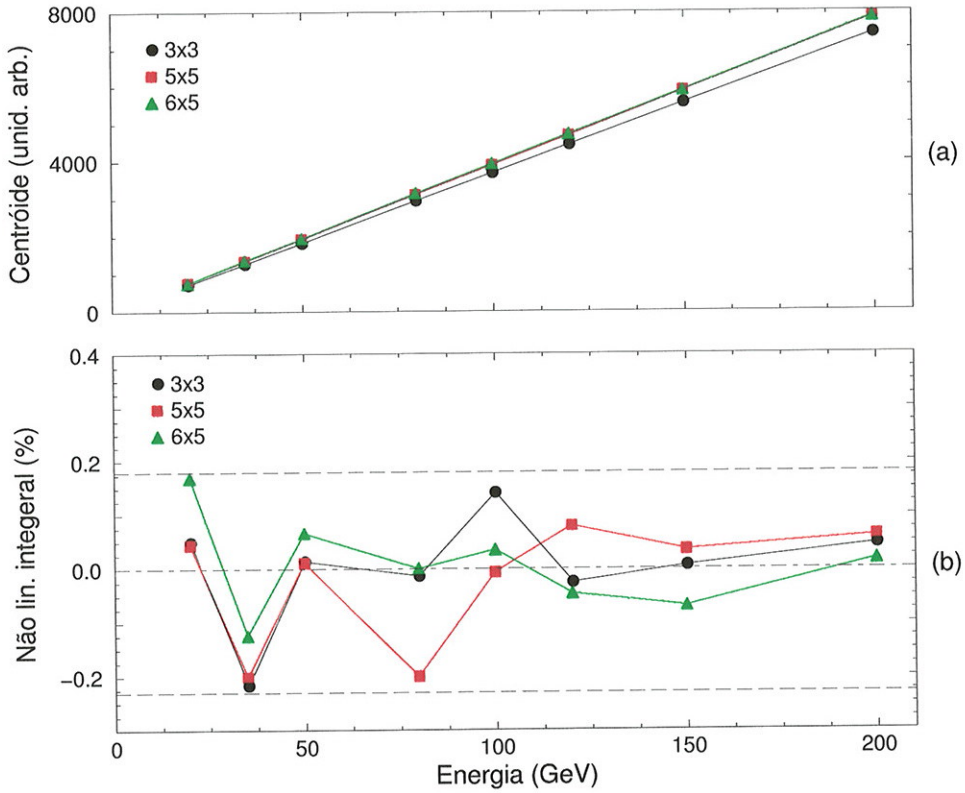


Figura 5.37: Não-lineridade integral correspondente à energia total obtida nas configurações 3×3, 5×5 e 6×5. As linhas tracejadas indicam os limites inferior e superior da não linearidade integral. A linearidade é mostrada em (a).

Tabela 5.6: Lineridade e não linearidade integral – Torres individuais

Configuração	Linearidade (coef. corr.)	Não linearidade integral
3×3	0.999998	$[-0.20\%, 0.15\%]$
5×5	0.999999	$[-0.20\%, 0.10\%]$
6×5	0.999993	$[-0.15\%, 0.18\%]$

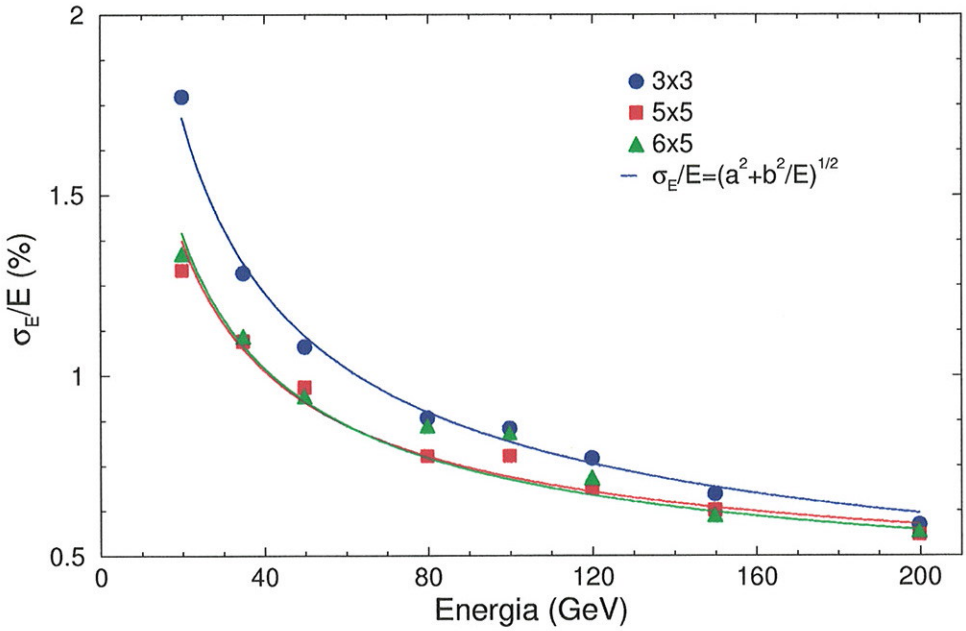


Figura 5.38: Resolução em energia obtida nas configurações 3×3, 5×5 e 6×5. As linhas contínuas representam o ajuste da eq. 5.23 para cada conjunto de pontos.

Tabela 5.7: Termos estocástico e termo constante – soma total dos canais individuais

Configuração	Termo estocástico (t_e)	Termo constante (t_c)
3×3	7.53 ± 0.05	0.32 ± 0.01
5×5	5.85 ± 0.06	0.42 ± 0.01
6×5	5.99 ± 0.05	0.38 ± 0.01

mais baixas. Esse efeito diminui até que, para 200 GeV praticamente não existe diferença. Isso deve-se ao fato de que, a baixas energias, o perfil da lateral cascata na seção frontal (principalmente) é maior, e se o número de torres não é suficiente para amostrar uma parte significativa da cascata, a

flutuação estatística inerente ao processo de amostragem induz a uma degradação na resolução em energia. Para energias maiores, o efeito é inverso, já que um número pequeno de torres é suficiente para conter toda a cascata, e a contribuição do termo constante passa a ser dominante.

5.4.5 Resposta do calorímetro a múons

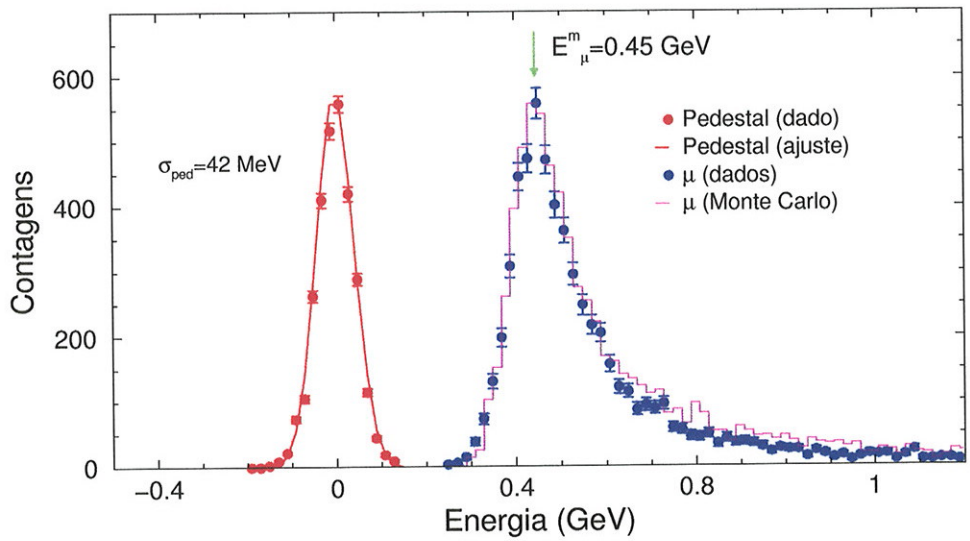


Figura 5.39: Resposta do calorímetro a múons de 225 GeV em comparação com o ruído eletrônico.

A resposta do calorímetro a partículas de ionização mínima (*mip*) é determinada utilizando-se um feixe de múons[4] de 225 GeV. Para a detecção de múons, o *trigger* do calorímetro é modificado de modo a incluir o sinal discriminado do *múon counter* em coincidência (para elétrons, o sinal do *múon counter* era utilizado em anti-coincidência). A energia total depositada pelos múons é determinada através da soma das duas torres de mais alta energia em cada seção (suficiente para conter praticamente toda a energia

[4]O mais próximo que se pode ter de uma *mip*.

perdida pelo múon):

$$E_T^{\mu} = (E_f^1 + E_f^2) + (E_i^1 + E_i^2) + (E_t^1 + E_t^2) \tag{5.29}$$

A energia depositada pelos múons no calorímetro sofre a contribuição de processos irradiativos (*bremsstrahlung* e criação de pares) além da perda de energia por ionização, e é obtida por meio de cálculos de Monte Carlo [104, 105, 106, 30, 107]. A distribuição de energia dos múons no calorímetro é mostrada na fig. 5.39 em comparação com a distribuição calculada e o pedestal correspondente à soma das torres participantes da determinação da energia. A razão entre o sinal que elétrons de energia igual à energia mais provável da distribuição de perda de energia do múon depositariam no calorímetro (obtida através da linearidade do calorímetro) e o sinal (mais provável) do múon fornece o fator de supressão (Q_e/Q_μ) para este calorímetro:

$$\frac{Q_e}{Q_\mu} = 0.83 \pm 0.01 \tag{5.30}$$

5.4.6 Determinação da posição

A segmentação transversal do calorímetro permite a determinação da posição de incidência da partícula nas direções y e z. A posição pode ser determinada através do centro de gravidade da cascata, por meio da média ponderada da energia depositada nas torres ao longo de uma direção:

$$Y_{Cal} = \frac{\sum_{y=y_0-n}^{y_0+n} E(y, z_0) y}{\sum_{y=y_0-n}^{y_0+n} E(y, z_0)} \tag{5.31}$$

$$Z_{Cal} = \frac{\sum_{z=z_0-n}^{z_0+n} E(y_0, z) z}{\sum_{z=z_0-n}^{z_0+n} E(y_0, z)} \tag{5.32}$$

onde y_0 e z_0 são as coordenadas da torre (ou *strip*) de energia máxima e n o número de torres utilizadas na determinação da posição ($n = 1, 2$ ou 3 na direção z e $n = 1$ ou 2 na direção y).

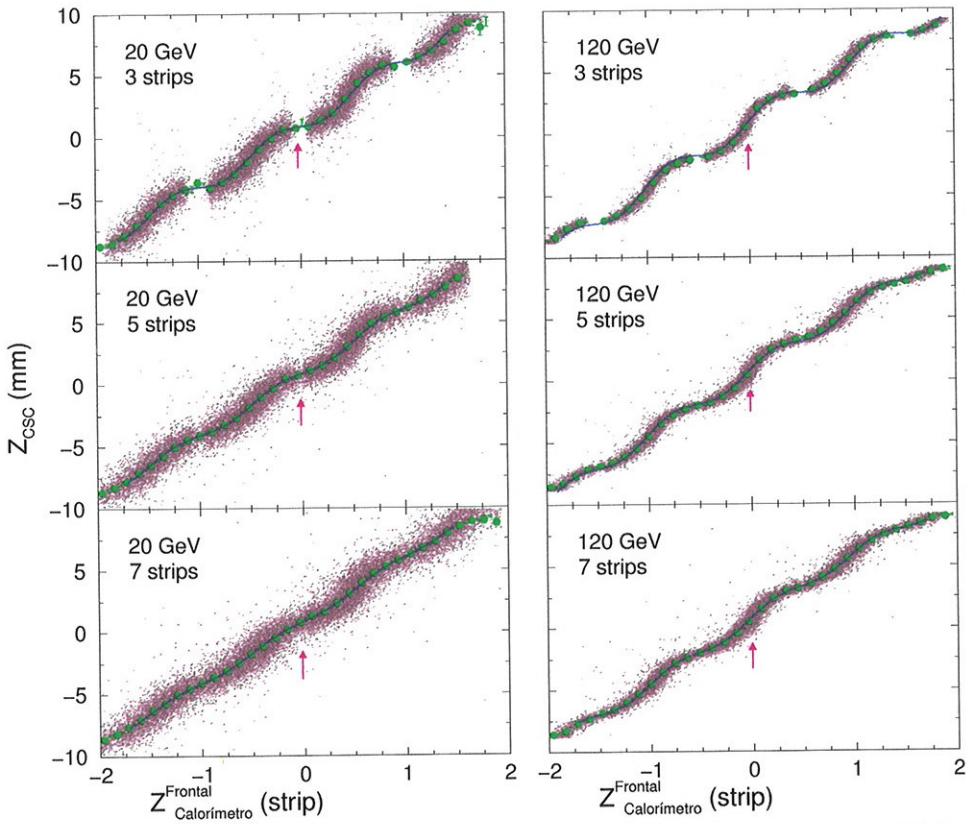


Figura 5.40: Posição relativa (a seta indica o centro do feixe) medida pelas CSCs em função da posição relativa determinada pelo calorímetro na direção z para as seção frontal, através do cálculo do centro de gravidade da cascata utilizando 3, 5 e 7 *strips*.

As figs. 5.40, 5.41 e 5.42 mostram a dependência entre a posição relativa (posição em relação ao centro do feixe) medida pela CSC e a posição relativa determinada pelo calorímetro. As figuras mostram que existe um desvio na posição determinada pelo calorímetro utilizando as eqs. 5.31 e 5.32 em

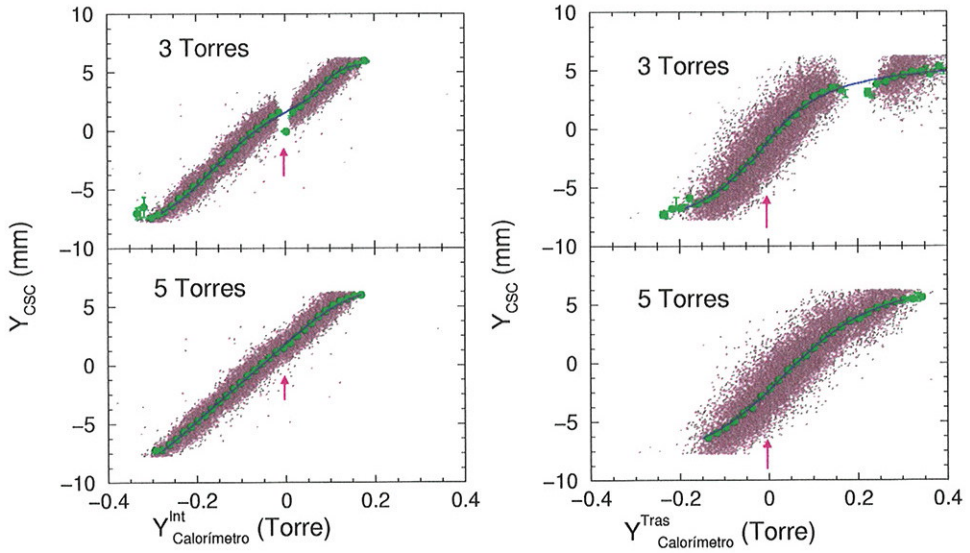


Figura 5.41: Posição relativa (a seta indica o centro do feixe) medida pelas CSCs em função da posição relativa determinada pelo calorímetro na direção y para as seções intermediária e traseira, através do cálculo do centro de gravidade da cascata utilizando 3 e 5 torres. Dados para elétrons de 120 GeV.

relação à posição real de incidência da partícula (determinada pelas CSCs) cuja magnitude depende da posição de incidência da partícula. Esse erro sistemático na determinação da posição é mínimo quando a partícula incide no centro da torre ou entre duas torres (ou *strip*).

O erro sistemático na determinação da posição ocorre em virtude da simetria da configuração das torres utilizadas no cálculo do centro de gravidade da cascata (que neste caso coincide com a posição de incidência da partícula). Quando a partícula incide no centro da torre, a configuração é perfeitamente simétrica, com a mesma porção da cascata sendo amostrada de ambos os lados. Quando a posição de incidência da partícula se desloca em direção às bordas, ocorre uma assimetria na amostragem da cascata, privilegiando uma direção. O erro volta a diminuir quando nova-

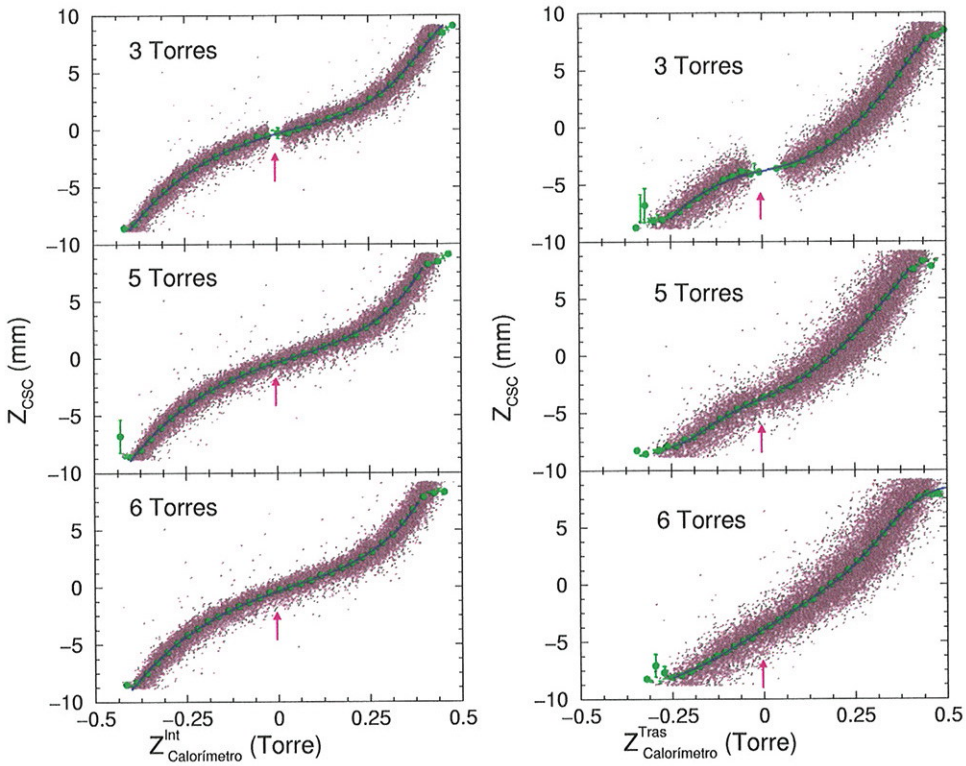


Figura 5.42: Posição relativa (a seta indica o centro do feixe) medida pelas CSCs em função da posição relativa determinada pelo calorímetro na direção z para as seções intermediária e traseira, através do cálculo do centro de gravidade da cascata utilizando 3, 5 e 6 torres. Dados para elétrons de 120 GeV.

mente ocorre uma distribuição simétrica entre torres, em que a posição de incidência se aproxima das bordas entre duas torres. Esse erro sistemático é atenuado quando se aumenta o número de torres ou *strips* que participam da amostragem no cálculo do centro de gravidade, o que pode ser verificado nas figs. 5.40, 5.41 e 5.42. A determinação da posição também sofre influência da flutuação na amostragem, dependendo portanto da energia.

O desvio na determinação da posição pelo calorímetro pode ser eliminado através de uma função de correção que, ajustada aos dados (figs. 5.40, 5.41

e 5.42) permite subtrair o efeito evento a evento. A função ajustada tem a forma:

Seção frontal:

$$Z_{CSC} = a + bZ_{Calo} + \sum_{i=1}^{3} c_i \mathrm{sen}(d_i Z_{Calo} + e_i) \tag{5.33}$$

Seção intermediária e traseira:

$$Z_{CSC} = a + bZ_{Calo} + \sum_{i=1}^{2} c_i \arctan(d_i Y_{Calo} + e_i) \tag{5.34}$$

$$Y_{CSC} = a + bY_{Calo} + \sum_{i=1}^{2} c_i \arctan(d_i Y_{Calo} + e_i) \tag{5.35}$$

onde a, b, c_i, d_i e e_i são os parâmetros dos ajustes.

5.4.7 Resolução em posição

A resolução em posição do calorímetro pode ser determinada através da dispersão da diferença entre a posição determinada pelas CSCs e a posição (corrigida) determinada pelo calorímetro. Considerando, por exemplo, a posição na direção z na seção frontal, a diferença ($\delta(Z)$) será:

$$\delta(Z) = Z_{CSC} - Z_{Cal} \tag{5.36}$$

$$\sigma_{\delta(Z)} = \sqrt{\sigma^2_{Z_{CSC}} + \sigma^2_{Z_{Cal}}} \tag{5.37}$$

As figs. 5.43, 5.44 e 5.45 mostram as distribuições de $\delta(Z)$ e $\delta(Y)$ para as seções frontal, intermediária e traseira, respectivamente. A dispersão é obtida através do ajuste de uma gaussiana à distribuição.

A resolução nominal do calorímetro $\sigma_{Z_{Cal}}$ pode ser determinada a partir da eq. 5.37:

$$\sigma_{Z_{Calo}} = \sqrt{\sigma^2_{\delta(z)} - \sigma^2_{Z_{CSC}}} \tag{5.38}$$

Como $\sigma^2_{Z_{CSC}} \ll \sigma^2_{Z_{Cal}}$ ($\sigma_{Z_{CSC}} \approx 50\mu m$):

$$\sigma_{\delta(Z)} \approx \sigma_{Z_{Cal}} \tag{5.39}$$

As figs. 5.43, 5.44 e 5.45 mostram que a resolução na seção frontal é melhor, o que pode ser explicado pela sua alta segmentação na direção z. A seção traseira apresenta a pior resolução em posição em relação à seção intermediária devido ao fato da flutuação estatística na energia depositada na seção traseira ser relativamente grande (em comparação com as outras seções), uma vez que esta seção está coletando a parte de mais baixa energia da cascata.

Os comentários feitos na sec. 5.3.4 (resolução em energia) também são válidos para a resolução em posição. A determinação da posição através do cálculo do centro de gravidade (eqs. 5.31, 5.32) é influenciada pela flutuação estatística da cascata (as figs. 5.43, 5.44 e 5.45 mostram exatamente isso: a resolução em posição melhora à medida que a energia aumenta). Assim, do mesmo modo que a resolução em energia, é possível parametrizar a dependência da resolução em posição com a energia da partícula incidente no calorímetro através da eq. 5.20 (para a direção z, por exemplo):

$$\sigma_{Z_{Cal}} = \sqrt{tpos_c^2 + \frac{tpos_e^2}{E} + \frac{tpos_r^2}{E^2}} \tag{5.40}$$

onde $tpos_c$, $tpos_e$ e $tpos_r$ representam, respectivamente, a contribuição dos termos constante, estocástico e o ruído na determinação da posição.

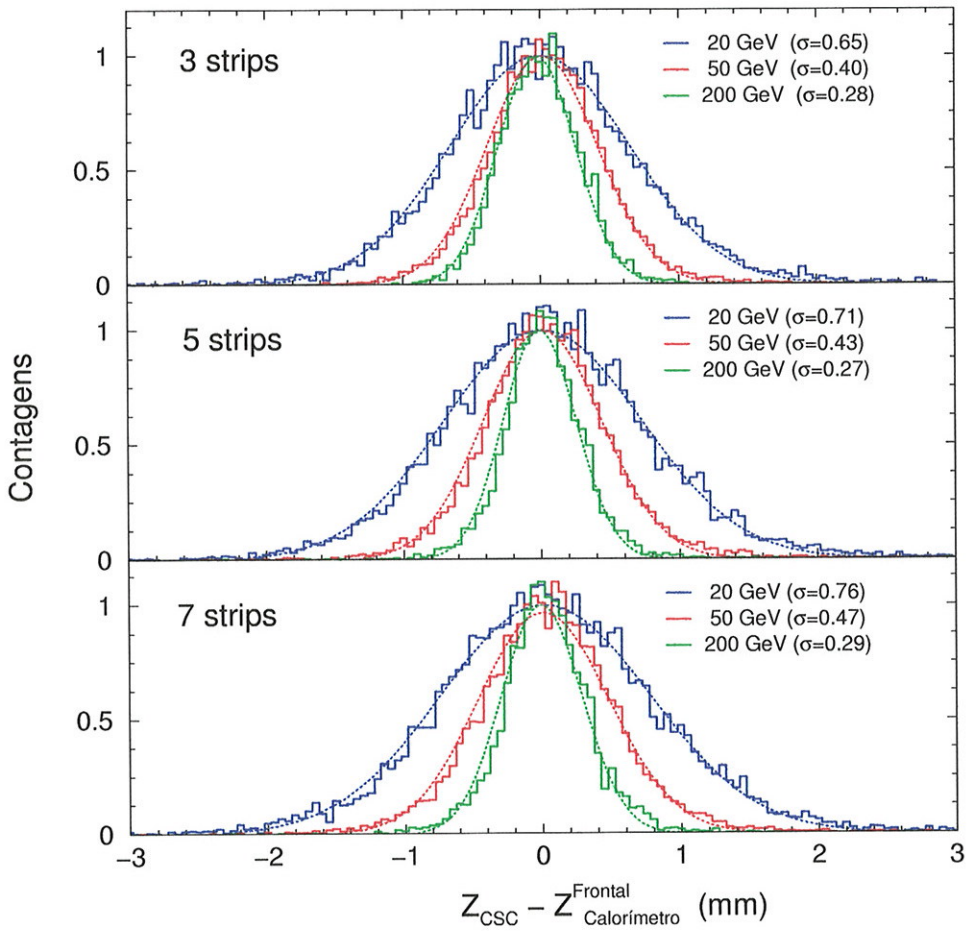


Figura 5.43: Resolução em posição na direção z para a seção frontal para 3 energias de feixe (20, 50 e 200 GeV), calculada através do centro de gravidade da cascata para as configurações de 3, 5 e 7 *strips*.

As figs. 5.46, 5.47 e 5.48 mostram o comportamento da resolução em posição de cada seção (direção y e z) em função da energia e do número de torres utilizadas na determinação da posição.

Os termos $tpos_c$, $tpos_e$ e $tpos_r$ são obtidos através do ajuste da 5.40 aos dados (figs. 5.46, 5.47 e 5.48), e o resultado é apresentado nas tabs. 5.8, 5.10 e 5.11

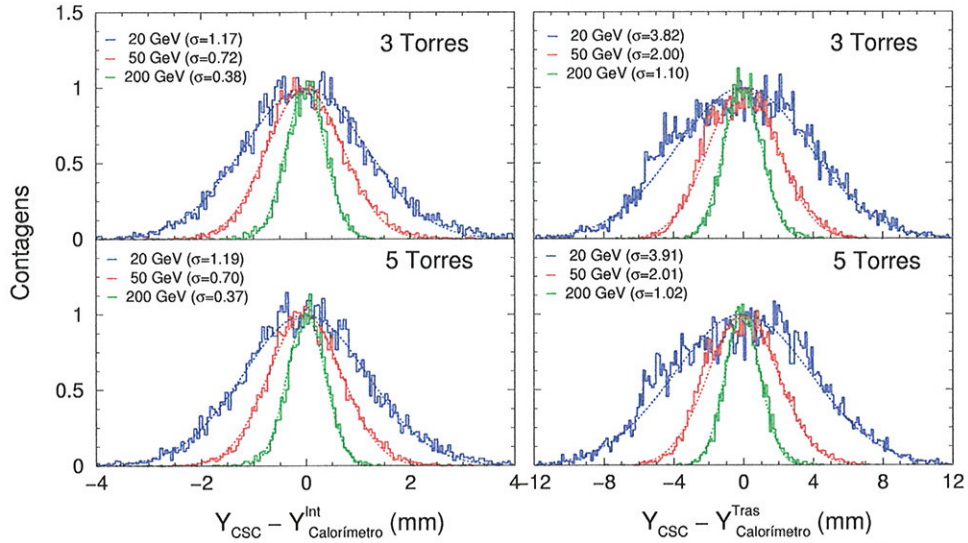


Figura 5.44: Resolução em posição na direção y para as seções intermediária e traseira, em 3 energias de feixe (20, 50 e 200 GeV), calculada através do centro de gravidade da cascata para as configurações de 3, 5 e 7 *strips*.

Tabela 5.8: Resolução em posição – direção y

Termo	Seção			
	Intermediária		Traseira	
	3	5	3	5
$tpos_e$	5.10 ± 0.04	4.85 ± 0.08	12.5 ± 0.2	14.1 ± 0.2
$tpos_c$	0.14 ± 0.01	0.14 ± 0.02	0.75 ± 0.03	0.42 ± 0.05
$tpos_r$	0 ± 3	8 ± 1	48 ± 1	42 ± 2

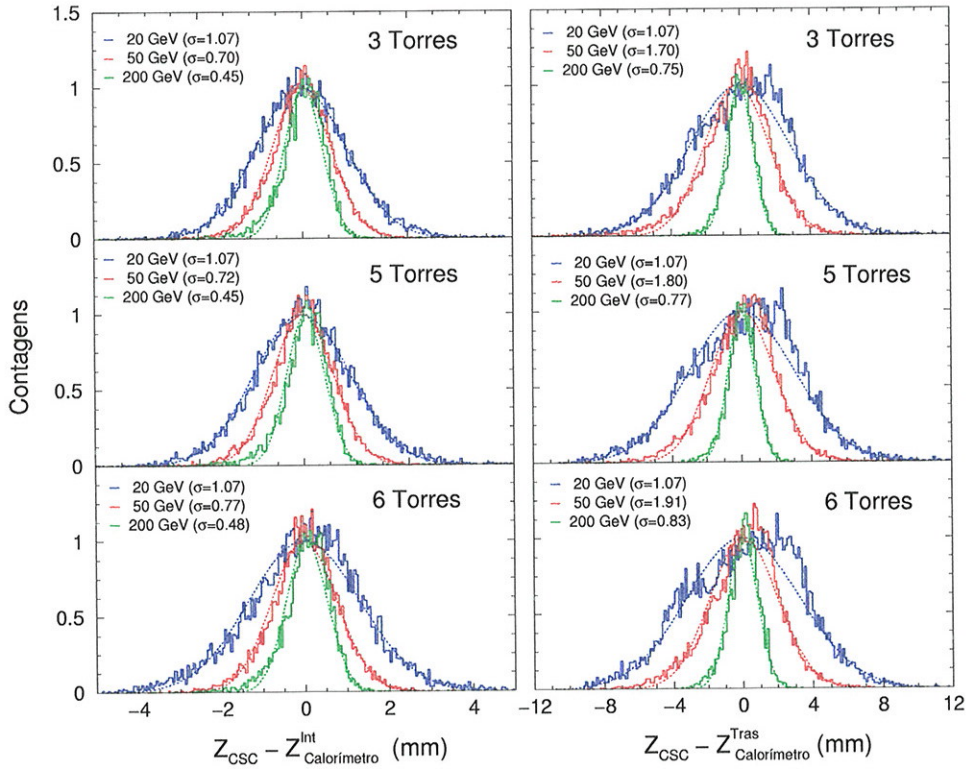


Figura 5.45: Resolução em posição na direção z para as seções intermediária e traseira, em 3 energias de feixe (20, 50 e 200 GeV), calculada através do centro de gravidade da cascata para as configurações de 3, 5 e 7 *strips*.

Tabela 5.9: Resolução em posição – Seção frontal (direção z)

Termo	3	5	7
$tpos_e$	2.16 ± 0.06	2.08 ± 0.08	2.58 ± 0.08
$tpos_c$	0.193 ± 0.005	0.217 ± 0.005	0.226 ± 0.006
$tpos_r$	7.9 ± 0.4	9.9 ± 0.4	8.7 ± 0.5

Tabela 5.10: Resolução em posição – Seção intermediária (direção z)

Termo	3	5	6
$tpos_e$	3.9 ± 0.1	4.3 ± 0.1	4.2 ± 0.1
$tpos_c$	0.28 ± 0.01	0.27 ± 0.01	0.28 ± 0.01
$tpos_r$	12.1 ± 0.8	12.7 ± 0.8	13.1 ± 0.8

Tabela 5.11: Resolução em posição – Seção traseira (direção z)

Termo	3	5	6
$tpos_e$	9.71 ± 0.07	9.72 ± 0.06	10.60 ± 0.06
$tpos_c$	0.00 ± 0.04	0.00 ± 0.06	0.00 ± 0.02
$tpos_r$	41.8 ± 0.7	46.6 ± 0.7	45.5 ± 0.5

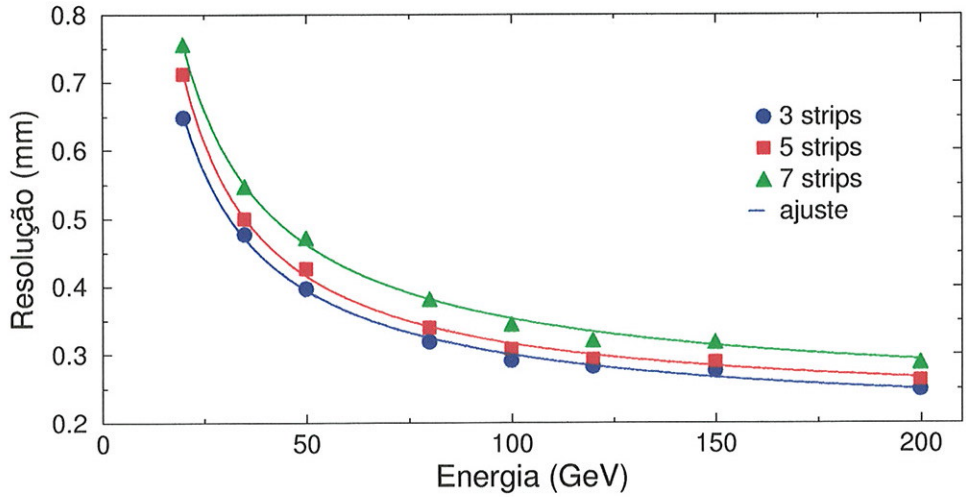


Figura 5.46: Resolução em posição na direção z em função da energia para a seção frontal, utilizando 3, 5 e 7 *strips* na determinação da posição. As linhas contínuas representam o ajuste da eq. 5.40 aos dados.

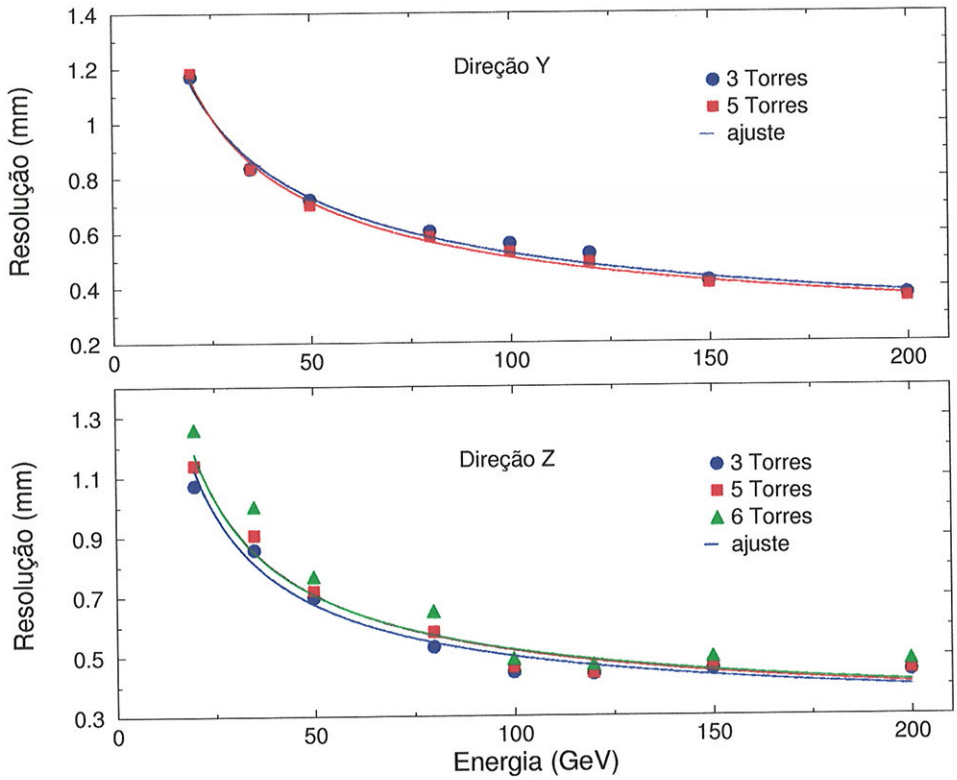


Figura 5.47: Resolução em posição na seção intermediária nas direções z e y em função da energia da partícula, utilizando 3, 5 e 6 torres na determinação da posição. As linhas contínuas representam o ajuste da eq. 5.40 aos dados.

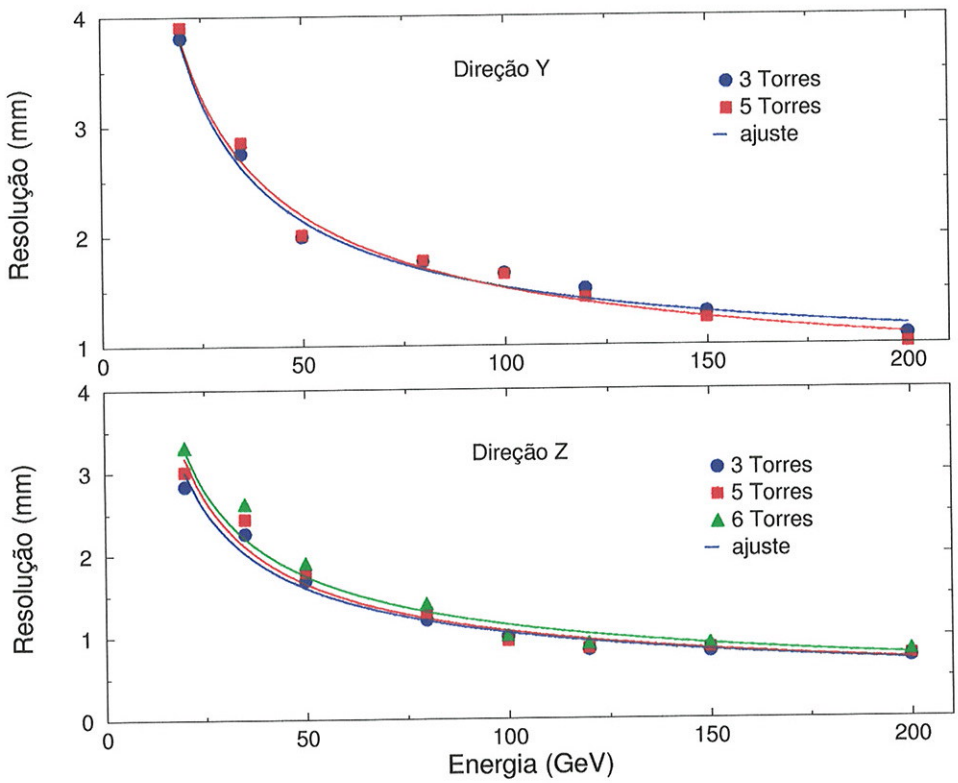


Figura 5.48: Resolução em posição na seção traseira nas direções z e y em função da energia da partícula, utilizando 3, 5 e 6 torres na determinação da posição. As linhas contínuas representam o ajuste da eq. 5.40 aos dados.

5.4.8 Resolução angular

A segmentação do calorímetro permite que o ângulo de incidência (θ) da partícula no calorímetro seja determinado. A determinação do ângulo de incidência é beneficiada pela alta segmentação da seção frontal na direção z, sendo calculada através da diferença entre a posição na direção z medida pela seção frontal e a posição determinada pela soma da seção intermediária e traseira (como se fossem uma só seção), na configuração 3×3. Também é necessário conhecer a posição (média) longitudinal do centro de gravidade da cascata, o que é obtido a partir das simulações:

$$\theta = \arctan \frac{Z_f^{Cal} - Z_{i+t}^{Cal}}{D} \approx \frac{Z_f^{Cal} - Z_{i+t}^{Cal}}{D} \tag{5.41}$$

onde Z_f^{Cal} é a posição na direção z medida na seção frontal, Z_{i+t}^{Cal} a posição z medida nas seções intermediária e traseira e D a posição (média) longitudinal do centro de gravidade da cascata.

A dispersão (obtida através do ajuste de uma gaussiana) na distribuição da diferença da posição z calculada permite avaliar a resolução angular do calorímetro.

$$\delta\theta = \frac{\delta(Z_f^{Cal} - Z_{i+t}^{Cal})}{D} \tag{5.42}$$

A fig. 5.49 mostra a resolução angular do calorímetro (em miliradianos) em função da energia do feixe. Como a resolução em energia e a resolução em posição, a resolução angular pode ser parametrizada por meio da eq. 5.43:

$$\sigma_{angular} = \sqrt{tang_c^2 + \frac{tang_e^2}{E} + \frac{tang_r^2}{E^2}} \tag{5.43}$$

O resultado do ajuste da eq. 5.43 aos pontos da fig. 5.49 fornecendo os valores de $tang_c$, $tang_e$ e $tang_r$ é mostrado na tab. 5.12.

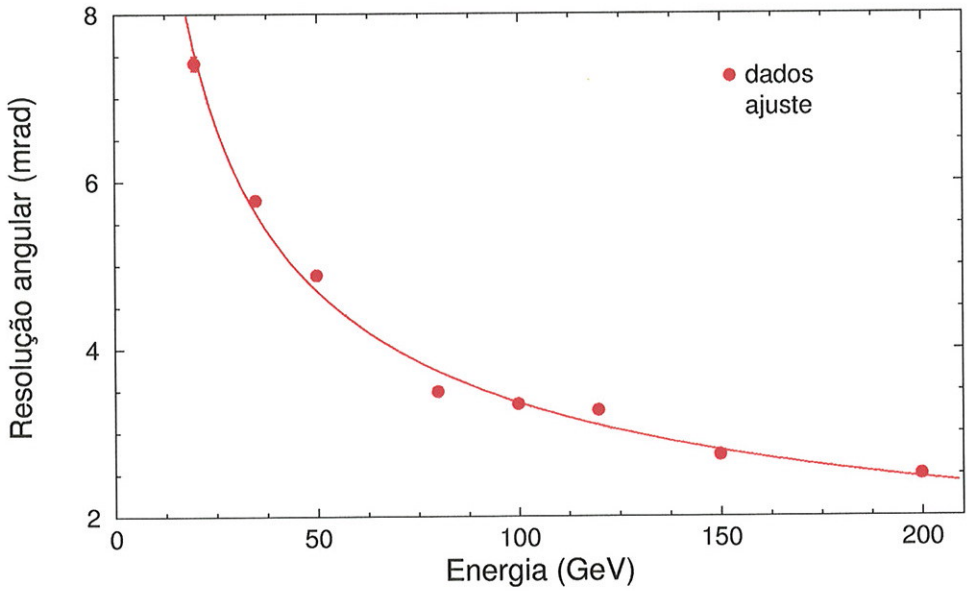


Figura 5.49: Resolução angular do calorímetro em função da energia. A linha contínua representa o ajuste da eq. 5.43 aos dados.

Tabela 5.12: Resolução angular do calorímetro

Termo estocástico $tpos_e$	32.0 ± 0.2
Termo constante $tpos_c$	0.9 ± 0.7
Ruído eletrônico $tpos_r$	44 ± 12

5.4.9 Resposta em tempo

A medida da resposta em tempo (*timing*) é de fundamental importância quando o calorímetro é utilizado em experiências em *colliders*, pois permite a correta associação da energia depositada no calorímetro com o respectivo cruzamento dos feixes que gera o evento.

Como mostra a fig. 4.18, nas medidas de tempo feitas com o calorímetro,

o sinal formatado correspondente à soma analógica da energia total é discriminado (utilizando discriminadores de fração constante [108]) e a diferença de tempo entre o sinal da energia total e o sinal do cintilador S_1 são digitalizados por um conversor tempo-amplitude (TDC). A dispersão da distribuição dessas medidas de tempo caracterizam a resposta em tempo do calorímetro.

A resposta em tempo do calorímetro, quando medida utilizando a soma analógica correspondente à energia total, é afetada pelas diferenças de tempo existentes entre os sinais de todas as torres que formam a soma, devido às pequenas diferenças no comprimento dos cabos e no tempo de propagação dos sinais pelos circuitos de amplificação e formatação. É possível, entretanto, corrigir esse efeito utilizando a informação de tempo e a informação sobre a energia depositada nas torres individuais do calorímetro. A correção [109] consiste em determinar o atraso relativo em cada canal, por regressão linear, partindo do princípio de que o sinal do discriminador é deslocado temporalmente por uma quantidade δ para uma determinada distribuição de amplitude a_i (energia depositada na torre i) e de atrasos t_i nos canais (i) que formam a soma:

$$\delta = \frac{\sum_i a_i t_i}{\sum_i a_i} \tag{5.44}$$

Os valores de t_i são aqueles que minimizam a soma:

$$\sum_{j=1}^{N} \epsilon_j^2 = \sum_{j=1}^{N} (t_j^0 - \delta_j)^2 \tag{5.45}$$

onde N é o número de eventos e t_j^0 a resposta em tempo medida. Da eq. 5.44 :

$$\sum_{j=1}^{N} \epsilon_j^2 = \sum_{j=1}^{N} (t_j^0 - \sum_i \alpha_{ij} t_i)^2 \tag{5.46}$$

onde $\alpha_{ij} = a_i / \sum_i a_i$.

A minimização implica em resolver o sistema

$$\vec{A} - \mathbf{R}\vec{t} = 0 \tag{5.47}$$

onde $A_k = \sum_{j=1}^{N} t_j^0 \alpha_{kj}$

e $R_{ki} = \sum_{j=1}^{N} \alpha_{kj}\alpha_{ij}$

A solução do sistema fornece os valores de t_i, os quais, juntamente com os valores de a_i são utilizados para determinar o valor de δ. A correção é feita evento a evento, subtraindo do tempo medido pelo calorímetro o valor de δ correspondente. Os valores de t_i não dependem da energia, resultado esse esperado, já que t_i depende apenas do tempo de atraso nos cabos e no tempo de propagação dos sinais pela eletrônica.

A fig. 5.50 mostra (para eventos produzidos por elétrons de 120 GeV) a resolução em tempo do calorímetro para os dados sem correção e corrigidos para compensar o atraso diferente entre canais. A resolução em tempo, fornecida pela dispersão da distribuição (obtida pelo ajuste de uma gaussiana) é de (370 $\pm$ 5)ps antes da correção ser aplicada e (290 $\pm$ 4)ps para os dados corrigidos.

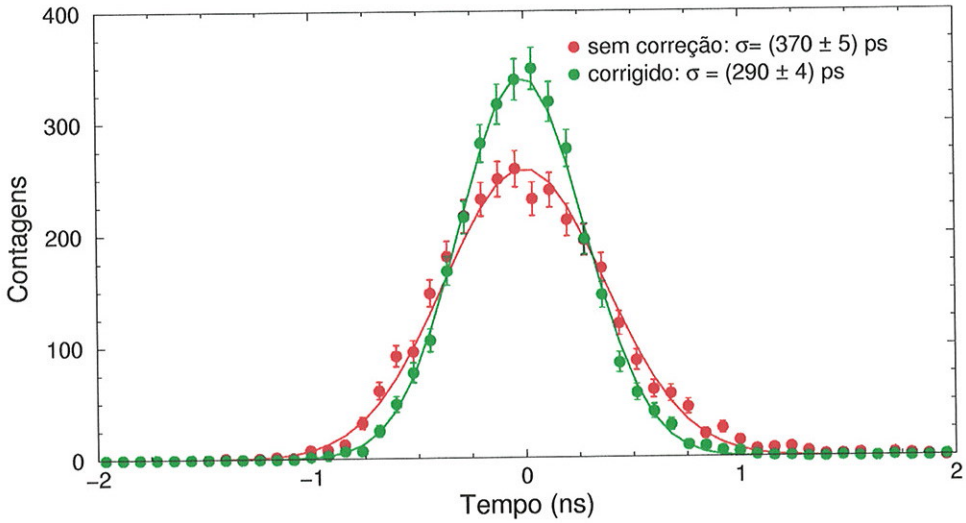


Figura 5.50: Resolução em tempo do calorímetro obtida com feixe de elétrons de 120 GeV, mostrando a resolução antes e após a correção para a diferença no tempo de propagação dos sinais que compõem a soma.

Capítulo 6

Conclusões e comentários

6.1 Os resultados do calorímetro – comparação com simulações

Os resultados obtidos com o calorímetro foram comparados com simulações feitas pela grupo de simulação da colaboração GEM [88] durante a fase do projeto desse calorímetro.

A fig. 6.1 mostra a resolução em energia obtida experimentalmante (somas analógicas e canais individuais) e a resolução obtida através de eventos gerados por cálculos de Monte Carlo. A concordância entre a simulação e as somas analógicas é muito boa, indicando que a simulação, como foi feita, pode ser considerada uma ferramenta confiável na predição de resultados referentes à energia medida por esse calorímetro. A divergência observada entre os dados das somas dos canais individuais e as somas analógicas pode ser explicada pela existência de *crosstalk* entre os sinais. O fato desse efeito ser mais perceptível nas energias mais altas confirma essa observação. O efeito dos *crosstalk* pode ser observado durante a calibração do calorímetro e a causa mais provável é, novamente, os *pick-offs*.

A resolução em posição (fig. 6.2) para a seção frontal e a resolução angular (fig. 6.3) são previstas com razoável precisão pelos cálculos de Monte Carlo, exceto para as configurações de 5 e 7 *strips*, que sofrem o efeito maior do ruído eletrônico (energias mais baixas) e *crosstalk* (energia mais altas) [110, 111, 112].

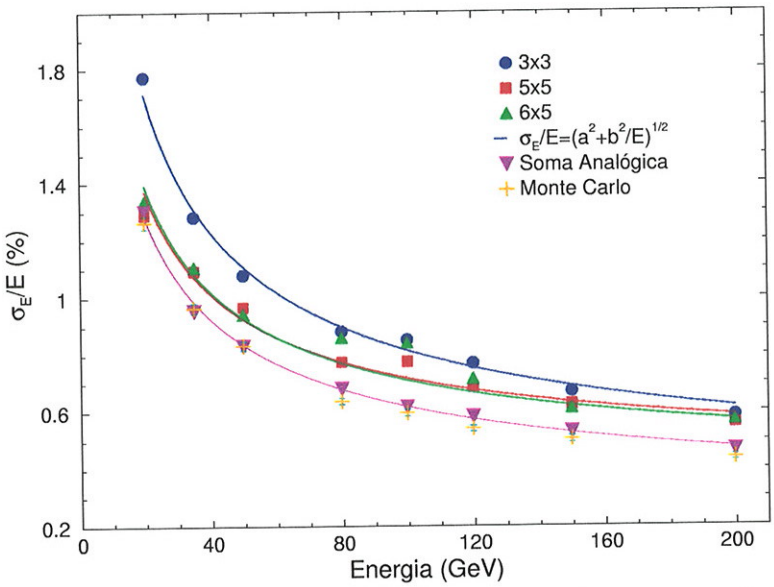


Figura 6.1: Comparação entre a resolução em energia do calorímetro obtida através das somas analógicas, das somas das torres individuais e de eventos gerados por Monte Carlo.

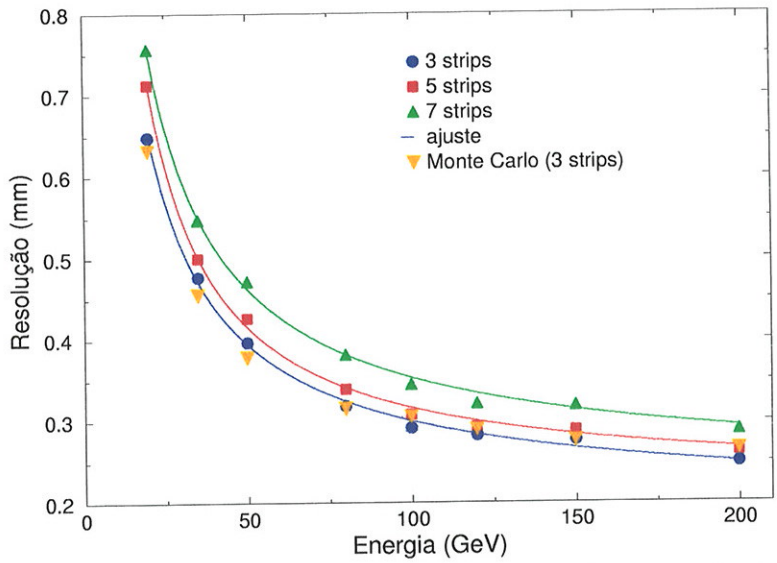


Figura 6.2: Comparação entre a resolução em posição medida na seção frontal do calorímetro e a calculada através de eventos simulados por Monte Carlo.

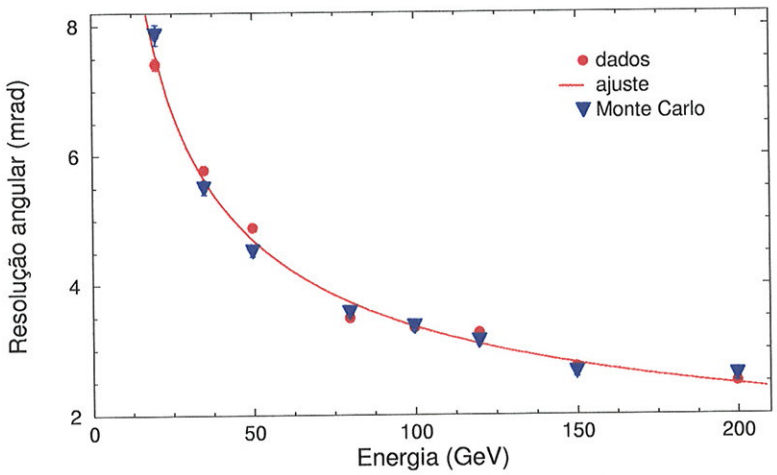


Figura 6.3: Comparação entre a resolução angular medida no calorímetro e a calculada através eventos produzidos por simulações de Monte Carlo.

6.2 Ganho do calorímetro (μA/GeV)

O ganho do calorímetro, ou a corrente produzida por unidade de energia depositada no calorímetro pode ser calculada por (Capítulos 2 e 3, [47, 70, 74]):

$$I_m = \frac{ES_{mip}}{t_d W_i} \frac{Q_e}{Q_\mu} e \tag{6.1}$$

ou

$$\frac{I_m}{E}[\mu\text{A/GeV}] = \frac{S_r}{t_d W} \frac{Q_e}{Q_\mu} e \tag{6.2}$$

onde I_m/E é o chamado ganho do calorímetro, Q_e/Q_μ o fator de supressão, t_d o tempo de arrasto no interior da câmara, W o potencial de ionização do meio ativo, e a carga do elétron e S_r a fração da amostragem. Para este calorímetro (utilizando como referência a fig. 4.6), a fração de amostragem pode ser calculada a partir dos dados da tab. 6.1:

Tabela 6.1: Dimensões envolvidas no cálculo da fração de amostragem

Material	ΔX [cm]	$(dE/dx)_{mip}$ [MeV/cm]	ΔE [MeV]
Chumbo	0.1	11.7	1.17
Aço (Fe)	0.04	10.7	0.428
Cobre	0.012	11.85	0.142
G10	0.016	3.18	0.051
Kapton	0.08	2.58	0.021
Criptônio	0.4	2.96	1.184

A fração da amostragem será então:

$$S_r = \frac{\Delta E\,(Kr)}{\Delta E\,(Kr) + \Delta E\,(Abs)} \tag{6.3}$$

$$S_r = 0.3952 \tag{6.4}$$

Utilizando os valores de $W = 20.5$ pares/eV (tab. 3.1), $t_d = 520$ns ($E = 6$ kV/cm, $d = 2$mm), $Q_e/Q_\mu = 0.83$ (Capítulo 5) e $e = 1.60210^{-19}$ C, a eq. 6.2 fornece:

$$\frac{I_m}{E} = 5.26 \left[\frac{\mu\text{A}}{\text{GeV}}\right] \tag{6.5}$$

Experimentalmente, o ganho pode ser determinado através da calibração e da linearidade do calorímetro. Após a calibração do calorímetro, os canais (que estavam em "unidades" de canais de ADC) passam a ser representados em unidades de DAC. Do mesmo modo, é possível (por intermédio dos dados da fig. 5.37(a)) obter a relação entre a resposta do calorímetro (em unidades de DAC) e a energia (em GeV).

Resta saber qual a corrente correspondente a cada "unidade" de DAC, ou qual a calibração em corrente do DAC. Nas condições de teste do calorímetro, tem-se que:

$$\frac{DAC}{E(\text{GeV})} = 37.182 \pm 0.003 \left[\frac{1}{\text{GeV}}\right] \qquad (3 \times 3) \tag{6.6}$$

$$\frac{DAC}{E(\text{GeV})} = 39.401 \pm 0.003 \left[\frac{1}{\text{GeV}}\right] \qquad (5 \times 5) \tag{6.7}$$

$$\frac{DAC}{E(\text{GeV})} = 39.370 \pm 0.004 \left[\frac{1}{\text{GeV}}\right] \qquad (6 \times 5) \tag{6.8}$$

A corrente correspondente a cada "unidade" de DAC (calibração em corrente do DAC) é medida diretamente na saída para vários valores na saída do DAC, e a relação $I(\mu\text{A})/DAC$ é dada por:

$$\frac{I(\mu\text{A})}{DAC} = 0.1324 \pm 0.002 \ [\mu\text{A}] \tag{6.9}$$

O ganho (em μA/GeV) é obtido pela multiplicação da eq. 6.6 (ou eqs. 6.7 ou 6.8) pela eq. 6.9. Os resultados estão resumidos na tab. 6.2 para as 3 configurações.

Tabela 6.2: Ganho do calorímetro (μA/GeV)

Configuração	Ganho (medido)
3×3	4.92 ± 0.13
5×5	5.21 ± 0.15
6×5	5.21 ± 0.15

A concordância com o valor calculado é excelente para uma configuração 5×5 ou 6×5. O cálculo do ganho do calorímetro permite que a corrente gerada no interior do calorímetro seja conhecida com razoável precisão, o que é fundamental no projeto da eletrônica de processamento dos sinais. A pequena discrepância entre o valor calculado e o valor obtido na configuração 3×3 pode ser atribuída ao fato de o número de torres não ser suficiente para conter toda a cascata (principalmente na seção frontal) o que produz um desvio no coeficiente angular da reta de calibração da energia (fig. 5.37(a)).

6.3 Ruído eletrônico

A tab. 6.3 compara o ruído eletrônico nos canais individuais de cada seção e nas somas utilizadas para a determinação da energia total:

Algumas considerações podem ser feitas em base na tab. 6.3:

1. A menor capacitância das *strips* da seção frontal (C_D^f) propicia um ruído menor em relação às torres da seção intermediária (C_D^i). A

Tabela 6.3: Ruído eletrônico

Configuração	Ruído eletrônico [MeV]
Strip	14
Torre intermediária	22
Torre traseira	22
Soma (3 seções) 3×3	340
Soma (3 seções) 5×5	690
Soma (3 seções) 6×5	810
Soma analógica	120

razão entre o ruído observado na seção frontal (r_f) e o ruído da seção intermediária (r_i) deve ser aproximadamente igual a (eq. 3.10):

$$\frac{r_f}{r_i} \approx \sqrt{\frac{C_D^f}{C_D^i}} \approx 0.6 \tag{6.10}$$

2. O ruído coerente está presente apenas nas somas dos canais individuais, de modo que é possível dizer que a configuração das torres e os circuitos de pré-amplificação e formatação não contribuem de maneira significativa ao ruído coerente (caso contrário o ruído referente à soma analógica seria muito maior que os 120 MeV observados).

3. Quando o ruído é comparado (em magnitude) com o sinal produzido por uma deposição de energia muito pequena no calorímetro– como o sinal de múons (fig. 5.39) – é possível observar que existe uma boa separação entre o ruído eletrônico e o sinal, significando que o ruído de todo o sistema é perfeitamente aceitável.

6.4 Comparação com o argônio líquido

Durante esse trabalho, foram efetuadas medidas de resolução em energia utilizando o calorímetro de argônio líquido da colaboração RD3 [5]. Esse calorímetro utiliza como meio ativo o argônio líquido e os eletrodos e absorvedores empregam uma geometria de acordeom similar à utilizada no calorímetro discutido até o momento.

Os testes do calorímetro de argônio líquido foram feitos com feixes de elétrons de 50, 100, 150 e 200 GeV, utilizando uma seção do calorímetro equipada com pré-amplificadores e sistema de calibração por corrente similares àqueles utilizados no teste do calorímetro de criptônio líquido. A resolução em energia em função da energia dos elétrons é mostrada na fig. 6.4, e a resolução em energia, obtida através do ajuste da eq. 5.23 aos dados é:

$$\frac{\sigma_E}{E} = 11.98/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 3\,10^{-4}\% \tag{6.11}$$

Essa resolução em energia (pior que a observada no calorímetro de criptônio) é devida principalmente a uma menor fração de amostragem (número atômico do meio ativo mais baixo), o que, quando comparado com o criptônio, implica no aumento do termo estocástico da resolução em energia.

6.5 Comentários finais

Dados como a excelente resolução em energia e posição e a ótima linearidade de resposta obtidas com o calorímetro de criptônio ratificam mais uma vez as notáveis características desses instrumentos. O sinal de ionização do criptônio, monitorado pela *alpha-cell* não mostrou nenhum sinal de contaminação do líquido durante todo o tempo em que o calorímetro estava submerso (aproximadamente 3 semanas).

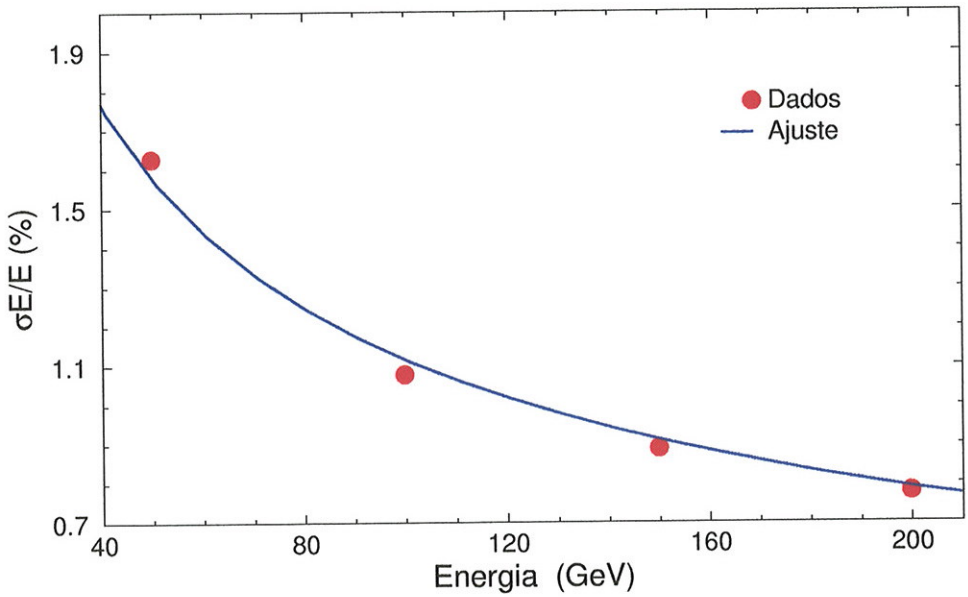


Figura 6.4: Resolução em energia obtida durante testes com calorímetro de argônio líquido do experimento RD3 [86]. Dados para elétrons.

A linearidade obtida com a energia determinada através dos canais individuais do calorímetro mostra que o processo de calibração por corrente permite explorar ao máximo as características do calorímetro. A diferença observada na não-linearidade integral entre as somas analógicas ($\pm 0.3\%$) e as somas dos canais individuais ($[-0.20\%, 0.10\%]$ na configuração 5×5 deve-se unicamente ao fato da calibração feita durante a tomada de dados (equalização dos ganhos dos VGAs) ser menos precisa que a calibração feita durante a análise.

A capacidade de simular completamente um calorímetro de geometria complexa como esse foi atestada pela sua concordância com os resultados experimentais. Em particular, cálculos aparentemente simples como a determinação do ganho do calorímetro apresentam uma excelente concordância com o ganho determinado experimentalmente.

A utilização de argônio ou criptônio como meio ativo depende em grande parte da localização do calorímetro no detector. A colaboração ATLAS decidiu por utilizar o argônio, já que na configuração do detector as vantagens do criptônio (mais caro) não seriam tão bem aproveitadas, parte disso devido à quantidade de material na frente do calorímetro.

Embora na determinação de posição tenha-se utilizado o cálculo pelo centro de gravidade, existem outros métodos de determinação da posição que podem ser utilizados: alguns levam em conta a forma da cascata para determinar a posição de incidência [113, 24], enquanto outros, baseados em redes neurais, permitem conhecer a posição de incidência da partícula sem o efeito do erro sistemático observado no método do centro de gravidade. Os dados do calorímetro hoje disponíveis são perfeitamente adequados para uma análise comparativa entre os métodos de determinação de posição, o que deve ser objeto de novos estudos.

Finalmente, os resultados obtidos nos testes desse calorímetro podem auxiliar na compreensão de vários aspectos do calorímetro eletromagnético da colaboração ATLAS, que utiliza o mesmo tipo de geometria de acordeom e o argônio líquido como meio ativo, e que está em fase inicial de construção.

Bibliografia

[1] Fabjan, C.W., *Calorimetry in High-Energy Physics*, CERN-EP/85-54, CERN (abril 1985).

[2] The ATLAS Collaboration, *Atlas Technical Proposal*, , CERN (dezembro 1994).

[3] Fuglesang, C., *An Accordion Tuned to LHC*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A316**, 14–18 (1992).

[4] Radermacher, E. et al., *Liquid Detectors for Precision Calorimetry*, em *Instrumentation in High Energy Physics* (F. Sauli, editor), volume 9, World Scientific (1993).

[5] RD3 Collaboration, *Performance of a Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with an "Accordion" Geometry*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A309**, 438–449 (1991).

[6] Weber, M.J., *Scintillator Materials for Calorimetry*, em *Proceedings of the Fifth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics* (H.A. Gordon e D. Rueger, editores), World Scientific (1995).

[7] Parsons, J.A., *Design and Performance of an Analog Memory Based Calorimeter Readout*, em *Proceedings of the Fifth International Con-*

ference on Calorimetry in High Energy Physics (H.A. Gordon e D. Rueger, editores), World Scientific (1995).

[8] Cleland, W.E. e Stern, E.G., *Signal Processing for Liquid Ionization Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A338**, 467–473 (1994).

[9] Benary, O. et al., *Liquid Ionization Calorimetry with Time Sampled Signals*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A349**, 367–383 (1994).

[10] Longo, E. e Sestili, I., *Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, Nuclear Instruments and Methods **128**, 283–307 (1975).

[11] Brau, J.E., *Simulation of Hadronic Showers and Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods **A312**, 483–514 (1992).

[12] Cheshire, D.L., *Measurements on the Development of Cascades in a Tungsten-Scintillator Ionization Spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods **126**, 253–262 (1975).

[13] Bock, R.K. et al., *Parametrization of the Longitudinal Development of Hadronic Showers in Sampling Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods **186**, 533–539 (1981).

[14] Hotta, N., *Three-Dimensional Development of Cascade Showers Induced by 50, 100 and 300GeV Electrons*, Physical Review D **22(1)**, 1–12 (julho 1980).

[15] Grindhammer, G. et al., *The Fast Simulation of Electromagnetic and Hadronic Showers*, em *Proceedings of the Workshop on Calorimetry*

for the Super Collider (R. Donaldson e M.G.D. Gilchriese, editores), 151, World Scientific, Teaneck, N.J. (março 1989).

[16] Caso, C et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal (1998).

[17] Tsai, Y.S., *Pair Production and Bremsstrahlung*, Review of Modern Physics **46(4)**, 815–851 (outubro 1974).

[18] Amaldi, U., *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Physica Scripta **23**, 409–424 (novembro 1980).

[19] Rossi, B., *High Energy Particles*, Prentice Hall Inc. (1952).

[20] Fernow, R.C., *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).

[21] Kashiwagi, T. et al., *A 5 inch Si(Li)/Pb Sampling Calorimeter Telescope for Observation of Cosmic Gamma Rays in the GeV Region*, Nuclear Instruments and Methods **A290**, 579–588 (1990).

[22] Yuda, T., *Electron-Induced Cascade Showers in Inhomogeneous Media*, Nuclear Instruments and Methods **73**, 301–312 (1969).

[23] Akopdjanov, G.A. et al., *Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cerenkov Spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods **140**, 441–445 (1977).

[24] Awes, T.C., *A Simple Method of Shower Localization and Identification in Laterally Segmented Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods **A311**, 130–138 (1992).

[25] Bekishev, M.G. e Ivanchenko, V.N., *A Method of Electromagnetic Shower Identification and Measuring of its Position in Segmented Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A361**, 138–148 (1995).

[26] Wigmans, R., *On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters*, CERN-EF 86-18, CERN (setembro 1986).

[27] Fabjan, C.W. et al., *Iron Liquid-Argon and Uranium Liquid-Argon Calorimeters for Hadron Energy Measurement*, Nuclear Instruments and Methods **141**, 61–80 (1977).

[28] Womersley, W.J. et al., *Hadron Showers in a Low-Density Fine-Grained Flash Chamber Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A267**, 49–68 (1988).

[29] Fischer, H.G., *Multiwire Proportional Quantameters*, Nuclear Instruments and Methods **156**, 81–85 (1978).

[30] Anders, B. et al., *On the Calculation of the Energy Loss of Muons in Sampling Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A270**, 140–145 (1988).

[31] Bruckmann, H. et al., *Hadron Sampling Calorimetry, a Puzzle of Physics*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A263**, 136–149 (1988).

[32] Crannel, C.J. et al., *Experimental Determination of Transition Effect in Electromagnetic Cascade Showers*, Physical Review **182(5)**, 1435–1440 (junho 1969).

[33] Crannel, C.J., *Calculation of the Transition Effect in Electromagnetic Cascades for Depths Beyond Shower Maximum*, Physical Review **182(5)**, 1441–1442 (junho 1969).

[34] Flauger, W., *Simulation of the Transition Effect in Liquid Argon Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods **A241**, 72–75 (1985).

[35] Pinkau, K., *Errors in Electromagnetic Cascade Measurements Due to the Transition Effect*, Physical Review **139(6B)**, 1548–1555 (setembro 1965).

[36] Siohan, F. et al., *Transition Effect between Iron and Liquid Scintillator*, Nuclear Instruments and Methods **155**, 75–80 (1978).

[37] Smith, G.S. e Mathieson, E., *Experimental Investigation of Proposed Transition Effect in Particle Ionization Loss*, Nuclear Instruments and Methods **131**, 13–15 (1975).

[38] Stone, S.L. et al., *Characteristics of Electromagnetic Shower Sampling Counters*, Nuclear Instruments and Methods **151**, 387–394 (1978).

[39] Cobb, J.H., *A Large Liquid-Argon Shower Detector for an ISR Experiment*, Nuclear Instruments and Methods **158**, 93–110 (1979).

[40] Diddens, A.N. et al., *A Detector for Neutral-Current Interactions of High Energy Neutrinos*, Nuclear Instruments and Methods **178**, 27–48 (1980).

[41] Kobayashi, M. et al., *Bismuth Germanate Scintillator as a Total Absorption Shower Detector*, Nuclear Instruments and Methods **189**, 629–632 (1981).

[42] Engelmann, R. et al., *Response of a Highly Segmented Extruded Lead Glass Calorimeter to Electrons and Pions between 15 and 45 GeV/c*, Nuclear Instruments and Methods **216**, 45–56 (1983).

[43] Kusumegi, A. et al., *Thallium Formate Heavy Liquid Counter "Helicon" as a Total Absorption Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods **185**, 83–86 (1981).

[44] Chen, H.H. e Lathrop, J.F., *Observation of Ionization Electrons Drifting Large Distances in Liquid Argon*, Nuclear Instruments and Methods **150**, 585–588 (1978).

[45] Willis, W.J. e Radeka, V., *Liquid Argon Ionization Chambers as Total Absorption Detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **120**, 221–236 (1974).

[46] Buchholz, P., *The Na48 Liquid Krypton Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A316**, 1–7 (1992).

[47] Benary, O. et al., *Performance of an Accordion Electromagnetic Calorimeter with Liquid Krypton and Argon*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A344**, 363–377 (1993).

[48] Doke, T., *Fundamental Properties of Liquid Argon, Krypton and Xenon as Radiation Detector Media*, Portugal Physics **12(1-2)**, 9 (1981).

[49] Doke, T., *A Historical View on the R&D for Liquid Rare Gas Detectors*, Nuclear Instruments and Methods **A327**, 113–118 (1993).

[50] Artamonov, A. et al., *Liquid Scintillator Calorimetry for the LHC*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A360**, 240–244 (1995).

[51] Seguinot, J. et al., *Liquid Xenon Scintillation: Photon Yield and Fano Factor Measurements*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A354**, 280–287 (1995).

[52] A., Ceccucci et al., *LKr Calorimetry for the CP Violation Experiment NA48: Recent Test Beam Results*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A360**, 224–227 (1995).

[53] Acosta, D. et al., *Electron, Pion and Multiparticle Detection with a Lead/Scintillating-Fiber Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods **A308**, 481–508 (1991).

[54] Badier, J. et al., *Multi-Bundle Shashlik Calorimeter Prototypes Beam-Test Results*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A354**, 328–337 (1995).

[55] St'avina, P. et al., *Simulation Studies of the Electromagnetic Energy Resolution of Scintillating Fibre Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A364**, 124–132 (1995).

[56] Benary, 0. et al., *An Accordion Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with Absorber in All Electrodes*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A130**, 666–667 (1994).

[57] Aprile, E. et al., *Performance of CsI Photocathodes in Liquid Xe, Kr, and Ar*, Nuclear Instruments and Methods **A338**, 328–335 (1994).

[58] Crawford, H.J. et al., *Ionization and Scintillation Signals Produced by Relativistic La Ions in Liquid Argon*, Nuclear Instruments and Methods **A256**, 47–54 (1987).

[59] Doke, T. et al., *LET Dependence of Scintillation Yields in Liquid Argon*, Nuclear Instruments and Methods **A269**, 291–296 (1988).

[60] Hitachi, A., *Photon-Mediated and Collisional Processes in Liquid Rare Gases*, Nuclear Instruments and Methods **A327**, 11–14 (1993).

[61] Kubota, S. et al., *Dynamical Behavior of Free Electrons in the Recombination Process in Liquid Argon, Krypton and Xenon*, Physical Review B **20(8)**, 3486–3496 (outubro 1979).

[62] Masuda, K. et al., *Measurement of Liquid Xenon Scintillation from Heavy Ions Using a Silicon Photodiode*, Nuclear Instruments and Methods **A309**, 489–496 (1991).

[63] Miyajima, M. et al., *Comments on "Liquid Xenon Ionization and Scintillation Studies for a Totally Active-Vector Electromagnetic Calorimeter"*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A352**, 548–551 (1995).

[64] Aprile, E. et al., *Measurement of Lifetime of Conduction Electrons in Liquid Xenon*, Nuclear Instruments and Methods **A300**, 343–350 (1991).

[65] Aprile, E. et al., *Ionization of Liquid Xenon by* ^{241}*Am and* ^{210}*Po Alpha Particles*, Nuclear Instruments and Methods **A307**, 119–125 (1991).

[66] Aprile, E. et al., *W Value in Liquid Krypton*, Physical Review A **48(2)**, 1313–1318 (agosto 1993).

[67] Aprile, E. et al., *Ionization of Liquid Krypton by Electrons, Gamma Rays and Alpha Particles*, Nuclear Instruments and Methods **A327**, 25–30 (1993).

[68] Aprile, E. et al., *W Value in Liquid Krypton*, Physical Review A **48(2)**, 1313–1318 (agosto 1993).

[69] Aulchenko, V.M. et al., *Liquid Krypton Electromagnetic Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods **A327**, 193–198 (1993).

[70] Radeka, V. e Rescia, S., *Speed and Noise Limits in Ionization Chamber Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A265**, 228–242 (1988).

[71] Hammarlund, N., *The Krypton and Xenon Markets up to the Year 2000*, Nuclear Instruments and Methods **A316**, 83–87 (1992).

[72] Gatti, E. e Radeka, V., *Optimum Filters with Time Width Constraints for Liquid Argon Total-Absorption Detectors*, IEEE Transactions on Nuclear Science **NS-25(1)**, 676–686 (fevereiro 1978).

[73] Radeka, V., *Low-Noise Techniques in Detectors*, Annual Review of Particle Sciences **38**, 217–277 (1988).

[74] Radeka, V., *Ionization EM Calorimetry with Accordion Electrodes and Liquid Krypton or Argon*, BNL-49806, Brookhaven National Laboratory (novembro 1993).

[75] Miyajima, M. et al., *Average Energy Expended per Ion Pair in Liquid Argon*, Physical Review A **9(3)**, 1438–1443 (março 1974).

[76] Shinsaka, K. e Hatano, Y., *Electron-Ion Recombination in Condensed Nonpolar Media*, Nuclear Instruments and Methods **A327**, 7–10 (1993).

[77] Rahm, D.C., *Response of Liquid Argon and Some Additives to Ionizing Radiation and their Use in Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A316**, 67–70 (1992).

[78] Vuillemin, V. et al., *Electron Drift Velocity and Characteristics of Ionization of Alpha and Beta Particles in Liquid Argon Doped with Ethylene for LHC Calorimetry*, Nuclear Instruments and Methods **A316**, 71–82 (1992).

[79] Petroff, P., *A Liquid Argon Calorimeter for LHC*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A316**, 19–28 (1992).

[80] Colas, J. et al., *Calorimetry at the LHC*, em *Large Hadron Collider Workshop*, AAchen (outubro 1990).

[81] Netzer, Y., *The Design of Low-Noise Amplifiers*, IEEE Transactions on Nuclear Science **69(6)**, 728–742 (junho 1981).

[82] Netzer, Y., *Low-Noise Optimization of JFET Input Stage for Capacitive Current Sources*, IEEE Transactions on Nuclear Science **65**, 1068–1069 (julho 1977).

[83] Netzer, Y., *A New Interpretation of Noise Reduction by Matching*, IEEE Transactions on Nuclear Science **62**, 404–406 (janeiro 1974).

[84] Aubert, B. et al., *Liquid Argon Calorimetry with LHC-Performance Specifications*, CERN/DRDC/90-31 DRDC/P5 (agosto 1990).

[85] Aubert, B. et al., *Performance of a Liquid Argon Accordion Calorimeter with Fast Readout*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A321**, 467–478 (1992).

[86] Aubert, B. et al., *Performance of a Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with a Cylindrical Accordion Geometry*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A325**, 116–128 (1993).

[87] RD3 Collaboration, *Performance of a Liquid Argon Preshower Detector Integrated with an Accordion Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A330**, 405–415 (1993).

[88] Lefmann, W.C. et al., *GEM Technical Design Report*, SSCL-SR1219, SSC (1993).

[89] Shupe, M., *Simulation of Various GEM Forward Calorimeter Options Using a Mixture Level Description of the Detector*, GEM TN-92-243, University of Arizona (dezembro 1992).

[90] GEM Collaboration, *EM Calorimeter Meeting - University of New York at Stony Brook*, GEM TN-92-183, Brookhaven National Laboratory (setembro 1992).

[91] Andrieu, B. et al., *Electron/Pion Separation with the H1 LAr Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods **A334**, 492–506 (1994).

[92] Seez, I.W., *An Integrated UV Preshower in the RD3 Liquid Argon Accordion Calorimeter: First Test Beam Results*, em *Proceedings of the Fifth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, World Scientific (1995).

[93] ATLAS LARG Unit, *Liquid Argon Calorimeter – Technical Design Report*, CERN-LHCC-96-41, CERN (dezembro 1996).

[94] Davis, R. A. et al., *Test Beam Results of a Stereo Preshower Integrated in the Liquid Argon Accordion Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A411**, 313–329 (1998).

[95] Bellavia, S., *Absorber Specification for GEM Barrel & End Cap Electromagnetic Calorimeter*, , Brookhaven National Laboratory (maio 1993).

[96] Fabjan, C.W. e Willis, W.J., *Physics Limitations on Calorimetry*, em *Summary of a Contribution presented to the FNAL Workshop on Calorimeters* (M. Atac, editor), CERN (maio 1975).

[97] GEM Collaboration, *GEM Electronics Design Review-SSCL*, GEM TN-93-346, Brookhaven National Laboratory (fevereiro 1993).

[98] Bellavia, S., *Mold Press for GEM Electromagnetic Calorimeter*, , Brookhaven National Laboratory (maio 1993).

[99] Hirayama, H., *Effects of Dead Material to the Electromagnetic Calorimeter and Energy/Resolution Recovery with "Massless Gap"*, Nuclear Instruments and Methods **A302**, 427–433 (1991).

[100] Chase, R.L. et al., *Transmission Line Connections Between Detector and Front End Electronics in Liquid Argon Calorimetry*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A330**, 228–242 (1993).

[101] Bencze, G. et al., *Position and Timing Resolution of the Interpolating Cathode Strip Chambers in a Test Beam*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A357**, 40–54 (1995).

[102] Grachev, V. et al., *Double Track Resolution of Cathode Strip Chambers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A365**, 576–581 (1995).

[103] James, F., *Minuit: Function Minimization and Error Analysis - Reference Manual* (março 1994).

[104] Zolnierowski, Y. et al., *Study of the Response of a Liquid Argon Accordion Hadronic Calorimeter to Muons*, LAPP-EXP-94.xx (julho 1994).

[105] Acosta, D. et al., *Detection of Muons with a Lead/Scintillating-Fiber Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods **A320**, 128–143 (1992).

[106] Ajaltouni, Z. et al., *Response of the ATLAS Tile Calorimeter Prototype to Muons*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A388(64-78)** (1997).

[107] R., Wigmans, *High Resolution Hadron Calorimetry*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A265**, 273–290 (1988).

[108] Turko, B. T. e Smith, R. C., em *Proceedings of the 1991 IEEE Nuclear Science Symposium* (novembro 1991).

[109] Benary, O. et al., *Precision Timing with Liquid Ionization Calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A332**, 78–84 (1993).

[110] Lincoln, D. et al., *On Understanding Crosstalk in the Face of Small, Quantized, Signals Highly Smeared by Poisson Statistics*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A366**, 278–281 (1995).

[111] Richer, J-P e Chase, R.L., *Cross Talk in Multielectrode Particle Detectors*, IEEE Transactions on Nuclear Science **NS-31(1)**, 258–263 (fevereiro 1984).

[112] Bujak, A. et al., *Spatial Resolution and Induction-Crosstalk Effects in the L3 Muon Drift Chambers at LEP2*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A354**, 288–295 (1995).

[113] Lednev, A. A., *Electron Shower Transverse Profile Measurement*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A366**, 292–297 (1995).