

Universidade Federal de Juiz de Fora  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica  
Mestrado em Engenharia Elétrica

Cândida Aparecida Delgado Meneghin

**ESTUDO DOS ALGORITMOS DE CLASSIFICAÇÃO  
DE ELÉTRONS NO EXPERIMENTO ATLAS**

Juiz de Fora

Fevereiro de 2014

**ESTUDO DOS ALGORITMOS DE CLASSIFICAÇÃO  
DE ELÉTRONS NO EXPERIMENTO ATLAS**

Cândida Aparecida Delgado Meneghin

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, PPEE, da Universidade Federal de Juiz de Fora como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientadores: Rafael Antunes Nóbrega, Ph.D.

André Asevedo Nepomuceno, D.Sc.

Juiz de Fora

Fevereiro de 2014

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de geração automática da Biblioteca Universitária da UFJF, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Meneghin, Cândida Aparecida Delgado.  
ESTUDO DOS ALGORITMOS DE CLASSIFICAÇÃO DE ELÉTRONS NO EXPERIMENTO ATLAS / Cândida Aparecida Delgado Meneghin. -- 2014.  
96 f.

Orientador: Rafael Antunes Nóbrega  
Coorientador: André Asevedo Nepomuceno  
Dissertação (mestrado acadêmico) - Universidade Federal de Juiz de Fora, Faculdade de Engenharia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, 2014.

1. ATLAS. 2. Z prime. 3. LHC. 4. Redes Neurais Artificiais. 5. Elétrons. I. Nóbrega, Rafael Antunes, orient. II. Nepomuceno, André Asevedo, coorient. III. Título.

**ESTUDO DOS ALGORITMOS DE CLASSIFICAÇÃO  
DE ELÉTRONS NO EXPERIMENTO ATLAS**

Cândida Aparecida Delgado Meneghin

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA (PPEE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DE JUIZ DE FORA COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Examinada por:

Prof. Rafael Antunes Nóbrega, Ph.D.

Prof. André Asevedo Nepomuceno, D.Sc

Prof. Augusto Santiago Cerqueira, D.Sc

Prof. André Massafferri Rodrigues, D.Sc.

Juiz de fora, MG, Brasil

Fevereiro de 2014

*O essencial é invisível aos olhos.*

*O Pequeno Príncipe.*

## AGRADECIMENTOS

Aos meus pais José Dimas e Valéria por se orgulharem das minhas menores vitórias e apoiarem as minhas maiores loucuras;

Ao Abilio Manuel Variz por ter sido muito mais que um marido paciente, seu conhecimento, sua ajuda e sua dedicação foram indispensáveis na elaboração deste trabalho;

Ao meu Orientador Rafael Antunes Nóbrega, pela confiança que depositou em mim. Espero que mais frutos resultem da nossa parceria;

À minha colaboração ATLAS particular, David Melo, Bernardo Sotto-Maior Peralva, Fernando Xavier e meu amigo imaginário Werner Freund. Nunca poderei agradecer o que vocês fizeram por mim e por este trabalho;

Ao meu coorientador André Nepomuceno, sua ajuda foi o pilar deste trabalho;

Ao Professor Augusto Cerqueira por me incentivar a fazer o mestrado e por me ensinar Rede Neural Artificial;

Aos amigos do LAPTEL e “chiqueirinho”, na presença de vocês todo trabalho fica mais divertido;

Aos meus irmãos e sobrinhos queridos;

Ao meu companheiro inseparável Sheldon Mini Cooper, foi sua presença quase sempre silenciosa que não permitiu que eu me sentisse sozinha.

À CAPES e ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Juiz de Fora (PPEE-UFJF) pelo suporte financeiro.

À Universidade Federal de Juiz de Fora pela excelência no ensino e disponibilidade de laboratórios.

À Colaboração ATLAS.

A todos que, de alguma forma, contribuíram para a realização deste trabalho.

Resumo da Dissertação apresentada ao PPPEE como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

## ESTUDO DOS ALGORITMOS DE CLASSIFICAÇÃO DE ELÉTRONS NO EXPERIMENTO ATLAS

Cândida Aparecida Delgado Meneghin

Fevereiro de 2014

O Modelo Padrão reúne tudo o que é atualmente conhecido sobre os mais fundamentais constituintes da matéria e suas interações. Embora o Modelo Padrão descreva com precisão os fenômenos dentro do seu domínio, ele ainda está incompleto. Desta forma, novas informações a partir de experimentos no Grande Colisor de Hádrons (LHC) e do detector ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) irão ajudar na busca de novas partículas. O processo de colisões de prótons que geram decaimentos com estado final leptônico é utilizado na busca de várias físicas de interesse, como por exemplo, a partícula  $Z'$  e seu decaimento em elétron e pósitron. Neste trabalho foram feitas diversas análises com o intuito de verificar o comportamento do algoritmo HTL\_Ringer e do Algoritmo  $e/\gamma$  Padrão em relação à eficiência de classificação de elétrons/pósitrons e rejeição de jatos através da análise de dois parâmetros. O primeiro diz respeito ao comportamento dos classificadores em relação ao reconhecimento dessas partículas numa larga faixa de momento. O segundo parâmetro utilizado para análises foi a coordenada  $\eta$  do detector ATLAS, com o objetivo não só de verificar o comportamento dos dados em relação a posição de choque com o detector, mas principalmente como os dois algoritmos se comportam em relação à essa coordenada e como esta informação pode influenciar na classificação das partículas de interesse. Os resultados mostram que as eficiências de classificação podem ser influenciados por estes dois parâmetros.

**Palavras-chave:** ATLAS,  $Z'$ , LHC, Redes Neurais Artificiais, Elétrons.

Abstract of Dissertation presented to PPEE/UFJF as a partial fulfillment of the requirements for the Master of Science (M.Sc.) degree.

## STUDY OF ELECTRONS CLASSIFICATION ALGORITHMS IN ATLAS EXPERIMENT

Cândida Aparecida Delgado Meneghin

February de 2014

The Standard Model collects everything that is currently known about the most fundamental elements of matter and their interactions. The Standard Model accurately describes the phenomena within its domain, but it is still incomplete. So, new information from experiments in the Large Hadron Collider (LHC) and the ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) detector will help quest for new particles. The process of protons collisions generate decays with lepton final state, which is used in several physical researches, in particular the  $Z'$  particle and its decay in electron and positron. In this work several analyzes in order to verify the behavior of the HTL\_Ringer and the  $e/\gamma$  Standard algorithms regarding efficiency rating of electrons/positrons and jets rejection by two parameters were made. The first one investigates the performance of these classifiers on classifying these particles in a wide range of momentum. The second parameter used for analysis was the  $\eta$  coordinate from ATLAS detector, aiming not only to verify the behavior of the data in relation to the detector hitting position, but mostly how the two algorithms behave to this coordinate and how this information can influence the classification of the particles of interest. The results show that the efficiency of classification can be affected by these two parameters.

**Keywords:** ATLAS,  $Z'$ , LHC, Artificial Neural Networks, Electrons.



## Sumário

1	Introdução .....	1
1.1	Objetivo.....	2
1.2	Organização do trabalho .....	3
2	Física de Altas Energias e o detector ATLAS no LHC .....	4
2.1	Física de Altas Energias .....	5
2.1.1	Decaimentos Leptônicos no Modelo Padrão.....	6
2.1.2	Decaimentos Leptônicos Além do Modelo Padrão.....	8
2.1.3	Z Prime.....	8
2.2	O detector ATLAS.....	11
2.2.1	Sistema de coordenadas do ATLAS .....	12
2.2.2	Os subdetectores do ATLAS.....	13
2.3	Sistema de Filtragem do ATLAS.....	18
3	Calorimetria .....	22
3.1	A física na Formação de Chuveiros .....	22
3.1.1	Chuveiro Eletromagnético .....	22
3.1.2	Chuveiro Hadrônico .....	29
3.1.3	Propriedades dos Chuveiros de Partículas .....	32
3.2	Resposta a energia do calorímetro de amostragem .....	33
3.2.1	Resolução de energia de calorímetros eletromagnéticos .....	33
3.2.1	Resolução de energia de calorímetros hadrônicos .....	38
3.3	Os Calorímetros do detector ATLAS.....	39
3.3.1	Barril (EMB) e Tampas (EMEC) do Calorímetro Eletromagnético .....	40
3.3.2	Calorímetro Hadrônico de Telhas (TileCal ), Dianteiro (FCal) e Tampa (HEC) .....	45
4	Reconstrução da Física do Canal $e/\gamma$ .....	47
4.1	Algoritmos de identificação de elétrons no Sistema de filtragem.....	47
4.1.1	Algoritmos Padrões da Cadeia de Filtragem de $e/\gamma$ .....	47
4.1.2	O processo de anelamento ( <i>HLT_Ringer</i> ).....	51
4.2	Reconhecimento de elétrons no Sistema de Reconstrução .....	54
4.2.1	Algoritmo $e/\gamma$ padrão.....	54

4.2.2	Algoritmo a posteriori $e/\gamma$ Calorimeter Ringer (EgCaloRinger).....	55
4.3	Seleção de elétrons baseada em cortes .....	56
5	Análise dos Classificadores .....	58
5.1	Elétrons/Pósitrons .....	58
5.2	Jatos.....	62
5.3	$Z' \rightarrow e^+e^-$ .....	64
5.4	$Z \rightarrow e^+e^-$ .....	70
6	Conclusões .....	73
	Referências Bibliográficas.....	75
	Apêndice.....	77

## Lista de Figuras

Fig.2.1. Visão Geral dos experimentos do LHC (ATLAS, 2013a). .....	5
Fig.2.2. Modelo Padrão das partículas elementares (TORRES, 2010). .....	6
Fig.2.3. Decaimento do Bóson de Higgs (ATLAS, 2013a).....	7
Fig.2.4. Decaimento do quark Top (MARZIN, 2008). .....	7
Fig.2.5. Decaimento de partículas supersimétrica (SIPIO, 2012). .....	8
Fig.2.6. Distribuição da massa invariante do dielétron após a seleção final. ....	11
Fig.2.7. Esquemático do detector ATLAS (TORRES, 2010). .....	12
Fig.2.8. Coordenadas do detector ATLAS (ATLAS, 2013a).....	13
Fig.2.9. Detector de Traços (ATLAS,2013a). .....	14
Fig.2.10. Calorímetros (ATLAS, 2013a).....	14
Fig.2.11. Secção Transversal do Espectrometro de Múon (ATLAS, 2013a).....	15
Fig.2.12. Solenoide (ATLAS, 2013a) .....	16
Fig.2.13. Bobinas Planas (ATLAS, 2013a).....	16
Fig.2.14. Tampas (ATLAS, 2013a).....	17
Fig.2.15. Interação de diferentes partículas com os diversos módulos do detector ATLAS. (ATLAS,2013a).....	17
Fig.2.16. Diagrama em blocos do <i>Trigger</i> (ATLAS, 1998).....	18
Fig.3.1. O processo de Espalhamento Compton (WIGMANS, 2000). .....	24
Fig.3.2. Dominância de energia em função de Z material absorvedor (WIGMANS, 2000).....	25
Fig.3.3. Energia depositada em função da profundidade em um bloco de cobre (WIGMANS, 2000).....	27
Fig.3.4. Perfil longitudinal do desenvolvimento de chuva com elétrons de 10 GeV em alumínio (Z=13), ferro (Z=26) e chumbo (Z=82) (WIGMANS, 2000). .....	29
Fig.3.5. Comparação entre resultados experimentais em calorímetros de cobre e de chumbo (WIGMANS, 2000).....	30
Fig.3.6. Perfis longitudinais para 4 diferentes chuvas induzidos por píons de 270 GeV (WIGMANS, 2000). .....	31
Fig.3.7. Fração média de energia contida em um bloco de matéria com dimensões transversas infinitas, em função da espessura do absorvedor (WIGMANS, 2000).....	31

Fig.3.8. Fração média de energia média contida em um cilindro de material absorvedor infinitamente longo, em função do raio do cilindro, para píons de diferentes energias em um calorímetro de chumbo (WIGMANS, 2000).	32
Fig.3. 9. Esquema da geometria de um calorímetro de amostragem tradicional (a) e da geometria do calorímetro em forma de acordeão (b) (FABJAN e GIANOTTI, 2003).	38
Fig.3.10. Resposta conceitual de calorímetros para elétrons e hadrons (FABJAN e GIANOTTI, 2003)	38
Fig.3.11. Acordeão para o barril do ECAL (ATLAS, 1996).	42
Fig.3.12. Seção de corte longitudinal do ECAL (ATLAS, 1996).	43
Fig.3.13. Esboço da estrutura de acordeão e a granularidade de suas camadas para $ \eta =0$ do EMB e a quantidade de $X_0$ típicos para cada camada (ATLAS, 1996).	44
Fig.3.14. Geometria das células do TileCal (ATLAS, 1996)	45
Fig.4.1. Torres de <i>trigger</i> utilizadas para seleção de elétrons no L1 (ATLAS, 1998).	48
Fig. 4.2. Distribuição das 4 variáveis empregadas no T2Calo (TORRES,2010)	50
Fig. 4.3. Percentual de redução no número de eventos após o corte em cada variável do T2Calo para elétrons (esquerda) e para jatos (direita).	50
Fig.4.4. Diagrama do processo de construção dos anéis (FREUND,2011).	52
Fig.5.1. Distribuição dos eventos $e^+e^-$ por $p_t$ em escala logarítmica	59
Fig.5.2. Eficiência por intervalo de $p_t$ para os classificadores HLT_Ringer e Algoritmo $e/\gamma$ Padrão.	59
Fig.5.3. Distribuição dos eventos por $\eta$ .	60
Fig.5.4. Distribuição por $\eta$ para os eventos com $p_t$ menores que 0,1 TeV (esquerda) e maiores que 0,1 TeV (direita).	60
Fig.5.5. Eficiência por intervalo de $\eta$ para os classificadores HLT_Ringer e Algoritmo $e/\gamma$ Padrão para eventos com $p_t < 0,1$ TeV.	61
Fig.5.6. Eficiência por intervalo de $\eta$ para os classificadores HLT_Ringer e Algoritmo $e/\gamma$ Padrão para eventos com $p_t > 0,1$ TeV.	61
Fig.5.7. Distribuição dos jatos por $p_t$ .	62
Fig.5.8. Falso Alarme por $p_t$ .	63
Fig.5.9. Distribuição dos jatos por $\eta$ .	63
Fig.5.10. Falso Alarme por $\eta$ .	64
Fig.5.11. Distribuição dos dados do conjunto de $Z'$ por faixa de $p_t$ .	65

Fig.5.12. Distribuição dos $e^+e^-$ decaídos de $Z'$ por faixa de $p_t$ .....	65
Fig.5.13. Eficiência por faixa de $p_t$ para elétrons e pósitrons decaídos de $Z'$ .....	66
Fig.5.14. Distribuição dos $e^+e^-$ decaídos de $Z'$ por faixa de $\eta$ .....	66
Fig.5.15. Eficiência por faixa de $\eta$ para elétrons e pósitrons decaídos de $Z'$ .....	67
Fig.5.16. Distribuição dos $e^+e^-$ decaídos de outros canais, em sua maioria fótons, por faixa de $p_t$ .....	68
Fig.5.17. Eficiência por faixa de $p_t$ para elétrons e pósitrons do Modelo Padrão.....	68
Fig.5.18. Distribuição dos $e^+e^-$ do Modelo Padrão por faixa de $\eta$ .....	69
Fig.5.19. Eficiência por faixa de $\eta$ para elétrons e pósitrons do Modelo Padrão.....	69
Fig.5.20. Distribuição dos $e^+e^-$ decaídos de $Z$ por faixa de $p_t$ .....	70
Fig.5.21. Eficiência por faixa de $p_t$ para elétrons e pósitrons decaídos de $Z$ .....	71
Fig.5.22. Distribuição dos $e^+e^-$ decaídos de $Z$ por faixa de $\eta$ .....	71
Fig.5.23. Eficiência por faixa de $\eta$ para elétrons e pósitrons decaídos de $Z$ .....	72

## Lista de Tabelas

Tabela 2.1. Número de eventos esperados e observados no canal dielétron. ....	11
Tabela 3.1. Regiões de cobertura em $\eta$ . granularidade e número de canais de leitura das camadas dos calorímetros (FREUND, 2011).....	41
Tabela A.1. Distribuição dos elétrons e pósitrons por intervalo de $pt$ . ....	77
Tabela A.2. Distribuição dos elétrons e pósitrons por intervalo de $\eta$ com $pt$ menor que 0,1 TeV.....	77
Tabela A.3. Distribuição dos elétrons e pósitrons por intervalo de $\eta$ com $pt$ maior que 0,1 TeV.....	78
Tabela A.4. Distribuição dos falsos alarmes para cada classificador.....	78
Tabela A.5. Distribuição dos falsos alarmes pra cada classificador por $\eta$ . ....	79
Tabela A.6. Número total de eventos para dados de $Z'$ por faixa de $pt$ e número de eventos por faixa de $pt$ para cada classificador.....	79
Tabela A.7. Número total de eventos pata dados de $Z'$ por faixa de $\eta$ e número de eventos por faixa de $\eta$ para cada classificador. ....	80
Tabela A.8. Número total de eventos para elétrons/pósitron do Modelo Padrão por faixa total de $pt$ e para cada classificador.....	80
Tabela A.9. Número total de eventos por faixa de $\eta$ e número de eventos por faixa de $\eta$ para cada classificador. ....	81
Tabela A.10. Número total de eventos por faixa de $pt$ e número de eventos por faixa de $pt$ para cada classificador.....	81
Tabela A.11. Número total de eventos por faixa de $\eta$ e número de eventos por faixa de $\eta$ para cada classificador. ....	82

# 1 Introdução

As teorias e descobertas de milhares de físicos desde a década de 1930 resultaram em uma visão notável na estrutura fundamental da matéria: tudo no universo é feito a partir de alguns elementos básicos chamados de partículas fundamentais, governado por quatro forças fundamentais. A maneira como estas partículas e forças estão relacionadas umas as outras é resumida no Modelo Padrão da física de partículas. Desenvolvido na década de 1970, ele explicou com sucesso quase todos os resultados experimentais e precisamente previu uma grande variedade de fenômenos. Ao longo do tempo e através de muitos experimentos, o Modelo Padrão estabeleceu-se como uma teoria física bem testada.

Porém, embora o Modelo Padrão descreva com precisão os fenômenos dentro do seu domínio, ele ainda está incompleto. Talvez seja apenas uma parte de um quadro maior, que inclui novas físicas escondidas nas profundezas do mundo subatômico do universo. Novas informações a partir de experimentos no Grande Colisor de Hádrons (LHC) irão ajudar a encontrar mais dessas peças que faltam. O LHC é o maior e mais poderoso acelerador de partículas do mundo. Ele consiste de um anel de 27 km de imãs supercondutores com uma série de estruturas de aceleração para aumentar a energia das partículas ao longo do caminho.

O detector ATLAS é um detector de propósito geral no LHC. Ele investiga uma ampla gama de física. Feixes de partículas do LHC colidem no centro do detector ATLAS, esta colisão resulta em partículas novas que se espalham em todas as direções. Seis subsistemas de detecção diferentes dispostos em camadas ao redor do ponto de colisão medem trajetórias, momento e energia das partículas, permitindo que elas sejam identificadas individualmente.

As interações nos detectores do ATLAS criam um enorme fluxo de dados. Para filtrar os dados o detector ATLAS utiliza um avançado sistema de *trigger* para dizer ao detector quais eventos gravar e quais ignorar. Sistemas complexos de computação e de aquisição de dados são usados para analisar os eventos de colisão.

Os resultados obtidos no detector ATLAS são estudados por grupos de pesquisa em diversos países inclusive o Brasil. Dentre esses grupos está a Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Juiz de Fora (UFJF) que vem desenvolvendo pesquisas relacionadas à separação de elétrons e jatos, em especial nos calorímetros e no desenvolvimento de eletrônica para este detector.

A partir da pesquisa feita na separação de elétrons e jatos, iniciou-se uma colaboração com os grupos de pesquisa em partículas exóticas da Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ) e da Universidade Federal de São João del Rei (UFSJ), dando continuidade no estudo da partícula  $Z'$  ( $Z$  Prime) através de seus decaimentos leptônicos.

## 1.1 Objetivo

A cada colisão que ocorre no LHC, devido ao número de eventos, o volume de informação é aproximadamente 60 TBytes por segundo. Porém, os canais de interesses podem ocorrer em intervalos de horas e até de dias, por isso, devido à impossibilidade de armazenamento de toda informação, um sistema de filtragem *online* torna-se necessário. O sistema de filtragem do ATLAS (*trigger*) parte de uma taxa de eventos de 40 MHz e no final do processo de seleção a taxa é de aproximadamente 100 Hz, podendo então ser armazenada para análise *off-line*.

O *trigger* está dividido em três níveis de validação. O primeiro nível realiza a seleção inicial de eventos, sendo baseado na informação obtida com granularidade reduzida (baixa resolução) gerada por um subconjunto de detectores (calorímetro e detecção rápida de múons). A granularidade neste nível é reduzida, uma vez que o tempo para tomada de decisão neste nível é tão curto que se torna necessária a redução da quantidade de informação a ser processada, para aumentar a velocidade de processamento. Este nível, então, descarta eventos com características bem distintas dos canais de interesse desejados. É importante que se mantenha o tempo de latência (tempo para formar e distribuir a decisão do filtro) no valor mais baixo possível. Durante este tempo, a informação de todos os canais do detector precisa ser retida em memória do tipo *pipeline*. A latência do primeiro nível, medida do instante de uma colisão próton-próton até a decisão de o primeiro nível estar disponível para o nível seguinte, deve ser menor que 2,5  $\mu$ s. De forma a atender esta exigência, o primeiro nível de *trigger* é implementado em FPGA (*Field Programmable Gate Array*).

De forma a reduzir o volume de tráfego de dados para o segundo nível e, conseqüentemente, aumentar a banda passante entre estes dois níveis, o primeiro nível já marca as regiões de interesse (RoIs) que correspondem a regiões do detector onde houve a incidência de algum evento, e que foi aceito pelo primeiro nível, de tal maneira que o segundo nível observará somente estas regiões de interesse, e não de toda área do detector.

O segundo nível de filtragem realiza o estágio seguinte do processo. Este nível usa as RoIs marcadas pelo primeiro nível para refinar as decisões do mesmo, validando a etiquetagem de cada RoI através da utilização da informação completa (resolução total dos detectores) de cada RoI. Para este nível, o tempo de latência é de aproximadamente 10 ms.

O terceiro nível é o mais completo de todos. Dotado de uma latência maior, de aproximadamente 1s, sua decisão é tomada se baseando na informação de todos os subdetectores. A partir deste nível todos os dados são gravados para posterior análise *offline*. A partir destes dados são feitas análises com o intuito de se identificar as físicas de interesse em meio a eventos de física ordinária ou ruídos.

Na maioria das realizações para identificação do  $Z'$ , o produção e decaimento desta partícula são muito semelhantes ao do bóson  $Z$  do Modelo Padrão, o que significa que é possível usar os mesmos métodos de identificação do  $Z$  para identificar o  $Z'$  como o de elétron e múons. Na busca pelo bóson  $Z'$  existem alguns critérios de seleção pelos quais



eventos candidatos devem satisfazer. Como o canal de interesse é o decaimento em  $e^+e^-$ , cada evento deve possuir ao menos um vértice primário com mais de duas trajetórias.

Para a seleção de  $e^+e^-$ , os eventos candidatos devem passar por alguns critérios de seleção e isolamento tais como mínimo de energia transversa para cada partícula, regiões importantes do detector, trajetória das partículas.

Devido à trabalhos realizados anteriormente dedicados à separação de elétrons e jatos baseando-se apenas em calorimetria optou-se neste trabalho por iniciar as análises em classificação de  $e^+e^-$  de  $Z'$  apenas usando as informações oriundas dos calorímetros. Neste trabalho foram feitas diversas análises com o intuito de verificar o comportamento do algoritmo *HTL\_Ringer* e do Algoritmo  $e/\gamma$  Padrão em relação à eficiência de classificação de elétrons/pósitrons e rejeição de jatos através da análise de dois parâmetros. O primeiro diz respeito ao comportamento dos classificadores em relação ao reconhecimento dessas partículas num larga faixa de momento (0 à 1,9 TeV). O segundo parâmetro utilizado para análises foi a coordenada  $\eta$  do detector ATLAS, com o objetivo não só de verificar o comportamento dos dados em relação a posição de choque com o detector mas principalmente como os dois algoritmos se comportam em relação à essa coordenada e como esta informação pode influenciar na classificação das partículas de interesse. Vale ressaltar que este trabalho não teve como objetivo diferenciar  $e^+e^-$  decaídos de  $Z'$  de  $e^+e^-$  oriundos de outros canais.

## 1.2 Organização do trabalho

No capítulo 2 está um resumo da física de interesse para este trabalho além do detalhamento do detector ATLAS e seu sistema de filtragem.

O capítulo 3 foi dedicado à calorimetria em geral a aos calorímetros eletromagnético e Hadrônico do ATLAS.

No capítulo 4 estão detalhados os dois algoritmos de classificação analisados neste trabalho. O algoritmo *HTL\_Ringer* e o Algoritmo  $e/\gamma$  Padrão, tanto para a classificação *online* quanto para a *offline*.

No capítulo 5, estão os resultados das análises feitas com os classificadores em relação ao momento das partículas e a coordenada  $\eta$ .

Por fim, no capítulo 6 estão as conclusões, os trabalhos em andamento e as propostas de trabalhos futuros.

## 2 Física de Altas Energias e o detector ATLAS no LHC

O LHC (*Large Hadron Collider*) é o maior e mais poderoso acelerador de partículas da atualidade, operando desde 2009 no Centro Europeu de Pesquisa Nuclear (CERN), localizando-se na região fronteira entre a Suíça e a França, próxima de Genebra. O LHC foi projetado para colidir feixes de prótons que viajam em direções opostas com velocidade próxima a da luz, com uma energia máxima de 7 TeV (Tera elétron volts) por próton, possibilitando então colisões com energia de centro de massa de até 14 TeV. Ele consiste principalmente de um anel de 27 km, construído a aproximadamente 100 metros de profundidade, equipado de imãs supercondutores, projetados para manter a trajetória das partículas em sua órbita, e uma série de estruturas de aceleração para aumentar a energia das mesmas ao longo de seu caminho.

Os quatro principais detectores do LHC mostrados na Fig.2.1 estão localizados em quatro pontos estratégicos para que os eventos provenientes da colisão dos feixes possam ser reconstruídos e devidamente estudados. Os quatro detectores são (CERN, 2013).

- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*): Projetado para investigar as propriedades do plasma de quarks-glúons produzido em colisões de íons de chumbo. Este é um estado semelhante à fase inicial do universo logo após o Big Bang, onde quarks e glúons não estavam confinados em hádrons;
- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*): Especializado na física de hádrons b produzido em colisões de prótons. Este experimento visa estudar a violação CP (Carga Paridade) no decaimento desses hádrons podendo assim, ser observada uma evidência indireta de nova física além do Modelo Padrão, e detectada mínúsculas diferenças entre matéria e antimatéria;
- CMS (*Compact Muon Solenoid*): Projetado para explorar a física na escala TeV. Este experimento conta com um solenoide supercondutor resultando em um poderoso detector de uso geral capaz de estudar diversos fenômenos físicos, com ênfase na detecção de múons;
- ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*): Este experimento, composto por vários detectores, é capaz de estudar diversos fenômenos. O funcionamento deste detector será detalhado posteriormente neste capítulo.

Existem ainda outros dois detectores menores instalados ao longo do LHC (FREUND, 2011):

- LHCf (*The LHC forward detector*): projetado para investigar partículas neutras como píons, fótons e nêutrons produzidos com uma trajetória muito próximas ao feixe nas colisões do LHC. Ele possibilita entender melhor o desenvolvimento de chuviscos atmosféricos produzidos por raios cósmicos de alta energia.

- Totem (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation): dedicado a medir a seção transversal total, dispersão elástica e processos difrativos das colisões de prótons do LHC.

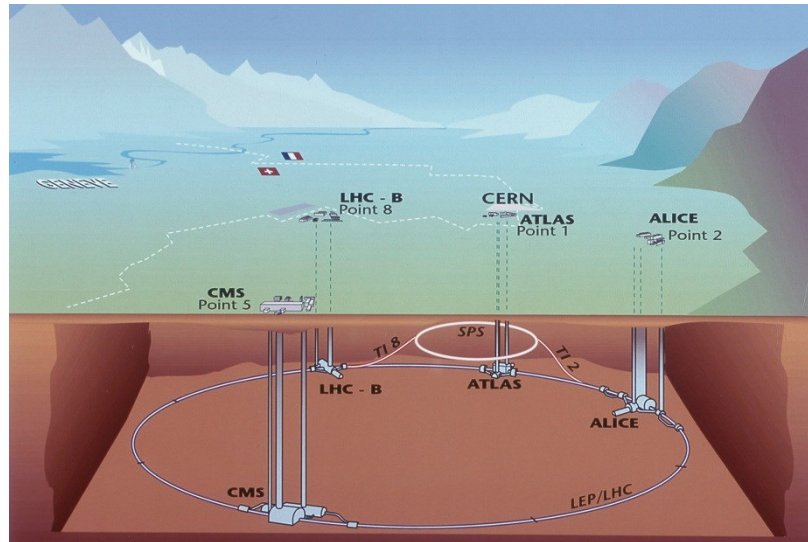


Fig.2.1. Visão Geral dos experimentos do LHC (ATLAS, 2013a).

## 2.1 Física de Altas Energias

As teorias e descobertas criaram um resumo da estrutura fundamental da matéria (ATLAS, 2013a): o Modelo Padrão de Partículas e Forças Fundamentais. O Modelo Padrão (MP) possui 12 partículas elementares e 4 partículas transportadoras de força para resumir tudo o que é atualmente conhecido sobre os mais fundamentais constituintes da matéria e suas interações. A Fig.2.2 apresenta o Modelo Padrão das partículas e forças fundamentais.

Uma força fundamental é um mecanismo pelo qual as partículas interagem mutuamente, e que não pode ser explicado por nenhuma força mais fundamental (CERN, 2013). Cada fenômeno físico observado, desde uma colisão de galáxias até quarks agitando-se dentro de um próton, pode ser explicado por estas interações. Conhecemos atualmente quatro interações:

- Gravidade;
- Eletromagnetismo;
- Força nuclear fraca;
- Força nuclear forte.

A visão da mecânica quântica moderna das três forças fundamentais (todas exceto a gravidade) é que as partículas de matéria (férmions) interagem mutuamente pela troca de bósons (ATLAS, 2013a).

Os bósons de calibre, ou *gauge bosons*, são os bósons mediadores das interações fundamentais da natureza. No Modelo Padrão, existem três tipos de bósons de calibre:

- Fótons ( $\gamma$ ), mediadores da interação eletromagnética;
- Bósons W e Z, ou bósons pesados, mediadores da força nuclear fraca;
- Glúons (g), mediadores da força forte.

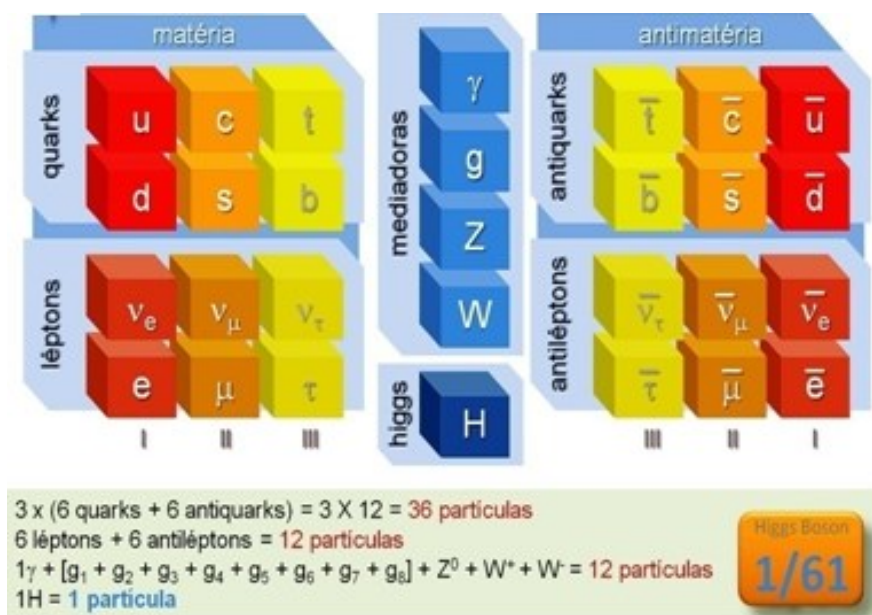


Fig.2.2. Modelo Padrão das partículas elementares (TORRES, 2010).

Ainda existiria o gráviton, mediador da gravidade. Contudo, ainda não foi observado e a teoria quântica da gravidade ainda não está desenvolvida satisfatoriamente. Além disso, esperava-se que os bósons de calibre tivessem massa nula mas isso não é verificado experimentalmente e para explicar este problema foi proposto o mecanismo de Higgs, o que introduziu mais um bóson, o bóson de Higgs (ATLAS, 2013a).

### 2.1.1 Decaimentos Leptônicos no Modelo Padrão

O processo de colisões de prótons que geram decaimentos com estado final leptônico é utilizado na busca de sinais de novas físicas. A seguir são apresentados os principais canais de decaimento leptônicos, conhecidos como *golden channels*, de algumas pesquisas realizadas no ATLAS.

- Bóson de Higgs do Modelo Padrão

As partículas que compõem o Modelo Padrão possuem grande variedade de massa. Esta variação vai desde a ausência de massa como o caso dos fótons e neutrinos, por exemplo, até grandes massas como os bósons W e Z que possuem massas dezenas de vezes maiores que a de um próton. Um dos decaimentos mais importantes do bóson de Higgs ocorre em um par de bósons Z que decaem em quatro léptons ( $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ ). Esse canal de decaimento apresenta boa sensibilidade em uma extensa região de massa e por isso é chamado “canal de ouro” (*golden channels*) (AAD *et al.*, 2012a). Este decaimento é mostrado na Fig.2.3.

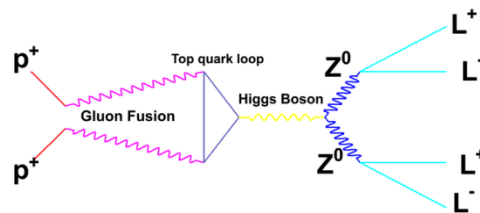


Fig.2.3. Decaimento do Bóson de Higgs (ATLAS, 2013a).

- O Quark Top

O quark top é a mais pesada partícula elementar conhecida e é produzido em números muito grandes no LHC. Medição da produção dos pares top-antitop  $t\bar{t}$  é importante por várias razões: para validar a produção do mecanismo forte do Modelo Padrão, para calibração de detectores e softwares, e por que diversas físicas além do Modelo Padrão preveem alterações na produção da seção transversal de  $t\bar{t}$  (GELLERSTEDT, 2012). Além disso, esta partícula aparece como ruído de fundo em muitas pesquisas em físicas do Modelo Padrão (AAD *et al.*, 2012b). O canal de decaimento *single lepton* (Fig.2.4) é o que possui a melhor combinação entre frequência com que ocorre (cerca de 30% dos decaimentos) e boa rejeição do ruído de fundo graças à presença de um lépton como estado final que facilita a classificação do evento. Por esses motivos, este canal é considerado o “canal de ouro” para o quark Top (CALKINS,2011).

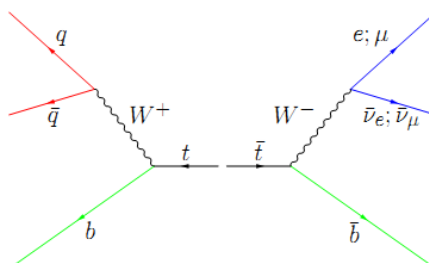


Fig.2.4. Decaimento do quark Top (MARZIN, 2008).

## 2.1.2 Decaimentos Leptônicos Além do Modelo Padrão

- Matéria Escura e Supersimétrica

De acordo com a teoria de gravitação, as galáxias deveriam rotacionar com velocidades menores com as que vêm sendo observadas. Este efeito gravitacional inesperado sugere a existência de uma matéria não observável por meios conhecidos. A essa matéria deu-se o nome de matéria escura. É estimado que a matéria escura compoñha 26% do universo. Pesquisadores acreditam que o efeito gravitacional da matéria escura faz com que as galáxias girem mais rapidamente, e que o seu campo gravitacional desvie a luz de objetos atrás da mesma. Entretanto, embora a existência da matéria escura já tenha sido inferida, não se sabe ainda do que é composta esta matéria (TORRES, 2010).

A supersimetria (SUSY) é uma explicação atraente para a matéria escura porque ela postula uma nova família inteira de partículas. Nesta teoria, cada férmion fundamental do Modelo Padrão possui um bóson “parceiro” supersimétrico e vice-versa. Desse modo, existiria um candidato à partícula de matéria escura que seria a mais leve partícula supersimétrica estável (*Lightest Supersymmetric Particle LSP*) (BARLOW, 2011).

Existem diversos canais para a busca da supersimetria, porém o canal com estado final contendo jatos, energia transversa perdida e mais de dois léptons é considerado o “canal de ouro” (Fig.2.5). Esses canais que contém três ou mais léptons e perda de energia transversa, em geral, possuem ruídos do Modelo Padrão muito baixos (SIPIO, 2012).

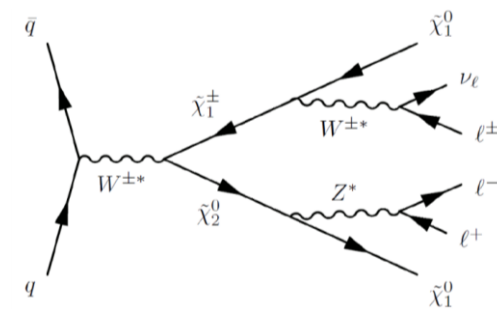


Fig.2.5. Decaimento de partículas supersimétrica (SIPIO, 2012).

## 2.1.3 Z Prime

Muitas teorias preveem que os experimentos no LHC vão encontrar versões mais maciças das partículas elementares já conhecidas. Quase toda grande teoria unificada - uma teoria que une todas as forças conhecidas em uma - prevê a existência de um bóson de calibre conhecido como *Z Prime*, ou  $Z'$ . Esta partícula é mais massiva que o bóson  $Z$  do Modelo Padrão observado no processo de colisões de prótons com estado final leptônico. O mecanismo de produção do  $Z'$  mostra que essa partícula é eletricamente neutra, sem cor

e é a sua própria anti-partícula. O decaimento leptônico  $Z' \rightarrow \ell^+ \ell^-$  onde  $\ell$  representa um elétron ou um múon, fornece a mais distinta assinatura de um sinal observável de  $Z'$  com um baixo ruído num colisor de Hádrons (ABULENCIA *et al.*, 2006).

A comprovação da existência do  $Z'$  poderia dar indícios de como as forças se relacionam entre si e também sobre outras físicas além do Modelo Padrão como: características de dimensões extras, implicações cosmológicas para a matéria escura e sobre o mecanismo envolvido em fornecer massa às partículas elementares. Como já dito, no Modelo Padrão as partículas elementares conhecidas não devem possuir massa, mas os bósons  $W$  e  $Z$  são partículas maciças comprovadamente. Adicionando o bóson de Higgs ao Modelo Padrão, este problema é resolvido, mas o mesmo acontece com a adição de  $W$  'ou  $Z'$  (ATLAS, 2013a).

Na maioria das realizações, o decaimento e a produção do  $Z'$  é muito semelhante ao do bóson  $Z$  do Modelo Padrão, o que significa que é possível usar os mesmos métodos de identificação do  $Z$  para identificar o  $Z'$ . Embora o  $Z'$  possa ser identificado a partir do decaimento tanto em elétron quanto em múons, apenas o primeiro é de interesse no presente trabalho. Análises anteriores feitas no detector ATLAS excluem bóson  $Z'$  com massa menor que 2.4 TeV com 95% de Nível de Confiança (C.L.) (ATLAS,2013b).

## Seleção de Eventos

Na busca pelo bóson  $Z'$  existem alguns critérios de seleção os quais eventos candidatos devem satisfazer. Como o canal de interesse é o decaimento em  $e^+e^-$ , cada evento deve possuir ao menos um vertice primário com mais de duas trajetórias.

Para a seleção de  $e^+e^-$ , os eventos candidatos devem passar pelos seguintes critérios de seleção (ATLAS,2013b):

- Elétrons devem ter energia transversa ( $E_T$ )  $> 40$  GeV e  $E_T > 30$  GeV para os candidatos principal e secundário respectivamente;
- Ao menos dois elétrons devem ter  $|\eta| < 2.47$
- A região  $1.37 \leq |\eta| \leq 1.52$  é excluída por causa da transição entre barril e tampa dos calorímetros que compromete a resolução de energia;
- O balanço de carga entre os dois elétrons não é utilizado por causa da incerteza da medida devido a efeitos físicos seja por bremsstrahlung ou pela resolução de momento limitada de detector de traços a muito altos momentos transversos ( $p_T$ );
- Os candidatos a elétrons devem ser bem reconstruídos e o cluster deve satisfazer um conjunto de critérios de identificação que são otimizados para manter boa performance em condições altas de efeito de empilhamento (*pile-up*) e para tirar proveito da reconstrução do novo elétron.

- O chuveiro eletromagnético deve ter seu comportamento bem característico bem como um requisito mínimo sobre a quantidade de radiação de transição.
- A energia do elétron é obtida a partir das medições do calorímetro e sua direção a partir da trajetória associada ao elétron.
- Para suprimir o ruído de fundo de jatos identificados erroneamente como elétrons, o candidato a elétron de maior  $E_T$  necessita ser isolado de acordo com o seguinte critério:

$$\Sigma E_T(\Delta R < 0,2) < 0,007 \times E_T + 5,0 \text{ GeV}$$

$$\text{Onde } \Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

$\Sigma E_T(\Delta R < 0,2)$  representa a soma das energias transversa em torno da direção do elétron em um cone de  $\Delta R < 0,2$

- A soma exclui o núcleo da deposição de energia de elétrons e é corrigido por vazamento de chuveiro transversal e empilhamento de colisões pp adicionais;
- O candidato a elétron de menor  $E_T$  necessita ser isolado de acordo com o critério:

$$\Sigma E_T(\Delta R < 0,2) < 0,022 \times E_T + 6,0 \text{ GeV}$$

- A diferença nos critérios de isolamento para o elétron principal e o secundário leva em consideração diferentes perdas de energia por bremsstrahlung mantendo ao mesmo tempo uma elevada eficiência de aproximadamente 99% para ambos.
- Se mais do que um par de elétrons é encontrado em um evento, aquele com o maior soma de momento transversal é selecionado.

Utilizando os critérios de seleção, a aceitação vezes a eficiência de um  $Z' \rightarrow e^+e^-$  de massa de 2 TeV é de 73%, conforme determinado a partir de simulação.

## Ruído de Fundo

Tanto para o canal de decaimento elétron/pósitron como para o decaimento múon/anti-muon, o ruído irreduzível e dominante é o processo  $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$  (Drell-Yan). No canal  $e^+e^-$ , O segundo maior ruído vem de multijatos e produção de W+jatos, onde um ou mais jatos passam pelo critério de seleção de elétrons. O primeiro inclui sabores pesados e produção de  $\gamma$  + jatos (dijatos). O último inclui decaimentos semi-leptônicos de pares  $t\bar{t}$  e produção de single-top. Outros ruídos importantes são a produção de dibósons (WW, WZ, ZZ) e elétrons do decaimento leptônico de  $t\bar{t}$  (ATLAS, 2013b). A Tabela 2.1 apresenta o número de eventos observados em comparação com o ruído esperado. Nesta tabela, os erros no número esperado de eventos incluem incertezas estatísticas e sistemáticas.



Tabela 2.1. Número de eventos esperados e observados no canal dielétron.

$m_{ee}$ [GeV]	110 - 200	200 - 400	400 - 800	800 - 1200	1200 - 3000	3000 - 4500
$Z/\gamma^*$	$119000 \pm 8000$	$13700 \pm 900$	$1290 \pm 80$	$68 \pm 4$	$9.8 \pm 1.1$	$0.008 \pm 0.005$
$t\bar{t}$	$7000 \pm 800$	$2400 \pm 400$	$160 \pm 60$	$2.5 \pm 0.6$	$0.11 \pm 0.04$	$< 0.001$
Diboson	$1830 \pm 210$	$660 \pm 160$	$93 \pm 33$	$4.8 \pm 0.8$	$0.79 \pm 0.26$	$0.005 \pm 0.004$
Dijet, W + jet	$3900 \pm 800$	$1260 \pm 310$	$230 \pm 110$	$8.6 \pm 2.4$	$0.9 \pm 0.6$	$0.004 \pm 0.006$
Total	$131000 \pm 8000$	$18000 \pm 1100$	$1780 \pm 150$	$84 \pm 5$	$11.6 \pm 1.3$	$0.017 \pm 0.009$
Data	133131	18570	1827	98	10	0

As distribuições da massa invariante observável  $m_{ee}$  são comparadas com os ruídos do Modelo Padrão esperados. A Fig.2.6 apresenta a distribuição da massa invariante do dielétron com incerteza estatística após a seleção final, em comparação com a soma de todos os ruídos esperados. Os dois picos representam a massa invariante de dielétrons decaídos de  $Z'$  em dois valores distintos. Na parte inferior, os pontos pretos mostram a razão entre eventos observados e esperados com incerteza estatística, enquanto a parte sombreada indica a incerteza sistemática dependente da massa sobre a soma dos ruídos.

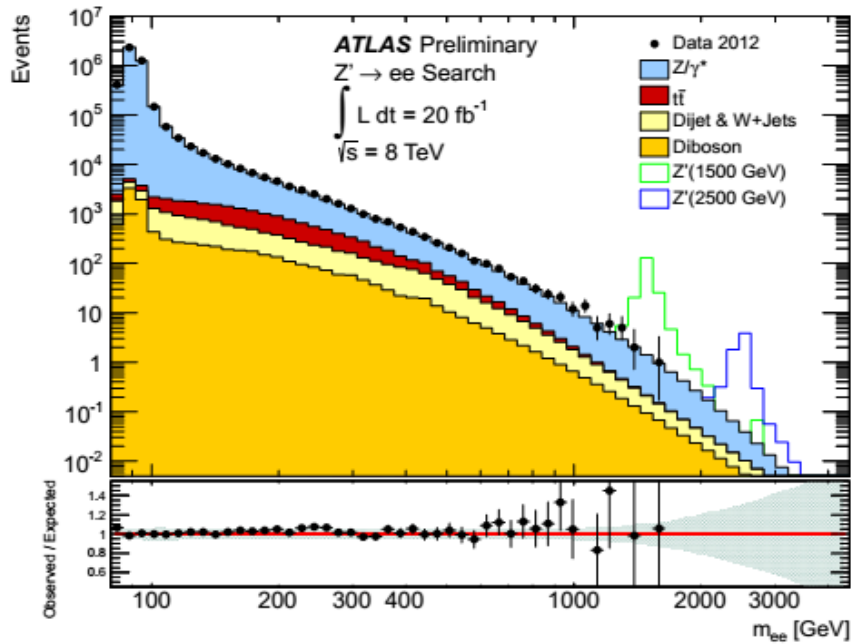


Fig.2.6. Distribuição da massa invariante do dielétron após a seleção final.

## 2.2 O detector ATLAS

Nas colisões de prótons, as partículas geradas que são relevantes para o estudo de novas físicas estão imersas em uma enorme quantidade de partículas irrelevantes e que, portanto devem ser tratadas como ruído de fundo. Consequentemente, a separação entre

esses dois tipos de eventos é de extrema importância em experiências que envolvem aceleradores de partículas. Essa separação é feita através da observação de grandezas como energia e trajetória das partículas que cruzam o detector quando imersos em um campo magnético. Por isso, nos pontos de colisão, grandes detectores são necessários, como é o caso do detector ATLAS.

A Fig.2.7 apresenta um esquemático do ATLAS. Ele possui 22 metros de altura, 44 metros de comprimento e 7000 toneladas. O projeto deste detector é o maior esforço colaborativo jamais visto na física, envolvendo 1800 cientistas de mais de 150 universidades em 37 países (ATLAS, 2013a).

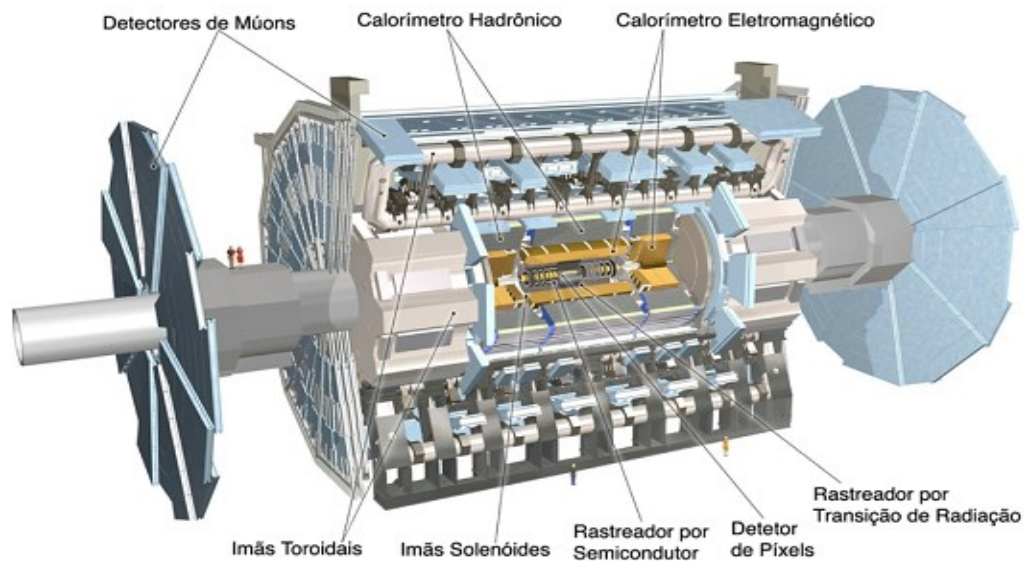


Fig.2.7. Esquemático do detector ATLAS (TORRES, 2010).

### 2.2.1 Sistema de coordenadas do ATLAS

Para análise das colisões que ocorrem no interior do detector ATLAS se utiliza um sistema de coordenadas que acompanha a direção das partículas que surgem após as colisões. Suas coordenadas são  $\eta$ ,  $\theta$  e  $\phi$ . Adotando-se um sistema de coordenadas cartesianas que segue a regra da mão direita, o eixo x tem seu lado positivo apontando para o centro do anel do LHC, o eixo z segue a direção do feixe de partículas e o eixo y aponta para cima. A Fig.2.8 mostra as coordenadas  $\eta$ ,  $\theta$  e  $\phi$ .

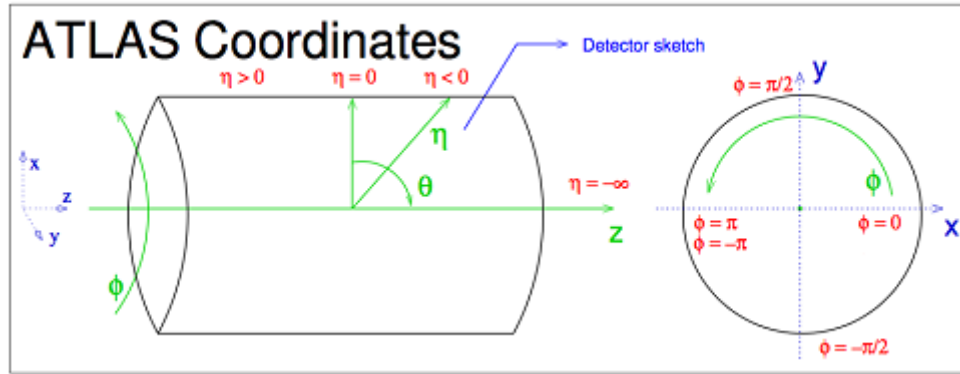


Fig.2.8. Coordenadas do detector ATLAS (ATLAS, 2013a).

As coordenadas  $\eta$ ,  $\theta$  e  $\phi$  seguem uma transformação não linear de  $x$ ,  $y$  e  $z$ :

$$\Phi = \arctan\left(\frac{x}{y}\right) \quad (1)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{x}{z}\right) \quad (2)$$

$$\eta = -\log\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (3)$$

A variável  $\phi$  representa a rotação e a variável  $\eta$  é chamada de pseudo-rapidez e representa a projeção do feixe de partículas após a colisão, no plano  $z\phi x$ .

### 2.2.2 Os subdetectores do ATLAS

No centro do detector ATLAS existe um tubo de feixes o qual carrega os feixes de prótons. Feixes viajando em sentido contrário através deste tubo são postos a colidir no meio do detector. Este detector está dividido em subdetectores distintos. Cada um deles observará um conjunto de propriedades específicas de cada partícula. Uma partícula não se tornará visível até que interaja com uma ou mais camadas do detector. Os subdetectores são descritos abaixo (ATLAS, 1996):

#### Detector de Traços (*Inner Detector ID*)

Este detector está localizado na parte mais interna do ATLAS como mostra a Fig.2.9. Ele é constituído por sensores altamente segmentados feitos por tiras de silício. Seu objetivo é determinar a trajetória das partículas carregadas. O raio de curvatura e a direção de deflexão indicam o momento e a carga da partícula.

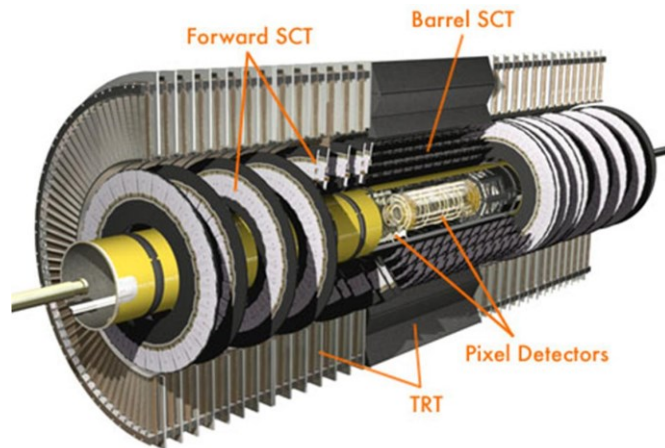


Fig.2.9. Detector de Traços (ATLAS,2013a).

## Calorímetros

- **Calorímetro Eletromagnético**

A parte mais interna do sistema de calorimetria do ATLAS é composta pelo calorímetro eletromagnético (EM). Ele determina a energia e o perfil de deposição de energia das partículas eletromagnéticas, como elétrons e fótons. Este sistema será apresentado com mais detalhes na seção 3.3.

- **Calorímetro Hadrônico**

De forma similar ao calorímetro eletromagnético, o calorímetro hadrônico determina a energia e o perfil de deposição de energia das partículas hadrônicas, como os prótons e nêutrons. Este detector está dividido em três camadas. Ele será apresentado com mais detalhes na seção 3.3. A Fig.2.10 mostra como esses calorímetros estão localizados no detector ATLAS.

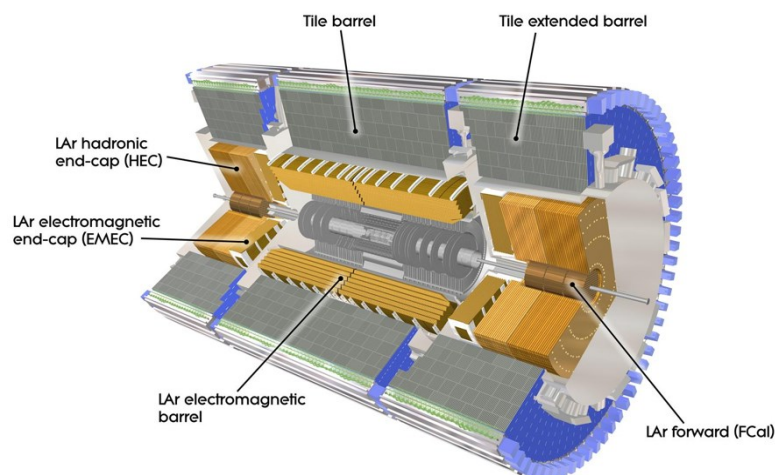


Fig.2.10. Calorímetros (ATLAS, 2013a)

## Detector de Múons (*Muon Spectrometer MS*)

O múon como estado final de decaimento é muito importante em diversas análises e provê assinaturas físicas robustas no LHC. Enquanto a maioria das partículas não ultrapassa os calorímetros, os múons penetram grandes quantidades de material e conseguem ultrapassar os calorímetros com certa facilidade. Isso faz com que o *Espectrômetro de Múons* seja o subdetector mais externo do ATLAS. Diferente dos calorímetros que empregam um processo de medição destrutivo, o *Espectrômetro de Múons*, ajuda na medição da carga e do momento de múons através da reconstrução de suas trajetórias no campo magnético dos toroides de núcleo a ar de forma semelhante ao ID. A instrumentação do *Espectrômetro de Múons* é composta por câmaras de *trigger* e câmaras de precisão como mostra a Fig.2.11. Câmaras de *trigger* são detectores rápidos utilizados para medições grosseiras do momento do múon, câmaras de precisão, em vez disso, medem momentos com uma resolução melhor, mas são muito mais lentos, por isso os dados tem que ser armazenados em buffers de memória. As câmaras formam três cilindros concêntricos com o eixo dos feixes chamados de "*barrel inner*" (BI) "*barrel middle*" (BM) e "*barrel outer*" (BO), e cobrem um alcance em  $|\eta| < 1$  (ATLAS, 1996).

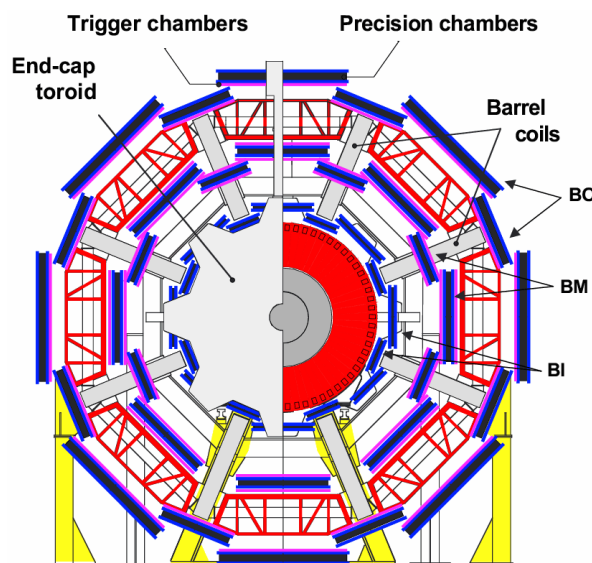


Fig.2.11. Seção Transversal do Espectrômetro de Múon (ATLAS, 2013a).

## Sistemas magnéticos

O detector ATLAS utiliza dois grandes sistemas magnéticos supercondutores para direcionar as partículas carregadas de modo que seus momentos possam ser medidos. São eles os toroides e os solenoides. Os altos campos magnéticos permitem que até partículas extremamente energéticas possam ter trajetória curva suficiente para que seus momentos sejam medidos.

- **Solenóide**

O solenóide central do ATLAS tem comprimento de 5,3 metros e 2,4 metros de diâmetro como visto na Fig.2.12. O condutor é um composto que consiste em um cabo plano supercondutor localizado no centro de um estabilizador de alumínio com seção transversal retangular. Foi projetado para fornecer um campo magnético de 2 Tesla no volume central.



Fig.2.12. Solenóide (ATLAS, 2013a)

- **Magnetos Toroidais**

O detector ATLAS tem magnetos toroidais compostos por oito bobinas planas supercondutoras cada uma com 25 metros de comprimento e 5 metros de largura, como mostra a Fig.2.13. Além disso, como mostra a Fig.2.14, há também as tampas que fornecem o campo magnético necessário através da extensão radial.

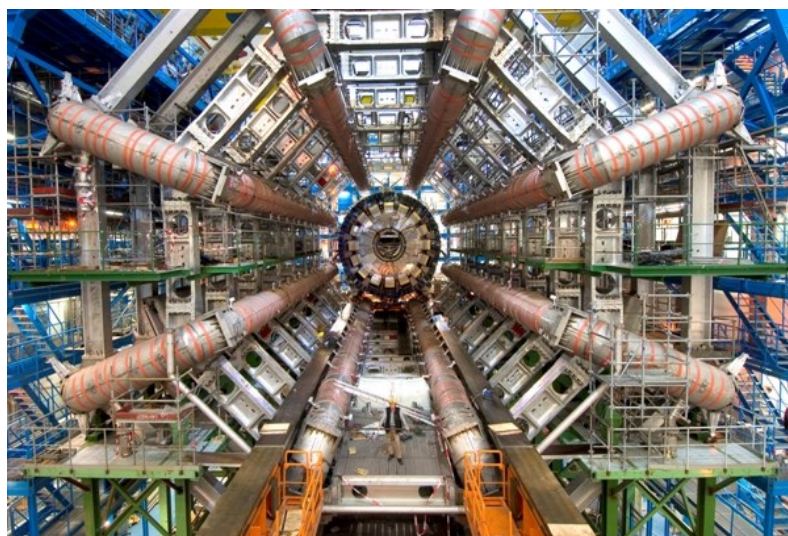


Fig.2.13. Bobinas Planas (ATLAS, 2013a)

A Fig.2.15 ilustra exemplos de interação de partículas com os subdetectores do ATLAS. Apenas partículas carregadas eletricamente deixam traços no Detector Interno. Elétrons, pósitrons e fótons serão totalmente absorvidos pelo Calorímetro Eletromagnético. O Calorímetro Hadrônico, absorve partículas com componentes hadrônicas, como nêutrons, prótons e outros mésons. Múons, mesmo contendo componentes eletromagnéticas, atravessam os calorímetros com facilidade, sendo detectados pelo *Espectrômetro de Múons*. Neutrinos não são detectados por nenhum dos subdetectores do ATLAS.



Fig.2.14. Tampas (ATLAS, 2013a)

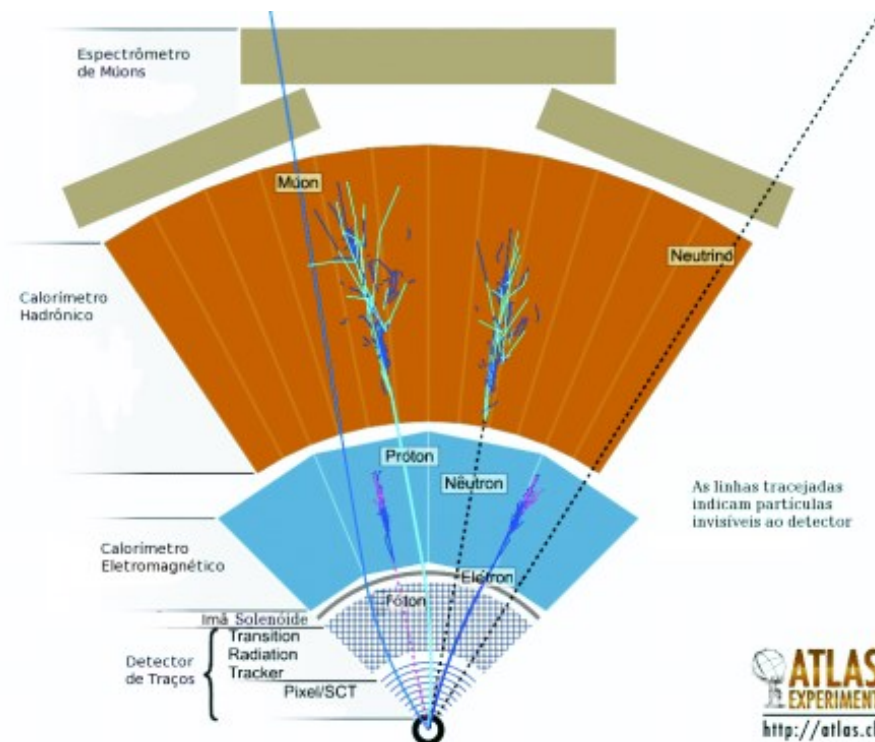


Fig.2.15. Interação de diferentes partículas com os diversos módulos do detector ATLAS. (ATLAS,2013a).

## 2.3 Sistema de Filtragem do ATLAS

A cada colisão que ocorre no LHC, aproximadamente 1,5 MBytes de informação são produzidos. O que significa que, devido ao número de colisões, o volume de informação é aproximadamente 60 TBytes por segundo. Porém, os canais de interesse podem ocorrer em intervalos de horas e até de dias, por isso, devido à impossibilidade de armazenamento de toda informação, um sistema de filtragem *online* torna-se necessário. O sistema de filtragem do ATLAS (*trigger*) parte de uma taxa de eventos de 40 MHz e no final do processo de seleção a taxa é de aproximadamente 100 Hz, podendo então ser armazenada para análise *off-line* (ATLAS, 1998).

Como é possível observar na Fig.2.16, o *trigger* está dividido em três níveis de validação, que serão detalhados a seguir.

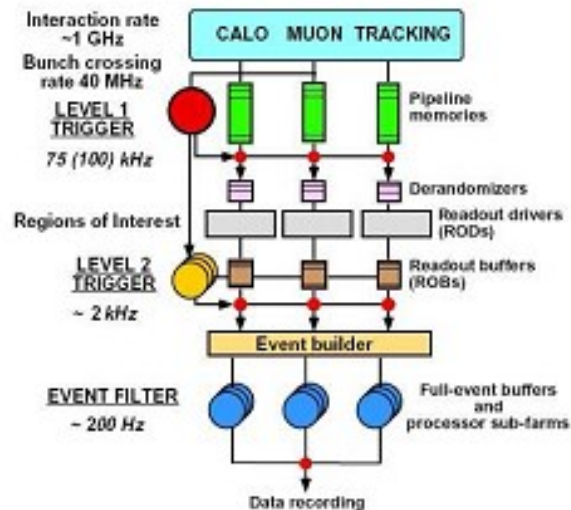


Fig.2.16. Diagrama em blocos do *Trigger* (ATLAS, 1998).

O primeiro nível de *trigger* (L1) faz a seleção inicial com granularidade menos fina já que o tempo de tomada de decisão é muito curto, além disso, utiliza apenas os calorímetros e os detectores rápidos de múons. São agrupadas 6 células dos calorímetros eletromagnéticos e hadrônico, essas células são somadas analogicamente produzindo um único sinal. Logo, apenas eventos muito distintos dos canais de interesse são descartados pelo L1 (ATLAS, 1998).

O intervalo de tempo entre os choques de dois pacotes de prótons é de até 25 ns. O tempo de latência de L1, medido do instante de uma colisão próton-próton até a decisão de L1 estar disponível para o nível seguinte, deve ser menor que 2,5  $\mu$ s. Para tanto, o L1 é implementado em rápida eletrônica constituída de FPGA (*Field Programmable Gate Array*).



Um evento selecionado por L1 é etiquetado como canal físico de interesse em potencial ficando disponível como fragmentos de informação para o nível de filtragem seguinte. Entretanto, para reduzir o volume de tráfego de dados para o nível seguinte e, conseqüentemente, aumentar a banda passante entre esses dois níveis, o primeiro nível já marca as regiões de interesse ROI (*Region of interest*), de tal maneira que o próximo nível observará somente essas regiões ao invés de todo detector (ATLAS, 1998).

O sistema de filtragem de alto nível do ATLAS (*High Level Trigger - HLT*) é composto pelo segundo nível (L2) e pelo filtro de eventos (*Event Filter - EF*), ambos implementados em *software* com linguagem de programação de alto nível.

Quando um evento é aceito pelo L1 os dados na memória de cada um dos detectores são então transferidos para *Buffers* de leitura (ROB) específicos para cada um dos subdetectores, que armazenam o evento em fragmentos aguardando a decisão do segundo nível de filtragem (L2). Um ou mais ROBs são agrupados para formar os Sistemas de Leitura (ROS) que são conectados a rede do HLT. O seleção do L2 é baseada em algoritmos personalizados e rápidos que processam os dados dos eventos de forma parcial nas regiões especificadas pelas RoIs identificadas pelo L1. Os processadores do L2 solicitam os dados dos ROS correspondentes aos elementos do subdetector dentro de cada RoI, reduzindo a quantidade de dados a serem transferidas e processadas no mesmo a cerca de 2-6% do volume total dos dados. O L2 reduz a taxa de dados para cerca de aproximadamente 2 kHz com uma média de processamento de aproximadamente 40 ms/evento. Qualquer evento com tempo excedendo a 5 s nesse nível é perdido e rotulado como evento excedente ao tempo limite (ATLAS, 1998).

O filtro de eventos, ou terceiro nível de filtragem, reúne todos os fragmentos dos eventos aceitos pelo L2 das ROBs, tendo assim acesso a toda sua informação. O EF é, em grande maioria, baseado nos algoritmos do Sistema de Reconstrução rodando em interfaces personalizadas para o ambiente do Sistema de Filtragem. Esse nível é projetado para reduzir os dados para  $\approx 200$  Hz com uma média de processamento de aproximadamente 4 s/evento. Qualquer evento com um tempo excedente a 180 s também é rotulado e perdido como no L2 (ATLAS, 1998).

A configuração do Sistema de Filtragem é realizada por um *menu* que define as cadeias de filtragem que especificam uma seqüência de passos de reconstrução e seleção para as específicas assinaturas de eventos de interesse. Cada cadeia é composta pelo Algoritmo de Extração de Característica (FEX) que criam objetos, como os aglomerados de células e variáveis que permitam obter uma informação sobre a descrição do evento, e pelo Algoritmo de Hipótese (HYPO) que fazem a discriminação através dos critérios de seleção nos objetos gerados, como por exemplo, a exigência de momento  $p_T > 20$  GeV. As extrações de características realizadas por uma cadeia podem ser reutilizadas por outra cadeia, reduzindo tanto o acesso a dados como o tempo de processamento do Sistema de Filtragem. Aproximadamente 500 filtros são definidos nos *menus* atuais, sendo composto por um número de diferentes classes de filtros descritos abaixo (ATLAS, 1998):

- Objetos de filtro único: usado para determinar estados com pelo menos um objeto característico. Por exemplo, um filtro para elétron único com um limiar nominal superior a 3 GeV;
- Objetos de filtro múltiplos: usado para determinar estados finais com dois ou mais objetos do mesmo tipo. Por exemplo, elétrons duplos decaindo da partícula  $J/\psi$ ;
- Objetos de filtro combinados: usados por estados finais de dois ou mais objetos característicos de tipos diferentes. Por exemplo, um múon de 13 GeV adicionado de 20 GeV de Energia transversa perdida  $E_T^{\text{miss}}$  para selecionar decaimentos  $W \rightarrow \mu\nu$ ;
- Filtros Topológicos: usados para estados finais selecionados de duas ou mais RoIs, como no caso do decaimento da partícula  $J/\psi$ , que combina os traços das duas RoIs provenientes dos elétrons.

O controle das taxas de filtragem pode ser realizado mudando os limiares ou aplicando outros valores de seleção. A seletividade de um grupo de cortes aplicados para um objeto de filtragem é representado pelos termos Loose (relaxado), Medium (mediano), Tight (apertado). Requerimentos adicionais como isolamento, podem ser adicionados para reduzir as taxas dos filtros. O isolamento mede a quantidade de energia, ou o número de partículas próximo a uma assinatura, se esse valor estiver acima de um limiar, então a partícula não está isolada.

Fatores de pré-escala podem ser adicionados a cada filtro da cadeia do HLT, de tal forma que apenas 1 em cada N eventos passando o filtro causam que o evento seja aceito por aquele nível. A pré-escala controla a taxa e composição dos canais expressos. Uma série de pré-escalas são utilizadas baseadas em diversas regras que levam em consideração a prioridade dos filtros em relação com as seguintes categorias (ATLAS, 1998):

- Filtros Primários: filtros principais de física, que não deveriam ser pré-escalados;
- Filtros de Suporte: filtros importantes de suporte a filtros primários, como filtros que permitam estudar a eficiência utilizando seletividades mais baixas e limiar mais baixo de  $E_T$  pré-escalados para permitir sua gravação em disco, uma vez que a quantidade de dados que passam esse filtro será maior;
- Filtros de Monitoração e Calibração: permitindo a coleta de dados para garantir a operação correta do Sistema de Filtragem e dos subdetectores do ATLAS, incluindo a calibração dos mesmos.

Esses fatores de pré-escala devem ser modificados conforme a queda da luminosidade durante um preenchimento do LHC de forma a garantir a maximização das taxas utilizadas pelos filtros, enquanto garantindo uma taxa constante para a monitoração e calibração. Assim, as mesmas podem ser alteradas em quaisquer momentos de uma temporada, no início de um novo Bloco de Luminosidade (BL). Um BL é a unidade fundamental para a medição da luminosidade.

Flexibilidade adicional é oferecida ao definir grupos de pacotes, separando os filtros para colisões com pacotes emparelhados (compõe as colisões de física regulares, contendo pacotes de feixes opostos que se encontram no ponto de colisão simultaneamente), pacotes vazios para estudo de pedestal criado por ruído no detector e raios cósmicos, ou até mesmo configurações mais inusitadas, como exigindo pacotes desparelhados separados por no mínimo 75 ns de quaisquer outros pacotes no feixe oposto.

## 3 Calorimetria

Em física de partículas, calorimetria refere-se à detecção de partículas, e medida de suas propriedades, através de sua total absorção em um bloco de matéria, chamado calorímetro. Existe uma enorme variedade de tipos de calorímetros, mas todos eles têm em comum o fato de que os processos pelos quais suas propriedades são determinadas faz com que a partícula seja destruída, tendo como exceção múons e neutrinos. Outras características dos calorímetros são: o fato de serem sensíveis tanto para partículas carregadas quanto neutras, a forma ou padrão da energia depositada permite distinguir entre partículas, a quantidade de informação medida aumenta com o aumento da energia das partículas e, por fim, o tamanho do detector necessário para as medições cresce mais lentamente que o aumento das energias das partículas.

No processo de absorção, parte da energia das partículas são transformadas em calor, daí o termo calorimetria. No entanto, para experimentos nos aceleradores de partículas modernos as unidades de medida de energia não são as usadas na termodinâmica e sim o Tera elétron-Volt ( $1\text{TeV} = 1000\text{ GeV} = 10^{12}\text{eV}$ ,  $1\text{ caloria} = 10^7\text{TeV}$ ). O aumento de temperatura do bloco que absorve a partícula, porém, não é a medida mais interessante na prática. Existem métodos mais sofisticados que serão visto neste capítulo (WIGMANS,2000).

### 3.1 A física na Formação de Chuveiros

Quando uma partícula atravessa a matéria, esta geralmente irá interagir e perder, ao menos em parte, sua energia no processo. O meio é excitado ou aquecido neste processo, por isso o nome calorímetro. O processo de interação depende da energia e da natureza da partícula. Estas interações são resultado das forças eletromagnética, forte e, mais raramente, fraca que existem entre as partículas e os materiais que constituem o meio. Neste item serão apresentados alguns processos pelos quais as partículas perdem sua energia quando atravessa um bloco de matéria, de acordo com (WIGMANS,2000).

#### 3.1.1 Chuveiro Eletromagnético

##### 3.1.1.1 Energia perdida por partículas carregadas

O mecanismo mais conhecido de perda de energia no processo de absorção é a interação eletromagnética que ocorre quando partículas carregadas atravessam matéria. A partícula ioniza o meio se sua energia for suficiente para liberar elétrons da ação da força que o núcleo dos átomos que constituem a matéria exerce sobre eles. Este processo também forma o principio pelo qual muitos detectores de partículas se baseiam uma vez

que os elétrons liberados podem ser coletados por meio de um campo elétrico e produzir um sinal elétrico. As interações eletromagnéticas, no entanto, podem ocorrer de diversas outras formas:

- Cintilação: Partículas carregadas podem excitar átomos ou moléculas sem ionizá-las. Os átomos então são excitados e quando retornam ao seu estado normal, a excitação é liberada na forma de fótons;
- Efeito Čerenkov: Partículas carregadas viajando com velocidade maior que a da luz no meio podem perder energia através da emissão de luz Čerenkov;
- Em altas energias, elétrons podem ser arrancados do átomo do meio produzindo raios  $\delta$ ;
- Em muito altas energias as interações eletromagnéticas podem induzir reações nucleares;
- Efeitos de *bremsstrahlung*: Elétrons e pósitrons irradiam fótons como resultado da interação com o campo elétrico gerado pelo núcleo dos átomos do meio.

Em energias acima de 100 MeV e, para vários materiais, mesmo em energias mais baixas, a principal fonte de perda de energia por elétrons e pósitrons é *bremsstrahlung*. Neste processo, o elétron ou pósitron sofre uma mudança de direção, em geral pequena, chamada de espalhamento Coulomb. Este desvio depende do ângulo e da energia do fóton emitido que, por sua vez, depende do tamanho do campo elétrico, isto é, do número atômico  $Z$  do material absorvedor.

Esse processo radioativo, que domina a absorção em elétrons e pósitrons de altas energias, desempenha um papel para qualquer partícula carregada que atravessa um bloco de matéria. No entanto, para partículas carregadas mais pesadas, a competição com a ionização como o principal fenômeno de perda de energia só ocorre em energias muito maiores. A energia crítica  $\epsilon_c$  pode ser definida como a energia em que a média da energia perdida por radiação se iguala à perdida por ionização. Ela se torna maior pelo fator  $(m/m_e)^2$  onde  $m$  e  $m_e$  são as massas da partícula e do elétron respectivamente. Para matérias em estado sólido e líquido a energia crítica é definida por:

$$\epsilon_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24} \quad (4)$$

### 3.1.1.2 Interação dos Fótons

#### Efeito Fotoelétrico

Este é o processo que mais ocorre em baixas energias. Neste processo, um átomo absorve um fóton e libera um elétron. O átomo, que é deixado em estado excitado, retorna ao seu estado natural pela emissão de raio-X. A secção de choque fotoelétrica é

extremamente dependente do número de elétrons disponível e, por tanto, do número atômico  $Z$  do material absorvedor. A variação da secção de choque é da ordem de  $E^{-3}$  onde  $E$  é a energia do fóton, por isso este processo rapidamente perde importância com o aumento de energia.

### Espalhamento Compton

No processo Compton, um fóton é espalhado por um elétron atômico com transferência de momento e energia suficiente para que o elétron atingido fique em um estado não ligado. A Fig.3.1 ilustra o processo de espalhamento.

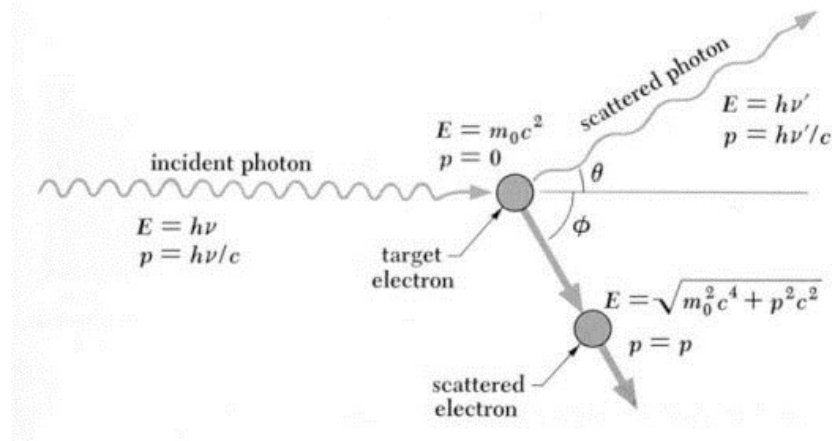


Fig.3.1. O processo de Espalhamento Compton (WIGMANS, 2000).

Aplicando as leis de conservação de momento e energia, a relação entre as diferentes variáveis cinemáticas (transferência de energia, ângulo de espalhamento) pode ser derivada de maneira direta. Por exemplo, quando  $\zeta$  é definido como a energia de um fóton em unidades da massa de repouso do elétron ( $\zeta = E_\gamma/m_e c^2$ ), o ângulo de espalhamento do elétron ( $\phi$ ) e do fóton ( $\theta$ ) são relacionados como:

$$\cos \phi = (1 + \zeta) \tan \frac{\theta}{2} \quad (5)$$

A secção de choque do espalhamento Compton é calculada a partir de:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{[1 + \zeta(1 - \cos\theta)]^2} \left\{ 1 + \frac{\zeta^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \zeta(1 - \cos\theta)]} \right\} \quad (6)$$

Uma vez que o efeito fotoelétrico, no qual o fóton é absorvido e então desaparece, só ocorre em baixas energias, muitos fótons com MeV de energia são absorvidos em uma sequência de espalhamento Compton, no qual a energia de um fóton é reduzida em um número de etapas até um ponto onde a absorção final no processo fotoelétrico ocorra. Em cada etapa, a quantidade de energia é igual a:

$$T = E_\gamma \frac{\zeta(1 - \cos \theta)}{1 + \zeta(1 - \cos \theta)} \quad (7)$$

A qual é transferida para o elétron atingido.

A secção de choque para o espalhamento Compton é muito menos dependente do valor de  $Z$  do material absorvedor que a secção de choque do efeito fotoelétrico. Porém varia de maneira quase proporcional a  $Z$ , isto é, proporcional ao número de elétrons alvo nos núcleos.

### Produção de pares

Em energias maiores que duas vezes a massa de repouso no elétron, um fóton pode criar, no campo de uma partícula carregada, um par elétron-pósitron. Essas partículas produzem radiação *bremsstrahlung* assim como ionização através de seus trajetos. O elétron é eventualmente absorvido por um íon, enquanto o pósitron aniquila com um elétron. Neste último processo dois novos fótons são produzidos, cada um com energia de 511 KeV, a massa invariante do elétron, uma vez que o pósitron desaparece.

Tipicamente, mais de 99% das conversões  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  são causados pelos campos eletromagnéticos nucleares. Para elementos com baixo valores de  $Z$  e em altas energias, a criação de  $e^+e^-$  pelos campos dos elétrons dos átomos contribui significativamente para a seção de choque total da produção de pares.

A secção de choque para produção de pares aumenta com a energia e atinge um valor assintótico em energias muito altas ( $> 1$  GeV), além disso, ela esta relacionada ao comprimento de radiação do material absorvedor.

A relativa importância do processo pelo qual fótons são absorvidos depende fortemente da energia do fóton e da densidade de elétrons do meio (aproximadamente  $Z$ ). Uma vez que a secção de choque para o efeito fotoelétrico e o espalhamento Compton diminui com o aumento da energia, e a da produção de pares aumenta, este último é o que mais ocorre em altas energias como mostra a Fig.3.2.

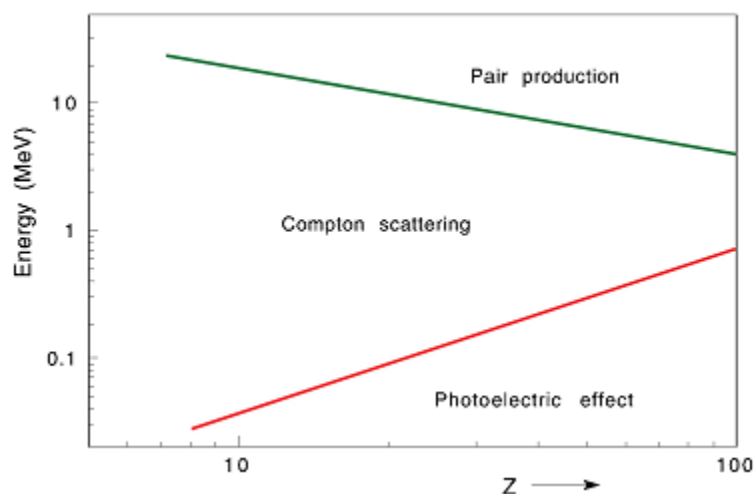


Fig.3.2. Dominância de energia em função de  $Z$  material absorvedor (WIGMANS, 2000).

As interações dos fótons são fundamentalmente diferentes daquelas experimentadas por elétrons e pósitrons. Quando as partículas carregadas atravessam a matéria, e perdem energia em um fluxo contínuo de eventos em que átomos ou moléculas são ionizados e fótons são irradiados. Um elétron de muitos GeV atravessa um centímetro de chumbo por exemplo, irradia milhares de fótons. Alguns desses fótons podem ter energia aproximada de 1 GeV, mas a esmagadora maioria desses fótons possuem energias de eV, KeV e MeV. Por outro lado, um fóton de muitos GeV de energia pode penetrar a mesma espessura de chumbo sem sequer ser afetado.

### 3.1.1.3 Cascata Eletromagnética

Em energias muito baixas, chuveiros relativamente simples são formados. Por exemplo, um fóton de poucos MeV pode criar um par elétron-pósitron no detector. Essas partículas carregadas perdem energia cinética ionizando o meio. Quando o pósitron se aniquila com o elétron, dois novos fóton de 511 KeV são criados. Estes fótons podem ser absorvidos em uma sequência de espalhamento Compton encerrando com absorção fotoelétrica. Os elétrons de Compton e os fotoelétrons perdem energia cinética por ionização. Neste processo a energia total do fóton original é absorvida pelo material do detector por várias partículas carregadas, um pósitron e diversos elétrons. Obviamente, a sequência de processos que um fóton sofre para ser absorvido difere de evento para evento.

O exemplo anterior contém muitos elementos que também fazem parte da absorção de elétrons, pósitrons e fótons de muitos GeV de energia. Porém, há mais um mecanismo determinante na absorção de partículas que interagem eletromagneticamente na ordem dos GeV: *Bremsstrahlung*, radiação de um vasto número de fótons como resultado da interação entre elétrons de alta energia e pósitrons com o campo elétrico nuclear.

*Bremsstrahlung* é de longe a principal fonte de perda de energia por elétrons e pósitrons de altas energias. Como consequência, chuveiros eletromagnéticos de altas energias são bastante diferentes dos de baixa energia, pois ocorre uma significativa multiplicação das partículas do chuveiro.

Um elétron primário de muitos GeV pode irradiar milhares de fótons no seu trajeto através do detector. A esmagadora maioria desses fótons é absorvida através do espalhamento Compton e do efeito fotoelétrico. Os fótons que carregam mais energia que 5-10 MeV criam pares  $e^+e^-$ . Os elétrons e pósitrons rápidos criados neste processo acabam por perder suas energias irradiando mais fótons, que podem criar mais pares  $e^+e^-$  e assim sucessivamente. O resultado é um chuveiro composto por milhares de elétrons, pósitrons e fótons.

A energia do chuveiro é depositada no material absorvedor através de ionização pelos inúmeros elétrons e pósitrons. Por causa do mecanismo de multiplicação descrito anteriormente, o número de elétrons e pósitrons, e, portanto, a quantidade de energia depositada em uma dada espessura do material absorvedor, inicialmente aumenta conforme o desenvolvimento do chuveiro, ou seja, aumentando a sua profundidade.



Entretanto, com o desenvolvimento do chuveiro, a média de energia do chuveiro de partículas decresce, e em algum ponto a multiplicação de partículas se encerra. A profundidade em que isso ocorre é chamada de *máximo do chuveiro*. A partir desta profundidade, o chuveiro de fótons produz mais comumente um elétron (Compton ou fotoelétrico) do que par elétron-pósitron. E os elétrons e pósitrons perdem suas energias mais por ionização do meio absorvedor do que por produção de novos fótons por radiação. A partir do máximo do chuveiro o número de partículas do chuveiro e a energia depositada no detector diminuem gradualmente. Esses aspectos são mostrados na Fig.3.3.

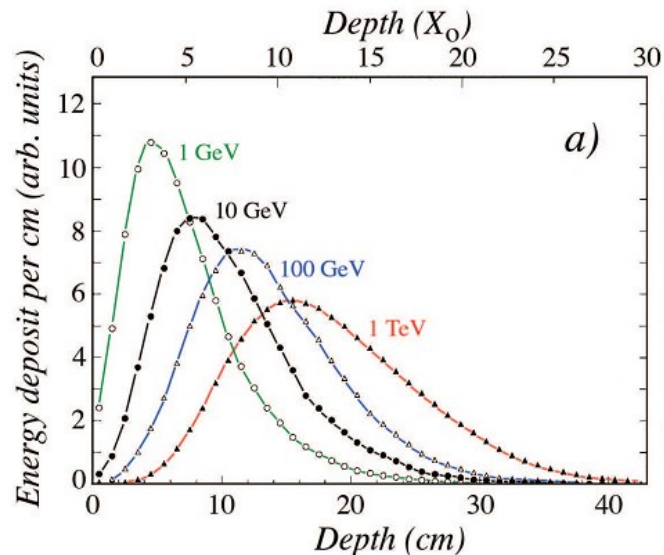


Fig.3.3. Energia depositada em função da profundidade em um bloco de cobre (WIGMANS, 2000).

O número de elétrons no chuveiro é tipicamente duas vezes maior que o número de pósitrons. Em média, um quarto da energia total do chuveiro é depositada por pósitrons, o resto por elétrons. O perfil espacial de energia depositada por elétrons e pósitrons é bastante diferente. A contribuição dos pósitrons é relativamente mais forte em áreas próximas do eixo do chuveiro e nos primeiros estágios da formação do chuveiro, ou seja, antes do máximo do chuveiro. A diferença é ainda maior quando analisada as características laterais do chuveiro, em média, elétrons depositam energia duas vezes mais longe do eixo do chuveiro em relação aos pósitrons.

#### 3.1.1.4 Variáveis de escala

O desenvolvimento do chuveiro pode ser descrito de maneira relativamente independente dos detalhes do material absorvedor em termos do *comprimento de radiação* ( $X_0$ ) para o desenvolvimento longitudinal e do *raio de Molière* ( $\rho_M$ ) para o desenvolvimento lateral. As duas unidades são definidas para energias maiores que 1 GeV.

O *comprimento de radiação* ( $X_0$ ) é a quantidade de matéria que, ao ser atravessada, acarreta numa redução da energia incidente por um fator de  $1/e$ , considerando apenas a perda de energia por emissão de radiação. Portanto, um elétron de alta energia perde em

média 63,2% ( $1 - e^{-1}$ ) de sua energia quando atravessa 1  $X_0$  de material. Para cálculos aproximados, com erro de 3%, usa-se a seguinte expressão:

$$X_0 = \frac{716,4 A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} g/cm^{-2} \quad (8)$$

Onde A e Z são respectivamente o peso e o número atômicos. O livre caminho médio para fótons de alta energia é definido como  $7X_0/9$  do livre caminho médio considerando apenas a produção de pares. Para mistura de diferentes materiais,  $X_0$  pode ser calculado como:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i V_i / X_i \quad (9)$$

Onde  $V_i$  e  $X_i$  são a fração do volume e do comprimento de radiação (expressa em mm) do  $i$ ésimo componente da mistura.

O *raio de Molière* ( $\rho_M$ ) é definido em termos do comprimento de radiação  $X_0$  e da energia crítica  $\epsilon_c$  pela equação:

$$\rho_M = \frac{21,2 X_0}{\epsilon_c} g/cm^2 \quad (10)$$

Em média, 90% da energia do chuveiro é depositada em um cilindro de raio  $\rho_M$  ao redor do eixo do chuveiro. O *raio de Molière* é muito menos dependente de Z que o *comprimento de radiação*, pois, enquanto a escala de  $X_0$  é da ordem de  $A/Z^2$ , para  $\rho_M$  a relação é de  $A/Z$ .

### 3.1.1.5 Perfil do chuveiro eletromagnético

O comprimento de radiação tem significados diferentes para elétrons e fótons. Chuveiros iniciados por elétrons de altas energias e por fótons se desenvolvem inicialmente de forma bastante diferente. Em contato com o material, elétrons de altas energias começam a irradiar imediatamente. No seu trajeto, já em poucos milímetros de material, eles podem emitir milhares de fótons por *Bremsstrahlung*. Por outro lado, fótons podem ou não converter a mesma quantidade de material. No último caso ele não perde energia, e quando eles convertem logo no início, eles podem perder o tanto quanto ou mais que elétrons na mesma quantidade de material.

Expresso em termos de  $X_0$  e  $\rho_M$ , o desenvolvimento do chuveiro eletromagnético é, aproximadamente, independente do material, mas essa escala não é perfeita, como mostra a Fig.3.4.

A diferença ocorre pelo fato de que a multiplicação de partículas continua até energias mais baixas em materiais de altos valores de Z, e decresce de maneira mais devagar a partir do máximo do chuveiro.

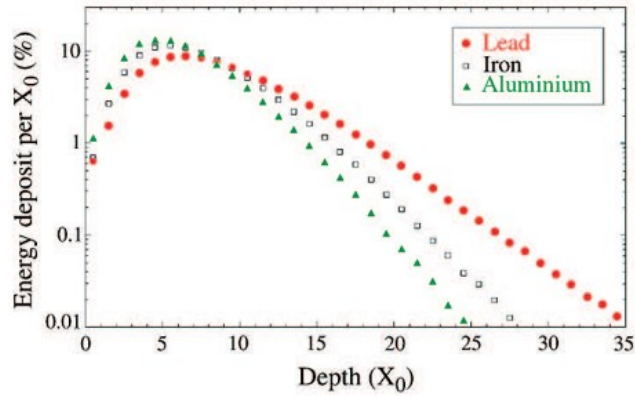


Fig.3.4. Perfil longitudinal do desenvolvimento de chuva com elétrons de 10 GeV em alumínio (Z=13), ferro (Z=26) e chumbo (Z=82) (WIGMANS, 2000).

Para o desenvolvimento lateral do chuva, a influência devido à diferença de material é muito menor. Além disso, não há dependência de energia. Um dado cilindro (suficientemente longo) conterá a mesma fração de energia para um chuva de 1 GeV ou 1 TeV.

### 3.1.2 Chuveiro Hadrônico

Em chuviscos desenvolvidos por hádrons, uma complicação adicional surge devido à interação forte. Esta interação é responsável por:

- A produção do chuva de partículas hadrônicas. A vasta maioria destas partículas, cerca de 90%, são píons. Os píons neutros decaem em dois fótons, o que desenvolve chuviscos eletromagnéticos;
- A ocorrência de reações nucleares. Neste processo, nêutrons e prótons são liberados dos núcleos atômicos. A energia das ligações nucleares desses núcleos tem que ser fornecida. Por isso, a fração de energia do chuva necessitada para este propósito não contribui para o sinal medido pelo calorímetro. Este fenômeno é chamado de “energia invisível”. A proporção de sinal observável, isto é, “visível” induzido por chuviscos é denotada por  $e/\pi$ .

O chuva eletromagnético iniciado por  $\pi^0$  desenvolve da mesma maneira que aqueles iniciados por fótons de altas energias. A fração do chuva eletromagnético carregada por estas componentes eletromagnética varia fortemente de evento por evento. Após  $n$  gerações de reações, a fração média da energia do chuva carregada por  $\pi^0$  é dada por:

$$f_{em} = 1 - (1 - 1/3)^n \quad (11)$$

Em média, esta fração cresce com a energia do chuveiro, uma vez que  $\pi^0$  pode ser produzido por partículas do chuveiro secundárias ou de ordem maiores. Quanto maior a energia do chuveiro, maior a geração de partículas do chuveiro, maior é  $f_{em}$ . Tipicamente,  $f_{em}$  aumenta em média 30% a 10 GeV e 50% a 100 GeV, como mostra a Fig.3.5

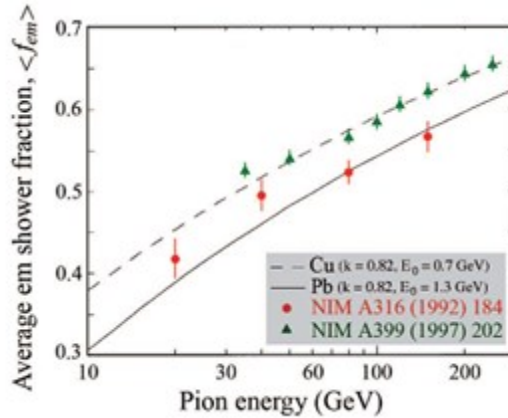


Fig.3.5. Comparação entre resultados experimentais em calorímetros de cobre e de chumbo (WIGMNS, 2000).

Para exemplificar, em um típico chuveiro hadrônico desenvolvido em chumbo, a energia remanescente (não eletromagnética) é depositada da seguinte maneira: ionizam partículas (56%, dois terços dos prótons), nêutrons (10%), energia invisível (34%). Os nêutrons são muito pouco energéticos (tipicamente 3 MeV), em média são 37 nêutrons por GeV de energia depositada. Os prótons (que dominam os sinais não eletromagnéticos nos calorímetros) originam primariamente do processo de fragmentação nuclear, eles carregam por volta de 50 – 100 MeV. Estes números mostram que a maior parte da energia não eletromagnética é depositada através de nucleons e não por partículas relativísticas como os píons. Essas características têm importante consequência para calorimetria.

- Como resultado do fenômeno de energia invisível, os sinais dos calorímetros para hádrons são geralmente menores que os elétrons de mesma energia (não-compensação);
- Uma vez que a fração de energia eletromagnética é dependente da energia da partícula incidente, o calorímetro é não-linear para detecção de hádrons.

Os perfis do chuveiro hadrônico são governados pelo comprimento de interação nuclear ( $\lambda_{int}$ ), isto é, a distância média que os hádrons viajam antes de induzir uma interação nuclear. Este comprimento de interação, expressa em  $g/cm^2$ , é proporcional a  $\sqrt[3]{A}$ . Em média, o perfil do chuveiro hadrônico é muito semelhante ao eletromagnético, exceto pelo fato de que a escala é muito maior para o chuveiro hadrônico. Por exemplo, para o cobre  $X_0 = 1,4$  cm enquanto  $\lambda_{int} = 15$  cm.

Outra diferença importante entre os chuveiros eletromagnético e hadrônico é a grande variedade de perfis para este último. Este fato é mostrado na Fig.3.6, que mostra quatro diferentes chuveiros induzidos por píons de 270 GeV. As formas “estranhas”

resultam da produção de  $\pi^0$  energéticos de segunda ou terceira geração de desenvolvimento do chuveiro.

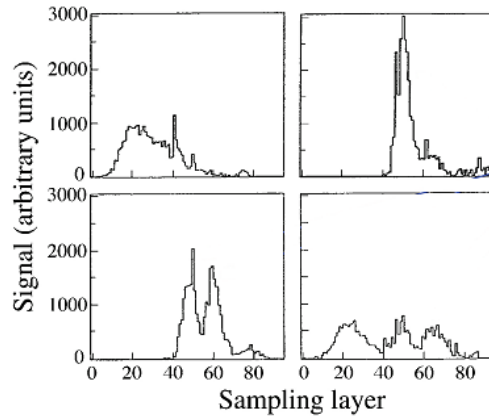


Fig.3.6. Perfis longitudinais para 4 diferentes chuviros induzidos por píons de 270 GeV (WIGMANS, 2000).

Assim como para o chuveiro eletromagnético, a profundidade do calorímetro necessário para conter chuviros hadrônicos aumenta de maneira logarítmica com a energia como mostra a Fig.3.7.

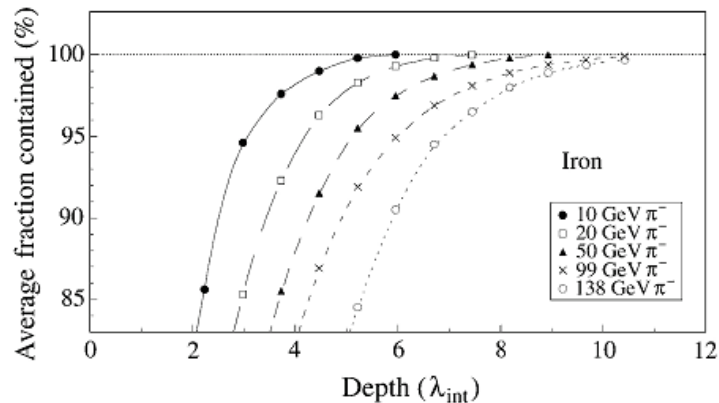


Fig.3.7. Fração média de energia contida em um bloco de matéria com dimensões transversas infinitas, em função da espessura do absorvedor (WIGMANS, 2000).

No entanto, devido a grande flutuação longitudinal no desenvolvimento do chuveiro, efeitos de fuga ainda podem desempenhar um papel importante, até para calorímetros que contenham 99% do chuveiro. Lateralmente, é necessário menos material para conter chuviros de altas energias do que o de baixa energia como mostra a Fig.3.8. Isto é uma consequência do fato de que a fração do chuveiro eletromagnético aumenta com a energia. O chuveiro eletromagnético produzido por  $\pi^0$  tende a se desenvolver próximo ao eixo do chuveiro.

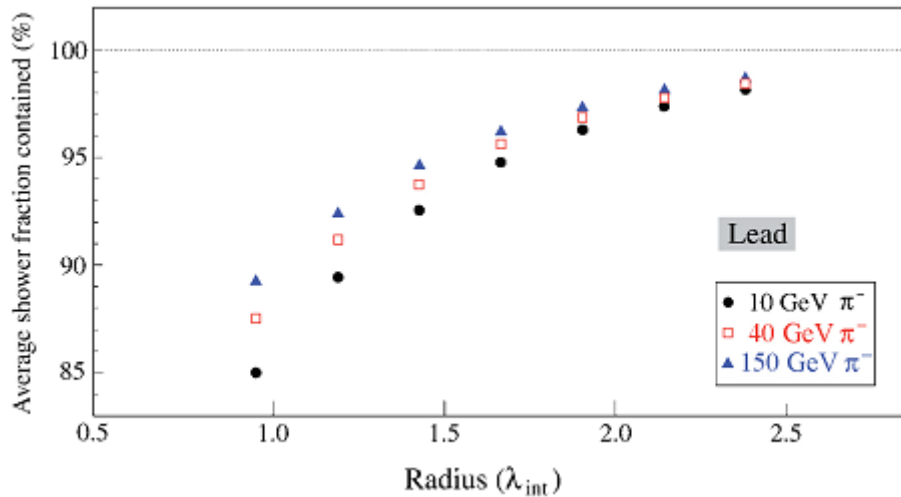


Fig.3.8. Fração média de energia média contida em um cilindro de material absorvedor infinitamente longo, em função do raio do cilindro, para píons de diferentes energias em um calorímetro de chumbo (WIGMANS, 2000).

A diferença entre  $X_0$  e  $\lambda_{int}$ , que pode ser maior que um fator de 30 para materiais de alto valor de  $Z$  é altamente usado para diferenciar chuviros eletromagnéticos e hadrônicos.

### 3.1.3 Propriedades dos Chuviros de Partículas

Em chuviros eletromagnéticos causados por elétrons de alta energia ou por  $\pi^0$  gerados em chuviros hadrônicos, a energia é inteiramente depositada por elétrons e pósitrons. Muitas dessas partículas são muito leves. Uma parte considerável, por volta de 40%, da energia carregada por elétrons de 10 GeV é depositado por partículas de chuviro com energia abaixo de 1 MeV, isto é, por partículas carregando menos que  $10^{-4}$  da energia das partículas que começaram o chuviro.

Como consequência, o número de diferentes partículas do chuviro em que a energia eletromagnética é depositada é enorme. A maioria esmagadora dessas partículas é elétron, superando muito o número de pósitron o que mostra a dominante importância do espalhamento Compton e do efeito fotoelétrico no processo de depósito de energia.

Este fato gera outra consequência importante. As partículas que contribuem para o sinal do calorímetro são em grande medida distribuídas isotropicamente, isto é, essas partículas “esquecem” a direção da partícula inicial que criou o chuviro. Isso é verdade tanto para chuviros eletromagnéticos quanto para hadrônicos. Os elétrons são numerosamente criados por espalhamento Compton e efeito fotoelétrico e a contribuição para o sinal em um calorímetro de amostragem é praticamente independente da orientação dos elementos ativos do calorímetro. As partículas em que a energia do chuviro eletromagnético é depositada viajam, em média, distâncias muito curtas no calorímetro. Já para as partículas em que a energia do chuviro eletromagnético é depositada a distância é ainda menor.

## 3.2 Resposta a energia do calorímetro de amostragem

Existem calorímetros homogêneos, no qual o meio absorvedor e o meio ativo (que produz o sinal) são o mesmo, e os calorímetro de amostragem, onde o meio absorvedor (meio passivo) e o meio gerador de sinal (meio ativo) são feitos de materiais diferentes. Apenas este último tipo de calorímetro será detalhado nesta secção uma vez que para este trabalho esse tipo de calorímetro é de interesse visto que o detector ATLAS é um calorímetro de amostragem. Detalhes dos calorímetros homogêneos podem ser encontrados em (WIGMANS,2000).

A resposta do calorímetro é definida como a média do sinal do calorímetro dividida pela energia da partícula que causou o sinal.

Um calorímetro em que a média do sinal para a detecção do elétron é proporcional a energia do elétron tem uma resposta eletromagnética que é constante em função da energia. Este calorímetro é dito linear para chuveiros eletromagnéticos.

A resposta do calorímetro é expressa em unidades como número de fotoelétrons por GeV ou picocoulombs por MeV dependendo do mecanismo de geração de sinal ou do sistema de aquisição de dados. Frequentemente se compara a resposta do calorímetro à diferentes tipos de partículas. As partículas conhecidas como *Minimum ionizing particles (mips)* servem como “marca registrada da partícula”. Elas são assim conhecidas por deixar o mínimo de ionização em cada uma das camadas do calorímetro. Se a resposta do calorímetro a uma partícula X é menor que a resposta em mips, isto é, o calorímetro produz, em média, um sinal menor para partículas X de dada energia do que para mips que deposita a mesma energia, então  $X/mips < 1$ .

### 3.2.1 Resolução de energia de calorímetros eletromagnéticos

A medição da energia em um calorímetro eletromagnético é baseada no princípio de que a energia libertada no material do detector pelas partículas carregadas do chuveiro, principalmente por ionização e excitação, é proporcional à energia da partícula incidente.

O comprimento total do trajeto do chuveiro  $T_0$ , definido como a soma de todos os trajetos ionizados devidos às partículas carregadas do chuveiro, é proporcional a:

$$T_0 \left( \frac{g}{cm^2} \right) \propto \frac{E_0}{\epsilon} \quad (12)$$

Onde o símbolo  $\propto$  indica proporcionalidade e  $\frac{E_0}{\epsilon}$  é o número de partículas do chuveiro. A fórmula acima mostra que a medida do sinal produzido pelos trajetos carregados da cascata provê a energia  $E_0$  da partícula original. Esta medição pode ser realizada, por exemplo, através da detecção da luz produzida em um material cintilante, ou coletando a carga produzida num gás ou num líquido.

A resolução de energia intrínseca em um calorímetro ideal, ou seja, em um calorímetro de tamanho infinito e nenhuma resposta a deterioração devido aos efeitos instrumentais (por exemplo, ineficiência em coletar os sinais, não uniformidade mecânica) é principalmente devido a  $T_0$ . Uma vez que  $T_0$  é proporcional ao número de segmentos de trajetos no chuveiro, e o desenvolvimento chuveiro é um processo estocástico, a resolução de energia intrínseca é dada, a partir de argumentos puramente estatísticos, por:

$$\sigma(E) \propto \sqrt{T_0} \quad (13)$$

A partir do qual a dependência da resolução de energia fracionada em energia pode se derivada:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{T_0}} \propto \frac{1}{\sqrt{E_0}} \quad (14)$$

A atual resolução de energia de um calorímetro realístico é deteriorada por outras contribuições e pode ser escrito de maneira mais geral como:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (15)$$

onde o símbolo  $\oplus$  indica uma soma quadrática. O primeiro termo do lado direito da igualdade é o *termo estocástico*, o segundo termo é o *termo de ruído*, e o terceiro termo é o *termo constante*. No entanto, a técnica de calorimetria ótima pode ser muito diferente para as experiências que operam em energias de diferentes faixas, uma vez que a resolução de energia é dominada por diferentes contribuições. Estas contribuições são discutidas, por sua vez abaixo:

### **Termo Estocástico**

Para calorímetros de amostragem, a energia depositada no meio ativo flutua de evento para evento devido às camadas ativas estarem intercaladas com camadas absorvedoras. Essa *flutuação de amostragem* representa a mais importante limitação para a resolução de energia para esses detectores e é devida à variações no número de partículas carregadas  $N_{ch}$  que cruzam as camadas ativas. Este número é proporcional a:

$$N_{ch} \propto \frac{E_0}{t} \quad (16)$$

onde  $t$  é a espessura das camadas absorvedoras em comprimento de radiação. Se for assumido estatisticamente independente os cruzamentos pelas camadas ativas, o que é razoável se as camadas absorvedoras não forem muito finas, então a contribuição de “amostragem” para a resolução de energia vem da flutuação de  $N_{ch}$ , isto é:



$$\frac{\sigma}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{ch}}} \propto \sqrt{\frac{t}{E_0(\text{GeV})}} \quad (17)$$

Quanto menor a espessura  $t$ , maior o número de vezes que o chuveiro é amostrado pelas camadas ativas e o número de partículas detectadas e melhor a resolução de energia. Por isso, em princípio, a resolução de energia para calorímetros de amostragem pode ser melhorada reduzindo a espessura das camadas absorvedoras.

A resolução de energia típica de calorímetros eletromagnéticos de amostragem está na faixa de 5-20% /  $\sqrt{E}$  (GeV).

Outro parâmetro de calorímetro de amostragem é a fração de amostragem  $f_{\text{samp}}$ , que tem um impacto sobre o termo de ruído da resolução de energia:

$$f_{\text{samp}} = \frac{E_{\text{mip}}(\text{ativa})}{E_{\text{mip}}(\text{ativa}) + E_{\text{mip}}(\text{absorvedora})} \quad (18)$$

onde  $E_{\text{mip}}(\text{ativa})$  e  $E_{\text{mip}}(\text{absorvedora})$  indicam as energias depositadas por uma partícula de mínima ionização incidente na parte ativa e na parte absorvente do detector, respectivamente.

### **Termo de Ruído**

Esta contribuição para a resolução de energia vem do ruído eletrônico da cadeia de leitura e depende da técnica de detector e sobre as características do circuito de leitura (capacitância detector, cabos, etc.).

Calorímetros em que o sinal é recolhido sob a forma de luz, tais como de amostragem baseado em cintilador ou calorímetros homogêneos, apresentam pequenos níveis de ruído se o primeiro passo da corrente eletrônica é um dispositivo fotossensível. Por outro lado, o ruído é maior em detectores, em que o sinal é recolhido sob a forma de carga, porque o primeiro elemento da cadeia de leitura é um pré-amplificador. Técnicas como a formação de sinal e filtragem ideal são usadas para minimizar o ruído eletrônico nestes detectores.

No entanto, uma limitação fundamental permanece. Isto pode ser descrito esquematicamente pela relação:

$$Q = \sqrt{4kTR\delta F} \quad (19)$$

onde  $Q$  é a taxa de ruído equivalente,  $k$  a constante de Boltzmann,  $T$  a temperatura,  $R$  a resistência de ruído equivalente do pré-amplificador, e  $\delta F$  a largura de banda. O que mostra que o ruído aumenta quando se deseja operar a uma taxa elevada.

A contribuição de ruído para a resolução de energia aumenta com a diminuição da energia das partículas incidentes e em energias abaixo de alguns GeV pode tornar-se dominante. Na calorimetria de amostragem, o termo de ruído pode ser diminuído aumentando a fração de amostragem, pois quanto maior for a fração de amostragem, maior o sinal a partir do meio ativo e, portanto, maior a relação sinal ruído.

### **Termo Constante**

Este termo inclui contribuições que não dependem da energia da partícula. Efeitos de instrumentos que causam variação na resposta do calorímetro. Não uniformidades podem se originar a partir da geometria do detector (por exemplo, se as camadas absorventes e ativas têm formas irregulares), a partir de imperfeições na estrutura mecânica do detector e do sistema de leitura, a partir de gradientes de temperatura, a partir do envelhecimento do detector, de danos por radiação, etc.

Estas não uniformidades podem ser resolvidas (em grande parte), se possuírem um padrão, tal como é o caso, se forem relacionados com a geometria do detector ou se elas são originárias da cadeia de leitura.

#### ***3.2.1.1 Calorímetros de Amostragem Líquidos***

Calorímetros de amostragem podem ser classificados de acordo com o tipo de meio ativo: calorímetros de cintilação, calorímetros de gás, calorímetros de estado sólido, e calorímetros líquidos, sendo o calorímetro eletromagnético do ATLAS formado por este último meio, por este motivo este tipo de calorímetro será detalhado de acordo com FABJAN e GIANOTTI (2003). No primeiro caso, o sinal é recolhido sob a forma de luz, nos últimos três casos, sob a forma de carga elétrica. Entre os materiais de absorção utilizados estão chumbo, ferro, cobre e urânio.

Calorímetros de líquido quente (por exemplo, tetramethylpentane ou TMP) trabalham a temperatura ambiente sem a sobrecarga de criogenia, o que pode ser uma vantagem em certas aplicações especializadas. No entanto, eles são caracterizados por resistência à radiação pobre e que sofrem de problemas de pureza. Calorímetros de amostragem de líquidos criogênicos foram e ainda são amplamente utilizados em experimentos de física de alta energia, principalmente com o argônio como o meio ativo.

Calorímetros de amostragem líquidos são relativamente uniformes e são fáceis de calibrar porque o meio ativo é distribuído de forma homogênea dentro do volume e a coleta do sinal não está sujeita a variações de célula-a-célula, que caracterizam os detectores com leitura óptica. Eles possuem boa resolução de energia e uma resposta estável com o tempo. Os inconvenientes são os equipamentos criogênicos, o que complica a operação e introduz material morto adicional à frente do calorímetro (criostato), a necessidade de atingir e manter as condições de alta pureza, que por sua vez necessita de um sistema de purificação, e o fato de que um calorímetro líquido clássico tem uma coleta de carga relativamente lenta. Esta última desvantagem, o que tornaria esses detectores

inadequados para operação em máquinas de alta taxa, foi recentemente superada pela introdução de uma nova geometria, geometria de “acordeão”, escolhido para o calorímetro eletromagnético ATLAS que utiliza Argônio Líquido como material absorvedor e eletrodos de chumbo.

Em calorímetros de amostragem de argônio líquido convencional, as camadas absorvedoras e ativas alternadas são colocadas perpendicularmente à direção da partícula incidente como mostra a Fig.3. 9(a). Os sinais de ionização produzida pelo chuvaire nas lacunas do argônio líquido são coletados por eletrodos localizados no meio das lacunas. Estes eletrodos estão carregados com alta voltagem enquanto os absorvedores estão aterrados. Para uma lacuna típica de argônio líquido de 2 mm em cada lado dos eletrodos coletores e a uma tensão de aproximadamente 2kV através da lacuna, o tempo de curso do elétron para os eletrodos é de aproximadamente 400 ns. Este tempo, que é necessário para coletar a carga de ionização total, é muito lento para operações do LHC. A solução é a integração da corrente de ionização  $t_p$  ao longo de um tempo de apenas 40-50 ns, recolhendo assim só uma fração da carga total. Esta solução tem a desvantagem de que a relação sinal ruído é degradada, e só pode funcionar se o tempo de transferência do sinal a partir dos eletrodos para a cadeia de leitura é muito menor do que  $t_p$ , ou seja, se os cabos e ligações (que introduzem capacitância e indutância e, por conseguinte, da origem a uma constante de tempo do circuito) são minimizados. Com a geometria do eletrodo padrão, cabos longos são necessários para agrupar sucessivas camadas longitudinais para formar torres de calorímetro e para transferir o sinal a partir destas torres para a cadeia eletrônica, a qual é, em geral, situada na extremidade de um módulo de calorímetro. Como consequência, o tempo de transferência de carga dos eletrodos para o primeiro elemento da cadeia de leitura (geralmente um pré-amplificador) é de várias dezenas de ns, isto é, comparável a  $t_p$ , e um sinal muito pequeno é coletado se  $t_p = 40-50$  ns. Além disso, estes cabos introduzem espaços mortos entre as torres do calorímetro à custa da hermeticidade do detector.

Estes problemas podem ser resolvidos através da colocação das camadas de absorção e de folga perpendicular à direção das partículas. Desta forma, o sinal dos eletrodos de coleta pode ser extraído diretamente das faces frontais e traseiras do calorímetro e enviado para a cadeia de leitura com um número mínimo de cabos e conexões. Espaços mortos dentro do volume ativo do detector também são minimizados com esta geometria. No entanto, a fim de impedir que as partículas incidentes escapem através das lacunas do argônio líquido sem atravessar o absorvedor, os eletrodos devem ser dobrados em forma de acordeão, tal como ilustrado na Fig.3. 9(b).

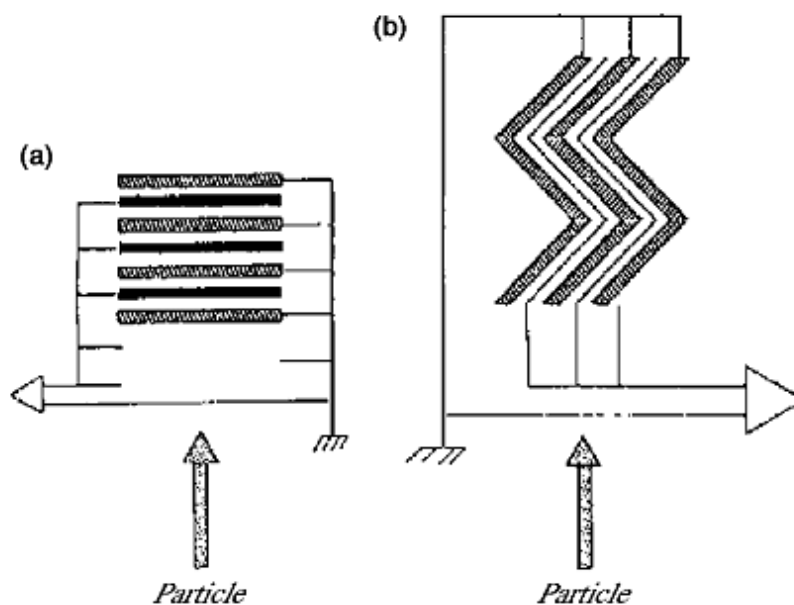


Fig.3. 9. Esquema da geometria de um calorímetro de amostragem tradicional (a) e da geometria do calorímetro em forma de acordeão (b) (FABJAN e GIANOTTI, 2003)

### 3.2.1 Resolução de energia de calorímetros hadrônicos

Cascatas hadrônicas implicam interações nucleares com o seu correlato em energia visível. Como o chuveiro hadrônico possui menos energia mensurável que um chuveiro eletromagnético, espera-se que, em média, para partículas com a mesma energia incidente a resposta do sinal de hádrons será menor, isto é,  $e/\pi > 1$ . Evento por evento a energia irá flutuar entre dois extremos: totalmente eletromagnética, produzindo o mesmo sinal que um elétron, ou totalmente hadrônica com um máximo de energia em visível como mostra a Fig.3.10.

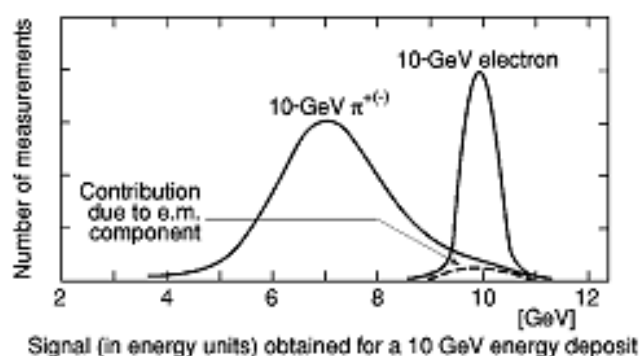


Fig.3.10. Resposta conceitual de calorímetros para elétrons e hadrons (FABJAN e GIANOTTI, 2003)

Com esta análise é possível chegar a algumas conclusões qualitativas para instrumentos com  $e/\pi \neq 1$ :

- Flutuações em  $f_{em}$  são a maior componente da resolução de energia;
- O valor médio de  $f_{em}$  é dependente da energia, portanto calorímetros têm uma resposta para hádrons que é não linear em relação a energia;
- As flutuações mencionada acima são não-Gaussianas e portanto a escala de resolução de energia são mais fracas que  $1/\sqrt{E}$ .
- Detectores que efetuam compensação para perda de energia invisível são chamados calorímetros compensados. É possível ajustar a resposta  $e/\pi$  de um calorímetro com o intuito de alcançar  $e/\pi = 1$  e então otimizar a performance.

Como já dito, uma conveniente escala de referência para a resposta calorímetro é o sinal a partir de partículas mínimas ionizantes (mip). Similarmente, a resposta relativa para uma componente puramente hadrônica de um chuveiro hadrônico será  $h/mip$  que pode ser decomposta em:

$$\frac{h}{mip} = f_{ion} \frac{ion}{mip} + f_n \frac{n}{mip} + f_\gamma \frac{\gamma}{mip} \quad (20)$$

onde  $f_{ion}$ ,  $f_n$  e  $f_\gamma$  são as frações médias para hádrons ionizados, nêutrons e fótons.

Calorímetros hadrônicos práticos são quase sempre construído como dispositivos de amostragem, a energia amostrada nas camadas ativas,  $f_{samp}$ , é tipicamente uma pequena fração, alguns por cento ou menos, do total da energia incidente.

Os hádrons energéticos perdem relativamente pouca energia ( $\lesssim 10\%$ ) por ionização antes de serem degradados para tais energias baixas que os processos nucleares dominam. E então a resposta do calorímetro será dominada pelos valores de  $n/mip$  e  $\gamma/mip$  tanto no material absorvedor quanto no material de leitura.

### 3.3 Os Calorímetros do detector ATLAS

O Sistema de Calorimetria do ATLAS é formado por calorímetros de amostragem com simetria e cobertura total em  $\phi$ , como explica FREUND (2001).

O calorímetro eletromagnético (ECAL) do ATLAS está localizado na parte mais interna do detector e cobre uma região de pseudorrapidez  $|\eta| < 3,2$ . Este calorímetro é dividido em duas partes, Barril do Calorímetro Eletromagnético (EMB), que cobre uma região pseudorrapidez de  $|\eta| < 1,475$ , e por suas Tampas (EMECs), cobrindo por sua vez a região de  $1, 375 < |\eta| < 3,2$ .

O calorímetro hadrônico HCAL cobre a mesma região de pseudorrapidez que o ECAL, envolvendo o mesmo. O seu barril alcança até  $\eta < 1$ , sendo adicionada uma extensão para aumentar o alcance na região de  $0,8 < |\eta| < 1,7$ . Juntos eles compõem o

Calorímetro Hadrônico de Telhas (TileCal). Finalmente, as Tampas do Calorímetro Hadrônico (HECs) cobrem a região de  $1,5 < |\eta| < 3,2$ .

Um calorímetro de menor precisão, Calorímetro Dianteiro (FCal), é utilizado para cobrir a região mais próxima do tubo do feixe, de  $3,1 < |\eta| < 4,9$ , compondo uma extensão ao ECAL através de sua primeira camada, e ao HCAL com suas segunda e terceira camadas.

Para todas as regiões de transição entre calorímetros citadas há a extensão dos mesmos de modo que haja sobreposição, com o objetivo de evitar a queda súbita de material.

A segmentação, granularidade e número de canais (um total de aproximadamente 190.000) em cada um dos calorímetros estão contidos na Tabela 3.1. Uma observação interessante é a queda da granularidade conforme o aumento de  $|\eta|$ . Esse fato se deve a região de precisão do ATLAS estar limitada para  $|\eta| < 2,5$  consequência da capacidade do ID de suportar radiação. A granularidade do HCAL é menor que a do ECAL, devido a maior largura de chuveiros HAD. Nas regiões de maior  $|\eta|$ , principalmente no FCal, a tarefa principal do calorímetro é reconstruir jatos e medir a energia transversa faltante ( $E_{\text{missT}}$ ), de modo que uma granularidade mais grosseira é aceitável. Ainda, é possível observar um decaimento da granularidade conforme o acréscimo das camadas de segmentação longitudinais, o que ocorre devido à expansão da espessura lateral do chuveiro conforme a propagação do mesmo pelo calorímetro.

### 3.3.1 Barril (EMB) e Tampas (EMEC) do Calorímetro Eletromagnético

Os calorímetros eletromagnéticos de precisão utilizam detectores de argônio líquido, contendo absorvedores compostos por eletrodos de cobre como meio ativo e como meio passivo, placas de chumbo ( $X_0 = 0,56$  cm e  $\lambda_{\text{int}} = 17,59$  cm). Estes calorímetros têm capacidade de operação com faixa de energia muito larga, começando em 50 MeV e chegando a 3 TeV. Além disso, a resolução de energia desse calorímetro deve atender no mínimo a relação:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad (21)$$

E sua linearidade de resposta deve ser melhor que 0,5% na região de energia até 300 GeV.

Por isso, o argônio líquido foi escolhido pelo seu comportamento linear e estabilidade de resposta temporal. Além disso, ele apresenta uma resistência a radiação intrínseca, necessário para esses calorímetros que estão na parte mais interna do detector.

Tabela 3.1. Regiões de cobertura em  $\eta$ , granularidade e número de canais de leitura das camadas dos calorímetros (FREUND, 2011).

<b>Pré-amostrador (PS)</b>	<b>Barril</b>	<b>Tampa</b>			
Cobertura	$ \eta  < 1,52$	$1,5 <  \eta  < 1,8$			
Segmentação Longitudinal	1 camada	1 camada			
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	$0,025 \times 0,1$	$0,025 \times 0,1$			
Canais de Leitura	7808	1536 (ambos os lados)			
<b>Eletromagnético</b>	<b>Barril</b>	<b>Tampa (EMEC)</b>			
Cobertura	$ \eta  < 1,475$	$1,375 <  \eta  < 3,2$			
Segmentação Longitudinal	3 camadas	3 camadas	$1,5 <  \eta  < 2,5$		
		2 camadas	$1,375 <  \eta  < 1,5$		
		2 camadas	$2,5 <  \eta  < 3,2$		
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	Camada 1	$0,003 \times 0,1$	$1,375 <  \eta  < 1,5$		
		$0,003 \times 0,1$	$1,5 <  \eta  < 1,8$		
		$0,004 \times 0,1$	$1,8 <  \eta  < 2,0$		
		$0,006 \times 0,1$	$2,0 <  \eta  < 2,5$		
		$0,1 \times 0,1$	$2,5 <  \eta  < 3,2$		
		Camada 2	$0,025 \times 0,025$	$0,025 \times 0,025$	$1,375 <  \eta  < 2,5$
				$0,1 \times 0,1$	$2,5 <  \eta  < 3,2$
				Camada 3	$0,050 \times 0,025$
		Canais de Leitura	101760		
		<b>Had. Telhas Cintilantes (Tile-Cal)</b>	<b>Barril</b>	<b>Barril estendido</b>	
Cobertura	$ \eta  < 1,0$	$0,8 <  \eta  < 1,7$			
Segmentação Longitudinal	3 camadas	3 camadas			
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )					
Camadas 1, e 2	$0,1 \times 0,1$	$0,1 \times 0,1$			
Camada 3	$0,2 \times 0,1$	$0,2 \times 0,1$			
Canais de Leitura	5760	4092 (ambos os lados)			
<b>Had. Argônio Líquido (HEC)</b>	<b>Tampa</b>				
Cobertura	$1,5 <  \eta  < 3,2$				
Segmentação Longitudinal	4 camadas				
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	$0,1 \times 0,1$		$1,5 <  \eta  < 2,5$		
	$0,2 \times 0,2$		$2,5 <  \eta  < 3,2$		
Canais de Leitura	5632 (ambos os lados)				
<b>Calorímetro Dianteiro (FCal)</b>	<b>Dianteiro</b>				
Cobertura	$3,1 <  \eta  < 4,9$				
Segmentação Longitudinal	3 camadas				
Granularidade ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	$\sim 0,2 \times 0,2$				
Canais de Leitura	1762 (ambos os lados)				

O sinal é gerado através da absorção das partículas geradas pelo chuveiro que causam a ionização do argônio líquido. A ionização gera um par elétron-ion, e se utiliza acoplamento capacitivo para direcionar as partículas carregadas para os eletrodos utilizando tensões na ordem de 2 kV.

A estrutura dos calorímetros é no formato de acordeão como mostra a Fig.3.11, que permite uma cobertura completa natural, sem fendas, em  $\varphi$ , assim como uma extração veloz dos sinais dos eletrodos na parte frontal e traseira.

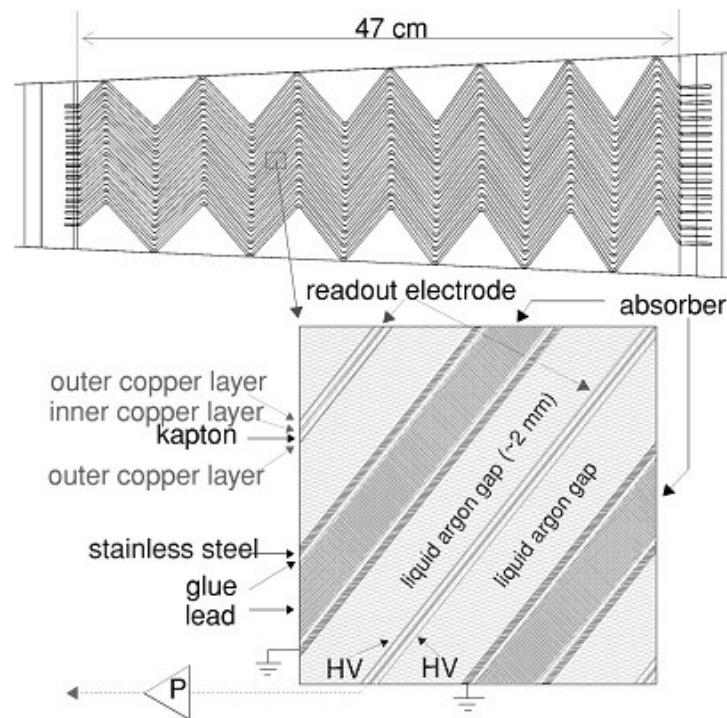


Fig.3.11. Acordeão para o barril do ECAL (ATLAS, 1996).

Para a tampa essa estrutura é mais complexa, uma vez que a amplitude das ondas do acordeão tem de crescer proporcionalmente ao raio. Um corte longitudinal do ECAL está disposto na Fig.3.12.

Devido à complexidade da geometria do calorímetro, existem três regiões de fendas, também simétricas em  $\varphi$ , nas quais a resposta do detector é degradada em comparação com o restante da cobertura. São elas:

- $\eta = 0$ : entre a junção das duas metades do barril, existe uma pequena fenda totalizando 6 mm de argônio líquido inativo;
- $|\eta| \sim 1,45$ : a região de transição entre o barril e a tampa é utilizada como trajeto para os cabos e serviços do ID. Essa região é a maior fenda do detector, começando a degradar lentamente a resposta do detector em  $|\eta| > 1,35$ , e indo até cerca de  $|\eta| < 1,68$ ;
- $|\eta| = 2,5$ : na região de transição entre a tampa mais externa e interna do detector uma pequena fenda de 3 mm. Uma degradação adicional é causada por um material morto colocado na frente deste local como um anel de suporte.



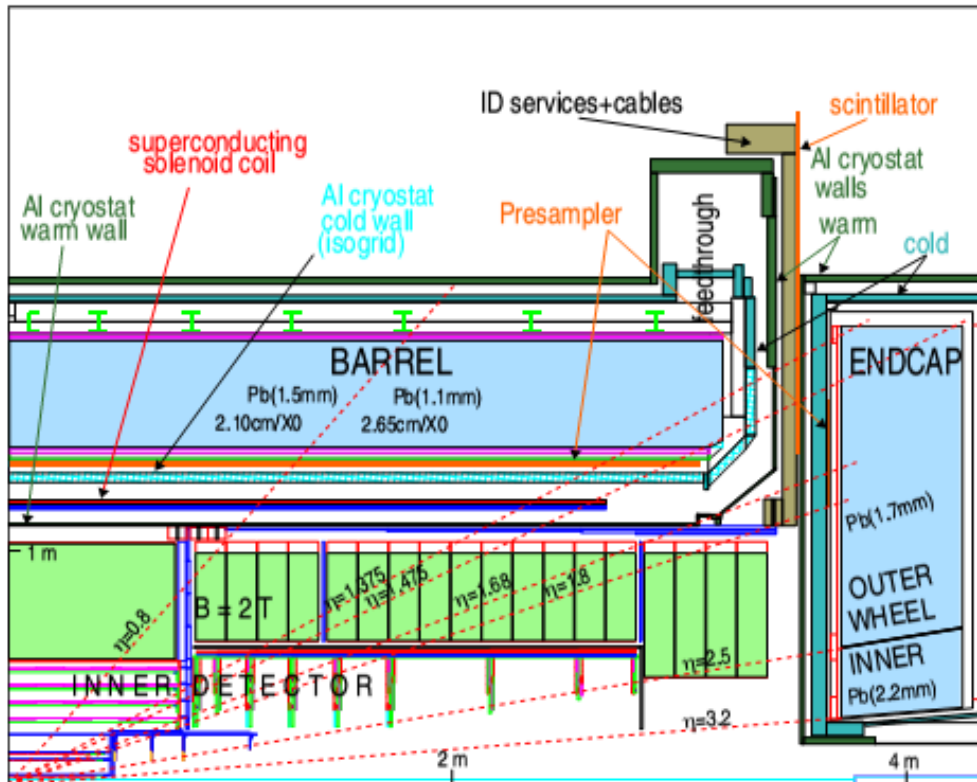


Fig.3.12. Seção de corte longitudinal do ECAL (ATLAS, 1996).

A estrutura de acordeão tem como vantagem a flexibilidade de segmentação longitudinal e transversa, permitindo a implementação de camadas com diferentes granularidades. São utilizadas três camadas, que podem ser observadas na Fig.3.13, com as seguintes propriedades:

**Primeira Camada do ECAL, ou Camada de Tiras/Strips (E1):** a primeira camada é composta por tiras finas com grande granularidade em  $\eta$ , tendo como objetivo fazer uma boa leitura dessa posição. Isso é especialmente importante no caso de fótons, que não são medidos pelo detector de traços, e ao mesmo tempo para casar os traços das partículas com seus respectivos chuveiros. Conforme o  $\eta$  aumenta, há um decréscimo da granularidade devido ao fato das tiras não poderem ser feitas com menos de 5 mm. A escolha de tiras mais grosseiras em  $\phi$  quando comparadas com a segunda e terceira camadas é consequência do campo magnético do Solenoide Central (CS) espalhar os chuveiros em  $\phi$  que possam ocorrer antes do calorímetro. Além disso, a partícula  $\pi^0$  é instável e decai de acordo com  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  em regiões próximas do calorímetro. Para que seja possível fazer a separação  $\pi^0 / \gamma$  é necessário granularidade de poucos milímetros, uma vez que só assim será possível fazer a distinção dos dois fótons do decaimento de um fóton "legítimo".

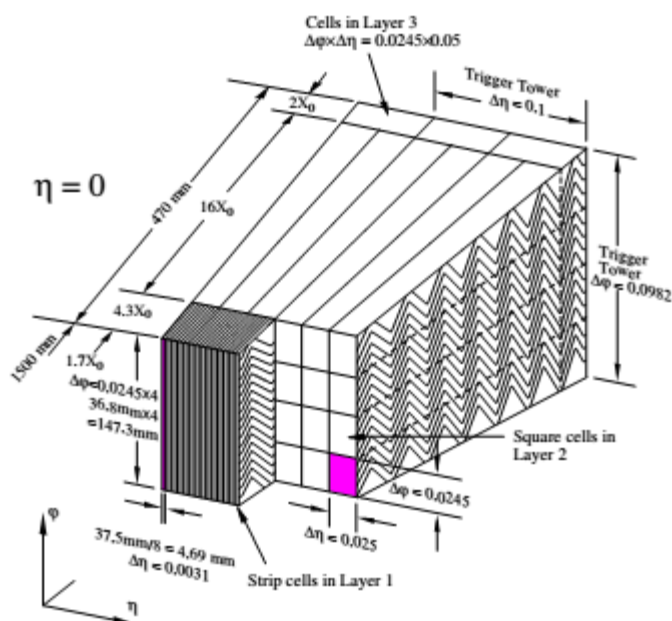


Fig.3.13. Esboço da estrutura de acordeão e a granularidade de suas camadas para  $|\eta|=0$  do EMB e a quantidade de  $X_0$  típicos para cada camada (ATLAS, 1996).

**Segunda Camada do ECAL, ou Camada Central/Middle (E2):** a segunda camada é responsável pela absorção da maior quantidade de energia. Ela é segmentada transversalmente em torres quadradas de  $\Delta\eta \times \Delta\phi \sim (0,025 \times 0,025)$ , que permitem um compromisso ótimo entre a contenção do perfil lateral do chuveiro com a contribuição do ruído por Empilhamento e eletrônico para a medição de energia.

**Terceira Camada do ECAL, ou Camada Trazeira/Back (E3):** a terceira camada tem a mesma granularidade que a central em  $\phi$ , mas sua granularidade é duas vezes mais grosseira em  $\eta$ . Ela é utilizada para separar chuveiros de altas energias, e contribui para a separação de  $\gamma$ /jato e elétron/jato. No caso da tampa para  $|\eta|>2,5$  são utilizadas apenas duas camadas com granularidade mais grosseira uma vez que se está fora da região de precisão.

Para fazer a medição com precisão da energia é necessário o mínimo de material antes de sua medição, de modo que essa não seja prejudicada pela geração de chuveiros antes dos calorímetros, o que causaria a perda de energia das partículas e deteriorando, simultaneamente, a precisão da posição de impacto da partícula com o mesmo. Por mais que todo o material colocado antes do calorímetro tenha sido otimizado para minimizar esse efeito, ainda assim é possível que isso ocorra, de modo que um instrumento Pré-amostrador foi colocado para estimar a perda de energia no material existente antes do calorímetro, como será mostrado mais a frente neste capítulo.

O ECAL tem de ser capaz de absorver completamente a energia das partículas que devem variar de 50 MeV até 3 TeV, como já dito. Para absorver as partículas com maiores energias, o ECAL conta com valores maiores a  $24 X_0$  no barril, e maiores a  $26 X_0$  na tampa.

### 3.3.2 Calorímetro Hadrônico de Telhas (TileCal), Dianteiro (FCal) e Tampa (HEC)

No barril do HCAL, chamado de TileCal, o meio de amostragem é formado por telhas de cintiladores de plástico e seu material passivo é o aço ( $\lambda_{\text{int}} = 16,8$  cm). Ao invés do efeito capacitivo utilizado no argônio líquido, os cintiladores de plástico são excitados pelas partículas carregadas do chuveiro, de modo que são emitidos fótons capturados pelas fibras óticas, que os direcionam as fotomultiplicadoras (PMTs). As PMTs geram um sinal proporcional à energia da partícula que iniciou o chuveiro. Essa técnica de amostragem é utilizada, pois nesta região mais externa e central do detector há pouca incidência de radiação, sendo possível utilizar um método com menor custo financeiro. A Fig.3.14 mostra as seções do TileCal.

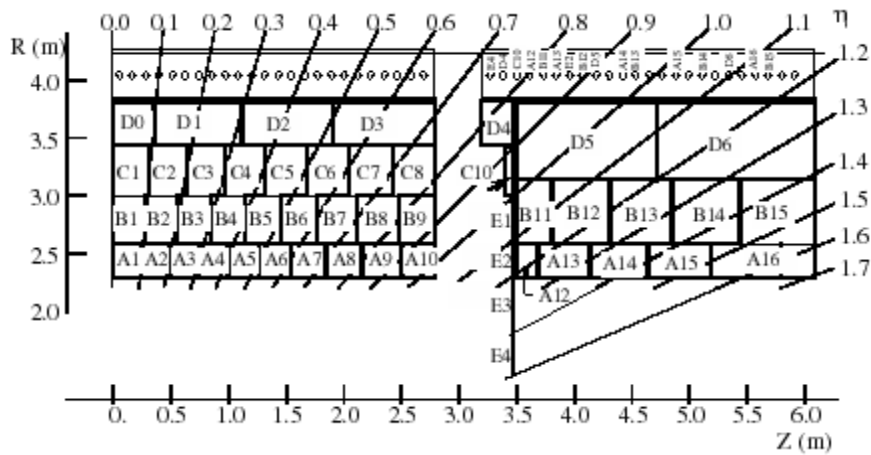


Fig.3.14. Geometria das células do TileCal (ATLAS, 1996)

O TileCal é segmentado longitudinalmente para garantir melhor identificação das partículas, e pela possibilidade de conseguir uma melhor resolução de energia através da calibração realizada pela ponderação do depósito em cada um das camadas. São utilizadas três camadas para esse propósito: Primeira Camada do HCAL (H0), Segunda Camada HCAL (H1) e Terceira Camada HCAL (H2).

A resolução de energia do calorímetro necessária para fazer a medição dos diversos jatos e hádrons gerados nas colisões e provenientes de outros decaimentos tem de atender a:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (22)$$

para  $|\eta| < 3$

A linearidade de resposta do calorímetro mínima é dentre de 2% em uma escala de até 4 GeV. É necessário que o HCAL tenha no mínimo a espessura de  $10 \lambda_{\text{int}}$  para a contenção completa dos chuveiros, tanto para garantir resolução de energia, quanto reduzir o ruído causado no *Espectrômetro de Múons*.

Para as tampas do calorímetro hadrônico (HEC) também se utiliza o argônio líquido como meio ativo devido a incidência de radiação, mas ao invés de chumbo, seu material passivo é o cobre ( $X_0 = 1,43$  cm e  $\lambda_{\text{int}} = 9,39$  cm). Sua estrutura foi projetada como uma chapa plana. São utilizadas duas tampas para cada HEC contendo, cada uma, 32 módulos idênticos. Cada módulo consiste de 24 chapas de cobre para a primeira tampa, e 16 chapas para a segunda. Em ambos os casos as chapas de cobre estão separadas por uma fenda de 8,5 mm contendo argônio líquido e três eletrodos. Essa estrutura foi escolhida principalmente por ter uma maior resistência a radiação e eficácia de custo, ainda fornecendo a cobertura espacial necessária.

Os requisitos de linearidade e de resolução de energia devem atender aqueles especificados para o TileCal. Ainda, um tempo de pico de sinal de aproximadamente 40 ns deve ser atendido pelo argônio líquido. Diferente do barril, a tampa do HEC possui 4 camadas, mas normalmente as duas camadas centrais são agrupadas em uma única camada, de forma a manter a uniformidade de segmentação longitudinal do HCAL.

Já o FCal apresenta uma estrutura diferenciada para suportar os elevados índices de radiação próximos ao tubo do feixe. Em sua primeira camada, é utilizada uma matriz de metal absorvedora de cobre contendo buracos igualmente distribuídos. Nesses buracos são colocados uma estrutura de hastes coaxiais e tubos, ambos novamente de cobre, separados por um pequeno pedaço de fibra de plástico resistente a radiação. A matriz e o tubo compõem o material passivo, enquanto o espaço remanescente entre o tubo e a haste é preenchido por argônio líquido, o meio de amostragem. O tubo está aterrado, enquanto as hastes estão em alta tensão, criando o efeito capacitivo.

O material das hastes e da matriz é substituído de cobre para tungstênio ( $X_0 = 0,350$  cm e  $\lambda_{\text{int}} = 5,72$  cm) com o objetivo de elevar a capacidade de absorção de partículas HAD nas segunda e terceira camadas. O acúmulo de íons de argônio líquido nas fendas limita a luminosidade máxima proporcionalmente a  $1/g^2$ , de forma que o comprimento das fendas (g) devem ser os menores possíveis. As dimensões das mesmas são de 250-375  $\mu\text{m}$  para a seção EM e 500  $\mu\text{m}$  para a seção HAD.

A tarefa principal desse detector é a reconstrução de jatos e fornecer hermeticidade para a medição de momento transversal faltante. Por isso, a resolução de energia para o HCAL na região dianteira pode ser menor, de acordo com:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (23)$$

Para  $3 < |\eta| < 5$

## 4 Reconstrução da Física do Canal $e/\gamma$

Uma vez que o LHC oferece alta energia e luminosidade, torna-se possível explorar a física de partículas desde a medição precisa de propriedades de objetos conhecidos até ultrapassar a fronteira de energias onde a física ainda não havia sido experimentada.

Por ser um detector de propósito geral, o ATLAS deve ser capaz de explorar diversos dos objetivos do LHC, e para isso ele precisa ter a capacidade de explorar um largo espectro de assinaturas físicas. Esse fato guiou a otimização do projeto do ATLAS, dando as especificações de sensibilidade e precisão do detector para que seja possível através das assinaturas, realizar a reconstrução com precisão da física ocorrida nas colisões. Para isso, são utilizados algoritmos para buscar assinaturas de interesse como, por exemplo, o Canal Elétron, Pósitron e Fóton ( $e/\gamma$ ) e os hádrons e jatos por serem ruídos de fundo.

### 4.1 Algoritmos de identificação de elétrons no Sistema de filtragem

#### 4.1.1 Algoritmos Padrões da Cadeia de Filtragem de $e/\gamma$

A identificação de elétrons no primeiro nível de filtragem (L1) é feita a partir de algoritmos velozes devido ao pequeno tempo de latência deste nível. Conseqüentemente, a seleção é feita a partir de cortes simples utilizando informações triviais das células dos calorímetros. Essas informações são obtidas através da análise da energia transversa do evento além dos perfis longitudinal e lateral dos chuveiros. A Fig.4.1 ilustra o algoritmo de filtragem para elétrons.

Este algoritmo é baseado em uma janela contendo  $4 \times 4$  torres de *trigger* em  $\eta \times \varphi$  tanto para o calorímetro eletromagnético quanto para o hadrônico. Cada torre de *trigger* possui granularidade de  $0,1 \times 0,1$  em  $\eta \times \varphi$  e são produzidas pela soma analógica das células do calorímetro. A janela de análise percorre todo o calorímetro na região de  $|\eta| < 2,5$ , em passos de uma torre em  $\eta$  e em  $\varphi$ . Em cada região, são calculadas as seguintes variáveis:

- A soma das torres tanto EM quanto no HAD numa região de  $2 \times 2$  em  $\eta \times \varphi$  localizadas no centro da janela de análise do L1. Este teste é considerado bem sucedido se a soma das torres ultrapassar um valor de corte determinado;
- $E_T$ : quatro aglomerados de células ou *clusters* eletromagnéticos sobrepostos, correspondendo às somas de duas torres. O *cluster* mais energético deve ser maior ou igual a um determinado patamar para que este teste seja bem sucedido. É esta variável que determina, para L1, a energia transversa da RoI;

- $HAD_{Core}$  (Núcleo Hadrônico): soma das quatro torres do calorímetro hadrônico, posicionadas atrás dos *clusters* eletromagnéticos. Este teste é bem sucedido se a soma for menor ou igual a um determinado patamar;
- $EM_{Isol}$ : anel de isolamento eletromagnético. Este anel é a soma da energia transversa das 12 torres eletromagnéticas posicionadas ao redor dos quatro *clusters* eletromagnéticos. O teste é considerado bem sucedido se o valor da soma for menor ou igual a um patamar de decisão estabelecido para este corte;
- $HAD_{Isol}$ : anel de isolamento hadrônico. Como o anel eletromagnético, porém, com a soma das 12 torres hadrônicas posicionadas ao redor do núcleo hadrônico.

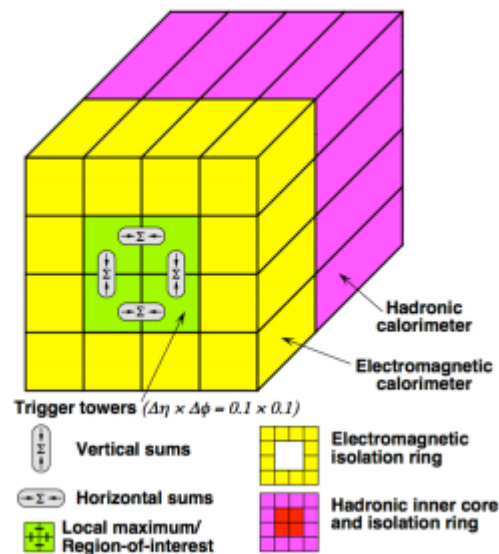


Fig.4.1. Torres de *trigger* utilizadas para seleção de elétrons no L1 (ATLAS, 1998).

O primeiro teste determina uma possível região de interesse (RoI). No caso de cortes sem isolamento, a região será aprovada somente se o segundo teste for bem sucedido. Para cortes com isolamento, a região de análise precisa passar pelos últimos 4 cortes.

No segundo nível de filtragem (L2) a identificação de elétrons é feita através do algoritmo T2Calo. Primeiramente, T2Calo refina a posição da RoI em  $\eta \times \phi$  através do cálculo de seu baricentro utilizando as células da segunda camada do calorímetro eletromagnético em sua granularidade mais fina. A seguir, o T2Calo analisa a energia e os perfis longitudinal e lateral do chuveiro, resumindo as informações em 4 variáveis. Cada variável tem um patamar de corte dependendo da assinatura de interesse, que define se o evento é ou não aceito. Essas variáveis são analisadas de maneira sequencial, o que significa que, um dado corte só é aplicado a uma variável se o evento for aprovado pela variável anterior. As 4 variáveis são, em ordem de análise:

- Razão de Núcleo ( $R_{\text{core}}$ ): Para a segunda camada eletromagnética,  $R_{\text{core}} = E_{3 \times 7} / E_{7 \times 7}$ , onde  $E_{\text{mxn}}$  é a energia depositada em uma região de  $m \times n$  células em  $\eta \times \varphi$  ao redor da célula mais energética, ou quente, desta camada. Para ser aprovado, o evento deve ter essa variável com valor maior ou igual a um patamar de corte;
- Razão de Energia ( $E_{\text{ratio}}$ ): Para a primeira camada eletromagnética,  $E_{\text{ratio}} = (E_1 - E_2) / (E_1 + E_2)$ , calculada em uma região de  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,125 \times 0,2$  ao redor do baricentro da RoI.  $E_1$  e  $E_2$  são, respectivamente, a primeira e a segunda célula de maior energia. Um dado evento será aprovado caso esta variável seja maior ou igual ao patamar de corte estabelecido;
- Energia Transversa Eletromagnética ( $E_{\text{TEM}}$ ): É a energia transversa total depositada, nas 3 camadas eletromagnéticas, em uma região de  $3 \times 7$  células em  $\eta \times \varphi$  centrada na célula quente da segunda camada eletromagnética. Um dado evento será aprovado caso esta variável seja maior ou igual ao patamar de corte estabelecido;
- Razão de Energia Eletromagnética e Hadrônica ( $E_{\text{HAD}}/E_{\text{EM}}$ ):  $E_{\text{HAD}}$  é a energia transversa total depositada, nas 3 camadas hadrônicas, em uma janela de  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,2 \times 0,2$  centrada no baricentro da RoI. O corte é aplicado na razão  $E_{\text{HAD}}/E_{\text{EM}}$  e o evento será aprovado somente se esta razão for menor ou igual ao patamar de corte estabelecido.

A análise do T2Calo é muito semelhante à que ocorre no L1, a menos da granularidade dos detectores que em L2 é completa. Na Fig. 4.2 é mostrada a distribuição das 4 variáveis do T2Calo, para elétrons e jatos que foram aprovados pelo L1. É possível perceber através dos cortes que o T2Calo é muito eficiente ao custo do alto falso alarme.

A Fig. 4.3 mostra o percentual de redução no número de eventos, obtido quando se efetua o corte em cada uma das 4 variáveis do T2Calo. Observa-se, no caso dos elétrons, que o maior corte é feito pela energia transversa, enquanto que para jatos, o corte mais forte é proporcionado pela razão de energia na primeira camada de EM ( $E_{\text{ratio}}$ ). Por fim, nota-se, novamente, a pouca relevância da análise da energia depositada no calorímetro hadrônico para a distinção entre as duas partículas. Ao final dos 4 cortes, o T2Calo provê uma eficiência de detecção de 97,34%, para um falso alarme de 20,3%.

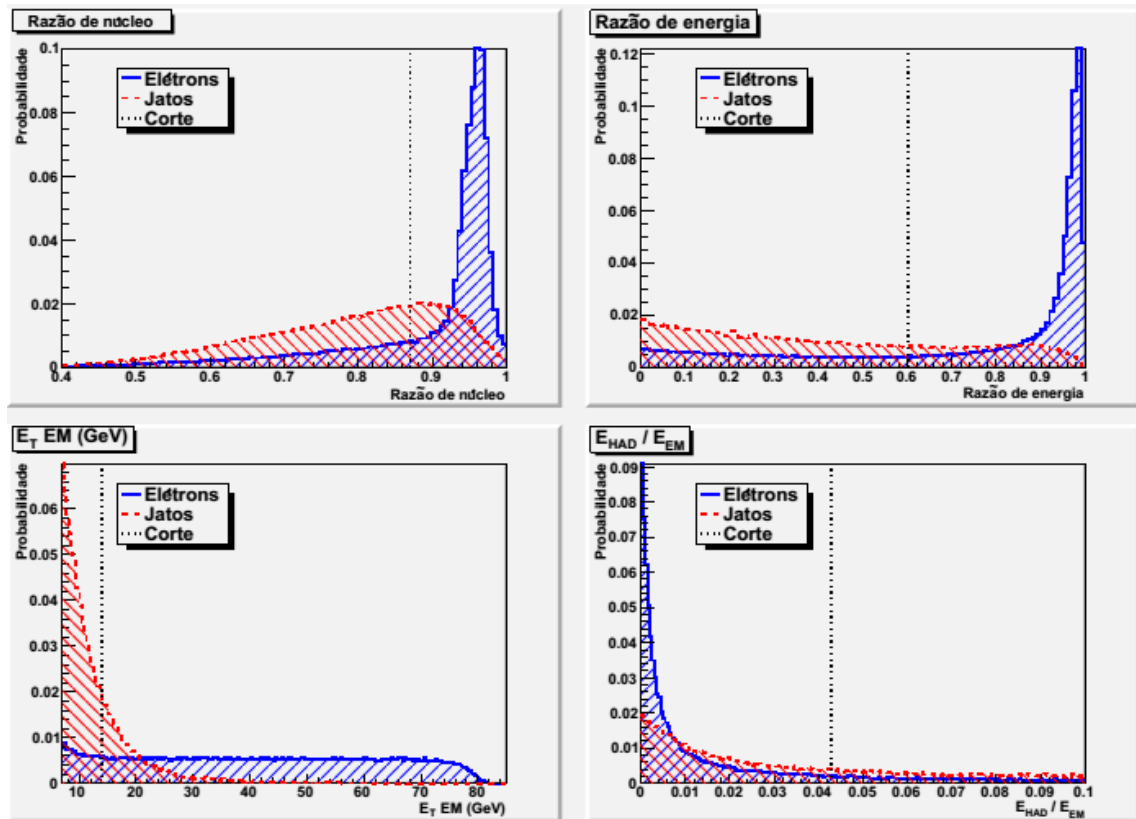


Fig. 4.2. Distribuição das 4 variáveis empregadas no T2Calo (TORRES,2010)

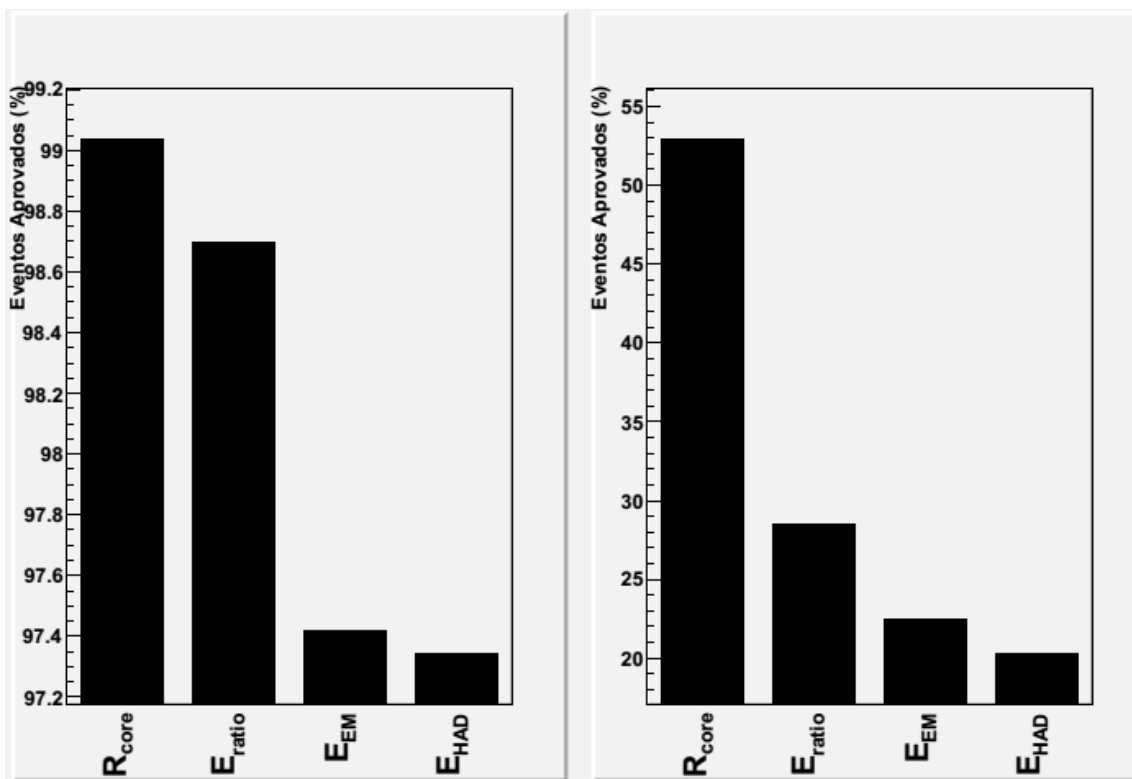


Fig. 4.3. Percentual de redução no número de eventos após o corte em cada variável do T2Calo para elétrons (esquerda) e para jatos (direita).



#### 4.1.2 O processo de anelamento (*HLT\_Ringer*)

Outra proposta para se identificar a evolução do chuveiro no calorímetro é abordada por um algoritmo alternativo proposto, com o objetivo de identificar as partículas eletromagnéticas. Os sinais produzidos pelos calorímetros para uma RoI de tamanho  $0,4 \times 0,4$  em  $\eta \times \varphi$  possuem dimensões elevadas e não uniforme devido à granularidade de cada camada dos calorímetros do ATLAS. O processo de anelamento tem por objetivo extrair, de maneira compacta, o perfil do chuveiro produzido por um evento em cada camada dos calorímetros. Desta maneira, a dimensão da informação é padronizada, porém mantendo sua interpretação física.

O algoritmo de anelamento localiza a célula quente, a célula de maior energia, de cada camada, a partir dessa localização ele agrupa as células contidas em uma região de  $0,4 \times 0,4$  em  $\eta \times \varphi$  em anéis concêntricos construídos ao redor da célula quente.

Ao final do processo de anelamento, as energias absorvidas pelas células pertencentes a um dado anel são somadas, produzindo um único valor (soma por anel). A Fig.4.4 mostra como as células se organizam em anéis para diferentes camadas dos calorímetros eletromagnético e hadrônico. Como o L2 calcula um novo centro na RoI formada a partir da informação fornecida pelo L1, anéis podem por ventura necessitar de células exteriores a RoI, e essas, não estando disponíveis para o L2, geram anéis incompletos, como aqueles ilustrados para o PS a partir do terceiro anel mostrado na Fig.4.4. No caso de nenhuma célula estar disponível para um dado anel, é então atribuído valor nulo ao mesmo para garantir que o processo complete o número necessário no preenchimento da região. Os anéis esboçados na Fig.4.4 são meramente ilustrativos, não possuindo a proporção real para cada uma das camadas, nem o número de anéis totais para cada uma delas. Um total de 100 anéis foi especificado inicialmente, sendo os anéis divididos conforme as camadas da maneira indicada na tabela contida no final dessa figura. Note que a quantidade de anéis é proporcional à granularidade de cada camada. Em uma discriminação não segmentada, os anéis são concatenados em um grande vetor de dados, como indicado.

Após a extração dos dados, os resultados passam por um processo de normalização pela energia total. Neste método a energia de cada um dos anéis produzidos é dividida pela energia total dos anéis. Desta maneira há uma redução da influência da energia de cada evento nas análises, mantendo a proporção de energia contida em cada anel (TORRES, 2010).

### Classificadores Neurais

Uma vez normalizados os dados, o processo de discriminação elétron/jato é feito a partir de Redes Neurais Artificiais. A rede neural utilizada é do tipo *multi-layer perceptron* totalmente conectada, contendo uma única camada escondida. A camada de entrada recebe o vetor de dados com os 100 anéis normalizados. A camada escondida é formada por 10

neurônios tendo como função de ativação a tangente hiperbólica. A camada de saída contém apenas um neurônio também com função de ativação tangente hiperbólica, sendo os valores de saída +1 para elétrons e -1 para jatos.

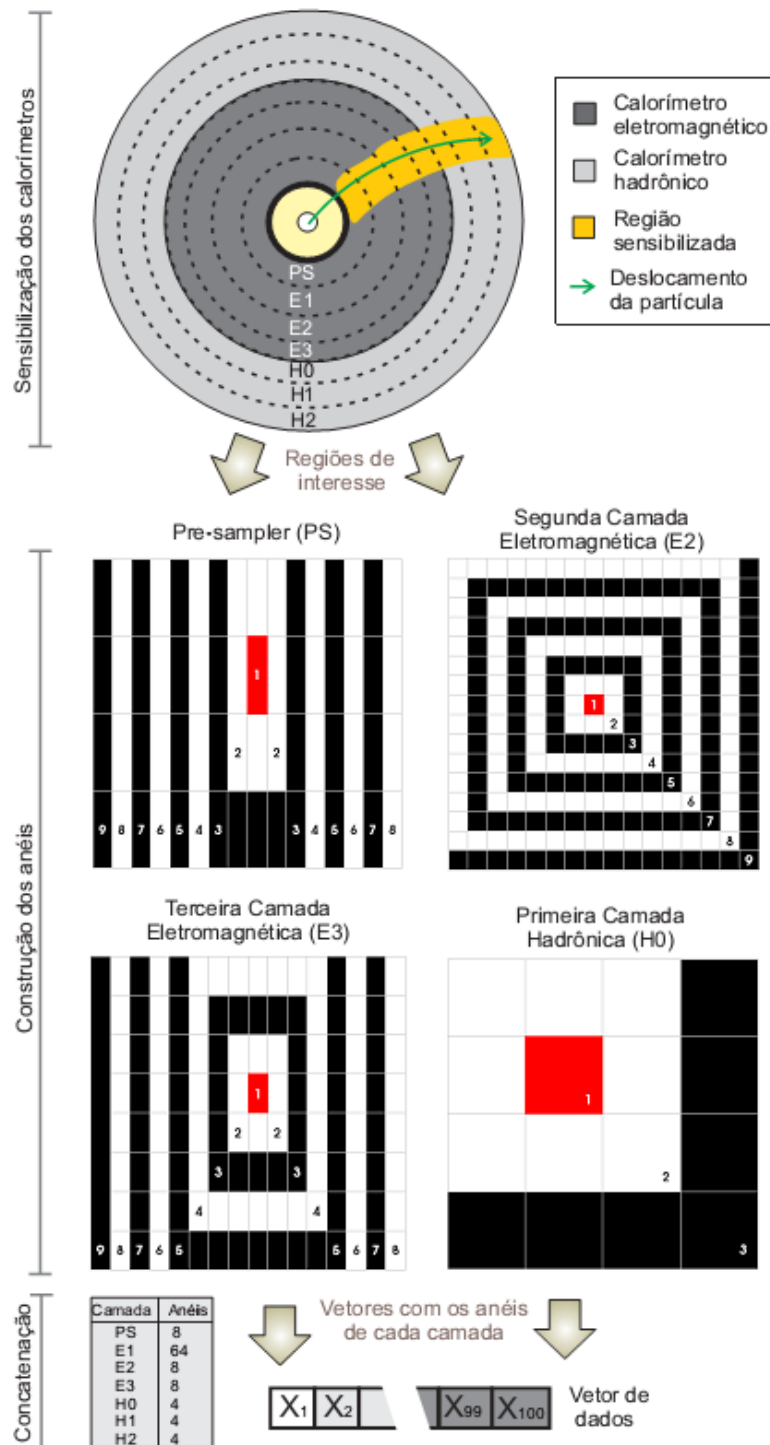


Fig.4.4. Diagrama do processo de construção dos anéis (FREUND,2011)

É necessário realizar o treinamento das RNAs para que as mesmas possam, de fato, reconhecer padrões. Para o processo de treinamento se utilizou, na inicialização dos pesos, o algoritmo de *Nguyen-Widrow*, enquanto no treinamento o *Resilient Back-propagation* (RPROP), devido a sua simplicidade de uso e rápida convergência. Para realizar o treinamento secciona-se o conjunto de dados em três partes:

- Conjunto de Treino (TRN) (neste estudo totalizando 50% dos dados em casos de pouca estatística e 33% no oposto): no qual se será atualizado os pesos sinápticos da RNA de modo a minimizar uma função custo, na qual a utilizada foi o Erro Quadrático Médio (MSE);
- Conjunto de Validação (VAL) (16,6% / 33,3%): utilizado para garantir a boa generalização da RNA;
- Conjunto de Teste (TST) (33,3% para ambos os casos): estatística não observada pela RNA durante seu treinamento, utilizada para testar sua performance.

Para a análise de eficiência de discriminação, alguns parâmetros precisam ser definidos:

- Taxa de Detecção (DET): taxa de uma classe corretamente identificada pelo discriminador. Geralmente se refere a taxa de sinal, no caso do Canal  $e/\gamma$  a Taxa de Detecção de elétrons, pósitrons e fótons ( $DET_{e/\gamma}$ ), mas também podendo ser utilizada para o caso de ruído, Taxa de Detecção de hádrons ( $DET_j$ ). Caso não identificado a classe de detecção, então se estará referindo a  $DET_{e/\gamma}$ ;
- Taxa de Falso Alarme (FA): taxa da classe constituinte de ruído erroneamente identificada pelo discriminador. No Canal  $e/\gamma$  a taxa de hádrons que formam os jatos hadrônicos identificados como  $e/\gamma$ .

Dois critérios podem ser utilizados para medir a figura de mérito da RNA durante o treinamento, aplicando-se aos conjuntos de validação e teste: MSE e Produto Soma-Produto (SP). O MSE visa encontrar o ponto onde as saídas da RNA ficam o mais próximo possível do alvo especificado. O SP é relacionado, no caso de discriminação binária, por:

$$SP = 100\% \times \sqrt{\sqrt{DET_{e/\gamma} \times DET_j} \times \sqrt{(DET_{e/\gamma} + DET_j)/2}} \quad (24)$$

O número de épocas (ou iterações) de treinamento foi ilimitado, de forma que o critério de parada para o processo de treinamento utilizado é de 50 falhas na tentativa de melhora da figura de mérito para a validação. Utilizou-se o critério *Save the Best*, onde os pesos sinápticos na época com o melhor resultado da figura de mérito para o conjunto de teste são armazenados para a utilização da rede. Foi utilizado o critério de batelada, onde se sorteia os dados a se realizarem o treinamento, com o tamanho do menor conjunto de dados de treinamento, geralmente sendo esse o de elétrons, para evitar uma maior

estatística de um dos conjuntos durante o treinamento. O processo de treinamento é repetido  $N$  vezes para evitar-se flutuação estatística, inicializando novos pesos aleatórios para cada configuração testada.

Após o treinamento é possível especificar a DET (no caso de partículas  $e/\gamma$ ) e FA através da escolha do limiar de decisão, aonde valores maiores ao limiar serão considerados como  $e/\gamma$  e os menores jatos. O SP tenta conciliar o compromisso entre a detecção de partículas  $e/\gamma$  e jatos, o que não é desejado quando no SF, onde se deseja apenas filtrar os eventos a capacidade de armazenamento e processamento a posteriori, evitando a perda prematura dos dados. Assim, o SP é utilizado apenas como figura de mérito para o treinamento das redes, e não como critério de seleção para o limiar de decisão, que visa buscar a melhor DET sem comprometer a capacidade de armazenamento e processamento a posteriori.

## 4.2 Reconhecimento de elétrons no Sistema de Reconstrução

Como dito anteriormente, para o sistema de filtragem existe restrição de tempo e robustez para os algoritmos neste ambiente. É por isso que este ambiente é diferente do sistema de reconstrução, de forma que os algoritmos no sistema de filtragem realizam análises menos refinadas. Por esse motivo, os cortes utilizados no sistema de filtragem são relaxados quando em comparação com os do SR para evitar a perda prematura de física de partículas em que não se há muita certeza do que ocorreu. Nesses casos, prefere-se armazenar os dados para o SF analisar os eventos com mais detalhes e tomar uma decisão com maior precisão, desde que isso não ultrapasse os recursos computacionais para armazenamento e processamento dos dados.

### 4.2.1 Algoritmo $e/\gamma$ padrão

O algoritmo padrão a posteriori não é muito distinto do usado no filtro de eventos no sistema de filtragem. O algoritmo a posteriori utiliza parâmetros com maiores precisões. Calibrações como a posição de  $\eta$  e da energia depositada em cada camada é realizada com maior precisão. Já as calibrações da posição de  $\eta$  e  $\phi$  e no nível de células são realizados apenas pelo algoritmo do sistema de reconstrução.

Para a construção dos aglomerados de células no calorímetro, se utiliza um algoritmo de janela deslizante. São utilizados três passos no algoritmo, a construção das torres de células, a procura por uma semente, ou célula quente, e o preenchimento do aglomerado.

O processo de construção é realizado apenas para  $|\eta| < 2,5$ , onde é realizada a construção das torres. O sistema de calorimetria é dividido em uma grade de  $0,025 \times 0,025$ , através da soma da energia das células das camadas longitudinais do calorímetro eletromagnético contidas dentro da região. Em seguida, uma janela de  $5 \times 5$  torres procura por uma região que ultrapasse um limiar para  $E_T > 2,5$  GeV e que seja um máximo local.

Quando encontrado, é gerada uma semente cuja posição é calculada através da ponderação de energia das células contidas em uma janela concêntrica a anterior, porém menor (3 x 3 torres) para evitar o acúmulo de ruído. Para remover duplicatas, ao se ocorrer múltiplas sementes dentro de uma região 2 x 2 torres, apenas a semente mais energética será armazenada. Os aglomerados são reconstruídos com seus tamanhos específicos dependente da partícula e sua incidência (3 x 7 para elétrons e fótons convertidos, 3 x 5 para fótons não-convertidos quando incidindo no barril, e 5 x 5 na tampa). O processo se inicia na segunda camada do calorímetro eletromagnético (E2) através da construção do aglomerado a partir da posição da semente. Então o baricentro de energia é calculado e propagado para a E1 e E3, onde são gerados os aglomerados para essas camadas. Para o PS é utilizado como centro o baricentro de energia da E1. A partir desse aglomerado serão retiradas as variáveis físicas utilizadas para representar a propagação do chuveiro, que serão utilizadas para realizar a discriminação. Um algoritmo alternativo também pode ser utilizado para a construção de aglomerados topológicos, onde a ideia básica é agrupar as células vizinhas à semente que tiverem energia significativa quando comparado ao ruído esperado. A informação do aglomerado é combinada com a reconstrução do traço das partículas para fazer a separação de elétrons e fótons, assim como melhorar o potencial de identificação de elétrons (FREUND,2011).

Os requerimentos citados no Sistema de Filtragem também se aplicam, sendo eles: loose, medium e tight. Eles são utilizados para identificar a característica da estatística utilizada para a análise.

#### **4.2.2 Algoritmo a posteriori $e/\gamma$ Calorimeter Ringer (EgCaloRinger)**

Uma dificuldade encontrada para a introdução do anelamento na cadeia de filtragem  $e/\gamma$  é sua configuração diferente ao T2Calo, podendo causar a polarização dos dados (FREUND,2011). Por isso, foi desenvolvida uma versão do algoritmo para a análise a posteriori. O  $e/\gamma$  Calorimeter Ringer (EgCaloRinger) é a implementação do algoritmo proposto para o ambiente do Sistema de Filtragem, ou seja, *offline*. Embora a estrutura do algoritmo seja a mesma para o L2, há diferenças nas versões devido aos ambientes de implementação, de maneira que as duas versões não são idênticas.

Uma das diferenças está na calibração da energia no nível das células realizada no Sistema de Filtragem, de forma que os anéis do EgCaloRinger terão valores mais refinados de energia, enquanto o HLT\_Ringer utiliza o valor cru medido pelo calorímetro. Outra mudança importante quanto à construção dos anéis está na disponibilidade de todas as células para este, de forma que os anéis serão completamente construídos, enquanto naquele apenas as células disponíveis na RoI podem ser acessadas, deixando anéis em aberto. Por último, existe a diferença no posicionamento da célula quente, utilizada para a construção dos anéis o que conseqüentemente modifica o processo de anelamento. Enquanto o algoritmo online utiliza a célula quente da segunda camada do calorímetro eletromagnético da RoI a sua versão a posteriori o utiliza o centro do aglomerado, ou *cluster*, calculado pelo Sistema de Filtragem, que contém uma ponderação da distribuição

de energia entre as células de todas as camadas do calorímetro eletromagnético contidas em uma região 3 x 3 torres (cada torre tem 0,025 x 0,025 em  $\eta \times \phi$ ), sendo uma posição muito mais realística do centro do chuveiro (FREUND,2011).

### 4.3 Seleção de elétrons baseada em cortes

A identificação de elétrons no ATLAS conta com cortes utilizando variáveis que proporcionam uma boa separação entre elétrons isolados e jatos (falsos elétrons). Essas variáveis incluem calorímetro, *tracker* e informações combinadas de calorímetro / *tracker*. Cortes relativos a estas variáveis podem ser aplicados independentemente. Três conjuntos de referência de cortes foram definidos como já mencionado anteriormente: *Loose*, *Medium* e *Tight*. Isso proporciona flexibilidade na análise, por exemplo, para melhorar a eficiência do sinal para processos raros que não estão sujeitos a grandes ruídos (Twiki, 2014).

#### **Cortes *Loose***

Este conjunto de cortes realiza uma identificação de elétrons simples baseado apenas em informações limitadas dos calorímetros. Os cortes são aplicados sobre o vazamento hadrônica e em variáveis referentes à forma do chuveiro, derivadas de apenas a camada média do calorímetro EM (forma lateral e largura lateral do chuveiro). Este conjunto de cortes fornece excelente eficiência de identificação, mas baixa rejeição de ruído (Twiki, 2014).

#### **Cortes *Medium***

Este conjunto de cortes melhora a qualidade por adição de cortes em faixas na primeira camada do calorímetro EM e sobre as variáveis de traço.

Variáveis baseadas em faixas incluem: Diferença entre a energia associada ao segundo máximo de energia e a energia reconstruída na faixa com o valor mínimo entre o primeiro e segundo máximo de energia;  $R_{\max 2} = E_{\max 2} / (1 + 9 \times 10^{-3} E_T)$ , onde  $E_T$  é a energia transversa no cluster do calorímetro EM e a constante 9 é em GeVs;  $w_{\text{stot}}$ , a largura chuveiro sobre as faixas abrangendo 2,5 células da segunda camada;  $w_{s3}$ , a largura do chuveiro sobre três faixas ao redor de um dos máximos de energia depositada e  $F_{\text{side}}$ , a fração de energia depositada fora do núcleo de três faixas centrais do chuveiro.

As variáveis de traço incluem o número de acertos nos pixels, o número de acessos de silício, ou seja, pixels mais SCT (*Semiconductor Tracker*, componente do meio do ID) e o parâmetro de impacto transversal.

Os cortes *medium* aumentam a rejeição de jato por um fator de 3-4 em relação aos cortes *loose*, enquanto reduz a eficiência de identificação em aproximadamente 10% (Twiki, 2014).

#### **Cortes *Tight***

Este conjunto de cortes faz uso de todas as ferramentas de identificação de partículas atualmente disponíveis para os elétrons. Além dos cortes usados no médium, cortes são aplicados no número de choques na camada de vértice, no número de choques no TRT (Transition Radiation Tracker, componente mais externa do ID), na taxa de choques de alto limiar em relação ao número de choques no TRT, na diferença entre o cluster e a posição extrapolada do traço em  $\eta$  e  $\phi$ , e na taxa do cluster de energia em relação ao momento do traço.

Duas seleções finais diferentes estão disponíveis dentro desta categoria *tight*: eles são nomeados *tight* (isol) e *tight* (TRT) e são otimizados de forma diferente para os elétrons isolados e não isolados. No caso de cortes *tight* (isol), um corte de isolamento adicional de energia é aplicado ao *cluster*, utilizando todas as energias celulares dentro de um cone de  $\Delta R < 0,2$  em torno do candidato a elétron. Este conjunto de cortes prevê, em geral, a mais alta identificação elétron isolado e a maior rejeição contra jatos. Os cortes *tight* (TRT) não incluem o corte de energia isolamento explícito adicional, mas aplica cortes mais rigorosos sobre as informações do TRT para remover ainda mais o ruído de hádrons carregados (Twiki, 2014).

## 5 Análise dos Classificadores

Neste capítulo serão analisados o classificador RNA do *HLT\_Ringer* e os cortes *Loose*, *Medium* e *Tight* do Algoritmo  $e/\gamma$  Padrão para dados contendo elétrons/pósitrons como decaimento de interesse e jatos como ruído. Para esta análise será verificado o comportamento desses algoritmos em relação à variação do momento das partículas, visto que os dados testados estão variando entre 0 à 1,9 TeV. Além desta análise, será verificado o comportamento destes classificadores em relação à coordenada  $\eta$ . As saídas dos classificadores serão comparadas entre si.

Todos os dados utilizados neste trabalho são simulação em Monte Carlo, uma vez que se deseja medir eficiência dos algoritmos existentes e comparar seus resultados com outras análises como será apresentado mais a frente no presente trabalho, é necessário que se conheça a verdadeira natureza de cada partícula envolvida nas análises. Foram utilizados três conjuntos de dados: dados de  $Z' \rightarrow e^+e^-$ , dados de  $Z \rightarrow e^+e^-$  e dados de dijatos. Primeiramente os dados de elétrons e pósitrons serão analisados como um único conjunto e depois de maneira individual.

Os dados de distribuição dos elétrons e pósitrons por intervalos de  $pt$  e  $\eta$  das classificações apresentadas neste capítulo se encontram no Apêndice.

### 5.1 Elétrons/Pósitrons

O conjunto elétron/pósitron é formado por um total de 84031 eventos. A distribuição destes eventos em relação ao momento é mostrada na Fig.5.1. O número de eventos por faixa de  $pt$  é listado na Tabela A.1 disponível no Apêndice.

Para análise das eficiências por momento ( $pt$ ), os dados foram divididos em intervalos de 0,1 TeV. A eficiência foi calculada dividindo-se a quantidade de eventos por intervalo classificados corretamente pelo valor total de eventos. A Fig.5.2 mostra as eficiências dos classificadores por intervalo de  $pt$ , com os seus respectivos erros na classificação de elétrons e pósitrons.

É possível perceber que no intervalo até 0,1 TeV ambos classificadores apresentam classificação muito abaixo em relação aos outros intervalos. É justamente nesta região que está concentrada a maioria dos dados de elétrons e pósitrons, aproximadamente 60% dos eventos. Nesta região, o corte *Loose* apresentou eficiência maior que os outros classificadores, ficando maior em cerca de 9% acima da RNA, o segundo melhor classificador.



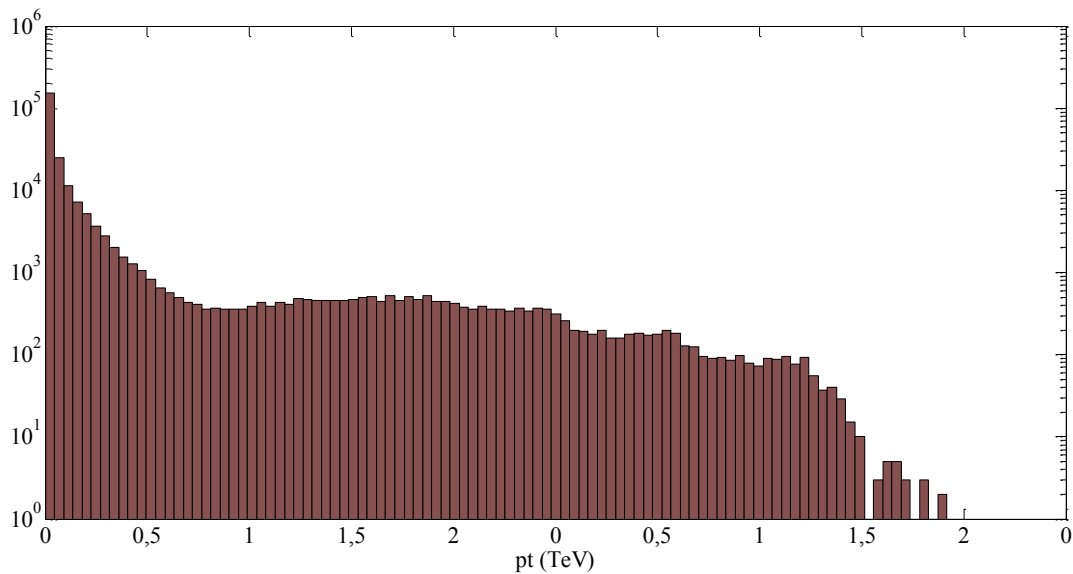


Fig.5.1. Distribuição dos eventos  $e^+e^-$  por  $pt$  em escala logarítmica

A partir de 0,1 TeV a RNA e o corte *Loose* apresentaram alta eficiência com valores muito próximos até a região de 0,9 TeV. A partir deste valor os cortes do Algoritmo  $e/\gamma$  Padrão sofrem uma queda na eficiência. De 1,6 até 1,9, devido à quantidade reduzida de dados, consequentemente erro elevado, não é possível afirmar qual classificador tem maior eficiência.

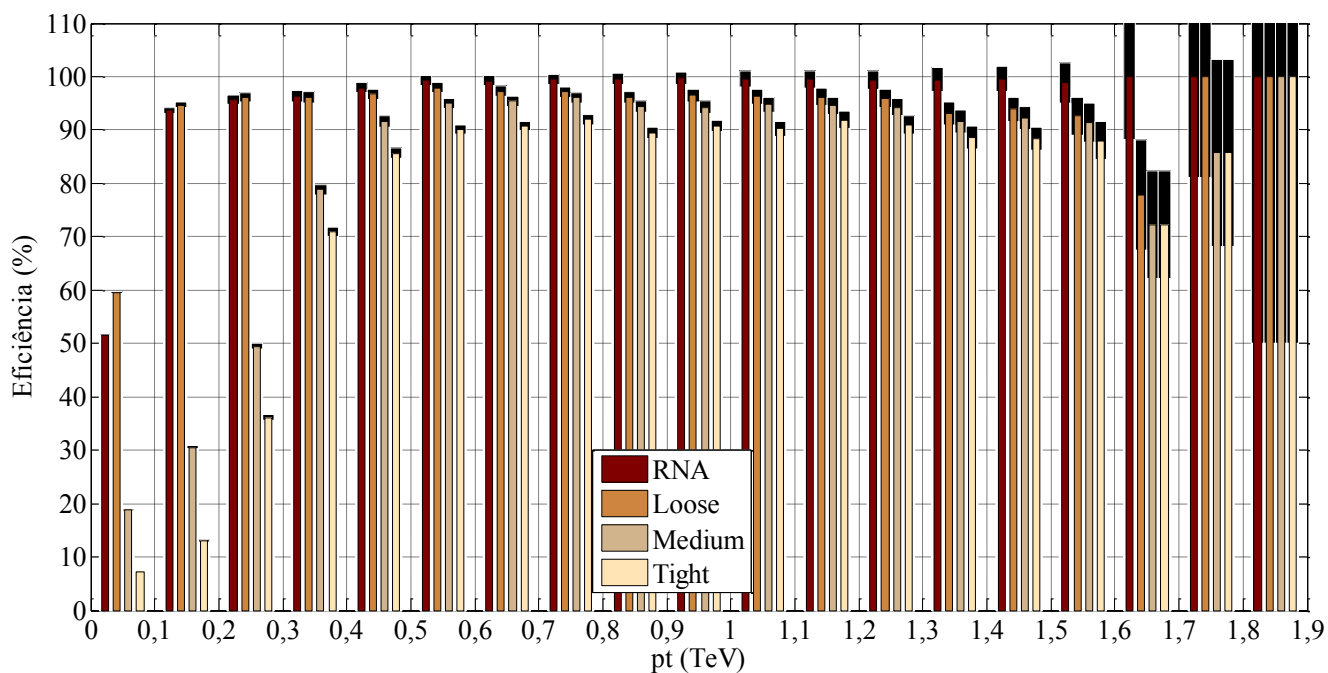


Fig.5.2. Eficiência por intervalo de  $pt$  para os classificadores HLT\_Ringer e Algoritmo  $e/\gamma$  Padrão.

A Fig.5.3 mostra a distribuição pela coordenada  $\eta$ . Porém, como a maioria dos eventos estão na região de  $pt$  com baixa eficiência, a análise em relação a essa coordenada foi feita em duas etapas, a primeira sendo com eventos apenas na região de até 0,1 TeV, a segunda contendo os eventos para os valores restantes de  $pt$ .

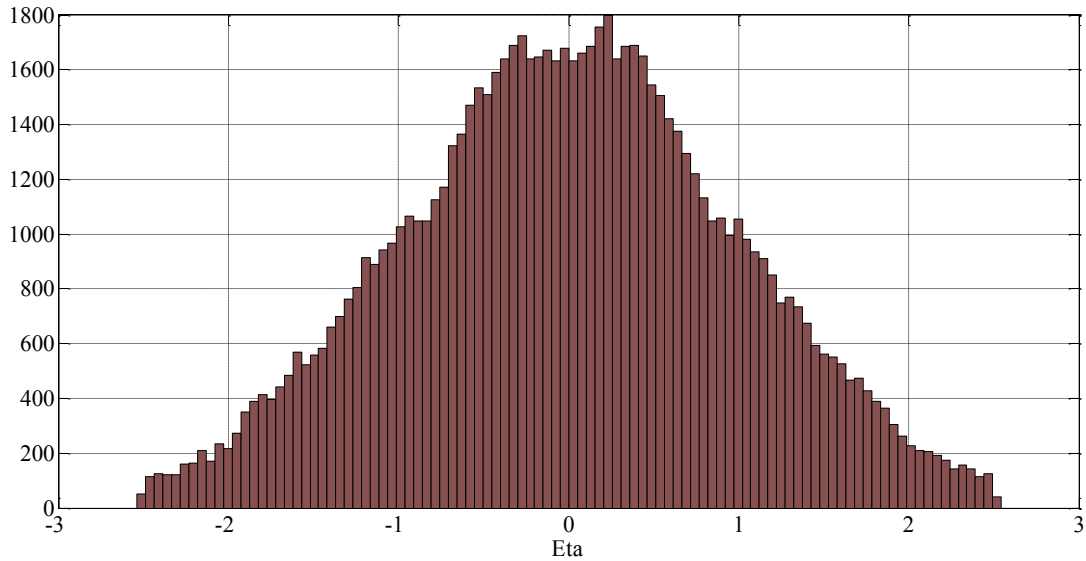


Fig.5.3. Distribuição dos eventos por  $\eta$ .

Na Fig.5.4 pode-se notar que a distribuição dos eventos em relação à  $\eta$  é bem semelhante para os dois intervalos de  $pt$  mesmo tendo quantidades de dados bem distintos. No primeiro caso são 50795 eventos enquanto que no segundo caso são 33236 elétrons/pósitrons. A quantidade de eventos por faixa de  $\eta$  para os eventos com valores menores de 0,1 TeV e maiores que 0,1 TeV são mostrados respectivamente na Tabela A.2 e Tabela A.3.

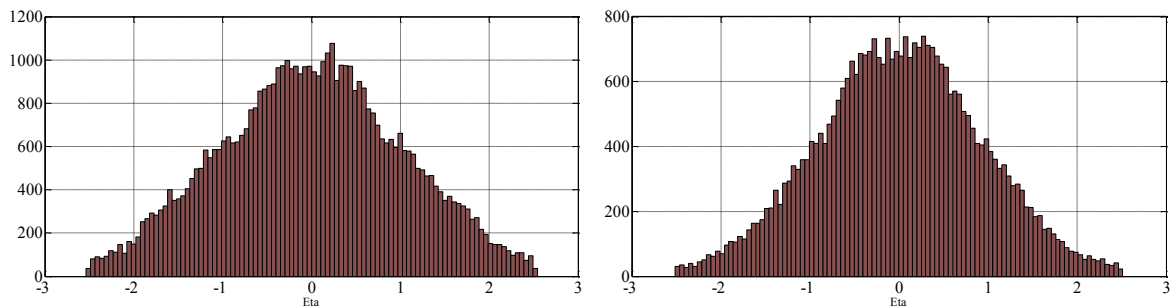


Fig.5.4. Distribuição por  $\eta$  para os eventos com  $pt$  menores que 0,1 TeV (esquerda) e maiores que 0,1 TeV (direita).

Porém, as eficiências em relação à coordenada  $\eta$  mostraram-se muito diferentes quando comparados os dois intervalos de  $pt$ . No primeiro intervalo a eficiência obteve valores muito baixos como aparece na Fig.5.5. Neste caso, o corte Loose apresentou eficiência maior que os outros classificadores a menos dos intervalos da extremidade onde os cortes não classificaram nenhum evento. Além disso, é possível perceber que todos os classificadores possuem comportamento simétrico em relação à eficiência, tendo os máximos de eficiência nas regiões de -1,5 à -1,0 e sua região simétrica, de 1,0 a 1,5.

No segundo intervalo de  $pt$  as eficiências foram muito altas como se vê na Fig.5.6. Desta vez, devido aos valores dos erros, não é possível dizer se a RNA ou o corte *Loose* mostrou-se mais eficiente. Por estes classificadores nota-se leve dependência entre

eficiência e posição de  $\eta$ . Porém os cortes *Medium* e *Tight* também apresentam valores diferentes e simétricos para a eficiência, mostrando, como no caso anterior, “preferência” por determinadas regiões de  $\eta$ .

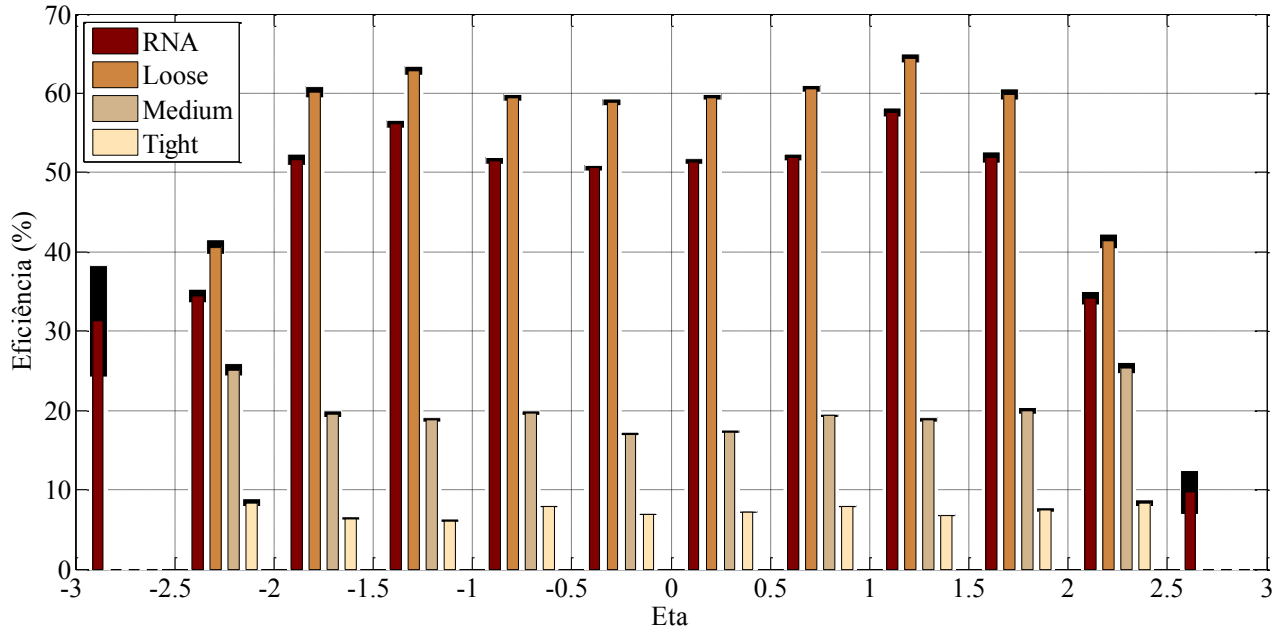


Fig.5.5. Eficiência por intervalo de  $\eta$  para os classificadores HLT\_Ringer e Algoritmo e/ $\gamma$  Padrão para eventos com  $pt < 0,1$  TeV.

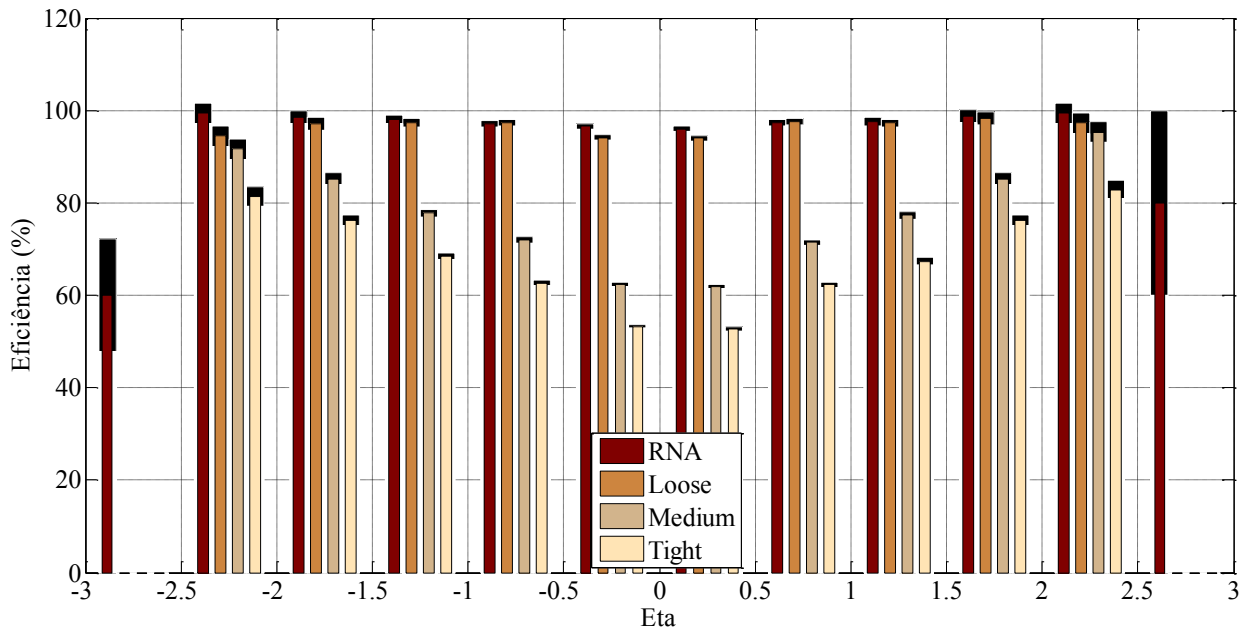


Fig.5.6. Eficiência por intervalo de  $\eta$  para os classificadores HLT\_Ringer e Algoritmo e/ $\gamma$  Padrão para eventos com  $pt > 0,1$  TeV.

Vale ressaltar que, embora os máximos de eficiência nos dois casos não sejam na mesma posição de  $\eta$ , o mínimo de classificação está no valor zero desta coordenada, mesmo estando nessa posição a maioria das partículas em ambos os casos.

## 5.2 Jatos

Nas colisões próton/próton que ocorrem no ATLAS, os sinais de interesse são uma pequena parte de todas as partículas oriundas das colisões. Muitas dessas partículas são facilmente diferenciadas das partículas de interesse, particularmente  $e^+e^-$  para este estudo. Porém, algumas partículas possuem componentes eletromagnéticas e por isso são muitas vezes classificadas erroneamente como elétron/pósitron.

Para acrescentar informação de ruído foram utilizados três conjuntos de jatos com diferentes faixas de  $pt$ , são eles:

- 500 a 1000 GeV;
- 1500 a 2000 GeV;
- Acima de 2000 GeV;
- Os três conjuntos totalizam 142290 eventos.

Os dados de ruído foram escolhidos de acordo com o momento das partículas dos dados de  $Z'$  e  $Z$ .

A Fig.5.7 mostra que mesmo utilizando conjunto de dados de alto valor de  $pt$ , os eventos de ruído se concentram nas regiões de baixos valores de  $pt$ .

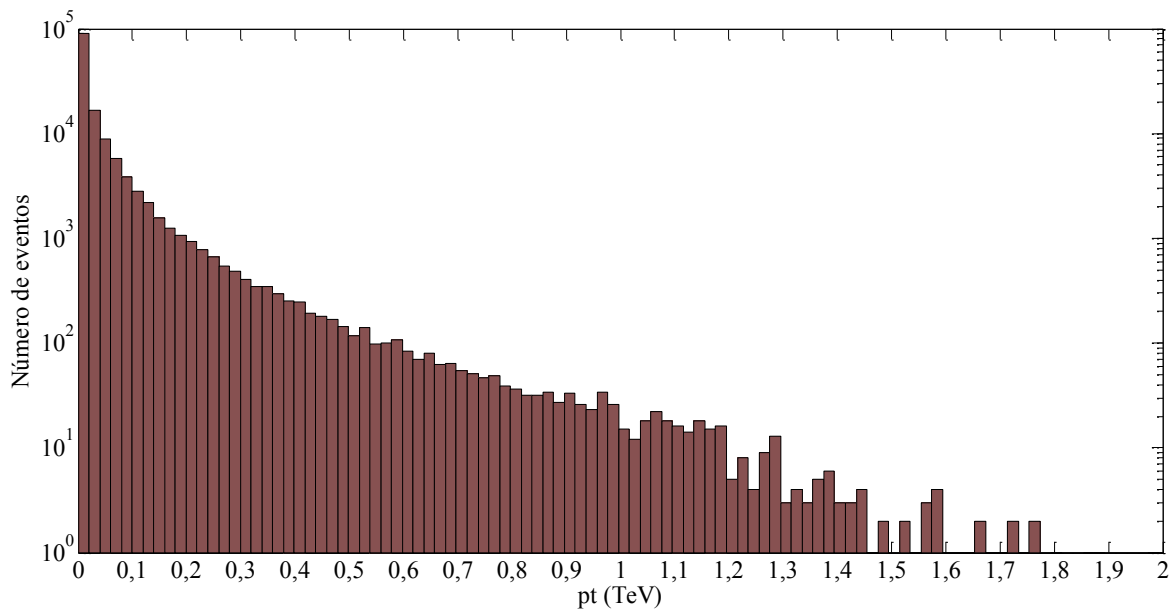


Fig.5.7. Distribuição dos jatos por  $pt$ .

Para o falso alarme, ou seja, dados de jatos que foram classificados erroneamente como elétrons ou pósitrons, a RNA apresentou resultados melhores que os cortes *Loose* e *Medium* como mostra a Fig.5.8. Também é possível perceber que os falsos alarmes se concentram nas regiões de baixo  $pt$ . Os eventos estão distribuídos por cada faixa de  $pt$  para cada classificador são mostrados na Tabela A.4.

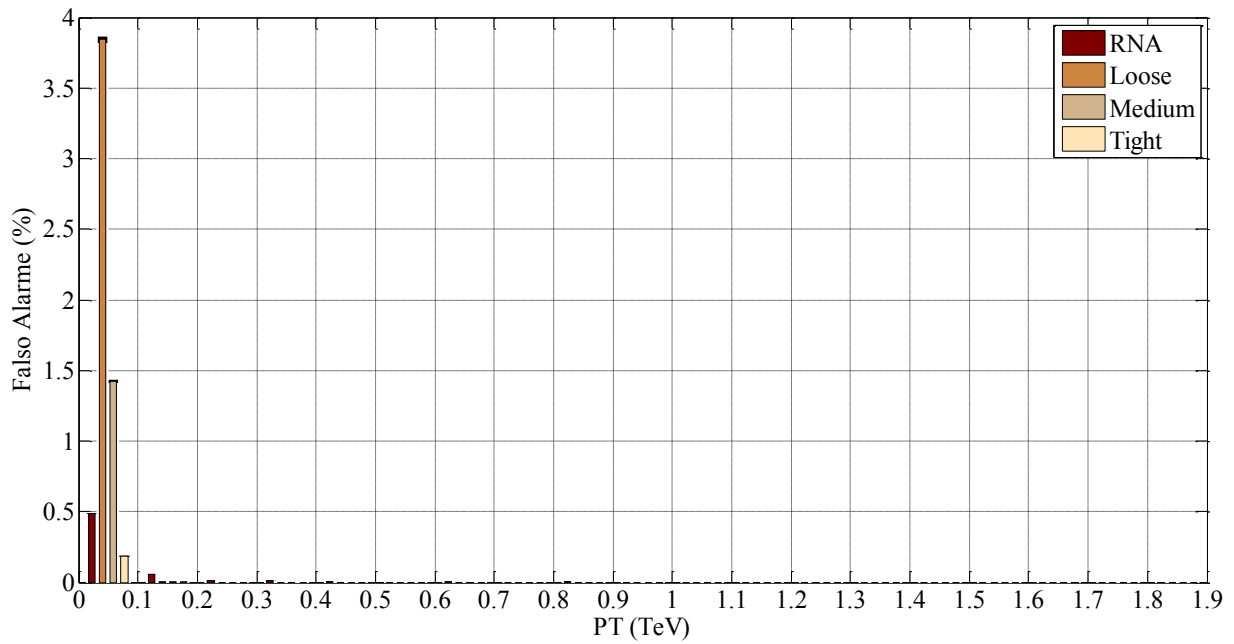


Fig.5.8. Falso Alarme por pt

Em relação à distribuição dos eventos através de  $\eta$ , assim como os dados de elétrons e pósitros, os jatos estão em grande parte concentrados na região de  $\eta$  igual a zero, mostados na Fig.5.9.

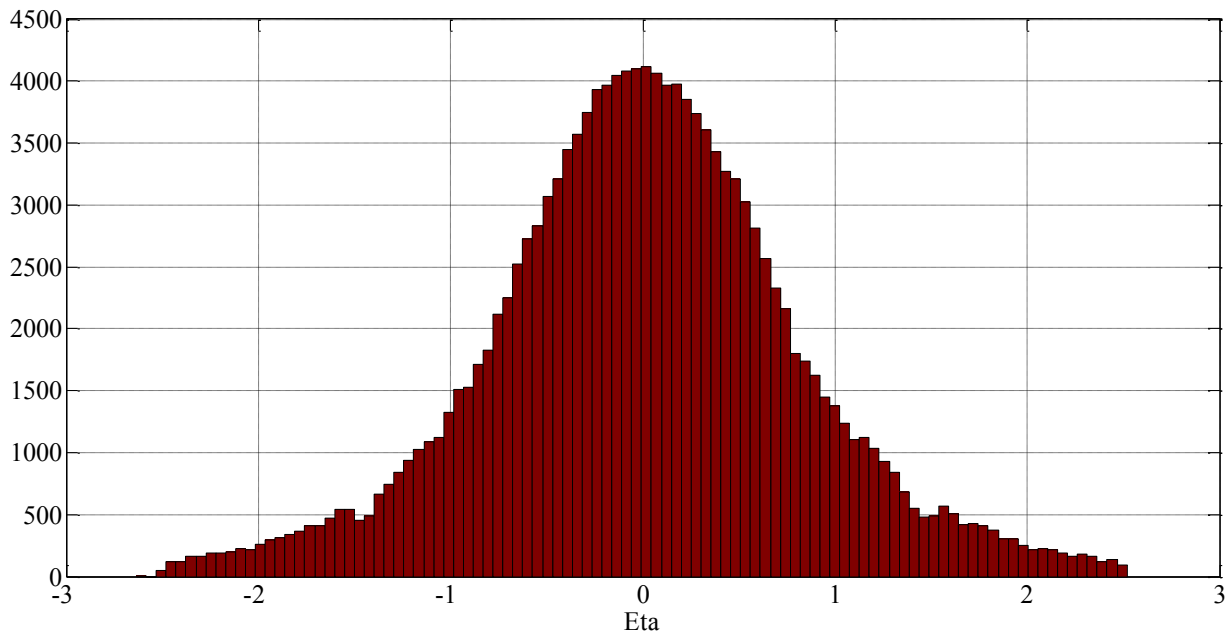


Fig.5.9. Distribuição dos jatos por  $\eta$ .

Fazendo o falso alarme para estes dados em relação à essa coordenada, percebe-se pela Fig.5.10 que, também para estes dados, existem regiões em que todos os classificadores erram mais. Além disso, mais uma vez a RNA apresentou resultados melhores que os cortes *Loose* e *Medium*. A quantidade de dados para cada faixa é apresentada na Tabela A.5.

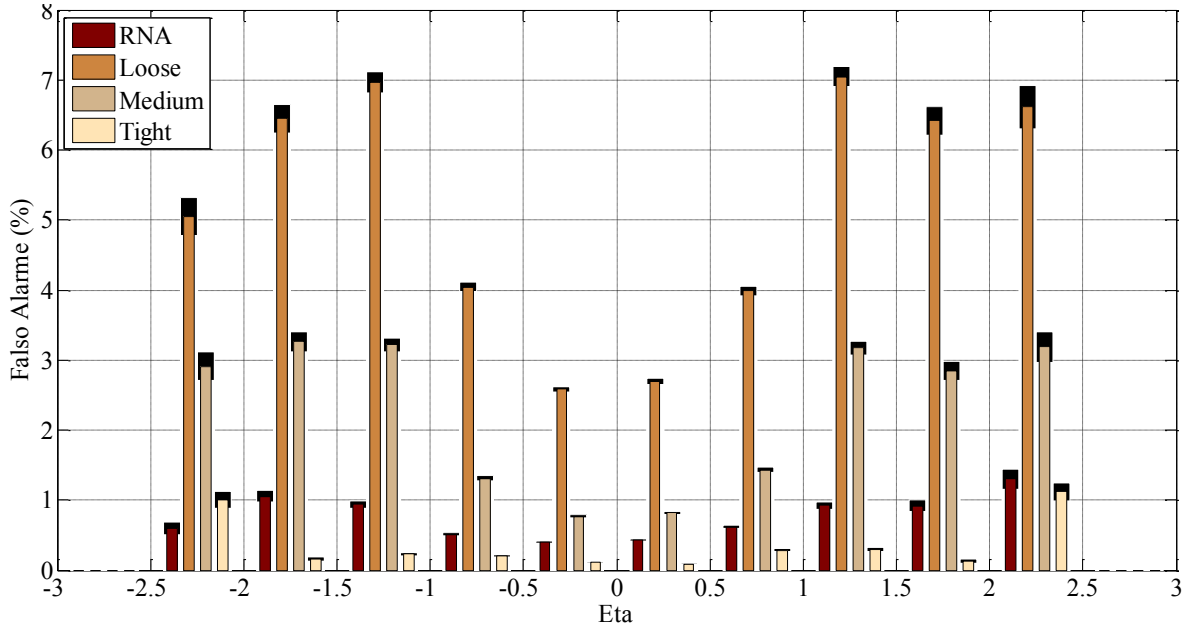


Fig.5.10. Falso Alarme por  $\eta$ .

Quando comparados o falso alarme e a eficiência dos classificadores, em especial na região de  $pt$  menor que 0,1 TeV, é possível perceber que a RNA apresenta valores de falso alarme bem menores que os dos cortes *Loose* e *Medium* mas em contra partida suas eficiências são menores que o corte *Loose* para esse valor de  $pt$ . Além disso, enquanto as eficiências apresentam os piores resultados nas regiões de  $\eta$  entre -3 e -2 e 2 e 3, para o falso alarme, os valores ficam maiores até as regiões de  $\eta$  entre -3 e -1 e 1 e 3.

### 5.3 $Z' \rightarrow e^+e^-$

Foram utilizados três conjuntos de dados de  $Z'$  para essa análise. Cada um deste conjunto possui massa diferente para  $Z'$ , são elas:

- 2000 GeV;
- 2500 GeV;
- 3000 GeV.

Embora já se saiba que  $Z'$  não são encontrados para massa menores que 2490 GeV (ATLAS, 2013b), os dados de 2000 GeV foram usados com o intuito de aumento de estatística. Os dados de  $Z'$  são compostos por um total de 37155 partículas sendo elas:

- 21412 elétrons/pósitrons decaídos de  $Z'$ ;
- 3028 elétrons/pósitrons decaídos de outros canais (principalmente de fótons);
- 12715 outras partículas que não foram utilizadas neste trabalho.

A Fig.5.11 mostra como os eventos que compõem o conjunto de dados de  $Z'$  são distribuídos ao longo dos valores de seus momentos ( $pt$ ). Mais uma vez existe uma grande quantidade de dados nas regiões de baixos valores de  $pt$  enquanto para altos valores de  $pt$ , a quantidade de eventos é bem limitada.

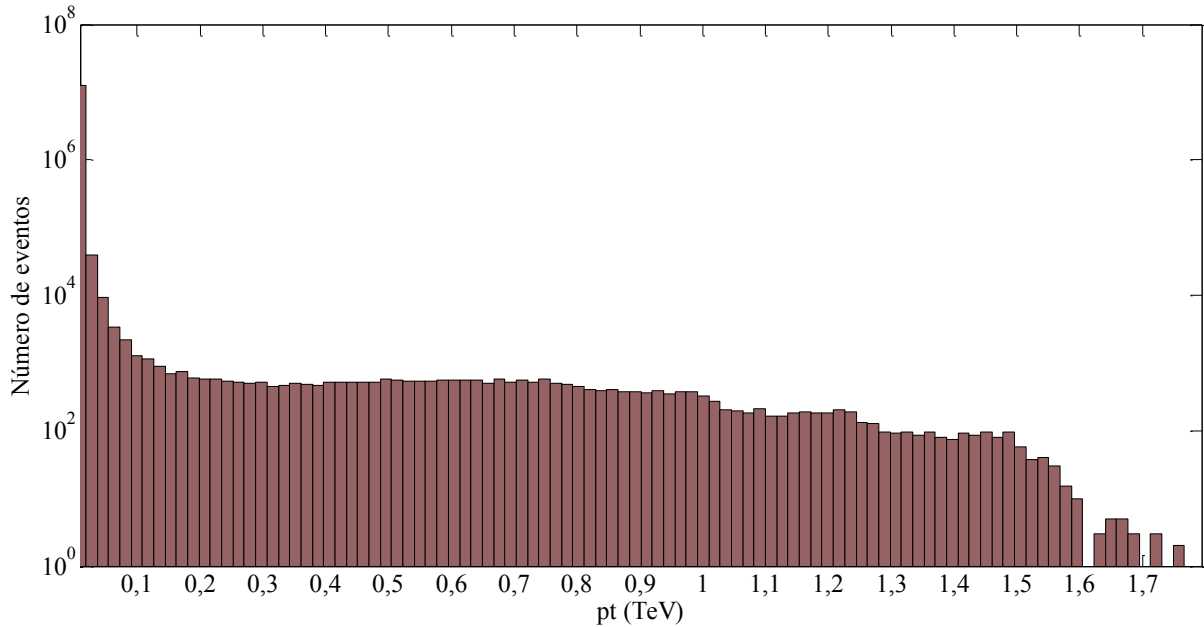


Fig.5.11. Distribuição dos dados do conjunto de  $Z'$  por faixa de  $pt$ .

A Fig.5.12 mostra a distribuição para os  $e^+e^-$  decaídos de  $Z'$ . Como os  $e^+e^-$  decaídos de  $Z'$  são mais energéticos dos que aqueles provenientes de decaimentos do Modelo Padrão, ocupam uma faixa de valores de  $pt$  elevados.

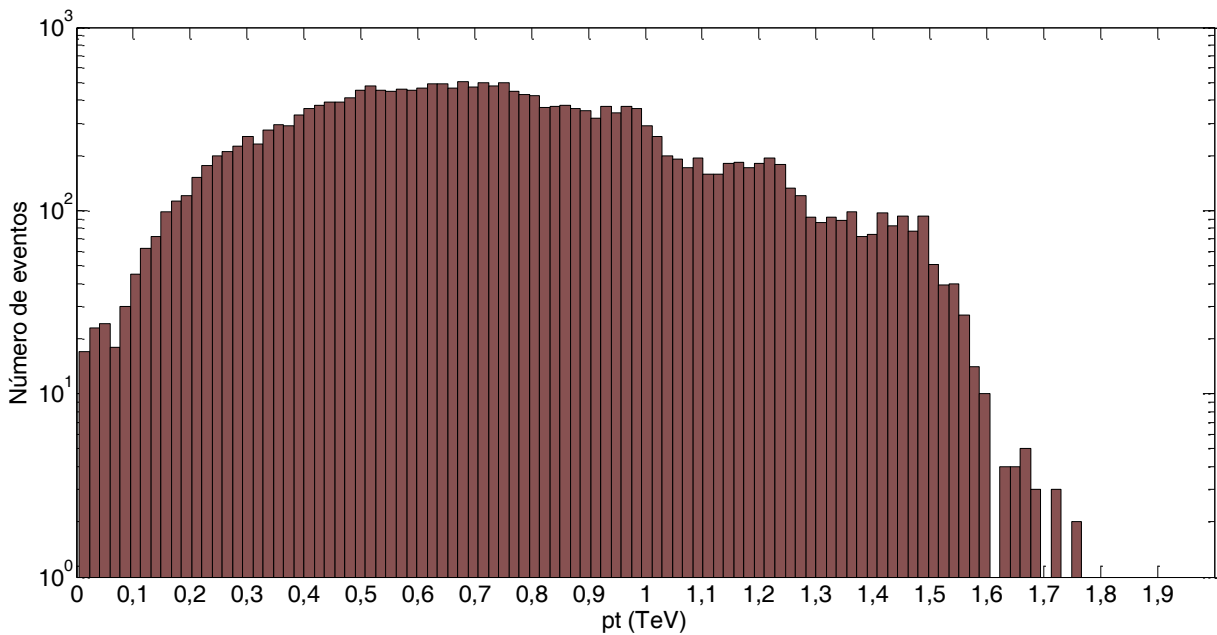


Fig.5.12. Distribuição dos  $e^+e^-$  decaídos de  $Z'$  por faixa de  $pt$ .

A Fig.5.13 apresenta a eficiência de cada um desses classificadores em cada faixa de  $pt$  para os  $e^+e^-$  decaídos de  $Z'$ .

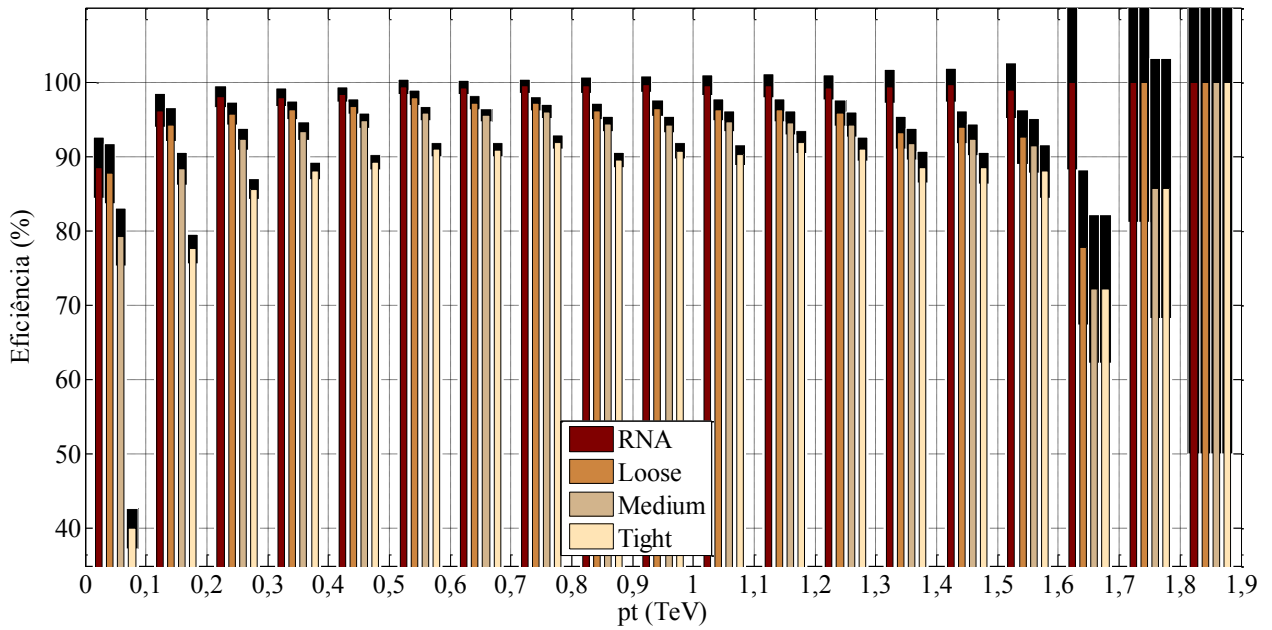


Fig.5.13. Eficiência por faixa de pt para elétrons e pósitrons decaídos de  $Z'$ .

A RNA do *HLT\_Ringer* foi o que apresentou melhores resultados, obtendo boa classificação mesmo quando a quantidade de dados é pequena. O corte *Loose*, por ser o corte mais relaxado, é o mais eficiente dos cortes do Algoritmo  $e/\gamma$  Padrão. No entanto, ambos classificadores se mostraram menos eficientes em momentos mais baixos, especialmente para valores menores que 0,1 TeV, além disso, a eficiência do Algoritmo  $e/\gamma$  Padrão decaiu a partir de valores acima de 0,8 TeV. A quantidade de eventos existentes em cada faixa e a quantidade de eventos classificados de maneira correta para cada um dos classificadores são mostradas na Tabela A.6.

A Fig.5.14 apresenta a distribuição dos elétrons e pósitrons decaídos de  $Z'$ . Essas partículas apresentam preferência pela região de  $\eta$  centrada em zero.

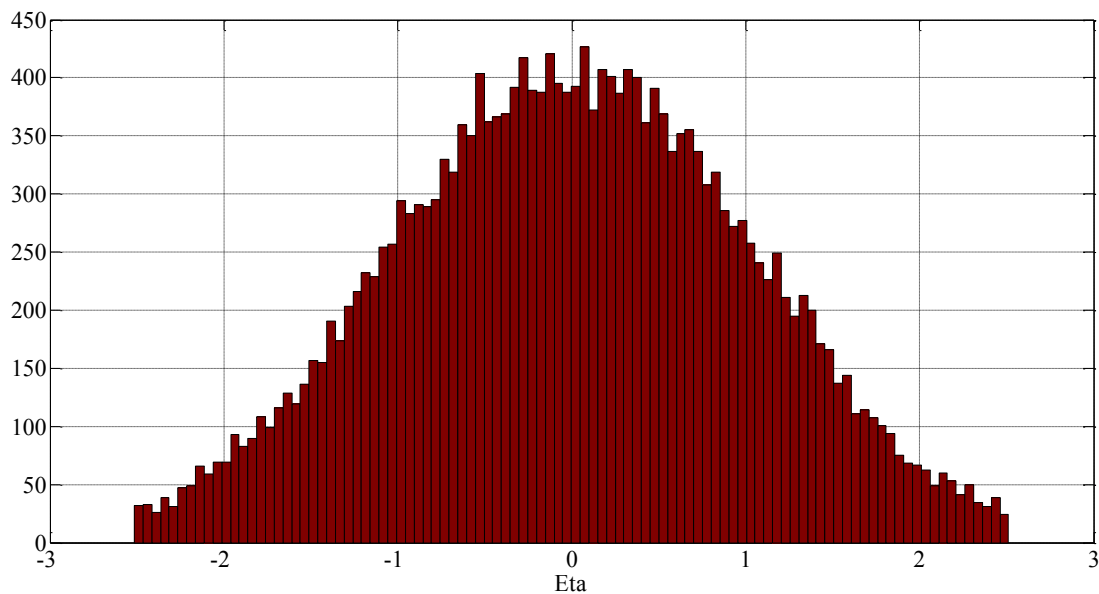


Fig.5.14. Distribuição dos  $e^+e^-$  decaídos de  $Z'$  por faixa de  $\eta$ .



A Fig.5.15 mostra a eficiência de cada um desses classificadores por faixa da coordenada  $\eta$  para  $e+e^-$  decaídos de  $Z'$ , contendo a barra de erros. Os eventos estão distribuídos entre  $-3 < \eta < 3$ . Mais uma vez a RNA apresentou os melhores resultados, apresentando resultados ruins apenas em intervalos onde a quantidade de dados é muito pequena, seguido pelo corte Loose, que, assim como os outros cortes, não classificaram nenhum evento nos valores extremos de  $\eta$ . Embora se perceba também para estes dados uma preferência por determinadas regiões, de  $\eta$ , mais uma vez sendo a região próxima a zero com menor eficiência, uma vez que estes dados têm altos valores de eficiência, não é possível, apenas através do gráfico, afirmar que existam tais regiões. A quantidade de eventos existentes em cada faixa e a quantidade de eventos classificados de maneira correta para cada um dos classificadores são apresentadas na Tabela A.7.

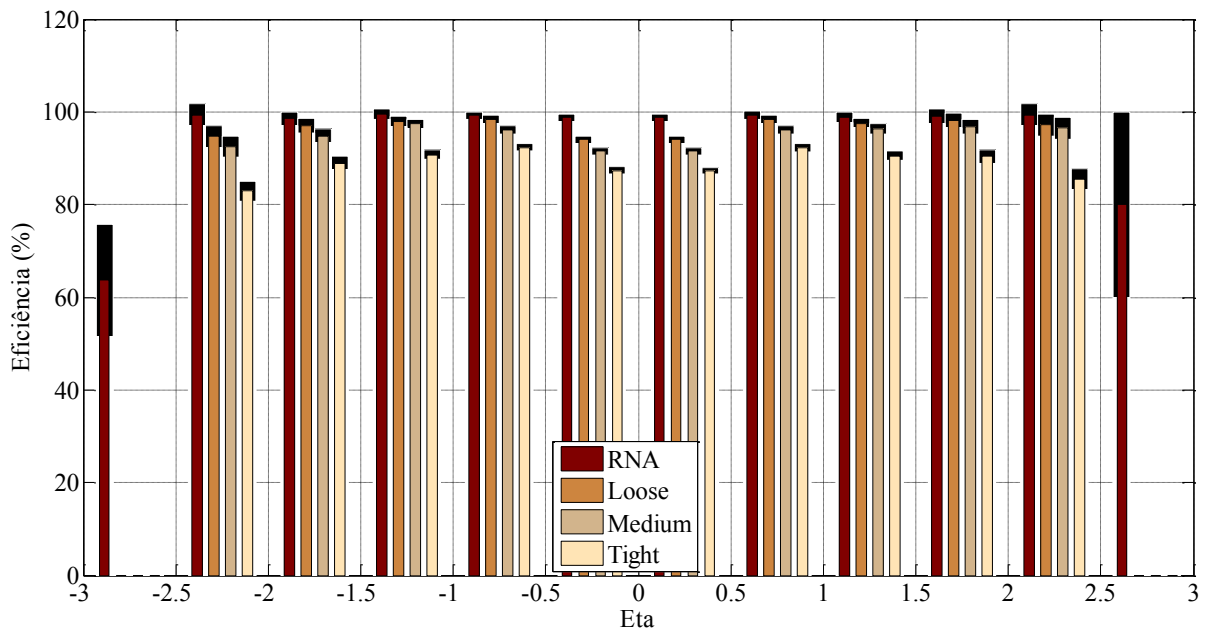


Fig.5.15. Eficiência por faixa de  $\eta$  para elétrons e pósitrons decaídos de  $Z'$ .

As mesmas análises de eficiência por faixa de  $\eta$  foram feitas para os elétrons e pósitrons do Modelo Padrão que estão no conjunto de  $Z'$ . A Fig.5.16 mostra como essas partículas estão concentradas nas regiões de baixo  $p_t$ , especialmente para valores menores que 0,1 TeV.

Para esses elétrons e pósitrons de baixo  $p_t$ , o corte *Loose* apresentou eficiência de classificação maior que a RNA. Assim como para os dados analisados anteriormente, os dois classificadores mostraram ter dificuldades na classificação de eventos de baixo  $p_t$ . A Fig.5.17 traz as eficiências dos classificadores em relação ao  $p_t$ , e a Tabela A.8, o número de eventos em cada faixa.

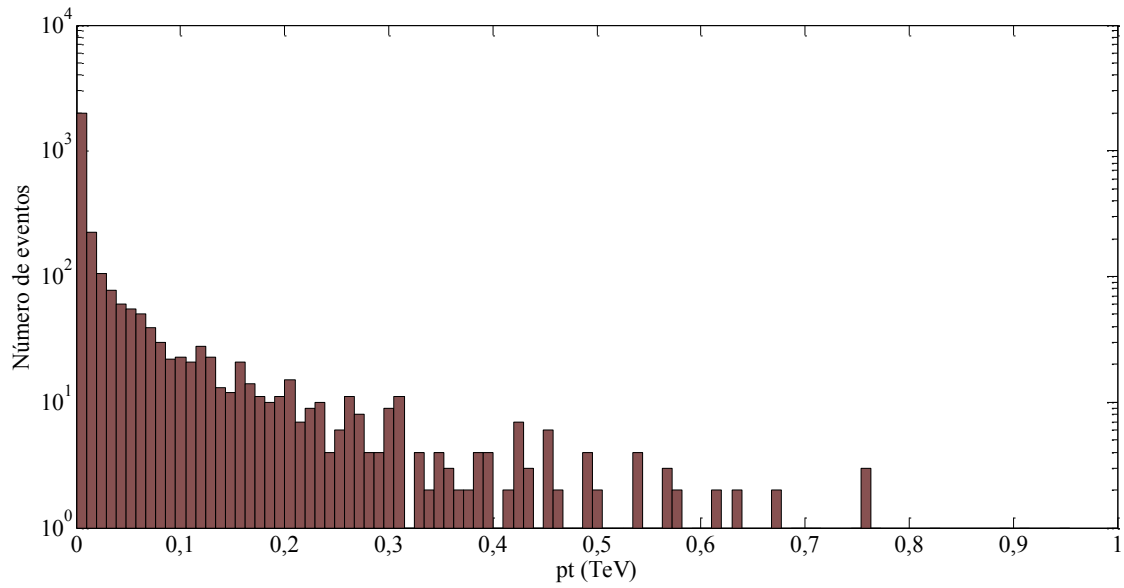


Fig.5.16. Distribuição dos  $e^+e^-$  decaídos de outros canais, em sua maioria fótons, por faixa de pt.

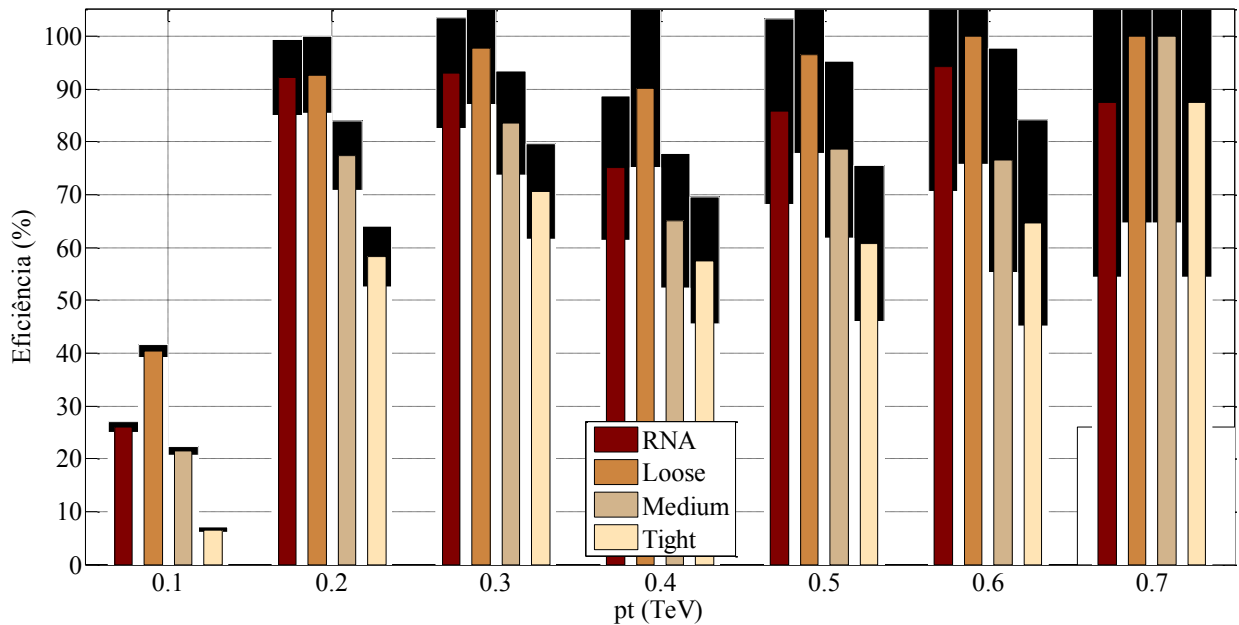


Fig.5.17. Eficiência por faixa de pt para elétrons e pósitrons do Modelo Padrão.

O comportamento, porém, para a distribuição em  $\eta$  é muito diferente dos eventos apresentados anteriormente como mostra a Fig.5.18.

Também para a análise de eficiência por  $\eta$  o corte *Loose* apresentou o melhor resultado seguido pela RNA. Além disso, é possível ver na Fig.5.19 que existem regiões de  $\eta$  em que a eficiência aumenta para ambos os classificadores. A quantidade de eventos classificados por  $\eta$  para cada classificador está listado na Tabela A.9.

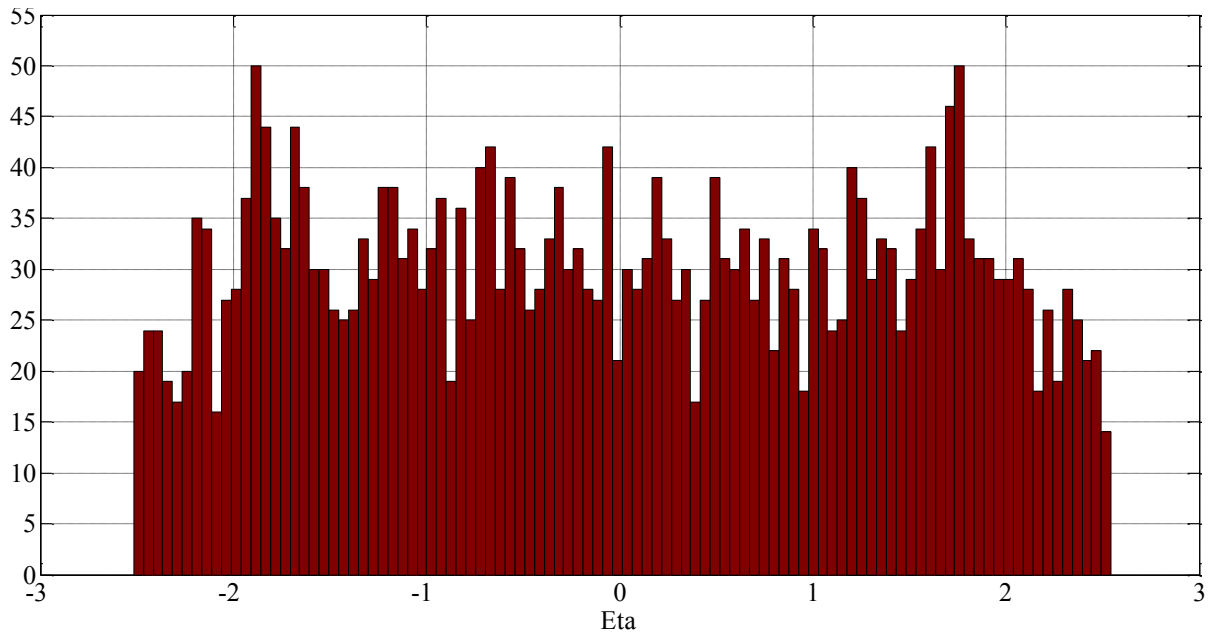


Fig.5.18. Distribuição dos  $e^+e^-$  do Modelo Padrão por faixa de  $\eta$ .

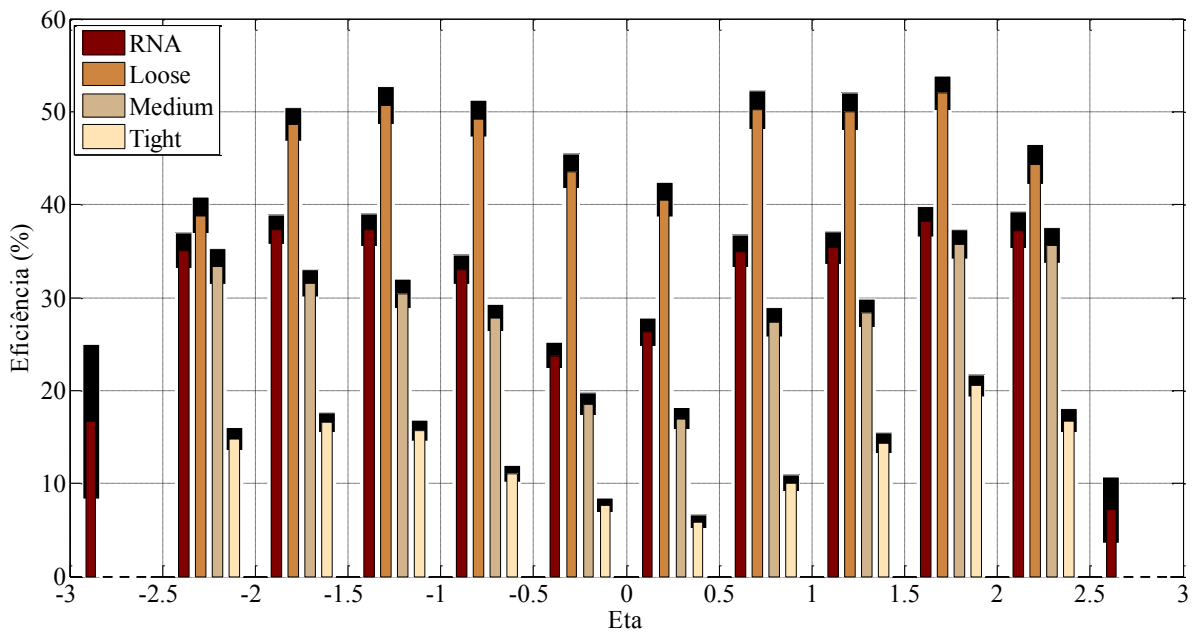


Fig.5.19. Eficiência por faixa de  $\eta$  para elétrons e pósitrons do Modelo Padrão.

Devido ao baixo número de eventos  $e^+e^-$  do Modelo Padrão não é possível perceber um padrão de comportamento dos classificadores em relação ao momento das partículas como é possível para o canal  $Z' \rightarrow e^+e^-$ . No entanto, para a coordenada  $\eta$  os eventos do Modelo Padrão apresentaram distribuição muito distinta da distribuição dos eventos de  $Z'$ . Além disso, mostraram serem mais susceptíveis à região de  $\eta$ , variando muito o valor da eficiência de classificação de acordo com essa coordenada, o que não ocorre com os eventos de  $Z'$ .

## 5.4 $Z \rightarrow e^+e^-$

Para os eventos do Modelo Padrão foi utilizado apenas um conjunto de dados que estão distribuídos nas seguintes quantidades:

- 59591 elétrons e pósitrons decaídos de  $Z$ ;
- 140674 outras partículas que não foram utilizadas neste trabalho.

A Fig.5.20 é a distribuição dos  $e^+e^-$  decaídos de  $Z$ . Ela mostra que também estes dados se concentram na região de  $pt$  menor que 0,1 TeV.

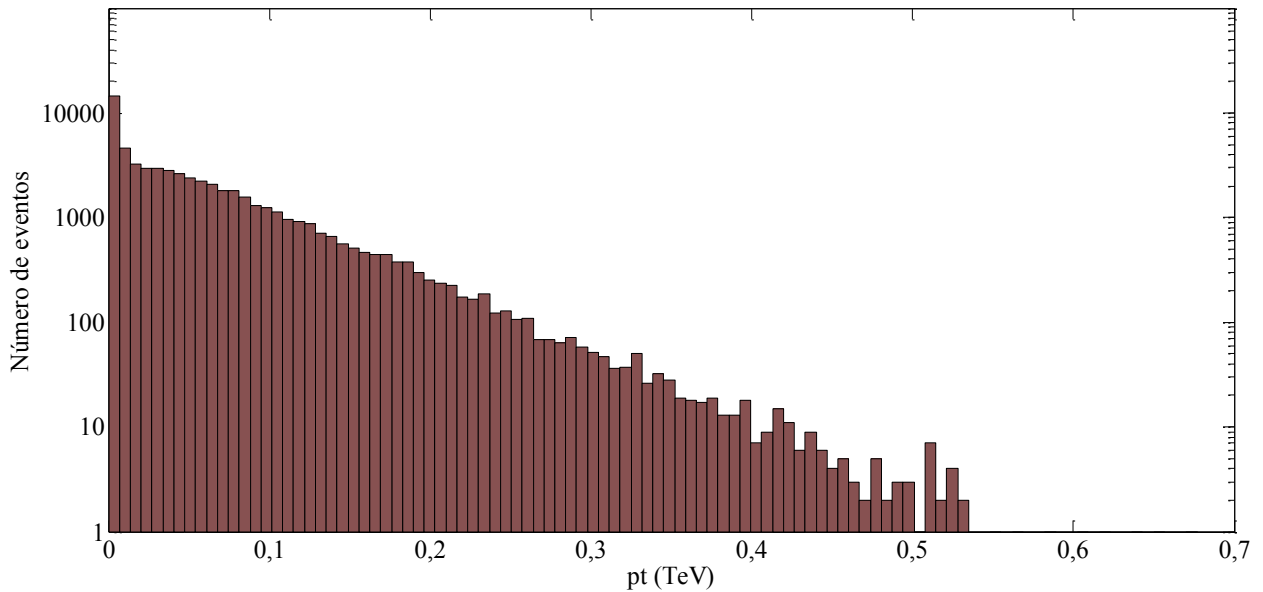


Fig.5.20. Distribuição dos  $e^+e^-$  decaídos de  $Z$  por faixa de  $pt$ .

A eficiência de classificação por  $pt$  é mostrada na Fig.5.21 e reafirma o fato de que para baixos valores de  $pt$  o corte *Loose* tende a apresentar classificações mais eficientes que a RNA. A quantidade de dados para cada classificador é listada na Tabela A.10. Um fato importante em relação à esses dados é que os cortes *Medium* e *Tight* apresentam eficiência muito abaixo do esperado. Caberá para estes dados futura verificação, uma vez que existe a possibilidade de que, para estes dois cortes, os dados estejam corrompidos. Uma vez que se confirme o erro, toda análise para estes dois cortes no conjunto elétron/pósitron está comprometida.

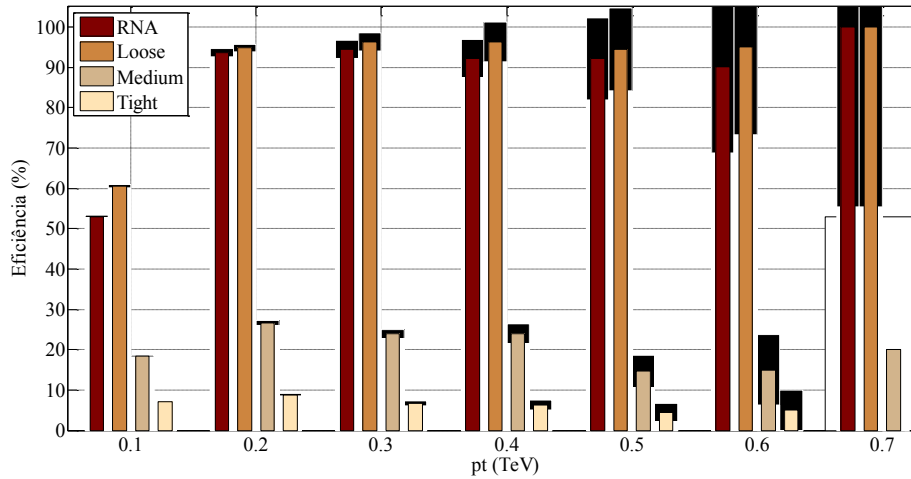


Fig.5.21. Eficiência por faixa de  $pt$  para elétrons e pósitrons decaídos de  $Z$ .

Embora para a distribuição e classificação em  $pt$  esse dados tenham apresentado comportamento semelhante aos  $e^+e^-$  do Modelo Padrão existentes no conjunto de  $Z'$ , para  $\eta$  o comportamento se mostra bem diferente. A Fig.5.22 mostra a distribuição desses dados em relação a  $\eta$ . Nela é possível ver que esses dados estão em maior quantidade na região de  $\eta$  ao redor de zero.

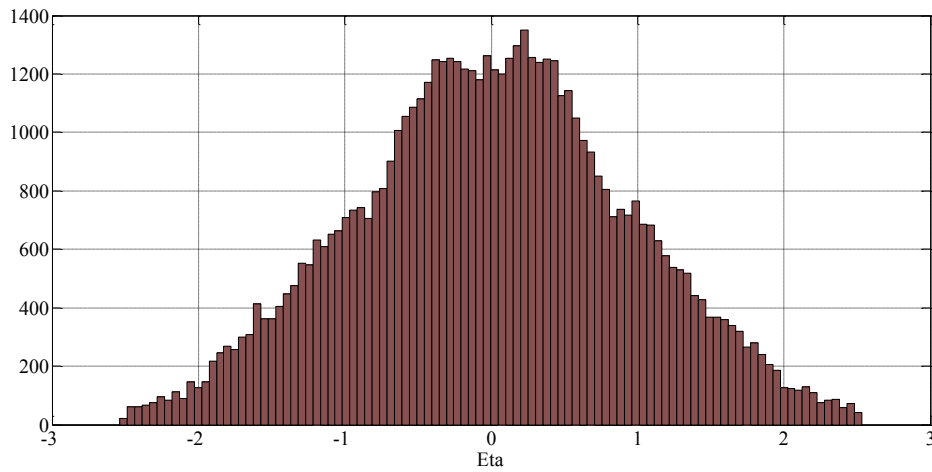


Fig.5.22. Distribuição dos  $e^+e^-$  decaídos de  $Z$  por faixa de  $\eta$ .

A diferença também é percebida na eficiência dos classificadores em relação a  $\eta$ , pois para esse eventos o aumento da eficiência em determinadas regiões de  $\eta$  não é tão evidente como a análise anterior embora ele exista como mostrado na Fig.5.23. A quantidade de dados para cada classificador é mostrada na Tabela A.11.

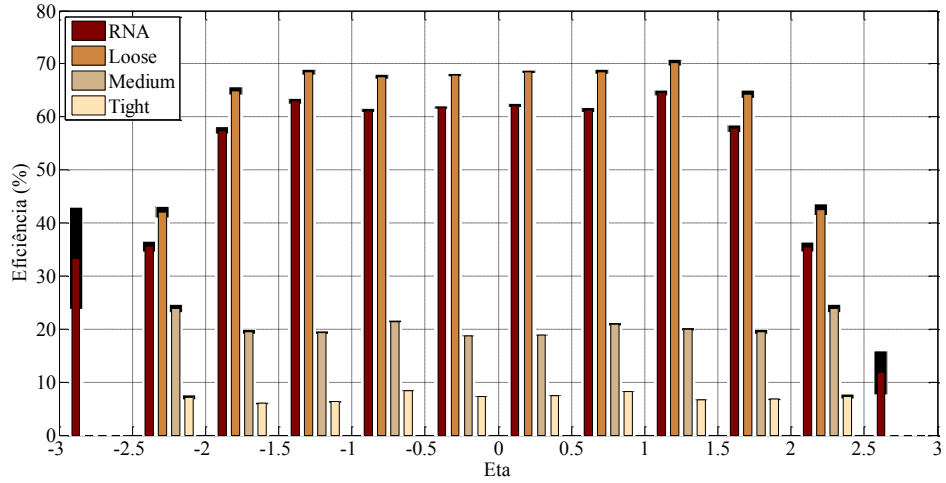


Fig.5.23. Eficiência por faixa de  $\eta$  para elétrons e pósitrons decaídos de  $Z$ .

A partir das análises dos dados é possível notar que os classificadores mostram-se pouco eficientes para eventos que possuem baixos valores de  $pt$ , embora os dados do canal  $Z' \rightarrow e^+e^-$  apresentem valores melhores para essa região. Em relação à  $\eta$  os classificadores apresentaram regiões de maior eficiência de classificação e também de maior falso alarme.

## 6 Conclusões

Esta dissertação apresentou a comparação dos dois algoritmos de classificação de elétrons/pósitrons *HTL\_Ringer* e  $e/\gamma$  Padrão no detector ATLAS. Essas partículas são resultantes dos decaimentos de muitos dos canais de interesse para física entre eles, um dos decaimentos da partícula além do Modelo Padrão  $Z'$ .

Para este trabalho não se priorizou a classificação de elétrons e pósitrons decaídos de  $Z'$ , ao invés disso analisou-se o comportamento dos dois classificadores em relação a partículas de vários momentos, não só de elétrons e pósitrons, mas também para jatos. Além da análise variando-se o momento, também foram analisados os classificadores em relação à coordenada  $\eta$  das partículas.

Foi possível concluir que os algoritmos apresentam dificuldade de classificação de elétrons/pósitrons em energias muito baixas, porém para eventos oriundos do canal  $Z' \rightarrow e^+e^-$  essa eficiência se mostrou um pouco superior em relação aos elétrons oriundos de outros canais. Para momentos mais altos, os algoritmos apresentaram classificações muito elevadas. Além disso, a RNA do *HTL\_Ringer* apresentou-se mais eficiente para elétrons de altas energias enquanto o algoritmo  $e/\gamma$  Padrão mostrou melhores resultados com eventos de energias mais baixas quanto ao corte *Loose*. Em relação ao falso alarme, embora a baixa estatística tenha comprometido o claro entendimento dos classificadores, foi possível perceber que a RNA apresentou valores mais baixos que os cortes *Loose* e *Medium* do algoritmo  $e/\gamma$  Padrão.

Já através da análise em relação à  $\eta$ , foi possível concluir que existem algumas regiões em que os classificadores têm maior dificuldade de classificação em comparação com outras, com alguns dados mais susceptíveis às variações de  $\eta$  do que outros. Além disso, a forma como esses dados se distribuem em relação a essa coordenada mostrou ser relevante para a eficiência dos classificadores.

Devido à quantidade reduzida de dados não foi possível aprofundar as conclusões em relação aos algoritmos e suas eficiências e falsos alarmes. Logo, como próximos passos para a complementação deste trabalho, aquisição adicional de dados e uma análise mais apurada dos resultados são necessárias para total compreensão da proposta aqui apresentada.

A partir daí é possível realizar um trabalho dedicado especialmente à identificação de elétrons decaídos de  $Z'$ . Além de ser possível se propor um novo algoritmo de reconhecimento e classificação de elétrons resultante das conclusões do atual trabalho. Adicionalmente se propõe a utilização dos outros sub-detectores do ATLAS e o estudo do comportamento do par elétron/pósitron para a identificação de uma partícula a partir da identificação da outra.

Vale ressaltar que o presente trabalho foi um importante instrumento de aprendizagem e aprofundamento sobre o detector ATLAS e seus calorímetros, além de seus *frameworks Athena* e *ROOT*, nunca antes trabalhados pelo autor até o começo desta dissertação.



## Referências Bibliográficas

AAD, G. *et al.* (2012a). Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$  with  $4.8 \text{ fb}^{-1}$  of pp collision data at  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$  with ATLAS. *Physics Letters B* 710 (2012) 383–402. Elsevier.

AAD, G. *et al.* (2012b). Measurement of the top quark pair production cross-section with ATLAS in the single lepton channel, arXiv:1201.1889v2 [hep-ex].

ABULENCIA, A. *et al.* (2006). Search for  $Z' \rightarrow e^+e^-$  Using Dielectron Mass and Angular Distribution, arXiv:hep-ex/0602045v1.

ATLAS (1996) Calorimeter Performance: Technical Design Report, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN.

ATLAS (1998). Level-1 *trigger*: Technical Design Report, Technical Design Report ATLAS. Geneva, CERN.

ATLAS (2008) AAD, G., ABAT, E., ABBOTT, B., et al., Expected performance of the ATLAS experiment: detector, *trigger* and physics. Geneva, CERN.

ATLAS (2013a). <http://ATLAS.ch/>, acessado em Junho de 2013.

ATLAS (2013b). Search for high-mass dilepton resonances in  $20 \text{ fb}^{-1}$  of pp collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS experimente. ATLAS Note.

BARLOW, N. (2011). SUSY searches at ATLAS. ATL-PHYS-PROC-2011-087. CERN.

CALKINS, R. (2011). Top Quark Production Measurements at ATLAS, arXiv:1110.1027v1 [hep-ex].

CERN (2013), <http://cern.ch/>, acessado em Junho de 2013.

FABJAN, C. e GIANOTTI, F. (2003). Calorimetry for Particles Physics. *Reviews of Modern Physics*, Volume 75, 1243 -1284. CERN.

FREUND, W. (2011). Algoritmo alternativo utilizando informação anelada de calorimetria para identificação de elétrons, pósitrons e fótons para o detector ATLAS. Trabalho de final de curso em engenharia elétrica, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro.

GELLERSTEDT (2012). Top Quark Pair Production in ATLAS, Stockholm University, Universitetsservice AB.

MARZIN, A. (2008). Top quark mass measurement with ATLAS. IRFU/SPP, CEA-Saclay, France.

SIPIO, R. (2010). Measurement of top quark pairs production cross-section in the semi-leptonic channel with the ATLAS experimente. Esame Fenale, Bologna, Italia.

TORRES, R. (2010). Sistema online de filtragem em um ambiente com alta taxa de eventos e fina granularidade. Tese de doutorado em engenharia elétrica, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro.

Twiki(2014).  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ATLASProtected/ElectronIdentification>, acessado em outubro de 2013.

WIGMANS, R.(2000). Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics, International series of monographs on physics. Oxford, Clarendon Press.

## Apêndice

Os dados de distribuição dos elétrons e pósitrons por intervalos de  $pt$  e  $\eta$  das classificações apresentadas no Capítulo 5 são listados a seguir.

Tabela A.1. Distribuição dos elétrons e pósitrons por intervalo de  $pt$ .

Intervalo de $pt$ (TeV)	Total por Intervalo	RNA <i>ringer</i>	Loose	Medium	Tight
0 - 0,1	50795	26222	30213	9526	3664
0,1 - 0,2	9792	9172	9270	2990	1276
0,2 - 0,3	3095	2961	2975	1532	1117
0,3 - 0,4	2009	1935	1931	1584	1425
0,4 - 0,5	2310	2262	2233	2116	1979
0,5 - 0,6	2573	2554	2519	2445	2318
0,6 - 0,7	2703	2681	2628	2579	2452
0,7 - 0,8	2637	2623	2561	2532	2424
0,8 - 0,9	2072	2063	1991	1954	1854
0,9 - 1,0	1941	1935	1872	1830	1762
1,0 - 1,1	1176	1171	1132	1114	1061
1,1 - 1,2	950	945	914	898	873
1,2 - 1,3	820	814	786	773	746
1,3 - 1,4	480	477	447	440	425
1,4 - 1,5	477	475	448	440	422
1,5 - 1,6	175	173	162	160	154
1,6 - 1,7	18	18	14	13	13
1,7 - 1,8	7	7	7	6	6
1,8 - 1,9	1	1	1	1	1

Tabela A.2. Distribuição dos elétrons e pósitrons por intervalo de  $\eta$  com  $pt$  menor que 0,1 TeV

Intervalo	Total por intervalo	RNA	Loose	Medium	Tight
-3 a -2,5	16	5	0	0	0
-2,5 a -2	1099	378	446	276	92
-2 a -1,5	2869	1481	1726	559	183
-1,5 a -1	4886	2741	3070	919	298
-1 a -0,5	7018	3615	4172	1379	555
-0,5 a 0	9378	4744	5516	1594	648
0 a 0,5	9527	4896	5666	1647	688
0,5 a 1	7066	3667	4278	1366	559
1 a 1,5	4881	2809	3145	920	330
1,5 a 2	2872	1490	1718	574	215
2 a 2,5	1152	393	476	292	96
2,5 a 3	31	3	0	0	0

Tabela A.3. Distribuição dos elétrons e pósitrons por intervalo de  $\eta$  com  $p_t$  maior que 0,1 TeV

Intervalo	Total por intervalo	RNA	Loose	Medium	Tight
-3 a -2,5	10	6	0	0	0
-2,5 a -2	468	465	442	429	381
-2 a -1,5	1293	1273	1256	1102	986
-1,5 a -1	2894	2839	2817	2252	1981
-1 a -0,5	5026	4881	4895	3617	3151
-0,5 a 0	6810	6573	6408	4251	3629
0 a 0,5	6965	6689	6549	4314	3671
0,5 a 1	5025	4887	4903	3590	3128
1 a 1,5	2987	2916	2904	2310	2012
1,5 a 2	1268	1252	1245	1080	967
2 a 2,5	485	482	472	462	402
2,5 a 3	5	4	0	0	0

Tabela A.4. Distribuição dos falsos alarmes para cada classificador

Intervalo de $p_t$ (TeV)	Total de Dados por faixa	RNA	Loose	Medium	Tight
0 - 0,1	125742	692	5470	2027	263
0,1 - 0,2	8853	77	2	2	1
0,2 - 0,3	3413	15	0	0	0
0,3 - 0,4	1640	12	0	0	0
0,4 - 0,5	923	3	0	0	0
0,5 - 0,6	562	0	0	0	0
0,6 - 0,7	358	2	0	0	0
0,7 - 0,8	240	0	0	0	0
0,8 - 0,9	160	1	0	0	0
0,9 - 1,0	141	0	0	0	0
1,0 - 1,1	82	0	0	0	0
1,1 - 1,2	77	0	0	0	0
1,2 - 1,3	41	0	0	0	0
1,3 - 1,4	20	0	0	0	0
1,4 - 1,5	12	0	0	0	0
1,5 - 1,6	10	0	0	0	0
1,6 - 1,7	7	0	0	0	0
1,7 - 1,8	5	0	0	0	0
1,8 - 1,9	4	0	0	0	0

Tabela A.5. Distribuição dos falsos alarmes pra cada classificador por  $\eta$ .

Intervalo	Total por Faixa	RNA	Loose	Medium	Tight
-3 a -2,5	0	0	0	0	0
-2,5 a -2	30	23	62	39	9
-2 a -1,5	2094	61	275	178	2
-1,5 a -1	5040	108	812	522	31
-1 a -0,5	11121	243	1271	650	58
-0,5 a 0	21516	339	1654	729	46
0 a 0,5	30337	368	1781	847	51
0,5 a 1	30493	255	1210	622	61
1 a 1,5	21640	109	780	503	27
1,5 a 2	11160	42	242	152	4
2 a 2,5	5054	20	68	44	14
2,5 a 3	2165	1	0	0	0

Tabela A.6. Número total de eventos para dados de  $Z'$  por faixa de  $pt$  e número de eventos por faixa de  $pt$  para cada classificador

Intervalo de $pt$ (TeV)	Total de Dados por faixa	RNA	Loose	Medium	Tight
0 - 0,1	130	115	114	103	52
0,1 - 0,2	473	455	446	418	367
0,2 - 0,3	1083	1062	1037	1000	927
0,3 - 0,4	1564	1532	1505	1461	1377
0,4 - 0,5	2193	2156	2122	2080	1957
0,5 - 0,6	2536	2520	2483	2429	2306
0,6 - 0,7	2690	2669	2615	2570	2445
0,7 - 0,8	2630	2616	2554	2526	2418
0,8 - 0,9	2070	2061	1989	1953	1853
0,9 - 1,0	1939	1933	1870	1828	1760
1,0 - 1,1	1176	1171	1132	1114	1061
1,1 - 1,2	950	945	914	898	873
1,2 - 1,3	820	814	786	773	746
1,3 - 1,4	480	477	447	440	425
1,4 - 1,5	477	475	448	440	422
1,5 - 1,6	175	173	162	160	154
1,6 - 1,7	18	18	14	13	13
1,7 - 1,8	8	8	8	7	7

Tabela A.7. Número total de eventos para dados de  $Z'$  por faixa de  $\eta$  e número de eventos por faixa de  $\eta$  para cada classificador.

Intervalo	Total de Dados por faixa	RNA	Loose	Medium	Tight
-3 a -2,5	11	7	0	0	0
-2,5 a -2	450	447	426	416	373
-2 a -1,5	1063	1047	1031	1008	945
-1,5 a -1	2085	2074	2043	2030	1893
-1 a -0,5	3203	3177	3152	3077	2958
-0,5 a 0	3864	3817	3633	3537	3375
0 a 0,5	3923	3877	3689	3589	3424
0,5 a 1	3200	3179	3147	3075	2954
1 a 1,5	2137	2113	2085	2059	1934
1,5 a 2	1017	1007	999	984	919
2 a 2,5	454	451	441	438	388
2,5 a 3	5	4	0	0	0

Tabela A.8. Número total de eventos para elétrons/pósitron do Modelo Padrão por faixa total de  $pt$  e para cada classificador

Intervalo de $pt$ (TeV)	Total de Dados por faixa	RNA	Loose	Medium	Tight
0 - 0,1	2662	692	1073	572	174
0,1 - 0,2	177	163	164	137	103
0,2 - 0,3	85	79	83	71	60
0,3 - 0,4	40	30	36	26	23
0,4 - 0,5	28	24	27	22	17
0,5 - 0,6	17	16	17	13	11
0,6 - 0,7	8	7	8	8	7
0,7 - 0,8	7	0	0	0	0
0,8 - 0,9	2	0	0	0	0
0,9 - 1,0	2	0	0	0	0

Tabela A.9. Número total de eventos por faixa de  $\eta$  e número de eventos por faixa de  $\eta$  para cada classificador.

Intervalo	Total de Dados por faixa	RNA	Loose	Medium	Tight
-3 a -2,5	6	1	0	0	0
-2,5 a -2	237	83	92	79	35
-2 a -1,5	362	135	176	114	60
-1,5 a -1	306	114	155	93	48
-1 a -0,5	327	108	161	91	36
-0,5 a 0	303	72	132	56	23
0 a 0,5	289	76	117	49	17
0,5 a 1	289	101	145	79	29
1 a 1,5	300	106	150	85	43
1,5 a 2	356	136	185	127	73
2 a 2,5	239	89	106	85	40
2,5 a 3	14	1	0	0	0

Tabela A.10. Número total de eventos por faixa de  $pt$  e número de eventos por faixa de  $pt$  para cada classificador.

Intervalo de $pt$ (TeV)	Total por Intervalo	RNA	Loose	Medium	Tight
0 - 0,1	48003	48003	25415	29026	8809
0,1 - 0,2	57145	9142	8554	8660	2434
0,2 - 0,3	59072	1927	1820	1855	460
0,3 - 0,4	59477	405	373	390	97
0,4 - 0,5	59566	89	82	84	13
0,5 - 0,6	59586	20	18	19	3
0,6 - 0,7	59591	5	5	5	1

Tabela A.11. Número total de eventos por faixa de  $\eta$  e número de eventos por faixa de  $\eta$  para cada classificador.

Intervalo	Total de Dados por faixa	RNA	Loose	Medium	Tight
-3 a -2,5	9	3	0	0	0
-2,5 a -2	880	313	370	210	63
-2 a -1,5	2737	1572	1775	534	164
-1,5 a -1	5389	3392	3689	1043	338
-1 a -0,5	8514	5211	5754	1822	711
-0,5 a 0	12021	7428	8159	2248	877
0 a 0,5	12280	7632	8409	2317	916
0,5 a 1	8602	5274	5889	1797	704
1 a 1,5	5431	3506	3814	1081	362
1,5 a 2	2767	1599	1779	540	188
2 a 2,5	944	335	401	225	69
2,5 a 3	17	0	0	0	0