

Busca por um campo de torção em colisões
 $pp \rightarrow e^+e^- + X$ com $\sqrt{s} = 8$ TeV no ATLAS/LHC

Simão Paulo Silva

25 de junho de 2014

Abstract

In the present work a search for a torsion field was performed and restrictive limits were imposed in its parameter space, that comprises its mass and coupling constant with the Standard Model fermions. The chosen torsion model is based upon an effective action, that was build from the classical action, and its relevant terms are the interaction terms with the Standard Model fermions and the free propagating torsion terms. This search was made using the data collected by the ATLAS detector, one of the LHC detectors, that was obtained from proton-proton collisions at center of mass energy $\sqrt{s} = 8$ TeV and an integrated luminosity of 21 fb^{-1} . The channel $pp \rightarrow e^+e^- + X$ was chosen because the electron is a stable particle and can be directly analyzed. The statistical analysis is based on a Bayesian approach and it compares histograms of e^+e^- invariant mass of the experimental data with simulated histograms of the Standard Model background and signal for various torsion masses and coupling constants. No excess beyond the Standard Model were observed at 95% CL. Lower limits on torsion mass were established, such that the observed limits are substantially greater than the previous limits, and the higher limit reaches $3.989 \text{ TeV}/c^2$ for the Torsion coupling constant of 0.5.

Resumo

Neste trabalho foi feita uma busca por um campo de torção e foram impostos limites rigorosos em seu espaço de parâmetros, que compreende sua massa e sua constante de acoplamento com os férmions do Modelo Padrão. O modelo de torção escolhido é baseado numa ação efetiva, construída a partir da ação clássica, cujos termos relevantes são os termos de interação com os férmions do Modelo Padrão e os termos de propagação da torção livre. Essa busca foi feita através dos dados coletados pelo detector ATLAS, um dos detectores do LHC, obtidos de colisões próton-próton com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8$ TeV e uma luminosidade integrada de 21 fb^{-1} . O canal $pp \rightarrow e^+e^- + X$ foi escolhido porque o elétron é uma partícula estável e pode ser analisado diretamente. A análise estatística dos dados é baseada numa abordagem bayesiana e compara histogramas de massa invariante do par e^+e^- obtidos dos dados experimentais com histogramas dos dados simulados do *backgrounds* e do sinal para vários valores da massa e da constante de acoplamento. Nenhum excesso além do Modelo Padrão foi observado com nível de confiança de 95%. Foram estabelecidos limites inferiores para a massa da torção, tal que os limites observados são substancialmente maiores que os limites anteriores, e o limite mais alto chega a $3,989 \text{ TeV}/c^2$ para a constante de acoplamento 0,5.

Agradecimentos

Agradeço à minha família por todo apoio que recebi em meus estudos, desde o pré-escolar até a pós-graduação. Agradeço aos professores da UFSJ que me direcionaram em meus estudos, assim permitindo que eu adquirisse conhecimentos e habilidades de valores inestimáveis e pudesse explorá-los da forma mais produtiva possível. Em especial, quero agradecer à professora Stella Maris Resende, minha orientadora na iniciação científica, e aos professores Fernando Marroquim e Maria Aline B. do Vale, meus orientadores no mestrado, por acreditarem em mim e sempre me incentivarem a seguir carreira acadêmica. Também quero agradecer aos meus colegas durante a graduação e a pós graduação, mas não vou citar nomes individuais porque são tantos e não quero correr o risco de cometer alguma injustiça me esquecendo de alguém. Também quero agradecer aos meus amigos do Karate e ao professor Marcos, pois de nada adianta eu me dedicar excessivamente aos estudos e não ter saúde física para tirar proveito das habilidades intelectuais. Também é importante eu ressaltar a grande ajuda do professor André A. Nepomuceno da UFF na parte de programação, que me permitiu economizar um tempo inestimável no desenvolvimento e depuração dos programas usados na análise de dados. Agradeço muito à CAPES por fornecer a bolsa de estudos que possibilitou que eu me dedicasse com exclusividade ao mestrado. Agradeço a minha noiva Lidiane por ser compreensível e carinhosa comigo durante os últimos quatro anos. Acima de tudo, devo agradecer a Deus por ter me dado saúde e ter proporcionado todas as condições favoráveis para a conclusão de mais uma fase de minha vida.

Conteúdo

Introdução	6
1 O Modelo Padrão	8
1.1 Introdução	8
1.2 A interação eletromagnética	9
1.3 A cromodinâmica quântica (QCD)	10
1.4 A teoria eletrofraca	12
1.5 Limitações do Modelo Padrão	15
2 O modelo de torção	17
2.1 Introdução	17
2.2 Definição matemática clássica	18
2.3 Interação de um férmion com o campo de torção	19
2.4 A propagação do campo de torção	21
2.5 Fenomenologia e grandezas observáveis	22
3 O aparato experimental	25
3.1 O LHC	25
3.2 O detector ATLAS	27
3.2.1 Sistemas magnéticos	28
3.2.2 O detector interno (ID)	29
3.2.3 Os calorímetros	29
3.2.4 Espectrômetro de múons	31
3.2.5 <i>Trigger</i> e aquisição de dados	32

4	Análise de dados e resultados	34
4.1	Introdução	34
4.2	Amostras de dados coletados pelo ATLAS	34
4.3	Simulação dos backgrounds	35
4.4	Simulação do sinal	36
4.5	Seleção de eventos	38
4.6	Simulação dos <i>templates</i> da torção	39
4.6.1	Pesos e correções aplicados nos histogramas de M_{ee}	39
4.6.2	Obtenção dos <i>templates</i> do sinal a partir da distribuição DY	40
4.6.3	Aceitação e eficiência do sinal	41
4.7	Limites na massa da torção	42
4.8	Conclusão	44
A	Análise estatística	46
A.1	Introdução	46
A.2	Ajuste dos <i>templates</i> e cálculo dos limites	47
A.3	Incertezas sistemáticas	48

Lista de Figuras

1	Par de elétrons de maior massa invariante detectado pelo ATLAS	7
1.1	Os férmions e os bósons do Modelo Padrão.	9
1.2	Vértice básico da QED	10
1.3	Vértices básicos da QCD	11
2.1	Gráfico de exclusão simulado para o canal $pp \rightarrow e^+e^-$	24
3.1	Localização esquemática dos quatro principais experimentos do LHC.	26
3.2	Detector ATLAS e seus subsistemas.	28
3.3	Representação esquemática do detector interno.	30
3.4	Visão completa dos calorímetros do ATLAS	31
3.5	Sistema de <i>trigger</i>	33
4.1	Produção e decaimento de um par $t\bar{t}$, com e^+e^- no estado final.	36
4.2	Distribuições de massa invariante M_{ee}	41
4.3	Curvas $A \times \epsilon$ para diversos η_{TS}	42
4.4	Limites de M_{TS} para $\eta_{TS} = 0, 2$	43
4.5	Gráfico de exclusão da torção	44

Lista de Tabelas

1.1	Valores de g_V e g_A para cada férmion.	14
2.1	Limites obtidos com $\sqrt{s} = 7$ TeV combinando os canais e^+e^- e $\mu^+\mu^-$	24
4.1	Amostras de Monte Carlo usadas para gerar os templates.	37
4.2	Números de eventos dos dados e dos <i>backgrounds</i>	41
4.3	Limites obtidos na massa da torção com $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\int Ldt = 21$ fb $^{-1}$. . .	43
4.4	Comparação entre os limites observados anteriormente e neste trabalho . .	45

Introdução

O *Large Hadron Collider* (LHC) no CERN é o maior acelerador de partículas em atividade atualmente, com energia e luminosidade sem antecedentes. Em 2012, as colisões próton-próton no LHC atingiram energia de centro de massa de 8 TeV, e é esperado que chegue a 13 TeV em 2015. O LHC conta com quatro detectores: o ATLAS e o CMS, que são os detectores de uso geral, o ALICE, que é otimizado para colisões de íons pesados, e o LHCb, que é otimizado para o estudo do méson B. Todo esse aparato experimental pode testar exhaustivamente o Modelo Padrão, que atualmente é a teoria mais bem aceita para descrever as partículas elementares e as interações entre elas, assim como testar suas extensões e outras teorias.

Apesar da boa concordância do Modelo Padrão com os dados experimentais disponíveis até o momento, ainda existem muitas questões em aberto na Física que não podem ser explicadas pelo Modelo Padrão. Uma de suas principais limitações é a inclusão da interação gravitacional, que é muito bem descrita classicamente pela teoria da Relatividade Geral. Outros exemplos de problemas ainda em aberto são a natureza da matéria escura, cujas propriedades não são compatíveis com nenhuma das partículas conhecidas atualmente, a origem da assimetria entre a matéria e a antimatéria e o motivo de existirem exatamente três gerações de partículas. Todas essas questões servem como motivação para o desenvolvimento de novas teorias e também extensões do Modelo Padrão.

Um campo previsto em muitas extensões da Relatividade Geral é a torção. Conforme o capítulo 2 desta dissertação, é possível construir uma ação efetiva de um campo de torção interagindo com os férmions do Modelo Padrão. Este trabalho tem como objetivo a procura por um campo de torção com os dados coletados pelo detector ATLAS durante o ano de 2012, a partir de colisões próton-próton com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8$ TeV. Foi escolhido o canal com um par de elétrons no estado final, já que o ATLAS possui uma boa resolução na medida do momento dos elétrons e os elétrons são partículas

estáveis, permitindo uma análise mais rápida do que em outros canais com vários produtos de decaimentos. A figura 1 mostra uma ilustração tridimensional do par de elétrons de maior massa invariante detectado pelo ATLAS após todos os cortes mencionados nesta dissertação.

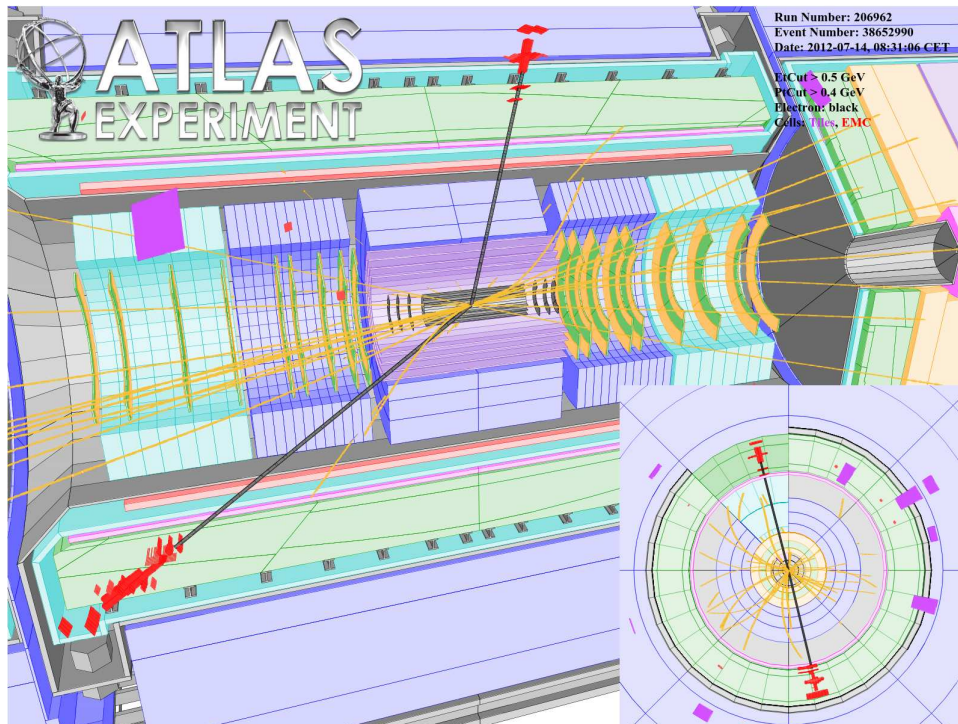


Figura 1: Evento com o par de elétrons de maior massa invariante detectado pelo ATLAS após todos os cortes mencionados nesta dissertação. A massa invariante do par de elétrons é $1541 \text{ GeV}/c^2$.

O capítulo 1 dessa dissertação faz uma breve revisão do Modelo Padrão, enquanto o capítulo 2 trata da possibilidade de construção da ação efetiva de um campo de torção capaz de interagir com os férmions do Modelo Padrão que pode se manifestar como um bóson neutro de grande massa. Uma descrição do aparato experimental encontra-se no terceiro capítulo. No capítulo 4 está relatada a análise dos dados, assim como os resultados obtidos. O método estatístico e as incertezas sistemáticas foram incluídas no apêndice para garantir uma boa sequência de leitura.

Capítulo 1

O Modelo Padrão

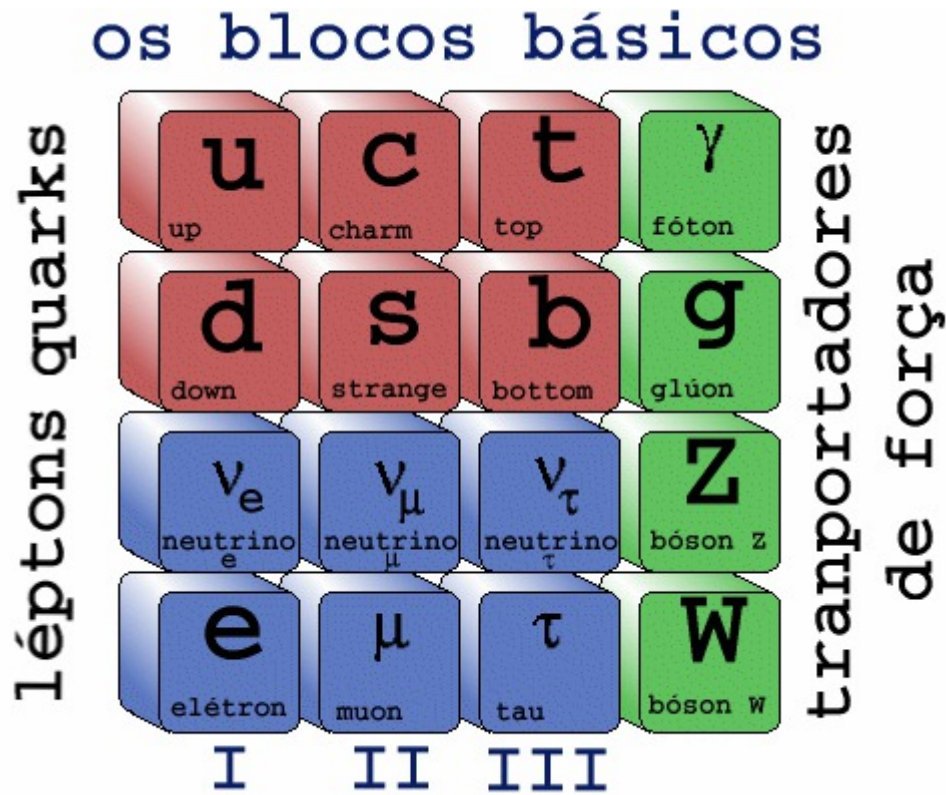
1.1 Introdução

A teoria atual que melhor descreve o comportamento das partículas elementares e suas interações, no sentido de grande concordância com os dados experimentais, é o chamado Modelo Padrão (MP). No MP estão incluídas somente as interações eletrofraca e forte, mas um grande desafio é incluir a interação gravitacional.

Segundo este modelo, as partículas elementares são agrupadas em férmions, de spin $1/2$ e portanto obedecem à estatística de Fermi-Dirac, e bósons, de spin inteiro e portanto obedecem à estatística de Bose-Einstein. As partículas mediadoras das interações são bósons de spin 1. O bóson de Higgs, a única partícula de spin 0, é responsável pela massa dos férmions e dos bósons Z , W^+ e W^- . O bóson W^\pm é o único eletricamente carregado. Os glúons, que possuem um número quântico de cor, são os mediadores da interação forte, enquanto o fóton é o mediador da interação eletromagnética e os bósons Z , W^+ e W^- os mediadores da interação fraca.

Os férmions pertencem a dois grupos principais: os quarks, que também possuem cor e os léptons. Cada grupo de férmions é composto por três gerações de duas partículas cujas cargas elétricas diferem por uma unidade da carga elétrica do elétron e . O elétron (e^-), o múon (μ^-) e o tau (τ^-) possuem carga elétrica $-e$ e seus respectivos neutrinos, ν_e , ν_μ e ν_τ , são eletricamente neutros. Os quarks de sabor up (u), charm (c) e top (t) possuem carga elétrica $\frac{2}{3}e$ e os quarks de sabor down (d), strange (s) e bottom (b) possuem carga $-\frac{1}{3}e$. As cores dos quarks são comumente rotuladas como vermelho, verde e azul, ou números de 1 a 3. Toda partícula tem sua antipartícula, com carga elétrica oposta e,

no caso dos quarks, também com cor oposta ou anticor. Uma tabela com as partículas do MP é mostrada na figura 1.1.



<http://www.astro.iag.usp.br/~ronaldo/intrcosm/Glossario/ModelPad.html>

Figura 1.1: Os férmions e os bósons do Modelo Padrão.

O MP ganhou ainda mais credibilidade com a recente descoberta experimental do bóson de Higgs no LHC em 2012 [1, 2], mas apesar de seu sucesso, ainda não é uma teoria final e apresenta limitações. Nas próximas seções segue uma breve descrição do MP, baseada principalmente nas referências [3, 4, 5]. A última seção deste capítulo cita algumas questões que ainda não foram respondidas pelo MP, sendo motivação para a criação tanto de novos modelos como de extensões do MP e intensa atividade experimental.

1.2 A interação eletromagnética

A interação eletromagnética é intermediada pelo fóton, bóson neutro sem massa de spin 1. Entre os férmions, apenas os neutrinos não possuem carga elétrica. Sendo um férmion de massa m_i representado por um spinor ψ_i e o fóton por um vetor A_μ , a lagrangiana da

eletrodinâmica quântica (QED) é da forma

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \sum_i \bar{\psi}_i(i\gamma^\mu\partial_\mu - Qe\gamma^\mu A_\mu - m_i)\psi_i, \quad (1.1)$$

onde $F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, Q é a carga em unidades da magnitude da carga do elétron e ($Q = -1$ para os léptons carregados, $Q = 2/3$ para os quarks u, c, t e $Q = -1/3$ para os quarks d, s, b), γ^μ é uma matriz de Dirac e $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$. É necessário adicionar um termo chamado *gauge fixing* proporcional a $(\partial_\mu A^\mu)^2$ à lagrangiana para se obter o propagador do fóton.

Em termos de diagramas de Feynman, o único vértice da interação eletromagnética é constituído de duas linhas fermiônicas e uma linha do fóton, como pode ser observado na figura 1.2. Todos os processos que envolvem apenas esse tipo de interação são representados por combinações desse vértice.

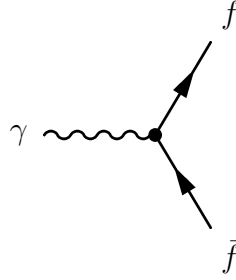


Figura 1.2: Vértice básico da QED, onde f é qualquer um dos férmions eletricamente carregados.

1.3 A cromodinâmica quântica (QCD)

A interação forte ocorre somente entre as partículas que possuem cor, os quarks e os glúons. Cada quark pode ser descrito por um spinor $\psi_{q,a}$, com um índice de cor a variando de 1 a 3, ou representado pelas cores vermelho, azul ou verde e q é o sabor do quark. Enquanto os quarks podem ter uma única cor, os glúons podem ser encontrados em oito combinações possíveis de cor e anticor que constituem um octeto de cor. A lagrangiana da QCD é

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{a,b} \bar{\psi}_{q,a} \left(i\gamma^\mu\partial_{\mu\delta_{ab}} - g_s\gamma^\mu T_{ab}^c A_\mu^c - m_q\delta_{ab} \right) \psi_{q,b} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (1.2)$$

onde δ_{ab} é o delta de Kronecker, A_μ^c é o vetor que descreve o campo do glúon, c é um índice que varia de 1 a 8 referente aos oito tipos de glúon, g_s é a constante de acoplamento

da QCD, T^c são os geradores do grupo SU(3) e m_q a massa do quark do tipo q . O tensor de campo $F_{\mu\nu}^a$ é definido como

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (1.3)$$

Sendo f^{abc} as constantes de estrutura do grupo SU(3), definidas pela relação de comutação $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$. Essa lagrangiana permite vértices entre dois quarks e um glúon além de vértices envolvendo três e quatro glúons, conforme figura 1.3. Mesmo estando

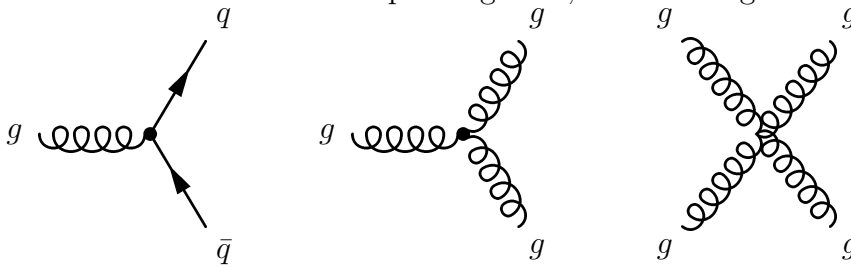


Figura 1.3: Principais vértices da QCD.

no setor perturbativo da QCD em processos que envolvem altas energias, a constante de acoplamento g_s não é tão pequena. Dessa forma, diagramas envolvendo *loops* devem ser levados em consideração. Nesses casos os diagramas divergentes precisam ser renormalizados e é conveniente escrever a constante de acoplamento g_s como função de um fator de escala de renormalização μ , $g_s = g_s(\mu)$. O valor de $g_s(\mu)$ para uma dada escala é determinado pela resolução da equação de grupo de renormalização dadas as condições de contorno obtidas de dados experimentais. Para a escala da massa do bóson Z m_Z , usada convencionalmente, $\alpha_s(m_Z) = g_s(m_Z)/4\pi = 0,1184 \pm 0,0007$.

Quarks, antiquarks e glúons encontram-se sempre confinados em hádrons e são comumente tratadas como partículas puntiformes chamadas pártons. Em colisões de altas energias envolvendo hádrons, considera-se um espalhamento rígido de um dos pártons de cada hádron, levando a um estado final de interesse, e um espalhamento suave dos pártons remanescentes ou espectadores. Como o tema deste trabalho envolve colisões entre hádrons, surge a necessidade de calcular seções de choque de espalhamentos envolvendo pártons. Dado que um párton carrega apenas uma fração x da energia do hádron, em cálculos de seção de choque usam-se funções de distribuição de pártons (PDFs, do inglês *parton distribution function*) $f_a^h(x)$ para cada párton a dentro de um hádron h . Para se calcular, por exemplo, a seção de choque de espalhamento entre dois hádrons h e h' levando ao estado final de interesse) X , somam-se as seções de choque de todas as possíveis

colisões entre pártons a e b que podem levar ao estado final X multiplicadas pelas PDFs $f_a^h(x_a)$ e $f_b^{h'}(x_b)$ e integra-se sobre x_a e x_b :

$$d\sigma(hh' \rightarrow X) = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b d\hat{\sigma}(ab \rightarrow X) f_a^h(x_a) f_b^{h'}(x_b). \quad (1.4)$$

Atualmente cálculos desse tipo são realizados por computadores com o auxílio de *softwares* que fazem manipulação algébrica, cálculo numérico e geradores de eventos, como o CalcHEP [6], que podem fazer uso de bibliotecas externas de PDFs, como a LHAPDF [7]. Como cálculos de QCD envolvendo hádrons no estado ligado são demasiadamente complicados, as PDFs são obtidas experimentalmente por vários grupos, como por exemplo, o grupo que desenvolve os conjuntos de PDFs MSTW 2008 (iniciais dos autores Martin, Stirling, Thorne e Watt) [8] utilizados neste trabalho.

1.4 A teoria eletrofraca

A interação fraca é mediada pelos bósons W^\pm e Z , os quais possuem massa, diferentemente do fóton e do glúon, devido ao mecanismo de Higgs. Os bósons W^\pm , além de possuírem massa, possuem carga elétrica. A lagrangiana de interação entre os bósons W^\pm e os léptons é da forma

$$\mathcal{L}_{W,fermion} = -\frac{g_W}{\sqrt{2}} (W^{+\mu} J^{-\mu} + W^{-\mu} J^{+\mu}), \quad (1.5)$$

onde g_W é a constante de acoplamento, e as correntes carregadas J^\pm são definidas como

$$J_\mu^- = \sum_i (\bar{\nu}_i \gamma_\mu P_L l_i + \bar{u}_i \gamma_\mu P_L d'_i) \quad (1.6)$$

$$J_\mu^+ = \sum_i (\bar{l}_i \gamma_\mu P_L \nu_i + \bar{d}'_i \gamma_\mu P_L u_i). \quad (1.7)$$

Aqui l_i refere-se ao spinor que descreve os léptons e , μ e τ e ν_i aos respectivos neutrinos, u_i é o spinor correspondente aos quarks u , c e t e $d'_i = V_{ij} d_j$, onde d_j é o spinor dos quarks d , s e b e V_{ij} são os elementos da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. A matriz $P_L = \frac{1-\gamma^5}{2}$ é o operador de projeção de helicidade esquerdo e seu significado é que um lépton l produzido por um bóson W^- é sempre de helicidade esquerda enquanto o antineutrino correspondente é sempre de helicidade direita. A matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa aparece porque nesse tipo de interação podem haver vértices contendo quarks de gerações diferentes, existindo processos do tipo $t \rightarrow s + W^+$.

A interação fraca neutra, mediada pelo bóson Z , tem o vértice básico análogo ao vértice básico da QED, porém o acoplamento é diferente para os férmions de helicidade esquerda e helicidade direita. A interação entre um campo fermiônico ψ_i e o bóson Z é dada por

$$\mathcal{L}_{Z,fermion} = -\frac{g_Z}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu. \quad (1.8)$$

Aqui g_Z é a constante de acoplamento e g_V^i e g_A^i são parâmetros que dependem de cada férmion, conforme a tabela 1.1.

A teoria que une as interações eletromagnética e fraca é baseada nos grupos $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. $SU(2)_L$ tem como gerador o isospin $I_i = \tau_i/2$, onde τ_i ($i=1,2,3$) são as matrizes de Pauli, $U(1)_Y$ tem como gerador a hipercarga Y , cujos valores são escolhidos de forma que a carga das partículas seja dada pela relação

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.9)$$

Os férmions de mão-esquerda transformam-se como dubletos Ψ_i do grupo $SU(2)_L$, onde

$$\Psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

e os férmions de mão-direita transformam-se como singletos de $U(1)_Y$. O grupo $SU(2)_L$ possui um trio de campos bosônicos ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) enquanto o grupo $U(1)_Y$ possui um campo B_μ . Ao se construir uma lagrangiana invariante sob o grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, os campos A_μ , Z_μ e W_μ^\pm podem ser reconhecidos como as seguintes combinações dos campos W_μ^i e B_μ :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.11)$$

e também

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\text{sen} \theta_W \\ \text{sen} \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

onde θ_W é o ângulo de Weinberg ou ângulo de mistura eletrofraco. O ângulo de Weinberg estabelece relações entre as massas dos bósons Z e W^\pm

$$m_W = m_Z \cos \theta_W \quad (1.13)$$

e entre as constantes de acoplamento e , g_W e g_Z

$$g_Z = \frac{g_W}{\cos \theta_W} = \frac{e}{\text{sen} \theta_W \cos \theta_W} \quad (1.14)$$

Tabela 1.1: Valores de g_V e g_A para cada f3ermion.

f3ermion	g_V	g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2} + 2\text{sen}^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\text{sen}^2\theta_W$	$\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\text{sen}^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$

Os valores dos par3ametros g_V e g_A est3ao organizados na tabela logo abaixo.

Os termos de massa dos b3osons Z e W^\pm e dos f3ermions podem ser explicados pela introdu3ao do dubleto de Higgs,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

onde ϕ^+ e ϕ^0 s3ao escalares complexos, que entra na lagrangiana como o potencial

$$V(\phi) = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2. \quad (1.16)$$

O potencial $V(\phi)$ desloca o valor esperado do v3acuo para uma regi3ao de m3inimo

$$\phi^\dagger\phi = \frac{\nu^2}{2} \quad (1.17)$$

onde $\nu^2 = -\mu^2/\lambda$. Por uma transforma3ao de *gauge* apropriada do grupo $SU(2)_L$, ϕ pode ser escrito em termos de um escalar h

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

que cria e destr3oi um b3oson de Higgs. Ap3os esse processo, surgem na lagrangiana os termos de massa dos b3osons Z e W^\pm e dos f3ermions. O termo de Yukawa contem o acoplamento entre um b3oson de Higgs h e os quarks e l3eptons ψ_i .

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_i \bar{\psi}_i \left(-m_i - \frac{gm_i}{2m_W} h \right) \psi_i, \quad (1.19)$$

onde $g\text{sen}\theta_W = e$.

H3a ainda na lagrangiana do Modelo Padr3ao termos envolvendo intera3oes entre os b3osons de gauge entre si, os chamados termos de auto-intera3ao. Os v3ertices de intera3ao entre o b3oson de Higgs e os b3osons massivos Z e W^\pm podem conter um 3unico b3oson de Higgs e um par de b3osons Z ou W^\pm , mas tamb3em pode ser uma intera3ao de quatro part3iculas entre dois b3osons de Higgs e um par de b3osons Z ou W^\pm .

1.5 Limitações do Modelo Padrão

Sabe-se que até a presente data ainda não foi encontrada nenhuma evidência experimental de uma Física além do MP. Com a recente descoberta experimental do bóson de Higgs, houve uma consolidação do MP como teoria para descrever as partículas fundamentais e suas interações. Porém muitas questões ainda permanecem em aberto, e encontrar as respostas para tais questões abre espaço para modelos além do MP.

Entre as quatro interações fundamentais conhecidas, a interação gravitacional é a única que ainda não foi incorporada ao MP. A descrição clássica da interação gravitacional é baseada na teoria da Relatividade Geral. Sendo o MP uma teoria quântica de campos, é uma tarefa difícil criar uma teoria quântica da gravidade seguindo o mesmo contexto do MP. Entre as teorias candidatas à teoria unificadora, a candidata mais forte é a teoria das supercordas [9]. Porém, ainda não existe nenhum experimento para testá-la. Também existem outras alternativas, como por exemplo as teorias de Kaluza-Klein [10]. Dadas as dificuldades de elaboração de uma teoria unificadora, é usual assumir que tal teoria exista mas é desconhecida, e procurar evidências nas escalas de energia acessíveis aos experimentos atuais. O foco deste trabalho é procurar por um campo de torção [11] seguindo uma abordagem fenomenológica.

Outro problema de grande interesse é a matéria escura. Embora sua presença seja bem estabelecida, nenhuma das partículas do MP é consistente com suas propriedades. Logo, há espaço para a busca de teorias além do MP e novas partículas.

Uma questão intrigante é a predominância da matéria sobre a antimatéria. Apesar de alguns esforços teóricos, ainda não há um modelo consolidado que explique porque a parte conhecida do universo é constituída praticamente apenas de matéria.

Há ainda questões sobre algumas características do MP. Como exemplo, podemos citar a quantização da carga elétrica, já que todas as partículas possuem cargas múltiplas de $\frac{1}{3}$ da carga do elétron. Também não há explicação do porquê da existência de exatamente três gerações de quarks e léptons e nem as diferenças entre as escalas de massa dessas gerações. Além disso ainda não está claro se é possível reduzir o número de parâmetros do MP, o motivo de apenas a interação eletrofraca ser chiral e a origem do grupo de simetria $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Outra classe de problemas está relacionada aos neutrinos. Entre eles, os principais problemas estão relacionadas à oscilação de neutrinos e suas massas. Também não se

sabe se os neutrinos são descritos como férmions de Dirac ou de Majorana.

No próximo capítulo será descrita uma extensão do Modelo Padrão usando o campo de torção de modo a tentar incluir a interação gravitacional no MP.

Capítulo 2

O modelo de torção

2.1 Introdução

Apesar do sucesso do Modelo Padrão em termos de concordância com os dados experimentais, a quantização da gravidade ainda está além de seus limites. Construir uma extensão do MP que inclua a gravidade esbarra em dificuldades teóricas, além de dificuldades em elaborar experimentos pra testar tal modelo. Outro tipo de abordagem é assumir que tanto o MP como a Relatividade Geral são casos particulares de uma teoria mais fundamental. Também é comum tratar o problema seguindo uma abordagem fenomenológica nos casos em que uma teoria fundamental é desconhecida ou não pode ser verificada experimentalmente. Nesse caso são estudadas possíveis manifestações, como novos campos, novas partículas ou simetrias e como essas manifestações podem ser verificadas experimentalmente.

Ao invés de partir de um formalismo teórico, o ponto de partida deste trabalho será uma teoria de campo efetivo que contem um campo de torção capaz de interagir com os férmions usuais do MP e de se propagar na forma de um bóson pesado.

Na seção a seguir, será apresentada a forma clássica de um campo de torção. Nas seções seguintes será mostrada uma teoria de campo efetivo para um campo de torção, baseada nas definições clássicas, que inclui a interação do campo de torção com um férmion de Dirac e sua propagação na forma de uma ressonância de grande massa. As próximas seções baseiam-se principalmente em [11, 12, 13]. A última seção deste capítulo dedica-se a resultados anteriores de estudos fenomenológicos e experimentais envolvendo torção. Foge do objetivo desse trabalho detalhes da interação entre torção e um escalar, já que

o foco principal é a produção de pares de léptons, mais especificamente de elétrons, em colisões de prótons.

2.2 Definição matemática clássica

Sabe-se que a derivada de um campo escalar obedece as propriedades de um vetor covariante. Por outro lado, a derivada de um tensor não é um tensor. Torna-se necessário então construir uma derivada covariante, adicionando-se um termo à derivada usual de forma a se obter um tensor. Seja o caso particular de um vetor contravariante A^μ . Pode-se construir uma derivada covariante da forma

$$\nabla_\beta A^\alpha = \partial_\beta A^\alpha + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha A^\gamma. \quad (2.1)$$

Aqui $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$ é uma transformação afim especial que obedece a regras de transformação diferentemente de um tensor. Levando em conta que o produto entre dois vetores $A^\alpha B_\alpha$ deve ser um escalar, o que implica na condição

$$\nabla_\beta (A^\alpha B_\alpha) = \partial_\beta (A^\alpha B_\alpha), \quad (2.2)$$

chega-se a derivada covariante de um vetor covariante

$$\nabla_\beta B_\alpha = \partial_\beta B_\alpha - \Gamma_{\beta\alpha}^\gamma B_\gamma. \quad (2.3)$$

Devido à propriedade de um tensor poder ser contraído com um conjunto apropriado de vetores formando um escalar, podemos generalizar a definição de derivada covariante anterior para um tensor qualquer:

$$\nabla_\beta T_{\gamma_1 \dots}^{\alpha_1 \dots} = \partial_\beta T_{\gamma_1 \dots}^{\alpha_1 \dots} + \Gamma_{\beta\lambda}^{\alpha_1} T_{\gamma_1 \dots}^{\lambda \dots} + \dots - \Gamma_{\beta\gamma_1}^\tau T_{\tau \dots}^{\alpha_1 \dots} - \dots \quad (2.4)$$

No entanto, como a soma de dois tensores também é um tensor, a definição acima não é única, porque qualquer tensor $C_{\beta\gamma}^\alpha$ pode ser adicionado a $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$ sem que a derivada covariante deixe de ser um tensor, $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \rightarrow \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha + C_{\beta\gamma}^\alpha$.

Usualmente essa arbitrariedade é eliminada em problemas de Relatividade Geral pela imposição das condições de simetria, $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha = \Gamma_{\gamma\beta}^\alpha$ e metricidade da derivada covariante, $\nabla_\alpha g_{\mu\nu} = 0$, onde $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico. Essas duas condições levam à solução bem conhecida

$$\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha = \left\{ \begin{array}{c} \alpha \\ \beta\gamma \end{array} \right\} = \frac{1}{2} g^{\alpha\lambda} (\partial_\beta g_{\lambda\gamma} + \partial_\lambda g_{\lambda\beta} - \partial_\lambda g_{\beta\gamma}). \quad (2.5)$$

Essa definição é comumente chamada de símbolo de Christoffel de segundo tipo [14]. Ela tem a vantagem de depender apenas da métrica e serve como ponto de partida para a construção de conexões mais complexas pela adição de outro tensor.

Seja uma conexão construída pela adição de um tensor $C^\alpha_{\beta\gamma}$ da forma

$$\hat{\Gamma}^\alpha_{\beta\gamma} = \Gamma^\alpha_{\beta\gamma} + C^\alpha_{\beta\gamma}. \quad (2.6)$$

A introdução de $C^\alpha_{\beta\gamma}$ faz com que a métrica não seja suficiente para descrever o espaço-tempo, abrindo a possibilidade de haver novos campos.

A escolha de um tipo de conexão $\tilde{\Gamma}$ que não satisfaz a condição de simetria, mas ainda satisfaz a condição de metricidade, pode ser usada para definir um novo tensor $T^\alpha_{\beta\gamma}$ chamado torção.

$$\tilde{\Gamma}^\alpha_{\beta\gamma} - \tilde{\Gamma}^\alpha_{\gamma\beta} = T^\alpha_{\beta\gamma}. \quad (2.7)$$

O campo de torção pode ser escrito de uma forma mais conveniente, como uma combinação de três componentes irredutíveis:

$$T_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{3} (T_\beta g_{\alpha\gamma} - T_\gamma g_{\alpha\beta}) - \frac{1}{6} \epsilon_{\alpha\beta\gamma\nu} S^\nu + q_{\alpha\beta\gamma}, \quad (2.8)$$

onde $T_\beta = T^\alpha_{\beta\alpha}$ é o traço vetorial, $S^\nu = \epsilon^{\alpha\beta\gamma\nu} T_{\alpha\beta\gamma}$ é um vetor axial, e $q_{\alpha\beta\gamma}$ é um tensor que satisfaz as condições $q^\alpha_{\beta\alpha} = 0$ e $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\nu} q_{\alpha\beta\gamma} = 0$.

A condição de metricidade permite escrever a conexão $\tilde{\Gamma}^\alpha_{\beta\gamma}$ de forma unívoca

$$\tilde{\Gamma}^\alpha_{\beta\gamma} = \Gamma^\alpha_{\beta\gamma} + K^\alpha_{\beta\gamma}, \quad (2.9)$$

onde $K^\alpha_{\beta\gamma}$ é o tensor de contorção definido por

$$K^\alpha_{\beta\gamma} = \frac{1}{2} (T^\alpha_{\beta\gamma} - T^\alpha_{\beta\gamma} - T^\alpha_{\gamma\beta}). \quad (2.10)$$

2.3 Interação de um férmion com o campo de torção

Antes de se construir a ação de um campo de matéria na presença de um campo de torção, é conveniente adotar algumas restrições para que as propriedades básicas de uma teoria num espaço-tempo plano sejam mantidas. As simetrias de calibre devem ser válidas para a teoria num espaço-tempo curvo e o uso de parâmetros com dimensão de inverso de massa devem ser evitados.

O caminho mais direto de generalizar a ação de um férmion de modo a incluir um campo de torção é partir da ação usual de um férmion e substituir as derivadas parciais ∂_μ pelas derivadas covariantes $\tilde{\nabla}_\mu$, a métrica plana $\eta_{\mu\nu}$ pela métrica $g_{\mu\nu}$ e o elemento de volume d^4x por $d^4x\sqrt{-g}$, onde g é o determinante do tensor métrico.

A forma da derivada covariante $\tilde{\nabla}_\mu$ de um spinor ψ é

$$\begin{aligned}\tilde{\nabla}_\mu\psi &= \partial_\mu\psi + \frac{i}{2}\tilde{w}_\mu^{ab}\sigma_{ab}\psi \\ \tilde{\nabla}_\mu\bar{\psi} &= \partial_\mu\bar{\psi} - \frac{i}{2}\tilde{w}_\mu^{ab}\bar{\psi}\sigma_{ab}\end{aligned}\quad (2.11)$$

Aqui σ_{ab} é definida em termos das matrizes de Dirac usuais,

$$\sigma_{ab} = \frac{i}{2}(\gamma_a\gamma_b - \gamma_b\gamma_a) \quad (2.12)$$

e \tilde{w}_μ^{ab} são os componentes da conexão de spinor dadas por

$$\tilde{w}_\mu^{ab} = \frac{1}{4}(e_\nu^b\partial_\mu e^{\nu a} - e_\nu^a\partial_\mu e^{\nu b}) + \tilde{\Gamma}^\alpha_{\nu\mu}(e^{\nu a}e_\alpha^b - e^{\nu b}e_\alpha^a), \quad (2.13)$$

onde a tétrade é definida através das quatro relações

$$\begin{aligned}e_a^\mu e_{\mu b} &= \eta_{ab}, \\ e_a^\mu e^{\nu a} &= g^{\mu\nu}, \\ e_\mu^a e_{\nu a} &= g_{\nu\mu}, \\ e_\mu^a e^{\mu b} &= \eta^{ab}.\end{aligned}\quad (2.14)$$

Fazendo as substituições indicadas na ação de um férmion de Dirac livre, de massa m , chega-se à seguinte ação na presença de um campo de torção:

$$S = \frac{i}{2} \int d^4x \sqrt{-g} [\bar{\psi}\gamma^\mu\tilde{\nabla}_\mu\psi - \tilde{\nabla}_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi + 2im\bar{\psi}\psi]. \quad (2.15)$$

Aqui $\gamma^\mu = e_a^\mu\gamma^a$ é uma matriz de Dirac num espaço-tempo curvo. Outra forma apropriada de se escrever a ação acima é

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[i\bar{\psi}\gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{i}{8}\gamma_5 S_\mu \right) \psi + m\bar{\psi}\psi \right]. \quad (2.16)$$

Nesta forma, a ação é chamada de mínima. Um férmion é completamente desacoplado do tensor $q^\alpha_{\beta\mu}$ e do vetor T_μ , interagindo apenas com a parte pseudovetorial do campo de torção S_μ . No contexto de uma teoria quântica de campos, é conveniente introduzir uma ação não mínima, que embora pareça ser artificial do ponto de vista clássico, ela é

necessária para garantir a renormalização. A forma da ação não mínima, já no caso de um espaço-tempo plano, fazendo $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$, é

$$S = \int d^4x \left[i\bar{\psi}\gamma^\mu (\partial_\mu + i\eta\gamma_5 S_\mu + i\hat{\eta}T_\mu) \psi + m\bar{\psi}\psi \right]. \quad (2.17)$$

Aqui η e $\hat{\eta}$ são constantes adimensionais. No caso particular $\eta = 1/8$ e $\hat{\eta} = 0$, a mínima ação é restaurada.

Pode ser observado que a interação com a componente vetorial T_μ tem a mesma forma da interação com o campo eletromagnético A_μ . Nesse caso, uma simples redefinição do campo A_μ e das constantes pode ser usada para eliminar a dependência de T_μ da ação na presença de um campo eletromagnético.

$$S = \int d^4x \left[i\bar{\psi}\gamma^\mu (\partial_\mu + i\eta\gamma_5 S_\mu + ieA_\mu) \psi + m\bar{\psi}\psi \right]. \quad (2.18)$$

A introdução do campo de torção na ação da eletrodinâmica quântica não viola a invariância usual em relação ao grupo de rotação. Entretanto, essa simetria pode ser quebrada se for considerada a interação entre o campo eletromagnético e o campo de torção. Na ação acima, o campo axial S_μ também funciona como um campo de calibre.

2.4 A propagação do campo de torção

Objetivando o estudo das possíveis manifestações experimentais de um campo de torção, além da interação com os férmions, também é preciso conhecer a forma do campo livre, possibilitando obter as regras de Feynman apropriadas para a obtenção de observáveis. Segue a seguir uma teoria de campo efetivo da torção, satisfazendo as condições de unitariade e renormalizabilidade.

A ação da equação 2.18 preserva as transformações de simetria

$$\begin{aligned} \psi' &= \psi e^{\alpha(x)} \\ \bar{\psi}' &= \bar{\psi} e^{-\alpha(x)} \\ A'_\mu &= A_\mu - e^{-1} \partial_\mu \alpha(x), \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde $\alpha(x)$ é um campo escalar. Além dessas transformações de simetria, o pseudovetor S_μ também desempenha o papel de campo de calibre para as transformações de simetria

$$\psi' = \psi e^{\gamma_5 \beta(x)}$$

$$\begin{aligned}\bar{\psi}' &= \bar{\psi} e^{\gamma_5 \beta(x)} \\ S'_\mu &= S_\mu - \eta^{-a} \partial_\mu \beta(x),\end{aligned}\tag{2.20}$$

sendo $\beta(x)$ um pseudo-escalar. A forma do campo de torção livre obtida a partir desses argumentos de simetria, excluindo os termos de derivadas de ordem maior que não se manifestam nas escalas de energia usuais, a forma da ação é

$$S_{tor} = \int d^4x \left[-a S_{\mu\nu} S^{\mu\nu} + b (\partial_\mu S^\mu)^2 + M_{TS}^2 S_\mu S^\mu \right].\tag{2.21}$$

A constante M_{TS} é a massa da torção, $S_{\mu\nu} = \partial_\mu S_\nu - \partial_\nu S_\mu$, e a e b são constantes positivas. No caso em que $a = 0$ apenas o modo axial se propaga. E quando $b = 0$, apenas o modo vetorial se propaga. Entretanto os dois modos não podem propagar simultaneamente em uma teoria unitária [15]. Com a exigência de que as propriedades de simetria 2.20 sejam preservadas na renormalização, chega-se ao resultado $b = 0$. Portanto, a forma correta da ação da torção livre, tomando convencionalmente $a = \frac{1}{4}$, é

$$S_{tor} = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} S_{\mu\nu} S^{\mu\nu} + M_{TS}^2 S_\mu S^\mu \right].\tag{2.22}$$

No contexto de teoria de campo efetivo, é preciso impor restrições rígidas no espaço de parâmetros da torção. Foi mostrado na referência [16] que a massa da torção deve ser muito maior que a do férmion mais pesado, o quark top. A constante de acoplamento η , em geral, tem um valor diferente para cada férmion. Na referência [17] foi apresentada a restrição envolvendo a massa $m_{fermion}$ de um férmion cuja interação com a torção tem o acoplamento $\eta_{fermion}$ e a massa da torção:

$$M_{TS} \gg \eta_{fermion} m_{fermion}.\tag{2.23}$$

Como o quark top tem a massa muito maior que a dos demais férmions, seria aceitável fazer uma aproximação em que $\eta_{fermion}$ tem o mesmo valor η para todos os férmions, exceto o quark top.

2.5 Fenomenologia e grandezas observáveis

O primeiro trabalho a estabelecer limites para o espaço de parâmetros da torção é descrito na referência [13]. Os limites foram obtidos com base nos dados dos aceleradores TEVATRON e LEP1.5. No caso em que a massa da torção é muito maior que as massas

das demais partículas do MP, foi usada a aproximação em que a lagrangiana de interação entre férmions num campo de torção é dada por uma interação de contato do tipo

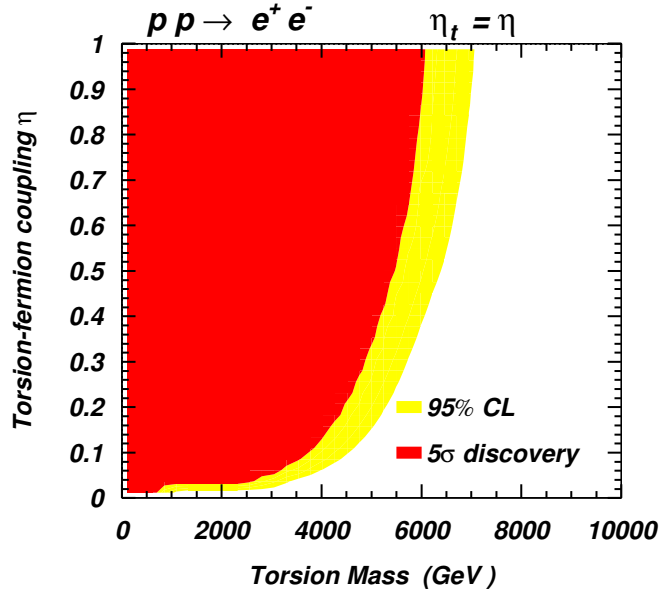
$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{\eta^2}{M_{TS}^2} (\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu\psi) (\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi). \quad (2.24)$$

Essa lagrangiana tem a vantagem de permitir a substituição dos dois parâmetros, η e M_{TS} , por um único parâmetro igual a razão entre eles. Nesse trabalho, também foi levado em consideração o caso em que a massa da torção não é tão grande em relação às massas das demais partículas. Nesse caso foram usados os dados do processo $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, onde l é um elétron ou múon, obtidos no LEP. Para discriminar a presença ou não de um campo de torção, foi calculada a assimetria frente-trás, definida como a razão entre a diferença da seção de choque quando o cosseno do ângulo da direção do lépton e do elétron incidente é positivo e da seção de choque quando é negativo, pela seção de choque total do processo.

Há pouco tempo foi estudada a possibilidade de busca por um campo de torção nos os dados obtidos pelo LHC [17, 19]. Na referência [17] foi feito um estudo detalhado da possibilidade de usar os dados do LHC, obtidos de colisões entre prótons, para obter limites no espaço de parâmetros da torção. Os canais escolhidos foram $pp \rightarrow t\bar{t}$ e $pp \rightarrow e^+e^-$. Assumiu-se que η fosse igual para todos os férmions, exceto o quark top. Foi verificado que para $\eta = 0, 1$, pode-se impor um limite de até $M_{TS} = 4, 5 \text{ TeV}/c^2$ em 95% CL. E para η e η_{top} com valor perto de 0,1, também é possível descobrir a torção para $M_{TS} \approx 2 \text{ TeV}/c^2$ para uma energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ e uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} . A figura 2.1 mostra a curva de exclusão obtida por esse trabalho para o canal e^+e^- .

Também foi estudada a possibilidade de diferenciar os dois tipos de torção, vetorial e axial, e diferenciar a torção de outros novos bósons no LHC [19]. Foram usados os canais $pp \rightarrow t\bar{t}$ e $pp \rightarrow e^+e^-$ de colisões de prótons e novamente foi assumido o acoplamento igual a η para todos os férmions, exceto o quark top. Foi encontrado, por exemplo, que os dois tipos de torção poderiam ser discriminados para $\eta = 0.8$ e $M_{TS} = 1 \text{ TeV}$ com uma luminosidade integrada de $0,2 \text{ fb}^{-1}$ e $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ usando a assimetria frente-trás.

Na referência [21], foi realizada uma busca por diversas ressonâncias, incluindo a torção, usando os dados do detector ATLAS [20] no LHC. Os dados foram obtidos a partir de colisões de prótons com energia de centro de massa de 7 TeV e luminosidade integrada de $4,9 \text{ fb}^{-1}$ para o canal $pp \rightarrow e^+e^- + X$ e $5,0 \text{ fb}^{-1}$ para o canal $pp \rightarrow \mu^+\mu^- + X$. Os limites obtidos combinando os dois canais estão na tabela a seguir.



Reproduzido com autorização dos autores.

Figura 2.1: Gráfico de exclusão simulado para o canal $pp \rightarrow e^+e^-$

Tabela 2.1: Limites obtidos com $\sqrt{s} = 7$ TeV combinando os canais e^+e^- e $\mu^+\mu^-$.

η	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
Limite observado [TeV/ c^2]	1,52	1,94	2,29	2,50	2,69	2,91
Limite esperado [TeV/ c^2]	1,58	1,96	2,31	2,55	2,77	3,02

Objetiva-se no presente trabalho atualizar os limites obtidos na tabela acima usando os dados coletados pelo detector ATLAS em colisões próton-próton, com energia de centro de massa de 8 TeV e uma luminosidade de 21 fb^{-1} , por meio do canal $pp \rightarrow e^+e^- + X$. Com o grande aumento da luminosidade, em termos estatísticos, é possível fazer uma análise bem melhor devido ao aumento considerável número de eventos.

No próximo capítulo o detector ATLAS será descrito brevemente e nos capítulos seguintes serão apresentados os métodos de análise de dados e os resultados obtidos. Nos próximos capítulos o acoplamento η passará a ser denotado por η_{TS} , para evitar confusão com a pseudo-rapidity.

Capítulo 3

O aparato experimental

3.1 O LHC

O *Large Hadron Collider* [22] é atualmente o principal colisor de partículas do CERN e também o maior em atividade. Sua localização é na fronteira entre a Suíça e a França, na região de Genebra, que é a cidade sede do CERN. O acelerador está instalado num túnel de 27 km de circunferência e a aproximadamente 120 m abaixo do solo, o qual foi construído entre 1984 e 1989 para abrigar o acelerador LEP. O projeto do LHC foi aprovado pelo CERN em dezembro de 1994, com a homologação facilitada pela possibilidade de reutilizar o túnel do LEP.

O LHC é auxiliado por um complexo de aceleradores menores, de forma a aumentar a energia dos feixes de partículas gradualmente. Por exemplo, um feixe de prótons com energia final de 4 TeV é inicialmente acelerado pelo acelerador Linac 2 até uma energia de 50 MeV. O próximo acelerador é o *Proton Synchrotron Booster* (PSB), que acelera o feixe de prótons até uma energia de 1,4 GeV. Em seguida o feixe passa pelo *Proton Synchrotron* (PS) e pelo *Super Proton Synchrotron* (SPS), atingindo as energias de 25 GeV e 450 GeV, respectivamente, antes de ser inserido no LHC.

Os quatro principais detectores do LHC são o ATLAS [20], CMS [23], ALICE [24] e LHCb [25]. O *Compact Muon Solenoid* (CMS) é um dos dois detectores de uso geral do LHC, destinado a coletar dados de colisões próton-próton e íons pesados, e caracteriza-se por seu poderoso solenoide supercondutor capaz de gerar um campo magnético de 4 T. O *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) é um detector de íons pesados otimizado para o estudo da interação forte e das propriedades do plasma quark-glúon em condições

extremas. O LHCb é um detector destinado a medidas de violação de CP e ao estudo de decaimentos raros do quark b. O detector ATLAS também é um detector de uso geral, do qual foram obtidos os dados usados neste trabalho, e o mesmo será descrito com mais detalhes na próxima seção. A localização desses detectores ao longo do LHC está esquematizada na figure 3.1.

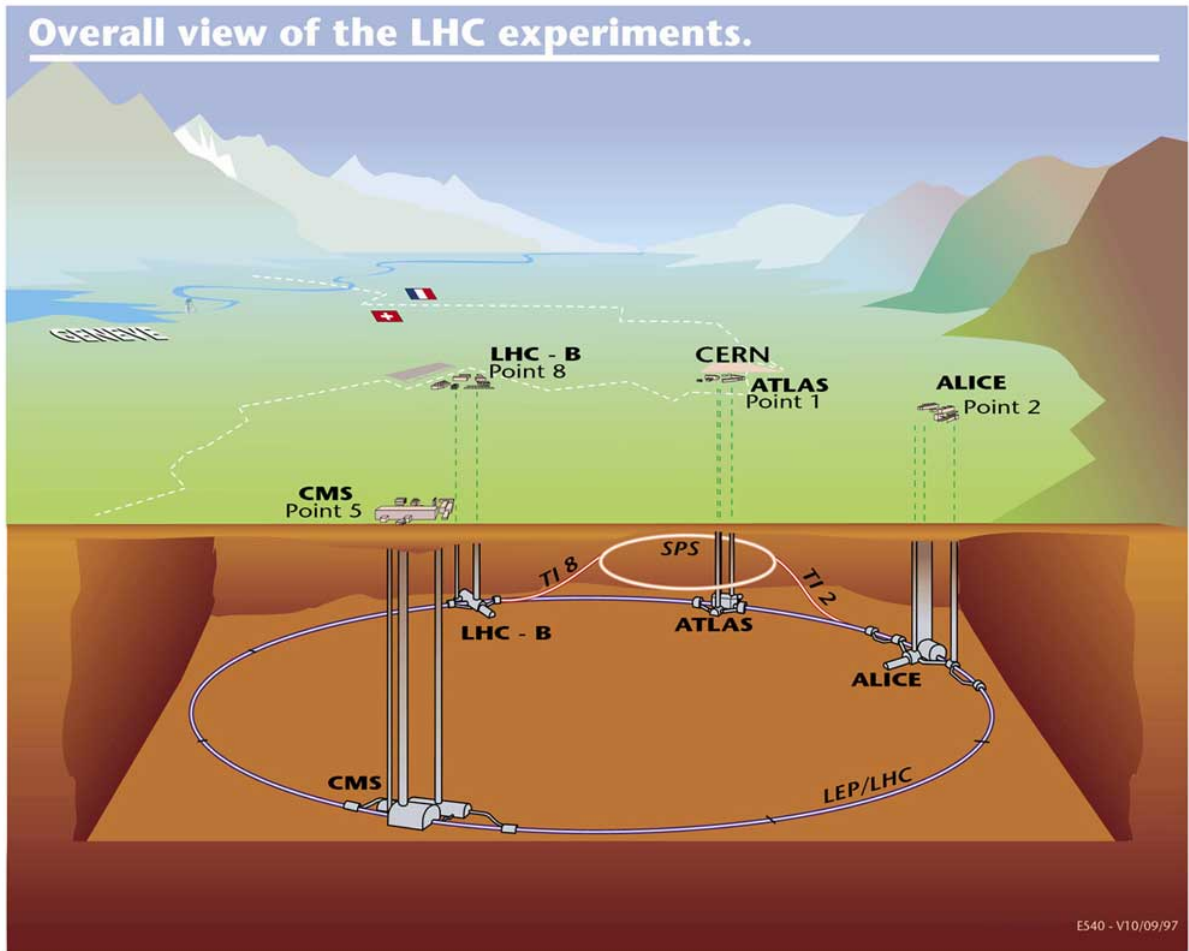


Figura 3.1: Localização esquemática dos quatro principais experimentos do LHC.

Em 2008 foram realizados os primeiros testes com o LHC, mas ocorreu uma falha que provocou o vazamento de hélio líquido, danificando mais de 50 magnetos supercondutores e contaminando o tubo de vácuo. O LHC voltou a funcionar em 2009, quando foram obtidos os primeiros resultados científicos. Durante 2010 e 2011 o LHC operou produzindo colisões entre prótons com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV, sendo que os detectores ATLAS e CMS chegaram à marca de 5 fb^{-1} de luminosidade integrada. Os dados relevantes para esse trabalho foram coletados pelo detector ATLAS em 2012, a partir de colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 8$ TeV e uma luminosidade integrada de 21 fb^{-1} . O LHC continuou em

operação até fevereiro de 2013, quando foi interrompido para sua primeira atualização. Espera-se que em 2015 o LHC volte a operar produzindo colisões próton-próton $\sqrt{s} = 13$ TeV a uma taxa de colisões aproximadamente duas vezes maior que em 2012.

3.2 O detector ATLAS

O detector ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) é o maior detector do LHC. Tem forma de um cilindro de aproximadamente 44 m de comprimento e 25 m de diâmetro, orientado em torno da direção dos feixes de colisão.

No sistema de coordenadas nominal do ATLAS, o eixo z é definido como a direção dos feixes, a orientação positiva do eixo x é do ponto de colisão entre os feixes para o centro do LHC e o eixo y é orientado positivamente do ponto de colisão para cima. O ângulo polar θ e o ângulo azimutal ϕ são definidos usualmente. Por conveniência, ao invés do ângulo polar θ , é mais comum o uso da pseudo-rapidity η , definida como $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Seguindo essas definições, a distância no espaço angular é dada por $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

O detector ATLAS é constituído por um detector interno, rodeado por um solenoide supercondutor capaz de gerar um campo magnético de 2 T. O detector interno pode reconstruir traços de partículas eletricamente carregadas numa região de pseudo-rapidity $|\eta| < 2,5$. Em torno do solenoide supercondutor localiza-se o calorímetro eletromagnético de argônio líquido (LAr), composto basicamente por placas de chumbo imersas em argônio líquido, que cobre uma região de pseudo-rapidity $|\eta| < 4,9$. Em seguida, fica o calorímetro hadrônico de telhas cintilantes (Tilecal), abrangendo a região $|\eta| < 1,7$, e na região $|\eta| > 1,5$ estão localizados os calorímetros hadrônicos de argônio líquido. Externamente aos calorímetros ficam os toróides eletromagnéticos que produzem o campo magnético para o espectrômetro de múons. Também fazem parte do espectrômetro de múons as duas tampas nas extremidades do detector. Os subsistemas do detector ATLAS estão ilustrados na figura 3.2.

Devido ao grande número de colisões por intervalo de tempo, é necessário um eficiente sistema de *trigger* e aquisição de dados (TDAQ). Com uma luminosidade $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a taxa de colisões é 1 GHz enquanto a capacidade de armazenamento de dados é de apenas 200 Hz. Em 2012 as colisões ocorriam a cada 50 ns e são esperadas colisões a cada 25 ns para 2015. O número médio de eventos de *pile-up* por colisão esperado nessas condições

é cerca de $\mu = 23$ eventos. Por isso o ATLAS conta com um sistema de *trigger* dividido em três níveis, e em cada nível o resultado anterior é refinado, havendo ou não o uso de critérios adicionais.

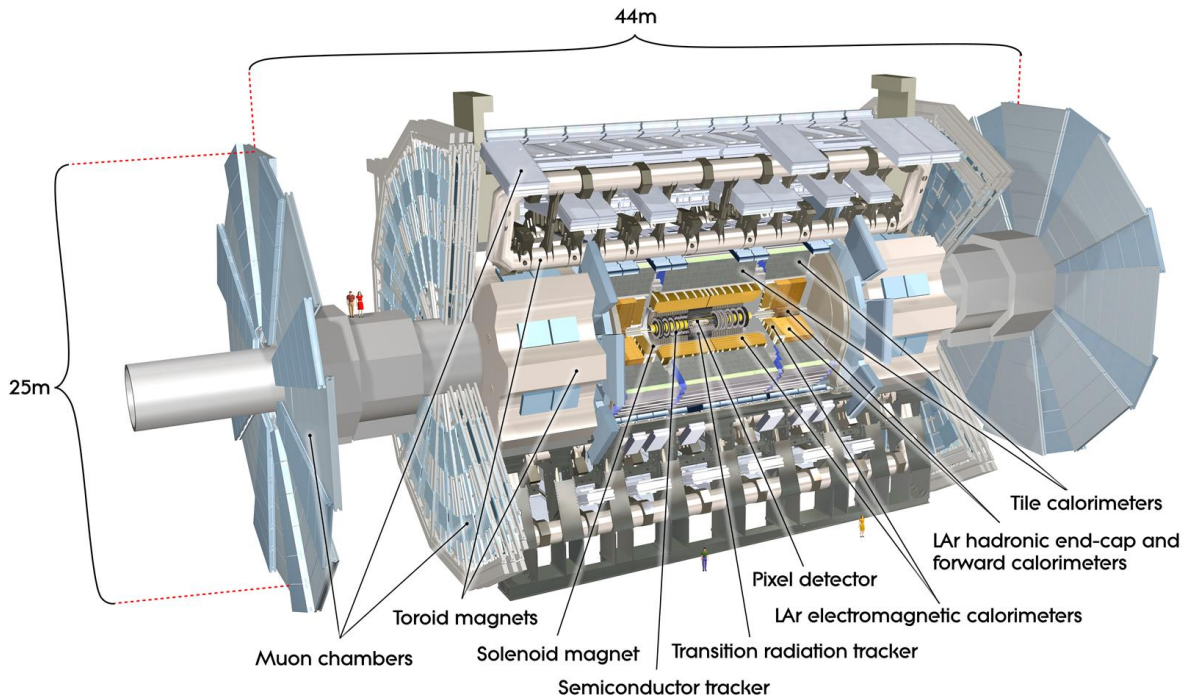


Figura 3.2: Detector ATLAS e seus subsistemas.

3.2.1 Sistemas magnéticos

Os dois sistemas magnéticos do ATLAS são o solenoide central (CS), responsável por fornecer o campo magnético para o detector interno, e os três toróides eletromagnéticos, que fornecem o campo magnético para o espectrômetro de múons.

O solenoide central [29] é composto por uma bobina de raio interno de 2,46 m e raio externo 2,56 m e comprimento de 5,8 m e pesa 5,4 toneladas. O CS gera um campo magnético de 2 T e armazena uma energia magnética de 40 MJ.

O campo magnético do sistema de múons é fornecido por um toróide localizado no barril do ATLAS e um em cada tampa nas extremidades do detector. O toróide do barril está abrigado dentro de oito criostatos, enquanto cada toróide das tampas fica dentro de um único criostato. Os toróides das tampas fazem um ângulo de $22,5^\circ$ de forma a aumentar o poder de flexão dos múons. O desempenho dos toróides é medido convenientemente em

termos da integral de linha da componente radial do campo eletromagnético \vec{B} ao longo da trajetória de um múon de momento infinito. Para o toróide do barril, numa região de $|\eta| < 1,4$ a integral $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$ varia de 1,5 Tm a 5,5 Tm. Já para os toróides das tampas, $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$ varia de 1 Tm a 1,4 Tm num intervalo de pseudo-rapidity $1,6 < |\eta| < 2,7$.

3.2.2 O detector interno (ID)

A principal função do detector interno é a medida precisa da posição do vértice e do momento das partículas, com a grande densidade de traços imposta pela alta taxa de colisões. Para $\eta = 0$ a eficiência do ID é cerca de 99% para múons e 94% para hádrons e elétrons, diminuindo para 80% conforme $|\eta|$ aumenta para mais de 1,7. Uma visão geral do detector interno está ilustrada na figura 3.3.

O detector de pixels [26] é o elemento mais interno do detector ATLAS, constituído por um barril cilíndrico com aproximadamente 67 milhões de pixels de silício e três discos em cada tampa do barril, com cerca de 13 milhões de pixels. O *tracker* semiconductor (SCT) [27] é um preciso detector de traços composto por 4088 tiras de silício, cobrindo uma região radial de 30 cm a 52 cm e $|\eta| < 2,5$.

O *tracker* de radiação de transição (TRT) [28] é composto por tubos de 4 mm de diâmetro interno, capaz de oferecer cerca de 36 hits por traço, permitindo um rastreamento de até $|\eta| = 2,0$. A combinação de traços precisos em regiões de pequenos raios com os traços do TRT em raios maiores fornece um bom reconhecimento de padrões e os hits em raios mais externos contribuem para a medidas de momento.

3.2.3 Os calorímetros

Os calorímetros de argônio líquido (LAr) usam argônio líquido como material ativo e placas metálicas como materiais absorvedores. O ATLAS é dotado de três calorímetros baseados na tecnologia de argônio líquido, que são os calorímetros eletromagnéticos (EMEC), o hadrônico de argônio líquido das tampas (HEC) e o *forward* (FCal). Há ainda o calorímetro hadrônico de telhas cintilantes (TileCal). Os calorímetros hadrônicos tem como objetivo principal a medida da energia de hádrons e o EMEC tem como objetivo principal medir a energia de fótons e elétrons além de contribuir com a medida da energia de jatos. A figura 3.4 mostra a disposição do sistema de calorímetros do ATLAS.

O EMEC é composto por um barril central cobrindo a região $|\eta| < 1,475$ e duas tampas

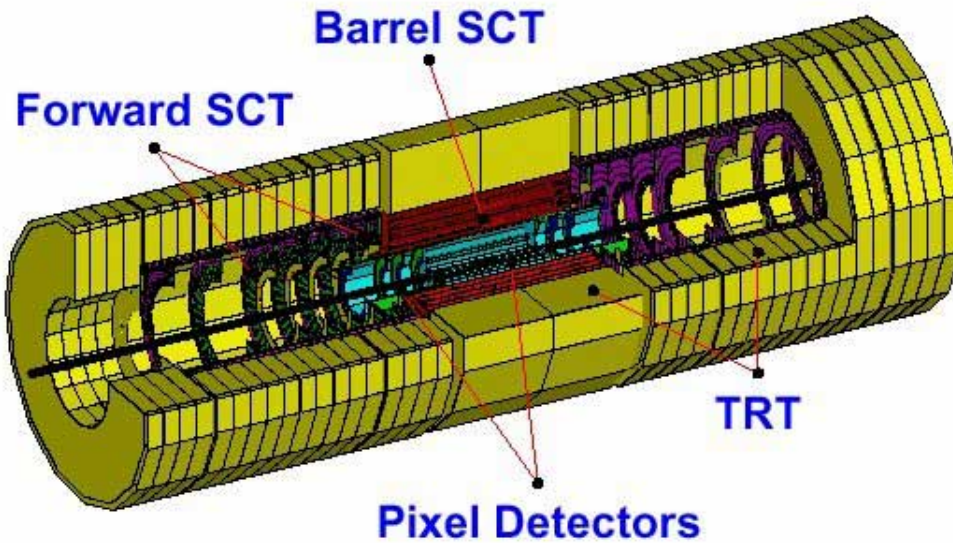


Figura 3.3: Representação esquemática do detector interno.

abrindo $1,375 < |\eta| < 3,2$. O barril é dividido transversalmente em duas metades iguais separadas por um espaço de 4 mm. As tampas são formadas por dois cilindros concêntricos, o interno cobrindo a região $1,375 < |\eta| < 2,5$ e o externo cobrindo $2,5 < |\eta| < 3,2$. O metal absorvedor do EMEC é o chumbo.

O TileCal é formado por 64 módulos feitos por telhas de plástico scintilante e ferro organizados azimutalmente. Está localizado ao redor do EMEC, e é dividido em um barril central de 5,8 m de comprimento e dois barris estendidos de 2,6 m cada um. O raio interno do TileCal é 2,28 m e o raio externo é 4,25 m. Cada telha cintilante tem dois de seus lados ligados a fibras deslocadoras de comprimento de onda que coletam e transmitem a luz cintilante para células fotomultiplicadoras localizadas na extremidade de cada módulo. O barril central cobre uma região $|\eta| < 1,0$ enquanto os barris estendidos cobrem o intervalo $0,8 < |\eta| < 1,7$.

O HEC é formado por duas peças em forma de roda por tampa, cada uma é constituída por 32 módulos em forma de cunha montados com eletrodos no contorno externo e no orifício central. As rodas mais próximas do ponto de interação são feitas de placas de cobre paralelas de 25 mm e as mais afastadas usam placas de 50 mm. Para diminuir a queda de densidade de material no detector, a região de abrangência do HEC é sobreposta à do FCal na região $|\eta| \approx 3,1$, se estendendo até $|\eta| = 3,2$, e à do TileCal no intervalo $1,5 < |\eta| < 1,7$.

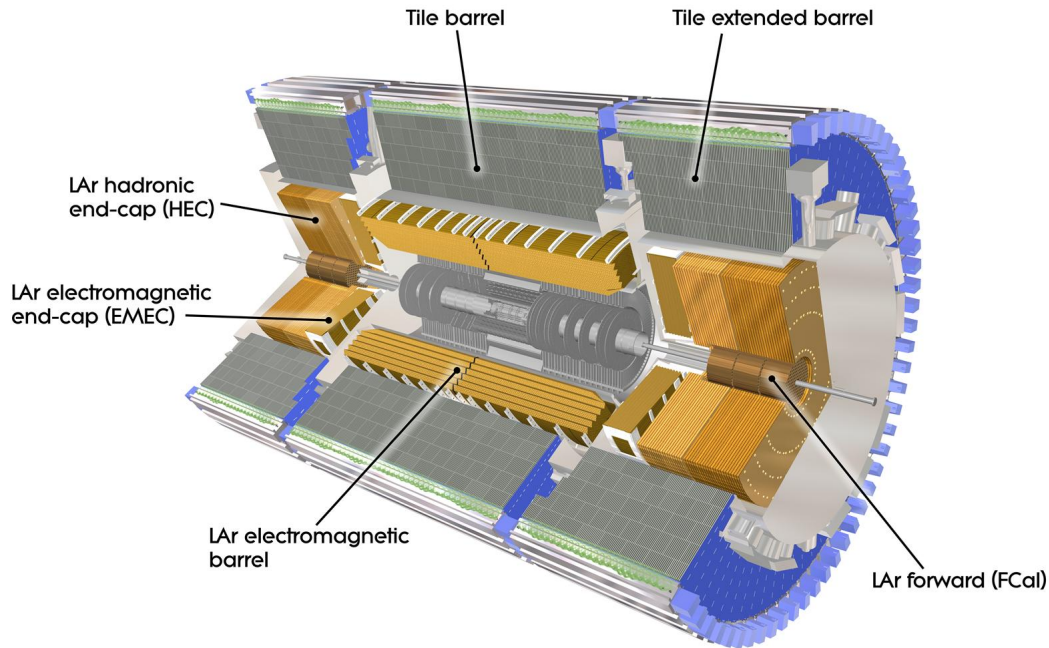


Figura 3.4: Visão completa dos calorímetros do ATLAS

O FCal consiste de três estruturas cilíndricas colocada ao longo da tubulação do feixe, cobrindo um intervalo de $3,1 < |\eta| < 4,9$. O primeiro cilindro é feito de cobre e é usado para medir perdas de energia eletromagnética. Os demais são feitos de tungstênio, pois a região está sujeita a alta radiação, e são usados na medição da energia de hádrons.

3.2.4 Espectrômetro de múons

O espectrômetro de múons (MS) é o componente mais externo do ATLAS. Além dos toróides magnéticos, o MS é composto por câmaras de traço de alta precisão e por um sistema de trigger independente. O MS foi projetado para medir com precisão o momento de múons no intervalo de momento transversal $3 \text{ GeV} < p_T < 1000 \text{ GeV}$ e de pseudo-rapidity $|\eta| < 2,7$. E o sistema de *trigger* do MS seleciona eventos no intervalo $|\eta| < 2,4$ e também atua na medida da coordenada dos múons que é ortogonal à coordenada medida pelas câmaras de precisão.

As câmaras do barril estão arranjadas em três camadas concêntricas em torno da direção do feixe com raios aproximados de 5m, 7,5 m e 10 m. As câmaras de múons das tampas formam grandes rodas perpendiculares ao eixo z a distâncias de cerca de 7,4 m, 10,8 m, 14 m e 21,5 m do ponto de interação.

3.2.5 *Trigger* e aquisição de dados

O sistema *trigger* e aquisição de dados (TDAQ) é dividido em três níveis. o primeiro nível (L1) é a nível de *hardware*, baseado na informação bruta do calorímetro e do sistema de múons. O segundo nível (L2) e o terceiro nível (event filter, EF) formam o *trigger* de alto nível (HLT) e são baseados em software.

No L1, os eventos na forma em que saem do detector são lidos em paralelo em *pipelines* de memória. Se os eventos são aceitos, os dados lidos são adicionados ao *stream* de leitura por drivers de leitura dedicados (ROD's). O L1 tem que ler os dados obtidos de colisões entre nuvens de partículas a uma taxa de 40 MHz e entregar os dados filtrados para o HLT a uma taxa de 75 kHz, com possibilidade de *upgrade* para 100 kHz. O tempo de latência do L1 é 2,5 μ s. Os eventos passados pelo L1 ao L2 possuem dados considerados mais relevantes, baseados em informações do detector no plano $\eta \times \phi$, que são chamados de região de interesse (RoI's).

Os dados do L1 são passados ao L2 através dos ROD's e apenas os dados rotulados como RoI's são expandidos para a análise, correspondendo de 1% a 4% do total dos dados, o que permite uma grande economia de tempo para os algoritmos de reconstrução e preparação de dados. A única exceção são os dados relacionados a física do méson B. Os cálculos de energia transversa perdida não são realizados pelo L2 devido a dificuldade em trabalhar com eventos completos, então os L2 apenas refina esses dados passados pelo L1. Se um evento é aceito pelo L2, sua saída é anexada ao evento que vai para a reconstrução completa antes de ser passado ao EF. A latência do L2 tem como média aproximadamente 40 ms e a taxa de saída de eventos é reduzida para 2 kHz.

O EF trabalha de forma similar ao L2, e faz o uso de algoritmos *offline* para a reconstrução parcial de eventos dentro dos RoI's do L2. O EF refina os resultados do L2, mas usa algoritmos e parâmetros inviáveis de serem usados no L2, levando à obtenção de valores ligeiramente diferentes. A latência neste nível é aproximadamente 4 s e a taxa de eventos é 200 Hz. Os eventos aprovados no EF são armazenados no centro de computação do CERN para posterior análise.

O esquema de *trigger* do ATLAS está descrito de forma simplificada na figura 3.5.

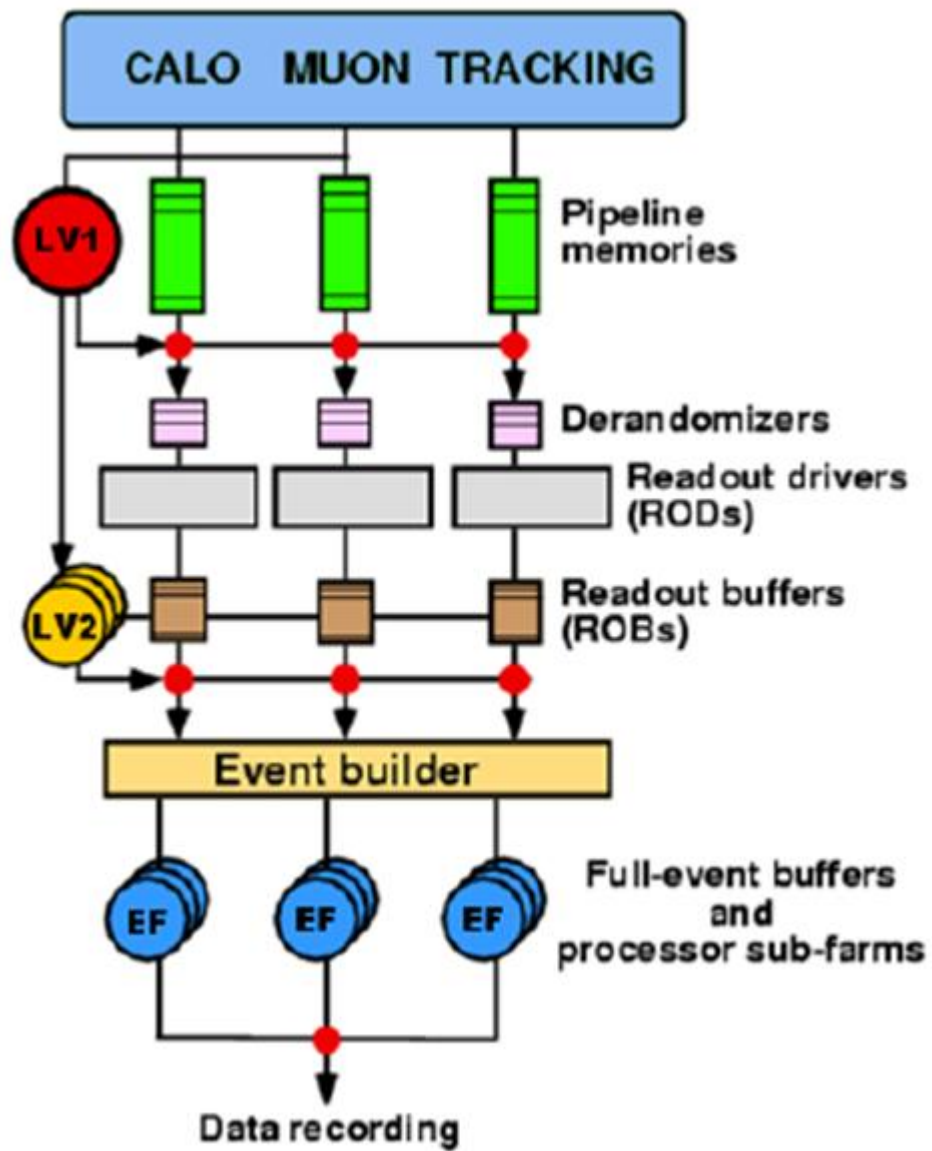


Figura 3.5: Sistema de *trigger*.

Capítulo 4

Análise de dados e resultados

4.1 Introdução

Neste capítulo são descritas as amostras de dados e as técnicas de análise utilizadas, com os resultados apresentados no final do capítulo. Foram usados os procedimentos padronizados pelo grupo da colaboração ATLAS responsável pela busca por novos bósons neutros previstos por novos modelos e extensões do MP. Esses bósons são chamados genericamente de Z' . As amostras de dados experimentais coletados pelo ATLAS e os *backgrounds* usados neste trabalho são os mesmos usados na busca pelos diversos tipos de Z' , não sendo preciso processá-los novamente. Os procedimentos de análise realizados nesta dissertação foram a seleção de eventos nas amostras de simulação de Monte Carlo, a geração dos histogramas simulados de massa invariante do par de elétrons para diversos valores da constante de acoplamento e da massa da torção e, finalmente, a análise estatística.

4.2 Amostras de dados coletados pelo ATLAS

As amostras de dados relevantes para este trabalho foram coletadas pelo detector ATLAS entre abril e dezembro de 2012, período em que ocorreram colisões próton-próton com energia de centro de massa de 8 TeV, resultando numa luminosidade integrada de 21 fb^{-1} para o canal e^+e^- .

Os eventos do canal e^+e^- foram selecionados por um *trigger* exigindo a presença de dois *clusters* no calorímetro eletromagnético satisfazendo exigências na forma do depósito e com energia transversa acima de um limiar $E_T > 35 \text{ GeV}$ para o elétron de maior

momento transverso (*leading*) e $E_T > 25$ GeV para o elétron com o segundo maior momento transverso (*subleading*). As partículas candidatas a elétrons devem ter um traço de identificação bem construído e devem satisfazer um conjunto de critérios de identificação otimizados para manter boa performance em condições de alto *pile-up* descritos na referência [30]. Os critérios de identificação do perfil do “chuveiro” devem ser consistentes com os perfis esperados para elétrons e também devem ter um mínimo de consistência com os perfis esperados para radiação de transição. Caso uma camada de pixels ativa seja atravessada, é exigido que a primeira camada do detector de pixels seja atingida para eliminar *backgrounds* de fótons rotulados erroneamente como elétrons. Para evitar o *background* de jatos tarjados como elétrons, os elétrons devem estar isolados. A condição de isolamento no calorímetro determina que a energia seja depositada em um cone no calorímetro, de raio $\Delta R = 0,2$ no plano $\eta \times \phi$. O isolamento é afetado pela fuga de energia para fora do cone e pelo *pile-up* e assim a energia do elétron precisa ser corrigida. Essa correção de energia depende da energia transversa E_T e deve ser menor que $0,007E_T + 5$ GeV, para o candidato a elétron de maior E_T e menor que $0,022E_T + 6$ GeV, para o candidato de menor E_T . A diferença nos critérios de isolamento leva em conta as diferentes perdas de energia por *bremstrahlung*, mantendo uma alta eficiência de aproximadamente 99% para ambos elétrons.

As amostras de dados usadas neste trabalho, assim como as amostras simuladas, encontram-se no formato de arquivo D3PD (do Inglês *emph*derived physics data)[31]. Arquivos D3PD são baseados em ROOT [32]. Os arquivos de dados passam por vários processamentos até chegar ao formato D3PD, que já é um formato destinado a grupos específicos de análise física.

4.3 Simulação dos backgrounds

Todos os processos gerados por simulação passaram pelo programa de simulação completa do ATLAS [34], baseado no Geant4 [35], com a FSR tratada pelo Photos [36].

O *background* mais relevante para este trabalho é o processo Drell-Yan. Os eventos para simulação do processo DY foram obtidos pelo gerador Powheg [37] em conjunto com o Pythia8 [33], usado para modelagem da hadronização e dos chuveiros de partons, e a PDF CT10 [38], com correção de um *loop* (*next-to-leading order*, NLO).

Os *backgrounds* relacionados ao quark top são os processos produzindo o par $t\bar{t}$ ou um quark top em associação com um bóson W^\pm . Nos dois casos os eventos simulados foram gerados pelos programas MC@NLO [39] e Herwig [40], com a PDF CT10. Nos diagramas da figura 4.1 estão ilustrados dois processos envolvendo $t\bar{t}$ com e^+e^- no estado final.

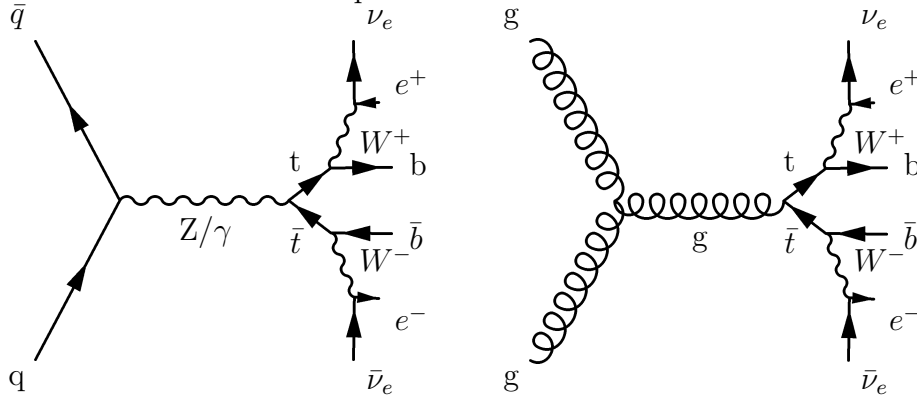


Figura 4.1: Produção e decaimento de um par $t\bar{t}$, com e^+e^- no estado final.

Os processos envolvendo a produção de pares de bósons com pares e^+e^- no estado final foram gerados com o Herwig e a PDF CTEQ6L1 [41]. Assim como nos processos envolvendo quarks top, os processos envolvendo pares de bósons possuem baixa estatística em regiões de alta massa invariante e os histogramas foram extrapolados para essas regiões.

O segundo *background* mais relevante é formado por pares de jatos ou por $W^\pm +$ jato. Neste caso os jatos são identificados incorretamente como elétrons pelo detector. Pela dificuldade de modelagem de jatos rotulados como elétrons incorretamente, este *background* foi estimado num método baseado em dados. A probabilidade de identificação de falsos elétrons foi determinada através de amostras de jatos com energia transversa $25 \text{ GeV} < E_T < 360 \text{ GeV}$, que passaram por onze condições de *triggers*. Em cada caso, as taxas de falsos elétrons foram estimadas como sendo a fração de jatos candidatos a elétrons *leading* ou *subleading*, que passaram pelos testes de identificação e isolamento de elétrons classificados como “*loose*”. Os últimos passaram ainda por um subconjunto de critérios de identificação mais restritos que os critérios dos *triggers*.

4.4 Simulação do sinal

A obtenção dos histogramas simulados de massa invariante do sinal, chamados *templates*, foi feita pela aplicação de pesos nos histogramas de massa invariante do processo Drell-Yan (DY) em nível árvore (*leading order*, LO), conforme descrito na próxima seção. O

método de aplicar pesos nas amostras DY permite gerar *templates* para diversas massas sem precisar fazer a simulação do detector para cada uma das massas, o que seria inviável em termos de tempo computacional. As amostras simuladas foram construídas a partir de eventos $pp \rightarrow e^+e^- + X$ gerados pelo software Pythia8 com a PDF MSTW2008LO [8], que passaram pela simulação completa do detector ATLAS, baseada no Geant4. As simulações de radiação de estado final (FSR), foram tratados usando o Photos.

As amostras foram divididas segundo a massa invariante do par dileptônico antes de passar pela simulação do detector, m_{ee} , conforme a tabela 4.1.

Tabela 4.1: Intervalos de massas das amostras DY, número de eventos disponíveis e respectivas seções de choque σ .

m_{ee} [GeV/ c^2]	n° de eventos	σ [nb]
(75, 120)	299999	$8,6542 \times 10^{-1}$
(120, 180)	100000	$7,9765 \times 10^{-3}$
(180, 250)	100000	$1,2649 \times 10^{-3}$
(250, 400)	100000	$4,3916 \times 10^{-4}$
(400, 600)	99999	$7,2570 \times 10^{-5}$
(600, 800)	99999	$1,2499 \times 10^{-5}$
(800, 1000)	100000	$3,1859 \times 10^{-6}$
(1000, 1250)	99999	$1,1195 \times 10^{-6}$
(1250, 1500)	99998	$3,1739 \times 10^{-7}$
(1500, 1750)	99992	$1,0224 \times 10^{-7}$
(1750, 2000)	99998	$3,5519 \times 10^{-8}$
(2000, 2250)	99999	$1,2948 \times 10^{-8}$
(2250, 2500)	99999	$4,9084 \times 10^{-9}$
(2500, 2750)	99997	$1,9058 \times 10^{-9}$
(2750, 3000)	99796	$7,4666 \times 10^{-10}$
(3000, ∞)	99895	$4,7479 \times 10^{-10}$
Total	1799669	0,87519

4.5 Seleção de eventos

Os eventos, sejam das amostras de dados experimentais ou amostras DY simuladas, foram selecionados de forma a satisfazer vários critérios de seleção, que se subdividem em filtros aplicados sobre eventos completos e filtros aplicados sobre os elétrons. Não foi exigido que os elétrons do par tivessem cargas opostas devido à alta probabilidade de erro na identificação da carga, seja por *bremsstrahlung* ou pela baixa resolução na flexão do traço. Abaixo seguem os cortes aplicados nos eventos como um todo, na ordem em que foram usados.

- O evento está incluído na lista *Good Runs List*, que é uma lista fornecida pelo grupo responsável por monitorar a qualidade dos dados do ATLAS (grupo *Data Quality*, DQ) contendo os eventos que passaram pelos critérios de qualidade estipulados pelo grupo. Este filtro não é aplicado aos eventos de Monte Carlo.
- O evento que passou pelo *trigger* do fóton deve ser excluído.
- Os eventos incompletos devido a erros no TileCal devem ser rejeitados.
- O evento deve conter pelo menos dois elétrons.
- Deve haver pelo menos um vértice com três traços ou mais.
- Eventos corrompidos ou com excesso de ruídos nos calorímetros LAr ou TileCal devem ser vetados.

A seguir estão os critérios aplicados nos elétrons contidos nos eventos.

- Ao menos dois elétrons devem ter, cada um, momento transverso maior que 30 GeV.
- Os elétrons devem ter sido encontrados pelo algoritmo padrão de reconstrução, baseado no *cluster*, ou por esse algoritmo em conjunto com o algoritmo baseado no traço. Elétrons encontrados apenas pelo algoritmo baseado no traço têm grande probabilidade de terem sido reconstruídos como fótons quando sua energia transversa é grande.
- Os elétrons não devem estar no intervalo de pseudo-rapidity $1,37 < |\eta| < 1,52$, região do *crack*.

- Os elétrons devem ser rejeitados se não passarem pelo teste de qualidade de objeto (Object Quality, OQ), que verifica se o elétron foi originado a partir de *clusters* falsos ou mal formados devidos a problemas no calorímetro.
- A classificação dos elétrons em relação ao nível de confiança de ser realmente um elétron deve ser *medium++*. A eficiência na seleção de elétrons *medium++* é aproximadamente 85% para elétrons provenientes de bósons Z .
- Pelo menos um dos elétrons deve ter $p_T > 40$ GeV.
- A correção para a energia de isolamento num cone com raio $\Delta R = 0,2$ no plano $\eta \times \phi$ não deve ser maior que $0,007E_T + 5$ GeV, para o elétron *leading*, e maior que $0,022E_T + 6$ GeV para o elétron *subleading*. O valor dessa correção da energia é calculado pela ferramenta *CaloIsolationCorrections* do grupo *ElectronGamma*. Esse corte é devido à condição de isolamento do *trigger*, conforme a seção 4.1.
- A massa invariante do par de elétrons deve ser maior que $80 \text{ GeV}/c^2$.

4.6 Simulação dos *templates* da torção

4.6.1 Pesos e correções aplicados nos histogramas de M_{ee}

Em cada bin foram aplicados fatores de escala (*Scale Factors*) para corrigir a eficiência na reconstrução dos elétrons e na sua classificação como *medium++*. Esses fatores foram calculados com biblioteca fornecidas pelo grupo *ElectronGamma*.

Como algumas amostras de Monte Carlo foram produzidas antes dos dados serem coletados, foi preciso aplicar um peso para ajustar as amostras simuladas às condições de *pile-up* experimentais. Isso foi feito com o auxílio de um pacote específico disponibilizado pelo grupo responsável por *softwares* de análise física. Os pesos são calculados comparando-se os histogramas do número médio de interações de *pile-up* $\{\mu\}$ das amostras experimentais com os das amostras de Monte Carlo.

Os histogramas obtidos de amostras simuladas em LO foram submetidos a aplicação de um peso (chamado *kFactor*) para incluir correções de QCD de dois *loops* (*next-to-next-to-leading-order*, NNLO) na seção de choque. O *kFactor* é uma função da massa invariante multiplicada pela seção de choque em LO para se chegar a uma estimativa da

seção de choque em NNLO. O procedimento usado para a obtenção do *kFactor* consiste em calcular seções de choque do processo DY em NNLO, usando o FEWZ [42] com a PDF MSTW2008NNLO, e dividindo-as pelas seções de choque do mesmo processo calculadas em LO. O *kFactor* é obtido ajustando-se essas razões a um polinômio.

A única correção aplicada aos dados experimentais foi na escala de energia, para restaurar a concordância com os dados de Monte Carlo. Essa correção foi feita por um *software* específico fornecido pelo grupo *ElectronGamma*, e calibrado através do pico do Z . A mesma ferramenta foi usada para introduzir erros nas amostras simuladas, de modo a reproduzir a resolução de energia experimental.

4.6.2 Obtenção dos *templates* do sinal a partir da distribuição DY

A função peso $\mathcal{W}(m_{ee}, q)$, usada para gerar os *templates* de massas desejadas do sinal da torção, em função da massa invariante do par de elétrons antes de passarem pela simulação do detector m_{ee} ¹ e do sabor do quark incident q , é

$$\mathcal{W}(m_{ee}, q) = \frac{|TS|^2}{|DY|^2}, \quad (4.1)$$

onde TS e DY são as amplitudes de helicidade do sinal e das amostras DY. A amplitude de helicidade da torção também depende de η_{TS} . Aqui m_{ee} é calculada a partir dos momentos dos elétrons antes de emitirem FSR. O sabor do quark é dado pelo seu número de identificação do PDG [5]. Foram gerados *templates* para massas da torção M_{TS} variando de 150 GeV/ c^2 a 4000 GeV/ c^2 , com um incremento de 50 GeV/ c^2 , e constantes de acoplamento η_{TS} de 0,05, 0,1, 0,2, 0,3, 0,4 e 0,5.

Os *templates* foram gerados a partir de histogramas da massa invariante dos elétrons reconstruídos no intervalo de M_{ee} entre 128 GeV/ c^2 e 4500 GeV/ c^2 , com 53 bins em escala logarítmica. A figura 4.2 mostra as distribuições de M_{ee} dos dados, dos *backgrounds* e do sinal com $\eta_{TS} = 0,2$, para M_{TS} igual 1500 GeV/ c^2 e 3000 GeV/ c^2 . Observa-se uma boa concordância entre os dados e os *backgrounds* do MP. Os eventos no intervalo 80 GeV/ $c^2 < M_{ee} < 110$ GeV/ c^2 foram usados para ajustar os *backgrounds* do Modelo Padrão aos dados experimentais, através do pico do bóson Z . O número de eventos nos intervalos

¹Não deve ser confundida com a massa do par de elétrons reconstruídos M_{ee} .

de $80 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee} < 4500 \text{ GeV}/c^2$ e $128 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee} < 4500 \text{ GeV}/c^2$ estão na tabela 4.2.

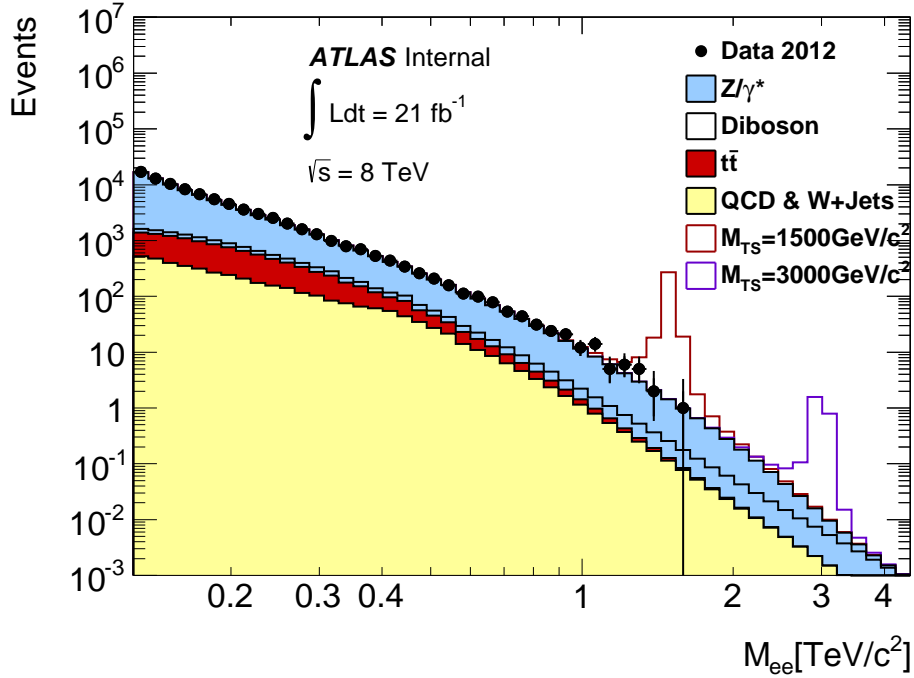


Figura 4.2: Distribuição de massa invariante dos dados, dos *backgrounds* e do sinal para $\eta_{TS} = 0, 2$.

Tabela 4.2: Números de eventos dos dados e dos *backgrounds*.

M_{ee} [GeV/ c^2]	dados	DY	top	diboson	jatos
(80,4500)	4414094	4379982	15633	9311	6760
(128,4500)	86371	70625	8875	2051	4070

4.6.3 Aceitação e eficiência do sinal

A eficiência ϵ é a razão entre o número de eventos selecionados e o número total de eventos. A aceitação A fornece a informação da fração de eventos que o detector consegue identificar. O produto da aceitação pela eficiência $A \times \epsilon$ é calculado como sendo a razão entre o número de eventos simulados do sinal que passaram pelos cortes no intervalo de

massa invariante $128 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee} < 4500 \text{ GeV}/c^2$ e o número total eventos simulados com a massa invariante dos elétrons verdadeiros no mesmo intervalo. A curva $A \times \epsilon$ em função de M_{TS} é importante para a análise estatística, descrita no apêndice A, por fornecer o fator de escala das seções de choque limites esperadas.

A figura 4.3 mostra as curvas de $A \times \epsilon$ em função de M_{TS} para cada valor do acoplamento η_{TS} usado. O gráfico mostra uma diminuição de $A \times \epsilon$ com o aumento de η_{TS} .

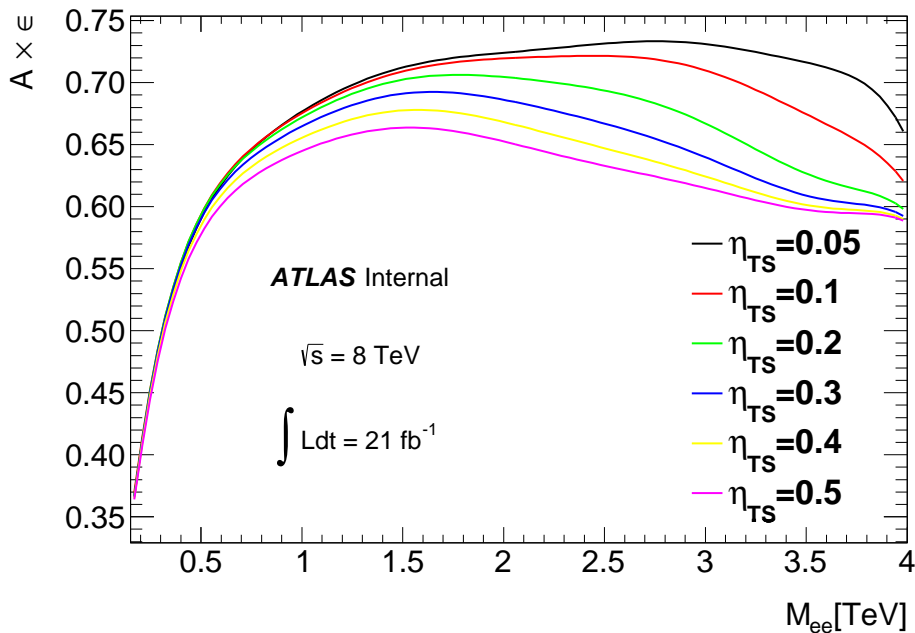


Figura 4.3: Curvas $A \times \epsilon$ para diversos η_{TS} .

4.7 Limites na massa da torção

Os limites superiores no produto da seção de choque pelo *branching-ratio* (σB) foram obtidos pela comparação dos dados com os *templates* do sinal e dos *backgrounds* usando um método estatístico bayesiano. A análise estatística foi feita com o pacote BAT [43]. A descrição do método estatístico encontra-se no apêndice. Os limites em σB foram convertidos em limites na massa da torção pela interseção das curvas dos valores de σB observados e esperados em função de M_{TS} com a curva calculada teoricamente com

o auxílio do programa CalcHEP. A figura 4.4 mostra os limites observado e esperado, incluindo as margens de 68% e 95% para $\eta_{TS} = 0, 2$.

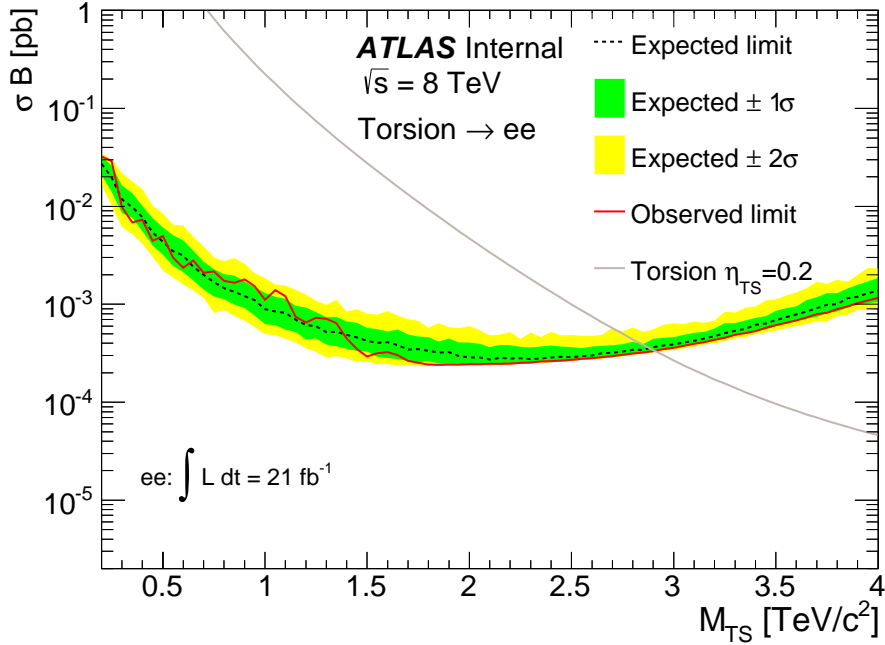


Figura 4.4: Limites superiores em σB observados e esperados assumindo-se $\eta_{TS} = 0, 2$, mostrando os contornos de 68% e 95% dos pseudo-experimentos.

Os limites esperados, com $\pm 2\sigma$, assim como os limites observados para cada valor de η_{TS} estão na tabela 4.3. Na figura 4.5 encontram-se os limites observados e esperados, incluindo a margem de erro de $\pm 1\sigma$. A região de exclusão do espaço de parâmetros da torção, com 95% de confiança está em destaque.

Tabela 4.3: Limites obtidos na massa da torção com $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e $\int L dt = 21 \text{ fb}^{-1}$ para o canal de elétrons.

η_{TS}	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
Limite observado [TeV/c^2]	2,059	2,464	2,906	3,228	3,574	3,989
Limite esperado [TeV/c^2]	2,045	2,454	2,882	3,171	3,496	3,875

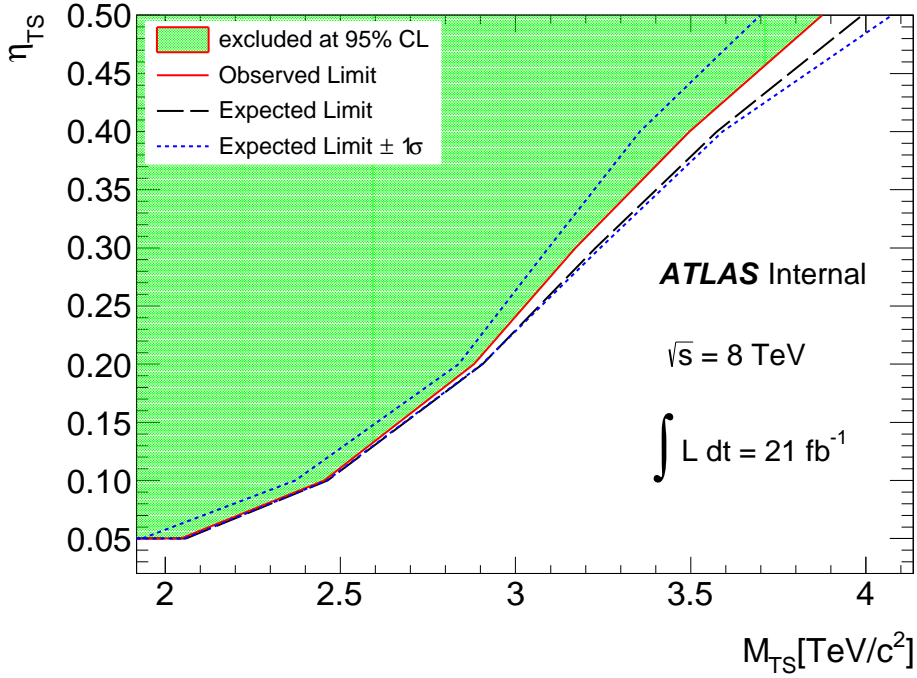


Figura 4.5: Gráfico da região de exclusão com 95% de confiança para o espaço de parâmetros da torção.

4.8 Conclusão

Os resultados obtidos neste trabalho estão em concordância com o MP, não havendo nenhum excesso observado. Os resultados mostram altos limites em M_{TS} , com valores crescentes conforme o aumento de η_{TS} .

Os limites na massa da torção obtidos neste trabalho são os melhores limites obtidos até o momento e são muito mais restritivos que os limites anteriores [21], resultado já esperado devido ao grande aumento na luminosidade integrada. Uma comparação direta entre os limites observados anteriormente, com $\sqrt{s} = 7$ TeV e luminosidades integradas de 5 fb⁻¹ e 4,9 fb⁻¹ para os canais de elétrons e de múons respectivamente, e os observados neste trabalho, com $\sqrt{s} = 8$ TeV e luminosidade integrada de 21 fb⁻¹, encontram-se na tabela 4.4.

Embora os limites em M_{TS} encontrados neste trabalho apresentem um aumento considerável em relação aos limites encontrados na referência [21], ainda são bem inferiores aos limites obtidos no estudo fenomenológico com $\sqrt{s} = 14$ TeV e $\int L dt = 100$ fb⁻¹ da referência [17], que prevê um limite de 4,5 TeV/c² com $\eta_{TS} = 0,1$ e mais que 6,5 TeV

Tabela 4.4: Comparação entre os limites observados anteriormente, com $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\int Ldt = 5 \text{ fb}^{-1}$ para o canal de elétrons e $\int Ldt = 4,9 \text{ fb}^{-1}$ para o canal de múons, e neste trabalho, com $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\int Ldt = 21 \text{ fb}^{-1}$.

η_{TS}	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
Limite com $\sqrt{s} = 7$ TeV e 5 fb^{-1} [TeV/c^2]	1,52	1,94	2,29	2,50	2,69	2,91
Limite com $\sqrt{s} = 8$ TeV e 21 fb^{-1} [TeV/c^2]	2,059	2,464	2,906	3,228	3,574	3,989

com $\eta_{TS} = 0, 5$.

Os resultados obtidos ainda podem ser melhorados com os dados coletados em 2012, com $\sqrt{s} = 8$ TeV, se for incluído o canal de múons na análise. Os múons apresentam melhor separação das cargas elétricas que os elétrons, apesar de sua resolução nos momentos finais ser pior que a dos elétrons. Os dois canais podem ser combinados num único canal com as luminosidades somadas, assumindo-se a universalidade dos léptons. Também é possível obter um resultado mais preciso se a constante de acoplamento η_{TS} for diferente para o quark top, que é muito mais massivo que os demais férmions.

É esperado que em 2015 o LHC comece a operar com colisões próton-próton de energia de centro de massa de 13 TeV, produzindo eventos com uma luminosidade integrada de 30 fb^{-1} no primeiro ano após a parada para atualização. Tendo em vista a atualização nas condições experimentais e os resultados teóricos de [17], é possível melhorar substancialmente os resultados obtidos além de impor limites muito mais restritivos no espaço de parâmetros da torção.

Apêndice A

Análise estatística

A.1 Introdução

O procedimento usado na busca por ressonâncias com grande massa invariante consiste em comparar os dados experimentais com os *backgrounds* do Modelo Padrão e os *templates* do sinal. Essa comparação é feita por meio da técnica de ajuste da forma dos *templates*, que permite testar a consistência do *background* do Modelo Padrão com os dados observados sobre um espectro completo de uma variável sensível a essa busca. O ajuste da forma dos templates tem menor probabilidade de encontrar um falso positivo do que um simples experimento de contagem, por fornecer informações que permitem distinguir um possível pico do sinal de outras fontes, tais como tendenciosidade experimental, erros na modelagem do *background* por Monte Carlo ou *background* superestimado.

O método empregado é baseado na estatística bayesiana. Nesse contexto, a probabilidade $P(\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)$ de um modelo M , com um conjunto de parâmetros $\vec{\lambda}$ a serem determinados, com parâmetros de ruído $\vec{\nu}$, é atualizada sabendo-se que foi obtido um conjunto de resultados experimentais \vec{D} para $P(\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M|\vec{D})$. A regra de aprendizagem, quando a distribuição de frequências $f(\vec{x} = \vec{D}|\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)$ de um resultado experimental \vec{D} , do estado de conhecimento i para o estado $i + 1$ é da forma

$$P_{i+1} = \frac{f(\vec{x} = \vec{D}|\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)P_i(\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)}{\sum_M \int f(\vec{x} = \vec{D}|\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)P_i(\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)d\vec{\lambda}d\vec{\nu}}. \quad (\text{A.1})$$

Se $f(\vec{x} = \vec{D}|\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)$ é normalizada, então $f(\vec{x} = \vec{D}|\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M) = P(\vec{D}|\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)$, e se a soma sobre todos os modelos M descrevem todos os possíveis resultados experimentais, ela pode ser tomada como $P(\vec{D})$. Dessa forma a regra de aprendizagem toma a forma do

teorema de Bayes:

$$P(\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M | \vec{D}) = \frac{P(\vec{D} | \vec{\lambda}, \vec{\nu}, M) P(\vec{\lambda}, \vec{\nu}, M)}{P(\vec{D})}. \quad (\text{A.2})$$

Na prática, esse processo de atualização do nível de conhecimento é executado computacionalmente usando a técnica de correntes de Markov [44], que já está implementado no pacote BAT [43].

A.2 Ajuste dos *templates* e cálculo dos limites

A função de verossimilhança de um experimento de contagem de um único bin é dada por uma distribuição de Poisson, onde o número esperado de eventos é a soma dos eventos do sinal N_{sys} e do *background* N_{bkg} :

$$\mathcal{L}(\text{data} | N_{TS}, N_{bkg}) = \frac{\mu^{n_{obs}} e^{-\mu}}{n_{obs}!}, \quad (\text{A.3})$$

onde $\mu = N_{TS} + N_{bkg}$ e n_{obs} é o número de eventos observados.

As incertezas nos parâmetros livres são incluídas como parâmetros de ruído que têm suas respectivas funções de distribuição incluídas como fatores multiplicativos. No caso em que N_{sys} parâmetros de ruído $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_{N_{sys}}$ são identificados, a função de verossimilhança torna-se:

$$\mathcal{L}(\text{data} | N_j, \nu_i) = \frac{\mu^{n_{obs}} e^{-\mu}}{n_{obs}!} \prod_{i=1}^{N_{sys}} G(\nu_i, 0, 1), \quad \text{onde } \mu = \sum_j N_j (1 + \nu_i \epsilon_{ij}). \quad (\text{A.4})$$

O índice j refere-se ao sinal ou ao *background*, ϵ_{ij} é a mudança relativa na renormalização do processo j para cada fonte de incerteza sistemática i . A função $G(\nu_i, 0, 1)$ é uma função densidade de probabilidade gaussiana do parâmetro ν_i .

Embora a função de verossimilhança A.4 seja suficiente para identificar um excesso de eventos num determinado bin, ainda é preciso extendê-la para cobrir todo o intervalo de M_{ee} em questão, de modo a incluir os detalhes cinemáticos dos eventos. Considerando N_{bin} bins, sua nova forma torna-se:

$$\mathcal{L}(\text{data} | N_j, \nu_i) = \prod_{k=1}^{N_{bin}} \frac{\mu_k^{n_k} e^{-\mu_k}}{n_k!} \prod_{i=1}^{N_{sys}} G(\nu_i, 0, 1), \quad \text{onde } \mu_k = \sum_j N_j T_{ik} (1 + \nu_i \epsilon_{jik}). \quad (\text{A.5})$$

O número esperado de eventos μ_k no bin k é a soma do número de eventos do sinal N_{sn} e dos números de eventos dos *backgrounds* $N_{bkg} = N_{DY} + N_{diboson} + N_{top} + N_{jatos}$. G é

uma gaussiana de largura unitária para o parâmetro de ruído ν_i , que controla as variações sistemáticas ϵ_{jik} das formas T_{ik} dos *templates* unitários na função de verossimilhança.

A função de verossimilhança A.5 pode ser usada simultaneamente para ajustar os *templates* do sinal e os backgrounds. A função de verossimilhança reduzida depende apenas de um parâmetro de interesse, tal como o número de eventos do sinal N_{TS} , e é obtida pela integral de A.5 em relação aos parâmetros de ruído.

$$\mathcal{L}'(data|N_{TS}) = \int \mathcal{L}(N_j, \vec{\nu}) d\vec{\nu}. \quad (\text{A.6})$$

Essa integração é feita usando-se o método das correntes de Markov implementado no pacote BAT.

Como os efeitos de interferência do sinal não são considerados nesta análise, o parâmetro de interesse escolhido foi o produto da seção de choque pelo *branching-ratio* σB .

A função de verossimilhança reduzida é convertida em densidade de probabilidade *a posteriori* $P(\sigma B|data)$, com uma densidade *a priori* uniforme em σB . O limite superior a 95% de confiança $(\sigma B)_{95}$ é obtido pela integral da densidade de probabilidade *a posteriori*:

$$0,95 = \frac{\int_0^{(\sigma B)_{95}} \mathcal{L}'(\sigma B|data)\pi(\sigma B)d(\sigma B)}{\int_0^\infty \mathcal{L}'(\sigma B|data)\pi(\sigma B)d(\sigma B)}. \quad (\text{A.7})$$

Para estimar a sensibilidade *a priori* foram gerados 200 pseudo-experimentos de Monte Carlo usando apenas os processos do MP. O limite esperado foi escolhido como a mediana dos limites superiores dos pseudo-experimentos de cada bin.

Os limites em σB são convertidos em limites na massa da torção através das curvas de $(\sigma B)_{95}$ em função de M_{TS} . A interseção da curva teórica de σB do sinal, calculada com o programa CalcHEP, e a curva dos limites esperados fornece o limite esperado de M_{TS} , assim como a interseção com a curva dos limites obtidos a partir dos dados experimentais fornece o limite observado.

A.3 Incertezas sistemáticas

Nesta análise, as incertezas teóricas foram incorporadas como parâmetros de ruído na função de verossimilhança, o que permite tomar qualquer valor dos parâmetros de ruído dentro de sua distribuição *a priori*. Para eliminar incertezas na luminosidade e outras fontes de incerteza independentes da massa, os *backgrounds* foram normalizados de forma a coincidirem com os dados experimentais na região do pico do Z , no intervalo de 80

$\text{GeV} < M_{ee} < 110 \text{ GeV}$. Nessa região foi considerada a incerteza na renormalização devida ao erro da PDF MSTW2008NNLO, obtida com o auxílio programa VRAP [45], que foi de 4%.

Incertezas sistemáticas dependentes da massa foram aplicadas somente no *background* DY. Além da incerteza da PDF escolhida, MSTW2008NNLO, foi levada em conta a incerteza na escolha da PDF, sendo usadas também as PDF's CT10NNLO, NNPDF2.3 [46], ABM11 [47] e HERAPDF1.5 [48]. As incertezas de escala são inferiores a 3% e foram ignoradas.

Da parte experimental, a incerteza de 0,65% na energia do feixe foi desprezada. Os efeitos experimentais da seção de choque dos *backgrounds* foram levados em conta apenas para o DY, chegando a 5% nos bins de maior M_{ee} . A maior fonte de erro experimental foi a estimativa dos *backgrounds* que envolvem jatos, chegando a um valor médio de 20%. As incertezas da eficiência na reconstrução e identificação dos elétrons e na resolução de energia também são inferiores a 3% e por isso foram negligenciadas.

Bibliografia

- [1] CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, **Physics Letters B**, v. 716, n. 1, p. 30–61, 2012
- [2] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, **Physics Letters B**, v. 716, n. 1, p. 1-29, 2012
- [3] GRIFFITHS, D. **Introduction to Elementary Particles**, 2 ed, Wiley-VCH, 2008.
- [4] STEPHEN, M. **Phenomenology of Particle Physics**: 2011. Disponível em <http://131.156.85.18/spring2011/ppp.pdf>. Acesso em 5 de janeiro de 2014.
- [5] BERINGER, J. et al. (Particle Data Group), The Review of Particle Physics, **Physical Review D**, v. 86, 2012.
- [6] BELYAEV, A., CHRISTENSEN, N., PUKHOV, A., CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. ArXiv 1207.6082v1 [hep-ph]
- [7] <http://lhapdf.hepforge.org/>. Acesso em 5 de janeiro de 2014.
- [8] MARTIN, A. D., STIRLING, W. J., THORNE, R. S., WATT, G., Parton Distributions for the LHC, **The European Physical Journal C**, 1 ed v. 63, p. 189–285, 2009.
- [9] GREEN, M., SCHWARZ, J., WITTEN, E., **Superstring Theory** , v. 1 e 2, Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- [10] APPELQUIST, T., CHODOS, A., FREUND, P., **Modern Keluza-Klein Theories**, 1 ed, Addison-Wesley Pub. Co., 1987

- [11] SHAPIRO, I., Physical aspects of the space–time torsion, **Physics Reports**, v. 357, n. 2, p. 113–213, 2002
- [12] SHAPIRO, I., Torsion: theory and possible observables, arXiv:hep-th/9811072v1.
- [13] BELYAEV, A., SHAPIRO, I., Torsion action and its possible observables, **Nuclear Physics B** v. 543, n. 1, p. 20–46, 1999
- [14] BUTKOV, E. **Mathematical Physics**, Addison-Wesley Publishing Company, 1973.
- [15] CARROL, S. FIELD, G., Consequences of propagating torsion in connection-dynamic theories of gravity, **Physical Review D**, v. 50, p. 3867, 1994.
- [16] BERREDO-PEIXOTO, G., HELAYEL-NETO, J., SHAPIRO, I., On the consistency of a fermion-torsion effective theory, **Journal of High Energy Physics**, v. 2000, n. 02, p. 3, 2000
- [17] BELYAEV, A., SHAPIRO, I., VALE, M., Torsion Phenomenology at CERN LHC, **Physical Review D**, v. 75, n. 3, p. 034014, 2007
- [18] <https://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>, acesso em 21 de abril de 2014.
- [19] DE ALMEIDA, F., NEPOMUCENO, A., VALE, M., Torsion discovery potential and its discrimination at CERN LHC, **Physical Review D**, v. 79, n. 1, p. 014029, 2009.
- [20] The ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, **Journal of Instrumentation**, v. 3, n. 08, p. S08003, 2008.
- [21] The ATLAS Collaboration, Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, **Journal of High Energy Physics**, v. 2012, n. 11, 2012.
- [22] Evans, L., Bryant, P., The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments, **Journal of Instrumentation**, v. 3, n. 08, p. S08001, 2008.
- [23] The CMS Collaboration, The CMS experiment at the CERN LHC, **Journal of Instrumentation**, v. 3, n. 08, p. S08004, 2008

- [24] The ALICE Collaboration, The ALICE experiment at the CERN LHC, **Journal of Instrumentation**, v. 3, n. 08, p. S08002, 2008
- [25] The LHVb Collaboration, The LHCb experiment at the CERN LHC, **Journal of Instrumentation**, v. 3, n. 08, p. S08005, 2008
- [26] The ATLAS Collaboration, ATLAS pixel detector electronics and sensors, **Journal of instrumentation**, v. 3, n. 07, p. P07007, 2008
- [27] The ATLAS Collaboration, The ATLAS SemiConductor Tracker operation and performance, **Journal of instrumentation**, v. 7, n. 04, p. C04001, 2012.
- [28] The ATLAS TRT Collaboration, The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performance, **Journal of Instrumentation**, v. 3, n. 02, p. P02013, 2008.
- [29] YAMAMOTO, A. et al, The ATLAS central solenoid, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 584, n. 1, p. 53, 2008.
- [30] The ATLAS Collaboration, Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data, **The European Physical Journal C**, v. 72, n. 3, 2012.
- [31] BHIMJI, W. et al, The ATLAS ROOT-based data formats: recent improvements and performance measurements, **Journal of Physics: Conference Series**, v. 396, n. 2, 2012.
- [32] <http://root.cern.ch>, acesso em 14 de maio de 2014.
- [33] SJÖSTRAND, T., MRENNA, S., SKANDS, P., A brief introduction to PYTHIA 8.1, **Computer Physics Communications**, v. 178, n. 11, p. 852–867, 2008.
- [34] The ATLAS Collaboration, ACHARYA, B., The ATLAS simulation infrastructure, **European Physical Journal C**, v. 70, n. 70, p. 823–874, 2010.
- [35] GEANT4 Collaboration, Geant4—a simulation toolkit, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 506, n. 3, p. 250–303, 2003.

- [36] GOLONKA, P., WAS, Z., PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays, **The European Physical Journal C – Particles and Fields**, v. 45, n. 1, p. 97–107, 2006.
- [37] ALIOLI, S., NASON, P., OLEARI, C., RE, E., A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte carlo programs: the POWHEG BOX, **Journal of High Energy Physics**, v. 2010, p. 043, 2010.
- [38] LAI, W. et al, New parton distributions for collider physics, **Physical Review D**, v. 82, n. 7, p. 074024, 2010.
- [39] FRIXIONE, S., WEBBER, B., Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, **Journal of high Energy Physics**, v. 2002, n. 06, p. 029, 2002.
- [40] CORCELLA, G. et al, HERWIG 6.5 Release Note, arXiv:hep-ph/0210213v2
- [41] PUMPLIN, J. et al, New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis, **Journal of High Energy Physics**, v. 2002, n. 07, p. 012, 2002.
- [42] Li, Y., PETRIELLO, F., Combining QCD and electroweak corrections to dilepton production in the framework of the FEWZ simulation code, **Physical Review D**, v. 86, n. 9, p. 094034, 2012.
- [43] CALDWELL, A., KOLLÁR, D., KRÖNINGER, K., BAT – The Bayesian analysis toolkit, **Computer Physics Communications**, v. 180, n. 11, p. 2197–2209, 2009.
- [44] GILKS, W., RICHARDSON, S., SPIEGELHALTER, D., **Markov Chain Monte Carlo in Practice**, 1 ed, Chapman & Hall, 1996.
- [45] ANASTASIOU, C. et al, High-precision QCD at hadron colliders: Electroweak gauge boson rapidity distributions at next-to-next-to leading order, **Physical Review D**, v. 69, n. 9, p. 094008, 2004.
- [46] BALL, R. et al, Parton distributions with LHC data, **Nuclear Physics B**, v. 867, n. 2, p. 244–289, 2013.

- [47] ALEKHIN, S., BLÜMLEIN, J., MOCH, S., Parton distribution functions and benchmark cross sections at next-to-next-to-leading order, **Physical Review D**, v. 86, n. 5, p. 054009, 2012.
- [48] The H1, ZEUS Collaborations, Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive ep Scattering Cross Sections at HERA, **Journal of High Energy Physics**, v. 2010, n. 1, 2010.