



COPPE/UFRJ

DETECÇÃO E RECONSTRUÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS USANDO
CALORIMETRIA DE ALTAS ENERGIAS

Luciano Manhães de Andrade Filho

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Orientador: José Manoel de Seixas

Rio de Janeiro

Março de 2009

DETECÇÃO E RECONSTRUÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS USANDO
CALORIMETRIA DE ALTAS ENERGIAS

Luciano Manhães de Andrade Filho

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE)
DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Aprovada por:

Prof. José Manoel de Seixas, D.Sc.

Prof. Nelson Delfino d'Ávila Mascarenhas, Ph.D.

Prof. Marcia Begalli, Ph.D.

Prof. Luiz Pereira Calôba, Dr.Ing.

Prof. Marcello Luiz Rodrigues de Campos, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

MARÇO DE 2009

Andrade Filho, Luciano Manhães de

Detecção e Reconstrução de Raios Cósmicos Usando Calorimetria de Altas Energias/Luciano Manhães de Andrade Filho. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2009.

XVII, 139 p.: il.; 29, 7cm.

Orientador: José Manoel de Seixas

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Elétrica, 2009.

Referências Bibliográficas: p. 121 – 131.

1. Detector ATLAS.
 2. Calorimetria.
 3. Raios Cósmicos.
 4. Transformada de Hough.
 5. Filtragem Ótima.
 6. Análise de Componentes Principais.
 7. Análise de Componentes Independentes.
 8. Redes Neurais.
- I. Seixas, José Manoel de.
II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III. Título.

Agradecimentos

Agradeço a todos que colaboraram de alguma forma para que este trabalho se concretizasse. À minha esposa Giselle, em especial, por estar sempre ao meu lado, me apoiando e me compreendendo. Giselle, dedico este trabalho a você, meu amor! Ao casal Denis e Paulinha, por nos ajudar em todos os momentos difíceis na Suíça. Também agradeço pelos momentos felizes que eles nos proporcionaram, fazendo-nos sentir um pouco menos peixes fora d'água. Agradeço a todos da colaboração TileCal, sempre confiando no meu trabalho, fazendo-me sentir uma peça importante neste mundo de descobertas extraordinárias, onde a história se faz presente. Um agradecimento especial à minha orientadora no CERN, a Ana, que me *ajudou* a encontrar um ótimo lar para minha família, o que foi de fundamental importância, principalmente depois do nascimento do meu filho Davi. A todos os amigos, brasileiros e estrangeiros, que cruzaram nosso caminho por lá. Podemos dizer que mudamos um pouco a atmosfera do CERN, nas noites de sexta, com nossas rodas de violão: "Hoje tem música brasileira no R1!". A meu orientador Seixas, um obrigado especial pela dedicação. Não é fácil orientar dezenas de alunos, mantendo um alto padrão de qualidade que poucos professores alcançam. Seixas, esta tese é só o começo, você ainda tem muito a me ensinar! Aos alunos geniais que me ajudaram nas análises mais massantes: Thiago, Rodrigo e Andreza. Calma gente, vai chegar a hora de vocês descontarem em outro! Agradeço também ao meu amigo André Asevedo, pela paciência nas explicações de Física e por dividir comigo, por tanto tempo, um *office* um tanto minúsculo, sempre com bom humor. André, obrigado pela companhia! Por fim, agradeço a minha família, em especial meu pai Luciano e minha mãe Juleik, por me apoiarem nesta minha escolha profissional. Pai, mãe, eu realizei um sonho, agora prometo que vou arranjar um emprego!

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

DETECÇÃO E RECONSTRUÇÃO DE RAIOS CÓSMICOS USANDO CALORIMETRIA DE ALTAS ENERGIAS

Luciano Manhães de Andrade Filho

Março/2009

Orientador: José Manoel de Seixas

Programa: Engenharia Elétrica

Este trabalho objetiva à detecção e reconstrução de raios cósmicos a partir da informação segmentada de um calorímetro de altas energias. Em particular, utiliza-se o TileCal, o calorímetro hadrônico do ATLAS, um dos principais experimentos do acelerador de partículas LHC (*Large Hadron Collider*) no CERN, Suíça. A principal motivação para o trabalho de pesquisa no TileCal é possibilitar sua calibração com dados reais antes que o LHC entre em operação. Para isso, adaptamos a Transformada de Hough de forma a localizarmos traços tridimensionais no calorímetro. Devido à baixa relação sinal-ruído do TileCal para as interações com raios cósmicos, técnicas de detecção de sinal em ruído, por filtragem ótima e por classificação neural, foram aplicadas aos sinais temporais dos canais de leitura, de modo a reduzir a contaminação por células de ruído, aumentando a eficiência do algoritmo de detecção de traços. Por fim, a utilização destes algoritmos nos primeiros eventos de circulação de feixe no LHC, em Setembro de 2008, demonstrou que o TileCal encontra-se em ótimas condições para operar nas colisões de prótons, previstas para 2009.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

DETECTION AND RECONSTRUCTION OF COSMIC RAYS USING HIGH ENERGY CALORIMETRY

Luciano Manhães de Andrade Filho

March/2009

Advisor: José Manoel de Seixas

Department: Electrical Engineering

This work aims at detecting and reconstructing cosmic rays using the segmented information of a high energy calorimeter. In particular, we used TileCal, the ATLAS hadronic calorimeter. ATLAS is one of the main LHC (Large Hadron Collider) detectors. The main motivation is to use cosmic rays for evaluating detector calibration uniformity and testing its 10,000 readout channels, before LHC starts the collisions. We adapted the Hough Transform in order to detect tri-dimensional straight lines left in the calorimeter by the cosmic rays. Due to the low signal-to-noise ratio of the TileCal to cosmic ray interactions, optimal filtering and neural classifiers were used to reduce the contamination by noisy cells, increasing the track detection efficiency. We used the developed algorithms in the first LHC single beam events. The good agreement with cosmic ray analysis has shown that TileCal is in perfect condition to operate in collisions as soon LHC becomes fully operational.

Sumário

Lista de Figuras	x
Lista de Abreviaturas	xvi
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objetivos	4
1.3 Metodologia	5
1.4 Organização do documento	7
2 Detecção de raios cósmicos	8
2.1 Histórico	8
2.2 Observação de raios cósmicos	9
2.3 Formação de chuveiros cósmicos	11
2.4 Detectores de raios cósmicos	12
2.5 Raios cósmicos em experimentos de colisão	16
3 O experimento ATLAS	18
3.1 O ambiente de física de altas energias	18
3.2 O acelerador de partículas LHC	21
3.3 O detector ATLAS	22
3.3.1 Detector de trajetórias	23
3.3.2 Calorímetro	24
3.3.3 Detector de múons	29
3.3.4 Sistema de <i>trigger</i>	30

4	Aquisição e visualização de raios cósmicos	33
4.1	Sistema de <i>trigger</i> para RC	33
4.1.1	<i>Trigger</i> local do calorímetro	34
4.1.2	Aquisição com o sistema de <i>trigger</i> do ATLAS	36
4.2	Reconstrução de eventos de RC no TileCal	36
4.3	Comissionamento do calorímetro com RC	38
4.4	Ferramenta de visualização - CaloViewer3D	40
4.4.1	Visão geral	41
4.4.2	Exemplos de aplicação	42
4.4.3	Arquitetura	45
4.4.4	Desempenho	47
5	Detecção de raios cósmicos no TileCal	49
5.1	A Transformada de Hough	49
5.1.1	Transformada de Hough Padrão	50
5.1.2	Transformada de Hough Local	51
5.1.3	Transformada de Hough Adaptativa	52
5.1.4	Transformada de Hough Aleatória	52
5.2	Implementação no TileCal	54
5.2.1	Detecção de um único traço	54
5.2.2	Detecção de múltiplos traços	59
5.3	Detecção de sinal: validação de células	61
5.3.1	O conjunto de desenvolvimento e teste	62
5.3.2	Detecção por corte em energia	67
5.3.3	Detecção por filtragem ótima	68
5.3.4	Detecção por redes neurais	80
5.3.5	Comparação entre os métodos de detecção	82
6	Resultados Experimentais	86
6.1	Reconstrução por TH x <i>Fitting</i> linear	86
6.2	Detecção de sinal: validação de células	90
6.3	Detecção de RC: validação de eventos	93
6.4	Comissionamento do TileCal	97

6.4.1	Deposição de energia por unidade de comprimento	98
6.4.2	Dispersão em $\frac{dE}{dx}$ para $\eta = 0$	99
6.4.3	Estabilidade de ganho em η	100
6.4.4	Medidas de $\frac{dE}{dx}$ a 0°	103
6.4.5	Alinhamento temporal dos canais de leitura	105
6.5	Análises com o sistema de trigger do ATLAS	107
6.5.1	Distribuição espacial de múons	108
6.5.2	Observação de múons em diferentes processos de interação . .	110
6.5.3	Medidas de multiplicidade de múons cósmicos	111
6.5.4	Distribuição angular a grandes profundidades	112
7	Conclusões e Perspectivas	115
7.1	Perspectivas	118
	Referências Bibliográficas	121
	A Publicações	132
	B Sistema de Coordenadas do ATLAS	138

Lista de Figuras

2.1	Fluxo observado de partículas cósmicas em função da energia. Extraído de [1].	10
2.2	Dados experimentais do fluxo de raios cósmicos em função da energia, obtidos com os experimentos AGASA e HiRes. Extraído de [2].	11
2.3	Esquema do sistema de detecção híbrida do Observatório Pierre Auger. Extraído de http://apcauger.in2p3.fr/Public/Presentation (acessado em dezembro de 2008).	13
2.4	Princípio de funcionamento do MARIACHI.	14
3.1	Representação dos elementos constituintes do modelo padrão (fonte: <i>Fermilab Visual Media Services</i>).	20
3.2	Representação do acelerador LHC e seus 4 principais experimentos (extraído de <i>CERN Document Server</i> - 40525).	22
3.3	Visualização do detector ATLAS, destacando os principais sub-detectors (extraído de <i>CERN Document Server</i> - CERN-GE-0803012).	23
3.4	Sistema de calorimetria do ATLAS (extraído de <i>CERN Document Server</i> - CERN-GE-0803015).	25
3.5	Segmentação do Calorímetro Eletromagnético do ATLAS (extraído de [3]).	27
3.6	Visão tri-dimensional de um módulo do TileCal, mostrando as telhas dispostas perpendicularmente à direção do feixe (extraído de [3]).	29
3.7	Segmentação do TileCal (extraído de [3]).	30
3.8	Sistema de <i>trigger</i> do ATLAS. Extraído de [63].	31
4.1	Sistema de <i>trigger</i> local para detecção de RCs no calorímetro do ATLAS.	34

4.2	Esquemas de raios cósmicos projetivos e verticais atravessando o calorímetro.	35
4.3	Interface gráfica do CaloViewer3D, mostrando um típico evento de RC no calorímetro.	41
4.4	RoI de uma colisão de prótons no LHC, resultando em 2 elétrons. . .	43
4.5	Problema no algoritmo de detecção de RoI, identificado com a ferramenta de visualização CaloViewer3D.	43
4.6	Ferramenta de visualização, CaloViewer3D, adaptada para visualização de anéis em torno da célula mais energética de uma RoI. Utilizado para testar um algoritmo de extração de características a ser utilizado no segundo nível de <i>trigger</i>	44
4.7	Visualização de um evento simulado de RC no ATLAS.	45
4.8	Exemplo de problema local, observado com o CaloViewer3D.	45
4.9	Segmentação do calorímetro do ATLAS, construída com o pacote de geometria do ROOT.	46
4.10	Arquitetura do CaloViewer3D.	48
4.11	Teste de desempenho do CaloViewer3D (veja o texto).	48
5.1	Princípio de funcionamento da TH para detecção de uma reta.	51
5.2	Região de interesse, com distância de tolerância δ , em torno de um curva genérica de n parâmetros. Pontos no interior da região são selecionados.	53
5.3	Distribuição do número de células ativadas do TileCal para um total de ~ 280.000 eventos de raios cósmicos (simulação).	55
5.4	Fluxograma de operação do algoritmo de detecção de traço único. . .	57
5.5	Distribuição das distância entre o centro das células e o traço de RC, para eventos de simulação no TileCal.	58
5.6	Erro nos parâmetros estimados por TH em relação aos parâmetros gerados por simulação.	59
5.7	Topologia dos centros das células do TileCal, projetados nos planos XY e ZY.	60

5.8	Eventos de simulação de RC, mostrando a precisão na reconstrução de traços em diferentes regiões do TileCal. Os traços finos e grossos representam trajetórias de múons simulados e reconstruídos, respectivamente.	60
5.9	Fluxograma do algoritmo de detecção de múltiplos traços.	61
5.10	Distribuição de ruído do TileCal.	63
5.11	Esquema para construção do conjunto de sinais.	64
5.12	Pulso típico (sem ruído) do TileCal para sinais de múons, obtido em <i>test beam</i> e normalizado em amplitude.	65
5.13	Distribuição de energia por célula do TileCal, em eventos simulados de RC. Somente são usadas células com energias abaixo de 500 MeV.	66
5.14	Distribuição dos parâmetros de fase para sinais reais no TileCal, ajustados para eventos de RC em células com boa relação sinal-ruído.	67
5.15	Ilustração do processo de construção de um evento de sinal.	68
5.16	Distribuições das energias reconstruídas para os conjuntos de sinal e ruído.	69
5.17	Dependências da probabilidade de detecção (Pd) e da probabilidade de falso alarme (Pf) com o patamar de energia (esquerda). Curva ROC (direita).	70
5.18	Sinal médio do conjunto de desenvolvimento, utilizado no filtro casado por aproximação determinística.	71
5.19	Distribuições dos resultados da aplicação do filtro casado para a aproximação determinística, para sinal e ruído.	71
5.20	Curvas ROC para a detecção por filtro casado na aproximação determinística e por corte em energia.	72
5.21	Resultado da estimação de fdp das amostras para os conjuntos de sinal e ruído.	73
5.22	Diagrama em blocos do método de filtro casado por estimação de fdp	73
5.23	Curvas ROC para o método de filtragem casada por estimação de fdp , para os conjuntos de desenvolvimento e teste.	74
5.24	Matriz de covariância do ruído para o conjunto de desenvolvimento.	74

5.25	Matriz de covariância do ruído depois do processo de branqueamento, para os conjuntos de desenvolvimento e teste.	75
5.26	Estimação de <i>fdp</i> das amostras para os conjuntos de sinal e ruído, após o processo de branqueamento do ruído.	76
5.27	Matriz de covariância do sinal (esquerda) e seus autovalores (direita).	77
5.28	Estimação de <i>fdp</i> das amostras para os conjuntos de sinal e ruído, após o processo de branqueamento do ruído seguido por PCA com base no conjunto de sinal.	78
5.29	Curvas ROC para o método de estimação de <i>fdp</i> , com branqueamento e pré-processamento por PCA.	79
5.30	Estimação de <i>fdp</i> das amostras para os conjuntos de sinal e ruído, após o processo de ICA com base no conjunto de ruído.	80
5.31	Valores das kurtosis das componentes do ruído, antes e depois da aplicação de ICA.	81
5.32	Desempenho dos métodos de filtragem ótima por estimação de <i>fdp</i>	82
5.33	Separação das distribuições de sinal e ruído, dadas pelo método de redes neurais, para diferentes números de neurônios na camada escondida.	82
5.34	Curva ROC para o método de detecção de sinal por redes neurais.	83
5.35	Arquitetura da rede neural utilizada na separação entre células de sinal e ruído.	84
5.36	Resposta da rede neural para os conjuntos de sinal e ruídos.	85
5.37	Desempenho dos métodos de detecção de sinais desenvolvidos.	85
6.1	Comparação da reconstrução por MMQ e por TH em um evento com células de ruído.	87
6.2	Distribuição de energia em uma tomada de dados com poucos canais.	89
6.3	Distribuição de energia em uma tomada de dados com o calorímetro completo.	90
6.4	Exemplo de um RC transpassando a lateral do TileCal. Maior energia é depositada neste tipo de evento.	91
6.5	Curva ROC para os métodos de filtragem casada, com destaque para regiões de baixo <i>Pf</i>	92

6.6	Exemplo de um evento de RC reconstruído utilizando diferentes métodos de validação de células. Um $Pd = 68,3\%$ é utilizado em todos os métodos.	93
6.7	Exemplo de um evento de RC reconstruído utilizando diferentes métodos de validação de células. Um $Pd = 80\%$ é utilizado em todos os métodos.	94
6.8	Distribuição de energia de eventos de RC no TileCal, utilizando corte em energia a 100 MeV.	95
6.9	Distribuição de energia de eventos de RC no TileCal, para o método do filtro casado determinístico, com $Pd = 68,3\%$	96
6.10	Distribuição de energia de eventos de RC no TileCal, para o método do filtro casado com estimação de fdp e $Pd = 68,3\%$	97
6.11	Distribuição de energia de eventos de RC no TileCal, para o método da rede neural e $Pd = 68,3\%$	98
6.12	Curva ROC para detecção de eventos válidos em diferentes métodos de detecção de sinal em células e $Pd = 68,3\%$	99
6.13	Distribuição de energia por unidade de comprimento no TileCal, obtida com dados reais de RC.	100
6.14	Distribuição de energia por unidade de comprimento no TileCal para múons perpendiculares ao eixo z	101
6.15	Distribuição de energia em função de $ \eta $ para eventos de RC projetivos.	102
6.16	Distribuição do comprimento do traço em função de $ \eta $ para eventos de RC projetivos.	103
6.17	Energia e comprimento do traço de RC em função de $ \eta $, para eventos projetivos no TileCal.	104
6.18	Deposição de energia por unidade de comprimento em função de $ \eta $, para eventos projetivos no TileCal.	105
6.19	Exemplo de um evento com <i>halo</i> múons provenientes da circulação de feixe no LHC, vistos pelo TileCal e detectados com TH.	106
6.20	Deposição de energia por unidade de comprimento para eventos de <i>halo</i> múons no TileCal.	107

6.21	Medida de alinhamento temporal usando reconstrução de traços em eventos de <i>halo</i> múons.	108
6.22	Distribuição espacial de traços no plano $Y = 0$, para eventos detectados com o sistema de <i>trigger</i> do ATLAS.	109
6.23	Evento com múltiplos múons, demonstrando diferentes regiões, com diferentes densidades de células envolvidas.	110
6.24	Distribuição de energia depositada por RC no TileCal, para os sistemas de <i>trigger</i> do ATLAS e individual do calorímetro.	111
6.25	Distribuição do número de múons por evento, detectados com o método da TH para traços múltiplos.	112
6.26	Eventos de RC com alta multiplicidade de múons. Esquerda: um evento com 8 múons é reconstruído com boa precisão. Direita: devido ao grande número de células ativadas, os traços reconstruídos não são confiáveis.	113
6.27	Distribuição angular de RC em relação ao ângulo ϕ , computada com eventos reconstruídos no TileCal.	114
7.1	Ajuste fino que pode ser aplicado na reconstrução de raios cósmicos, caso o calorímetro eletromagnético seja incluído nos algoritmos de Transformada de Hough.	120
B.1	O sistema de coordenadas do ATLAS.	139

Lista de Abreviaturas

ADC	Analogic to Digital Converter, p. 64
ALICE	A Large Ion Collider Experiment at CERN LHC, p. 21
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS, p. 21
BNL	Brokhaven National Laboratory, p. 14
CERN	Centro Europeu para Pesquisa Nuclear, p. 2
CMS	Compact Muon Solenoid, p. 21
CSC	Cathode Strip Chamber, p. 30
DESY	Deutsches Elektronen-SYnchrotron, p. 17
DSP	Digital Signal Processor, p. 70
EAS	Extensive Air Shower, p. 11
Fermilab	Fermi national accelerator laboratory, p. 2
GUI	Graphical User Interface, p. 40
ICA	Independent Component Analysis, p. 77
LHC	Large Hadron Collider, p. 3
MDT	Monitored Drift Tube, p. 30
MMQ	Método dos Mínimos Quadrados, p. 87
MPV	Most Probable Value, p. 88
OO	Orientado a Objeto, p. 45

PCA	Principal Component Analysis, p. 73
PMT	Photo Multiplier Tube, p. 28
Pd	Probabilidade de detecção, p. 67
Pf	Probabilidade de falso alarme, p. 67
RC	Raio Cósmico, p. 8
RHT	Randomized Hough Transform, p. 52
RN	Rede Neural, p. 80
ROB	Read Out Buffer, p. 32
ROC	Receiver Operating Characteristic, p. 67
ROD	Read Out Driver, p. 29
RoI	Region of Interest, p. 32
THA	Transformada de Hough Adaptativa, p. 52
THL	Transformada de Hough Local, p. 51
THP	Transformada de Hough Padrão, p. 50
TH	Transformada de Hough, p. 49
TileCal	Tile hadronic Calorimeter, p. 27
ToF	Time of Flight, p. 107
UHECR	Ultra High Energy Cosmic Rays, p. 9
VHE	Very High Energy, p. 9
VHF	Very High Frequency, p. 14
<i>f_{dp}</i>	Função Densidade de Probabilidade, p. 68

Capítulo 1

Introdução

A área de instrumentação científica produz tecnologia que tipicamente acaba sendo absorvida por diversas áreas do conhecimento, como na produção de equipamentos industriais, aplicações médicas, produtos de bens de consumo, entre outros. Dependendo da aplicação, pode-se adquirir uma grande quantidade de canais, e o processamento da informação pode-se dar de forma distribuída. Alguns sistemas trabalham com elevada faixa dinâmica combinada com alta velocidade, o que torna o projeto ainda mais sofisticado.

Os desafios tecnológicos exigem o desenvolvimento de técnicas inovadoras, rompendo barreiras, não somente na produção de circuitos complexos, mas também nas técnicas de processamento e na filtragem da informação de interesse. A filtragem pode ser essencial para reduzir a quantidade de processamento (aumentando a velocidade de execução) e para diminuir o volume de informação armazenada. Algumas vezes, a informação relevante encontra-se emaranhada com uma quantidade significativa de ruído, tornando difícil a detecção dos sinais de interesse. O caráter estocástico dos sinais tipicamente gerados aumenta a dificuldade de detecção desta informação.

1.1 Motivação

O ambiente de física experimental de altas energias constitui um complexo exemplo de aplicação de processamento de sinais e imagens, provenientes de detectores que interagem com as partículas que se deseja detectar. Esta área se caracteriza por

impor enormes desafios científicos e tecnológicos no desenvolvimento dos seus experimentos e detectores. Neste meio, tipicamente, se projetam gigantescos sistemas de detecção com milhões de canais de leitura que devem operar simultaneamente a uma alta taxa de eventos. A quantidade de dados gerada e o crescente interesse por eventos raros exigem o projeto de um sistema sofisticado de filtragem *online* para reter somente os eventos que possam ser mensageiros da física de interesse, os quais são analisados *offline*. Para isso, é necessário o desenvolvimento de modernos sistemas de controle, rompendo barreiras também na área de processamento de sinais.

Laboratórios de pesquisa em física de altas energias, como o Centro Europeu para a Pesquisa Nuclear (CERN, Genebra, Suíça), vem colaborando com avanços significativos em ciência e tecnologia. Nestes laboratórios, são construídos modernos aparatos para detecção e estudo de partículas elementares, geradas por interações entre partículas subatômicas com altas energias. As interações podem ser feitas de forma controlada, em gigantescos instrumentos, chamados de colisionadores de partículas (física de altas energias), ou podem-se aproveitar de interações que ocorrem na atmosfera, quando raios cósmicos viajam em direção a Terra (física de ultra altas energias). No primeiro caso, os detectores são geometricamente projetados em torno de um ponto de colisão. O objetivo destes detectores de altas energias é comprovar a existência de partículas e fenômenos físicos previstos pela teoria, bem como gerar um ambiente favorável à identificação de física nova. Estes detectores são encontrados em experimentos dos aceleradores de partículas, como aqueles localizados no CERN e no Fermilab.

Em física de ultra altas energias, devido à escassez dos eventos de maior interesse, como aqueles gerados por raios cósmicos de energia superior a 10^{20} eV (1 evento por km^2 por século), os detectores devem cobrir uma vasta área, o que os tornam projetos extremamente complexos e caros. O objetivo dos experimentos de ultra altas energias é formular um modelo teórico capaz de explicar tais mecanismos de aceleração e identificar a localização, no universo, de possíveis fontes responsáveis por gerar partículas de tão elevados níveis de energia.

Embora não sejam originalmente projetados para tal, detectores de experimentos com colisão de partículas podem ser usados também para a detecção de raios

cósmicos. Partículas provenientes de chuueiros cósmicos que atingem a superfície interagem com o material do detector, deixando rastros em detectores de trajetórias e depositando parte de sua energia em calorímetros de altas energias - detectores especificamente projetados pra medir a energia das partículas incidentes. Devido à alta segmentação e à ampla faixa dinâmica dos calorímetros de última geração, é possível detectar e reconstruir traços de raios cósmicos neste tipo de detector, abrindo um novo campo de pesquisa no estudo de raios cósmicos.

Durante a construção e instalação dos calorímetros de altas energias, minuciosos procedimentos devem ser executados para testar, sincronizar e calibrar os seus milhares de canais de leitura. Esta etapa de testes, conhecida como comissionamento¹, pode, então, fazer uso de raios cósmicos para verificar a resposta dos detectores a eventos reais, antes que as colisões no acelerador efetivamente aconteçam. O comissionamento com raios cósmicos é uma prática que vem sendo empregada nos modernos detectores de partículas e traz diversos benefícios na verificação e calibração de parâmetros do detector, como, por exemplo, a identificação de canais defeituosos, medida de estabilidade e homogeneidade espacial de ganho e, também, alinhamento temporal dos canais de leitura. Nesta etapa, é também essencial uma boa ferramenta de visualização de eventos no detector. A inspeção visual de dados reconstruídos constitui um método intuitivo na detecção de problemas em potencial e na verificação dos algoritmos de reconstrução desenvolvidos.

Por fim, técnicas que proporcionem a reconstrução de raios cósmicos em detectores de partículas são úteis, também, durante a operação nominal destes com eventos de colisão no acelerador. Raios cósmicos representam uma importante fonte de ruído para as colisões de partículas e devem ser devidamente identificados e removidos, no processo de reconstrução *offline*, dos eventos de colisão de interesse, para uma correta interpretação do fenômeno físico que se almeja detectar no experimento.

¹Do inglês *commissioning*. A palavra *comissionamento* será usada durante este texto como termo em português para *commissioning*.

1.2 Objetivos

Considerado o mais complexo aparato experimental já construído para o estudo de física de altas energias, o acelerador de partículas LHC (*Large Hadron Collider*) está localizado na fronteira Suíça-França. As suas primeiras colisões estão previstas para 2009. O ATLAS, o maior detector de partículas do LHC, vem sendo testado com raios cósmicos desde 2006. Dentre os sub-detectores do ATLAS, o calorímetro hadrônico é o responsável por medir a energia de partículas que interagem de forma hadrônica. Além de cobrir uma elevada faixa dinâmica, este calorímetro apresenta uma segmentação relativamente fina, com mais de 10.000 canais de leitura. A informação de energia depositada é extraída dos sinais temporais provenientes de cada elemento de detecção (célula).

A tarefa de testar e calibrar todos os canais de leitura deste calorímetro constitui um desafio particular. Dentre as técnicas de comissionamento, destaca-se o teste do calorímetro utilizando raios cósmicos. O comissionamento com raios cósmicos é um dos testes mais completos feitos com o calorímetro antes que ele entre verdadeiramente em operação. Com este teste, pode-se avaliar toda a cadeia de detecção. Assim, a eletrônica do detector e os algoritmos de aquisição são testados com dados reais. A ocasião é propícia também para estudo de raios cósmicos de altas energias por si próprios. Graças à reconstrução, com boa precisão, dos traços deixados por raios cósmicos e a medidas de deposição de energia realizadas durante esta etapa de testes, pode-se estudar fenômenos como, por exemplo, distribuição angular e relação fluxo-energia a grandes profundidades.

O objetivo principal da calorimetria é medir, com alta resolução e ao longo de uma larga faixa dinâmica, a energia das partículas de interação, independentemente da região e do ângulo de incidência das mesmas. A medida de uniformidade de resposta é fundamental para atestar o correto funcionamento do calorímetro, de modo a adquirir confiabilidade na sua utilização com eventos de colisão no acelerador. Para isto, detecção e reconstrução de traços de raios cósmicos são de grande utilidade, pois permitem medir a taxa de deposição de energia por unidade de comprimento para diferentes ângulos de incidência das partículas.

Para uma medida correta da energia depositada em cada célula do calorímetro, é necessário um perfeito alinhamento dos sinais temporais das mesmas com

o sistema de *trigger*, de forma que o pico do sinal se encontre sempre em uma posição bem definida. Porém, devido à complexidade da eletrônica de *front-end* e dos diferentes comprimentos de cabos, os tempos de resposta de cada canal não são iguais e as posições temporais dos picos do sinal digitalizado em diferentes células encontram-se com defasagens de até dezenas de nanosegundos. Para solucionar este problema, a eletrônica de digitalização foi projetada de forma a permitir um ajuste de fase independente por canal. Tal ajuste é feito por *software*, carregando um banco de dados com os respectivos retardos nos registradores específicos em *hardware*. O método padrão de calibração temporal utiliza pulsos de laser que excitam simultaneamente todos os canais de leitura, permitindo um ajuste de fase através de medidas precisas de posição de pico, feitas por um algoritmo *offline*.

É possível também medir a fase entre digitalizadores a partir de medidas de tempo de voo com raios cósmicos. A partir das amostras digitalizadas, pode-se determinar a posição do pico dos sinais resultantes de cada célula. Sabendo-se a trajetória do múon e considerando que o mesmo viaja à velocidade da luz, pode-se ajustar a fase dos digitalizadores. Desta forma, com uma boa estatística de eventos, pode-se obter o desvio temporal relativo entre canais de leitura e realizar análises de validação dos parâmetros, ajustados com pulsos de laser, utilizando dados reais.

1.3 Metodologia

No calorímetro hadrônico do ATLAS, a deposição média de energia de múons, provenientes de raios cósmicos, é muito pequena, quando comparada à energia das partículas provenientes da colisão de prótons no acelerador, para as quais este calorímetro foi projetado. Desta forma, os sinais das células do calorímetro apresentam baixa relação sinal-ruído para interações com raios cósmicos, dificultando a detecção e a reconstrução destes. Portanto, são necessárias técnicas de detecção de traços em ambientes altamente ruidosos. Dentre as técnicas mais difundidas neste campo, encontra-se a Transformada de Hough. Esta técnica consiste em mapear pontos do espaço de dados em um espaço de parâmetros. A região de interseção de várias destas curvas no espaço de parâmetros está associada aos parâmetros das curvas detectadas no espaço de dados original. Uma outra vantagem desta técnica é a pos-

sibilidade de se detectar múltiplos traços em um mesmo evento, através da seleção de regiões de interseções de curvas no espaço de parâmetros. Desta forma, é possível detectar quando mais de uma partícula proveniente de um chuveiro cósmico intercepta o detector.

Para aumentar a eficiência de detecção, diminuindo a contaminação por células de ruído, foi utilizada a filtragem casada, que busca maximizar a relação sinal-ruído a partir do conhecimento prévio das características estocásticas dos sinais e do sinal de ruído da cadeia eletrônica de leitura do detector. Graças à redução da contaminação por células de ruído, proporcionada por estas técnicas, a detecção e reconstrução de raios cósmicos, usando Transformada de Hough, é executada com grande eficiência. Para aumentar ainda mais esta eficiência, é possível usar técnicas estocásticas que destaquem a estatística relevante dos dados antes da aplicação do filtro casado.

Existem diversas técnicas estatísticas que, além de destacar as informações mais relevantes para o processamento de interesse, reduzem a dimensão original dos dados. Entre estas técnicas, pode-se citar a Análise de Componentes Principais (PCA - *Principal Component Analysis*). A PCA projeta o processo estocástico original sobre uma nova base ortogonal, realçando as direções de máxima variância do processo. Desta forma, com um número reduzido de variáveis, pode-se representar uma grande parcela da variância (energia do processo).

Uma outra técnica que vem ganhando popularidade na extração de características de processos estocásticos consiste em separar as diversas fontes independentes, cuja mistura gera os sinais observados. Esta técnica, conhecida como Análise de Componentes Independentes (ICA - *Independent Component Analysis*), apoia-se no teorema do limite central, que indica que o sinal proveniente da mistura de variáveis aleatórias não-gaussianas tende a ser mais gaussiano do que as variáveis originais. Desta forma, ICA procura maximizar a não-gaussianidade das componentes, obtendo, assim, os sinais originais.

Além dos métodos de filtragem casada para detecção de sinais em células, foram usadas ferramentas de classificação e reconhecimento de padrões baseadas em técnicas computacionais que apresentam um modelo inspirado na estrutura neural de organismos inteligentes. Estas técnicas são conhecidas como Redes Neurais Artificiais. A vantagem deste método é que se consegue obter um separador não-linear

para classificação dos dados.

A adaptação da Transformada de Hough para detecção de traços em calorímetros representa, ao nosso conhecimento, uma aplicação sem precedentes. As análises feitas neste trabalho permitiram realizar medidas de calibração do calorímetro hadrônico do ATLAS com raios cósmicos, bem como demonstrar que os parâmetros dos calorímetro satisfazem as especificações de projeto. Além disso, estas técnicas foram utilizadas também nos primeiros eventos de circulação de feixe no LHC. As análises feitas nesta etapa mostraram uma perfeita correlação com as obtidas com raios cósmicos, demonstrando que este calorímetro encontra-se em perfeitas condições para seu funcionamento com colisões de prótons em alta luminosidade.

1.4 Organização do documento

Este texto é organizado como se segue. O Capítulo 2 apresenta uma introdução ao estudo de raios cósmicos, sua importância e principais métodos de detecção utilizados. O Capítulo 3 mostra o detector de partículas ATLAS. Uma maior ênfase é dada na descrição do calorímetro deste detector, onde a sua geometria e sua segmentação são apresentados em maiores detalhes. O Capítulo 4 descreve o processo de detecção de raios cósmicos no ATLAS. As adaptações no sistema de *trigger* e nos algoritmos de reconstrução de eventos são apresentadas. Este capítulo se encerra com a apresentação de uma ferramenta de visualização de eventos que se mostrou essencial nesta fase de comissionamento com raios cósmicos, o CaloViewer3D. O Capítulo 5 apresenta as técnicas de detecção e reconstrução de traços por Transformada de Hough. São apresentados os dois algoritmos desenvolvidos: o de detecção de um único traço, para teste individual do calorímetro, e o de detecção de múltiplos traços, para utilização com o sistema de *trigger* do ATLAS. É apresentada, ainda, a implementação dos algoritmos de filtragem ótima e rede neural para detecção de sinais de ruído em células do calorímetro. O Capítulo 6 apresenta as principais análises que foram realizadas com a utilização dos algoritmos desenvolvidos nesta pesquisa. O Capítulo 7 encerra a tese com as conclusões gerais sobre o trabalho realizado, apresentando também propostas para possíveis extensões do trabalho.

Capítulo 2

Detecção de raios cósmicos

Este capítulo apresenta um breve histórico sobre o descobrimento dos Raios Cósmicos (RC) e mostra o ambiente de física de ultra altas energias. Depois, é apresentado o fenômeno de criação de chuviros cósmicos na atmosfera e os principais mecanismos de detecção dos mesmos. Por fim, são citados alguns dos mais modernos detectores de raios cósmicos e a utilização destas técnicas em ambientes de colisão controlada (aceleradores de partículas).

2.1 Histórico

No ano de 1900, foi observado, pela primeira vez, que um eletroscópio sofria uma descarga gradual, mesmo quando se encontrava completamente isolado. Este era um fenômeno não compreensível na época. Até então, acreditava-se que um eletroscópio, carregado e isolado, só deveria se descarregar pela interação com fontes de raios α , β e γ [4]. Inicialmente, o fenômeno foi atribuído à radioatividade proveniente do solo. Em 1906, Richardson [5] relacionou ao Sol a descarga do eletroscópio, porém, o fato de esse fenômeno ocorrer sem nenhum vínculo com a hora do dia descartou tal conjectura.

Em 1909, três hipóteses fundamentais para o fenômeno de descarga gradual do eletroscópio foram propostas por Kürz [4]. A primeira hipótese mencionava que os raios seriam provenientes do solo. A outra suposição afirmava que os raios seriam provenientes da atmosfera. A última hipótese aceitava o fato de que os raios seriam provenientes de regiões além da atmosfera da Terra. Um grande avanço para a

solução do impasse veio em 1910, com a iniciativa de Gockel [6] de instalar um eletroscópio em um balão, e observar que a descarga ocorria mais rapidamente a grandes alturas do que na superfície, tornando obsoleta a primeira hipótese proposta por Kùrtz. O final do dilema veio no ano de 1912 com Victor Hess [7], que obteve dados confirmando a terceira suposição de Kùrtz, após lançar um balão à altura de 5,2 km (altura superior à atingida pelo balão de Gockel).

Em 1925, Millikan e seus colaboradores usaram pela primeira vez a expressão *Raios Còsmicos* para se referir aos raios estudados [8]. Os raios còsmicos foram por um longo tempo a única fonte de partículas de altas energias, até a chegada dos aceleradores de partículas nos anos 50.

2.2 Observação de raios còsmicos

Os raios còsmicos chegam à atmosfera a uma taxa de aproximadamente 1000 eventos/m²/s para os níveis de energia mais baixos [9]. Estas partículas podem apresentar grandes flutuações no que diz respeito ao valor de sua energia, podendo variar da ordem de 10⁵ eV a 10²⁰ eV [10], sendo que o fluxo diminui com a energia da partícula. Note-se que, para os valores de energia em torno de 10²⁰ eV, sua frequência se reduz a uma partícula/km²/sécuro. São formados principalmente por prótons (correspondem aproximadamente a 90%), elétrons e outras partículas que viajam com velocidades próximas à da luz [9].

A Figura 2.1 mostra o fluxo de partículas còsmicas observado experimentalmente em função da energia. Nota-se, nesta figura, a região denominada de *joelho* (entre 10¹⁵ eV e 10¹⁶ eV) e, em torno de 10¹⁹ eV, a região denominada *tornozelo*. Os raios còsmicos com energia entre estas regiões são classificados como VHE (*Very High Energy*), enquanto que os raios còsmicos de energia superior a 10¹⁹ eV são chamados de UHECR (*Ultra High Energy Cosmic Rays*) [11].

Este espectro de fluxo em função da energia segue aproximadamente uma lei de potência, com exceção de discrepâncias na região de baixas energias (explicável, se consideramos que partículas de energia baixa são completamente absorvidas na alta atmosfera) e nas regiões denominadas *joelho* e *tornozelo*. A mudança de inclinação desta curva, entre estas duas regiões, conhecido como efeito GZK, foi explicada em

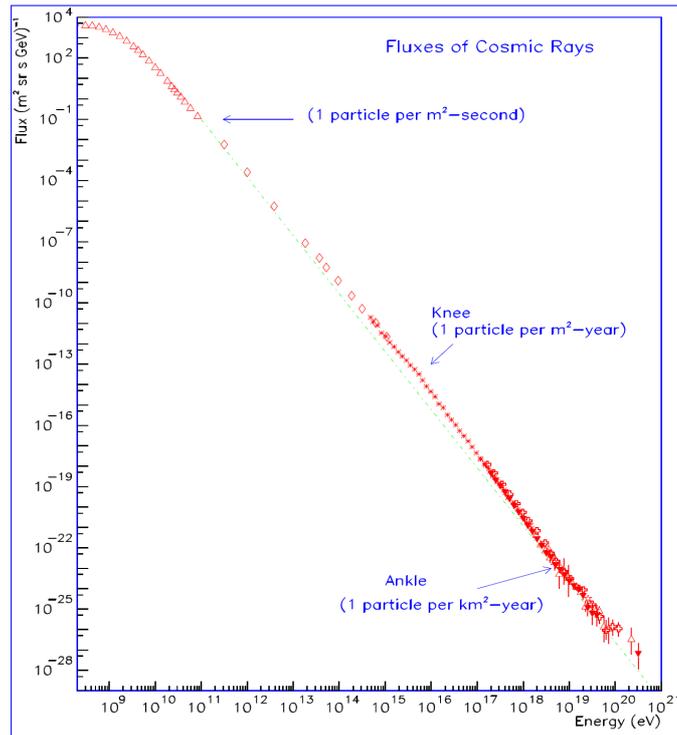


Figura 2.1: Fluxo observado de partículas cósmicas em função da energia. Extraído de [1].

1966 por Kenneth Greisen, Georgi Zatsepin e Vadim Kuzmin e está relacionada com a absorção de prótons de altas energias pela radiação cósmica de fundo [12].

Modernos experimentos de detecção de raios cósmicos, como o AGASA [13] e HiRes [14] mostraram contradições em seus resultados, com respeito ao fluxo medido na região de *tornozelo*, como mostrado na Figura 2.2. As curvas sólidas e pontilhadas, apresentadas nesta figura, são baseadas em diferentes modelos teóricos [2]. Os dados obtidos com o experimento HiRes estão consistentes com o modelo GZK esperado para o caso de fontes uniformemente e continuamente distribuídas. Porém, em AGASA, um fluxo maior de eventos com energia acima de 8×10^{19} eV foi observado. Detectores de raios cósmicos atuais, como o observatório Pierre Auger [1], tem como principal objetivo obter dados mais precisos para raios cósmicos de energia acima da região do *tornozelo*.

Em agosto de 2008, a colaboração do observatório Pierre Auger publicou os resultados de medidas de fluxo de raios cósmicos utilizando seus ~ 20.000 eventos detectados com energia acima de $2,5 \times 10^{18}$ eV [15]. Neste artigo, é mostrado que, assim como previsto pelo efeito GZK, o fluxo é fortemente suprimido para RC com

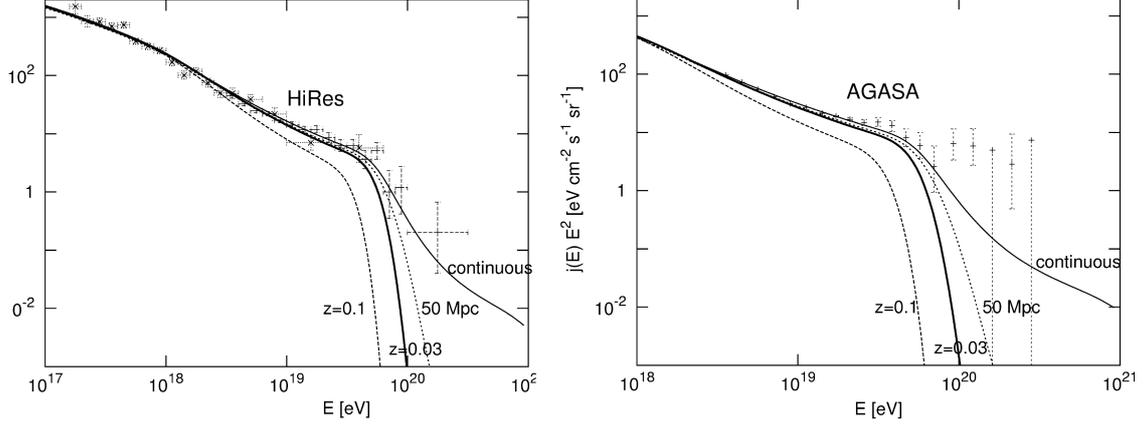


Figura 2.2: Dados experimentais do fluxo de raios c3smicos em funao da energia, obtidos com os experimentos AGASA e HiRes. Extraído de [2].

energia acima de 4×10^{19} eV. Por3m, um corte ainda mais abrupto que o previsto pelo experimento HiRes foi verificado, sugerindo que modelos representando uma anisotropia de fontes de RC ultra energ3ticos s3o mais adequados.

2.3 Formaao de chuveiros c3smicos

Quando uma partícula c3smica de alta energia interage com a atmosfera, ela gera uma cascata de partícula secundárias que se propaga sob forma semelhante a um chuveiro. Por isto a cascata 3 chamada de Chuveiro A3reo Extenso (EAS - *Extensive Air Shower*). Para os casos mais comuns e de maior penetraao, onde as partícula primárias que se chocam com a atmosfera s3o n3cleos, os EAS apresentam basicamente tr3s componentes: hadr3nica, eletromagn3tica e mu3nica [16].

Cada interaao de um n3cleon com a atmosfera pode gerar p3ions neutros ou carregados (π^+ , π^- ou π^0) com igual probabilidade. Gradualmente, v3o sendo gerados n3cleons na atmosfera, e, assim, se forma a cascata hadr3nica. Devido 3 natureza das interaoes nucleares e ao fato dos h3drons serem mais pesados que as partícula da cascata eletromagn3tica, h3 pouca dispers3o das partícula secundárias hadr3nicas relativamente 3 direao de incid3ncia da partícula primária. Por isto as partícula da cascata hadr3nica s3o localizadas praticamente no eixo central do chuveiro.

P3ions neutros (π^0) decaem principalmente em f3tons, mas tamb3m em el3trons

e pósitrons com pequena probabilidade. Cada par $e^+ e^-$ pode gerar fótons (que se propagam em direções opostas, conservando o momento linear total) por aniquilação ($e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$), de modo que predominam fótons no decaimento dos π^0 . Fótons por sua vez interagem na atmosfera gerando pares $e^+ e^-$. As partículas do par geram fótons pelo processo de *Bremsstrahlung*, e estes novamente geram pares. Este processo forma a cascata eletromagnética.

Píons carregados também interagem, gerando π^+ , π^- e π^0 . Portanto, por um lado, alimentam a cascata originada pelos π^0 , por outro lado, terminam rapidamente decaindo em múons (μ). Estes últimos, por apresentarem alto grau de penetração na atmosfera, são os mais abundantes na superfície da Terra. Ressalta-se que os múons decaem em elétrons (em um intervalo de tempo da ordem de 2 microssegundos), mas, sendo altamente relativísticos, seu tempo próprio é muito maior que o tempo de decaimento e, assim, finalmente, propagam-se por tempo bastante para atingir a superfície terrestre. Os chuveciros podem ser observados e constituem, portanto, objeto de interesse fundamental no estudo da radiação cósmica. A observação dos EAS fornece os dados que se podem analisar no estudo destes fenômenos.

2.4 Detectores de raios cósmicos

A detecção dos raios cósmicos, assim como de qualquer partícula elementar, é obtida através das suas interações com o meio detector. Ao longo de quase cem anos, vários tipos de detectores foram utilizados para o estudo de raios cósmicos. Podem-se dividir tais detectores em duas categorias genéricas: os eletrônicos e os visuais [17].

Os detectores eletrônicos são utilizados para medir as características do fluxo de radiação cósmica através da análise dos sinais provocados por sua passagem no meio detector. Nesta categoria estão incluídos os contadores Geiger-Müller, as câmaras de ionização, os contadores proporcionais, os cintiladores, os contadores Cherenkov, etc.

Os detectores visuais são utilizados para obtenção de figuras das trajetórias produzidas pelos raios cósmicos. Os destaques desta categoria são as câmaras de nuvens, as câmaras de bolhas e as emulsões nucleares, com as quais muitas partículas nucleares foram identificadas.

Atualmente, os detetores de raios cósmicos estão principalmente voltados para o estudo dos raios cósmicos ultra-energéticos, onde um dos propósitos é resolver o impasse entre valores experimentais de fluxo de raios cósmicos com energia superior a 8×10^{19} eV, encontrados por experimentos anteriores como o AGASA e o HiRes. Dentre estes experimentos, o de maior destaque nesta área é o Observatório Pierre Auger, localizado na Argentina [1]. O fato de os raios cósmicos de energia superior a 10^{19} eV apresentarem fluxo muito baixo, implica na necessidade de construção de um sistema de detecção gigantesco, cobrindo área da ordem de 3.000 km^2 , proporcionando assim maior probabilidade de observar tais eventos [18]. O sistema de detecção empregado neste experimento é chamado *híbrido*, pois nele são adotadas duas técnicas independentes. Uma delas é um conjunto de detectores Cherenkov [19], distribuídos sobre uma superfície plana (detectores de superfície), que realizam amostragens de EAS, permitindo a estimativa da distribuição lateral de partículas. A outra é baseada em telescópios de fluorescência (detectores de fluorescência), que observam a luz de fluorescência produzida na atmosfera pelos EAS [20]. Esta última é particularmente importante para a estimativa da distribuição longitudinal de partículas. As duas técnicas estão ilustradas na Figura 2.3.

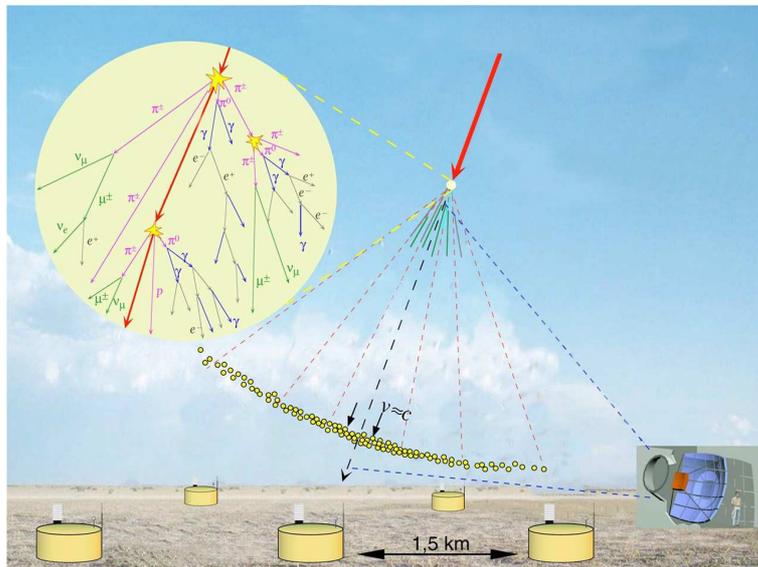


Figura 2.3: Esquema do sistema de detecção híbrida do Observatório Pierre Auger. Extraído de <http://apcauger.in2p3.fr/Public/Presentation> (acessado em dezembro de 2008).

Um outro método inovador na detecção de raios cósmicos é baseado na reflexão

de ondas eletromagnéticas, devido à ionização do gás atmosférico por chuveis cósmicos. Este método, ainda em estudo e desenvolvimento, vem sendo testado no *Brookhaven National Laboratory* (BNL), nos Estados Unidos. O princípio de funcionamento deste detector, denominado de MARIACHI (*Mixed Apparatus for Radio Investigation of Atmospheric Cosmic Rays of High Ionization*) [21], pode ser visto na Figura 2.4. Partículas carregadas de um chuveiro cósmico ionizam moléculas de gás da atmosfera. Os elétrons no gás ionizado refletem ondas eletromagnéticas de uma antena transmissora distante. Se uma antena receptora captar estas ondas eletromagnéticas é porque houve uma reflexão, o que indiretamente leva à detecção de um chuveiro cósmico. Devido ao método utilizado, pode-se detectar, a grandes distâncias, não apenas raios cósmicos, mas qualquer fenômeno físico capaz de refletir ondas eletromagnéticas na atmosfera, como, por exemplo, meteoros e relâmpagos. Eventualmente, podem-se usar detectores de superfície, como cintiladores, para calibração do sistema de detecção.

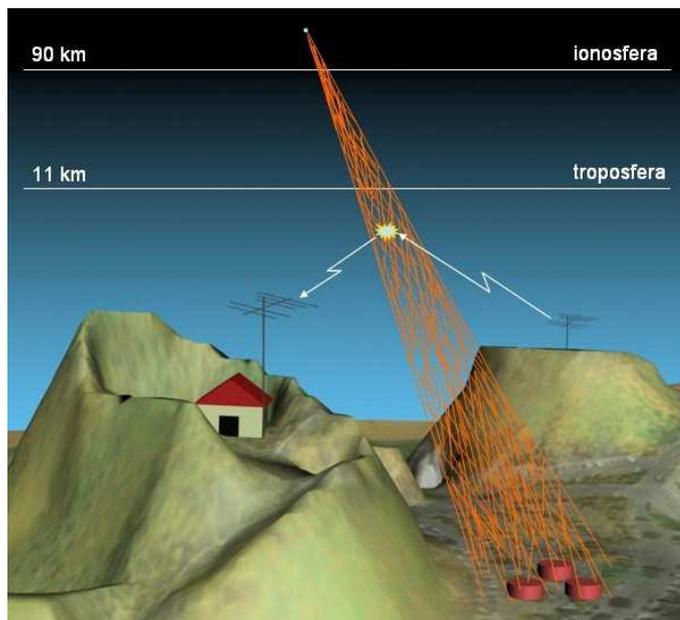


Figura 2.4: Princípio de funcionamento do MARIACHI.

O espalhamento frontal (*forward scattering*) de ondas de rádio por nuvens de gases ionizados é um fenômeno físico bem estabelecido e descrito pelas leis do eletromagnetismo clássico [22]. Devem-se utilizar estações transmissoras de ondas VHF (*Very High Frequency*), na faixa entre 30 e 300 MHz, situadas a uma grande distância da estação receptora. Assim, o sinal direto da transmissora não é detectado pela

receptora, pois esta encontra-se abaixo do horizonte e, também, não há reflexão pela ionosfera nesta faixa de frequência. Para que haja reflexão de ondas VHF, é necessário que a densidade eletrônica do meio ionizado seja maior que um limiar que depende da frequência dessas ondas.

O sinal detectado pelo receptor é característico do objeto espalhador e da onda incidente. Objetos metálicos, como por exemplo aviões, refletem as ondas por um tempo muito longo, da ordem de alguns minutos. As características das ondas refletidas dependem da trajetória e da velocidade do avião, bem como da sua seção reta. Meteoros, ao penetrarem na atmosfera, criam caudas ionizadas que duram de 0,1 a 60 segundos ou até mais [23]. Isso ocorre em altitudes entre 80 km a 120 km [24]. Os relâmpagos, ou descargas elétricas entre as nuvens e a terra, produzem colunas ionizadas de 3 a 5 km de comprimento com uma duração média de 0,5 segundos [25]. Os relâmpagos também geram ondas eletromagnéticas com frequência predominantemente na faixa de centenas de kHz [26]. Outros fenômenos mais raros, como nuvens ionizadas formadas por raios cósmicos de baixa energia, refletem ondas eletromagnéticas a 100 km de altitude. Os raios cósmicos de altíssimas energias ($E > 10^{18}$ eV) produzem colunas ionizadas com uma densidade eletrônica alta o suficiente para refletir ondas eletromagnéticas [27]. Essas colunas, que duram de 20 a 50 μ s [28], estendem-se até 15 km e sua ionização é máxima entre 3 e 5 km de altitude.

Desta forma, enquanto a abordagem usual para observação de raios cósmicos de alta energia, como a do observatório Pierre Auger, exige a cobertura de extensas áreas (da ordem de 100 Km^2) em uma superfície plana e elevada, uma única antena de rádio pode cobrir diretamente a mesma área no céu. Esta nova metodologia é, portanto, muito promissora, e gerou, rapidamente, uma série de investimentos científicos em vários países. Porém, ainda é necessário estudos mais aprofundados no sentido de haver um maior entendimento dos fenômenos envolvidos.

Há ainda problemas inerentes à baixa relação sinal-ruído desta técnica para eventos de raios cósmicos [27]. Contribuições relacionadas às técnicas de detecção de sinal desenvolvidas neste trabalho, para a detecção de raios cósmicos no calorímetro hadrônico do ATLAS, foram primeiramente empregadas na detecção de eventos candidatos a raios cósmicos no MARIACHI. Os trabalhos publicados neste sentido são

expostos no Apêndice A, junto com as publicações referentes aos trabalhos desenvolvidos no ATLAS.

2.5 Raios cósmicos em experimentos de colisão

Além das questões mais intrigantes, tais como a origem e os processos de aceleração de partículas de energia acima de 10^{20} eV, há outras questões a serem estudadas envolvendo raios cósmicos de energias mais baixas, como, por exemplo, a explicação para a região do *joelho* no espectro de energia e medidas de fluxo de raios cósmicos em períodos de tempestades solares [29]. Detectores que sejam capazes de realizar amostragens de EAS são, portanto, fundamentais para estas investigações.

Em experimentos de colisão de partículas em ambientes controlados, chamados de aceleradores de partículas, são construídos gigantescos detectores em torno do ponto de colisão. Embora tais detectores tenham objetivos distintos, que não a detecção de raios cósmicos, podem, com alguma adaptação, ser usados para este fim. As características de fina granularidade e grande faixa dinâmica de energia, permitem que tais experimentos detectem trajetórias e energias de múons cósmicos com ótima precisão, de modo que importantes resultados em estudo de raios cósmicos podem ser obtidos. Espera-se uma grande contribuição, por parte de modernos detectores de partículas, como o ATLAS [3], por exemplo, na investigação de fenômenos referentes à física de astro-partículas [30].

A geração anterior de detectores de partículas, utilizada com o acelerador *Large Electron Positron collider* (LEP) [31], construído na década de 80 no CERN, realizou diversas medidas relacionadas a estudos de raios cósmicos. Vários resultados foram obtidos por Cosmo-ALEPH [32], DELPHI [33] e L3+C [34], onde maior ênfase foi dada na análise do espectro de momento do múon [35]. Porém, outros estudos importantes, como análise de eventos com múltiplos muons [36] [37], busca por fontes de raios cósmicos, dependência angular, etc, demonstram a variedade de estudos de raios cósmicos em experimentos de colisão. Detalhes sobre estes e outros estudos, nos experimentos do LEP, podem ser vistos em [38].

Outra utilidade na detecção de raios cósmicos em aceleradores é o seu emprego em rotinas de teste e calibração. Raios cósmicos são fontes naturais de radiação

com alto poder de penetração. O processo de interação de diferentes partes dos detectores com raios cósmicos pode ser simulado e comparado com aquisições reais. Tal procedimento pode ser usado para testar se o detector está funcionando como esperado. A identificação de canais defeituosos e o alinhamento de diferentes partes do detector também podem ser feitos com raios cósmicos. Desta forma, o uso de raios cósmicos para teste de detectores vem sendo feito extensivamente.

O sistema de calorimetria do detector ZEUS [39], um dos detectores do colisionador HERA [40], localizado no *DESY*, em Hamburg, Alemanha, realizou extensivos testes com raios cósmicos. Tais testes, publicados em 1992 [41], mostram minuciosas análises feitas de forma a medir e calibrar importantes parâmetros do calorímetro deste detector, mais especificamente os 32 módulos da parte do barril (*Barrel Calorimeter* - BCAL [42]). Este procedimento foi utilizado para calibrar a resposta do BCAL a partículas que produzem ionização mínima (múons, no caso), para um mapeamento espacial de homogeneidade e para determinar o número de fotoelétrons produzidos por estas partículas (medida de ganho das PMT). O BCAL, porém, utilizou detectores externos para detecção e reconstrução das trajetórias dos múons cósmicos. O disparo do *trigger* era dado por cintiladores, localizados na parte superior e inferior do calorímetro e os traços eram reconstruídos com 6 camadas de *drift tubes*, onde os tubos eram agrupados em diferentes orientações de forma a determinar as regiões de incidência do múon.

Neste trabalho, foram desenvolvidas técnicas que permitiram a detecção e reconstrução de raios cósmicos no calorímetro hadrônico do ATLAS, um dos detectores do acelerador LHC, localizado no CERN, na Suíça. Os algoritmos desenvolvidos usam a própria informação segmentada do calorímetro para reconstrução das trajetórias dos múons, tornando o mesmo um sistema independente para detecção de raios cósmicos. O Experimento ATLAS é descrito em maiores detalhes no próximo capítulo.

Capítulo 3

O experimento ATLAS

É apresentado, neste capítulo, o ambiente de Física de Altas Energias, o acelerador de partículas LHC (*Large Hadron Collider*) e o detector ATLAS. Maior ênfase é dada no sistema de calorimetria deste detector, com uma descrição detalhada de sua geometria e segmentação.

3.1 O ambiente de física de altas energias

A década de 1930 foi marcada por uma revolução na compreensão da estrutura da matéria. Até então, acreditava-se que os prótons, nêutrons e elétrons eram os blocos básicos de toda a matéria existente. Nesta época, porém, algumas questões, envolvendo a estrutura dos núcleos dos átomos, como, por exemplo, sua estabilidade e fenômenos relacionados a decaimentos radioativos, continuavam sem resposta. Era necessário, portanto, desenvolver ferramentas que pudessem investigar o núcleo do átomo e as interações dos nêutrons e prótons que o formam. Surgiram, então, os colisionadores de partículas. Nestes equipamentos, partículas subatômicas são aceleradas e postas em trajetória de colisão, resultando em partículas ainda mais elementares. O colisionador de partículas [43] é uma ferramenta que permite aos físicos a observação de estruturas muito pequenas, através da produção de partículas com alto momento transversal e, conseqüentemente, comprimento de onda curto. O comprimento de onda (λ) associado é inversamente proporcional ao momento da partícula (p), através da relação $\lambda = h/p$, onde h é a constante de Planck.

Quanto maior a energia das partículas, ou seja, quanto maior a aceleração apli-

cada a estas, maior a eficiência na produção de partículas elementares. Devido à alta energia aplicada a estas partículas, esta área da física é conhecida como física de altas energias. Nos experimentos mais modernos, grandes detectores multi-camadas são posicionados ao redor do ponto de colisão. Cada camada do detector tem uma função específica na determinação da trajetória e na identificação de cada uma das muitas partículas que podem ser produzidas em uma única colisão. Através da pesquisa em Física de Altas Energias, vários tipos de partículas similares aos prótons e nêutrons (chamadas bárions), e uma nova família de partículas chamadas mésons, foi descoberta. No início da década de 60, uma centena de tipos de partículas havia sido identificada, e os físicos ainda não tinham uma compreensão completa das forças fundamentais [44]. Neste cenário, em 1964, os físicos Murray Gell-Mann e George Zweig, independentemente, lançaram a idéia de que os nêutrons e prótons, e todas as novas partículas descobertas, poderiam ser explicadas por um conjunto ainda menor de tipos de partículas. Gell-Mann os chamou então de quarks [45]. Eles podiam explicar todos os bárions e mésons observados com somente três tipos de quarks (agora chamados de *up*, *down* e *strange*) e seus antiquarks. O lado revolucionário da idéia era que eles tinham que designar aos quarks cargas elétricas de $2/3$ e $-1/3$, em unidades da carga do próton. E estas cargas nunca haviam sido observadas.

Após aproximadamente trinta anos de pesquisa, e vários experimentos, a idéia do quark foi confirmada. Isto, agora, é parte do chamado Modelo Padrão das Partículas Fundamentais e das Interações [45], esquematizado na Figura 3.1. Novas descobertas mostraram que existem seis tipos de quarks, chamados *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* e *top*, em ordem crescente de massa. Além disso, existem seis tipos de partículas, incluindo o elétron, chamadas léptons. O Modelo Padrão abrange as interações forte, fraca e eletromagnética dos quarks e léptons, explicando a coesão do núcleo e os decaimentos.

O Modelo Padrão responde a muitas questões sobre a estrutura e a estabilidade da matéria com seus seis tipos de quarks, seis tipos de léptons, e três tipos de forças. Apesar disso, algumas perguntas ainda estão sem resposta: por que existem três tipos de quarks e léptons para cada carga? Existe alguma explicação para sua massa? Existem mais tipos de partículas e forças a serem descobertas por aceleradores de energia ainda maiores? Os quarks e os léptons são realmente fundamentais, ou eles

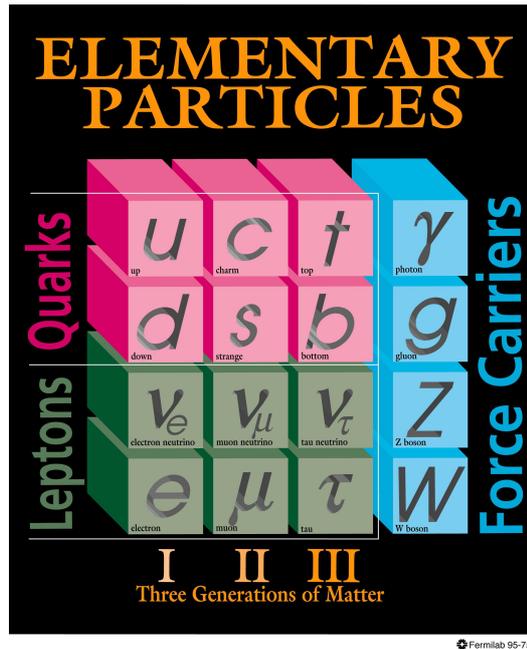


Figura 3.1: Representação dos elementos constituintes do modelo padrão (fonte: *Fermilab Visual Media Services*).

apresentam alguma subestrutura? As interações gravitacionais podem ser incluídas? Quais partículas formam a matéria escura no universo? Todas estas questões levam os físicos a projetar e construir novos aceleradores ainda nos dias de hoje, procurando promover colisões com energias ainda maiores. Estes novos aceleradores, assim como os novos experimentos, são desenvolvidos principalmente em grandes laboratórios ao redor do mundo, como o CERN [46], Fermilab [47], DESY [48] e KEK [49].

O CERN é o maior centro de pesquisas em física de partículas no mundo. Fundado no ano de 1954 em Genebra, Suíça, o CERN foi uma das primeiras organizações internacionais baseada em um sistema de parceria entre vários países (20 estados membros). O objetivo primário do laboratório é estudar e explorar duas questões fundamentais da física: a composição da matéria e as forças que mantêm a matéria unida. Para alcançar este objetivo, dezenas de estudos e experimentos são realizados no laboratório, havendo destaque para os aceleradores de partículas, nos quais dois feixes de partículas são acelerados no interior de um anel, em sentidos contrários. Este dois feixes colidem em pontos centrais de grandes detectores, e desta colisão resultam partículas subatômicas que são emitidas em várias direções. As partículas são detectadas e gravadas pelos detectores e respectivos sistemas de aquisição, e suas

características são estudadas posteriormente por pesquisadores de todo o mundo. O CERN funciona num contexto de colaboração internacional, sendo que, atualmente, cerca de 50 países estão oficialmente envolvidos nos experimentos em desenvolvimento no laboratório.

3.2 O acelerador de partículas LHC

O LHC (*Large Hadron Collider*) [50], no CERN, é o maior acelerador de partículas já construído e entrou em operação no dia 10 de setembro de 2008, obtendo sucesso na primeira circulação de feixes. O LHC irá acelerar dois feixes de prótons em sentidos contrários e, entre outros objetivos, tentará encontrar a única partícula prevista pelo modelo padrão e ainda não detectada, o bóson de Higgs, que é responsável pela geração de massa das partículas. O LHC irá atingir uma energia, no centro de massa do feixe, de 14 TeV, utilizando um anel circular com 27,4 Km de circunferência, localizado a 100 m de profundidade do solo (ver Figura 3.2). Esta será a maior energia já alcançada por um acelerador deste tipo. O feixe de partículas do LHC será formado por 3.564 pacotes de prótons, espaçados de 25 ns centro a centro. Portanto, os pacotes irão colidir a uma taxa constante de 40 MHz no ponto central dos detectores. Os quatro experimentos (detectores) mais importantes do LHC (ATLAS, CMS, ALICE e LHCb) irão implementar sistemas síncronos de aquisição para operar com eventos na taxa de 40 MHz. Estes experimentos são:

1. **CMS** (*Compact Muon Solenoid* [51])

Experimento de propósito geral para estudo do bóson de Higgs, de partículas supersimétricas e de física de íons pesados.

2. **ATLAS** (*A Toroidal LHC ApparatuS* [3])

Também é um experimento de propósito geral que armazenará colisões próton-próton no LHC. Foi otimizado para ter o máximo alcance possível da física proposta pelo LHC.

3. **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment* [52])

O ALICE é o único experimento do LHC inteiramente dedicado à física de

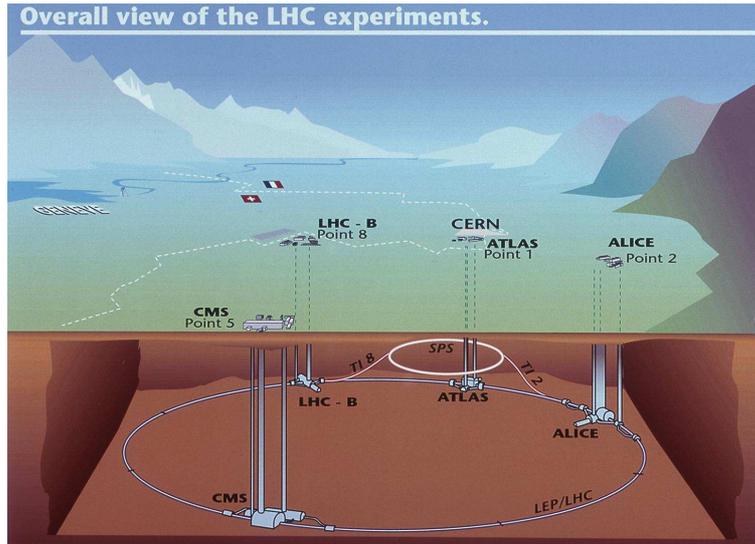


Figura 3.2: Representação do acelerador LHC e seus 4 principais experimentos (extraído de *CERN Document Server* - 40525).

colisões nucleares. Seu principal objetivo é estabelecer e estudar a formação do plasma de quarks e glúons.

4. **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty experiment for precision measurements of CP-violation and rare decays* [53])

É um experimento dedicado ao estudo de violação de CP e outros fenômenos raros, oriundos do decaimento do méson- B .

O presente trabalho está relacionado com o experimento ATLAS, que é descrito com maiores detalhes a seguir.

3.3 O detector ATLAS

O ATLAS é um experimento de propósito geral para detecção de colisões próton-próton no LHC. A colaboração no experimento ATLAS envolve 34 países, 150 universidades e laboratórios, com cerca de 2.000 físicos e engenheiros, sendo que 700 de estados não-membros. O projeto do detector foi otimizado para estudar a maior quantidade possível de fenômenos físicos passíveis de serem gerados em colisões no LHC. Entre os assuntos que serão investigados, podemos citar: existência do bóson de Higgs, explicação para os mecanismos espontâneos de quebra de simetria, procura

por partículas super-simétricas, novos bósons de Gauge e leptoquarks. O detector tem formato cilíndrico e foi projetado para cobrir um ângulo sólido próximo a 4π , ao redor da região de colisão das partículas. Além dos Magnetos, que auxiliam na medida de momento das partículas carregadas, três sub-detectores básicos compõem o ATLAS (em ordem do mais interno para o mais externo): o detector de trajetórias, os calorímetros eletromagnético e hadrônico e o detector de múon, como ilustra a Figura 3.3. Em dimensões totais, o ATLAS possui diâmetro de 22 metros, comprimento de 42 metros e peso igual a 7.000 toneladas.

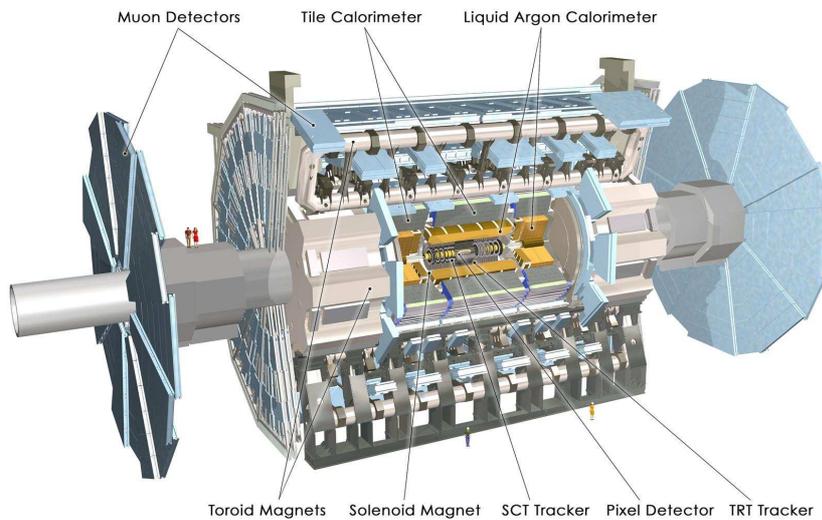


Figura 3.3: Visualização do detector ATLAS, destacando os principais sub-detectores (extraído de *CERN Document Server* - CERN-GE-0803012).

3.3.1 Detector de trajetórias

O detector de trajetórias, ou Detector Interno (*Inner Detector*) [54] circunda a região de interação das partículas. Este detector tem como objetivo a medida do momento e posição do vértice das partículas. Uma grande densidade de traços é esperada nesse detector, devido ao considerável número de partículas que será produzido no LHC (cerca de 1.000 a cada 25 ns). Portanto, para que medidas precisas sejam feitas, são necessários detectores de traço de fina granularidade. Detectores de semicondutores em conjunto com detectores de radiação de transição (TRT - *Transition Radiation Tracker*) preenchem esse requerimento.

Os detectores de semicondutores usam tecnologia de pixel e silício e cobrem

uma região de $\eta < 2,5$ em coordenadas do ATLAS (ver Apêndice B). O detector de pixel deve fornecer medidas de alta precisão o mais próximo possível do ponto de interação. O detector contém 61 m^2 de detectores de silício, com 6,3 milhões de canais de leitura e uma resolução espacial de $16 \text{ }\mu\text{m}$ em $R\phi$ e $580 \text{ }\mu\text{m}$ em z , permitindo que traços sejam distinguíveis se separados por não menos que $200 \text{ }\mu\text{m}$.

O detector TRT foi idealizado para o reconhecimento de partículas. Cada tubo é preenchido com uma mistura gasosa composta de xenônio, dióxido de carbono e oxigênio. O espaço entre os tubos é preenchido com material, para que as partículas relativísticas criem a chamada radiação de transição (fótons), que ocorre quando há uma mudança no meio de propagação. Os fótons liberados neste processo reagem com o xenônio, produzindo os sinais elétricos. Tais sinais exibem diferentes amplitudes, dependendo se a partícula de interação for um elétron ou um pión, permitindo a identificação destas partículas.

3.3.2 Calorímetro

Em física de altas energias, o calorímetro mede a energia das partículas nele incidentes. Ao entrarem no calorímetro, estas iniciam um chuveiro de partículas [55]. Neste processo, a energia é depositada, coletada e medida. Tipicamente, calorímetros são transversalmente segmentados para obter informação da direção das partículas, bem como da energia depositada. Uma segmentação longitudinal também pode ser feita, para obter informação da identidade da partícula, baseada na forma do chuveiro que ela produz.

Dentre as razões pelas quais os calorímetros emergiram como detectores-chave em praticamente todos os experimentos em física de partículas, citamos:

1. Calorímetros podem ser sensíveis tanto a partículas neutras quanto a carregadas.
2. Devido a diferenças na forma de deposição de energia, a identificação de partículas pode ser feita com alta eficiência.
3. Para conter o desenvolvimento de cascatas dos objetos a serem medidos, a profundidade dos calorímetros aumenta logaritmicamente com a energia, o que permite o projeto de detetores mais compactos.

4. Podem ser segmentados, o que permite tanto medida da energia quanto de trajetória das partículas.
5. Resposta rápida (menor que 50 ns) pode ser atingida, o que é importante num ambiente com alta taxa de eventos.
6. A informação de energia pode ser usada para filtrar eventos interessantes com alta seletividade.

O sistema de calorimetria do ATLAS, mostrado na Figura 3.4, é composto por dois tipos de calorímetros, Eletromagnético (EM) e Hadrônico. O calorímetro EM absorve energia de partículas que interagem de forma eletromagnética (elétrons e fótons) permitindo medidas de alta precisão, tanto em energia, quanto em posição. O calorímetro hadrônico absorve energia de partículas que interagem através da interação forte (principalmente hádrons neutros). Os dois calorímetros do ATLAS são descritos, em maiores detalhes, a seguir.

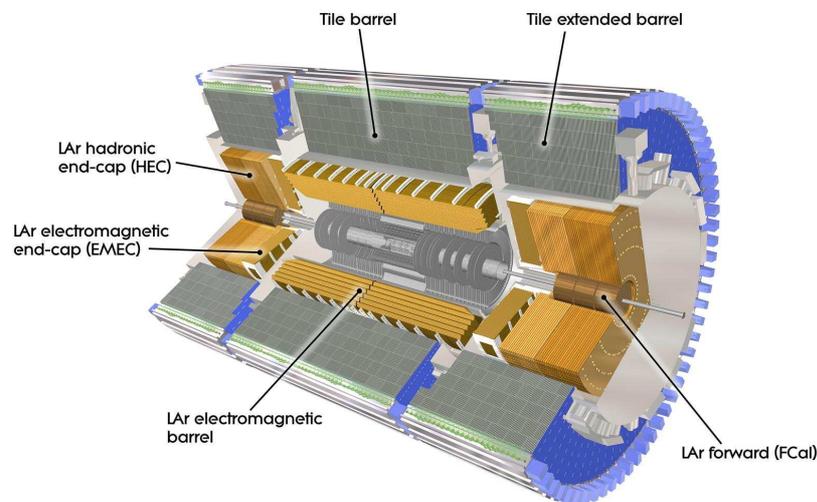


Figura 3.4: Sistema de calorimetria do ATLAS (extraído de *CERN Document Server* - CERN-GE-0803015).

Calorímetro eletromagnético

Exceto, possivelmente, para energias muito baixas, elétrons e fótons são absorvidos por interação eletromagnética, num processo de vários passos, no qual ocorre uma

multiplicação de partículas (desenvolvimento de chuva) e posterior ionização das partículas do chuva [56]. Sua principal característica é a emissão de fótons que podem formar pares elétron-pósitron, que por sua vez podem gerar mais fótons, dando continuidade ao chuva, que perde, então, sua energia espontaneamente. Este é o processo sobre o qual muitos detectores se baseiam, já que os elétrons liberados no processo podem ser coletados, gerando um sinal elétrico [57].

O calorímetro EM do ATLAS [58] tem como material absorvedor o chumbo, e os elementos amostradores são eletrodos de chumbo imersos em argônio líquido, com a forma de acordeões ao longo da direção η (pseudo-rapidez [59]). Os eletrodos amostram a energia da partícula através da ionização das células do calorímetro. O sistema necessita de elementos resfriadores para a redução do ruído induzido pelos campos magnéticos e pela eletrônica de detecção.

Este detector é dividido em duas partes fundamentais: o barril (do inglês *barrel*) e as tampas (*end-caps*). Juntas, estas partes completam totalmente o espaço ao redor do ponto de colisão até um valor de $\eta = 3,2$. A porção do barril de tal calorímetro estende-se de $\eta = 0$ até $\eta = 1,475$. Em $\eta = 1,375$ o barril começa a sobrepor a tampa, que é dividida entre tampa exterior (até $\eta = 2,5$) e interior ($\eta = 2,5$ até $\eta = 3,2$).

Em termos de segmentação, este calorímetro é dividido em três camadas, das quais a segunda é a mais profunda. Cada camada possui uma granularidade específica, que ajuda a determinar alguns aspectos dos objetos que interagem com este detector. O calorímetro EM do ATLAS possui uma granularidade constante com relação à rotação (eixo ϕ), mas variável com relação a η . A Figura 3.5 exemplifica a diversificação da granularidade ao longo do plano $\eta\phi$. O Calorímetro EM também inclui um pré-irradiador (*pre-sampler*), usado para corrigir a energia perdida por elétrons e fótons antes destes atingirem o calorímetro.

Calorímetro hadrônico

As partículas hadrônicas decaem quando interagem através da força forte [57]. Quando um hádron altamente energético penetra um bloco de matéria, ele, em algum ponto, interagirá com algum núcleo atômico. Neste processo, mésons são usualmente gerados (píons, káons, etc.). Outra fração da energia inicial da partícula

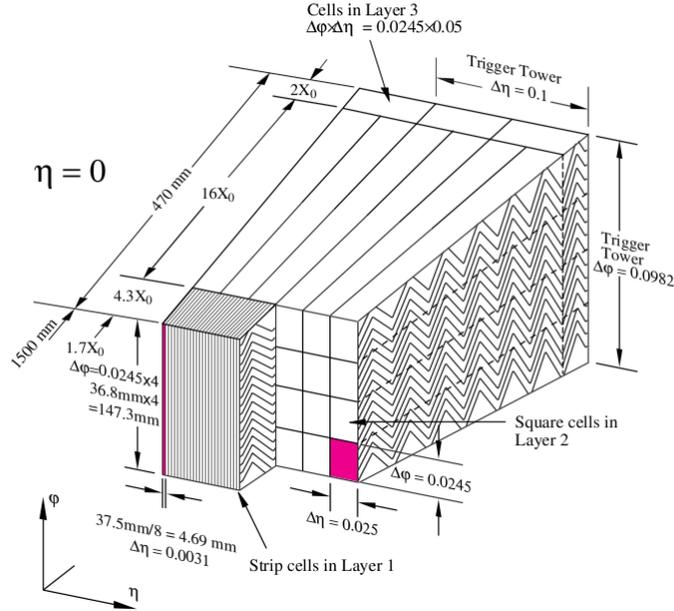


Figura 3.5: Segmentação do Calorímetro Eletromagnético do ATLAS (extraído de [3]).

é transferida para o núcleo com o qual o hádron interage. Este núcleo excitado liberará esta energia, emitindo um certo número de núcleons (prótons ou nêutrons) e num estado posterior, raios gamma (γ) de baixa energia, perdendo sua energia cinética por ionização. As partículas produzidas nesta reação (mésons, núcleons e γ), por sua vez, podem perder sua energia cinética por ionização ou induzir novas reações, formando uma cascata ou chuva.

As cascatas derivadas de decaimentos de elétrons e fótons são menores, mais estreitas e penetram pouco na matéria, enquanto as cascatas de hádrons tendem a penetrar mais nos detectores, produzindo chuvas mais longas e radialmente mais largas. Há, no entanto, a possibilidade de hádrons decaírem como elétrons e fótons, o que torna difícil, ou até mesmo impossível, sua detecção usando apenas calorímetros.

No calorímetro hadrônico do ATLAS, o material absorvedor de energia é o aço, com cintiladores em forma de telhas (ver Figura 3.6) que amostram a energia depositada. Uma peculiaridade deste calorímetro é que o barril e a tampa são feitos de formas diferentes, ao contrário do calorímetro EM. O TileCal abrange as porções do barril ($0 < |\eta| < 1,0$) e sua extensão ($0,8 < |\eta| < 1,7$) da seção hadrônica dos calorímetros. A tampa desta seção é feita como no calorímetro EM, no formato de

acordeões, usando Argônio líquido. No TileCal, o tamanho das células, em média, é bem maior que o valor equivalente no calorímetro eletromagnético. A granularidade é também mais uniforme que na seção EM dos calorímetros do ATLAS. Isto se deve ao fato de os chuveiros hadrônicos serem mais largos e profundos, o que provoca maiores flutuações nas medidas de energia, não sendo necessário uma granularidade tão fina.

Uma novidade em calorimetria, proposta pelo TileCal, é a disposição dos cintiladores perpendicularmente ao feixe de colisão (ver Figura 3.6) intermediados por placas de aço com espessura de 4 a 5 mm, formando uma estrutura onde as telhas, com 3 mm de espessura, são inseridas de modo a produzir um arranjo quase periódico de ferro-cintilador. Este sistema tem uma estrutura cilíndrica com raios interno e externo de 2,28 e 4,23 metros, respectivamente. O TileCal é dividido em três partes: um barril central de 5,64 metros de comprimento e dois barris de 2,91 metros dispostos externamente (Figura 3.4). Esta separação é necessária para que haja um espaço por onde os detectores de traços e o calorímetro eletromagnético possam se comunicar com sua eletrônica e serviços. A luz gerada nos cintiladores é coletada por fibras óticas em suas duas extremidades, permitindo assim uma redundância na coleta dos dados. Estas fibras são estrategicamente agrupadas e acopladas a fotomultiplicadoras (PMT - *Photo Multiplier Tube*), de modo a formarem células de leituras, para obter uma segmentação radial tridimensional. O TileCal é segmentado radialmente em três camadas, com respectivamente 1,4, 3,9, e 1,8 comprimentos de interação. A Figura 3.7 mostra uma seção transversal do barril e de uma das extensões do TileCal. Nesta figura, pode-se observar que a granularidade no sentido de η é mantida constante em 0,1.

O principal objetivo do calorímetro de telhas é contribuir na reconstrução da energia dos jatos produzidos pelas interações próton-próton e auxiliar no cálculo do momento transversal faltante (*missing P_T*). Para isso, o TileCal deve ter como características uma boa resolução em energia em toda a sua dimensão radial, uma boa linearidade para energias variando de alguns GeV até a ordem de 10 TeV e uma excelente uniformidade, tanto na direção transversal quanto na longitudinal.

Para facilitar a construção, cada barril do calorímetro é composto de 64 módulos, com cada módulo cobrindo um ângulo de $5,6^\circ$ no eixo azimutal. Cada módulo é

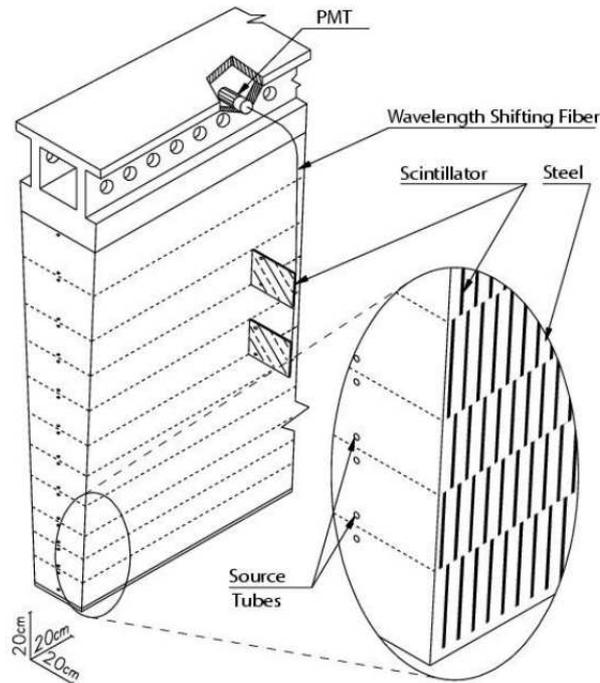


Figura 3.6: Visão tri-dimensional de um módulo do TileCal, mostrando as telhas dispostas perpendicularmente à direção do feixe (extraído de [3]).

formado por submódulos (19 no barril central e 9 nos barris externos) fixados em um suporte onde se encontra toda a eletrônica de leitura. Esta eletrônica inclui circuitos de *front-end* e digitalizadores de sinais, que são projetados de acordo com as características de alta velocidade e baixo ruído das fotomultiplicadoras. O número total de canais de leitura é de cerca de 10.000. Os circuitos eletrônicos se encontram localizados na parte interna do calorímetro e são agrupados em blocos de 24 pares de PMT. Os sinais digitalizados são transferidos para os ROD (*ReadOut Drivers*) - *buffers* que recebem dados correspondentes a eventos selecionados pelo primeiro nível de *trigger*. Os ROD estão localizados em uma sala subterrânea e recebem os sinais do calorímetro através de fibras óticas.

3.3.3 Detector de múons

O sistema de múons do ATLAS mede a deflexão destas partículas pelo campo magnético formado por grandes imãs supercondutores [60]. As trajetórias dos múons são medidas por câmeras de traços de alta precisão. Tais câmeras estão dispostas em três camadas cilíndricas em torno do eixo do feixe na região do barril. Para

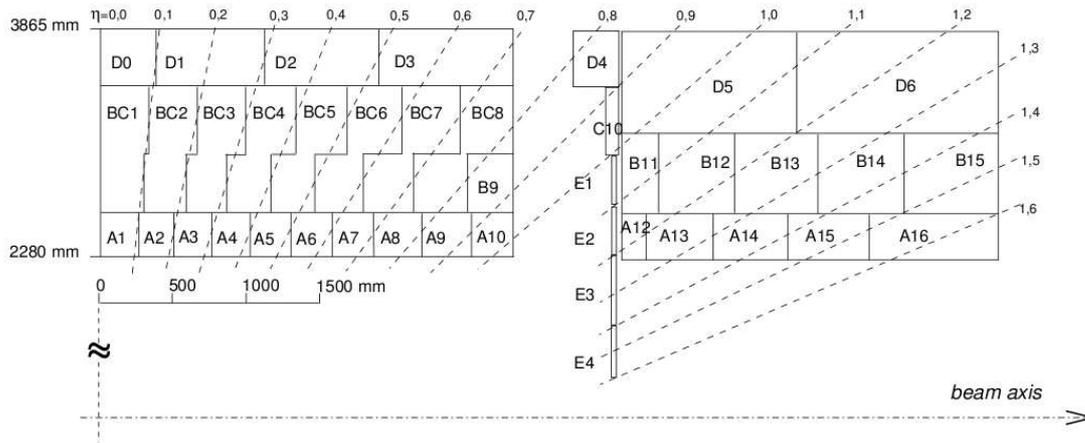


Figura 3.7: Segmentação do TileCal (extraído de [3]).

regiões com $1,4 < |\eta| < 1,6$, chamada região de transição, as câmeras estão alinhadas verticalmente.

A tecnologia empregada na detecção de traços varia dependendo da região. Câmeras MDT (*Monitored Drift Tubes*) são empregadas na maior parte do sistema, providenciando medidas precisas de posição ao longo do tubo (coordenada axial no barril e radial nas tampas), com resolução de $80 \mu\text{m}$. Porém, em regiões de grandes valores de η e regiões próximas ao ponto de interação são usadas câmeras CSC (*Cathode Strip Chambers*), devido à alta taxa de radiação. Câmeras CSC são câmeras proporcionais multifilares que operam com uma melhor resolução temporal e menor tempo de resposta, o que é essencial nesta região do detector.

3.3.4 Sistema de *trigger*

Sistemas de filtragem são necessários em ambientes onde se deseja separar o sinal de interesse de sinais ordinários. Geralmente, existem restrições no tempo para este tipo de processamento, pois os sistemas de filtragem operam, frequentemente, em ambientes que geram altas taxas de eventos. Eventualmente, os eventos gerados podem requerer uma quantidade de memória elevada, exigindo uma discriminação *online* de alta velocidade e tornando todo o processo de filtragem ainda mais complexo.

O objetivo principal do LHC é a detecção do bóson de Higgs. Esta partícula poderá ser observada no ATLAS umas poucas vezes ao longo de vários dias, nas

suas condições de operação. O Higgs (se existir), além de raro, é extremamente instável, decaindo em partículas mais estáveis e menos energéticas. O sistema de filtragem deverá identificar os padrões de decaimento do Higgs (sinal) para poder localizá-lo na massa de eventos com física ordinária, produzida pelas interações mal sucedidas (interações que não produzem o Higgs, mas sim canais físicos já conhecidos e que, portanto, significam ruído no LHC).

O sistema de filtragem do ATLAS [61], esquematizado na Figura 3.8, é composto de três níveis conectados em cascata, com complexidade e tempo de processamento crescentes. O primeiro nível [62] é basicamente implementado em *hardware* de baixa programabilidade, reduzindo a taxa de eventos de entrada para não mais que 100.000 por segundo (100 kHz). O segundo nível de filtragem (L2) deve reduzir a taxa de eventos dos 100.000 por segundo, que lhe será entregue pelo primeiro nível, para não mais que 1.000 eventos por segundo [63]. Para isto, conta com uma rede de computadores que processará algoritmos de busca especializados nos diversos sub-detectores do ATLAS. Esta busca visa a encontrar elementos que representem possíveis decaimentos do bóson de Higgs. O terceiro nível é implementado por processadores (PC's) interligados por redes rápidas.

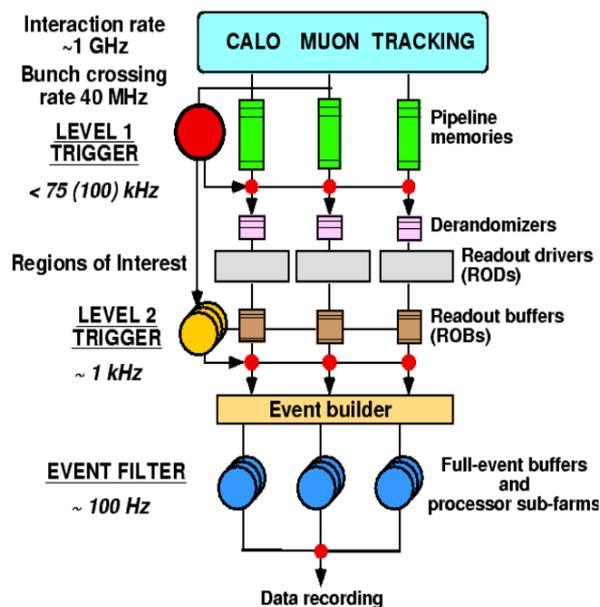


Figura 3.8: Sistema de *trigger* do ATLAS. Extraído de [63].

O sistema de calorimetria do ATLAS tem um papel fundamental no sistema de *trigger*. Para uma melhor compreensão do processo de detecção de raios cósmicos

no ATLAS, a ser apresentado no próximo capítulo, o primeiro nível de *trigger* é descrito aqui em maiores detalhes.

O primeiro nível de filtragem

Para executar suas rotinas de filtragem, o primeiro nível utilizará somente os calorímetros e os detectores de múons do ATLAS. Ele identificará as assinaturas básicas da física de interesse, baseando sua decisão na multiplicidade de objetos encontrados, que podem ser objetos locais (múons, elétrons e jatos) ou objetos globais (energia faltante e energia total). Por exemplo, elétrons e jatos são detectados, usando-se somente os dados dos calorímetros. Para isto, o primeiro nível desloca uma janela móvel de $0,2 \times 0,2$ em $\eta\phi$ sobre toda a área do calorímetro. Os valores de energia depositados em cada janela são comparados a um patamar. Quando o valor de energia excede ao valor do patamar, considera-se que um objeto foi encontrado. Uma região do detector é destacada após o centro do objeto ter sido determinado. Esta região é chamada de Região de Interesse (*Region of Interest, RoI*).

Para manter uma alta velocidade de processamento, o primeiro nível trabalha em uma granularidade menos fina, em blocos de $0,1 \times 0,1$ em $\eta\phi$, chamados de Torres de Trigger (*Trigger Towers*). No caso do TileCal, tais torres são formadas, somando-se analogicamente os sinais das células pertencentes a uma mesma torre [64].

Um evento é aceito baseando-se na multiplicidade e qualidade dos objetos locais encontrados. Para isto, compara-se a listagem de objetos locais do evento com uma tabela de assinaturas (decaimentos de Higgs). Eventos que se adequam às restrições desta tabela são aceitos e repassados ao segundo nível de filtragem para uma análise mais depurada. Durante o processamento, os dados de todos os detectores são guardados em memórias *pipeline*. Quando o evento é aceito, os dados são lidos, formatados, opcionalmente pré-calibrados e gravados nos *buffers* de leitura (*Read Out Buffers*, ou ROB) para serem lidos pelos posteriores níveis de filtragem.

Capítulo 4

Aquisição e visualização de raios cósmicos

Este capítulo descreve os procedimentos realizados para adquirir eventos de Raios Cósmicos (RC) no sistema de calorimetria do ATLAS, viabilizando o processo de comissionamento do mesmo com dados reais. As modificações necessárias no sistema de aquisição e o processo de reconstrução de eventos de raios cósmicos são apresentados, demonstrando a importância desta etapa para atestar o bom funcionamento do calorímetro. Por fim é apresentada uma ferramenta de visualização que se mostrou de grande importância durante esta fase, ajudando a detectar problemas em potencial e a adquirir confiabilidade com o processo de aquisição de raios cósmicos no calorímetro.

4.1 Sistema de *trigger* para RC

Durante os primeiros testes com raios cósmicos, o sistema de *trigger* do ATLAS ainda não havia sido instalado completamente. Nesta fase, cada sub-detector desenvolveu seu próprio sistema de disparo para RC e as aquisições foram feitas de forma independente. O sistema de calorimetria desenvolveu uma eletrônica especial para esta tarefa, usando as torres de *trigger* do TileCal. Após o disparo, as informações de todo o calorímetro, incluindo as partes eletromagnética e hadrônica, puderam ser armazenadas com total granularidade, para posterior análise *offline*. A partir de 2008, o sistema de *trigger* do ATLAS passou a controlar a aquisição com

RC, trazendo benefícios às rotinas de detecção. Os dois sistemas de aquisição são apresentados em maiores detalhes a seguir.

4.1.1 *Trigger* local do calorímetro

Para adquirir eventos de RC com o *trigger* local do calorímetro, foram desenvolvidas, pela Universidade de Chicago, as placas de coincidência [65]. Este sistema recebe como entrada os sinais analógicos das torres de *trigger* do TileCal (veja seção 3.3.4.1). Para isso, os cabos que levam estes sinais até o primeiro nível de *trigger* do ATLAS são desconectados de suas posições originais para serem acoplados neste novo *hardware*.

São utilizadas apenas as primeiras 8 torres ($0,1 < |\eta| < 0,8$) dos módulos do TileCal e cada placa de coincidência tem entrada para 12 módulos, totalizando 96 canais por placa. Ao todo, foram usadas até 8 placas de coincidência simultaneamente, de modo que cerca de 36% do volume do TileCal pode ser visto por este sistema de *trigger*. A Figura 4.1 apresenta o esquema de coincidência necessário para gerar o sinal de disparo. Este sinal é, então, distribuído sincronamente para todos os subsistemas do calorímetro.

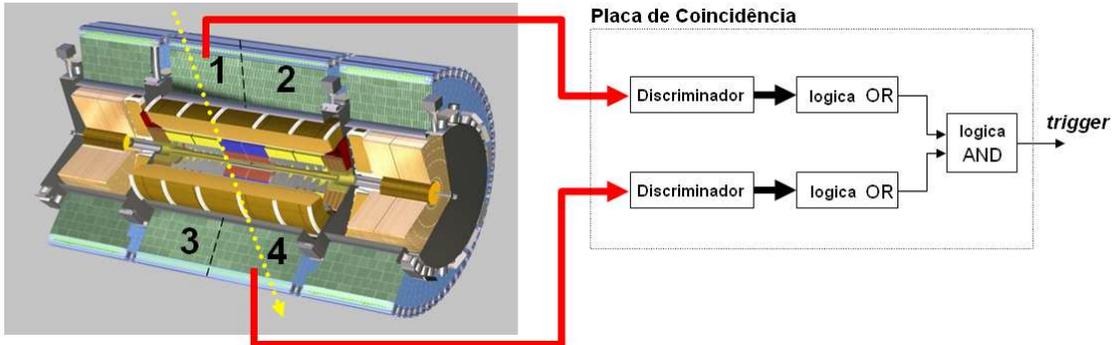


Figura 4.1: Sistema de *trigger* local para detecção de RCs no calorímetro do ATLAS.

As placas são conectadas aos módulos nas partes superior e inferior do TileCal, em configurações que permitem adquirir eventos projetivos (que passam próximo ao centro do detector) e verticais, conforme ilustrado na Figura 4.2. As configurações para eventos projetivos apresentam melhor relação sinal-ruído, pois os RC têm maior probabilidade de cruzar as torres por inteiro. Porém, o fluxo de RC diminui com o ângulo relativo ao eixo vertical [66], reduzindo a estatística de eventos nestas

configurações. Por outro lado, os eventos verticais são mais frequentes, mas o sinal é, em sua maioria, dividido entre várias torres, degradando a relação sinal-ruído e diminuindo a eficiência de detecção.

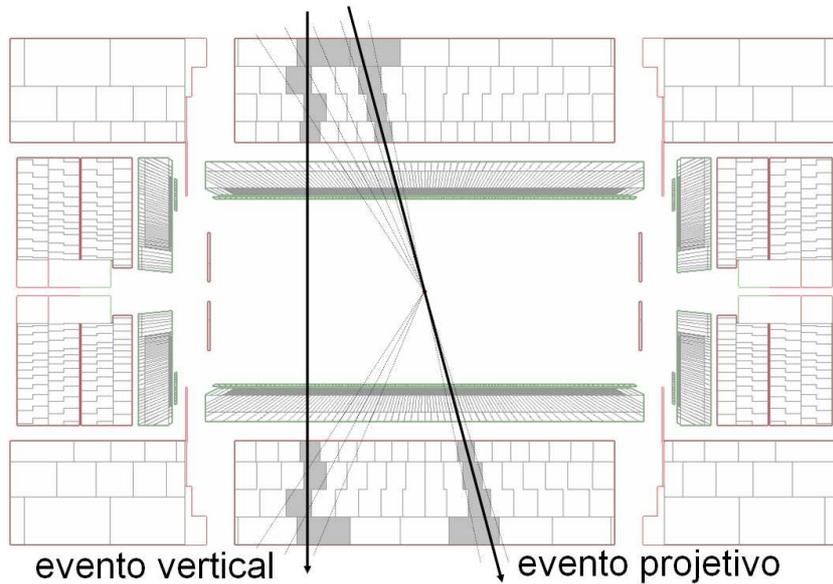


Figura 4.2: Esquemas de raios cósmicos projetivos e verticais atravessando o calorímetro.

Para que haja um disparo, é preciso que, pelo menos, uma torre na parte superior e uma, na parte inferior, tenha um sinal válido. Para isso, cada canal na placa de coincidência tem como circuito de entrada um sistema discriminador cujo patamar é ajustado por *software* individualmente para cada torre. Os valores de patamar são escolhidos de forma que a taxa de disparo por torre não exceda 0,7 Hz. Este valor, calculado por simulação, equivale à taxa de múons projetivos que atravessam todo o detector, passando pela região central (detector de pixel) do ATLAS. Tal simulação [67] foi feita usando características de funcionamento do detector nos estágios iniciais do experimento em 2007, com uma detalhada descrição da geometria, abrangendo desde o ponto de interação, ao longo do eixo do feixe, até alcançar as paredes de concreto da caverna (± 23 m). A simulação também inclui a profundidade da caverna, suas vias de acesso e uma aproximação do material referente ao prédio localizado na superfície, em cima da caverna. A densidade da coluna de terra sobre a caverna foi considerada igual a $2,33 \text{ g/cm}^3$. Os múons são gerados na superfície, com energias e distribuições angulares de acordo com o esperado para múons provenientes de RC.

4.1.2 Aquisição com o sistema de *trigger* do ATLAS

Quando passou a atuar na aquisição de raios cósmicos, o sistema de *trigger* do ATLAS trouxe vantagens, entre elas:

1. O calorímetro é usado pelo sistema de *trigger* em todo o seu volume e não mais apenas nos módulos ligados às placas de coincidência do TileCal.
2. O sistema de *trigger* do ATLAS, mais especificamente o primeiro nível, usa não só informação do TileCal, mas sim de todo o sistema de calorimetria do ATLAS, além do sistema de detecção de múons. Desta forma, é possível testar todos estes subsistemas em conjunto, proporcionando condições para executar o alinhamento dos mesmos.
3. O sistema de *trigger* do ATLAS pode ser testado com dados reais [68], de forma que toda a cadeia de aquisição, incluindo a eletrônica do primeiro nível [69] e os algoritmos do segundo nível de *trigger* podem ser adicionados ao sistema, tornando o processo de aquisição cada vez mais próximo de uma operação nominal do LHC [70].

Utilizando o sistema de *trigger* do ATLAS, as aquisições com raios cósmicos tornam-se mais produtivas, tanto em termos de estudo destas partículas quanto em termos de teste e calibração do detector. Do ponto de vista do TileCal, qualquer região sua pode ser usada no processo de *trigger*, de modo que todos os canais de leitura podem ser testados com estatística semelhante. Medidas de homogeneidade espacial de ganho e alinhamento temporal dos canais de leitura podem ser feitas em todas as regiões do TileCal.

4.2 Reconstrução de eventos de RC no TileCal

Quando selecionados pelo sistema de *trigger*, os dados dos sub-detectores envolvidos são gravados em disco com granularidade plena e formato binário específico de cada sub-detector. Para transformar estes dados em um formato legível, é preciso executar um processo de reconstrução do evento. Tal processo ocorre de modo *offline* e, para o caso do ATLAS, ele é executado em um *framework* chamado Athena [71].

O Athena é organizado em uma estrutura de pacotes que incluem algoritmos específicos para cada sub-detector. Um típico aplicativo do Athena é definido por um arquivo de *script* escrito em linguagem Python [72], o qual executa as seguintes funções: carrega os pacotes necessários, lê os dados binários, executa algoritmos específicos em uma dada ordem, configura cada algoritmo e produz um arquivo contendo os dados finais gerados. Os objetos produzidos pelos algoritmos do Athena são colocados em memórias temporárias, chamadas *StoreGate*, de modo a permitir que um outro algoritmo os acesse. Por exemplo, o algoritmo de reconstrução de eventos no TileCal pode adicionar as informações referentes às suas células em um objeto chamado *TileCellContainer*, que, por sua vez, é armazenado no *StoreGate* e pode ser utilizado por outro algoritmo para recuperar, por exemplo, a energia depositada e a geometria de cada célula.

Um pacote para detecção e reconstrução de RC no TileCal, o *TileMuonFitter* [73], foi criado especialmente para esta fase de comissionamento. Este pacote executa a seguinte tarefa:

1. Busca no *StoreGate* informações relativas à energia de cada célula do TileCal para um determinado evento.
2. Detecta se realmente existem padrões de deposição de energia no TileCal devido à passagem de um RC.
3. Estima as trajetórias referentes aos RC encontrados.
4. Computa variáveis específicas como: energia total ao longo do traço, comprimento total do mesmo no interior do calorímetro e o tempo relativo de voo entre células.
5. Grava no *StoreGate* as variáveis produzidas para posterior armazenamento em arquivos de dados contendo toda a informação dos eventos reconstruídos.

Os algoritmos desenvolvidos para o *TileMuonFitter* formam o tema central desta tese e são apresentados em maiores detalhes no próximo capítulo.

4.3 Comissionamento do calorímetro com RC

Ajustar todos os sub-detectores do ATLAS para trabalharem corretamente e sincronamente com o sistema de *trigger* é uma tarefa desafiadora, quando se leva em conta a complexidade do sistema de detecção, o alto número de canais e as diferentes tecnologias empregadas em cada parte do detector. De forma a alcançar este objetivo, vários procedimentos de teste e calibração são realizados. O TileCal, especificamente, possui um refinado conjunto de ferramentas que possibilita a calibração de diversos parâmetros importantes [59]:

1. **Injeção de carga** - A eletrônica de *front-end* do Tilecal é equipada com um sistema de injeção de carga, através de chaveamento de capacitores, que simula pulsos elétricos gerados pelas PMT. O Objetivo é testar a cadeia de propagação do sinal elétrico, desde os pré-amplificadores até os digitalizadores, além de verificar a integridade do sinal analógico das torres de *trigger*. A injeção de carga é uma forma rápida e precisa de testar, individualmente e em paralelo, o funcionamento da eletrônica de leitura, em cada um dos mais de 10.000 canais do TileCal.
2. **Calibração por pulsos de *laser*** - De modo a simular a luz gerada nos cintiladores, fibras óticas levam pulsos de luz, gerados por um sistema de laser central, para todas as PMT, simultaneamente. O objetivo é controlar a estabilidade de ganho das PMT durante todo o tempo de operação do LHC, além de possibilitar o alinhamento temporal dos canais de leitura, posto que todas as PMT são iluminadas ao mesmo tempo.
3. **Calibração por fontes de Cesium** - Embora não corresponda exatamente a um sistema de calibração incorporado ao detector, como os dois sistemas apresentados anteriormente, um aparato móvel contendo uma fonte ^{137}Cs foi construído para ajuste individual das altas-tensões das PMT, objetivando equalizar o ganho das mesmas, utilizando eventos reais com interação de partículas no detector. Este procedimento é executado somente durante longos períodos de parada do LHC. Apesar de este sistema estar totalmente operacional, apenas 12% dos módulos do TileCal passaram por este tipo de calibração antes da inauguração do LHC em setembro de 2008. Um completo

processo de calibração está previsto durante os meses de janeiro e fevereiro de 2009.

Além dos sistemas padrão de calibração de cada subdetector, exaustivos testes com raios cósmicos vêm sendo realizados, antes que o LHC entre em operação. Esta tarefa permite qualificar o funcionamento de cada sub-detector, identificar problemas locais e testar a interconexão de todos os subsistemas. O propósito do comissionamento do calorímetro com RC é assegurar que o mesmo se encontre calibrado e em perfeitas condições para operar durante as colisões de prótons no LHC [74]. Acumulando uma boa estatística de eventos, é possível fazer estudos com os sinais temporais de leitura, permitindo uma calibração em amplitude e em fase, para obter uma correta medida da deposição de energia em todas as células do calorímetro.

Medidas de calibração mais sofisticadas requerem uma correta reconstrução de trajetórias de RC no calorímetro. A partir destas trajetórias, pode-se computar, por exemplo, a energia total depositada ao longo do traço, somando-se a contribuição de cada célula dentro de uma região de interesse. Dividindo-se a energia total pelo comprimento do traço, é possível medir a deposição de energia por unidade de comprimento. Este parâmetro, conhecido como $\frac{dE}{dx}$, pode ser determinado em diferentes regiões do calorímetro, de forma a medir a homogeneidade espacial de deposição de energia.

As trajetórias de múons proporcionam, também, um meio de medir o alinhamento temporal entre canais de leitura. Considerando-se que múons cósmicos viajam à velocidade da luz, é possível, a partir do tempo de vôo do múon entre células, computar se a diferença de fase vista nos sinais temporais gerados em cada célula corresponde ao valor esperado. Os testes citados acima, dentre outros, foram feitos graças às ferramentas de detecção de raios cósmicos desenvolvidas neste trabalho, e serão apresentados em detalhes no capítulo de resultados experimentais.

Canais de leitura defeituosos, como canais mortos ou ruidosos, podem ser facilmente identificados com RC. Para ajudar nestas tarefas, uma ferramenta de visualização de eventos torna-se fundamental. Um dos trabalhos desenvolvidos nesta tese, como forma de visualizar e validar os resultados dos algoritmos de detecção de raios cósmicos, foi o desenvolvimento de uma ferramenta de visualização, em 3-D, para eventos no calorímetro, o CaloViewer3D [75]. Tal ferramenta se mostrou de grande

utilidade, não só para a fase de comissionamento com RCs, mas também para várias outras fases de testes em todos os subsistemas do calorímetro. O CaloViewer3D é apresentado em maiores detalhes a seguir.

4.4 Ferramenta de visualização - CaloViewer3D

Dentre os processos de comissionamento do ATLAS, testar e calibrar todo o sistema de calorimetria são tarefas das mais complexas, devido à sua fina segmentação em 7 camadas, totalizando mais de cem mil canais de digitalização e leitura de dados. Tarefas como validação de algoritmos de reconstrução e procura por canais mortos ou ruidosos podem ser extremamente simplificadas com ferramentas de visualização que mostram as células ativadas do calorímetro para um determinado evento. A coerência dos dados reconstruídos e a identificação de problemas em potencial podem ser identificados visualmente. Para isso foi desenvolvida uma ferramenta para visualização em 3-D dos eventos no calorímetro, o CaloViewer3D, proporcionando um modo simples e intuitivo de analisar os dados reconstruídos.

A ferramenta de visualização oficial do ATLAS, o Atlantis [76], foi desenvolvida para mostrar tanta informação quanto possível em eventos de colisão de próton no LHC. Esta ferramenta deve ser capaz de providenciar a visualização de milhares de partículas, com suas respectivas trajetórias e deposições de energia. Devido à grande quantidade de informação, neste caso, uma visualização em 3-D de todos os *hits* ao mesmo tempo se tornaria inútil. Assim, a equipe de desenvolvimento do Atlantis optou por uma visualização em cortes e projeções dos eventos em 2-D. Porém, durante a fase de comissionamento com RC, onde a maioria dos eventos tem apenas uma única partícula, uma visualização em 3-D é bastante útil.

O CaloViewer3D foi desenvolvido, usando-se o *framework* de análise de dados ROOT [77] e o seu pacote de construção de geometrias [78]. Como o *software* de reconstrução de eventos no ATLAS, o Athena, gera arquivos específicos para serem lidos em ROOT, a integração entre os dados reconstruídos e esta ferramenta de visualização é feita de forma natural. Devido ao seu caráter tridimensional e a seu bom desempenho, o CaloViewer3D se tornou parte integrante do sistema de monitoramento *online* do calorímetro hadrônico [79] e funcionará na sala de controle

do ATLAS durante todo o tempo de operação do LHC.

4.4.1 Visão geral

A Figura 4.3 mostra a interface gráfica do CaloViewer3D. À esquerda, encontra-se a área de visualização, onde é mostrado um evento típico de raios cósmicos. Nesta área identifica-se, por exemplo, a estrutura cilíndrica do calorímetro (em tom cinza transparente), as células ativadas (em cores que dependem de uma escala de energia) e o traço reconstruído do raio cósmico. À direita, está a área de interface com o usuário (*Graphical User Interface* - GUI), que oferece controles para abrir, acessar e visualizar informações dos arquivos de reconstrução.

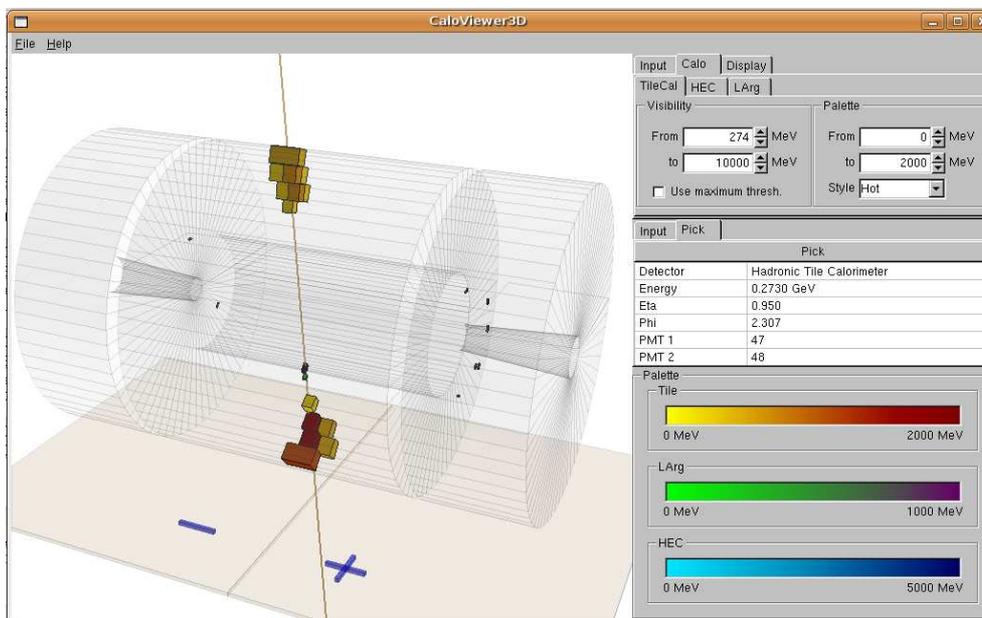


Figura 4.3: Interface gráfica do CaloViewer3D, mostrando um típico evento de RC no calorímetro.

As principais funcionalidades desta ferramenta são:

- **Resposta rápida** - os comandos são executados rapidamente, em apenas alguns milissegundos.
- **Paleta de cores ajustáveis** - as cores das células ativadas dependem da energia depositada. Pode-se escolher entre 5 paletas pré-definidas, cada uma com 256 níveis de cor. O valor máximo da escala, em GeV, é ajustado pelo usuário e pode cobrir toda a faixa de energia nominal dos calorímetros.

- **Corte por patamar de energia** - o calorímetro do ATLAS comporta mais de 100.000 células. De forma a mostrar somente as células de interesse, patamares de energia, para diferentes subsistemas do calorímetro, são ajustados pelo usuário.
- **Seleção de células com o *mouse*** - informações individuais das células, como sua energia e posição, são obtidas selecionando-as com o *mouse* do computador.
- **Rotação e escala** - comandos básicos de visualização, como rotação, translação e *zoom*, podem ser feitos com o movimento do *mouse*.
- **Visualização dos sinais temporais** - é mostrado, em uma janela a parte, o sinal temporal digitalizado para a célula selecionada.

4.4.2 Exemplos de aplicação

Esta seção apresenta alguns exemplos importantes de áreas onde esta ferramenta foi utilizada. Diferentes aspectos do processo de comissionamento, como certificação de rotinas de simulação, algoritmos de monitoramento *online* e de reconstrução *offline*, foram testados com os recursos de visualização disponibilizados por esta ferramenta.

Algoritmos de seleção de RoI

Um dos principais algoritmos do sistema de *trigger* do primeiro nível é o processo de seleção de Regiões de Interesse (RoI), como discutido no capítulo anterior. A Figura 4.4 mostra o resultado deste algoritmo para a simulação de uma típica colisão de prótons no LHC, resultando em dois elétrons. Graças a este tipo de visualização, um problema no código (Figura 4.5), relacionado à reconstrução das informações de células localizadas na borda do calorímetro eletromagnético, foi identificado. Este tipo de problema é mais facilmente detectado com um mecanismo de visualização tridimensional.

Algoritmos de extração de características

O trabalho de um dos algoritmos mais importantes do segundo nível de *trigger*, o T2Calo [63], consiste em detectar com precisão o ponto de interação de partículas no

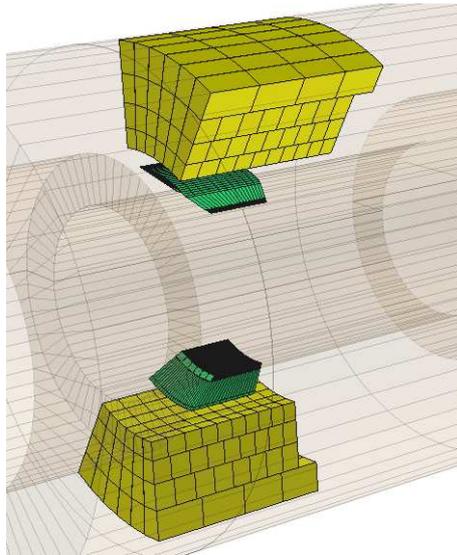


Figura 4.4: RoI de uma colisão de prótons no LHC, resultando em 2 elétrons.

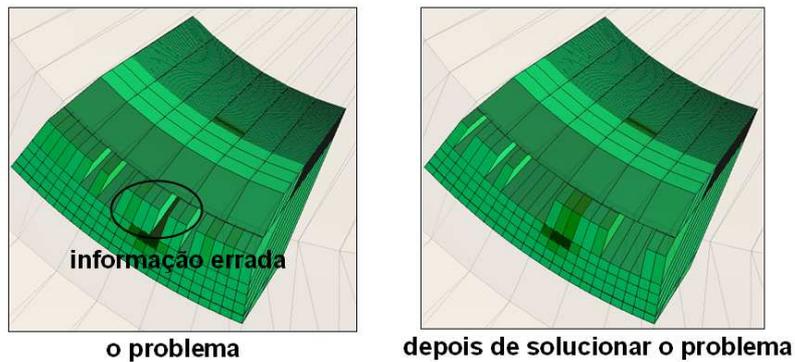


Figura 4.5: Problema no algoritmo de detecção de RoI, identificado com a ferramenta de visualização CaloViewer3D.

calorímetro e, baseado nele, extrair informações de *clusters* que possam discriminar objetos de interesse com maior eficiência do que o primeiro nível de *trigger*.

Uma estratégia topológica, baseada em anéis concêntricos [80], foi proposta pela colaboração brasileira, como uma alternativa para o algoritmo T2Calo. Tal código consiste em somar todas as células da mesma camada em torno da célula mais energética da RoI, reduzindo drasticamente a dimensão dos dados. Este código foi implementado no Athena e tem sido testado e ajustado com a ajuda desta ferramenta de visualização. A Figura 4.6 mostra a sua interface, adaptada para visualização dos anéis. Clicando-se em uma célula, destaca-se (em tom amarelo) o anel ao qual a mesma pertence e informações relevantes são apresentadas na caixa de texto à

esquerda.

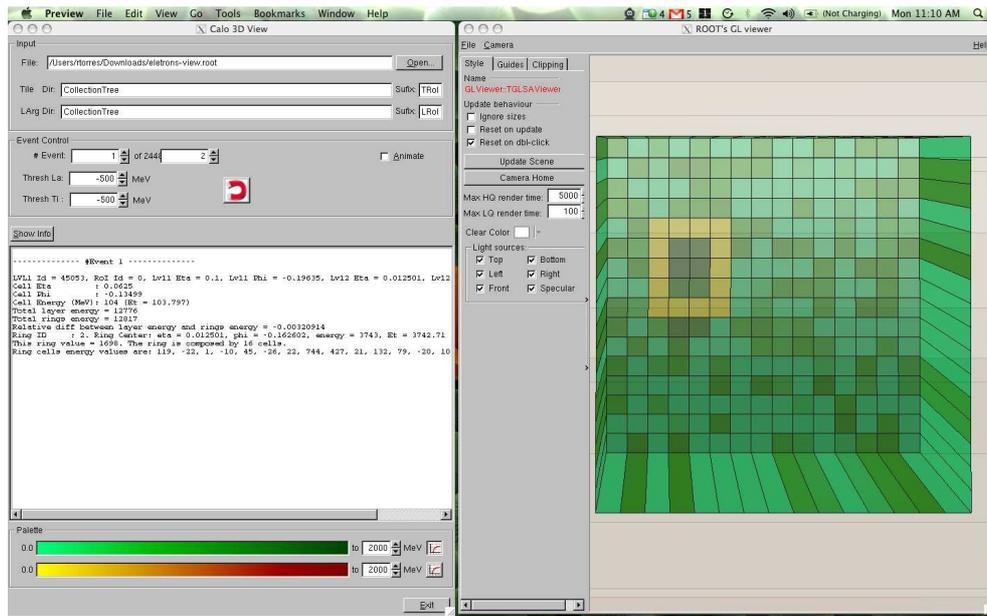


Figura 4.6: Ferramenta de visualização, CaloViewer3D, adaptada para visualização de anéis em torno da célula mais energética de uma RoI. Utilizado para testar um algoritmo de extração de características a ser utilizado no segundo nível de *trigger*.

Simulação de raios cósmicos

A Figura 4.7 mostra um exemplo de simulação sem ruído de um evento de RC no calorímetro, onde se pode notar o perfeito casamento entre as células ativadas e a trajetória do múon. Este tipo de visualização tem se mostrado importante para verificar e adquirir confiança com os algoritmos de simulação de raios cósmicos no ATLAS.

Comissionamento com RC

Um exemplo de problema local, identificado durante a fase de comissionamento com RC, pode ser visto na Figura 4.8. Um *cluster* de células altamente energéticas foi identificado no calorímetro eletromagnético em todos os eventos adquiridos de RC ao longo de um mesmo período de tempo. Após alguma investigação, detectou-se que as constantes de calibração correspondentes a este bloco de células estavam erradas no banco de dados.

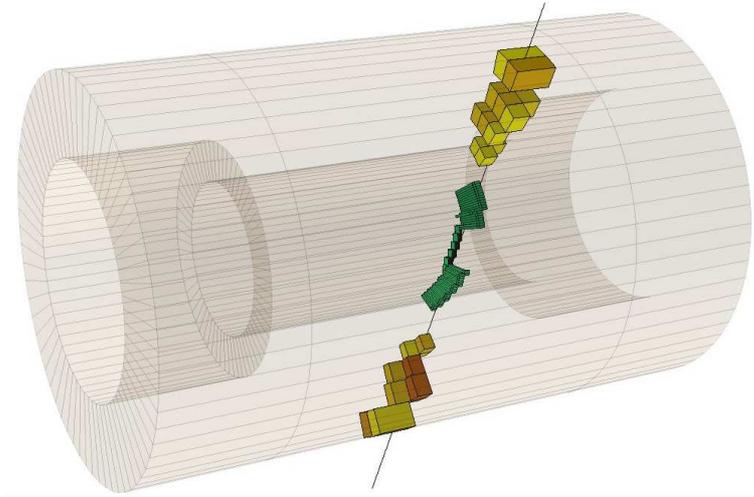


Figura 4.7: Visualização de um evento simulado de RC no ATLAS.

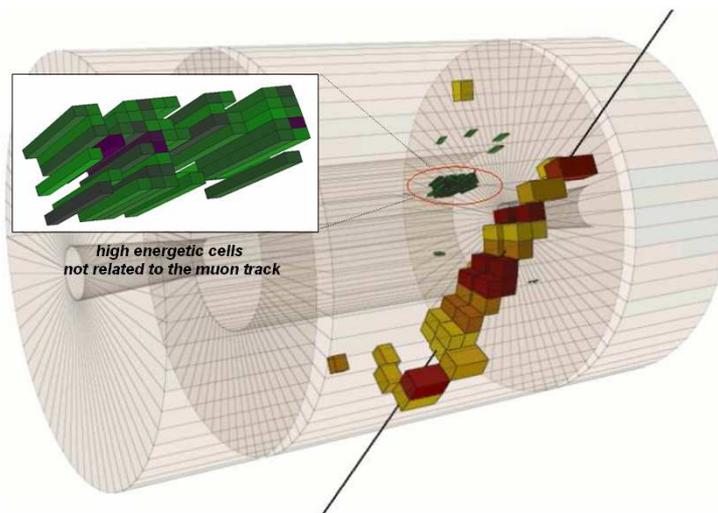


Figura 4.8: Exemplo de problema local, observado com o CaloViewer3D.

O exemplo acima ilustra a importância desta ferramenta de visualização para a fase de comissionamento com RC. De fato, muitos outros problemas foram detectados, incluindo identificação de canais mortos e ruidosos e ajuste de constantes de calibração. A visualização de um grande número de eventos reais, com esta ferramenta, ajudou no perfeito entendimento do processo de aquisição de dados do sistema de calorimetria do ATLAS.

4.4.3 Arquitetura

O CaloViewer3D foi desenvolvido em ROOT, que é um *framework* Orientado a Objeto (OO) para análise de dados em larga escala. Escrito em C++, ROOT

contém uma eficiente hierarquia de classes, um interpretador de C++, ferramentas avançadas de análises estatísticas (histogramas multidimensionais, métodos de minimização e *fittings*) e visualização. O usuário interage com ROOT via interface gráfica, linhas de comando ou arquivos de *script*. A linguagem utilizada nos comandos é o C++ e códigos adicionais podem ser compilados e acoplados dinamicamente ao sistema. A hierarquia de classes foi otimizada para permitir acesso paralelo por múltiplas filas de processamento.

A ferramenta de visualização em questão usa o pacote de geometria do ROOT (*ROOT Geometry Package*) [78], que é um pacote desenvolvido para construir, navegar e visualizar a geometria de detectores. O primeiro passo é construir o detector. Isto é feito usando formas primitivas como paralelepípedos, esferas, trapezóides, e posicionando cada primitiva de acordo com a geometria desejada. Uma vez construída, o usuário pode salvar a geometria para posterior manipulação. A Figura 4.9 mostra a geometria do calorímetro do ATLAS, construída com o ROOT, onde os calorímetros hadrônico e eletromagnético podem ser identificados. Mais de 100.000 primitivas foram necessárias para construir o calorímetro em toda sua segmentação.

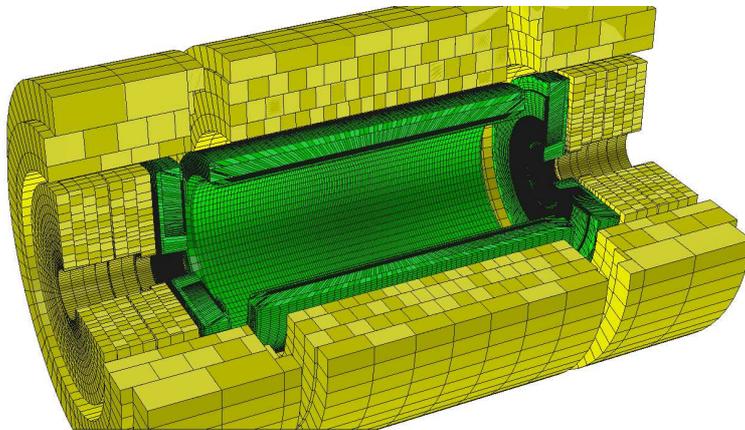


Figura 4.9: Segmentação do calorímetro do ATLAS, construída com o pacote de geometria do ROOT.

Após carregar o arquivo de geometria, pode-se manipulá-la alterando-lhe a cor e a visibilidade de cada primitiva (as células do calorímetro). Isto é feito através de uma classe de base do ROOT que encapsula todas as funções necessárias, o *TGeoManager*. Uma outra classe é responsável por desenhar o gráfico em 3-D na tela, o *TGLViewer*, que usa uma ferramenta poderosa de modelagem 3-D, o OpenGL [81].

Além do pacote de geometria, o CaloViewer3D usa outro pacote gráfico importante do ROOT: o construtor de interface gráfica com o usuário (GUI) [82]. Com este pacote, podem-se construir janelas personalizadas, com botões e caixas de texto, para visualizar informações e controlar a operação do programa. Através do GUI, o usuário pode carregar os arquivos de reconstrução, ajustar os patamares de energia, navegar através dos eventos, etc.

A Figura 4.10 mostra a arquitetura do CaloViewer3D, onde se pode identificar duas camadas de *software*. O bloco da esquerda, o GUI, é responsável por receber comandos e enviar informações ao usuário, através de uma interface gráfica amigável. O bloco à direita faz a interface entre os comandos do usuário e comandos específicos da classe *TGeoManager*. O arquivo com a geometria do calorímetro é carregado logo que o programa se inicia. Informações sobre um evento específico são armazenadas em memória local (*Buffer*) para manipulação rápida, aumentando a velocidade de execução dos comandos. O bloco *Primitive Filter* decide quais células do calorímetro serão desenhadas, dependendo do patamar de energia escolhido. As cores das primitivas são controladas pelo bloco *Energy to Color* e vão depender da energia da célula e da paleta de cores usada. A comunicação entre o *TGeoManager* e o pacote de desenho do gráfico na tela, o *TGLViewer*, ocorre de forma transparente e é comandada pelo próprio ROOT.

4.4.4 Desempenho

O custo computacional na execução de comandos no CaloViewer3D está fortemente relacionado com os patamares de energia escolhidos, já que estes valores definem o número de células que serão desenhadas. Em outras palavras, o tempo para acessar as informações das células, calcular a cor das respectivas primitivas e desenhá-las na tela, aumenta com o número de células ativadas. A relação entre o tempo de processamento e o número de células, para um computador pessoal padrão (Processador Intel Centrino - 1.7 GHz), é dada na Figura 4.11. Nota-se, neste gráfico, que para um número de até aproximadamente 1.000 células, o tempo de processamento é menor que 300 milissegundos. A maioria dos eventos de interesse, na fase de comissionamento com raios cósmicos, ficaram abaixo deste limite.

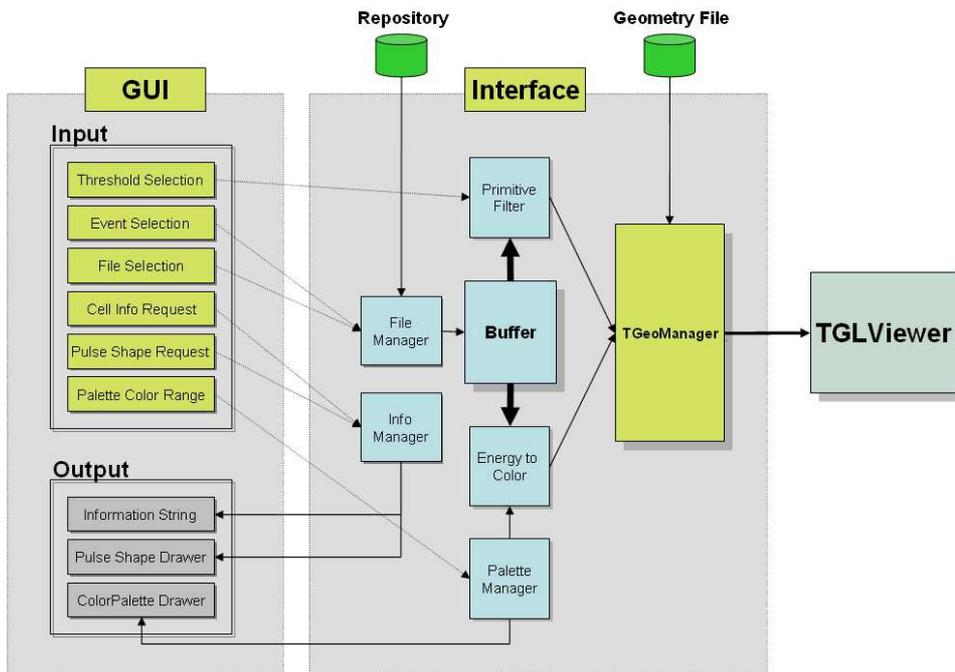


Figura 4.10: Arquitetura do CaloViewer3D.

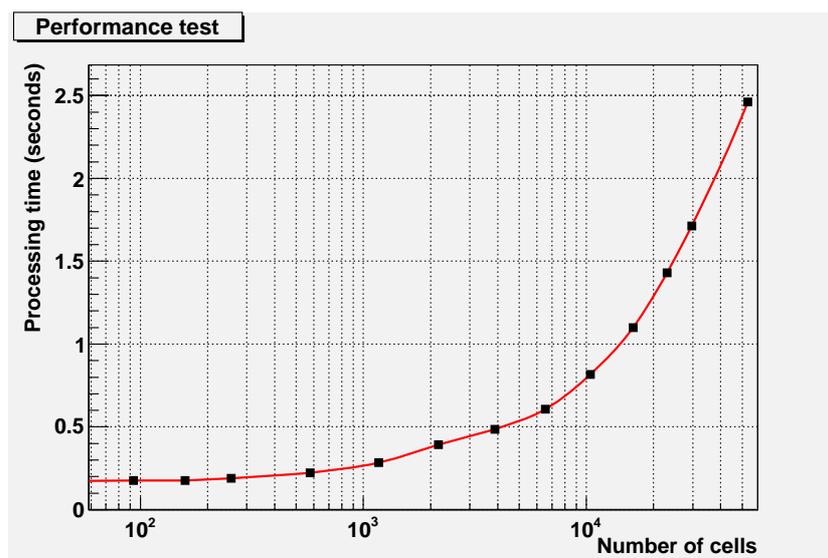


Figura 4.11: Teste de desempenho do CaloViewer3D (veja o texto).

Capítulo 5

Detecção de raios cósmicos no TileCal

A combinação dos métodos da transformada de Hough e processamento estocástico, objetivando a reconstrução de raios cósmicos no TileCal, é apresentada neste capítulo. São mostrados os métodos utilizados e suas respectivas implementações. Testes usando simulação foram feitos para validação das técnicas empregadas, para quantificar medidas de eficiência e para ajuste de parâmetros dos algoritmos.

5.1 A Transformada de Hough

A Transformada de Hough (TH), em sua forma original, foi publicada em 1962 por Paul V. C. Hough [83]. Hough aplicou inicialmente a sua transformada na detecção de curvas em fotografias de câmaras de bolhas, no CERN, em 1959 [84]. Seu trabalho, porém, só veio despertar maior atenção quando publicado em 1969, por A. Rosenfeld, com o livro *Picture Processing by Computer* [85]. Em 1972, R. O. Duda e P. E. Hart introduziram a parametrização por coordenada polar, tornando a TH mais eficiente na detecção de retas [86]. Uma detecção mais eficiente de curvas circulares foi proposta por Kimme, Ballard e Sklansky, utilizando informação do gradiente de pixels locais [87]. Com uma técnica semelhante, Ballard generalizou o método da TH para a detecção de qualquer forma arbitrária, com diferentes escalas e orientações [88].

A TH é uma técnica bastante difundida em análise de imagens com ruído e

dados incompletos. Porém, devido ao elevado custo computacional proposto no método original, considerável progresso tem sido feito nos últimos anos em relação a implementações mais eficazes, e diversas novas variações da transformada permitem aplicações mais específicas, que variam de acordo com o problema em questão. A descoberta da relação da transformada de Hough com outros métodos de reconstrução e detecção de padrões de imagens [89] tem incentivado a pesquisa na área de física de partículas, fazendo com que novas aplicações surjam para diversos problemas.

5.1.1 Transformada de Hough Padrão

A Transformada de Hough é o mapeamento de pontos em \mathbb{R}^2 em um espaço n -dimensional de funções, onde n é o número de parâmetros que descrevem a curva desejada. De forma semelhante, podemos definir a TH como um mapeamento de um determinado espaço de dados para o respectivo espaço de parâmetros. Pontos de interseção no hiperespaço formado pelo conjunto de parâmetros estão associados a prováveis curvas existentes no espaço de dados.

Uma reta, por exemplo, pode ser parametrizada pela função

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (5.1)$$

onde ρ e θ são, respectivamente, a distância da reta à origem e o ângulo que a mesma faz com o eixo horizontal, como indicado na Figura 5.1, à esquerda. Para cada ponto (x, y) no espaço de dados, é criada uma função no espaço de parâmetros de acordo com a Equação 5.1 (ver Figura 5.1, à direita). O ponto de interseção das curvas neste espaço contém os parâmetros da reta localizada no espaço de dados.

Para implementar este algoritmo, é necessário discretizar o espaço de parâmetros, de forma que o mesmo funcione como um acumulador. A posição de picos no acumulador está relacionada aos parâmetros das retas detectadas. Este método, conhecido como Transformada de Hough Padrão (THP), é muito custoso computacionalmente, pois em casos práticos, os acumuladores tendem a ser bastante finos, para permitir a estimação dos parâmetros com boa precisão. Para evitar estes altos custos computacionais, algumas variações da THP têm sido propostas. Dentre elas, aquelas que estão relacionadas com a implementação utilizada neste trabalho são apresentadas a seguir.

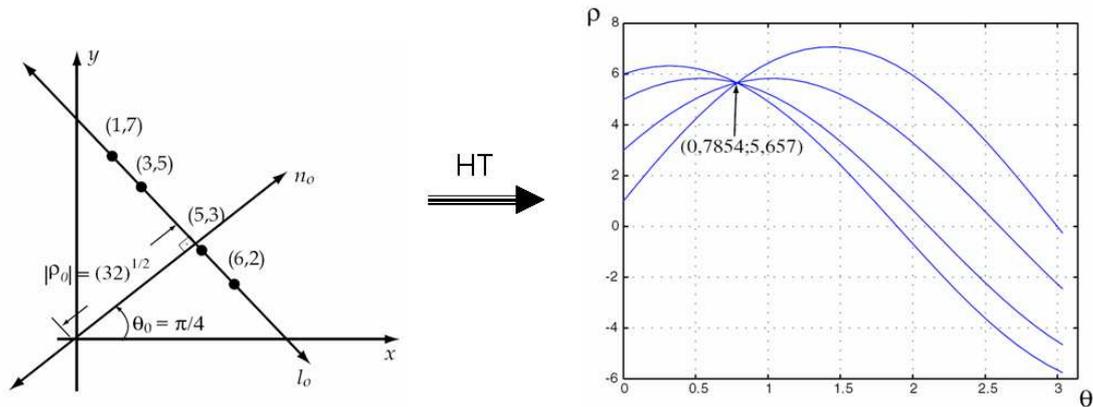


Figura 5.1: Princípio de funcionamento da TH para detecção de uma reta.

5.1.2 Transformada de Hough Local

Na THP, para cada ponto do espaço de dados, calculam-se os parâmetro de todas as possíveis curvas que por ele passam. Em outras palavras, é feito um mapeamento divergente do espaço de dados para o espaço de parâmetros, pois um único ponto no espaço de dados gera vários pontos no espaço de parâmetro. Na intenção de reduzir os gastos computacionais requeridos pela THP, surge a idéia da Transformada de Hough Local (THL).

Nesta nova abordagem, o acumulador é preenchido somente com parâmetros de prováveis curvas que possam existir no espaço de dados. No caso de uma reta, por exemplo, os parâmetros mais prováveis são aqueles de retas que ligam pares de pontos. O algoritmo é, então, executado da seguinte forma: para cada par de pontos são computados os parâmetros da reta correspondente de forma que um único ponto é mapeado no espaço de parâmetros (mapeamento convergente). Picos no acumulador estão associados a uma maior quantidade de pontos colineares no espaço de dados, caracterizando a detecção de uma reta. Este método é facilmente generalizado para detecção de curvas de n parâmetros, onde cada conjunto possível de n pontos gera um único ponto em um espaço de parâmetros n -dimensional.

Além da drástica redução computacional, dada pelo mapeamento convergente, uma outra vantagem em relação à THP é que o acumulador apresenta menor contaminação por curvas falsas, facilitando a delimitação de picos e consequentemente melhorando o processo de detecção dos mesmos.

A THL já vem sendo utilizada alternativamente à THP, apesar de não haver uma

literatura específica que a descreva detalhadamente. Uma descrição mais rigorosa é a dada por Ohlsson e Peterson, que, em 1992, desenvolveram um método novo, chamado de braços elásticos [90], para a reconstrução de traços, usando a THL como pré-processamento.

5.1.3 Transformada de Hough Adaptativa

Uma outra variação para a TH é a Transformada de Hough Adaptativa (THA). Ela foi introduzida por J. Illingworth e J. Kittler em 1987 [91]. O custo computacional na THA é reduzido, diminuindo-se a granularidade do acumulador e realizando repetidamente o processamento da THP (ou da THL) na região em torno do pico encontrado. A repetição destes passos faz com que o pico inicialmente detectado seja identificado com cada vez maior precisão, refinando o valor estimado dos parâmetros de interesse.

As principais vantagens da THA referem-se aos ganhos computacionais obtidos. De fato, apesar de serem necessárias várias iterações da transformada, o tempo total destas iterações é, em geral, menor do que o tempo necessário para computar, de uma só vez, o acumulador fixo, utilizado tanto na THP, como na THL. Além disso, a necessidade de armazenamento na THA é bastante reduzida em relação às outras variações da TH, uma vez que o tamanho dos acumuladores utilizados em cada iteração não precisa ser muito grande.

5.1.4 Transformada de Hough Aleatória

O surgimento da Transformada de Hough Aleatória (RHT - *Randomized Hough Transform*) foi baseado no mapa de Kohonen [92]. Tal método foi adaptado para a detecção de curvas por Lei Xu e Erkki Oja em 1989 [93]. Com base neste trabalho, estes dois autores, juntamente com Pekka Kultanen, publicaram em 1990 o primeiro trabalho sobre a Transformada de Hough Aleatória [94], onde expuseram os fundamentos desta transformada. Porém, a consolidação do método e a formalização matemática de seu conteúdo só se deram em 1993 [95].

Este método usa, como base, a THL para detecção de curvas de n parâmetros. Os n pontos são escolhidos aleatoriamente e é feita uma contagem de pontos vizinhos à curva resultante, utilizando-se uma distância euclidiana δ de tolerância (ver

Figura 5.2). Se o número de pontos dentro desta região de interesse (*Region of Interest* - RoI) for maior que um número pré-definido N_{min} , é porque uma nova curva foi detectada. Os pontos do interior da RoI são, então, removidos do espaço de dados e iniciam-se novos sorteios. O processo termina quando não existir mais nenhuma RoI contendo um número de pontos maior que N_{min} .

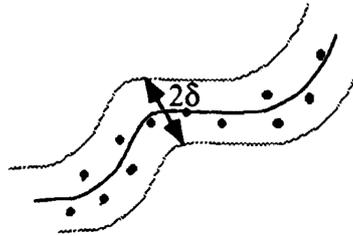


Figura 5.2: Região de interesse, com distância de tolerância δ , em torno de uma curva genérica de n parâmetros. Pontos no interior da região são selecionados.

As idéias inovadoras, dadas pelo mecanismo de sorteio de pontos e pela determinação de uma RoI, trazem importantes benefícios a esta implementação da TH:

1. Com o processo de sorteio, nem todos os pares de pontos precisam ser testados para se detectar uma nova curva, aumentando-se a velocidade de operação do algoritmo.
2. O método de remoção de pontos, referentes à RoI vencedora, corresponde a uma técnica simples e eficiente de detecção de múltiplos traços, sem a necessidade de desenvolver um algoritmo refinado de detecção de picos no espaço de parâmetros.
3. Com o emprego da RoI, não é mais necessário usar acumuladores para detecção de curvas, basta contar o número de pontos dentro da RoI.

Uma desvantagem da RHT é que a escolha dos valores de δ e N_{min} representa uma tarefa crítica, de modo que um valor mal estimado pode acarretar um péssimo desempenho do algoritmo.

5.2 Implementação no TileCal

De forma a implementar a detecção de traços de raios cósmicos no TileCal usando TH, alguns passos devem ser executados previamente. O procedimento é listado abaixo:

1. **Seleção de células ativadas.** O sucesso do processo de detecção de traços depende da aplicação de um bom algoritmo de separação entre células com sinal (com deposição de energia) e células que apresentem somente ruído eletrônico. Esta seleção é crítica, considerando-se o nível baixo da energia depositada por múons cósmicos no TileCal. Assim, é feita uma detecção de sinal através das amostras temporais digitalizadas de cada célula do TileCal, como será apresentado mais adiante, neste capítulo.
2. **Substituição das células por seus pontos centrais.** É necessário representar cada célula ativada por um único ponto no espaço cartesiano, para posterior aplicação do algoritmo de detecção de traços.
3. **Detecção dos traços por TH.** Uma vez definido o conjunto de pontos no espaço cartesiano tridimensional, o algoritmo para detecção e reconstrução de traços por TH é executado.

Como apresentado na seção anterior, existem variações da TH e a implementação escolhida depende fortemente da aplicação. Neste trabalho, foi implementada não uma técnica pré-estabelecida na literatura, e, sim, combinações de atributos de diferentes implementações, que resultaram em uma otimização na eficiência do processo de reconstrução de traços no TileCal.

5.2.1 Detecção de um único traço

Na primeira fase de comissionamento com RC, onde foram usadas as placas de coincidência, para *trigger* isolado do calorímetro, foi desenvolvido um algoritmo otimizado para detecção de um único traço. Devido ao menor volume do detector observado pelo sistema de *trigger*, o número de eventos de RC com mais de uma partícula é desprezível nesta fase.

A variação da TH usada como base para a implementação deste algoritmo foi a THL. De fato, devido a características como melhor definição de picos no espaço de parâmetros e baixo custo computacional, este método é um dos mais utilizados e serve como base para a implementação de variações mais sofisticadas como a RHT.

Uma reta tridimensional necessita de 4 parâmetros para ser definida, o que leva a construção de um acumulador de 4 dimensões. É necessário, portanto, um elevado número de pontos colineares no espaço de dados, de forma a preencher o acumulador com estatística suficiente, viabilizando a detecção de máximos em um espaço de 4 dimensões. Porém, resultados com simulação mostram que, em média, apenas 11 células são ativadas no TileCal, para cada evento de RC (ver Figura 5.3). Por outro lado, a informação de energia depositada em cada célula do calorímetro pode compensar a baixa estatística de pontos. Esta informação extra pode ser usada como peso no processo de acumulação, auxiliando no destacamento de máximos no espaço de parâmetros em regiões de pontos colineares com altos valores de energia. Este processo deve, porém, ser usado somente após definida uma fina região de interesse (RoI), para evitar que células altamente energéticas e não colineares desviem a reta da direção correta.

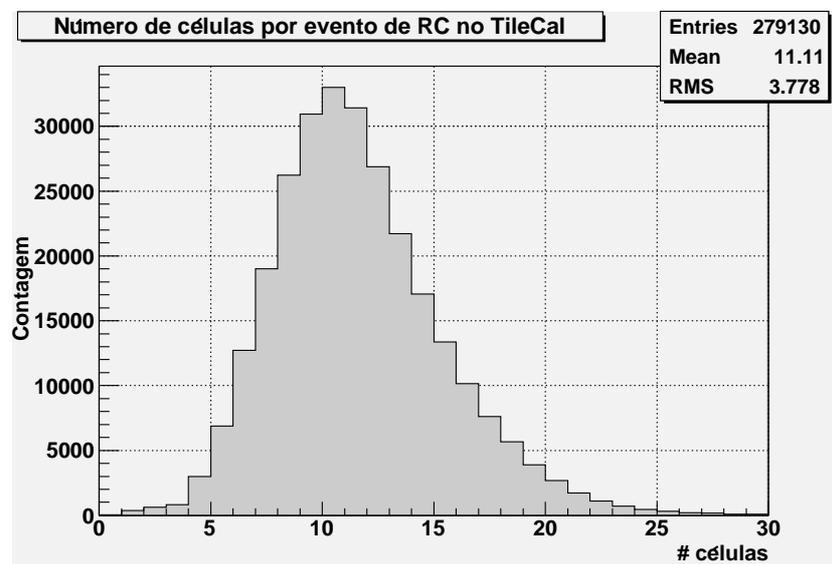


Figura 5.3: Distribuição do número de células ativadas do TileCal para um total de ~ 280.000 eventos de raios cósmicos (simulação).

Pelo exposto acima, a primeira iteração do algoritmo deve funcionar como um seletor de RoI, como no processo de seleção de curvas vencedoras em sorteios, re-

alizado no método da RHT. Porém, aqui, não há sorteio, mas sim, todos os pares de pontos devem ser testados, já que queremos encontrar uma única região com a maior concentração de pontos possível. Este processo, portanto, executa a THL, eliminando os problemas referentes à baixa estatística de pontos, pois, ao invés de se usar um acumulador de 4 dimensões, a reta que engloba o maior número de pontos vizinhos é a vencedora.

A segunda iteração faz uso da informação adicional de energia de cada célula para realizar um ajuste fino da reta dentro da região de interesse. Nesta iteração, a THL é aplicada somente a pares de pontos cujas retas resultantes estejam dentro da RoI. Parâmetros de retas computados com pares de pontos cujos valores de energia são altos devem se destacar no espaço de parâmetros. Para isso, ao invés de incrementar o valor do *bin* correspondente, o valor adicionado é o produto das energias do respectivo par de pontos. A informação de energia funciona como um ponderador, aproximando a reta final de células mais energéticas. Devido a este caráter de *atração*, observou-se, em eventos reais, que, para que haja uma correta ponderação entre todas as células energéticas, o ponto referente ao centróide provê melhores resultados do que o ponto de máximo do acumulador. Uma outra vantagem em se utilizar o centróide é que não se faz necessário construir um acumulador propriamente dito, basta calcular os valores médios dos parâmetros envolvidos. Desta forma, além da redução drástica da quantidade de memória requerida, o ajuste de variáveis críticas no uso da THL, como a determinação da melhor granularidade do espaço de parâmetros, é desnecessário.

A Figura 5.4 apresenta o fluxograma de operação do algoritmo. A primeira e a segunda iterações são denominadas de *Deteção* e *Reconstrução* respectivamente. No final da primeira iteração, é calculada a energia total dentro da RoI vencedora e um corte em energia é aplicado para decidir se o evento é válido. Em caso positivo, a segunda iteração aplica novamente a THL dentro da região de interesse.

Uma característica importante do algoritmo descrito acima é que a quantidade de variáveis a serem ajustadas é pequena, aumentando a sua robustez. De fato, apenas o patamar de energia para seleção de evento válido e o raio do cilindro que compõe a região de interesse precisam ser ajustados de forma a otimizar o processo de deteção de RC no TileCal.

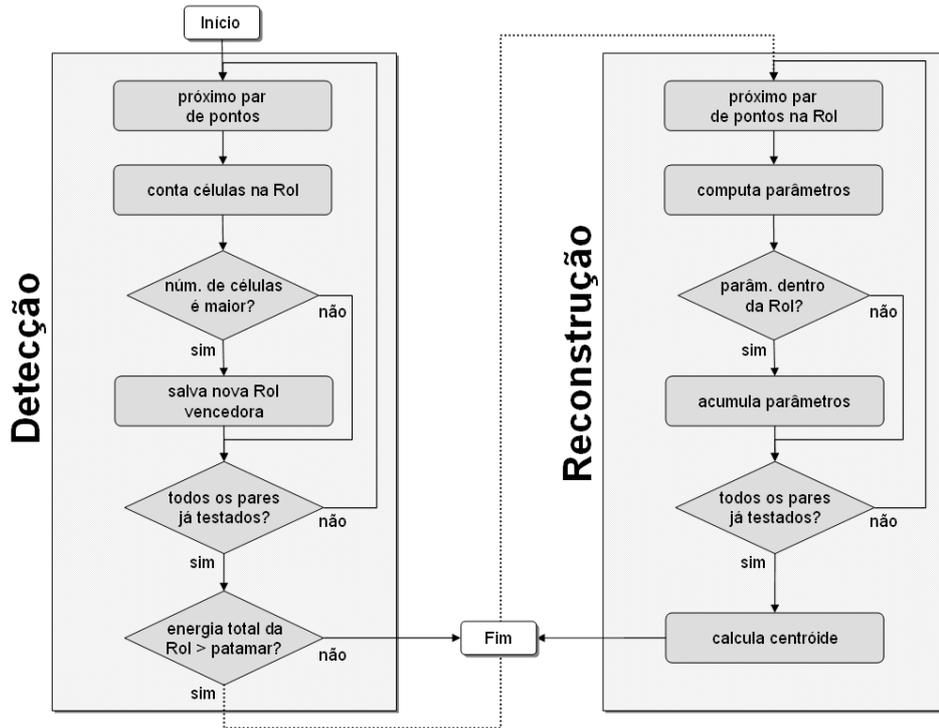


Figura 5.4: Fluxograma de operação do algoritmo de detecção de traço único.

Um correto ajuste do patamar de energia depende de análises com dados reais e será apresentado no capítulo de resultados experimentais. A Figura 5.5 mostra a distribuição das distâncias entre o ponto central das células ativadas e os traços de RC, em eventos simulados no TileCal. A partir desta distribuição, pode-se determinar o raio limite das RoIs. O critério utilizado foi escolher a distância de tolerância como sendo o valor médio mais 3 vezes o RMS, para garantir que a maioria das células ativadas (98,43%, no caso) estejam dentro da RoI, mantendo ainda uma região relativamente fina. Por este critério, a largura da RoI deve ser de 54,8 cm.

Para medir o erro na estimação dos parâmetros das retas reconstruídas, traços computados com TH foram comparados com traços gerados por eventos de simulação. A Figura 5.6 apresenta as diferenças entre os parâmetros simulados e estimados. A reta tridimensional é definida pelos parâmetros de raio e ângulo (ver Figura 5.1) nas projeções XY e ZY. Observa-se que os desvios (RMS) nos parâmetros de raio são da ordem de 70 mm, o que está abaixo das dimensões das células do TileCal, que vão de 200 a 700 mm. Isto mostra que os erros no algoritmo são da ordem da metade do comprimento das menores células e, portanto, estão relacionados com o erro intrínseco dado pela segmentação do TileCal. O erro no ângulo, em torno

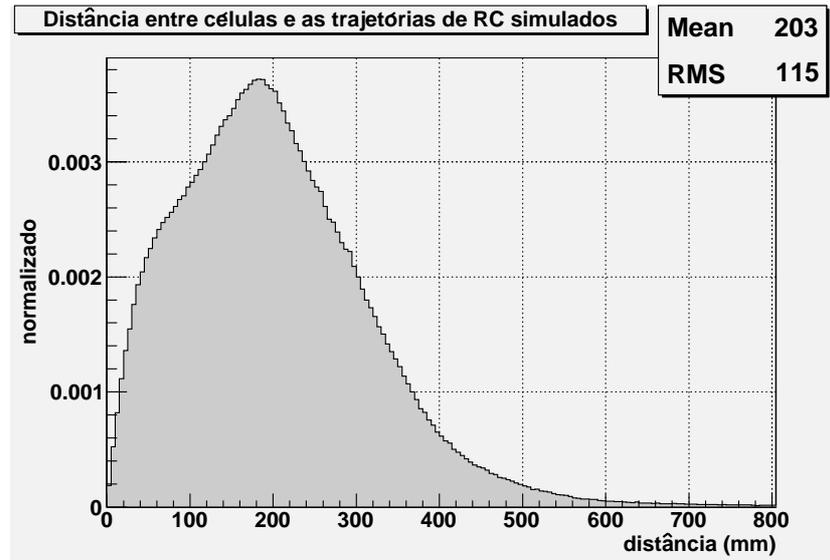


Figura 5.5: Distribuição das distância entre o centro das células e o traço de RC, para eventos de simulação no TileCal.

de 0,035 radianos, corresponde a 0,6% da excursão máxima permitida para este parâmetro ($2\pi = 6,28$), indicando uma fina resolução na determinação de retas em coordenadas polares. Resolução esta superior à segmentação do TileCal no plano XY, por exemplo, que contém 64 segmentos (1,5% de 2π).

As distribuições de erro, dadas na Figura 5.6, apresentam diferentes estruturas nos planos XY e ZY, com distribuições mais suaves no segundo caso. Uma inspeção na distribuição dos pontos centrais das células do TileCal, projetados nos planos XY e ZY, dada na Figura 5.7, fornece uma explicação para tal comportamento. O plano ZY apresenta uma topologia de pontos mais aleatória.

Apesar de apresentarem baixos valores de RMS, caracterizando uma boa precisão na maioria dos traços reconstruídos, as distribuições de erro apresentam indesejáveis caudas longas, indicando falhas na reconstrução de alguns eventos. Uma inspeção visual destes eventos, com a ferramenta CaloViewer3D, aponta um padrão de baixa qualidade na reconstrução de eventos com poucas células, localizados nas bordas do barril e da parte estendida do TileCal. A Figura 5.8, à esquerda, apresenta um evento simulado de RC ocorrido no centro do barril. Os traços simulado e reconstruído são representados pelos segmentos de reta fino e grosso, respectivamente. Os erros nos ângulos e nos raios estão dentro da região definida pelo RMS, representando uma boa qualidade de reconstrução. O evento à direita, nesta mesma figura, ocorreu na

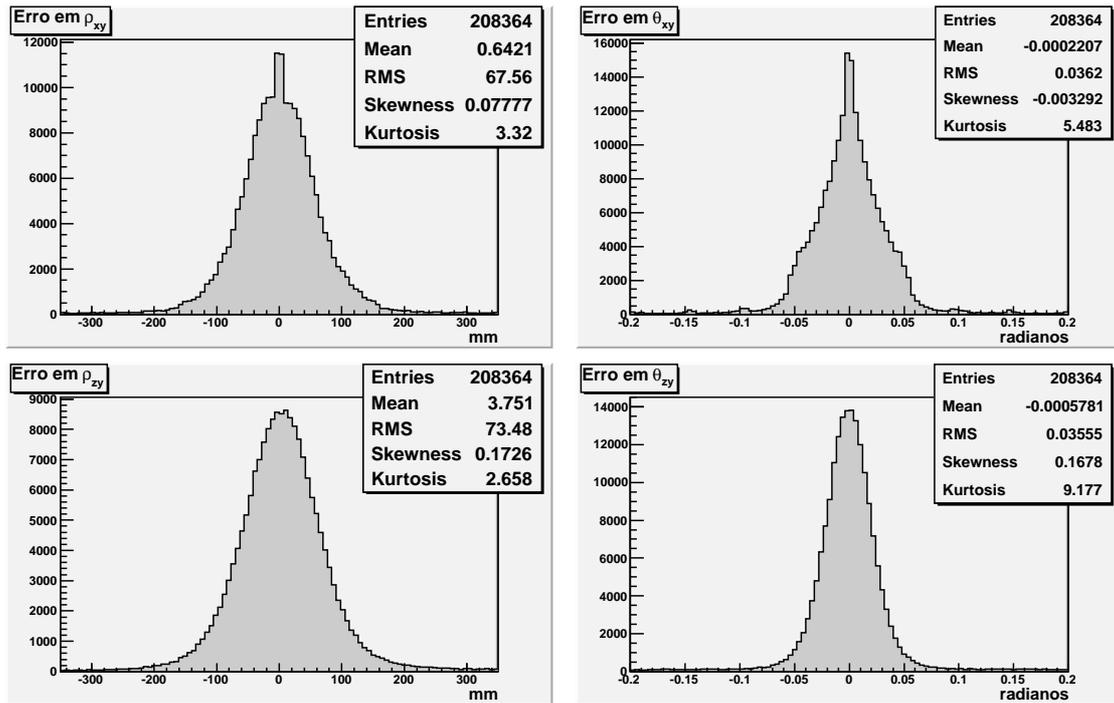


Figura 5.6: Erro nos parâmetros estimados por TH em relação aos parâmetros gerados por simulação.

borda direita da região do barril, atravessando, em sua maioria, a região *morta* entre o barril e a parte estendida, necessária para permitir o cabeamento dos detectores internos. O traço reconstruído, utiliza informação de apenas três células do TileCal, não sendo capaz de identificar a trajetória do múon corretamente.

5.2.2 Detecção de múltiplos traços

Quando o sistema de *trigger* do ATLAS passou a controlar o comissionamento e todo o volume do calorímetro passou a ser utilizado, fez-se necessário o desenvolvimento de um algoritmo de detecção de múltiplos traços. Além disso, este novo método de detecção se mostrou essencial para análise dos primeiros eventos de circulação de feixe no LHC, adquiridos durante a inauguração do colisionador.

O algoritmo de detecção de múltiplos traços é uma extensão natural do algoritmo anterior, acrescentando-lhe rotinas de remoção dos pontos pertencentes à RoI da curva vencedora, como descrito no método da RHT. De fato, a única diferença entre este método e o da RHT é que, como na implementação anterior, não são feitos sorteios, ou seja, todos os pares de pontos são testados na procura pela RoI

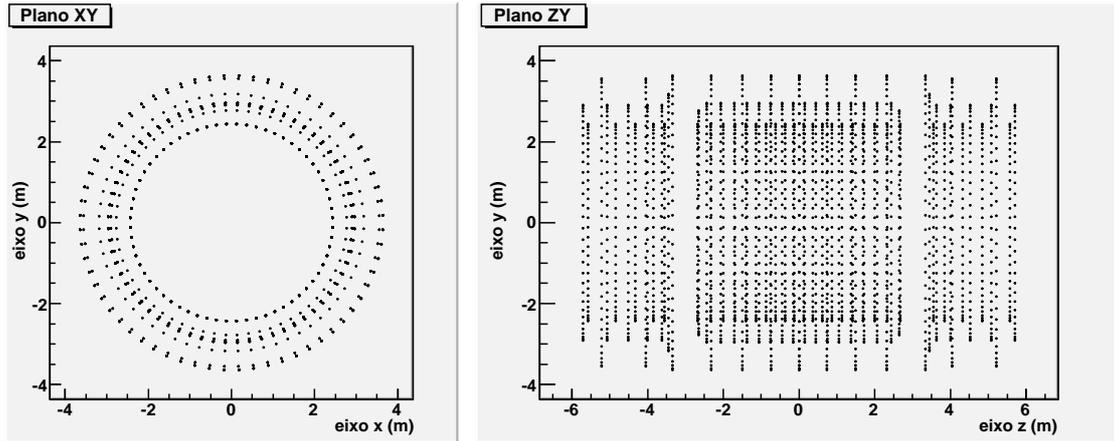


Figura 5.7: Topologia dos centros das células do TileCal, projetados nos planos XY e ZY.

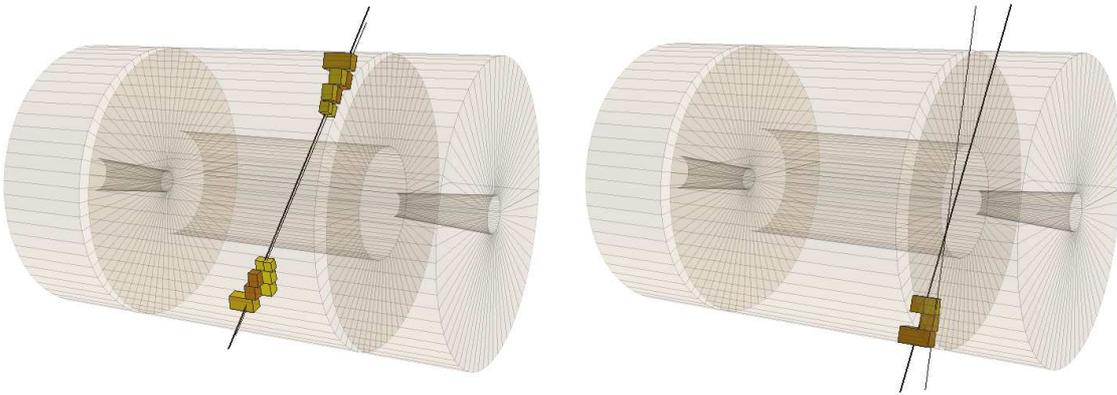


Figura 5.8: Eventos de simulação de RC, mostrando a precisão na reconstrução de traços em diferentes regiões do TileCal. Os traços finos e grossos representam trajetórias de múons simulados e reconstruídos, respectivamente.

vencedora. Uma vantagem desta abordagem é que as retas detectadas seguem uma ordenação por número de pontos que elas *arrastam*, o que indiretamente leva a uma ordenação por qualidade de reconstrução, já que retas com maior número de pontos tendem a ser mais bem ajustadas.

A Figura 5.9 apresenta o fluxograma do algoritmo de detecção de múltiplos traços. A detecção e a reconstrução de retas na RoI são feitas como no método de ajuste de um único traço (ver Figura 5.4). Após estes passos, os pontos referentes à reta encontrada são retirados do espaço de dados e o algoritmo inicia uma nova iteração até que nenhuma RoI com energia total acima de E_{min} seja encontrada.

Os algoritmos de simulação de RC no ATLAS geram somente um único múon

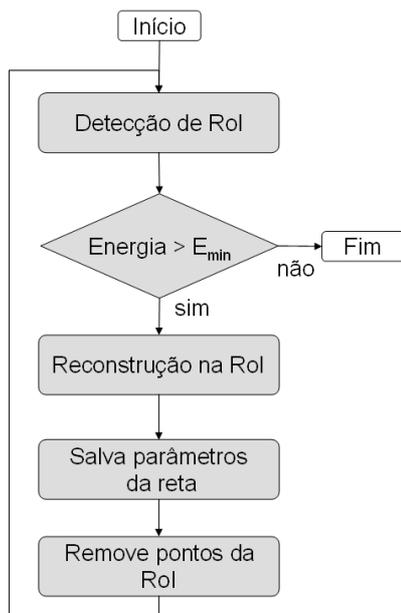


Figura 5.9: Fluxograma do algoritmo de detecção de múltiplos traços.

por evento, de modo que as distribuições de erro entre parâmetros simulados e medidos, nesta nova implementação, são idênticas ao do método anterior. Testes de dependência entre qualidade de ajuste e multiplicidade de múons serão apresentados com dados reais, no capítulo de resultados experimentais. No momento em que esta tese é escrita, o método de detecção de múltiplos traços aqui apresentado é o método padrão de detecção de RC no TileCal, e seus resultados são automaticamente gravados para a reconstrução de eventos do ATLAS, sendo estes usados por toda a colaboração. Estes dados são de fundamental importância para teste de outros subdetectores. O calorímetro eletromagnético, por exemplo, utiliza a informação de tempo de voo dos múons reconstruídos com o TileCal, para definir, com precisão, o instante em que o mesmo passa pelo plano $y = 0$. Esta informação de tempo é utilizada como parâmetro de fase nos algoritmos de reconstrução da energia depositada em células deste calorímetro.

5.3 Detecção de sinal: validação de células

O processo de separação entre células com sinal (células onde houve efetiva deposição de energia) e células que apresentam somente ruído eletrônico, é essencial para um bom funcionamento dos algoritmos de detecção de traços. Durante o comissiona-

mento do TileCal com RC, 7 amostras do sinal temporal de cada PMT, amostradas a uma taxa de 25 ns, são armazenadas, a partir do instante de disparo do *trigger*. Através das amostras digitalizadas, devem-se detectar quais células foram atravessadas por uma partícula e estimar a energia depositada em cada uma delas. Devido à baixa relação sinal-ruído do TileCal para os múons provenientes de raios cósmicos, este processo de separação não apresenta boa eficiência, quando métodos tradicionais em calorimetria, como corte em energia, por exemplo, são usados. Os métodos de detecção de RC, usando transformada de Hough, foram desenvolvidos para resolver o problema de detecção de traços neste ambiente altamente ruidoso. Porém, diminuir ao máximo a contaminação do evento por células de ruído faz com que o algoritmo de detecção de traços seja executado com maior eficiência. Para isso, foram desenvolvidas técnicas de detecção de sinal que validam ou não a participação de uma célula no processo de reconstrução do RC.

As técnicas de detecção empregadas são baseadas no teste de hipótese, enunciado primeiramente por J. Neyman e E. S. Pearson em 1933 [96]. Para utilizar esta técnica eficientemente, é preciso conhecer a estocacidade dos sinais envolvidos. Porém, não existe um *padrão ouro* teórico para a estocacidade dos sinais de RC gerados nos canais de leitura do TileCal. Os dados gerados por simulação não incluem a sintetização dos sinais temporais, somente o valor da energia depositada nas células. Para utilizar o teste de hipóteses no problema em questão, foi necessário criar, de forma tão realista quanto possível, dois conjuntos de sinais representando as duas classes de dados a se detectar: ou o sinal temporal é formado apenas por amostras do ruído ou ele apresenta um fraco padrão de deposição de energia somado ao ruído aditivo que mascara a observação do mesmo. Serão geradas quantidades iguais de sinais das duas classes, onde metade dos dados de cada classe, chamado de *conjunto de desenvolvimento*, será utilizado para desenvolver os filtros estocásticos. A outra metade, chamada de *conjunto de teste*, é usada para testar a eficiência de detecção dos filtros desenvolvidos.

5.3.1 O conjunto de desenvolvimento e teste

De forma a projetar os algoritmos de detecção de sinal em células e medir os desempenhos alcançados, foram utilizados dois conjuntos de sinais temporais. Um

destes, o conjunto de ruído, é obtido de aquisições específicas de ruído no TileCal. Periodicamente, são adquiridas, no TileCal, tomadas de dados de ruído em todos os seus 256 módulos de leitura. Isto é feito gerando disparos aleatórios de *trigger*, enquanto todo o sistema encontra-se em modo padrão de aquisição. Os dados, lidos e armazenados em disco, correspondem, portanto, a sinais de ruído puro (na verdade, uma quantidade desprezível de sinais ascíncronos de raios cósmicos se faz presente), utilizados para caracterização *offline* do sistema. Em cada tomada de dados deste tipo, são realizados 10.000 disparos e os sinais temporais, com 7 amostras para cada PMT, são armazenados. Os dados são gravados em 256 blocos de 48 PMTs. Cada bloco corresponde a um módulo do TileCal, com sua própria fonte de alimentação. Para a criação dos conjuntos de dados, foi selecionado um dos módulos, o LBA49, presente na maioria das tomadas de dados com raios cósmicos e com bom histórico de estabilidade. Os dados das suas 48 PMTs são selecionados aleatoriamente para formação dos conjuntos de desenvolvimento e teste. Em uma tomada com 10.000 disparos, foram armazenados, portanto, 480.000 sinais de ruído. A Figura 5.10 apresenta a distribuição do ruído em contagens de ADC. Esta distribuição é gerada subtraindo-se, anteriormente, o pedestal (nível DC) de cada PMT, de modo a eliminar o valor médio do ruído. Isto explica as contagens de ADC negativas nesta figura. Nota-se, pelo valor do χ^2 por grau de liberdade e da *kurtosis*, que o ruído não é Gaussiano.

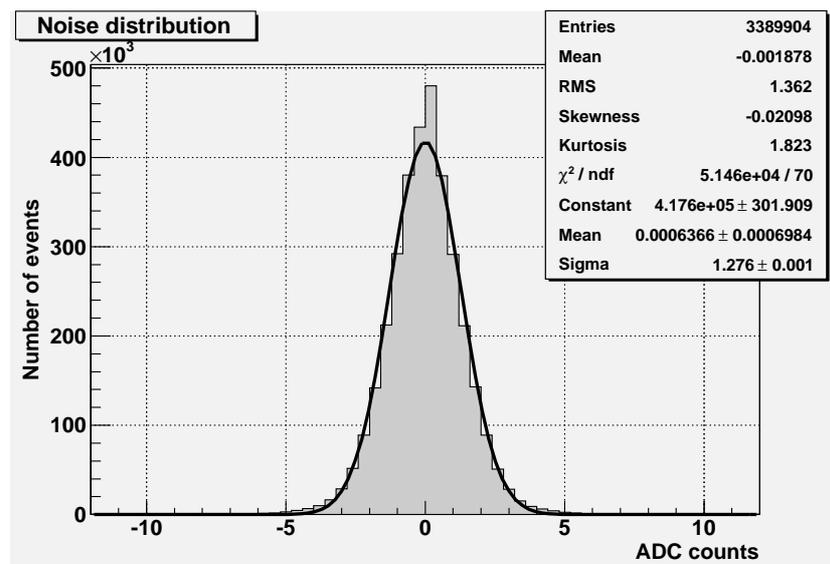


Figura 5.10: Distribuição de ruído do TileCal.

O conjunto de sinal é feito, adicionando-se ruído a sinais característicos de deposição de energia em células, obtidos por um processo híbrido, composto por informações de dados reais, dados com feixes controlados (*test beam*) em módulos de teste e de dados simulados. A Figura 5.11 descreve o processo de construção do conjunto de sinais. Inicialmente, uma função que descreve a forma de onda gerada pela passagem de múons em células do TileCal é derivada de dados experimentais com *test beam* [97]. Este sinal é adquirido com osciloscópios digitais, a uma alta taxa de amostragem (500 ps). Vários sinais, para múons de energia fixa, são adquiridos e uma média ponto-a-ponto é realizada para eliminação do ruído. A Figura 5.12 mostra a forma do pulso resultante, normalizado em amplitude. Devido à alta taxa de amostragem deste pulso, uma simples interpolação linear é feita para obter o sinal contínuo, necessário para a construção do conjunto de sinal, como será visto adiante. A eletrônica de *front-end* do TileCal foi projetada com um circuito de *shaper* em seu estágio de entrada, de modo que, para fins práticos, a forma do sinal gerado se mantém constante e sua amplitude varia linearmente com a energia depositada [98].

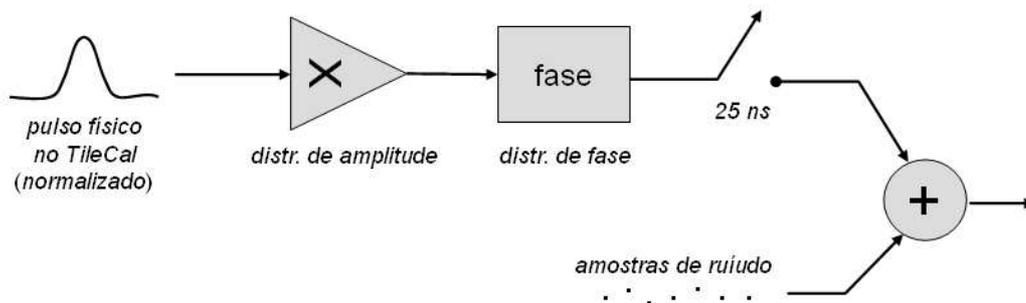


Figura 5.11: Esquema para construção do conjunto de sinais.

A partir de eventos de simulação de RC, é possível obter valores típicos de energia depositada em células do TileCal (ver Figura 5.13). Usando esta informação, são, então, gerados pulsos com as amplitudes correspondentes. A relação entre energia e amplitude do pulso, em contagens do digitalizador (ADC - *Analog to Digital Converter*), é de 81,81 contagens do ADC/GeV, conforme foi obtido em análises de *test beam*. Como o objetivo é melhorar a eficiência na detecção para sinais de baixa amplitude, apenas células de até 500 MeV são utilizadas no projeto destes filtros (células com deposição de energia superior a 500 MeV são sempre aceitas como células ativas). Além disso, os valores sorteados nesta distribuição

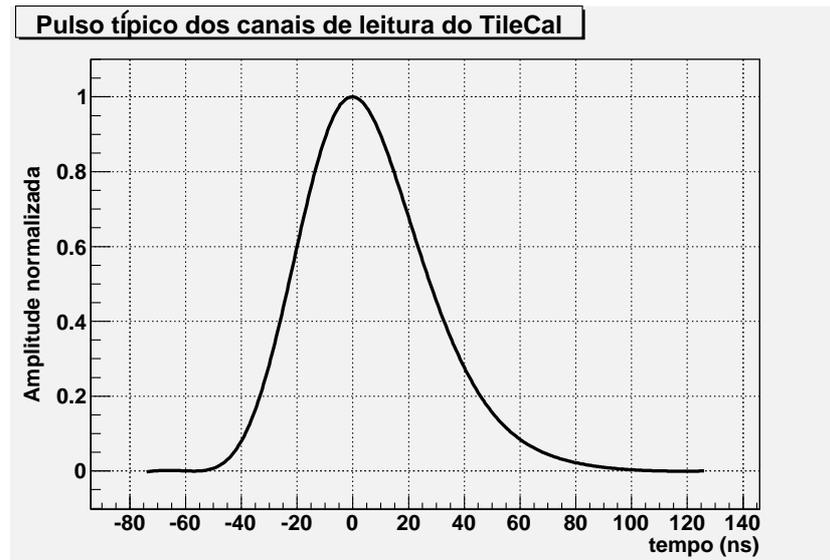


Figura 5.12: Pulso típico (sem ruído) do TileCal para sinais de múons, obtido em *test beam* e normalizado em amplitude.

devem ainda ser divididos por 2, pois cada célula do TileCal é ligada a 2 PMT e a energia total da célula é a soma das energias estimadas em cada PMT.

Devido ao tempo de vôo dos múons provenientes de raios cósmicos, à medida que estes atravessam o calorímetro, a posição do pico dos pulsos gerados nas PMT terão uma certa defasagem para células de camadas diferentes. Esta defasagem dependerá de fatores aleatórios, como ângulo de incidência do múon e também de erros sistemáticos como diferenças entre comprimentos de cabos e fibras óticas de cada célula. Tal defasagem, apesar de difícil modelagem, deve ser levada em conta no processo de construção do conjunto de sinais. Para isso, foram usadas aquisições reais de RC, onde somente sinais de células com uma alta deposição de energia (acima de 500 MeV) foram selecionados. Um processo de *fitting*, usando a forma do pulso dada na Figura 5.12, é aplicado a estes sinais temporais, de forma a obter os parâmetros de amplitude e fase com boa precisão, graças a alta relação sinal-ruído dos mesmos. O resultado da distribuição de fase é mostrado na Figura 5.14, onde uma fase nula significa um pico alinhado com a amostra central (quarta amostra). Para facilitar o uso desta distribuição no processo de criação do conjunto de sinal, a mesma foi aproximada por uma Gaussiana, cujos parâmetros são dados na Figura 5.14.

Após os sorteios dos valores de amplitude e fase, de acordo com as distribuições pré-definidas, o sinal é então amostrado a 40 MHz, como seria feito pelos circuitos

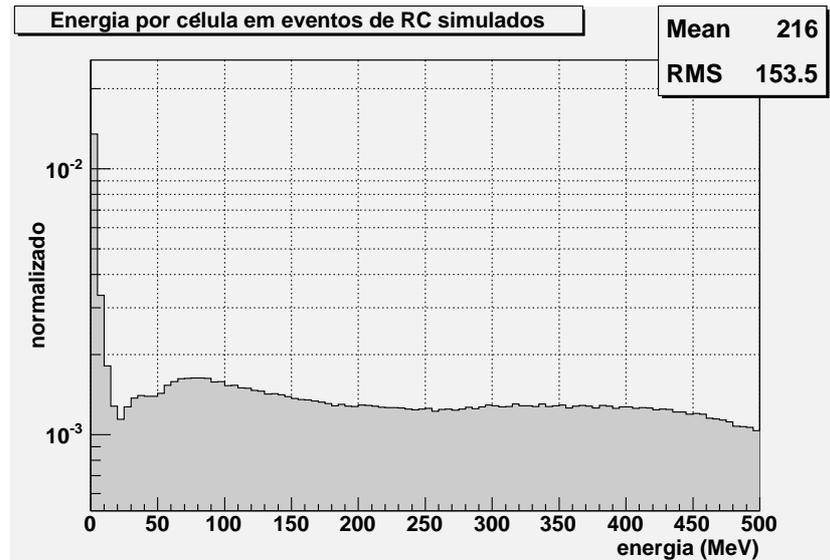


Figura 5.13: Distribuição de energia por célula do TileCal, em eventos simulados de RC. Somente são usadas células com energias abaixo de 500 MeV.

digitalizadores. Finalmente, aquisições reais de ruído no TileCal, com 7 amostras temporais, são adicionadas aos pulsos obtidos pelo processo híbrido descrito acima. A Figura 5.15 mostra um exemplo da construção de um sinal pelo método proposto. Primeiro, sorteia-se uma célula de um evento de simulação de RC que tenha energia inferior a 500 MeV. A energia da célula é dividida por 2, para se obter a energia por PMT. Esta é, então, convertida em amplitude do pulso. No exemplo em questão, foi sorteada uma célula com 200 MeV. O segundo passo consiste em sortear a fase do pulso, utilizando-se a distribuição Gaussiana dada na Figura 5.14. Para ilustrar este passo, uma fase de 30 ns foi escolhida. O terceiro passo resulta em amostrar o sinal a 40 MHz, obtendo 7 amostras do mesmo, onde a amostra central (quarta amostra) é localizada na origem (0 ns). Por fim, sinal de ruído, também com 7 amostras, é adicionado, completando o processo.

Na construção destes conjuntos de dados, foram utilizados 480.000 sinais de ruído, adquiridos em diferentes células do TileCal. Metade destes dados (240.000) formam o conjunto de ruído. A outra metade foi utilizada para construção do conjunto de sinal. Destes conjuntos, metade dos dados (120.000 sinais em cada conjunto), são usados para desenvolvimento dos filtros, enquanto a outra metade, forma o conjunto de teste.

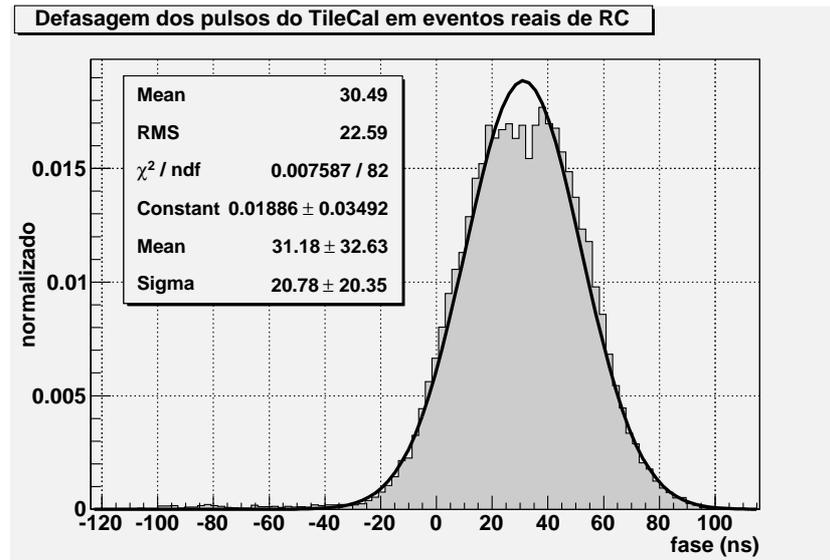


Figura 5.14: Distribuição dos parâmetros de fase para sinais reais no TileCal, ajustados para eventos de RC em células com boa relação sinal-ruído.

5.3.2 Detecção por corte em energia

Antes de mostrarmos o desenvolvimento dos filtros estocásticos, quantifiquemos a eficiência do método de corte em energia na separação entre eventos dos dois conjuntos gerados. Isto é feito estimando-se o valor da energia em cada sinal, utilizando o algoritmo padrão de reconstrução de energia implementado no Athena [99]. Este algoritmo aplica um processo de *fitting*, utilizando a forma do pulso dada na Figura 5.12. Três parâmetros são ajustados: Nível DC, Amplitude e Fase. A partir do valor estimado da Amplitude, em contagens de ADC, é obtido o valor da energia pela relação 81,81 contagens do ADC/GeV já apresentada.

A Figura 5.16 apresenta as distribuições de energia, reconstruídas para os conjuntos de sinal e ruído (usando os conjuntos de desenvolvimento + teste). Os valores negativos de energia estão relacionados a sinais cujo melhor ajuste se dá para pulsos com amplitude negativa. Nota-se que a energia do ruído está concentrada, em sua maioria (99,8%), abaixo de 100 MeV. A energia dos eventos de sinal apresenta um limite superior em torno de 250 MeV, pois esta foi a máxima energia por PMT usada na construção deste conjunto.

Para um dado corte em energia, é possível obter a *Probabilidade de detecção* (P_d), que corresponde à área sob a curva de distribuição dos eventos de sinal, à direita do patamar escolhido. A *Probabilidade de falso alarme* (P_f) é obtida de

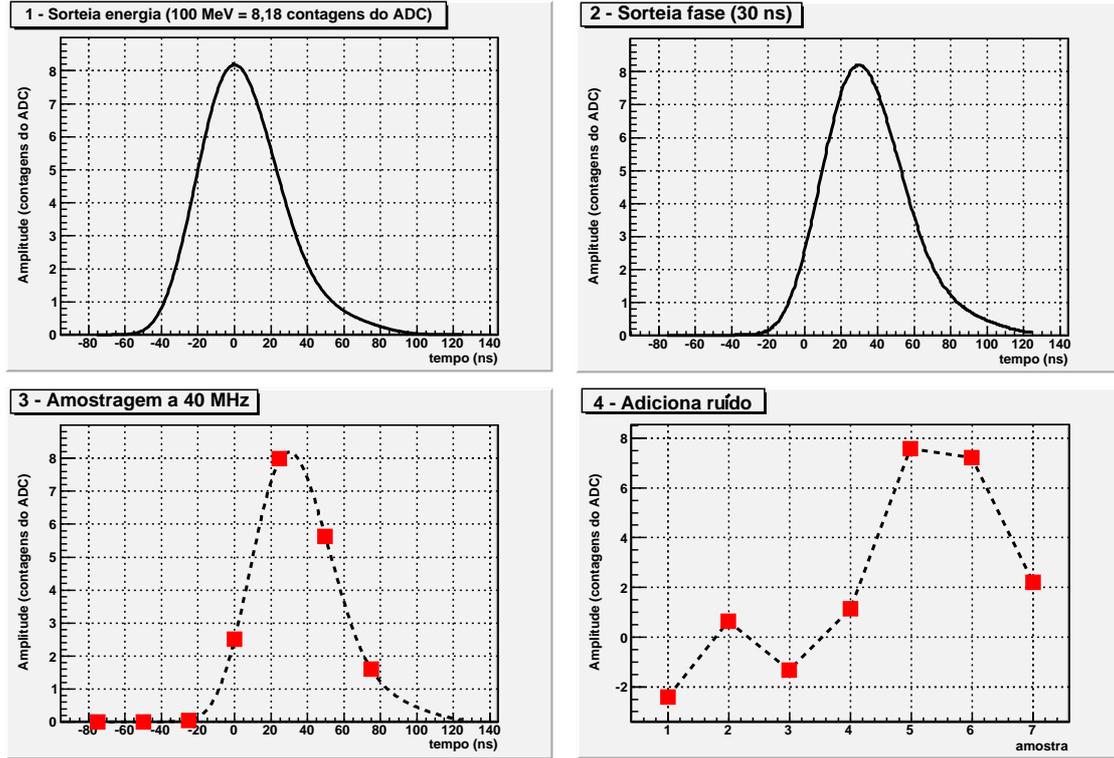


Figura 5.15: Ilustração do processo de construção de um evento de sinal.

forma semelhante, através da distribuição dos eventos de ruído. As dependências de Pd e Pf com relação ao patamar são mostradas na Figura 5.17, que mostra também a curva ROC (*Receiver Operating Characteristics*) [100].

5.3.3 Detecção por filtragem ótima

A teoria de detecção de sinais é baseada no teste de hipóteses [100]. Para a detecção de raios cósmicos, este teste é formulado do seguinte modo (ver Equação 5.2): dada uma sequência de 7 amostras, correspondendo a um sinal temporal digitalizado, deve-se escolher entre duas hipóteses distintas, a hipótese H_0 , onde somente ruído eletrônico $n[k]$ está presente, ou a hipótese H_1 , onde um sinal $s[k]$ está sobreposto ao ruído aditivo.

$$\begin{aligned}
 H_0 : r[k] &= n[k] & k &= 1, 2, \dots, 7, \\
 H_1 : r[k] &= s[k] + n[k] & k &= 1, 2, \dots, 7,
 \end{aligned}
 \tag{5.2}$$

Pode-se demonstrar [100] que, para uma sequência \mathbf{R} a ser testada, a relação que maximiza a eficiência de detecção é dada pela razão de semelhança

$$\Lambda(\mathbf{r}) = \frac{f_{\mathbf{R}|H_1}(\mathbf{r}|H_1)}{f_{\mathbf{R}|H_0}(\mathbf{r}|H_0)} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\geq}} \gamma
 \tag{5.3}$$

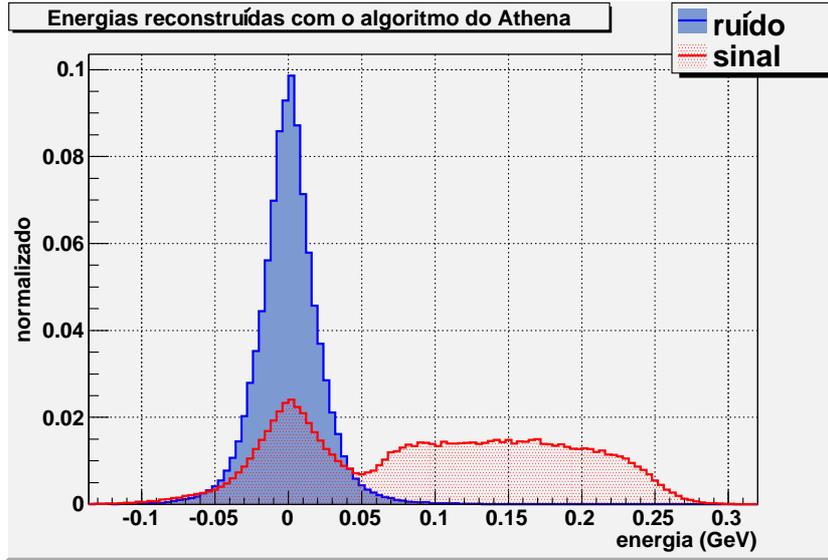


Figura 5.16: Distribuições das energias reconstruídas para os conjuntos de sinal e ruído.

onde $f_{\mathbf{R}|H_1}(\mathbf{r}|H_1)$ e $f_{\mathbf{R}|H_0}(\mathbf{r}|H_0)$ são as Funções Densidade de Probabilidade (*fdp*) de \mathbf{R} dado que H_1 e H_0 ocorreram, respectivamente. A Equação 5.3 é interpretada da seguinte forma: se a razão $\Lambda(\mathbf{r})$ for maior que γ , escolhe-se por H_1 , se não, H_0 é escolhido. O parâmetro γ está relacionado ao patamar escolhido na saída do filtro, dependendo da relação desejada entre Pd e Pf .

O projeto do filtro consiste, portanto, em estimar $f_{\mathbf{R}|H_1}(\mathbf{r}|H_1)$ e $f_{\mathbf{R}|H_0}(\mathbf{r}|H_0)$ a partir dos conjuntos de sinal e ruído pré-definidos. Esta tarefa é facilitada quando as distribuições são estatisticamente independentes, de forma que $f_{\mathbf{R}|H_1}(\mathbf{r}|H_1)$ e $f_{\mathbf{R}|H_0}(\mathbf{r}|H_0)$ são dadas pelo produto das distribuições individuais de cada amostra

$$\Lambda(\mathbf{r}) = \frac{\prod_{i=1}^7 f_{R_i|H_1}(r_i|H_1)}{\prod_{i=1}^7 f_{R_i|H_0}(r_i|H_0)} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} \gamma \quad (5.4)$$

Uma primeira aproximação pode ser feita, considerando-se o ruído Gaussiano. Desta forma, se o ruído for considerado branco, e o sinal $s[n]$ for considerado determinístico, ou seja, a i ésima amostra de $s[n]$ tem um valor fixo s_i , tornando-se estocástico apenas pela adição do ruído, a Equação 5.4 passa a ser [101]:

$$\Lambda(\mathbf{r}) = \frac{\prod_{i=1}^7 \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(r_i - s_i)^2}{2\sigma^2}}}{\prod_{i=1}^7 \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(r_i)^2}{2\sigma^2}}} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} \gamma \quad (5.5)$$

aplicando-se o logaritmo em ambos os lados desta equação e após alguma manipu-

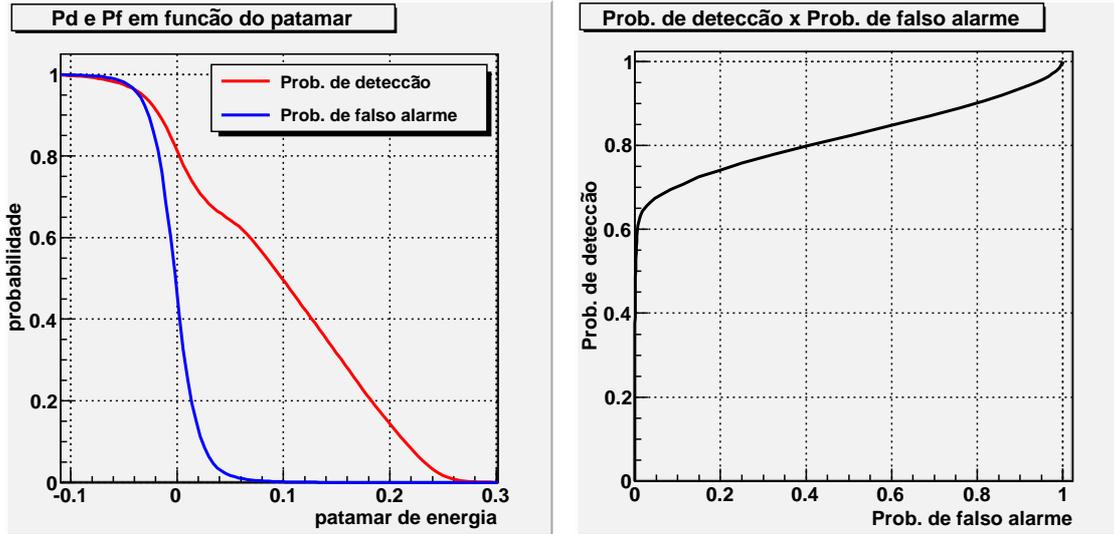


Figura 5.17: Dependências da probabilidade de detecção (Pd) e da probabilidade de falso alarme (Pf) com o patamar de energia (esquerda). Curva ROC (direita).

lação algébrica [101], temos

$$\sum_{i=1}^7 r_i s_i \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} \gamma' \quad (5.6)$$

onde γ' engloba todas as constantes desta equação. O resultado do filtro, portanto, é simplesmente o produto interno entre a sequência de amostras a ser testada e o sinal determinístico $s[n]$ que se deseja detectar. Nota-se, na Equação 5.5, que este método, conhecido como filtro casado, requer que o ruído aditivo seja branco, além de Gaussiano.

De forma a implementar este método no problema em questão, um sinal determinístico $s_m[n]$ é aproximado, usando-se os valores médios das distribuições de cada amostra do conjunto de sinal. Para isso, os sinais do conjunto de desenvolvimento foram utilizados para estimar o sinal médio $s_m[n]$. Este sinal é apresentado na Figura 5.18.

A Figura 5.19 apresenta as distribuições resultantes da aplicação deste filtro casado nos conjuntos de sinal e de ruído, para ambos os grupos de desenvolvimento e teste. As curvas ROC para esta aproximação são dadas na Figura 5.20. Nota-se que, mesmo para esta primeira aproximação grosseira, o desempenho do filtro casado é superior ao do método por corte em energia e uma boa generalização é observada entre os conjuntos de desenvolvimento e teste. Além disso, o custo computacional deste método é de apenas 7 multiplicações e acumulações, sendo inclusive fácil de

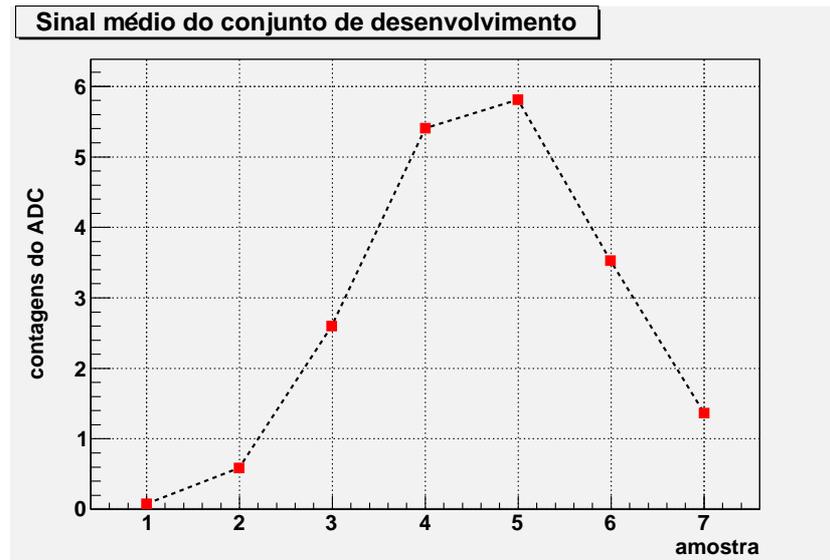


Figura 5.18: Sinal médio do conjunto de desenvolvimento, utilizado no filtro casado por aproximação determinística.

ser implementado diretamente em *hardware*, através de um DSP (*Digital Signal Processor*) [102], viabilizando o seu uso, também, de forma *online*, em outras tarefas críticas, como, por exemplo, melhorar a eficiência na detecção de *cluster* de células, e, conseqüentemente, melhorar o desempenho na classificação *online* de partículas.

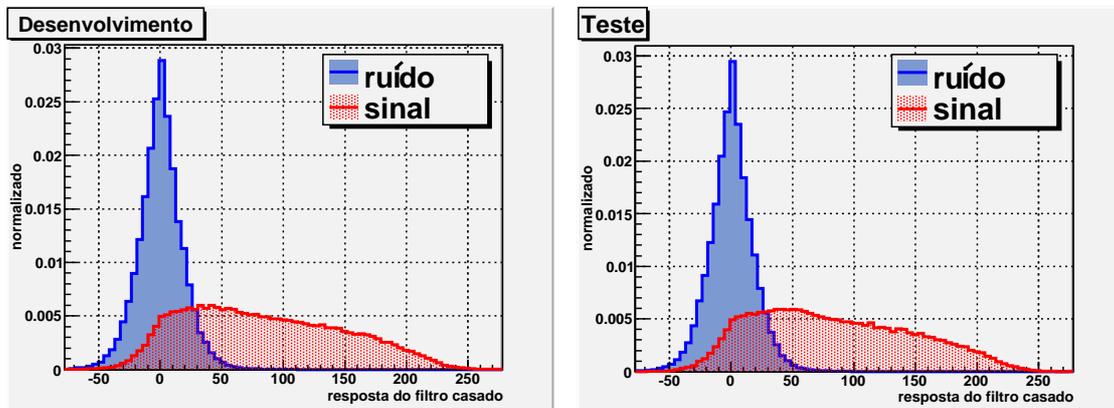


Figura 5.19: Distribuições dos resultados da aplicação do filtro casado para a aproximação determinística, para sinal e ruído.

Ao invés de aproximar as distribuições de cada amostra por gaussianas, para obter um produto interno simples como resposta do filtro, as verdadeiras distribuições podem ser usadas e o produto é, então, calculado numericamente. Para obter-se uma função analítica para estas distribuições, são usados métodos empíricos

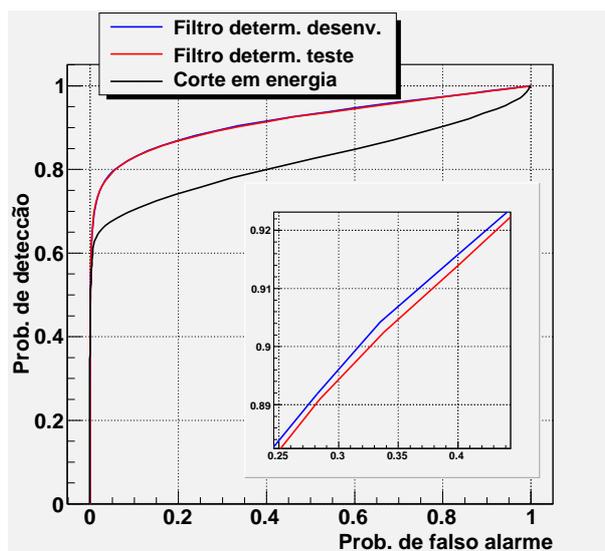


Figura 5.20: Curvas ROC para a detecção por filtro casado na aproximação determinística e por corte em energia.

de estimação de fdp [103]. O método utilizado foi o de interpolação por polinômios (*spline functions*). Nesta implementação, foram utilizados polinômios de quinta ordem, e um algoritmo de suavização, conhecido como 353QH [104], foi previamente aplicado aos histogramas para garantir uma boa interpolação. A Figura 5.21 mostra as fdp resultantes do processo de estimação, aplicado ao conjunto de desenvolvimento. Como medida de qualidade de ajuste, os valores de χ^2 por grau de liberdade são apresentados. Devido à complexidade estrutural das distribuições e à grande quantidade de parâmetros envolvidos no processo de ajuste, observou-se uma grande dificuldade em se obter um bom grau de confiabilidade nas fdp estimadas, tendo o valor de probabilidade dos ajustes se concentrado nos extremos (0% e 100%) para a maioria das distribuições. Porém, como será visto adiante, a eficiência de detecção se mantém alta, de modo que este fato não demonstra grande impacto no método em questão.

A Figura 5.22 mostra o diagrama em blocos da implementação do filtro casado por estimação de fdp . Os blocos de *Branqueamento do ruído* e *Pré-processamento* podem ser *ligados* ou *desligados*, dependendo da relação entre custo computacional e eficiência de detecção requerida (em cada combinação, novas fdp precisam ser estimadas). A influência destes blocos no desempenho dos filtros é apresentada na próxima seção. A Figura 5.23 mostra as curvas ROC para implementação do

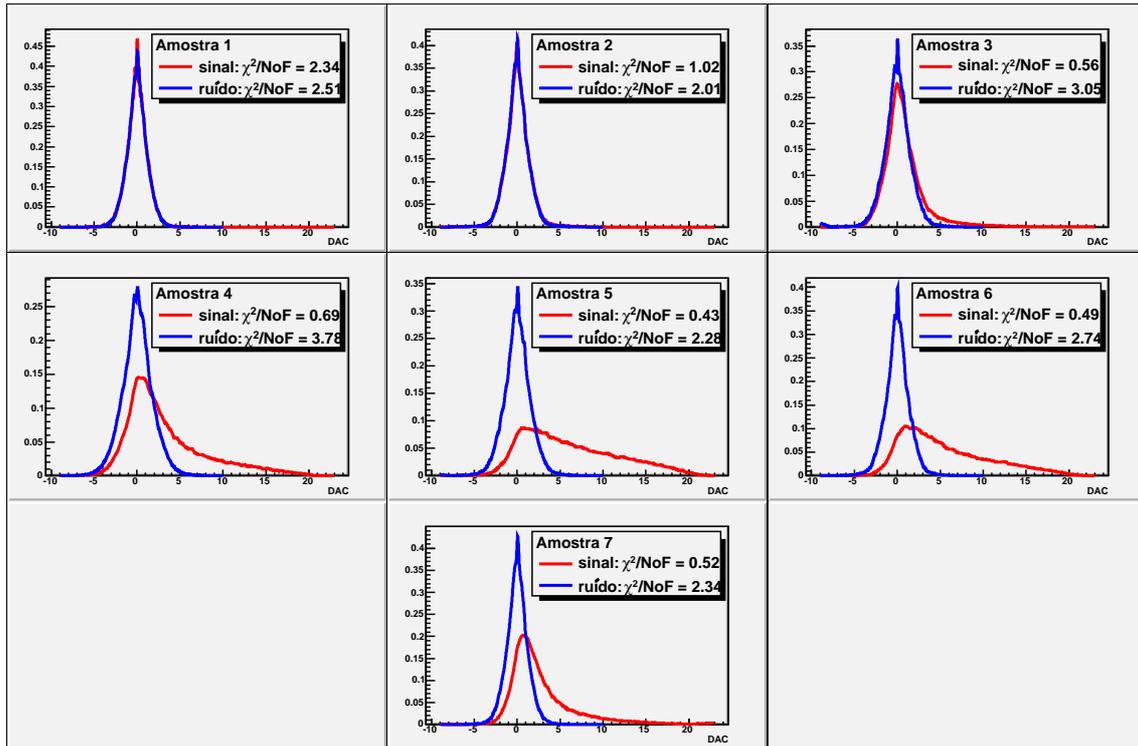


Figura 5.21: Resultado da estimação de f_{dp} das amostras para os conjuntos de sinal e ruído.

filtro sem branqueamento e sem pré-processamento, utilizando as f_{dp} mostradas na Figura 5.21.

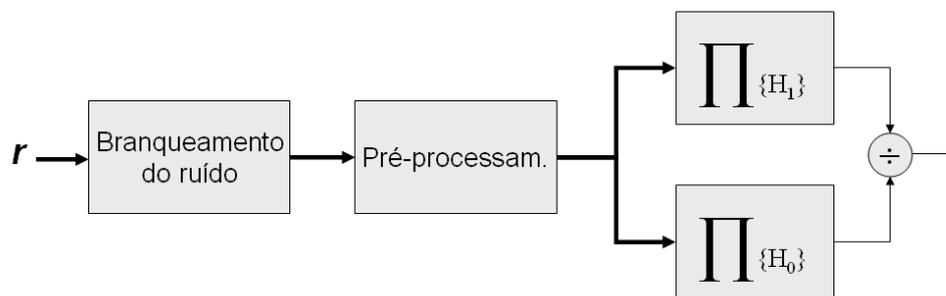


Figura 5.22: Diagrama em blocos do método de filtro casado por estimação de f_{dp} .

Branqueamento do ruído

A partir da matriz de covariância do ruído, é possível encontrar uma transformação linear de branqueamento. O método utilizado é baseado em descorrelação por PCA (*Principal Component Analysis*) [105] seguido por normalização das componentes, para obter-se variância unitária, como descrito em [106]. O método de PCA utilizado

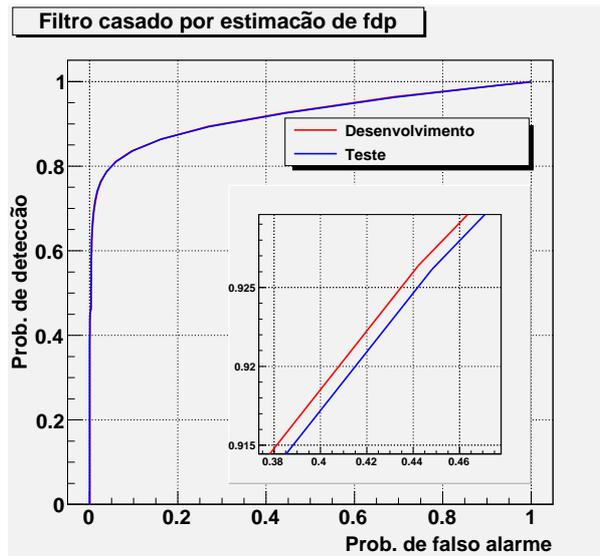


Figura 5.23: Curvas ROC para o método de filtragem casada por estimação de fdp , para os conjuntos de desenvolvimento e teste.

é apresentado na seção sobre pré-processamento. A matriz de covariância do ruído, para o conjunto de desenvolvimento, é mostrada na Figura 5.24. A partir desta matriz foi computada a matriz de branqueamento. A Figura 5.25 mostra a matriz de covariância do ruído depois do processo de branqueamento, onde se pode notar uma boa generalização entre o conjunto de desenvolvimento e teste.

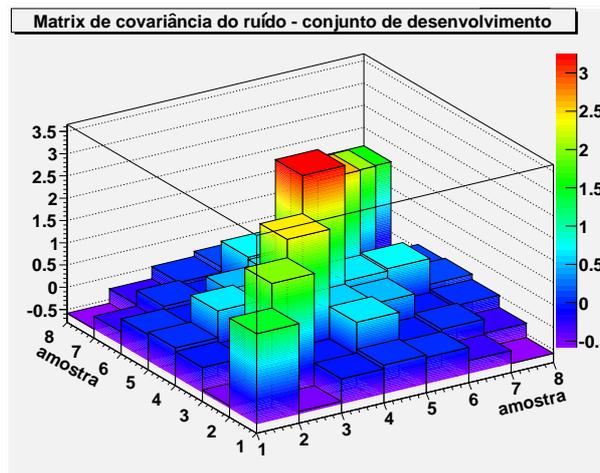


Figura 5.24: Matriz de covariância do ruído para o conjunto de desenvolvimento.

As estimações de fdp , para as distribuições após o processo de branqueamento, são dadas na Figura 5.26. Estas funções de probabilidade devem ser usadas na implementação do filtro com o branqueamento do ruído, sem pré-processamento.

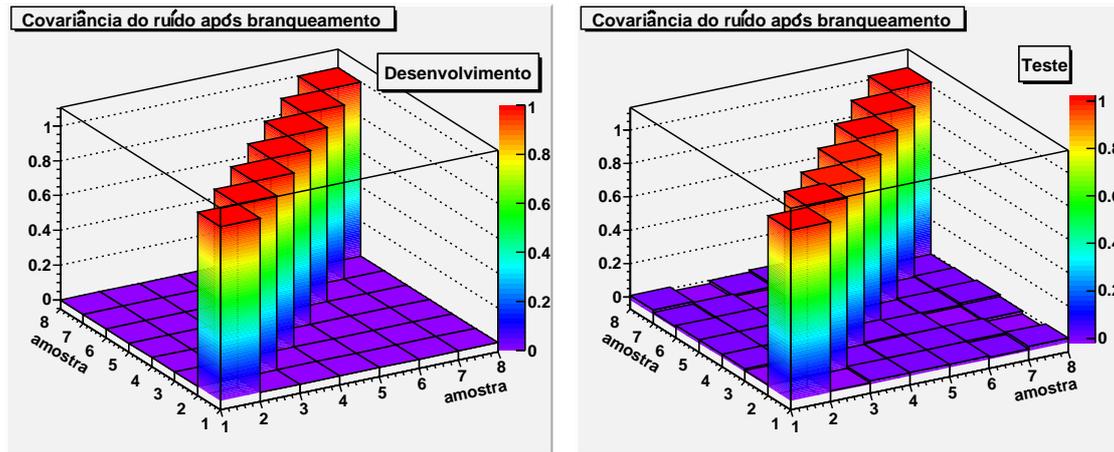


Figura 5.25: Matriz de covariância do ruído depois do processo de branqueamento, para os conjuntos de desenvolvimento e teste.

A curva ROC para este método é apresentada mais adiante, na Figura 5.32, junto com resultados obtidos em diferentes configurações, para uma comparação entre os métodos por estimação de fdp implementados.

Pré-processamento

Para que a implementação do filtro casado, dada pela Equação 5.4, possa ser efetuada com maior eficiência, métodos de pré-processamento, objetivando alcançar as condições de independência estatística entre as amostras, foram desenvolvidos. Uma primeira aproximação é feita, aplicando-se um processo de decorrelação por PCA. Esta técnica, baseada na transformação de *Karhunen-Löeve* [107], procura projetar o processo estocástico em uma base ortogonal (componentes decorrelacionadas), onde o valor projetado em cada componente está relacionado à quantidade de informação (ou energia, ou variância) que a mesma carrega. Geralmente, componentes com pouquíssima energia podem ser desprezadas, sem perda de informação relevante. Este caráter de compactação tende a reduzir consideravelmente a dimensão do problema.

Pode-se demonstrar de diversas maneiras, como, por exemplo, através de transformações lineares para maximização de variância [106], que a base ortonormal característica da PCA, é dada pelos autovetores da matriz de covariância do processo estocástico original. Além disso, os autovalores associados correspondem às variâncias das componentes nesta nova base. Desta forma, aplicando-se PCA com

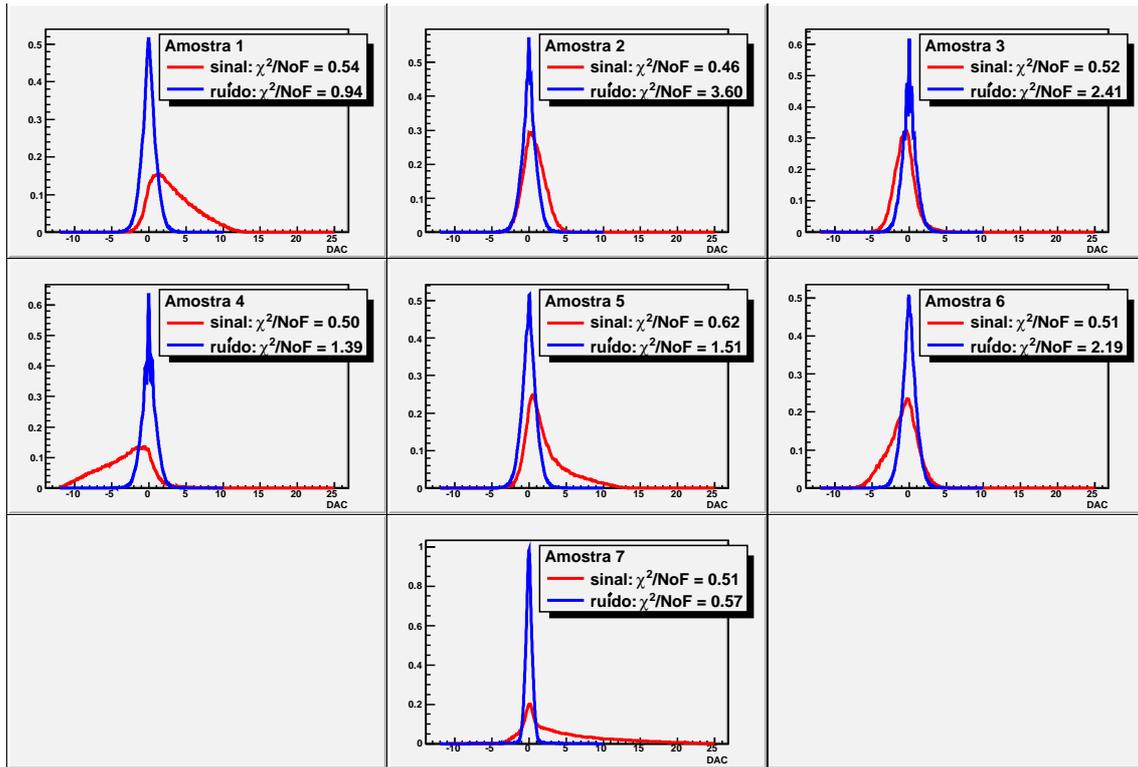


Figura 5.26: Estimação de f_{dp} das amostras para os conjuntos de sinal e ruído, após o processo de branqueamento do ruído.

base no processo estocástico característico do conjunto de sinal, em uma base onde o ruído é branco, tem-se uma razão de semelhança onde, tanto as amostras no numerador, quanto as no denominador, são descorrelacionadas. Torna-se pertinente lembrar que a projeção em base ortonormal, característica da PCA, mantém o ruído branqueado, pois esta transformação é apenas uma rotação no hiperespaço e o ruído branco é esférico neste mesmo espaço. Portanto, é importante que esta matriz de transformação seja aplicada somente após a matriz de branqueamento descrita na seção anterior. Na prática, estas duas matrizes podem ser combinadas em uma única transformação.

A Figura 5.27, à esquerda, apresenta a matriz de covariância do conjunto de sinal após o filtro branqueador, onde se nota uma forte correlação entre diferentes amostras. Isto é um indicativo de que a maior parte da energia deste processo estocástico está concentrada em apenas algumas componentes, como pode ser verificado no gráfico de autovalores desta matriz, nesta figura, à direita. Consequentemente, uma redução na dimensão dos dados (número de amostras), pode ser feita

sem perda efetiva de eficiência. A Figura 5.28 apresenta as fdp estimadas com as distribuições projetadas nesta nova base, em que se nota a ordenação das amostras por suas quantidades de informação (variâncias). Nota-se, também, que não há discriminação entre as distribuições de sinal e de ruído para as últimas amostras, indicando que muitas delas podem ser desprezadas. As curvas ROC, para os filtros desenvolvidos com as distribuições projetadas nesta nova base, são mostradas na Figura 5.29 (conjunto de teste), para diferentes números de componentes utilizados.

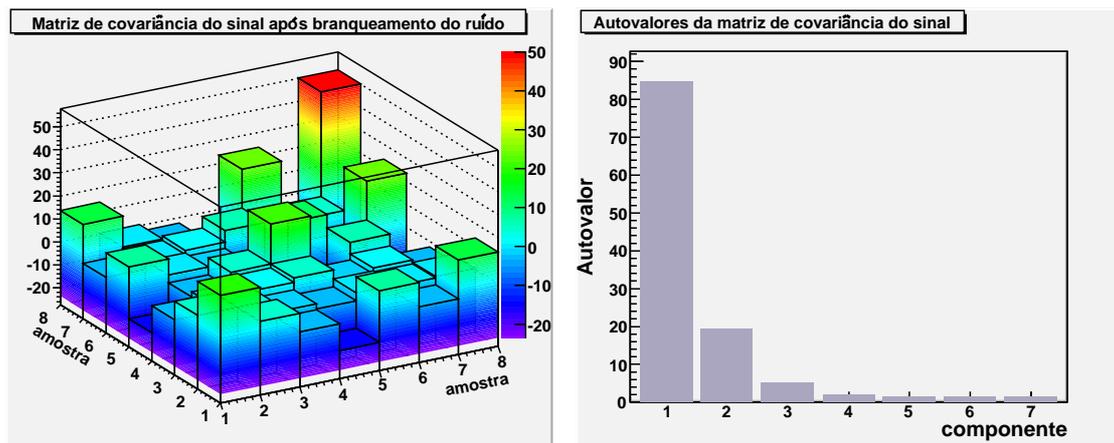


Figura 5.27: Matriz de covariância do sinal (esquerda) e seus autovalores (direita).

De fato, verificou-se que somente as duas primeiras componentes podem ser usadas sem perda de eficiência no projeto do filtro ótimo subsequente, reduzindo o custo computacional em mais da metade, além de aumentar a eficiência de detecção, graças ao processo de decorrelação executado (ver gráfico comparativo na Figura 5.32). Além disso, menos fpd precisam ser estimadas, diminuindo a cadeia de propagação dos erros, isto explica as melhores eficiências nas implementações com 2 e 3 componentes.

Os processos de decorrelação usados nos métodos de branqueamento do ruído e de decomposição do conjunto de sinal em componentes principais não são suficientes para tornar as variáveis estatisticamente independentes, visto que as mesmas não são distribuições gaussianas. Para uma melhor separação estatística entre as variáveis, métodos mais sofisticados, que levam em conta estatística de ordem superior, podem ser aplicados. Entre eles, destaca-se a Análise de Componentes Independentes (*Independent Component Analysis - ICA*) [106]. Os métodos de ICA são baseados no teorema do limite central [108], que diz que misturas de variáveis

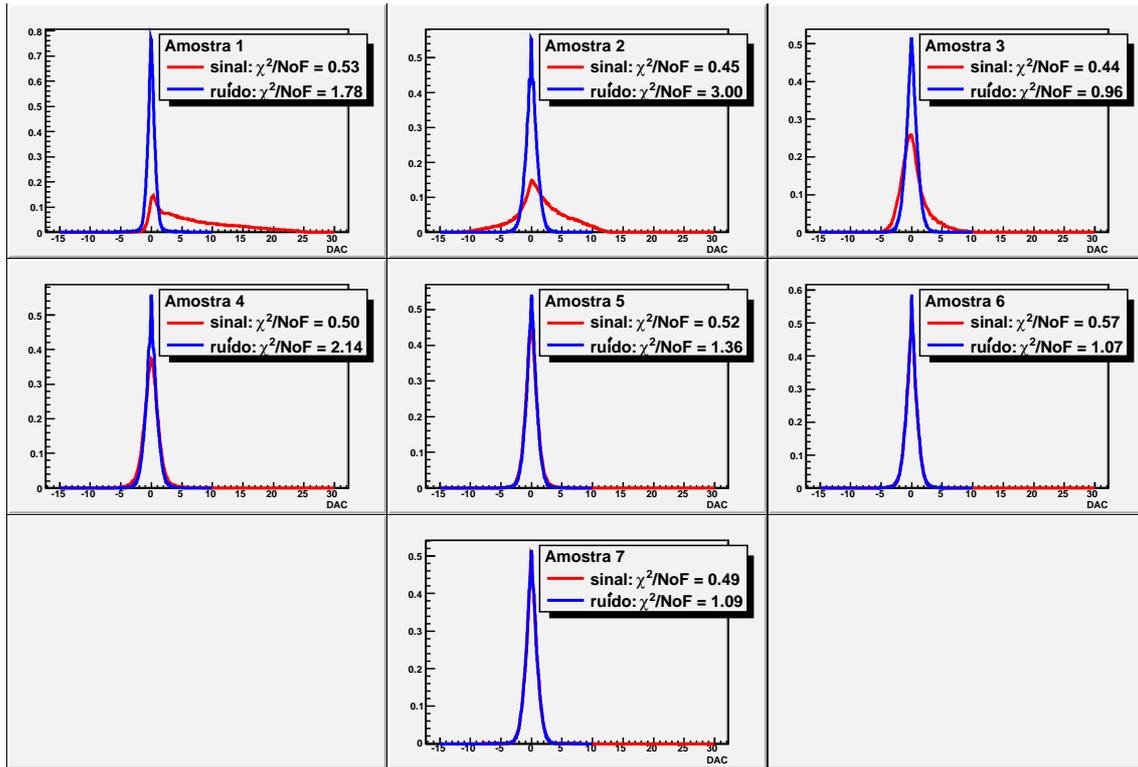


Figura 5.28: Estimação de fdp das amostras para os conjuntos de sinal e ruído, após o processo de branqueamento do ruído seguido por PCA com base no conjunto de sinal.

aleatórias não-gaussianas tendem a ser mais gaussianas que as variáveis originais. ICA procura, então, uma transformação linear que maximiza a não-gaussianidade das componentes. Medidas de não-gaussianidade como Kurtosis [109], Negentropia [110], métodos de PCA não linear [111] e métodos tensoriais [112], podem ser usadas neste processo. Uma comparação entre estes métodos pode ser vista em [113].

Neste trabalho, um algoritmo popular na aplicação de ICA, o FastICA [114], foi utilizado para separação das componentes, supondo-se que um processo linear de mistura foi realizado. Diferentemente da solução anterior, onde se obteve decorrelação para ambos os processos estocásticos envolvidos (sinal e ruído), o mesmo não será possível com ICA. Cada conjunto de dados requer uma diferente matriz de separação, de modo que não é possível encontrar-se uma base onde ambos os processos estocásticos tenham componentes estatisticamente independentes simultaneamente. O FastICA utiliza um processo de branqueamento intermediário, eliminando a informação de energia (variância) das componentes. Esta informação é importante para conjunto de sinal e deve ser mantida, sendo fundamental no processo de dis-

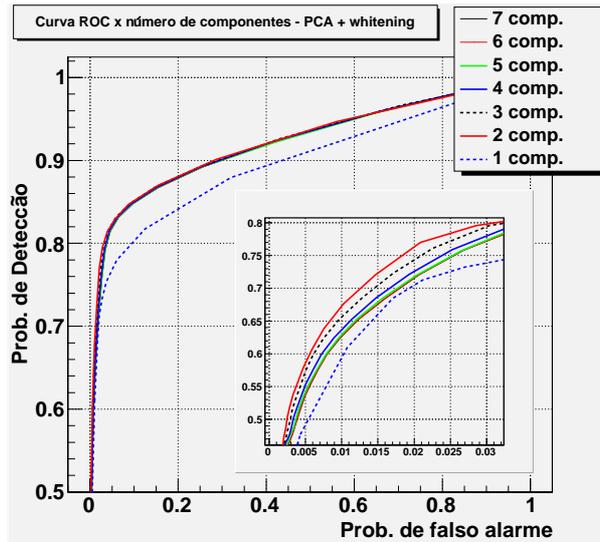


Figura 5.29: Curvas ROC para o método de estimação de fdp , com branqueamento e pré-processamento por PCA.

criminação entre este e o ruído. Por esta razão, o ICA será aplicado com base no conjunto de ruído.

A Figura 5.30 mostra as fdp para este caso. Nota-se que a primeira componente do ruído se tornou bastante super-gaussiana. O gráfico da Figura 5.31 apresenta os valores da kurtosis para as componentes do ruído antes e depois da aplicação de ICA. Por esta figura, torna-se evidente que o alto valor da kurtosis na maioria das componentes dos dados originais era devido a misturas de componentes mais gaussianas com uma única componente bastante super-gaussiana, que foi separada pelo método de ICA. Este fato demonstra que uma grande dependência estatística ocorre entre as amostras do ruído original.

Como pode ser visto na Figura 5.32, o método de ICA aumentou consideravelmente a eficiência na separação entre eventos de sinal e ruído, quando comparado aos outros métodos de pré-processamento. Isto mostra que, devido à grande dependência estatística existente no ruído original, tornar o mesmo estatisticamente independente, ignorando o que ocorre no conjunto de sinal, é mais eficiente do que descorrelacionar ambos os conjuntos.

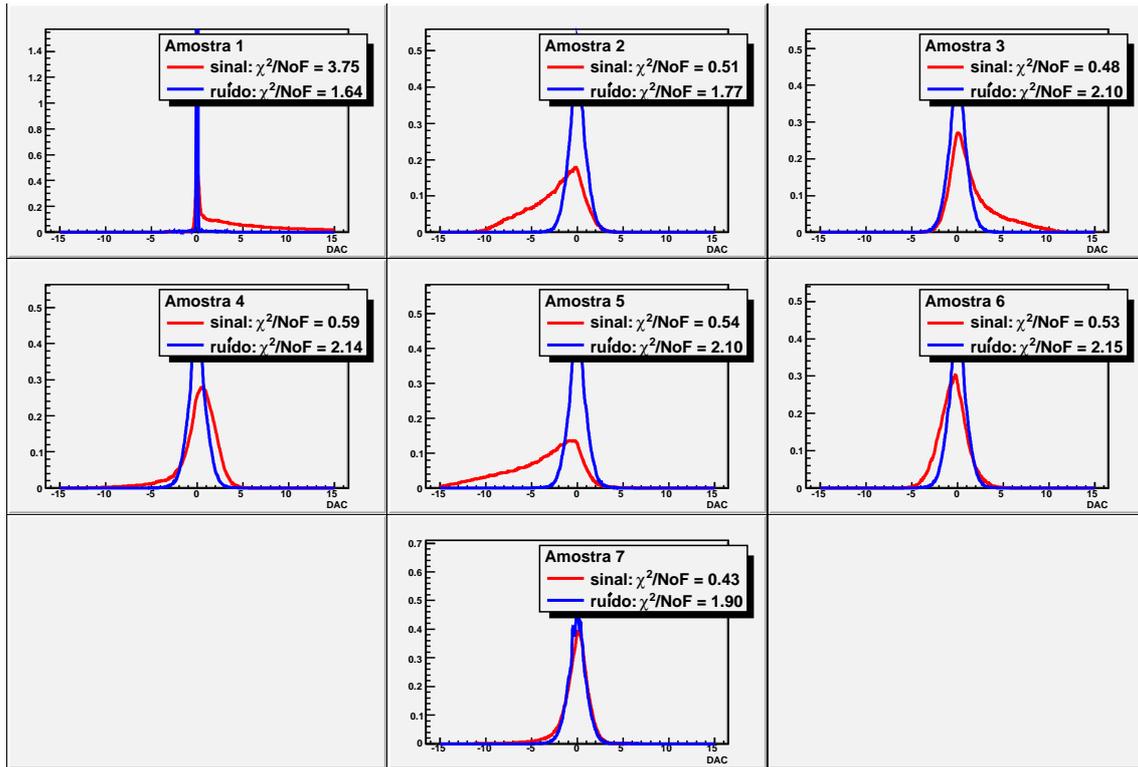


Figura 5.30: Estimação de f_{dp} das amostras para os conjuntos de sinal e ruído, após o processo de ICA com base no conjunto de ruído.

5.3.4 Detecção por redes neurais

Redes Neurais (RN) *feedforward* [115] são conhecidas por seu bom desempenho em diversas aplicações, como reconhecimento de padrões [116], previsão, otimização, memórias associativas e controle. Também na área de classificação de partículas, redes neurais vêm sendo empregadas e têm obtido bons resultados em trabalhos recentes [80].

A arquitetura adotada neste trabalho é baseada na rede neural implementada no pacote de análise de dados multivariáveis do ROOT, o TMVA [117], para facilitar sua utilização em eventos reconstruídos no ATLAS, com o Athena. Esta rede usa uma das arquiteturas mais aplicadas no problema de reconhecimento de padrão: multi-camada com neurônios de função de ativação não-linear [118]. A rede utiliza camadas de neurônios totalmente conectados, sem realimentação (*feed-forward*), com cada um dos neurônios utilizando a tangente hiperbólica como função de ativação nas camadas internas. Na camada de saída, a rede é composta por um único neurônio, com função de ativação linear, cujo valor de saída indica quais dos dois tipos de

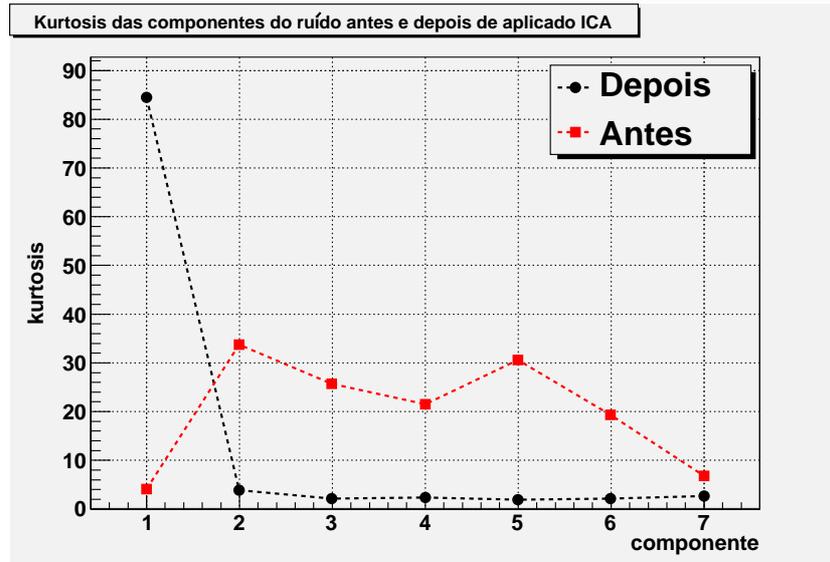


Figura 5.31: Valores das kurtosis das componentes do ruído, antes e depois da aplicação de ICA.

dados (sinal ou ruído, no caso) é o mais provável. A rede implementada possui uma única camada interna, onde variamos o número de neurônios buscando otimizar o classificador. O método de treinamento usado é o *back propagation*, ajustando os pesos das sinapses, que são inicializados aleatoriamente.

Foram testadas RN com diferentes números de neurônios na camada escondida. De forma a obter um *ranking* entre as diferentes implementações, é calculada uma medida de separação entre as *fdp* de sinal e ruído resultantes, através da fórmula

$$D = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[s(x) - r(x)]^2}{s(x) + r(x)} dx \quad (5.7)$$

onde $s(x)$ e $r(x)$ são as distribuições dos valores de saída da rede para o sinal e o ruído, respectivamente. Nota-se que $D = 0$ se $s(x) = r(x)$ e $D = 1$ se estas distribuições não tiverem nenhuma sobreposição. Quanto mais separadas forem as *fdp* de sinal e de ruído, mais D tende a unidade e melhor é o desempenho do classificador. O gráfico da Figura 5.33 mostra a relação entre o número de neurônios na camada escondida e o valor de separação entre as *fdp* resultantes. Para redes com mais de 6 neurônios o aumento nesta separação é muito pequeno, atingindo um máximo no valor de 8,15 para redes com mais de 9 neurônios na camada interna. As curvas ROC para as redes de 6 a 9 neurônios, mostram a equivalência na eficiência de detecção para estas redes (ver Figura 5.34). A arquitetura para a rede com 9

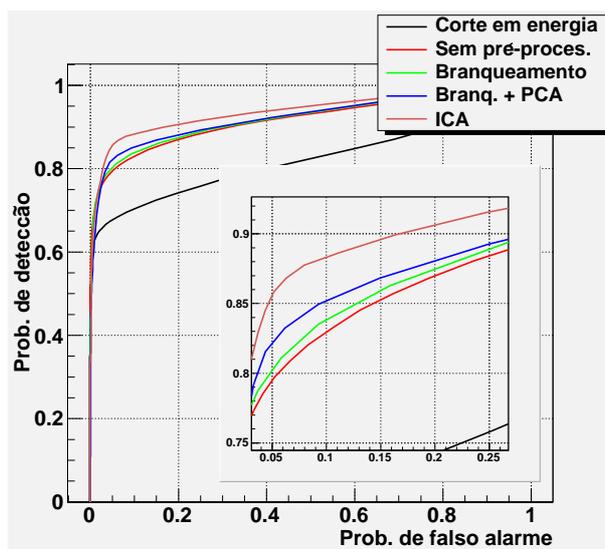


Figura 5.32: Desempenho dos métodos de filtragem ótima por estimação de f_{dp} .

neurônios é mostrada na Figura 5.35 e as distribuições dos valores de saída da rede, para os conjuntos de desenvolvimento e teste, são apresentadas na Figura 5.36.

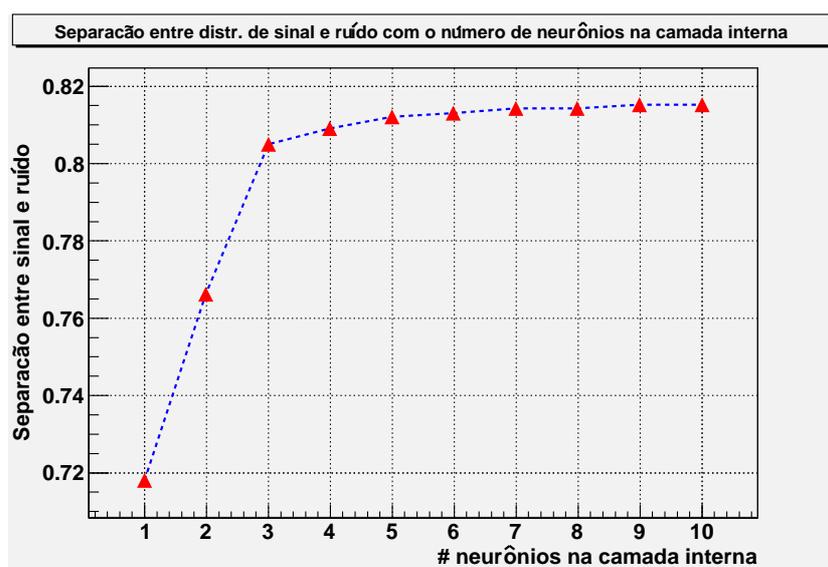


Figura 5.33: Separação das distribuições de sinal e ruído, dadas pelo método de redes neurais, para diferentes números de neurônios na camada escondida.

5.3.5 Comparação entre os métodos de detecção

Os métodos de detecção de sinais desenvolvidos têm vantagens e limitações. Uma comparação entre o desempenho dos métodos testados é mostrada na Figura 5.37. O classificador neural apresenta a melhor eficiência de detecção. Porém, o uso de

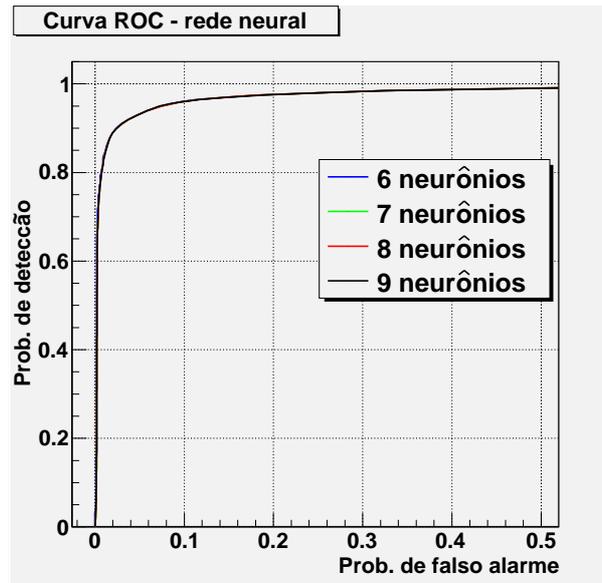


Figura 5.34: Curva ROC para o método de detecção de sinal por redes neurais.

redes neurais na fase de comissionamento, onde a cada tomada de dados o detector apresenta diferentes configurações, é desencorajada pela colaboração. Contudo, em tomadas de dados específicas, onde se deseja obter o máximo de eficiência de detecção possível, uma rede neural deve ser treinada com as configurações atuais do detector e este, portanto, passa a ser o método mais recomendado para estes casos.

Os métodos de filtragem ótima são menos sensíveis a variações estatísticas, como pode ser visto, comparando o desempenho do método de estimação de *fdp* sem pré-processamento com o método de filtro casado por aproximação determinística, onde se supõe uma estocacidade puramente Gaussiana para o ruído. O aumento na eficiência de detecção é pequeno quando comparado com o aumento do gasto computacional exigido pelo uso da total estocacidade dos dados. Contudo, as melhorias alcançadas com o pré-processamento por PCA e ICA justificam o uso do método de estimação por *fdp*. Em contra partida, o filtro casado por aproximação determinística não apresenta grandes melhorias com estes algoritmos de pré-processamento. No caso da PCA, a estocacidade dos dados é destacada em componentes mais energéticas, com maiores variâncias, o que levaria a uma pobre aproximação pelo sinal médio. No caso de ICA, a justificativa se deve ao fato de que este método tende a gerar distribuições ainda menos gaussianas que as originais, de forma que as aproximações dadas na Equação 5.5 são ainda menos realistas.

O filtro por aproximação determinística é uma implementação rudimentar, que

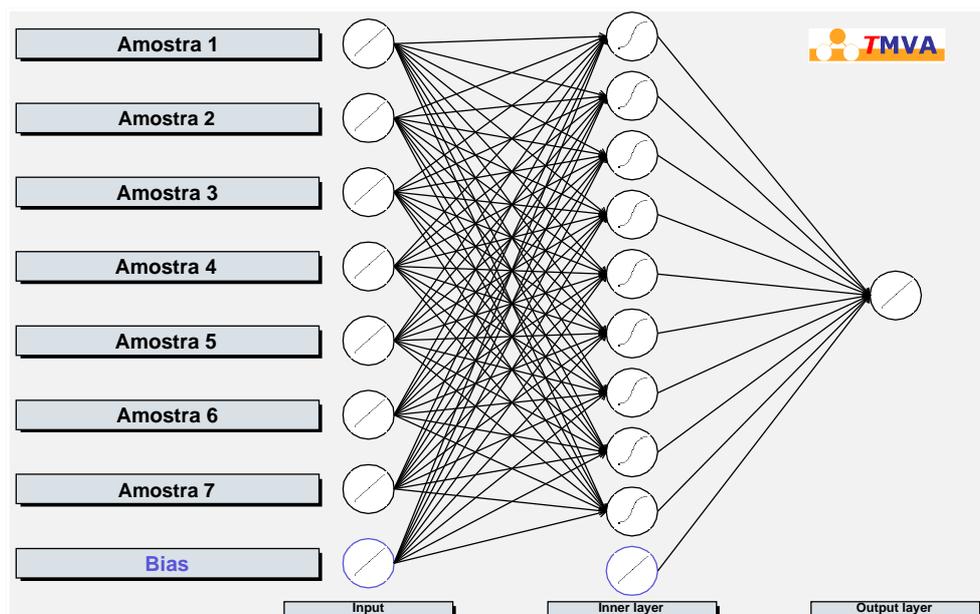


Figura 5.35: Arquitetura da rede neural utilizada na separação entre células de sinal e ruído.

deve ser usada somente em casos extremos de necessidade de baixo custo computacional. Entretanto, mesmo esta simples implementação apresenta melhor eficiência que o método tradicional por corte em energia usado em calorimetria.

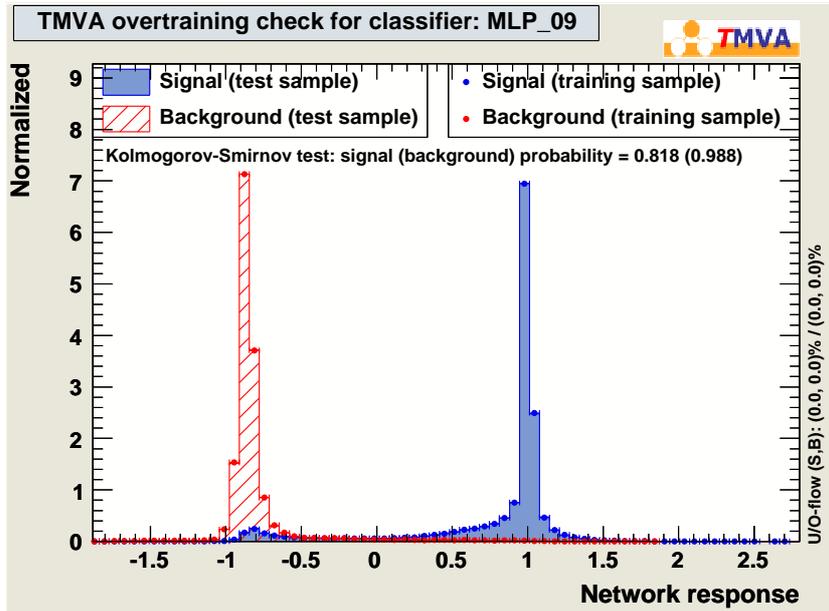


Figura 5.36: Resposta da rede neural para os conjuntos de sinal e ruídos.

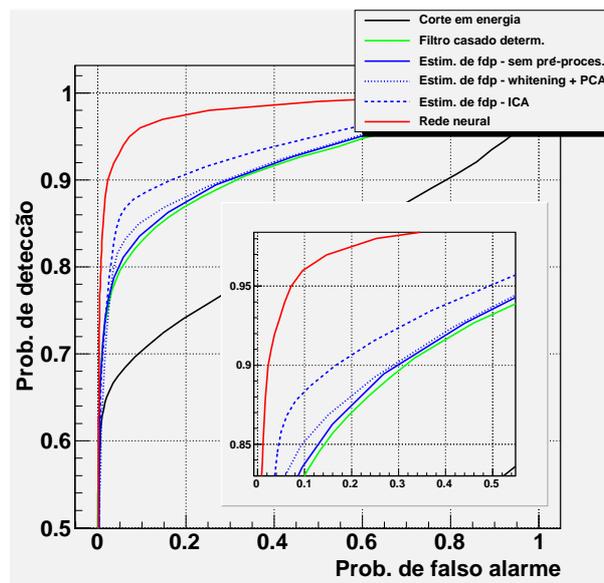


Figura 5.37: Desempenho dos métodos de detecção de sinais desenvolvidos.

Capítulo 6

Resultados Experimentais

Neste capítulo, os algoritmos de detecção e reconstrução de traços de raios cósmicos são utilizados com eventos reais em rotinas de teste e calibração do TileCal e em estudo de raios cósmicos em si. Primeiro, é mostrado o desempenho dos métodos de reconstrução de traços por Transformada de Hough e a importância dos métodos estocásticos de detecção de sinais em células para um bom funcionamento destes algoritmos. A seguir, são apresentadas rotinas de teste e calibração do TileCal com eventos de raios cósmicos. Os primeiros eventos provenientes da circulação de feixes no LHC também foram usados para teste do calorímetro, apresentando ótima correlação com os dados de raios cósmicos. Por fim, algumas análises preliminares de física de raios cósmicos são mostradas. Tais análises evidenciam a grande potencialidade dos algoritmos para estudo de raios cósmicos em si, à medida que maior estatística de eventos for sendo adquirida.

6.1 Reconstrução por TH x *Fitting* linear

Durante os primeiros meses de comissionamento do calorímetro com RC, apenas 16 dos 256 módulos do TileCal estavam operando, sendo oito módulos na parte de cima e oito na parte de baixo do barril. Os dados eram lidos e reconstruídos somente para estes módulos. Com esta configuração, a quantidade de células de ruído era desprezível e uma reconstrução de traços era feita simplesmente aplicando-se um ajuste linear nos pontos referentes às células com energia superior a 100 MeV. Este patamar é o valor padrão utilizado pela colaboração do TileCal em análises de

raios cósmicos. O algoritmo de *fitting* linear foi, portanto, o primeiro método de reconstrução de traços de RC usado no TileCal e apresentou um ótimo desempenho nesta fase inicial de comissionamento [73].

O método de *fitting* procura minimizar a soma quadrática das distâncias entre as células ativadas do TileCal e o traço desejado. Contudo, o Método dos Mínimos Quadrados (MMQ) tem uma limitação intrínseca: sua sensibilidade ao ruído [119]. Em outras palavras, apesar de o MMQ conseguir eficientemente manipular erros de medida que aparecem como pequenas flutuações no conjunto de pontos utilizado, este não tolera ruídos que apareçam como falsas amostras neste mesmo conjunto. A existência de ruído, mesmo em pequena quantidade, tende a produzir resíduos, o que leva a um ajuste inadequado e inaceitável dos traços. Além disso, pelo seu princípio de operação, o MMQ não é capaz de detectar múltiplos traços de forma direta.

À medida que novos módulos foram sendo postos em funcionamento, a quantidade de células de ruído tornou impraticável o uso do MMQ. A Figura 6.1 mostra um exemplo de um evento real de RC, reconstruído com os métodos de TH e MMQ, usando o método de validação de célula por corte em energia. Nota-se que células de ruído, não pertencentes à interação com o RC, *arrastam* o traço computado com o MMQ, enquanto que o traço referente ao método da TH se mantém na trajetória adequada.

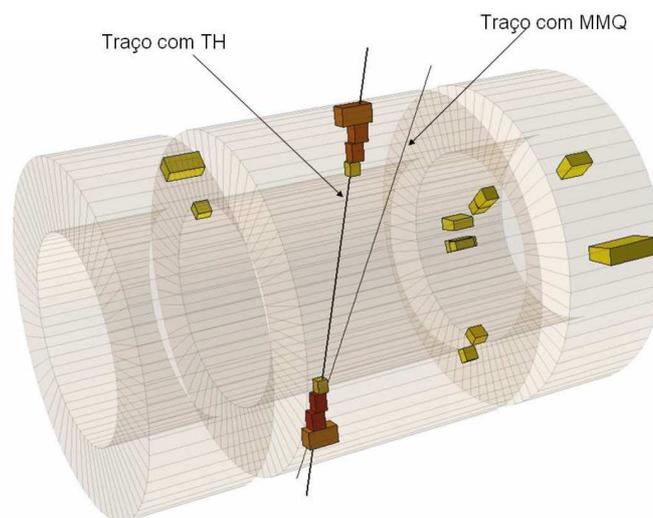


Figura 6.1: Comparação da reconstrução por MMQ e por TH em um evento com células de ruído.

A distribuição para múons de altas energias no TileCal, como aqueles provenientes de raios cósmicos, segue uma distribuição Landau [120]. Tal distribuição é consequência das flutuações de perda de energia por ionização, causada por partículas pesadas e carregadas viajando através da matéria. Observa-se uma cauda longa, devida a altas energias depositadas por processos radiativos (*Bremsstrahlung*, produção de pares elétron-pósitron) e produção de raios gama altamente energéticos. O pico desta distribuição (*Most Probable Value* - MPV) varia logarithmicamente com a energia da partícula e linearmente com o comprimento do material. Medidas em *test beam*, utilizando módulos protótipos do TileCal, com múons projetivamente incidentes na primeira torre (distância percorrida fixa de 1,57 m) e energias variando de 10 à 300 GeV, mostraram uma variação do MPV de 2,256 à 2,850 GeV apenas [121].

O MPV, no entanto, aumenta linearmente com o comprimento do traço do múon, que pode variar desde centímetros até vários metros. Portanto, a distribuição de Landau característica de deposição de energia proveniente de múons cósmicos, quando não normalizada pelo comprimento do traço, apresenta uma dispersão considerável. Além disso, deve-se levar em conta flutuações referentes à resolução em energia do detector, que está relacionada a distribuição de energia do ruído (ver Figura 5.16).

Por estes fatores, um melhor ajuste para a distribuição de energia depositada no TileCal por RC é uma Landau convoluída com uma Gaussiana, onde esta última engloba as flutuações características de fatores como diferentes comprimentos de traços, diferentes energias dos múons e resolução em energia do detector.

A Figura 6.2 apresenta as distribuições de energia depositada ao longo do traço para os métodos de MMQ e TH, para uma tomada de dados na qual somente 16 módulos do TileCal estavam ligados, de modo que a contaminação por células de ruído é praticamente desprezível. Esta distribuição é feita, somando-se as energias das células ativas que se encontram dentro da RoI em torno do traço reconstruído. Para uma comparação apenas entre os métodos de reconstrução (MMQ e TH), a validação de células é feita de forma convencional: corte em energia a 100 MeV, ou seja, a soma das energias reconstruídas nas duas PMT da célula deve ser maior que 100 MeV. Os parâmetros estimados, em um processo de ajuste da função Landau

convoluída com uma Gaussiana, apresentam valores semelhantes nos dois métodos, sendo que o *fitting*, para o caso da TH, apresenta uma probabilidade mais próxima de 50%, indicando um melhor ajuste.

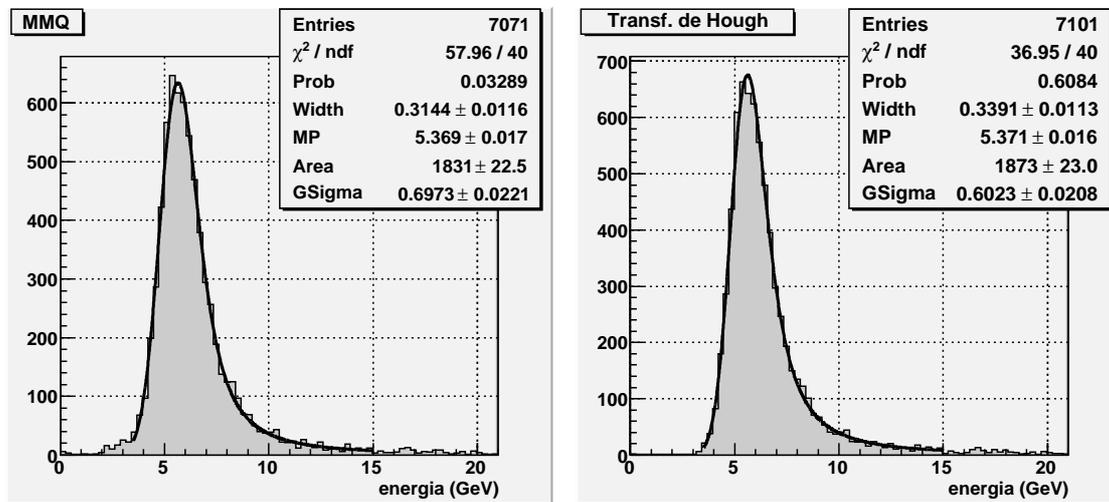


Figura 6.2: Distribuição de energia em uma tomada de dados com poucos canais.

A Figura 6.3 apresenta uma outra tomada de dados, quando todo o calorímetro já se encontrava em funcionamento e todos os canais de leitura eram usados na reconstrução dos eventos. A distribuição de Landau característica é vista somente para o método da TH. Nesta distribuição, é observado um deslocamento do MPV para a direita e um aumento na largura da distribuição, quando comparado com a tomada de dados anterior. Isto se deve ao fato de que, com todo o detector ligado, é possível detectar traços maiores, como por exemplo, aqueles que interceptam a região lateral do TileCal (ver Figura 6.4), onde uma maior quantidade de energia é depositada. Apesar da qualidade do *fitting* ser um pouco degradada, devido a presença de mais células de ruído, esta ainda é melhor que a do MMQ para a tomada de dados anterior.

A análise acima foi crucial para que a colaboração do TileCal optasse por modificar o método padrão de reconstrução de RC implementado no Athena. O algoritmo de detecção por TH passou, portanto, a ser o método corrente, e importantes tomadas de dados anteriores foram reprocessadas. As primeiras reconstruções usando TH foram feitas com o método de detecção de um único traço. Posteriormente, quando o sistema de *trigger* do ATLAS passou a fazer parte da aquisição, a TH para detecção de múltiplos traços foi implementada.

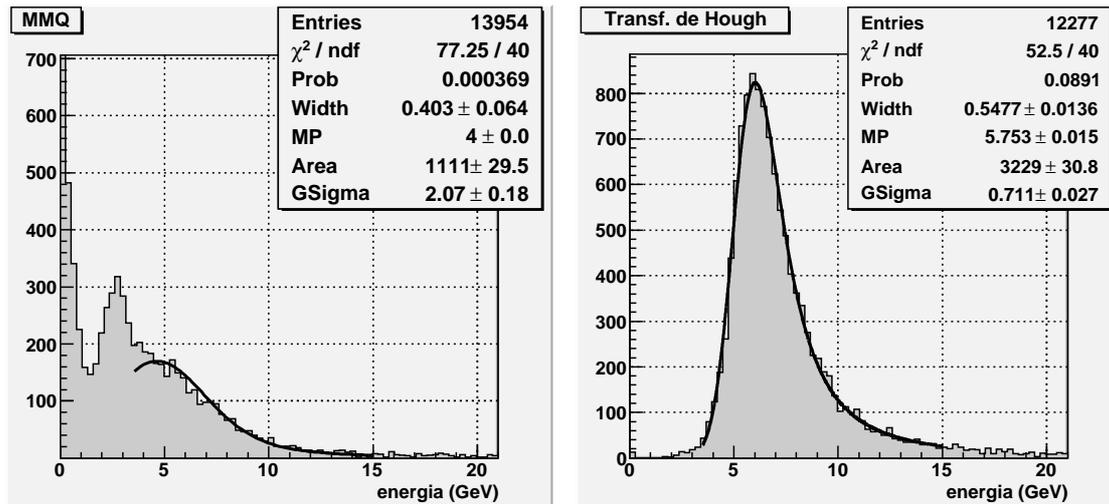


Figura 6.3: Distribuição de energia em uma tomada de dados com o calorímetro completo.

6.2 Detecção de sinal: validação de células

Para uma primeira comparação qualitativa, com dados reais, entre os métodos de detecção de sinal desenvolvidos, fixamos a probabilidade de detecção e comparamos visualmente o falso alarme (quantidade de células de ruído) resultante em cada método. Inicialmente, tomemos como base o método convencional de corte em energia (em célula) a 100 MeV. Isto equivale a um corte de 50 MeV por PMT, em média. Uma inspeção no gráfico de variação de Pd com o patamar de energia, dado na Figura 5.17, indica um $Pd = 68,3\%$ para o patamar de 0,05 GeV. Utilizando-se gráficos semelhantes ao da Figura 5.17, para cada método de detecção desenvolvido, determinam-se os patamares correspondentes para este mesmo valor de Pd . O processo de validação de células é feito, então, aplicando-se os filtros nos sinais temporais das duas PMT de cada célula. O valor final a ser comparado com o patamar é o valor médio da resposta do filtro para as duas PMT.

Pode-se dizer, antecipadamente, que, para o valor de Pd utilizado, os métodos de filtragem casada com estimação de fdp não terão desempenho superior ao método do filtro casado por aproximação determinística. Isto pode ser evidenciado através das curvas ROC para estes métodos, apresentadas novamente na Figura 6.5, com um destaque para a região em torno de $Pd = 68,3\%$. Nota-se que, apesar de os métodos de estimação por fdp apresentarem maior eficiência de detecção do que o

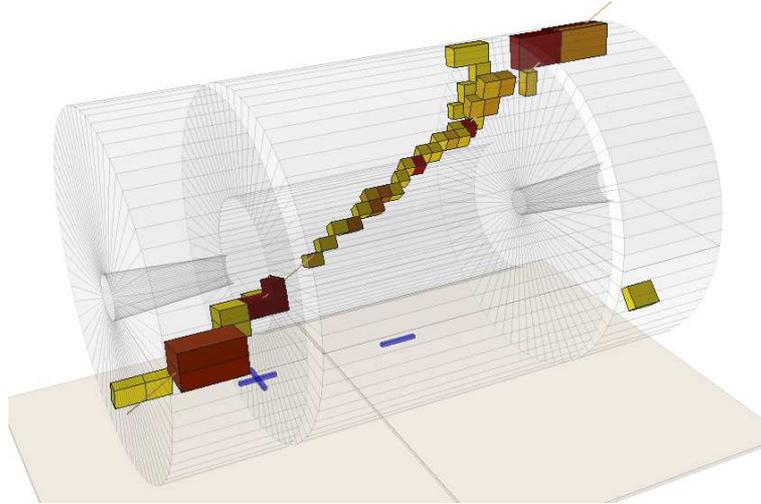


Figura 6.4: Exemplo de um RC transpassando a lateral do TileCal. Maior energia é depositada neste tipo de evento.

filtro determinístico na maior parte da curva ROC, tal não acontece para P_f menor que 3%. Isto é explicado pelo fato de que valores baixos de P_f estão situados nas caudas das distribuições das amostras de ruído, que não podem ser estimadas com precisão devido à baixa estatística de dados nesta região, não havendo, portanto, vantagens em se utilizar os métodos por estimação de f_{dp} em análises onde se exige um P_f inferior a 3%.

A Figura 6.6 mostra um evento de RC utilizando-se diferentes técnicas de validação de células, todas com patamares ajustados para que a probabilidade de detecção seja de 68,3%. Por serem relativamente grandes e volumosas, as células das partes estendidas do TileCal não foram computadas, facilitando a visualização das células do barril. Dentre os métodos de filtragem casada por estimação de f_{dp} , é mostrado, somente, o que utiliza pré-processamento por ICA, posto que este é o método de maior desempenho dentre os desta classe. Como esperado, pelo baixo valor de P_d e, conseqüentemente, baixo valor de P_f (menor que 3%), verifica-se um maior número de células de ruído neste método do que no método de filtragem casada por aproximação determinística. Porém, nota-se que a reconstrução do traço por TH se mantém na trajetória correta em todos os métodos. O algoritmo com menor falso alarme é o baseado em rede neural, apresentando, portanto, maior probabilidade de sucesso na reconstrução do traço.

De acordo com as curvas ROC dadas na Figura 5.37, um $P_d = 68,3\%$ apre-

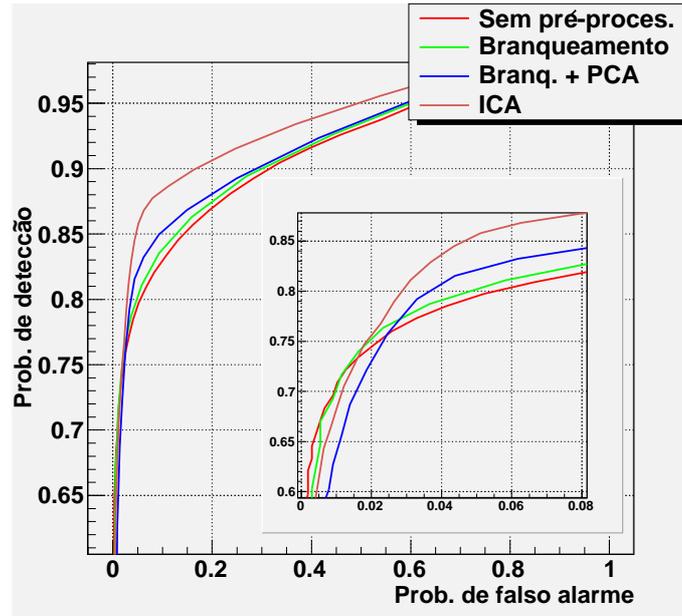


Figura 6.5: Curva ROC para os métodos de filtragem casada, com destaque para regiões de baixo P_f .

senta valores de P_f parecidos em todos os métodos. Isso pode ser comprovado visualmente na Figura 6.6. Esta, porém, é uma quantidade relativamente baixa de P_d , diminuindo a probabilidade de que importantes células energéticas sejam computadas. A Figura 6.7 apresenta o mesmo evento mostrado na Figura 6.6, porém usando um $P_d = 80\%$. Com esta probabilidade de detecção, praticamente todas as células são ativadas, para o método de corte em energia, tornando inviável a execução do algoritmo de detecção. Para o método de filtro casado por aproximação determinística, o número de células de ruído é tal que a trajetória reconstruída é desviada da direção correta e um segundo traço é erroneamente detectado. Por apresentar um falso alarme compatível com uma boa probabilidade de sucesso na reconstrução do traço, o filtro casado com pré-processamento por ICA obteve a trajetória correta. Para o caso da rede neural, apenas 3 células de ruído a mais foram erroneamente detectadas como célula de sinal, quando comparado ao caso anterior, com $P_d = 68,3\%$. Em resumo, uma simples inspeção visual com o CaloViewer3D indica que, em análises onde se deseja uma detecção de pelo menos 80% das células com deposição de energia, somente os métodos de filtragem casada por estimação de fdp e o método da rede neural devem ser utilizados.

O exemplo dado acima ilustra de forma qualitativa a importância de se utilizar

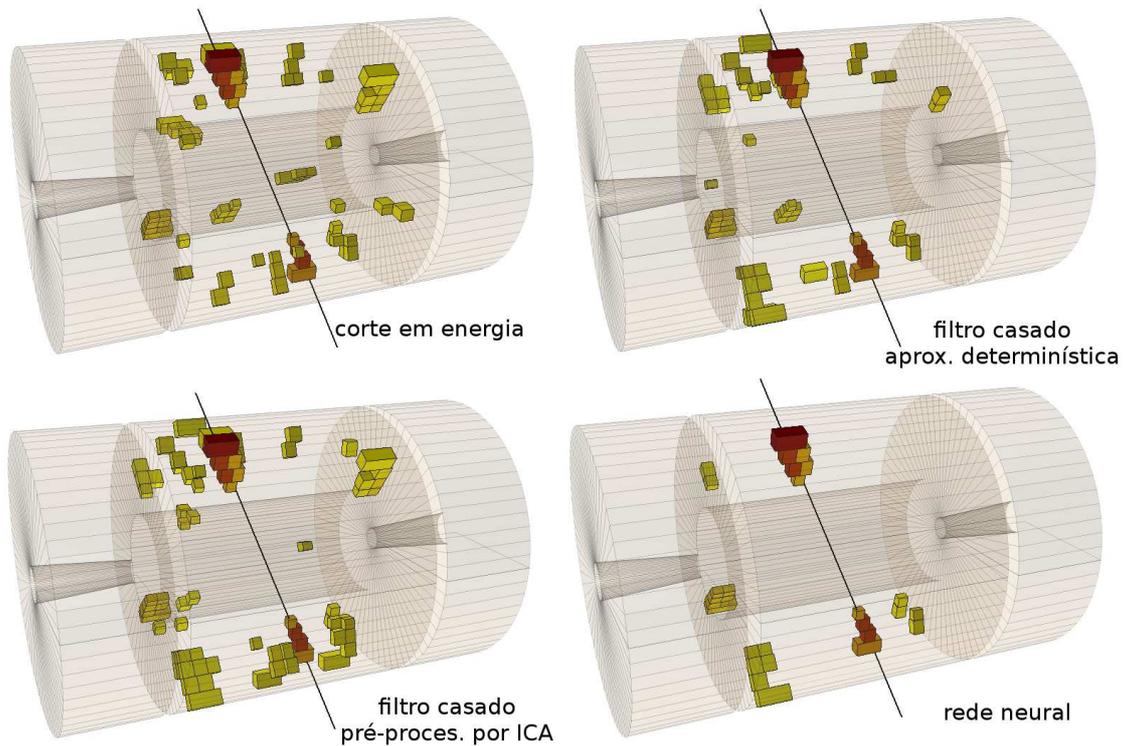


Figura 6.6: Exemplo de um evento de RC reconstruído utilizando diferentes métodos de validação de células. Um $Pd = 68,3\%$ é utilizado em todos os métodos.

um bom método de validação de células. A utilização de baixos valores de Pd (e por consequência de Pf), faz com que trajetórias de RC sejam detectadas corretamente, mesmo com métodos de validação de células menos eficientes. Porém, com baixo Pd , menor número de células com informação relevante será utilizada, degradando-se o processo de reconstrução, com traços grosseiramente ajustados e má estimativa da energia total do evento. Quanto mais eficiente for o método de detecção de sinal em células, maiores valores de Pd podem ser alcançados, mantendo-se uma baixa contaminação por células de ruído.

6.3 Detecção de RC: validação de eventos

Um outro parâmetro de desempenho que demonstra a importância de se realizar um bom processo de validação de células, refere-se ao processo de detecção de eventos válidos. O sistema de *trigger* de RC do TileCal é ajustado para aceitar uma taxa de eventos um pouco maior que a prevista, de modo que alguns eventos armazenados

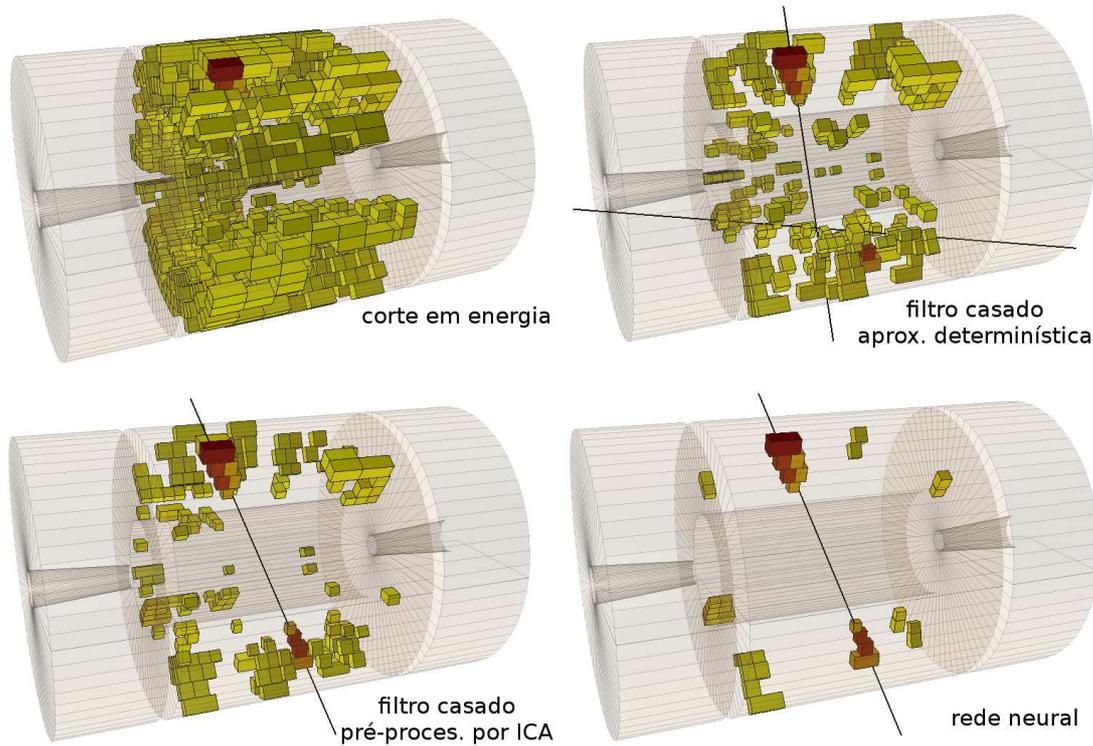


Figura 6.7: Exemplo de um evento de RC reconstruído utilizando diferentes métodos de validação de células. Um $Pd = 80\%$ é utilizado em todos os métodos.

tenham apenas ruído. Cabe ao algoritmo de detecção *offline* determinar qual evento é realmente válido. No caso dos métodos de TH aqui desenvolvidos, isto é feito a partir da determinação de uma energia mínima dentro da RoI, como explicado no capítulo anterior (ver Figura 5.4).

Na Figura 6.8 é apresentada a distribuição de energia depositada no TileCal para eventos de RC, em uma tomada de dados com 7635 eventos, utilizando-se o sistema de *trigger* individual do calorímetro (placa de coincidência). As células consideradas para formar o sinal, em cada evento, foram selecionadas, aplicando-se um corte em energia de 100 MeV. A distribuição da Figura 6.8 foi gerada, somando-se a energia de todas as células com energia depositada superior ao valor do patamar. Pode-se identificar dois picos nesta distribuição. O primeiro, à esquerda, chamado de *pedestal*, é proveniente de eventos falsos, selecionados erroneamente pelo sistema de *trigger*, onde, na verdade, somente células de ruído são computadas. O pico à direita provém da distribuição de Landau suavizada, característica da deposição de energia de múons de RC, deslocada para a direita pelo pedestal.

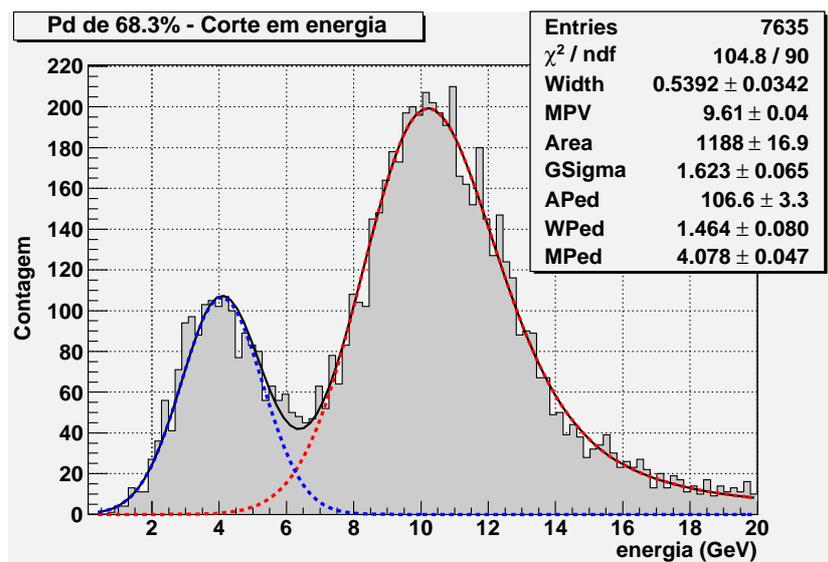


Figura 6.8: Distribuição de energia de eventos de RC no TileCal, utilizando corte em energia a 100 MeV.

O resultado de um processo de *fitting*, composto pela soma de uma Gaussiana, representando o pedestal, e de uma Landau convoluída com uma Gaussiana, representando a distribuição de deposição de energia, pode ser visto nesta mesma figura. A função utilizada neste processo possui 7 parâmetros, cujos valores estimados são também apresentados nesta figura. Separadamente (em pontilhado), as funções referentes ao pedestal e à distribuição de Landau, obtidas com os parâmetros ajustados, podem ser visualizadas. A partir destas duas distribuições, é possível quantificar-se o desempenho na detecção de eventos válidos (ver Figura 6.12), de forma semelhante a realizada a partir das distribuições de sinal e ruído para validação de células.

Para permitir uma comparação com os outros métodos de detecção de sinal desenvolvidos neste trabalho, fixamos a probabilidade de detecção resultante. Utilizando-se o mesmo *Pd* de 68,3% com o método do filtro casado por aproximação determinística, tem-se a distribuição dada na Figura 6.9. Nota-se, pelos parâmetros estimados, um deslocamento do pedestal para a esquerda, bem como uma menor largura do mesmo, indicando que menos células de ruído são computadas. Além disso, uma melhor separação entre o pedestal e a distribuição Landau pode ser verificada visualmente pelo aumento da distância vertical entre o pico (em torno de 9 GeV) e o vale (em torno de 5 GeV) nesta distribuição.

A Figura 6.10 apresenta a distribuição de deposição de energia no TileCal para o

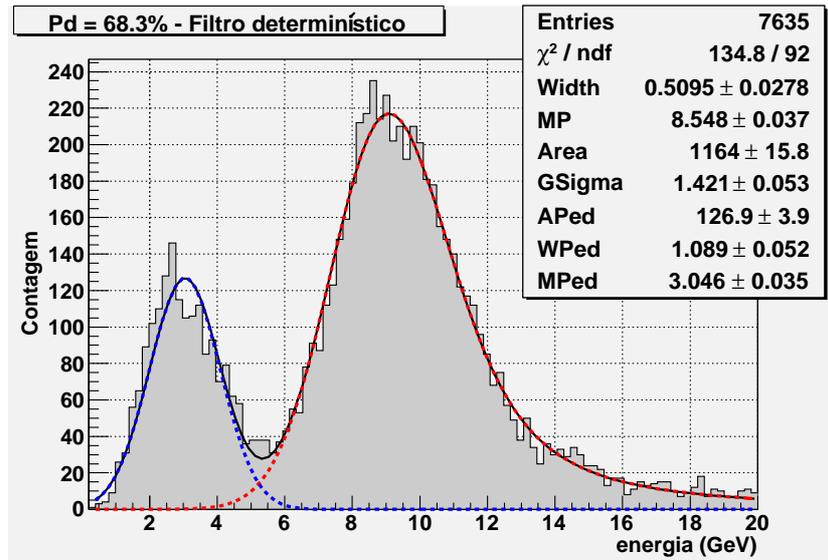


Figura 6.9: Distribuição de energia de eventos de RC no TileCal, para o método do filtro casado determinístico, com $Pd = 68,3\%$.

método de estimação de fdp com pré-processamento por ICA. Pela relação pico-vale, nota-se que um desempenho um pouco inferior é obtido, em comparação ao filtro por aproximação determinística, não havendo, portanto, vantagens em se utilizar os métodos por estimação de fdp para análises onde se exige um Pf inferior a 3%, como já discutido anteriormente.

O método de detecção de sinais por rede neural é o que apresenta melhor desempenho, como pode ser visto pela melhor separação entre o pedestal e a distribuição de Landau dada na Figura 6.11. Destaca-se ainda o fato de que a rede neural, aqui utilizada, foi treinada com sinais de ruído adquiridos em época distinta da tomada de dados em questão, com um espaço em torno de 1 ano entre ambos. Isto demonstra uma boa robustez deste método, considerando-se que o detector encontra-se em fase de teste e calibração.

Uma comparação entre os métodos de detecção de sinais para seleção de eventos válidos é dada pelas curvas ROC da Figura 6.12. O método de filtragem casada por estimação de fdp não é apresentado, posto que o valor de Pf utilizado não justifica o seu emprego nesta análise. Estas curvas ROC expressam, de forma quantitativa, o desempenho na detecção de eventos válidos, para diferentes métodos de validação de células. O valor do patamar de energia escolhido dependerá da relação entre Pd e Pf desejada. Nota-se, na Figura 6.12, que para um melhor desempenho na

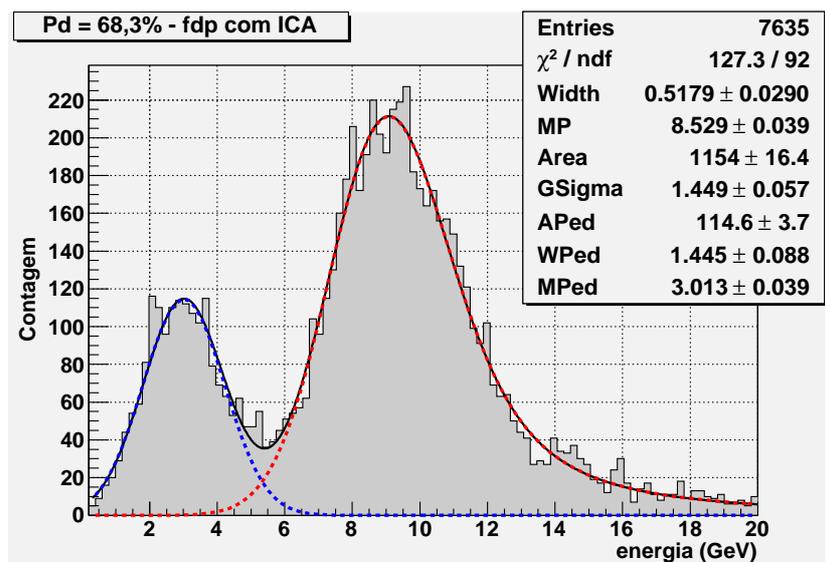


Figura 6.10: Distribuição de energia de eventos de RC no TileCal, para o método do filtro casado com estimação de fdp e $Pd = 68,3\%$.

validação de eventos, deve-se escolher métodos que apresentem melhor eficiência na detecção de células.

Nas análises feitas a seguir, quando se tem acesso aos sinais temporais em uma tomada de dados, isto é, quando as 7 amostras digitalizadas de cada PMT são gravadas para acesso *offline*, é utilizado o método de validação de células por rede neural com $Pd = 80\%$. Caso contrário, a única informação disponível é a energia da célula, e, conseqüentemente, é utilizado o método convencional de corte em energia a 100 MeV ($Pd = 68,3\%$). Para a determinação de eventos válidos, verificou-se que um patamar de energia resultando em um $Pd = 85\%$ fornece um bom desempenho para as análises que se seguem.

6.4 Comissionamento do TileCal

Nesta seção, os algoritmos de detecção e reconstrução de traços são utilizados para testar e ajustar importantes parâmetros do TileCal, utilizando-se múons de raios cósmicos e feixes do LHC. Estes dados são de fundamental importância para adquirir-se confiabilidade com o detector, pois representam fontes de informação sobre o funcionamento do TileCal com dados reais, antes das primeiras colisões no LHC.

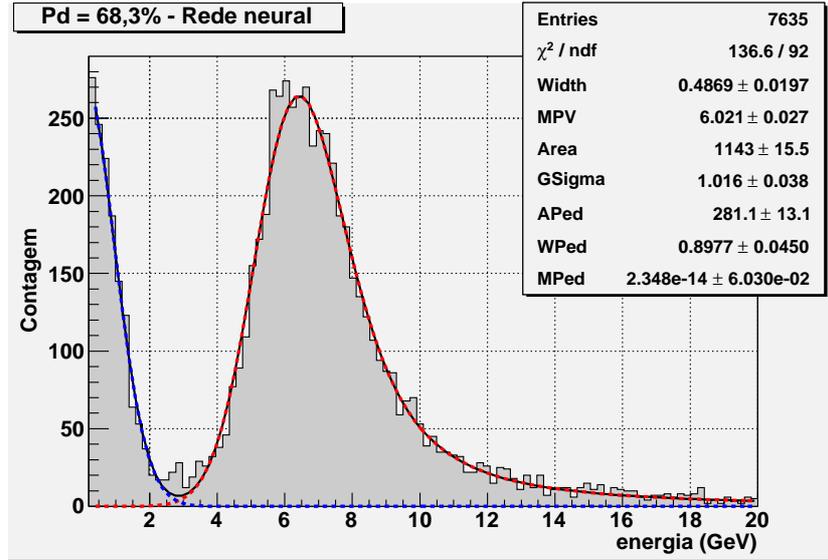


Figura 6.11: Distribuição de energia de eventos de RC no TileCal, para o método da rede neural e $Pd = 68,3\%$.

6.4.1 Deposição de energia por unidade de comprimento

Medidas de deposição de energia por unidade de comprimento ($\frac{dE}{dx}$) foram realizadas em módulos protótipos em ambientes controlados com baixo ruído. Para múons de 10 GeV, por exemplo, este valor é de 1,43 GeV/m, atingindo 1,81 GeV/m para múons de 300 GeV [121]. Com RC, é possível estimar este parâmetro em condições reais de operação do TileCal.

A reconstrução dos RC, para esta análise, foi feita usando-se o método de detecção de sinais por redes neurais, com $Pd = 80\%$. Um corte em energia de 1,5 GeV dentro da RoI formada pelo método da TH foi utilizado para detecção de eventos válidos. A energia resultante é dividida pelo comprimento do traço dentro do volume do TileCal. Esta informação é obtida, carregando-se específicos pacotes de geometria no Athena. Este, contém algoritmos específicos para determinação de inúmeros parâmetros relacionados à interação de traços de partículas com os subdetectores do ATLAS. A Figura 6.13 mostra o resultado. Um ajuste pela função de Landau suavizada aponta uma relação de 1,6 GeV/m como sendo o valor mais provável de energia depositada por unidade de comprimento para RC no TileCal. O valor obtido nesta análise mostra uma boa concordância com os resultados encontrados em *test beam*, posto que a energia dos RC varia em uma larga escala.

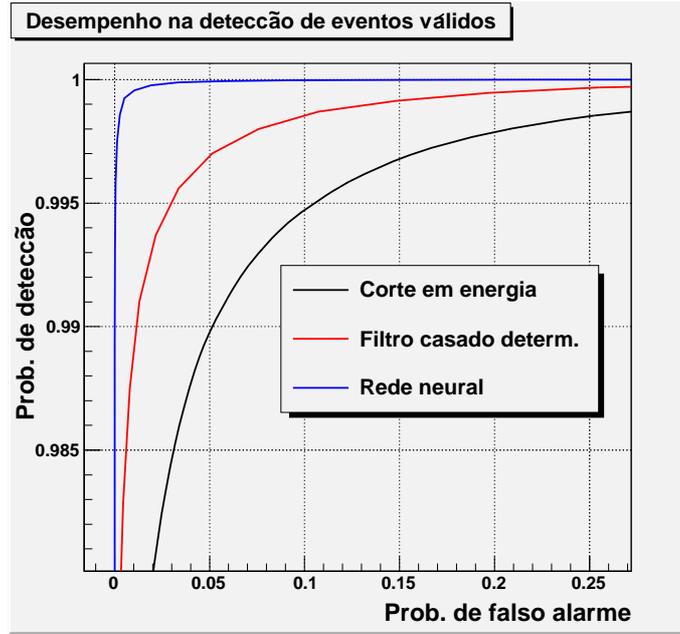


Figura 6.12: Curva ROC para detecção de eventos válidos em diferentes métodos de detecção de sinal em células e $Pd = 68,3\%$.

6.4.2 Dispersão em $\frac{dE}{dx}$ para $\eta = 0$

Um efeito peculiar, devido ao modo de construção do TileCal, reflete-se na reconstrução de eventos com RC verticais. As telhas dispostas perpendicularmente à direção do feixe (ver Figura 3.6) causam uma modulação no valor de $\frac{dE}{dx}$, em relação ao eixo z , para múons radialmente incidentes ($\eta = 0$), devido à disposição periódica de telhas cintilantes e aço (material absorvedor) nesta direção. Esta modulação foi observada por simulação e confirmada em *test beam* [121], onde uma oscilação de 3 GeV é observada a cada 4 mm (espessura média dos cintiladores e do material absorvedor), para múons de 180 GeV.

Devido às dimensões das células do TileCal, da ordem de 200 à 700 mm, esta modulação não é observada em condições normais de reconstrução e leitura dos dados. Porém, o efeito global desta modulação se reflete em uma dispersão na distribuição de energia, para múons perpendiculares ao eixo z . De acordo com simulação e medidas em *test beam*, este efeito é visível somente para ângulos de incidência menores que 7° em relação à normal a este eixo. Na Figura 6.14 a distribuição de energia é computada somente para eventos de RC com ângulos inferiores a 5° (cerca de 10% do total de eventos), computados com a TH. Um aumento na

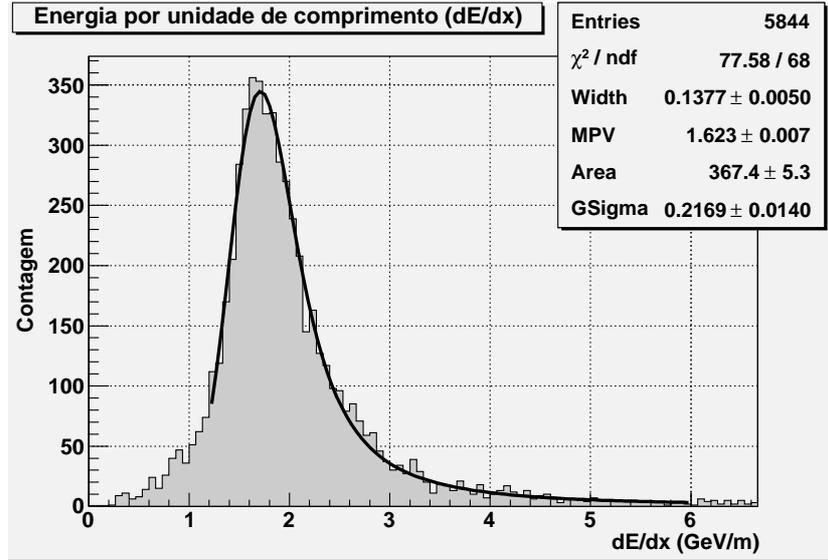


Figura 6.13: Distribuição de energia por unidade de comprimento no TileCal, obtida com dados reais de RC.

dispersão é indicada pela diferença na largura das Gaussianas ajustadas nas Figuras 6.13 e 6.14 (parâmetro $GSigma = 0,21$ e $0,42$, respectivamente), indicando um aumento na dispersão por um fator 2. Não se sabe o fator teórico esperado para RC, pois nenhuma simulação com tais detalhes foi feita até o momento. Porém, a observação no aumento da largura da distribuição demonstra que o algoritmo de detecção de traços seleciona corretamente RC perpendiculares ao eixo z e que, qualitativamente, o detector está respondendo como esperado, com relação a este fenômeno.

6.4.3 Estabilidade de ganho em η

Nesta análise, iremos testar a homogeneidade de $\frac{dE}{dx}$ em diferentes regiões do calorímetro. Uma configuração de teste útil em detectores de colisão consiste em medidas radiais, a partir do ponto de interação, em função do parâmetro η . Para isso, somente eventos projetivos, isto é, RC que passam pelo centro do detector, são selecionados. No caso do TileCal, são considerados eventos projetivos traços que interceptam torres simétricas no plano $\eta\phi$.

Uma importante limitação neste tipo de estudo está relacionada à baixa taxa de eventos projetivos que se consegue detectar, requerendo longos períodos de aquisição. Além disso, tem-se o agravante de que, em fase de comissionamento, diferentes

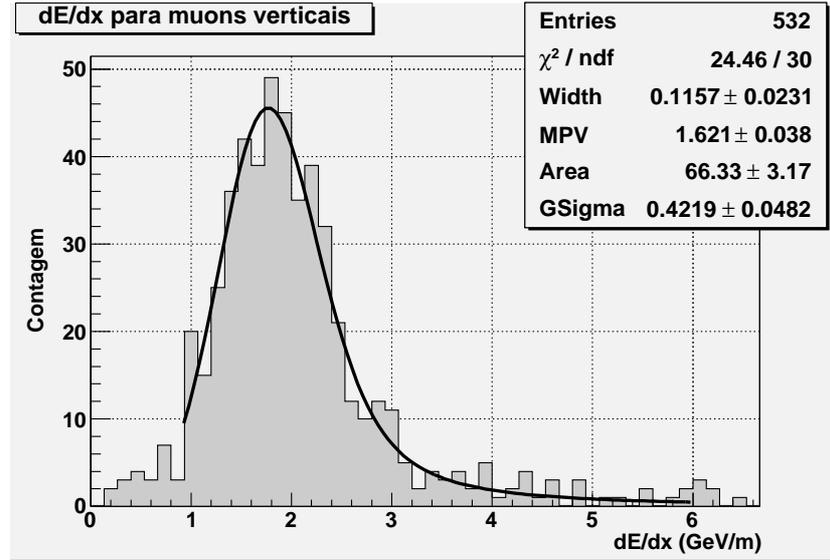


Figura 6.14: Distribuição de energia por unidade de comprimento no TileCal para múons perpendiculares ao eixo z .

partes do detector são modificadas e constantes de calibração são reajustadas frequentemente, tornando difícil concatenar, de forma confiável, tomadas de dados com condições semelhantes.

Na chamada *Milestone Week V* [122] do TileCal, o detector foi mantido em condições tão estáveis quanto possíveis, para que longas tomadas de dados, incluindo aquisições com RC durante o período noturno, fossem realizadas. As análises de estabilidade em η foram realizadas com tomadas de dados deste período.

A Figura 6.15 mostra a distribuição de energia para eventos projetivos, detectados com o método da TH, nas primeiras 9 torres de trigger do TileCal ($0.1 < |\eta| < 0.9$). O método de TH utilizado neste período foi o de detecção de um único traço, pois, ainda, era usado o *trigger* individual do TileCal. Como se trata de longas tomadas de dados, as informações temporais das PMT não foram armazenadas, de modo que se utilizou o método de corte em energia a 100 MeV, para validação de células. Devido à baixa estatística de eventos projetivos, um estudo por módulo não pôde ainda ser realizado, de forma que as distribuições são integradas em ϕ e usa-se o valor absoluto de η . Percebe-se uma estatística de eventos muito baixa nas torres de número 8 e 9, o que é natural, pois o fluxo de RC diminui com o ângulo em relação a vertical [66]. Estas duas torres não serão, portanto, utilizadas nesta análise. As torres 2 e 3 apresentam maior estatística de eventos, pois RC

projetivos nesta região passam livremente pelo buraco da caverna do ATLAS, que vai até a superfície. Nota-se ainda uma maior dispersão na distribuição de energia da primeira torre, devido à incidência de RC verticais, como discutido na seção anterior.

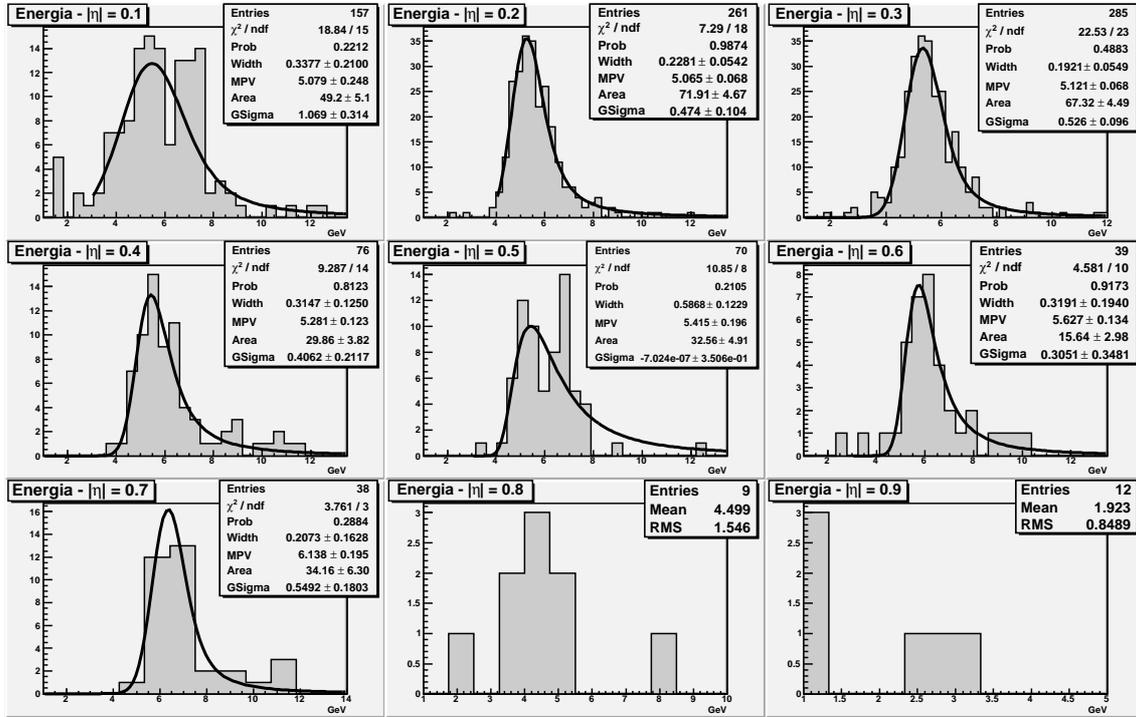


Figura 6.15: Distribuição de energia em função de $|\eta|$ para eventos de RC projetivos.

Percebe-se, pelos valores das funções ajustadas em cada uma das torres, na Figura 6.15, um deslocamento do MPV para a direita para valores crescentes de $|\eta|$. Isto se deve ao fato de que, pela geometria do TileCal, RC projetivos percorrem um caminho maior no interior do calorímetro à medida que $|\eta|$ aumenta (ver Figura 3.7). As distribuições dos comprimentos dos traços, em função de $|\eta|$, são apresentadas na Figura 6.16. Espera-se que todos os traços, dentro da mesma torre, tenham praticamente os mesmos tamanhos. Isto é comprovado pelo baixo valor de RMS, com 3 ordens de grandeza a menos que os valores médios dos traços.

Uma comparação entre o valor mais provável de energia e o comprimento médio do traço, em função de $|\eta|$, é dada na Figura 6.17. Nota-se que, apesar de uma barra de erro significativamente alta na estimacão do MPV, devido à baixa estatística de eventos, as duas grandezas mantêm uma boa correlacão.

O valor da energia depositada por unidade de comprimento em função de $|\eta|$

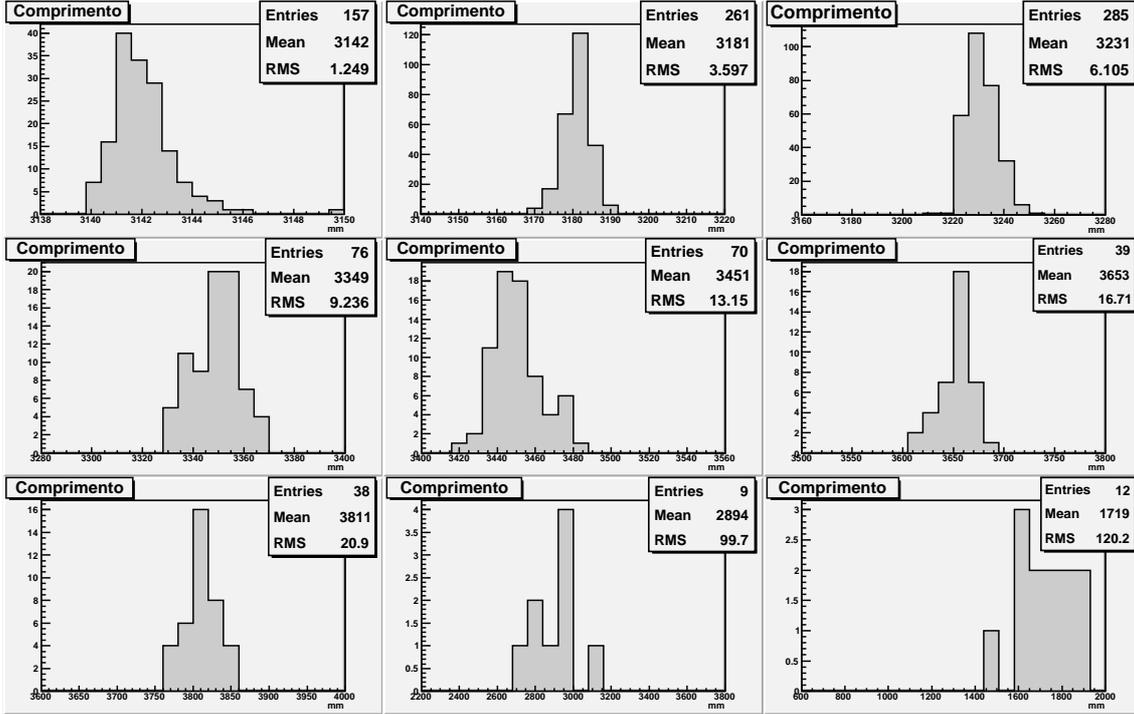


Figura 6.16: Distribuição do comprimento do traço em função de $|\eta|$ para eventos de RC projetivos.

é dado na Figura 6.18. O desvio em relação ao valor médio de 1,58 GeV/m é menor que 3%. Com exceção da última torre, que apresenta a menor estatística de eventos, percebe-se um padrão decrescente de $\frac{dE}{dx}$ com o aumento de $|\eta|$. Este fenômeno é esperado, posto que o múon perde energia a medida que penetra no detector. Diminuindo-se a energia, o valor de $\frac{dE}{dx}$ local também diminui. O efeito global é uma pequena dependência deste parâmetro com o comprimento do traço. Estudos de estabilidade em η com múons de 200 GeV indicam o mesmo padrão de comportamento com um desvio de 5% em relação ao valor médio, para ângulos variando de 0 a 40° [121]. Além disso, um mesmo padrão foi identificado com píons [123]. Torna-se pertinente ressaltar que nenhuma calibração com fonte de césio havia sido feita até este período e, ainda assim, o detector se apresentou em excelente ponto de calibração.

6.4.4 Medidas de $\frac{dE}{dx}$ a 0°

Partículas secundárias, geradas pela circulação de feixe de prótons no LHC, foram também usadas durante o processo de comissionamento. Mais especificamente, os

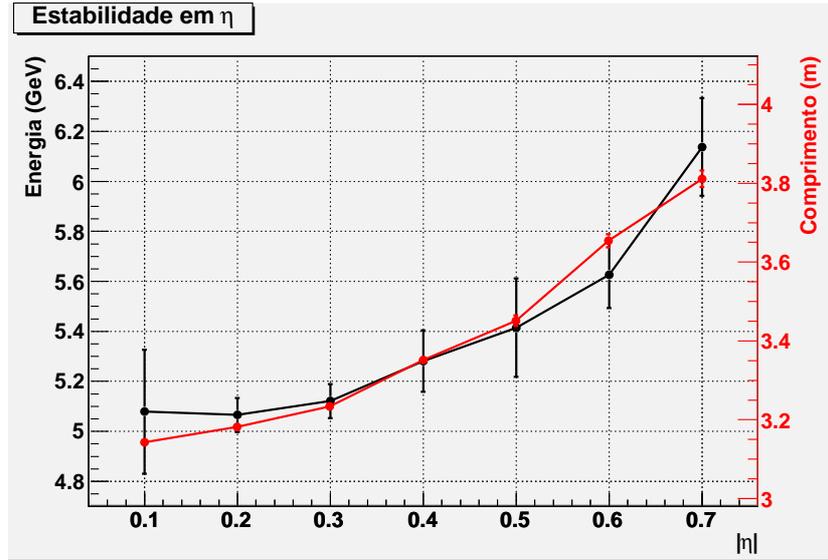


Figura 6.17: Energia e comprimento do traço de RC em função de $|\eta|$, para eventos projetivos no TileCal.

assim chamados, *halo* múons, cruzam o detector de lado a lado, em configurações com trajetórias praticamente horizontais, abrindo um campo específico para testes de eventos a 0° (em relação ao eixo z). Estes testes são, portanto, complementares aos testes realizados com raios cósmicos.

O fluxo de partículas secundárias, em sua maioria, é consequência de interações elásticas e inelásticas de prótons provenientes do feixe com resíduos de gás dentro do anel e também de interações elásticas entre partículas do feixe em regiões de mais alta luminosidade [124]. Neste processo são geradas partículas como hádrons carregados, nêutrons e múons. Estes últimos, graças ao seu alto poder de penetração, deixam sinal em toda a extensão do calorímetro ao longo do eixo z , sendo, portanto, de grande utilidade no processo de comissionamento com dados reais.

Uma aquisição de dados foi tomada com partículas secundárias geradas pelas primeiras circulações de feixe no LHC. As análises a seguir foram feitas com tomadas de dados de feixe, circulando na direção anti-horária, com energia de 450 GeV no centro de massa. A Figura 6.19 apresenta um típico evento com *halo* múons, cuja detecção e reconstrução das trajetórias foram realizadas com o método da TH para múltiplos traços e validação de células por rede neural.

Selecionando-se eventos com ângulos próximos a 0° ($\pm 3^\circ$), o caso limite ao estudo de estabilidade em η pode ser obtido calculando-se $\frac{dE}{dx}$ para estes eventos. A Figura

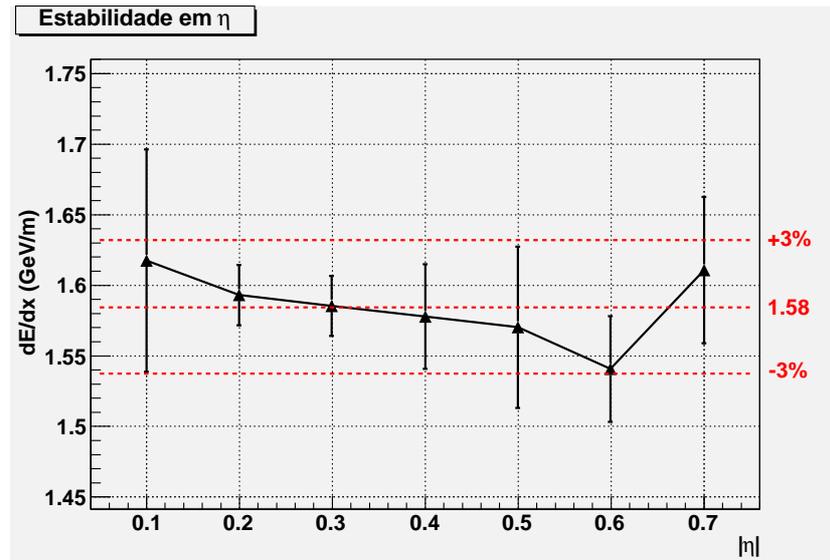


Figura 6.18: Deposição de energia por unidade de comprimento em função de $|\eta|$, para eventos projetivos no TileCal.

6.20 mostra a distribuição de energia por unidade de comprimento, onde um valor de 1,46 GeV/m é dado como sendo o mais provável. Este valor, abaixo do valor médio de 1,58 GeV/m, encontrado na análise para múons projetivos, está de acordo com o esperado, pois, como apresentado na seção anterior, existe uma pequena dependência de $\frac{dE}{dx}$ com o comprimento do traço.

6.4.5 Alinhamento temporal dos canais de leitura

O processo de reconstrução de energia em células do calorímetro, durante o período de funcionamento do LHC, será feito de forma *online*, para evitar o armazenamento de amostras temporais de mais de 100 milhões de canais de leitura. O algoritmo responsável por estimar a energia das células é executado em DSP localizado nas ROD do calorímetro [125], a partir do disparo dado pelo primeiro nível de *trigger*. Para que tal algoritmo seja executado corretamente, é necessário que os sinais temporais de todas as PMT estejam em fase, de modo que o pico do pulso ocorra sempre na quarta amostra do sinal digitalizado (para o caso do TileCal), com um erro menor que 4 ns [126].

O TileCal possui um sistema de calibração temporal dos canais de leitura [59], que é baseado na injeção simultânea de pulsos de laser em todas as PMT. A fase dos digitalizadores são, então, ajustadas individualmente, com resolução de 100 ps, de

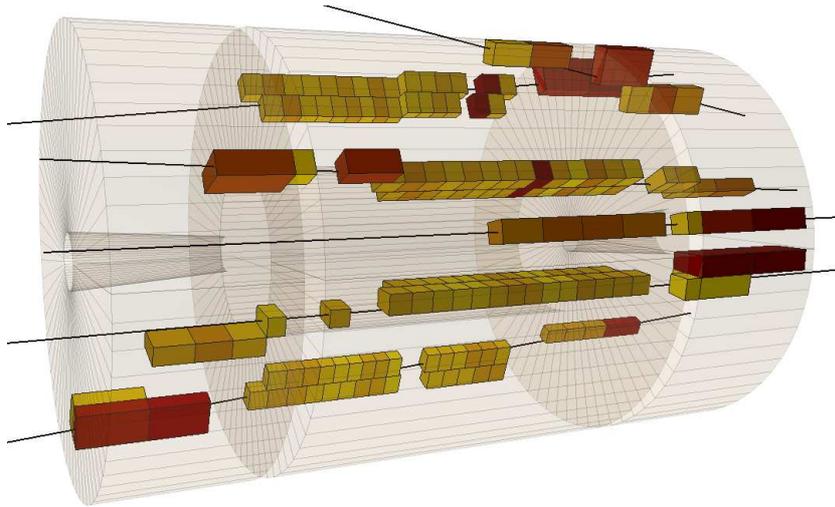


Figura 6.19: Exemplo de um evento com *halo* múons provenientes da circulação de feixe no LHC, vistos pelo TileCal e detectados com TH.

modo a alinhar todos os canais temporalmente. A detecção de *halo* múons oferece um meio alternativo para realizar a calibração temporal, com a vantagem de se utilizar de dados reais, contabilizando, também, as flutuações na resolução temporal do material cintilador e os diferentes comprimentos das fibras óticas que levam o sinal de luz às PMT.

O alinhamento temporal foi medido, selecionando-se múons horizontais ($0 \pm 3^\circ$), detectados com a TH. Como os múons são gerados em um ponto específico de estrangulamento do feixe, o tempo que o múon leva para atingir a célula depende, portanto, somente da posição da mesma em relação ao eixo z . A Figura 6.21, à esquerda, mostra o valor médio do parâmetro de fase para as diferentes células do TileCal. Os dados são integrados em ϕ . Estes valores são computados tomando-se a média do valor de fase em todos os eventos e em todas as células ativadas. O RMS da medida é inferior a 1 ns, de modo que estes não aparecem no gráfico. Uma reta pontilhada, na mesma figura, representa o Tempo de Vôo (*Time of Flight* - ToF) para uma partícula paralela ao eixo z , viajando a velocidade da luz, tendo como referencial o centro do detector ($z = 0$).

Nota-se, na Figura 6.21, 4 blocos de células com defasagens relativamente altas entre si. A arquitetura do sistema de leitura do TileCal é dividida em 4 partições, duas para a parte do barril, chamadas de LBA e LBC e uma para cada parte estendida, denominadas de EBA e EBC. Cada partição tem um sistema de leitura

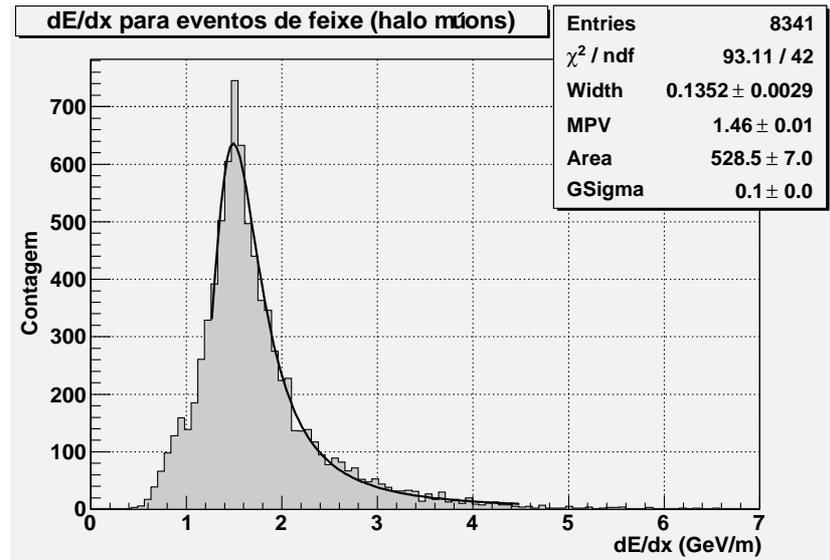


Figura 6.20: Deposição de energia por unidade de comprimento para eventos de *halo* múons no TileCal.

independente com suas ROD e eletrônica de controle. Vê-se claramente que ainda não foi realizado um alinhamento temporal entre as partições do TileCal. A célula central da camada mais externa, chamada de D0, tem uma PMT em LBA e outra em LBC. Como a fase, para cada célula, é a média dos valores ajustados para cada PMT, um valor intermediário é visto para esta célula.

O gráfico à direita, na Figura 6.21, mostra o parâmetro de fase após a correção pelo tempo de voo usado como referência (linha tracejada no gráfico à esquerda). No que diz respeito a células de uma mesma partição, uma resolução temporal menor que 2 ns em torno da média foi alcançada com o alinhamento por laser, porém, alguns erros sistemáticos, devido a diferentes comprimentos de fibras óticas, em diferentes regiões dos módulos, ainda podem ser corrigidos. Estes erros não são detectados com o sistema de laser. Além disso, como a calibração por laser é executada somente dentro da partição, o método aqui apresentado corresponde a um modo de se realizar um alinhamento temporal entre partições.

6.5 Análises com o sistema de trigger do ATLAS

Por sua grande complexidade, quando comparado às placas de coincidência, utilizadas como *trigger* individual do calorímetro, o sistema de *trigger* do ATLAS traz

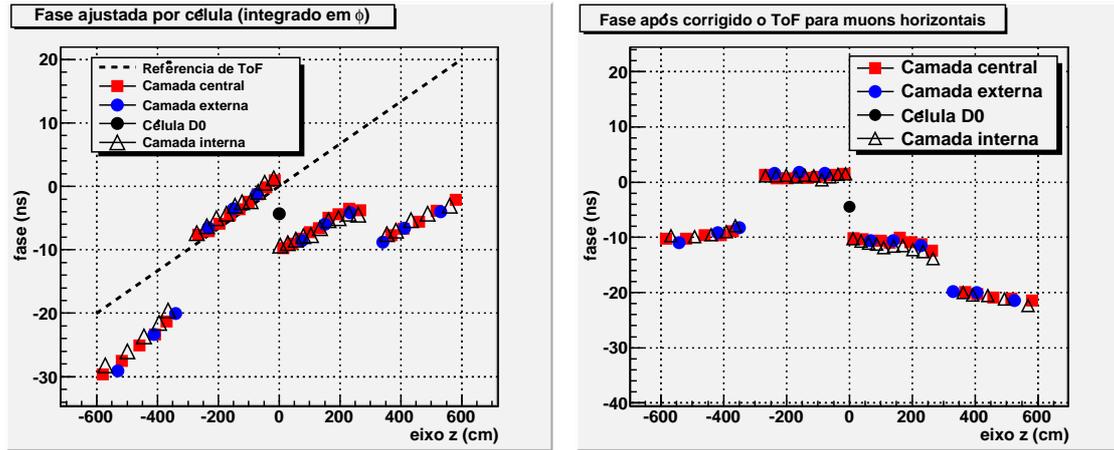


Figura 6.21: Medida de alinhamento temporal usando reconstrução de traços em eventos de *halo* múons.

grandes vantagens às rotinas de análise com RC, além de permitir testar todo o detector em conjunto. Além disso, com este sistema de *trigger*, qualquer *cluster* de células pode gerar um evento, não requerendo coincidência de módulos na parte superior e inferior do TileCal. Isto traz benefícios também para análise de RC em si, posto que todo o volume do TileCal passa a ser observado pelo *trigger*.

Estudos efetivos de RC, no entanto, necessitam de uma grande estatística de eventos, com o detector funcionando por longos períodos sob condições estáveis de operação. Aquisições de RC no ATLAS estão previstas para ocorrerem, de forma *parasita*, durante a operação nominal do LHC [30]. Algumas análises preliminares, usando o sistema de *trigger* do ATLAS, serão apresentadas, como forma de ilustrar a potencialidade dos algoritmos desenvolvidos, neste tipo de estudo. Além disso, a detecção de RC por TH pode ser usada para testar a integração do sistema de *trigger* com o TileCal. Algumas análises, referentes à esta integração e ao estudo de RC em si, são apresentadas a seguir.

6.5.1 Distribuição espacial de múons

Uma forma qualitativa de avaliar a integração entre o sistema de *trigger* e o TileCal, é dada pelo gráfico da Figura 6.22. Nele, é apresentada a densidade de traços que interceptam o plano central do detector (plano ZX para $y = 0$). Na região em torno de $x = 0$ e $z = -250$ cm, observa-se uma alta taxa de eventos. Tais eventos são provenientes de múons que passam diretamente pelo buraco da caverna do ATLAS.

Por se localizarem nas extremidades, as partes estendidas do TileCal, em torno de $z = 500$ cm e $z = -500$ cm, apresentam uma taxa de eventos baixa em comparação à região do barril. Além disso, a granularidade dos módulos estendidos é a metade da granularidade dos módulos do barril. Um menor número de células significa menor probabilidade de detecção de traços pelos algoritmos de TH desenvolvidos. A parte lateral do barril, em torno das regiões com $x = 300$ cm e $x = -300$ cm, é onde múons verticais atingem o maior número de células. Isto explica a alta concentração de traços nestas regiões.

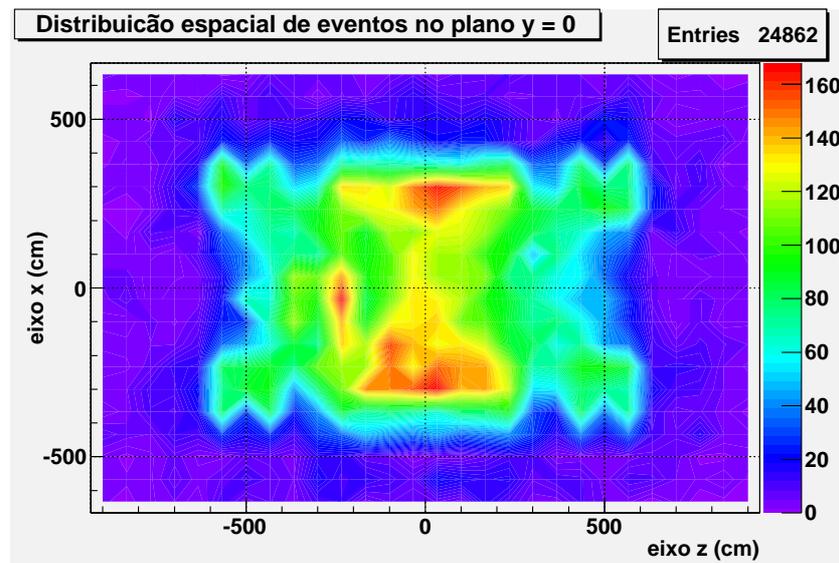


Figura 6.22: Distribuição espacial de traços no plano $Y = 0$, para eventos detectados com o sistema de *trigger* do ATLAS.

O evento da Figura 6.23, detectado com este sistema de *trigger*, mostra de forma sucinta as afirmações feitas acima. O segundo traço, da esquerda para a direita, atravessa a região lateral do barril, transpassando uma grande quantidade de células e tendo, portanto, maior probabilidade de ser detectado. O quarto traço atravessa a parte central do barril, sendo, portanto, composto por um número menor de células. Algumas poucas células deste traço, que sejam cortadas devido à baixa relação sinal-ruído, podem fazer com que o algoritmo de TH falhe nesta região, porém, este não foi o caso no exemplo em questão. O primeiro e terceiro traços ocorrem na região estendida, onde o número de células é ainda menor. Um *cluster* com apenas 3 células, mostra um caso típico de falha do algoritmo, na extremidade superior direita, devido a um baixo número de células colineares nesta região.

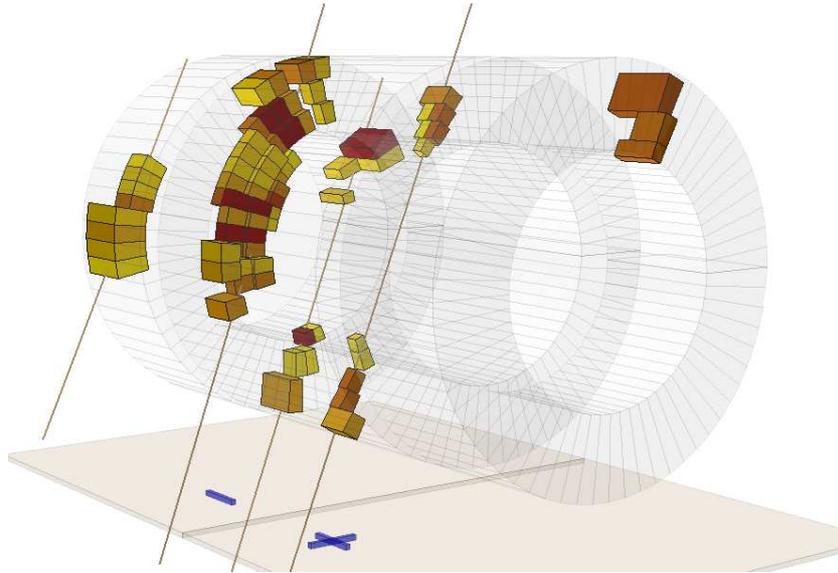


Figura 6.23: Evento com múltiplos múons, demonstrando diferentes regiões, com diferentes densidades de células envolvidas.

Para um sistema testado e calibrado, espera-se uma simetria no gráfico da Figura 6.22, em relação ao eixo z . Porém, um pequeno desbalanceamento é visto em relação às regiões para $x > 0$ e $x < 0$, com uma densidade de eventos um pouco maior no segundo caso, indicando que um processo mais detalhado de calibração necessita ser feito. No entanto, na época em que estes dados foram tomados, o sistema de *trigger* do ATLAS estava em fase inicial de comissionamento com dados reais. Esta análise, mesmo que qualitativa, mostra a importância de se usarem os métodos de detecção de traços, para testar a integração do TileCal com o sistema de *trigger*.

6.5.2 Observação de múons em diferentes processos de interação

Trajetórias de múons com um maior comprimento no interior do TileCal, que ocorrem na região lateral do barril, aumentam a probabilidade de o múon interagir por processos radiativos, como *Bremsstrahlung* e produção de pares, resultando numa maior deposição de energia [127]. Estes fenômenos são mais raros de serem observados com o sistema de *trigger* individual do calorímetro, devido a uma menor trajetória dos múons que interceptam a parte central do TileCal. A Figura 6.24 mostra a distribuição da deposição de energia no TileCal, utilizando o sistema de

trigger do ATLAS. A distribuição de Landau característica de deposição de energia, utilizando as placas de coincidência, é repetida nesta figura e normalizada para mesma amplitude.

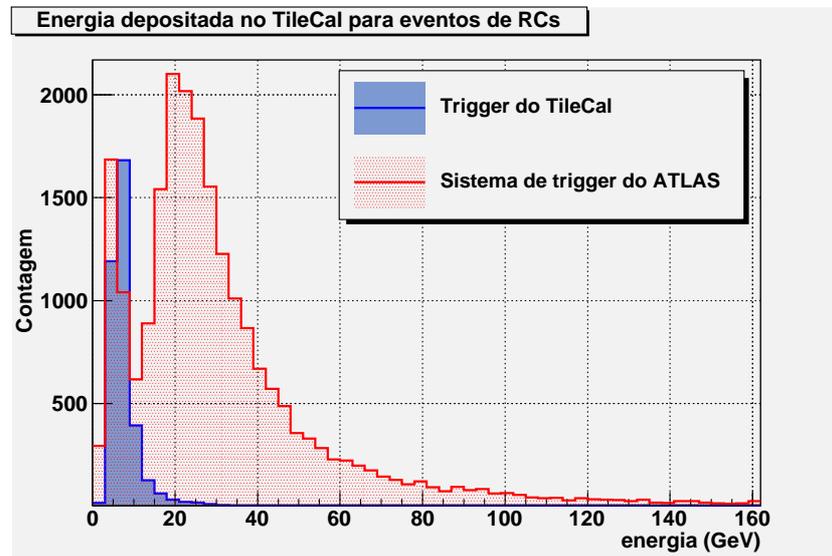


Figura 6.24: Distribuição de energia depositada por RC no TileCal, para os sistemas de *trigger* do ATLAS e individual do calorímetro.

No ferro, o material absorvedor do TileCal, os processos que resultam em alta deposição de energia ocorrem com maior probabilidade para múons com energia superior a 20 GeV. A presença de dois picos no espectro de deposição de energia, na Figura 6.24, para eventos adquiridos com o sistema de *trigger* do ATLAS, mostra claramente que o mesmo é resultado de uma sobreposição de fenômenos de interação distintos. Este fato aumenta o campo de estudos específicos de RC no TileCal, pois diferentes fenômenos de interação podem ser observados. Os comprimentos dos traços de RC dentro do TileCal podem servir como informação seletora para identificação do tipo de interação ocorrida.

6.5.3 Medidas de multiplicidade de múons cósmicos

A distribuição do número de múons detectados por evento, utilizando-se o método de TH para múltiplos traços, em uma tomada de dados de 11 horas de duração, é dada na Figura 6.25, onde um número máximo de 26 múons foi detectado em um único evento. Porém, devido à granularidade do TileCal, a qualidade do processo de reconstrução diminui com a multiplicidade, de modo que um número limite, que

garanta uma boa reconstrução de cada trajetória, deve ser encontrado.

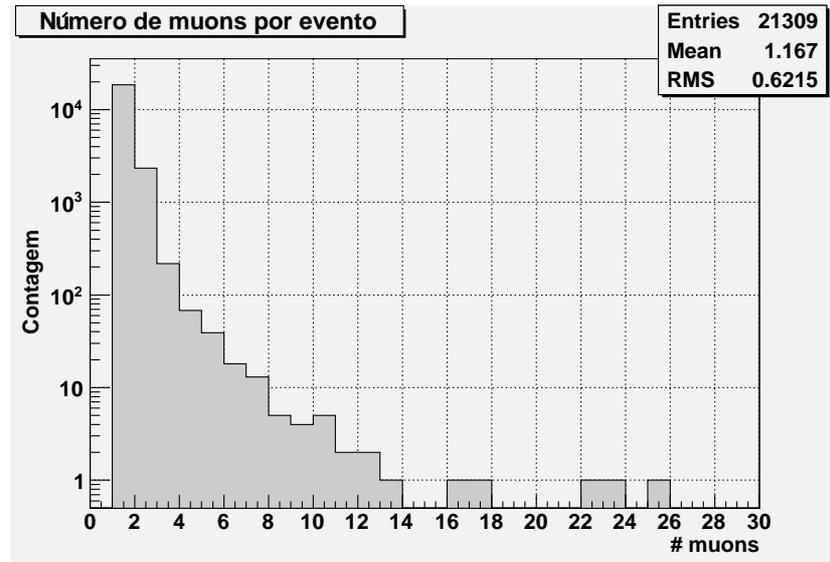


Figura 6.25: Distribuição do número de múons por evento, detectados com o método da TH para traços múltiplos.

Em eventos com grande multiplicidade, os múons são gerados por uma única partícula primária, alcançando a superfície em trajetórias quase paralelas. Estes eventos são de fundamental importância em estudos de RC, pois provêm de partículas primárias altamente energéticas. A característica de trajetórias paralelas, resultante deste tipo de evento, pode ser usada para medir a relação entre a qualidade de reconstrução e a multiplicidade. Verificou-se, visualmente, que para uma multiplicidade acima de 8, a maioria dos eventos não apresenta uma boa qualidade de reconstrução em todos os traços, devido ao alto número de células ativadas no TileCal. A Figura 6.26 mostra dois eventos com alta multiplicidade. No evento da esquerda, 8 trajetórias quase paralelas foram identificadas, sugerindo que a detecção de um RC altamente energético foi feita com boa precisão. No evento à direita, 16 traços foram detectados, porém, observa-se, pelo número de células ativadas, que não é possível identificar trajetórias individuais, de modo que torna-se inviável a reconstrução correta dos traços por TH.

6.5.4 Distribuição angular a grandes profundidades

A distribuição zenital de raios cósmicos é da forma $\cos^2 \theta$ [66]. De modo a medir esta distribuição, a partir dos RC reconstruídos no TileCal, um corte foi feito de

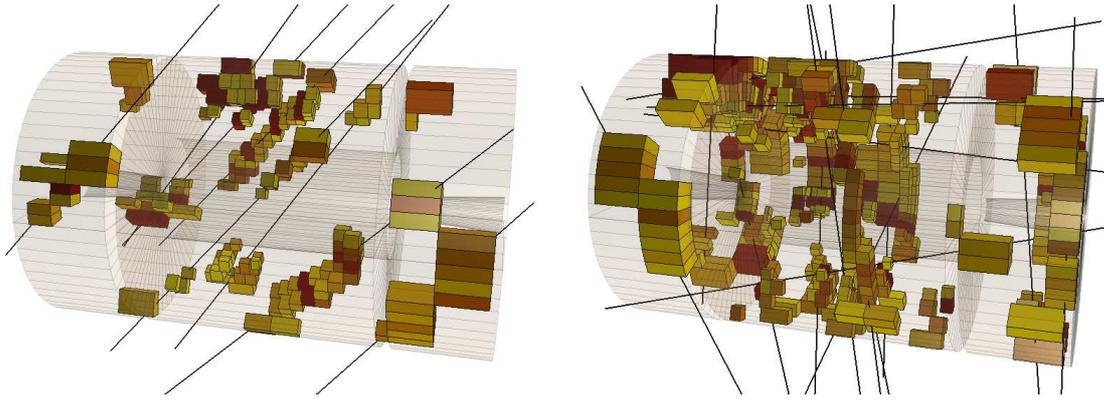


Figura 6.26: Eventos de RC com alta multiplicidade de múons. Esquerda: um evento com 8 múons é reconstruído com boa precisão. Direita: devido ao grande número de células ativadas, os traços reconstruídos não são confiáveis.

forma a selecionar somente eventos perpendiculares ao eixo z , para que esta medida seja realizada em relação ao plano XY (ângulo ϕ). Também evitaram-se traços com valores de $z < -200$ cm, de modo a rejeitar eventos que passem diretamente pelo buraco da caverna do ATLAS (ver Figura 6.22). Desta forma, a distribuição angular é feita somente para múons que atravessaram a grande coluna de terra acima da caverna do ATLAS.

A Figura 6.27 mostra o resultado obtido. O ajuste pela função $A \cos^2 \phi$ apresenta uma probabilidade de 12,8% de a hipótese não ser rejeitada. Devido à baixa estatística de eventos e aos problemas de calibração entre o TileCal e o sistema de *trigger* do ATLAS, no momento em que estes dados foram tomados, este pode ser considerado um bom resultado preliminar, estabelecendo uma confiabilidade no uso deste aparato para estudo de física de raios cósmicos, tão logo o detector se encontre em condições estáveis e uma maior estatística de eventos seja adquirida.

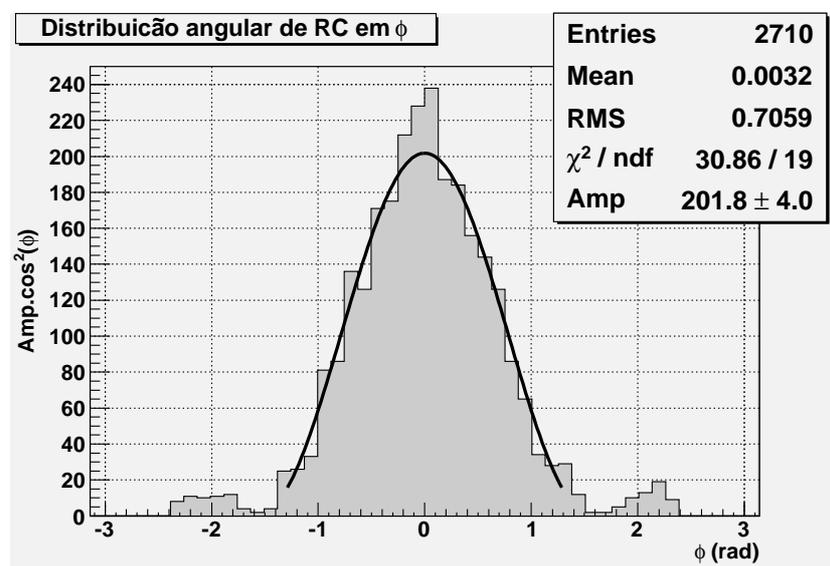


Figura 6.27: Distribuição angular de RC em relação ao ângulo ϕ , computada com eventos reconstruídos no TileCal.

Capítulo 7

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho, apresentamos métodos de detecção de raios cósmicos em calorímetros segmentados. Resultados experimentais foram obtidos utilizando-se o TileCal, o calorímetro hadrônico do ATLAS. Diante do bom desempenho alcançado, tais algoritmos mostraram-se de grande utilidade no teste do TileCal com dados reais (tanto com raios cósmicos, quanto com *halo* múons), em sua configuração final de funcionamento, proporcionando, também, meios para realização de um ajuste fino no alinhamento temporal dos canais de leitura e na integração do TileCal com o sistema de *trigger* do ATLAS. Finalmente, a coerência na obtenção de parâmetros bem estabelecidos no campo de estudos de raios cósmicos, como a observação de diferentes processos de interação de múons com a matéria e uma correta obtenção da distribuição angular, demonstraram que as técnicas aqui desenvolvidas são confiáveis para a realização de estudos de raios cósmicos em calorímetros.

Os métodos desenvolvidos utilizam técnicas de detecção de curvas por Transformada de Hough, onde características de diferentes variações desta transformada foram combinadas de forma a otimizar a eficiência de detecção de retas em calorímetros segmentados. Tal combinação resultou em um método que utiliza a Transformada de Hough Local, combinada com técnicas de seleção de regiões de interesse, encontradas na Transformada de Hough Aleatória. Assim, como na implementação da Transformada de Hough Adaptativa, o método desenvolvido é executado em iterações (duas iterações no caso em questão). Na primeira iteração, é definida uma região de interesse em torno de células com deposição de energia. Na segunda, aplica-se a Transformada de Hough Local dentro desta região, utilizando-se a in-

formação de energia das células como ponderadores, de modo a aproximar o traço final de células mais energéticas. Tal algoritmo mostrou ser de grande eficiência, substituindo o método padrão de detecção de traços por ajuste linear, anteriormente usado pela colaboração TileCal. Este último não tolera a presença de pontos falsos, gerados por células de ruído, devido à baixa relação sinal-ruído do TileCal para raios cósmicos. O método por Transformada de Hough, por sua vez, apresentou uma maior imunidade a células de ruído, tornando-se o método padrão de detecção, tendo sido, por fim, implementado no sistema de reconstrução de eventos do ATLAS, o Athena.

Técnicas estocásticas, para proporcionar uma melhor detecção de sinal em ruído, foram aplicadas, utilizando-se os sinais temporais dos canais de leitura, de forma a selecionar as células ativadas com maior eficiência, aumentando ainda mais o desempenho na detecção de traços. Métodos baseados em filtragem casada foram testados, e classificadores neurais foram treinados usando um conjunto de sinais artificialmente gerado, combinando-se dados experimentais e de simulação. Tal conjunto foi de fundamental importância para quantificar a eficiência de detecção dos diversos métodos usados. A partir deste conjunto, foram desenvolvidos filtros estocásticos, partindo de implementações mais simples, passando por métodos mais complexos que usam decomposição em componentes principais e estatística de ordem superior. Adicionalmente, testou-se com sucesso uma implementação com rede neural. Uma forte coerência, entre os desempenhos obtidos com os dados híbridos utilizados e a resposta destes filtros com dados reais, resultou em uma grande confiabilidade na aplicação destes métodos, tanto para detecção de eventos válidos, quanto para reconstrução da energia total do evento.

As ferramentas desenvolvidas foram primeiramente testadas visualmente. Um ambiente para visualização 3-D de células do calorímetro e dos traços reconstruídos foi exaustivamente usado pela colaboração TileCal durante a fase de comissionamento do calorímetro com raios cósmicos. O CaloViewer3D foi, inclusive, utilizado na sala de controle do ATLAS, como ferramenta de monitoração *online* do calorímetro hadrônico e será utilizado, com esta finalidade, durante todo o tempo de funcionamento do LHC.

Em testes do TileCal usando raios cósmicos, observou-se que a deposição de

energia por unidade de comprimento está de acordo com o esperado para interação deste calorímetro com múons projetivos, com valores que variam de 1,6 GeV/m, para os menores comprimento de traços (traços que interceptam a primeira torre), a 1,4 GeV/m para múons horizontais (maiores comprimentos de traço). A dependência deste parâmetro com o comprimento foi prevista por simulação e reproduzida em protótipos. A capacidade de observar, com raios cósmicos, esta sutil dependência, serviu para demonstrar a alta sensibilidade dos algoritmos desenvolvidos, bem como para atestar o bom funcionamento do TileCal com dados reais.

Além de validar as boas condições de operação do TileCal, importantes parâmetros de calibração foram obtidos com as técnicas desenvolvidas. A seleção de múons horizontais, em eventos de circulação de feixe, proporcionou meios para a aplicação de um ajuste fino no alinhamento temporal dos canais de leitura. Fato este que será essencial para uma correta estimativa *online* da energia depositada em cada célula, durante o funcionamento nominal do LHC. Uma defasagem crescente foi observada entre a primeira e a última (quadragésima oitava) PMT nos módulos do TileCal, com uma diferença de até 4 ns entre PMT das extremidades. Além disso, foi possível realizar o alinhamento temporal entre diferentes partições do TileCal, tarefa que não pode ser feita com o sistema padrão de calibração temporal por pulsos de laser.

Um mapeamento espacial de traços de raios cósmicos, feito nas primeiras tomadas de dados com o sistema de *trigger* do ATLAS, mostrou um desbalanceamento espacial de ganho na integração deste sistema com o TileCal, indicando que um processo de calibração mais rigoroso ainda necessita ser feito. Uma análise quantitativa deste tipo de mapeamento pode ser planejada para determinar constantes de calibração para os circuitos de interface entre estes dois sistemas, caracterizando uma forte sugestão de perspectiva de trabalhos futuros. A utilização deste sistema de *trigger*, proporcionou detectar, mais frequentemente, múons que interagem com o calorímetro de forma mais energética, ampliando o campo de estudo de raios cósmicos no TileCal. O método de detecção de múltiplos traços, desenvolvido nesta tese, pode ser usado para selecionar traços onde este tipo de interação ocorre.

O grande volume do TileCal, combinado com as técnicas de detecção de múltiplos traços por Transformada de Hough, permite detectar chuviros cósmicos com grande

multiplicidade. Um evento com 8 múons paralelos, atravessando o TileCal, foi detectado e reconstruído com boa qualidade, sendo este o caso de maior multiplicidade, com sucesso de reconstrução, encontrado até o momento. Estes eventos são de grande importância no estudo de raios cósmicos, pois provêm de fontes primárias altamente energéticas. A identificação de tais fontes é o principal objetivo dos modernos detectores de raios cósmicos, como o Observatório Pierre Auger, na Argentina, por exemplo. A confiabilidade no uso do TileCal para estudos em física de raios cósmicos ficou comprovada com a obtenção da distribuição angular, seguindo a relação $\cos^2 \theta$. Tal distribuição foi obtida por simulação e reproduzida por experimentos especificamente voltados ao estudo de raios cósmicos.

7.1 Perspectivas

Um grande acúmulo de *eventos parasitas* de raios cósmicos ocorrerá durante o tempo de funcionamento do LHC. Estes eventos, que serão tomados em condições de estabilidade, e após a realização de todos os processos de calibração do detector, serão de grande importância para o estudo dos fenômenos relacionados a raios cósmicos. Os algoritmos aqui desenvolvidos podem ser usados para reconstruir a interação destas partículas com o calorímetro hadrônico, trazendo informação importante na reconstrução global destas partículas no ATLAS.

Para que os algoritmos de detecção de raios cósmicos, aqui desenvolvidos, sejam usados durante a operação nominal do ATLAS, uma modificação precisa ser feita. Com o campo magnético ligado, a detecção de trajetórias curvilíneas será mais indicada durante este período. Porém, o método da Transformada de Hough permite que esta modificação seja feita de forma direta, simplesmente alterando a função de parametrização da curva a ser detectada.

Em eventos de colisão, raios cósmicos e *halo* partículas são importantes fontes de ruído, principalmente no calorímetro, pois estas podem mascarar uma correta medida global de energia. A utilização dos algoritmos de detecção de múons em eventos de colisão, onde uma grande população de partículas se faz presente, compreende um desafio em particular, sugerindo uma importante perspectiva de continuação do trabalho aqui proposto. Características como diferentes padrões de deposição

de energia, detecção de trajetórias não projetivas e medidas de tempo de vôo não relacionadas ao ponto de colisão são indícios de filtros que podem ser usados nesta tarefa.

A detecção de *cluster* de células ativadas no calorímetro é uma tarefa crítica a ser executada pelo sistema de *trigger*. A delimitação destes *clusters* constitui um desafio em particular, pois as células da borda apresentam uma baixa relação sinal-ruído, dificultando o processo de delimitação dos *clusters*. Isto pode mascarar a correta topologia do *cluster*, fazendo com que os algoritmos de classificação de partículas falhem. Alguns métodos de detecção de sinais em células, desenvolvidos neste trabalho, podem ser implementados de forma *online*. A colaboração TileCal já manifestou o desejo de concretizar esta tarefa através da implementação do filtro casado em DSP na sua cadeia eletrônica de leitura. Além disso, durante o funcionamento do LHC, as amostras temporais não serão salvas para análise *offline*, e todo o processo de detecção de sinal em células terá que ser feito de forma *online*.

Um aprimoramento na acurácia da reconstrução de traços de raios cósmicos pode ser alcançado, usando-se informação adicional do calorímetro eletromagnético. Embora este último, por si só, não seja capaz de detectar e reconstruir trajetórias de raios cósmicos com a mesma eficiência que o calorímetro hadrônico, devido a uma relação sinal-ruído inferior para a detecção de múons, células do calorímetro eletromagnético, localizadas dentro da região de interesse, podem ser utilizadas para realizar um ajuste fino no traço reconstruído, graças a sua maior segmentação. A Figura 7.1 mostra um caso típico de ajuste fino que poderia ser feito caso a informação deste calorímetro fosse usada na reconstrução do traço.

Além do ajuste fino na reconstrução de raios cósmicos, a incorporação da informação do calorímetro eletromagnético nos algoritmos de detecção proporciona uma forma de se obter o alinhamento temporal entre estes dois calorímetros. Esta tarefa ainda não foi realizada durante o processo de comissionamento com dados reais e vem sendo apontada como uma questão crítica e prioritária a ser resolvida ainda nesta fase final de testes. O principal entrave vem da baixíssima relação sinal-ruído do calorímetro eletromagnético a raios cósmicos. Porém, o uso de filtros estocásticos para detecção das células excitadas neste calorímetro ainda não foi realizado. Apesar de ter uma relação sinal-ruído mais baixa, o sinal temporal

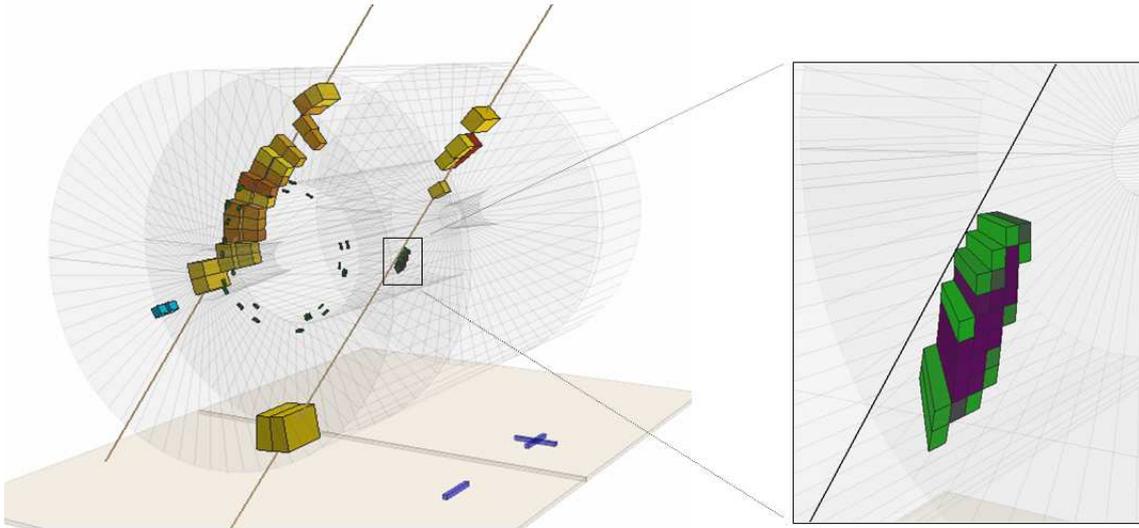


Figura 7.1: Ajuste fino que pode ser aplicado na reconstrução de raios cósmicos, caso o calorímetro eletromagnético seja incluído nos algoritmos de Transformada de Hough.

em células deste calorímetro tem uma cauda larga, de modo que um número maior de amostras (32 amostras) por canal de leitura é armazenado durante esta fase de comissionamento. A implementação de métodos estocásticos de detecção de sinais nas células do calorímetro eletromagnético é, portanto, uma extensão natural deste trabalho, que precisa ser executada com uma certa prioridade, para realização de análises ainda na fase de comissionamento com raios cósmicos.

Referências Bibliográficas

- [1] BORATAV, M., “The Pierre Auger observatory project: an overview”, *Proceeding of 25th International Cosmic-Ray Conference, África do Sul*, v. 5, pp. 205–208, 1997.
- [2] SEMIKOZ, D., TORTOLA, M., “Is the HiRes Energy Spectrum Really Consistent with GZK Cutoff?” *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Japão*, pp. 651–654, 2003.
- [3] THE ATLAS COLLABORATION, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation, JINST 3 S08003*, 2008.
- [4] THE ATLAS COLLABORATION, “ATLAS high-level trigger”, *DAQ and DCS Technical Design Report*, 2003.
- [5] SIMPSON, J., “Brief History of Recurrent Solar Modulation of the Galactic Cosmic Rays (1937-1990)”, *Space Science Reviews*, v. 83, pp. 169–176, 1998.
- [6] XU, Q., BROWN, L., “The early history of cosmic ray research”, *American Journal of Physics*, v. 55, pp. 23–33, 1986.
- [7] GOCKEL, A., “Observations of atmospheric electricity from a balloon”, *Physik Zeitschrift*, v. 11, pp. 280–282, 1910.
- [8] HESS, V., “Measurements of the Earth’s penetrating radiation on seven balloon ascensions”, *Physik.Zeitschr*, v. 13, pp. 1084–1091, 1912.

- [9] MILLIKAN, R., CAMERON, G., “High Frequency Rays of Cosmic Origin III. Measurements in Snow-Fed Lakes at High Altitudes”, *Physical Review*, v. 28, pp. 851–868, 1926.
- [10] GAISSER, T. K., *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press. Cambridge, Inglaterra, 1990.
- [11] GAISSER, T. K., “Origin of Cosmic Radiation”, *Proceedings of American Institute of Physics*, v. 558, pp. 27–42, 2001.
- [12] SOKOLSKY, P., *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Rays*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1989.
- [13] KONSTANTINOV, B., KOCHAROV, G., STARBUNOV, Y., et al., “On the interaction between ultra-high energy cosmic rays and photons in the universe”, *Physics Letters B*, v. 27, pp. 30–33, 1968.
- [14] CHIBA, N., “Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km² area”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 311, pp. 338–349, 1992.
- [15] BERGMAN, D., “Observation of the GZK Cutoff Using the HiRes Detector”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 165, pp. 19–26, 2007.
- [16] ABRAHAM, J., ABREU, P., AGLIETTA, M., et al., “Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV”, *Physical Review Letters*, v. PRL 101, pp. 1–7, 2008.
- [17] CLAY, R., KURBAN, Z., WILD, N., “Cosmic Ray Related Undergraduate Experiments”, *Pierre Auger Observatory Publications database, GAPNote 1998-061*, 1998.
- [18] POMERANTZ, M. A., *Cosmic Rays*. Van Nostrand Reinhold Company, 1971.
- [19] FICK, B. E., “Hybrid Performance of the Pierre Auger Observatory and Reconstruction of Hybrid Events”, *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Trukuba, Japão*, 2003.

- [20] MAZUR, P. O., “The Surface Detectors of the Pierre Auger Observatory”, *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Trukuba, Japão*, 2003.
- [21] ARGIRO, S., “Performance of the Pierre Auger Fluorescence Detector and Analysis of Well Reconstructed Events”, *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Trukuba, Japão*, 2003.
- [22] www.mariachi.stonybrook.edu (acessado em janeiro de 2009).
- [23] JACKSON, J. D., *Classical Electrodynamics*. John Wiley, Sons, Inc., New York, 1962.
- [24] WISLEZ, J. M., “Forward scattering of radio waves of meteor trails”, *Proceedings of the International Meteor Conference*, pp. 83–98, 1995.
- [25] SUGAR, G. R., “Radio propagation by reflection from meteor trails”, *Proceedings of the IEEE*, v. 52, pp. 116–136, 1964.
- [26] GUREVICH, A., ZYBIN, K., “Runaway Breakdown and the Mysteries of Lightning”, *Physics Today, Num. 5*, v. 58, pp. 37–43, 2005.
- [27] GUREVICH, A., DUNCAN, L., “Radio emission of lightning initiation”, *Physics Letters A, Num. 3-4*, v. 312, pp. 228–237, 2003.
- [28] GORHAM, P. W., “On the possibility of radar echo detection of ultra-high energy cosmic ray - and neutrino - induced extensive air showers”, *Astroparticle Physics*, v. 15, pp. 177–202, 2001.
- [29] KUTSCHERA, E., *Brookhaven National Laboratory*. Comunicação Interna.
- [30] KARPOV, S., KARPOVA, Z., BEDNYAKOV, V., “Prospects for studies of high-energy solar cosmic rays with ATLAS”, *Cornell University Library, arXiv:0811.2921*, 2008.
- [31] PINFOLD, J. L., “ATLAS and Astroparticle Physics”, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, v. 175-176, pp. 25–32, 2008.
- [32] <http://hepwww.rl.ac.uk/public/bigbang/file9.html>, acessado em Janeiro/2009.

- [33] COULTRE, P. L., *Proceeding of 29th ICRC*, v. 10, pp. 137, 2005.
- [34] THE DELPHI COLLABORATION, “The DELPHI detector at LEP”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 303, pp. 233–276, 1991.
- [35] ACHARD, P., *Physical Letters B*, v. 598, pp. 15, 2004.
- [36] ZIMMERMANN, D., GRUPEN, C., KOTAIDIS, V., et al., “The cosmic ray muon spectrum and charge ratio in CosmoALEPH”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 525, pp. 141–143, 2004.
- [37] AVATI, V., DICK, L., EGGERT, K., et al., “Cosmic multi-muon events observed in the underground CERN-LEP tunnel with the ALEPH experiment”, *Astroparticle Physics*, v. 19, pp. 513–523, 2003.
- [38] RIDKY, J., TRAVNICEK, P., “Cosmic multi-muon bundles detected by DELPHI”, *Acta Physica Polonica B*, v. 35, pp. 1813–1823, 2004.
- [39] TRAVNICEK, P., “Detection of cosmic ray events by LEP experiments”, *Czechoslovak Journal of Physics*, pp. A185–A200, 2005.
- [40] DEZY COLLABORATION, “Technical proposal of the ZEUS detector”, 1986.
- [41] <http://www-zeus.desy.de/public/hera.php3>, acessado em Fevereiro/2009.
- [42] AMBATS, I., DAWSON, J., DERRICK, M., et al., “Cosmic ray tests of the ZEUS barrel calorimeter modules”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 320, pp. 161–176, 1992.
- [43] DERRICK, M., GACEK, D., HILL, N., et al., “Design and construction of the ZEUS barrel calorimeter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 309, pp. 77–100, 1991.
- [44] EDWARDS, D. A., SYPHERS, M. J., *An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators*. Wiley-Interscience, 1992.
- [45] NEEMAN, Y., KIRSH, Y., *The Particle Hunters*. 2nd ed. Cambridge University Press, 1996.

- [46] COTTINGHAM, W. N., GREENWOOD, D. A., *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 1998.
- [47] <http://www.cern.ch> (acessado em dezembro de 2008).
- [48] <http://www.fnal.gov> (acessado em dezembro de 2008).
- [49] <http://www.desy.de> (acessado em dezembro de 2008).
- [50] <http://www.kek.jp> (acessado em dezembro de 2008).
- [51] EVANS, L., BRYANT, P., “LHC Machine”, *Journal of Instrumentation, JINST 3 S08001*, 2008.
- [52] THE CMS COLLABORATION, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *Journal of Instrumentation, JINST 3 S08004*, 2008.
- [53] THE ALICE COLLABORATION, “The ALICE experiment at the CERN LHC”, *Journal of Instrumentation, JINST 3 S08002*, 2008.
- [54] THE LHCb COLLABORATION, “The LHCb Detector at the LHC”, *Journal of Instrumentation, JINST 3 S08005*, 2008.
- [55] ROS, E., “ATLAS inner detector”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 120, pp. 235–238, 2003.
- [56] DAS, A., FERBEL, T., *Introduction to Nuclear and Particle Physics*. John Wiley and Sons, 2003.
- [57] BOCK, R., VASCILEU, A., *The Particle Detector Brief Book*. Springer, 1999.
- [58] WIGMANS, R., *Calorimetry - Energy Measurement in Particle Physics*. Oxford University Press, 2000.
- [59] PERRODO, P., “The ATLAS liquid argon calorimetry system”, *Proceedings of ICHEP*, pp. 909–912, 2002.
- [60] THE ATLAS COLLABORATION, *Tile Calorimeter*. Technical Design Report, CERN/LHCC/96-42, 1996.

- [61] PALESTINI, S., “The Muon Spectrometer of the ATLAS Experiment”, *Nuclear Physics B*, v. 125, pp. 337–345, 2003.
- [62] HUBBARD, J. R., “The ATLAS trigger/DAQ system”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 360, pp. 331–333, 1995.
- [63] FALCIANO, S., “The ATLAS Level-1 and Level-2 trigger”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 384, pp. 136–142, 1996.
- [64] CERQUEIRA, A. S., SEIXAS, J. M., CALÔBA, L. P., “Analog system for building the first-level triggering signal provided by the ATLAS hadronic calorimeter of ATLAS detector”, *Nuclear instruments and methods in physics research. Section A*, v. 570, pp. 117–125, 2007.
- [65] ANDERSON, K., PILCHER, J., SANDERS, H., et al., “Stand-alone Cosmic Ray Trigger Electronics for the ATLAS Tile Calorimeter”, *Proc. of 10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments, Boston, MA, USA*, pp. 327–331, 2004.
- [66] PIAZZOLI, B., MANNOCCHI, G., MELONE, S., et al., “Aperture and counting rate of rectangular telescopes for single and multiple parallel particles”, *Nuclear Instruments and Methods*, v. 135, pp. 223–233, 1998.
- [67] BOONEKAMP, M., GIANOTTI, F., MCPHERSON, R., et al., “Cosmic Ray, Beam-Halo and Beam-Gas Rate Studies for ATLAS Commissioning”, *ATLAS Internal Note - ATL-GEN-2004-001*, 2004.
- [68] BOYD, J., “The ATLAS Trigger - Commissioning with cosmic rays”, *Journal of Physics: Conference Series*, v. 119, 2008.
- [69] PAULY, T., “Commissioning of the ATLAS Level-1 Trigger with Cosmic Rays”, *Journal of Physics: Conference Series*, v. 110, 2008.
- [70] HADAVAND, H., “Commissioning of the ATLAS Offline Software with Cosmic Rays”, *Journal of Physics: Conference Series*, v. 119, 2008.
- [71] CRANMER, K. S., “The ATLAS Analysis Architecture”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 177-178, pp. 126–130, 2008.

- [72] LUTZ, M., *Programming Python*. O'Reilly, 2006.
- [73] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TileMuonFitter> (acessado em dezembro de 2008).
- [74] SCHLAGER, G., “The status and performance of the ATLAS hadronic tile calorimeter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 581, pp. 393–396, 2007.
- [75] FILHO, L. M. A., SEIXAS, J. M., “A ROOT Tool for 3D Event Visualization in ATLAS Calorimeters”, *Proceeding of Science, PoS(ACAT)069*, 2007.
- [76] <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlantis> (acessado em dezembro de 2008).
- [77] BRUN, R., RADEMAKERS, F., “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 389, pp. 81–86, 1997.
- [78] BRUN, R., GHEATA, A., GHEATA, M., “The ROOT geometry package”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 502, pp. 676–680, 2003.
- [79] ABDALLAH, J. M., “ATLAS Tile Calorimeter Data Quality Assessment with Commissioning Data”, *International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP'07), Conference Series 119 032001*, doi:10.1088/1742-6596/119/3/032001, 2008.
- [80] DOS ANJOS, A., TORRES, R. C., DE SEIXAS, J. M., et al., “Neural triggering system operating on high resolution calorimetry information”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 559, pp. 134–138, 2006.
- [81] <http://www.opengl.org> (acessado em dezembro de 2008).
- [82] ANTICHEVA, I., BRUN, R., HOF, C., et al., “The graphics editor in ROOT”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 559, pp. 17–21, 2006.

- [83] HOUGH, P., PAUL, C., “Method and mean for recognizing complex patterns”, *United States Patent 3069654*, 1962.
- [84] HOUGH, P., *Proc. Conf. High Energy Acc. Instr.*, 1959.
- [85] ROSENFELD, A., “Picture Processing by Computer”, *Academic Press, New York*, 1969.
- [86] DUDA, R. O., HART, P. E., “Use of Hough Transform to detect lines and curves in pictures”, *Comm. Assoc. Comput. Mach.*, v. 15, pp. 11–15, 1972.
- [87] KIMME, C. D., BALLARD, D. H., SKLANSKY, J., “Finding circles by an array of accumulators”, *Comm. Assoc. Comput. Mach.*, v. 18, pp. 120–122, 1975.
- [88] BALLARD, D. H., “Generalizing the Hough transform to detect arbitrary shapes”, *Pattern Recognition*, v. 13, pp. 111–122, 1981.
- [89] DEANS, S., “Hough transform from the Radon transform”, *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, v. 3, pp. 185–188, 1981.
- [90] OHLSSON, M., PETERSON, C., “Track finding with deformable templates - the elastic arms approach”, *Computer Physics Communications*, pp. 77–98, 1992.
- [91] ILLINGWORTH, J., KITTLER, J., “The Adaptive Hough Transform”, *IEEE Transactions. Pattern Analysis and Machine Intelligence*, v. 9, pp. 690–697, 1987.
- [92] KOHONEN, T., “The Self-Organizing Map”, *Proceeding of the IEEE*, v. 78, pp. 1464–1480, 1990.
- [93] XU, L., OJA, E., “Extended self-organizing map for curve detection”, *Res. Report 16, Department of Information Technology, Lappeenranta, Finlandia*, 1989.
- [94] XU, L., OJA, E., KULTANEN, P., “A new curve detection method: Randomized Hough Transform (RHT)”, *Pattern Recognition Letters*, v. 11, pp. 331–338, 1990.

- [95] XU, L., OJA, E., KULTANEN, P., “Randomized Hough Transform (RHT): basic mechanisms, algorithms, and complexities”, *Computer Vision, Graphics, and Image Processing: Imaging Understanding*, v. 57, pp. 131–154, 1993.
- [96] NEYMAN, J., PEARSON, E., “On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses”, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, v. A 231, pp. 289, 1933.
- [97] HURWITZ, M., “Performance of ATLAS tile calorimeter production modules in calibration testbeams”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 572, pp. 80–81, 2007.
- [98] ANDERSON, K., “Design of the front-end analog electronics for the ATLAS tile calorimeter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 551, pp. 469–476, 2005.
- [99] TEUSHCER, R., “Methods of energy reconstruction in TileCal”, *Talk in MC + Tools Meeting*, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a031558>, 2003.
- [100] TREES, H. L. V., *Detection, Estimation and Modulation Theory, Part I*. Wiley-Interscience, Reprint Ed., 2001.
- [101] SHANMUGAN, K. S., BREIPOHL, A., *Random Signals - detection, estimation and data analysis*. Wiley, 2001.
- [102] MITRA, S. K., *Digital Signal Processing: A Computer-Based Approach*. 1998.
- [103] SCOTT, D. W., *Multivariate Density Estimation, Theory, Practice, and Visualization*. Wiley Interscience, New York, 1992.
- [104] FRIEDMAN, J., “353QH twice smoothing algorithm”, *Proc. of the 1974 CERN School of Computing, Norway, Aug 11-24*, 1974.
- [105] JOLLIFFE, I. T., *Principal Component Analysis*. Springer, segunda edição, 2002.

- [106] HYVÄRINEN, A., KARHUNEN, J., OJA, E., *Independent Component Analysis*. Wiley Interscience, New York, 2001.
- [107] TREES, H. L. V., *Detection, Estimation and Modulation Theory, Part III*. Wiley-Interscience, Reprint Ed., 2001.
- [108] GIROLAMI, M., *Self-Organising Neural Networks - Independent Component Analysis and Blind Source Separation*. Springer-Verlag, 1999.
- [109] NIKIAS, C., PETROPULU, A., *Higher-Order Spectral Analysis - A Nonlinear Signal Processing Framework*. Prentice Hall, 1993.
- [110] HYVÄRINEN, A., “New approximations of differential entropy for independent component analysis and projection pursuit”, *Advances in Neural Information Processing Systems*, v. 10, pp. 273–279, 1998.
- [111] KARHUNEN, J., JOUTSENSALO, J., “Representation and separation of signals using nonlinear PCA type learning”, *Neural network*, v. 7, pp. 113–127, 1994.
- [112] LATHAUWER, L., COMON, P., MOOR, B., et al., “Higher-order power method, application in independent component analysis”, *Proc. Int. Symp. on Nonlinear Theory and its Applications (NOLTA 95), Nevada*, pp. 10–14, 1995.
- [113] GIANNAKOPOULOS, X., KARHUNEN, J., OJA, E., “Experimental comparison of neural algorithms for independent component analysis and blind separation”, *Int. J. of Neural Systems*, v. 9, pp. 651–656, 1999.
- [114] BINGHAM, E., HYVÄRINEN, A., “A fast fixed-point algorithm for independent component analysis of complex-valued signals”, *Int. J. of Neural Systems*, v. 10, pp. 1–8, 2000.
- [115] HAYKIN, S., *Neural Networks: A Comprehensive Foundation*. Prentice Hall, segunda edição, 1998.
- [116] BISHOP, C. M., *Neural Networks for Pattern Recognition*. Oxford University Press, 1996.

- [117] <http://tmva.sf.net> (acessado em janeiro 2009).
- [118] WASSERMAN, P. D., *Neural Computing: Theory and Practice*. Van Nostrand Reinhold, 1989.
- [119] GOLUB, G. H., LOAN, C. F. V., *Matrix Computation*. Johns Hopkins Univ. Press, 1984.
- [120] YAO, W., “Review of Particle Physics”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, v. 33, 2006.
- [121] AJALTOUNI, Z., “Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 388, pp. 64–78, 1997.
- [122] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/PreContinuousRunningData> (acessado em fevereiro de 2009).
- [123] BERGER, E., “LRDB status report/RD34”, *CERN/LHCC 95-44*, 1995.
- [124] AZHGIREY, I., BAISHEV, I., POTTER, K., et al., “Cascade simulations for the machine induced background study in the IR1 of the LHC”, *LHC Project Note*, v. 234, 2003.
- [125] CLELAND, W., STERN, E., “Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 338, pp. 467–497, 1994.
- [126] FULLANA, E., “Optimal Filtering in ATLAS Hadronic Tile Calorimeter”, *ATLAS Note - ATL-TILECAL-2005-001*, 2005.
- [127] LOHMANN, W., KOPP, R., VOSS, R., “Energy Loss of Muon in the Energy Range 1-10000 GeV”, *CERN-85-03*, 1985.

Apêndice A

Publicações

1. Luciano M. de A. Filho, José M. de Seixas, F. Marroquim, *Detecção de Raios Cósmicos Usando Filtragem Ótima*. XXIV Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2005.

Resumo: Raios cósmicos de alta energia são núcleos que foram acelerados de forma a atingir uma energia cinética superior a 10^{20} eV. A natureza deste processo de aceleração tornou-se uma das grandes questões da física, levando à construção de modernos instrumentos para detecção e estudo de raios cósmicos.

O projeto MARIACHI (*Mixed Apparatus for RADAR Investigation of Cosmic ray of High Ionization*), localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL), busca detectar raios cósmicos de altíssimas energias utilizando a técnica de espalhamento frontal de ondas eletromagnéticas. Este método, já bastante utilizado na detecção de meteoros, pode ser adaptado para raios cósmicos, pois, assim como no caso de meteoros, raios cósmicos de alta energia são capazes de ionizar átomos da atmosfera, refletindo ondas eletromagnéticas do tipo VHF. Os sinais refletidos são captados por antenas e demodulados, tendo como característica uma baixa relação sinal-ruído, devido à fraca intensidade das ondas refletidas. Deste modo, faz-se necessário o uso de técnicas apuradas de detecção e classificação de sinais em ambientes ruidosos.

O presente trabalho utiliza processamento estocástico baseado em filtragem ótima para a detecção automática de raios cósmicos no âmbito do MARIACHI. Nesta técnica, as propriedades estatísticas do ruído aditivo que mascara o sinal a ser detectado e do próprio sinal são utilizadas para a construção de um

filtro linear que maximiza a relação sinal-ruído, conhecido como filtro-casado. A detecção de raios cósmicos foi feita de forma *off-line* a partir de dados reais digitalizados. A implementação do filtro-casado e alguns resultados importantes são discutidos.

2. Luciano M. de A. Filho, José M. de Seixas, Thiago X. Ciodaro, *A Matched Filter for Cosmic Ray Detection from Electromagnetic Wave Reflection*. Proceedings do XI International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, 2007.

Resumo: Raios cósmicos de altas energias são núcleos que foram fortemente acelerados, alcançando energia cinética maiores que 10^{20} eV. Este processo de aceleração tem se tornado uma das mais intrigantes questões da física moderna, levando a construção de complexos instrumentos para detecção e estudo de raios cósmicos.

Raios cósmicos podem ser detectados usando o espalhamento frontal de ondas eletromagnéticas. Este método, já bastante utilizado na detecção de meteoros, pode ser adaptado para detectar raios cósmicos, pois, como no caso de meteoros, raios cósmicos altamente energéticos também são capazes de ionizar átomos da atmosfera, refletindo ondas eletromagnéticas. Os sinais refletidos podem ser capturados e demodulados por antenas, apresentando baixa relação sinal-ruído, devida a fraca intensidade das ondas refletidas neste processo. Consequentemente, técnicas de detecção de sinais em ruídos são necessárias.

Este trabalho faz uso de processamento estocástico, baseados em filtragem ótima, de forma a realizar uma detecção automática de raios cósmicos neste cenário. As propriedades estatísticas do sinal e do ruído aditivo são empregadas na construção de um filtro linear, conhecido como filtro casado, capaz de maximizar a relação sinal-ruído para os sinais de interesse. Como uma primeira implementação, a detecção de raios cósmicos foi feita de forma *off-line*, usando dados reais digitalizados. A implementação do filtro casado e resultados experimentais são apresentados.

3. Luciano M. de A. Filho, José M. de Seixas, *A ROOT Tool for 3D Event Vi-*

sualization in ATLAS Calorimeter. Proceedings of Science - PoS(ACAT)069, 2007.

Resumo: O detector ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) está sendo testado com raios cósmicos antes que o LHC (*Large Hadron Collider*) inicie sua operação em Junho de 2008. Para a fase de testes em andamento, é necessário desenvolver ferramentas específicas capazes de executar eficientes análises com dados de raios cósmicos. Uma importante ferramenta de análise global consiste em uma forma de visualizar os traços de raios cósmicos e as respectivas partes ativadas do detector, de forma que uma inspeção visual possa determinar a coerência dos dados reconstruídos e localizar problemas em potencial. Este trabalho apresenta uma ferramenta de visualização tri-dimensional para raios cósmicos no calorímetro do ATLAS. Esta ferramenta foi desenvolvida em ROOT, permitindo integração direta com o formato dos dados reconstruídos. O calorímetro é contruído, célula por célula, usando o pacote de geometria do ROOT, enquanto a ferramenta disponibiliza rotinas para alterar a cor das células, de acordo com o valor da energia dos eventos reconstruídos. Cortes em energia podem ser aplicados, de forma a mostrar somente informações relevantes. A arquitetura da ferramenta e alguns exemplos de aplicações, são apresentados.

4. Luciano M. de A. Filho, José M. de Seixas, *Comissionamento do Calorímetro do ATLAS Utilizando Raios Cósmicos*. XVIII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, 2007.

Resumo: O Detector ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) está sendo testado com raios cósmicos antes que o LHC (*Large Hadron Collider*) inicie sua operação em 2008. Os principais objetivos desta fase de comissionamento são a validação e calibração do detector, bem como a identificação de canais de leituras defeituosos ou com parâmetros diferentes dos nominais especificados. O calorímetro hadrônico (*TileCal*) desenvolve um papel importante nesta fase de comissionamento. Um sistema de trigger especialmente desenvolvido para raios cósmicos usa as torres de trigger do *TileCal* para sincronizar a leitura e armazenamento dos demais subdetectores do ATLAS (detectores de traços, calorímetros e câmaras de múons), possibilitando a posterior reconstrução do

evento usando total granularidade. Ferramentas para visualização dos dados reconstruídos mostraram ser de grande importância no comissionamento dos subdetectores, pois auxiliam na identificação de problemas de forma rápida e intuitiva. Para isso, foi desenvolvida uma ferramenta de visualização em 3D das células dos calorímetros eletromagnético e hadrônico utilizando o pacote de geometria do ROOT. Sendo os dados reconstruídos no formato específico para este framework (o ROOT), a troca de informações entre o pacote de visualização e os dados gerados pelas diferentes comunidades do ATLAS ocorre da forma mais simples possível. Este trabalho apresenta as principais ferramentas e resultados no que tange o comissionamento dos calorímetros hadrônico e eletromagnético do ATLAS. O sistema de trigger de raios cósmicos, as ferramentas de visualização em 3D e algumas análises importantes como calibração e estabilidade são apresentados.

5. Luciano M. de A. Filho, Rodrigo A. Pereira, José M. de Seixas, *Transformada Aleatória de Hough para a Detecção de Raios Cósmicos com o Calorímetro Hadrônico do ATLAS*. XVII Encontro Nacional de Partículas e Campos, 2008.

Resumo: Em detectores de partículas como o ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) o responsável por detectar a energia das partículas é o Calorímetro, que se divide em uma parte Eletromagnética (Larg) e outra Hadrônica (TileCal), cada uma com o intuito de detectar partículas que interajam de forma eletromagnética ou hadrônica respectivamente. Para certificação do calorímetro hadrônico do ATLAS (*TileCal*), raios cósmicos vêm sendo utilizados, e é através da energia depositada pelos cósmicos no calorímetro que reconstruímos suas trajetórias (linhas retas).

Devido às características dos raios cósmicos, o sinal detectado pelo TileCal possui uma baixa relação sinal-ruído, sendo necessário assim, um método mais eficiente na reconstrução de sua trajetória. O método proposto neste trabalho se baseia numa variante da Transformada de Hough, que através de um mapeamento convergente, transforma o espaço de dados (células do calorímetro ativadas pela energia absorvida) num espaço de parâmetros, na busca de reconhecer os traços em linha reta deixados pelos raios cósmicos.

O método da Transformada de Hough Aleatória, se diferencia das demais formas da Transformada de Hough, pois, em cada iteração ela utiliza diferentes espaços de dados para encontrar a melhor reta que possa representar um raio cósmico, esta característica, torna este método capaz de reconhecer traços oriundos de múltiplos raios cósmicos. Resultados preliminares apontam a boa eficiência do método.

6. Luciano M. de A. Filho, José M. de Seixas, *Detecção de raios cósmicos por calorímetros finamente segmentados usando Transformada de Hough*. Proceedings do XVII Congresso Brasileiro de Automática, 2008.

Resumo: Em experimentos de física de altas energias, calorímetros são sistemas responsáveis por absorver e medir a energia das partículas à medida que elas penetram no material do detector. Como calorímetros modernos são segmentados, o que produz uma grande quantidade de canais de leitura, uma detecção de traços também pode ser feita, graças à fina granularidade destes sistemas. Este trabalho apresenta um algoritmo de detecção de raios cósmicos com um Calorímetro Hadrônico (TileCal), usando o método da Transformada de Hough. A detecção é feita a partir dos traços (retas) deixados por partículas específicas (muons) ao longo do detector. Detalhes do algoritmos proposto e resultados experimentais são apresentados. Devido à baixa relação sinal-ruído do TileCal a raios cósmicos, o método proposto possui uma maior eficiência quando comparado a algoritmos de ajustes de curvas como, por exemplo, o método dos mínimos quadrados.

7. Luciano M. de A. Filho, José M. de Seixas, Thiago X. Ciodaro, *Cosmic Ray Detection from Electromagnetic Wave Reflection Using a Matched Filter*. Proceedings of IEEE International Conference on Electronics, Circuits, and Systems, 2008.

Resumo: Uma nova técnica para detecção de raios cósmicos ultra energéticos, usando espalhamento frontal de ondas eletromagnéticas, foi introduzida recentemente. Os sinais refletidos são capturados por antenas e demodulados. O presente trabalho faz uso de filtros ótimos para detectar raios cósmicos e remover a grande quantidade de ruído existente neste processo. O sistema de

detecção implementado alcançou 98% de probabilidade de detecção para um falso alarme inferior a 1%.

8. Luciano M. de A. Filho, José M. de Seixas, *Combining Hough Transform and Optimal Filtering for Efficient Cosmic Ray Detection with a Hadronic Calorimeter*. Proceedings of Science - PoS(ACAT08)095, 2008.

Resumo: O calorímetro hadrônico do ATLAS, o TileCal, contém uma grande quantidade de canais de leitura (cerca de 10.000). Assim, reconstrução de traços de raios cósmicos pode ser realizada quando múons atravessam o detector. A detecção de traços de raios cósmicos tem sido usada exaustivamente, durante o período de comissionamento do TileCal, tanto para calibração em energia, quanto para calibraçãoalinhamento temporal dos canais de leitura e será, também, importante durante o funcionamento do LHC, para remoção do ruído proveniente deste tipo de fenômeno. Este trabalho apresenta um algoritmo de de tecção de raios cósmicos baseado em informação do TileCal. O algoritmo utiliza a Transformada de Hough para mapear dados de células ativadas no calorímetro em um espaço de parâmetros (detecção de linhas retas), onde a detecção é efetivamente realizada. Devida a baixa relação sinal-ruído do TileCal para raios cósmicos, um algoritmo de pré-processamento baseado em filtragem casada, atuando sobre os sinais temporais dos canais de leitura do TileCal, foi implementado para aumentar a eficiência na detecção de sinais em células. Dados experimentais mostram que a técnica implementada tem desempenho superior a técnicas de detecção de retas baseadas em ajuste linear.

Apêndice B

Sistema de Coordenadas do ATLAS

O sistema de coordenadas usados em experimentos com feixes não é o sistema polar. É um sistema adequado ao formato cilíndrico dos detectores dispostos ao redor do ponto de impacto, ou seja, um sistema que *acompanha* a direção dos feixes de partículas provenientes da colisão. As coordenadas empregadas são η , ϕ e z em contraposição a x , y e z . η e ϕ seguem a uma transformação não-linear de x e y

$$\phi = \arctan \frac{x}{y} \quad (\text{B.1})$$

$$\eta = -\log\left(\tan \frac{\phi}{2}\right) \quad (\text{B.2})$$

A Figura B.1 pode ser explicativa quanto ao sistema. Em sua parte superior, é possível ver um esquema do barril e da tampa de um detector, mostrando como se comportam as coordenadas tomando por referência as coordenadas cartesianas x , y e z (marcadas em pontilhado). Nota-se que a variável ϕ representa a rotação e a variável η (também chamada de pseudo-rapidez) representa a direção de projeção das partículas, após a colisão.

Os valores dados das variáveis η e ϕ são apenas para referência do leitor. A variável ϕ , como é possível ver no canto direito da parte superior da figura, possui uma região em que dois valores são possíveis: 0 e 2π . Esta área é chamada de região *wrap-around*. Cálculos utilizando esta variável devem atentar para este fato. Os

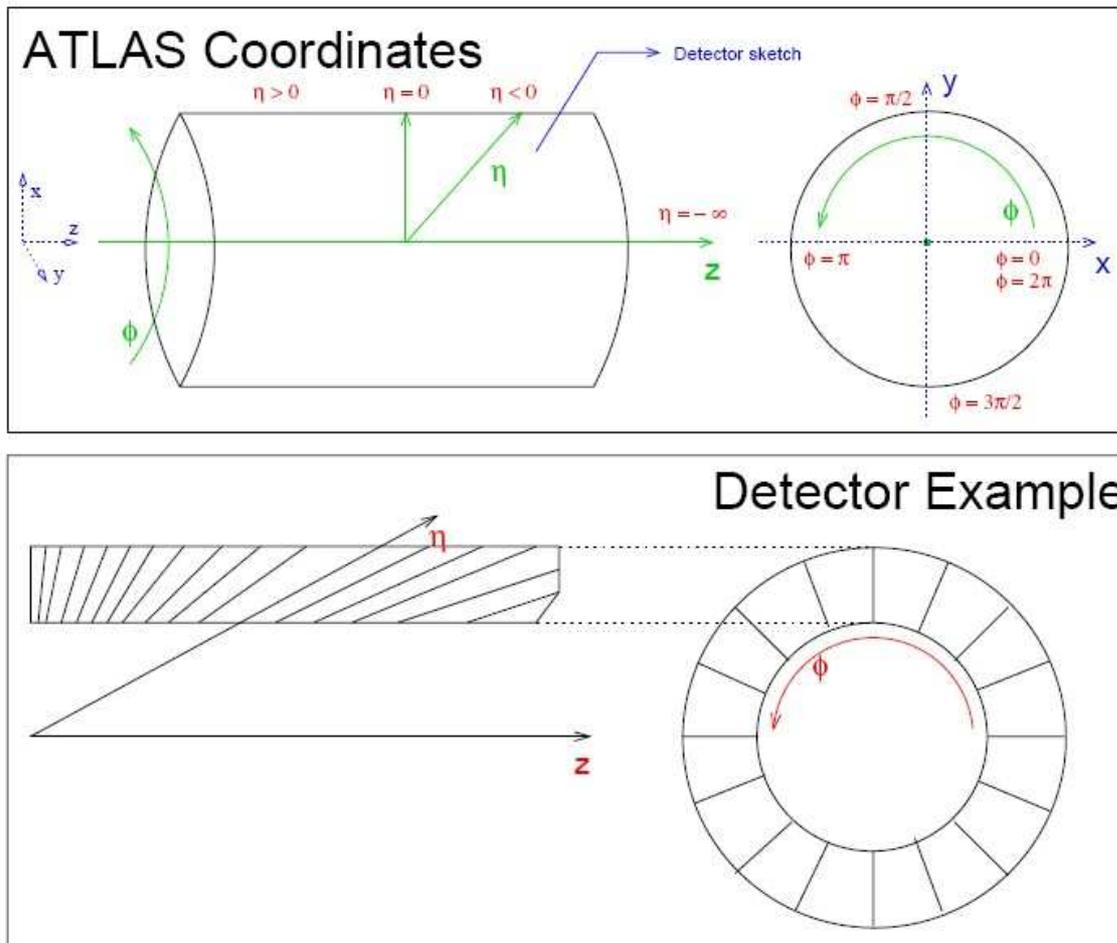


Figura B.1: O sistema de coordenadas do ATLAS.

detetores são simétricos, com relação ao eixo ϕ . A construção dos dispositivos é feita em gomos.

Repara-se que quando alcança o eixo z , $\eta = \infty$, isto significa que objetos com valores grandes em η representam colisões onde as partículas do feixe apenas se desviaram, não havendo, usualmente informações interessantes de análise pois representam choques elásticos. É comum utilizar-se detetores com baixa resolução quando $\eta > 3$.

Na parte inferior da Figura B.1, é possível ver um exemplo de como um detetor genérico é segmentado, acompanhando as coordenadas η e ϕ , tanto para o barril, quanto para uma tampa.