



Felipe Damas Melo

Limites da Massa do Neutrino Pesado de  
Majorana nas Produções  $pp \rightarrow lep, N$  e  
 $pp \rightarrow lep, N, jet$  no LHC a 14 TeV.

São João del-Rei - MG  
2017

Felipe Damas Melo

**Limites da Massa do Neutrino Pesado de Majorana nas Produções  $pp \rightarrow lep, N$  e  $pp \rightarrow lep, N, jet$  no LHC a 14 TeV.**

Dissertação apresentada à banca examinadora do Programa de Pós-Graduação em Física (PPGF) da Universidade Federal de São João del-Rei, em associação ampla com as Universidades Federais de Alfenas e de Lavras, como requisito parcial para a obtenção de Título de Mestre em Ciências, na Área de Física.

Área de concentração: Física de Partículas e Campos

Orientador: Fernando Marroquim Leão de Almeida Júnior

Co-Orientadora: Maria Aline Barros do Vale

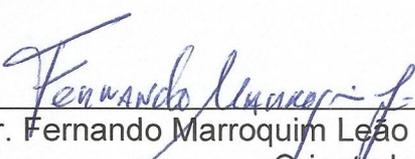
**São João del-Rei - MG**  
**Departamento de Ciências Naturais - UFSJ**  
**2017**

São João del-Rei, 30 de agosto de 2017

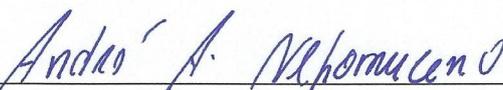
A Dissertação “**Limites da Massa do Neutrino Pesado de Majorana nas Produções  $pp \rightarrow lep, N$  e  $pp \rightarrow lep, N, jet$  no LHC a 14TeV**”, elaborada por **Felipe Damas Melo** e aprovada por todos os membros da Banca Examinadora, foi aceita pelo Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de São João del-Rei como requisito parcial à obtenção do título de

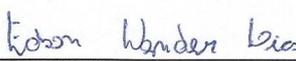
**MESTRE EM FÍSICA**

**BANCA EXAMINADORA:**

  
Prof. Dr. Fernando Marroquim Leão de Almeida Júnior (UFSJ)  
Orientador

  
Profa. Dra. Maria Aline Barros do Vale (UFSJ)  
Coorientadora

  
Prof. Dr. André Asevedo Nepomuceno – (UFF)

  
Prof. Dr. Edson Wander Dias - (UFSJ)

*À um anjo na minha vida...*

# Agradecimentos

Antes de tudo, gostaria de agradecer a *Deus* por me guiar, iluminar e me dar tranquilidade para seguir em frente com os meus objetivos e não desanimar com as dificuldades.

Agradeço ao meu irmão Caio, aos meus pais Gilson e Selma a eles dedico este trabalho.

Agradeço a Débora, com quem eu sei que passarei por muitos e muitos momentos de felicidade como este.

Agradeço meus amigos de república, Marcus Vinícius, Tião, Leonardo, João, Rodrigo, Thiago por muitos momentos de brincadeiras e companheirismo. Aos amigos que fiz no DCNAT, Guilherme Bettio e Scheiber e aos companheiros de LAFAB pelas ideias trocadas e contribuições para o nosso crescimento profissional. Aos meus amigos da matemática Jôjô e Marcela pelas dicas de L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X.

Agradeço aos meus professores de graduação e mestrado, em especial aos professores Edson Dias e Juan Campoy, estes que foram muito além de professores e levarei como amigos nessa minha caminhada acadêmica.

Agradeço em especial aos meus “pais” acadêmicos Professor Doutor Fernando Marroquim Leão de Almeida Júnior e a Professora Doutora Maria Aline Barros do Vale, orientador e co-orientadora dessa dissertação, que me acompanham a seis anos entre disciplinas, iniciações científicas e mestrado. Suas orientações, opiniões, críticas, total colaboração no solucionar de dúvidas e problemas que foram surgindo ao longo deste trabalho, as palavras de incentivo e principalmente a confiança que depositaram em mim ao longo desse tempo me fizeram uma pessoa mais forte para seguir essa longa caminhada. Agradeço, também, à FAPEMIG pelo apoio financeiro.

Finalmente, gostaria de agradecer à Universidade Federal de São João del-Rei, ao Departamento de Ciências Naturais (*DCNAT*) e ao Programa de Pós-Graduação em Física e a todos aqueles que de alguma forma contribuíram para esta dissertação tornar-se realidade, o meu muito obrigado.

# Resumo

No Modelo Padrão, incorpora-se a existência de neutrinos mão-esquerda ( $LH$ ) e de massa nula. Muitas teorias além do MP tentam introduzir um novo lépton pesado (massa não nula), propor um mecanismo de geração de massa e entender a quiralidade dessa partícula.

O modelo de Majorana considera um novo neutrino pesado ( $N$ ), de quiralidade mão-direita  $RH$ , indistinguível da sua antipartícula e de massa não nula. Um mecanismo usado para a geração da massa do neutrino pesado de Majorana é o mecanismo *see-saw*. Uma consequência importante da inclusão dessa nova partícula é a violação do número leptônico em algumas de suas produções.

Nesta dissertação, procuramos estimar os limites na massa do neutrino pesado de Majorana,  $MN$ , em duas produções distintas por meio de simulações rápidas usando as características do detector ATLAS.

As colisões próton-próton foram simuladas usando  $\sqrt{s} = 14TeV$  e com uma luminosidade integrada de  $\mathcal{L} = 1000fb^{-1}$ . Os canais de estudo foram (i)  $pp \rightarrow W^*$  e (ii)  $pp \rightarrow W^*, jet$ . O bóson  $W^*$  virtual decai em  $W^* \rightarrow \ell^\pm, N$ . O neutrino pesado de Majorana decai em  $N \rightarrow \ell^\pm, W$  e por fim o bóson  $W \rightarrow jet, jet$ . As duas produções têm estados finais  $(\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet)$  e  $(\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet)$ , com a característica de sempre violar o número leptônico. Consideramos que léptons ( $\ell^\pm$ ) podem representar elétrons, múons e suas antipartículas associadas e que os *jets* são pártons.

Para estimar os limites na massa do neutrino pesado de Majorana, extraímos os eventos de sinal dos eventos de dados simulados (sinal+background), utilizando o método estatístico *Profile likelihood* e sua função de minimização, em um intervalo de massa do neutrino pesado de Majorana  $M$  obtida indiretamente através da massa invariante do conjunto  $(lep, jet, jet)$ . Ajustamos os pontos de sinal extraído por uma curva do tipo Landau/Moyal e integramos essa curva em um determinado intervalo para obter o número total de sinal extraído com erros assimétricos, em função de  $MN$  com 95% de nível de confiança.

Nossos resultados mostram que, dependendo dos subprocessos, os limites superiores da massa do neutrino pesado de Majorana podem alcançar  $MN = 500GeV/c^2$ , mas para  $100GeV/c^2 \leq MN \leq 200GeV/c^2$  os erros relativos são pequenos e para  $MN \geq 250GeV/c^2$  os erros relativos são grandes. Além disso, o ATLAS dificilmente alcançará os valores de acoplamentos que foram usados nessa dissertação.

# Abstract

In the Standard Model (SM), incorporates the existence of left-handed ( $LH$ ) and massless neutrinos. Many theories beyond SM try to introduce a new heavy lepton (non-zero mass), to propose a mass generation mechanism and to understand the chirality of this particle.

The Majorana Model considers a new heavy neutrino ( $N$ ), with right-handed chirality ( $RH$ ), indistinguishable from its antiparticle and non-zero mass. A mechanism used to generate the heavy Majorana neutrino mass is the see-saw mechanism. An important consequence of the inclusion of this new particle is the leptonic number violation in some of its productions.

In this dissertation, we search to estimate limits on heavy Majorana neutrino mass,  $MN$ , in two different production mechanisms through the fast simulation using the features of the ATLAS detector.

The proton-proton collisions were simulated using  $\sqrt{s} = 14TeV$  and with a integrated luminosity  $\mathcal{L} = 1000fb^{-1}$ . The study channels were (i)  $pp \rightarrow W^*$  and (ii)  $pp \rightarrow W^*, jet$ . The virtual boson  $W^*$  decays in  $W^* \rightarrow \ell^\pm, N$ , the heavy Majorana neutrino  $N$  decays in  $N \rightarrow \ell^\pm, W$  and lastly  $W \rightarrow jet, jet$ . The two productions have final states  $(\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet)$  and  $(\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet)$  with characteristics of always violating the leptonic number. We consider that leptons ( $\ell^\pm$ ) can represent electrons, muons and their associated antiparticles and that the *jets* are partons.

To estimate the limits on heavy Majorana neutrino mass, we extracted the signal events from the simulated data events (signal+background), using the statistical method *Profile likelihood* and its minimization function, in a range of heavy Majorana neutrino mass  $M$ , calculating the invariant mass of the set  $(lep, jet, jet)$ . We fit the extracted signal points by a curve of Landau/Moyal type and we integrated that one within a certain interval to obtain the total number of extracted signal events with their respective asymmetric errors, as a function of  $MN$  with 95% confidence level.

Our results show that, depending on the analyzed subprocess, the upper limits on heavy Majorana neutrino can reach  $MN = 500GeV/c^2$ , but for  $100GeV/c^2 \leq MN \leq 200GeV/c^2$  the relative errors are small and for  $MN \geq 250GeV/c^2$  the relative errors are large. Also, the ATLAS will hardly reach the coupling values that were used in this dissertation.

# Conteúdo

<b>Lista de Figuras</b>	<b>3</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>9</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>11</b>
1.1 Organização da dissertação . . . . .	14
<b>2 Conceitos Preliminares</b>	<b>15</b>
2.1 Relatividade Especial . . . . .	15
2.1.1 Transformação de Lorentz e 4-vetores . . . . .	15
2.1.2 4-vetores . . . . .	17
2.1.3 4-momento e massa invariante . . . . .	17
2.2 Física de Partículas . . . . .	18
2.2.1 Forças de Interação e Partículas Mediadoras . . . . .	18
2.2.2 Partículas Elementares . . . . .	19
2.2.3 Leis de Conservação - Número Leptônico . . . . .	21
2.2.4 Oscilação de Neutrinos . . . . .	22
2.3 Física de Partículas Experimental . . . . .	27
2.3.1 Seção de Choque . . . . .	27
2.3.2 Energia do Centro de Massa (ECM ou $\sqrt{s}$ ) . . . . .	28
2.3.3 Luminosidade e luminosidade integrada . . . . .	28
2.3.4 Pseudorapidez . . . . .	29
<b>3 Modelo Padrão</b>	<b>30</b>
<b>4 Teoria além do Modelo Padrão</b>	<b>34</b>
4.1 Modelo de Majorana . . . . .	35
4.2 Neutrinos Pesados de Majorana . . . . .	38

4.3	Mecanismo see-saw Tipo I . . . . .	40
<b>5</b>	<b>LHC, o experimento ATLAS e os softwares de simulações</b>	<b>44</b>
5.1	Centro Europeu de Pesquisas Nucleares (CERN) . . . . .	44
5.2	O Grande Colisor de Hádrons (LHC) . . . . .	46
5.3	Detector ATLAS . . . . .	47
5.3.1	Detector Interno (Inner Detector) . . . . .	50
5.3.2	Calorímetro Eletromagnético e Calorímetro Hadrônico . . . . .	51
5.3.3	Espectrômetro de Múons . . . . .	53
5.4	Softwares de Simulação . . . . .	54
5.4.1	calcHEP . . . . .	55
5.4.2	Pythia . . . . .	56
5.4.3	Delphes . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Análise dos Eventos Simulados</b>	<b>62</b>
6.1	Implementação do Modelo . . . . .	63
6.2	Geração dos Eventos de Sinal . . . . .	63
6.2.1	Seleção dos Eventos . . . . .	69
6.2.2	Reconstrução dos eventos - Massa invariante do neutrino pesado de Majorana . . . . .	69
6.3	Geração dos Eventos de Background . . . . .	83
6.4	Análise Estatística . . . . .	84
6.4.1	Processo $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$ . . . . .	85
6.4.2	Processo $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$ . . . . .	95
6.5	Resultados Obtidos . . . . .	105
6.5.1	Processo $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$ . . . . .	105
6.5.2	Processo $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$ . . . . .	110
6.5.3	Análise dos Resultados Obtidos . . . . .	116
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>118</b>
<b>A</b>	<b>Método Estatístico</b>	<b>120</b>
A.1	Profile likelihood . . . . .	120
A.2	Função $\chi^2$ para sinal e background . . . . .	122
A.3	Função Moyal e o método de minimização . . . . .	123
	<b>Bibliografia</b>	<b>127</b>

# Lista de Figuras

1.1	Possível diagrama de Feynman para a produção do Neutrino Pesado de Majorana com estado final $\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$ . Produção atualmente estudada pelo LHC. . . . .	13
1.2	Possível diagrama de Feynman para a produção do Neutrino Pesado de Majorana com estado final $\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$ . Produção proposta nesta pesquisa. . . . .	13
2.1	O vértice $W^+e^+\nu_e$ em termos dos autoestados de massa. . . . .	23
5.1	Complexo de aceleradores do CERN. . . . .	46
5.2	Detector ATLAS, suas dimensões e seus sub-detectores. . . . .	47
5.3	Sistema de coordenadas do ATLAS. . . . .	48
5.4	Esquema de identificação de partículas pelos sub-detectores no detector ATLAS. . . . .	50
5.5	Detector interno do ATLAS. . . . .	51
5.6	Sistema de calorimetria do ATLAS. . . . .	52
5.7	Espectrômetro de múons do ATLAS. . . . .	54
5.8	Os eventos no HepMC são armazenados em um estrutura gráfica (direita) semelhante à visualização de uma colisão física (esquerda). . . . .	56
5.9	Fluxograma de trabalho do Delphes. . . . .	61
6.1	Comparação da seção de choque total em função de $MN$ entre os subprocessos $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ e $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$ . . . . .	65
6.2	Comparação da seção de choque total em função de $MN$ entre os subprocessos $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ e $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ . . . . .	66
6.3	Comparação da seção de choque total em função de $MN$ entre os subprocessos $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$ e $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ . . . . .	67

6.4	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $e, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $e, e, jet, jet$ . . . . .	71
6.5	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde $lep$ pode representar elétron ou múon, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $e, \mu, jet, jet$ . . . . .	72
6.6	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $\mu, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $\mu, \mu, jet, jet$ . . . . .	72
6.7	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde $lep$ pode representar elétron ou múon, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso combinado $ee_{\mu\mu}$ de estado final $lep, lep, jet, jet$ . . . . .	73
6.8	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso combinado $total$ de estado final $lep, lep, jet, jet$ . . . . .	74
6.9	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $e, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $e, e, jet, jet, jet$ . . . . .	75
6.10	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde $lep$ pode representar elétron ou múon, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $e, \mu, jet, jet, jet$ . . . . .	76
6.11	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $\mu, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $\mu, \mu, jet, jet, jet$ . . . . .	76

6.12	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde $lep$ pode representar elétron ou múon, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso combinado $ee_{\mu\mu}$ de estado final $lep, lep, jet, jet, jet$ . . . . .	77
6.13	Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso combinado $total$ de estado final $lep, lep, jet, jet, jet$ . . . . .	77
6.14	Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo ( $e, e, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $e, e, jet, jet$ . . . . .	78
6.15	Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo ( $e, \mu, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $e, \mu, jet, jet$ . . . . .	79
6.16	Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo ( $\mu, \mu, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso de estado final $\mu, \mu, jet, jet$ . . . . .	79
6.17	Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo ( $lep, lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde $lep$ pode representar elétron ou múon, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso combinado $ee_{\mu\mu}$ de estado final $lep, lep, jet, jet$ . . . . .	80
6.18	Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo ( $lep, lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, com $MN = 150GeV/c^2$ no subprocesso combinado $total$ de estado final $lep, lep, jet, jet$ . . . . .	81
6.19	Eficiência do programa de reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) no processo $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ . . . . .	82
6.20	Eficiência do programa de reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) no processo $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ . . . . .	82
6.21	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ para $MN = 100GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	85
6.22	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ para $MN = 300GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	86

6.23	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ para $MN = 500 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	86
6.24	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ para $MN = 100 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	87
6.25	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ para $MN = 300 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	88
6.26	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ para $MN = 500 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	88
6.27	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$ para $MN = 100 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	89
6.28	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$ para $MN = 300 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	89
6.29	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$ para $MN = 500 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	90
6.30	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon, para $MN = 100 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	91
6.31	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon, para $MN = 300 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	92
6.32	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon, para $MN = 500 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	92
6.33	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, para $MN = 100 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	93
6.34	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, para $MN = 300 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	94
6.35	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, para $MN = 500 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	94
6.36	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$ para $MN = 100 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	95

6.37	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$ para $MN = 300 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	96
6.38	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$ para $MN = 500 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	96
6.39	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ para $MN = 100 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	97
6.40	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ para $MN = 300 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	98
6.41	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ para $MN = 500 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	98
6.42	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ para $MN = 100 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	99
6.43	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ para $MN = 300 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	100
6.44	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ para $MN = 500 GeV/c^2$ , com $CL = 68\%$ . . . . .	100
6.45	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon, para $MN = 100 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	101
6.46	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon, para $MN = 300 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	102
6.47	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon, para $MN = 500 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	102
6.48	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, para $MN = 100 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	103
6.49	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, para $MN = 300 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	104
6.50	Gráfico do sinal obtido no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon, para $MN = 500 GeV/c^2$ com $CL = 68\%$ . . . . .	104

6.51	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ . . . . .	106
6.52	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ . . . . .	107
6.53	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$ . . . . .	108
6.54	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon. . . . .	109
6.55	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon. . . . .	110
6.56	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$ . . . . .	111
6.57	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ . . . . .	112
6.58	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ . . . . .	113
6.59	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon. . . . .	114
6.60	Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa $MN$ com $CL = 95\%$ no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon. . . . .	115
A.1	A função $\chi^2$ em função do sinal $s$ para diferentes valores de $\tau$ para $k = 40$ e $\frac{m}{\tau} = 10$ . . . . .	122
A.2	Exemplo de sinal extraído juntamente com seus erros estatísticos. . . . .	123
A.3	Ajuste de um exemplo de sinal extraído juntamente com seus erros estatísticos, usando o método de minimização implementado nessa pesquisa, com um número significativo de dados simulados. . . . .	125
A.4	Ajuste de um exemplo de sinal extraído juntamente com seus erros estatísticos, usando o método de minimização implementado nessa pesquisa, com um baixo número de dados simulados. . . . .	125

# Lista de Tabelas

2.1	Tabela de forças de interação e suas respectivas partículas mediadoras. . .	19
2.2	Tabela de sabores de quarks e léptons separados por gerações. . . . .	20
2.3	Tabela de relação entre forças fundamentais, quarks e léptons. . . . .	21
6.1	Cortes usados nos eventos gerados. . . . .	64
6.2	Processos, subprocessos e as contribuições de léptons e antiléptons de cada subprocesso estudado, que violam a conservação do número leptônico. . . .	64
6.3	Número de eventos por subprocessos do processo $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ , com luminosidade integrada de $1000 fb^{-1}$ . . . . .	68
6.4	Número de eventos por subprocessos do processo $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ , com luminosidade integrada de $1000 fb^{-1}$ . . . . .	68
6.5	Número de sinal total extraído e seus erros associados em função da massa $MN$ para o subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ . . . . .	106
6.6	número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa $MN$ para o subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ . . . . .	107
6.7	número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa $MN$ para o subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$ . . . . .	108
6.8	número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa $MN$ no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon. . . . .	109
6.9	número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa $MN$ no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon. . . . .	110
6.10	Número de sinal total extraído e seus erros associados em função da massa $MN$ para o subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$ . . . . .	111
6.11	número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa $MN$ para o subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ . . . . .	112

6.12	número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa $MN$ para o subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ . . . . .	113
6.13	número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa $MN$ no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $ee_{\mu\mu}$ , onde $lep$ pode representar elétron ou múon. . . . .	114
6.14	número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa $MN$ no subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ combinado $total$ , onde $lep$ pode representar elétron e/ou múon. . . . .	115
6.15	Comparação entre os limites superiores de massa do neutrino pesado de Majorana encontrado em cada subprocesso. . . . .	116

# Capítulo 1

## Introdução

A física de partículas está no centro da nossa compreensão das leis da natureza. Trata-se do estudo dos constituintes fundamentais do Universo, das partículas elementares e das forças de interação entre elas. O Modelo Padrão (MP) é o modelo das interações fundamentais que descreve três das quatro forças conhecidas, a saber: a interação eletromagnética, a interação fraca e a interação forte, bem como as partículas fundamentais que formam a matéria. Notavelmente, o MP fornece uma descrição bem-sucedida de todos os dados experimentais atuais e representa um dos triunfos da física moderna.

Embora o MP seja atualmente a melhor descrição do mundo subatômico, ele não é capaz de fornecer uma descrição completa da Natureza, por exemplo no que diz respeito aos neutrinos, uma vez que estes são partículas sem carga elétrica, sem carga de cor, e em princípio, de massa muito pequena (considerada nula pelo MP), portanto de difícil detecção direta. Por estes motivos, neutrinos sofrem somente interação fraca através dos bósons de gauge W e Z.

O MP supôs a existência somente dos neutrinos **left-handed** ou **mão-esquerda** (*LH*), que têm o spin alinhado no sentido anti-paralelo em relação ao momento linear. Se os neutrinos tiverem massas não-nulas, então eles viajam necessariamente com uma velocidade menor que a velocidade da luz. Assim, seria possível “alcançar” um neutrino, escolhendo um sistema de referência em que o sentido do seu movimento é invertido sem afetar seu spin, que os faz **right-handed** ou **mão-direita** (*RH*). Desde então, os físicos revisam o MP para permitir que os neutrinos tenham massas, o que faz aumentar o número de parâmetros livres do MP.

O primeiro desvio experimental do MP veio em 1998, quando os resultados publicados pelo experimento Super-Kamiokande (Super-K) indicaram, experimentalmente, a oscilação dos neutrinos. Para que estas oscilações ocorram, cada tipo de neutrino precisa

ter uma massa diferente de zero e tais massas devem ser diferentes entre si. As grandes evidências experimentais das oscilações de neutrinos indicam a existência de uma nova física além do MP.

Para “resolver” o problema da massa dos neutrinos no MP, muitos modelos são propostos utilizando o mecanismo “see-saw”, onde tais modelos requerem a existência de pelo menos um novo lépton neutro pesado. Um dos inúmeros modelos que tenta descrever esses novos léptons neutros pesados é o modelo proposto pelo físico italiano Ettore Majorana, o qual inclui ao MP um novo neutrino pesado ( $N$ ), e uma de suas consequências pode ser a violação do número leptônico. Estas e outras questões servem como motivação para o surgimento de novas teorias e extensões do MP.

O *Large Hadron Collider* (LHC), colisor próton-próton localizado no CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, ou *Centro Europeu de Pesquisas Nucleares*, em português), é o maior acelerador de partículas do mundo em atividade atualmente. A partir de 2020, ele deverá operar com energia de centro de massa  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Espera-se, com os dados obtidos, que algumas perguntas fundamentais do MP sejam respondidas e além disso, que exista a possibilidade de se detectar novas partículas.

O ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), localizado no CERN, poderá realizar medidas precisas de alguns parâmetros do MP devido ao grande número de eventos que serão obtidos a partir desse período. Com essas medidas, teremos a oportunidade de aumentar o nosso conhecimento sobre o MP e/ou descobrir a existência de uma nova Física através de novas partículas ou interações. Estas novas partículas são previstas por diversas extensões do MP no intuito de responder algumas questões ainda em aberto, tais como a assimetria matéria-antimatéria, o problema da hierarquia, a origem das massas, o número de famílias de quarks e léptons, entre muitas outras.

Uma destas extensões é a possibilidade da existência de novos neutrinos pesados do tipo de Majorana. Para estudá-los, escolhemos duas produções distintas do  $N$  no LHC, onde temos como objetivo estimar e comparar os limites de massa do neutrino pesado de Majorana, usando o acoplamento mais restritivo entre o neutrino pesado de Majorana e os léptons do MP [1].

A primeira produção escolhida foi o canal de decaimento do bóson  $W$ :  $(i) pp \rightarrow (W^\pm)^*$ , onde o bóson virtual  $(W^\pm)^*$  decai em  $(W^\pm)^* \rightarrow lepton, N$ , e ainda  $N \rightarrow W^\mp, lepton$ . O bóson  $W$ , produzido pelo decaimento do  $N$ , decai em um par quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ). Sendo assim, o estado final que nos interessa contém dois léptons de mesma carga ou cargas opostas, sempre caracterizando a violação do número leptônico, e um par quark-antiquark ( $\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$ ). Os quarks provenientes do decaimento do bóson  $W$  se encaixam

no grupo dos pártons, que são um grupo formado por quarks e glúons. Esses pártons, quando hadronizados e estáveis, recebem o nome de jatos ou jets. Um possível diagrama de Feynman dessa produção é mostrado na Figura 1.1.

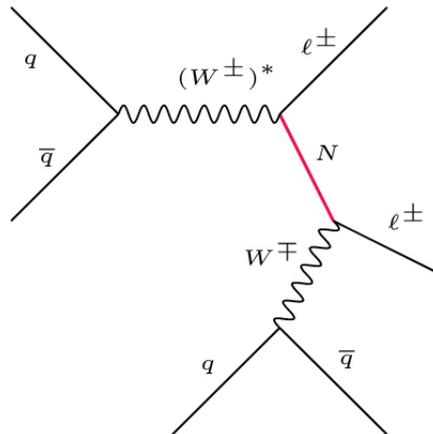


Figura 1.1: Possível diagrama de Feynman para a produção do Neutrino Pesado de Majorana com estado final  $\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$ . Produção atualmente estudada pelo LHC.

Este canal foi estudado pelas colaborações ATLAS e CMS (*Compact Muon Solenoid*), com os dados experimentais coletados no ano de 2012 com  $\sqrt{s} = 8$  TeV e luminosidade integrada de  $\mathcal{L} = 20.3 fb^{-1}$  e  $19.7 fb^{-1}$  [2, 3, 4].

Sabemos que existem diversas possibilidades para a produção de neutrinos pesados de Majorana. Propomos uma nova, e ainda não estudada, produção: (ii)  $pp \rightarrow (W^\pm)^* + jet$ , onde o estado final que nos interessa é  $(\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet)$ , sempre violando o número leptônico. Um possível diagrama de Feynman dessa produção proposta é mostrado na Figura 1.2.

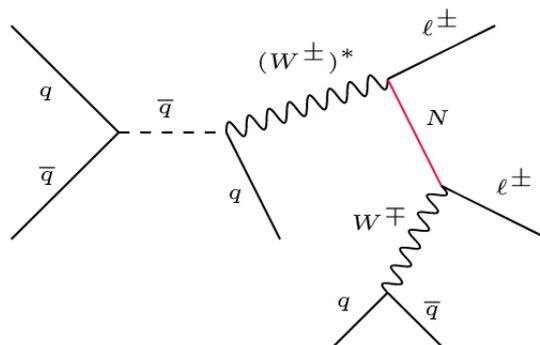


Figura 1.2: Possível diagrama de Feynman para a produção do Neutrino Pesado de Majorana com estado final  $\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$ . Produção proposta nesta pesquisa.

Escolhemos esse segundo canal pois os valores de máxima seção de choque dos pro-

cessos escolhidos são próximos, e ainda o fato do processo (*ii*) possuir um background menor, o que o torna mais adequado para explorar novas ressonâncias.

## 1.1 Organização da dissertação

- O capítulo 2 apresenta alguns conceitos importantes da física de partículas, os quais são fundamentais para o entendimento dessa pesquisa.
- O capítulo 3 apresenta uma breve descrição do MP.
- O capítulo 4 descreve uma das extensões do MP que inclui o neutrino pesado, o modelo de Majorana, e o modelo “see-saw” tipo I de geração de massa dos neutrinos pesados.
- O capítulo 5 apresenta uma descrição detalhada do LHC e suas principais colaborações além de apresentar as ferramentas de simulação utilizadas neste estudo.
- O capítulo 6 mostra uma análise completa dos eventos simulados e os resultados obtidos nessa pesquisa, que são apresentados de acordo com a violação do número leptônico.
- No capítulo 7 as conclusões são apresentadas.
- O apêndice A encerra a dissertação com uma descrição do método estatístico usado no tratamento de dados do capítulo 6.

# Capítulo 2

## Conceitos Preliminares

Grande parte da física de partículas se ocupa com os estudos de suas interações a altas energias. Assim, o cálculo de interação e razão de decaimento requer uma formulação relativística da mecânica quântica. A Mecânica Quântica Relativista (MQR) é baseada nos dois pilares da física “moderna” a teoria da relatividade especial (restrita) de Einstein e a mecânica das funções de ondas, desenvolvida no início do século XX. O objetivo deste capítulo é introduzir alguns conceitos fundamentais da física de partículas, mas antes de discutir esses tópicos importantes, serão discutidos alguns resultados da relatividade especial.

### 2.1 Relatividade Especial

Essa seção apresenta os conceitos básicos da relatividade especial, com ênfase nas definições de transformação de Lorentz, 4-vetores(quadri-vetores), uma aplicação para o caso do 4-momento(quadri-momento) e a definição de massa invariante.

#### 2.1.1 Transformação de Lorentz e 4-vetores

A relatividade especial é baseada nos postulados de Einstein e nas propriedades de transformações no espaço-tempo de observáveis físicos medidos em dois ou mais referenciais inerciais que se movem em relação uns aos outros.

Tomemos o caso mais simples, onde um evento ocorre no espaço-tempo  $(t, \vec{r})$  no referencial inercial  $S$  e em  $(t', \vec{r}')$  no referencial inercial  $S'$ . Considere ainda que  $S'$  está se movendo com uma velocidade  $v$  na direção  $+z$  em relação ao referencial  $S$ . Para o caso em que  $v \ll c$  e as origens de dois referenciais inerciais coincidem em  $t = t' = 0$ , os dois

sistemas de coordenadas estão relacionados pela transformação de Galileu [5],

$$t' = t, \quad x' = x, \quad y' = y, \quad z' = z - vt. \quad (2.1)$$

Em 1905, Eintein propôs a teoria da relatividade especial, baseado em dois postulados:

- As leis da Física são as mesmas em todos os sistemas referenciais inerciais. Ou seja, não existe nenhum sistema de referência inercial preferencial.
- A velocidade da luz no vácuo tem o mesmo valor  $c$  para todos os sistemas referenciais inerciais.

O segundo postulado da relatividade especial implica que um ponto da frente de onda de um pulso de luz emitido em  $t = t' = 0$  satisfaz tanto  $x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2$  como  $x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2t'^2$ . Consequentemente, o intervalo espaço-tempo,

$$(\Delta s^2) = c^2(\Delta t^2) - (\Delta x^2) - (\Delta y^2) - (\Delta z^2), \quad (2.2)$$

é uma grandeza invariante. A equação (2.2) é satisfeita se as coordenadas dos sistemas  $S$  e  $S'$  são relacionadas pela **transformação de Lorentz**,

$$\begin{aligned} t' &= \gamma \left( t - \frac{v}{c^2} z \right) \\ x' &= x \\ y' &= y \\ z' &= \gamma (z - vt), \end{aligned} \quad (2.3)$$

onde  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$  e  $\beta = \frac{v}{c}$ . No limite de  $v \ll c$ , recuperamos a transformação de Galileu (2.1).

A **transformação de Lorentz geral** é dada como,

$$\begin{aligned} t' &= \gamma \left( t - \frac{\vec{v} \cdot \vec{r}}{c^2} \right), \\ \vec{r}'_{\parallel} &= \gamma (\vec{r}_{\parallel} - \vec{v} t), \\ \vec{r}'_{\perp} &= \vec{r}_{\perp}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde  $\vec{r}'_{\parallel}$  e  $\vec{r}'_{\perp}$  são, respectivamente, as componentes do vetor  $\vec{r}'$  paralela e perpendicular à direção da velocidade do referencial  $S'$  em relação ao referencial  $S$ .

### 2.1.2 4-vetores

Na relatividade, ao contrário do conceito clássico, as coordenadas são descritas pelo espaço-tempo como uma entidade única chamada de quadri-vetores,

$$a^\mu = (ct, \vec{r}) \text{ e } a_\mu = (ct, -\vec{r}), \quad (2.5)$$

onde  $a^\mu$  e  $a_\mu$  são chamados, respectivamente, de quadri-vetores contravariante e covariante e  $\vec{r}$  é o vetor de posição espacial  $(x, y, z)$ . O índice  $\mu$  pode assumir 0, 1, 2, 3, onde (1, 2, 3) rotulam as coordenadas  $(x, y, z)$  e 0 representa a coordenada  $(ct)$ .

A magnitude de um vetor comum de coordenadas espaciais é dado pelo seu produto interno  $\vec{r} \cdot \vec{r}$  e é invariante sob transformação de rotação. No caso dos 4-vetores o produto interno é dado por  $a^\mu a_\mu = a^0 a_0 - a^1 a_1 - a^2 a_2 - a^3 a_3 = c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2$  que é invariante sob qualquer transformação.

Na notação tensorial, a relação entre quadri-vetores contravariantes e covariantes pode ser expressa através do chamado tensor métrico do espaço de Minkowski  $a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu$ ,

$$\begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a^0 \\ a^1 \\ a^2 \\ a^3 \end{bmatrix}, \quad (2.6)$$

O quadri-vetor espaço-tempo  $(ct, \vec{r})$  é apenas um dos inúmeros quadri-vetores que existem. Como outros exemplos temos os quadri-vetores, momento-energia  $p^\mu = (cE, \vec{p})$ , potencial elétrico e potencial vetor  $A^\mu = (\phi, \vec{A})$ , corrente elétrica  $j^\mu = (\rho, \vec{j})$ , derivada  $\partial_\mu = (d/dt, \vec{\nabla})$ . Na física de partículas, o quadri-vetor momento-energia ou quadri-momento desempenha um papel de grande importância, uma vez que é um invariante relativístico.

### 2.1.3 4-momento e massa invariante

As expressões relativísticas para a energia e o momento podem ser escritas como,  $E = \gamma mc^2$  e  $p = \gamma mv$ . Por conveniência, na física de partículas, adota-se usualmente o sistema de unidades naturais, onde  $c = 1$ , e o quadri-momento pode ser escrito como  $p^\mu = (E, \vec{p})$ . O produto interno, nesse caso, é  $p^2 = p^\mu p_\mu = E^2 - \vec{p}^2$  que é um invariante.

Usando as definições acima de  $E$  e  $\vec{p}$ , para um sistema de uma partícula massivas,

temos que

$$\begin{aligned}
 p^2 &= E^2 - \vec{p}^2 & (2.7) \\
 &= (\gamma m)^2 - (\gamma m \beta)^2 \\
 &= \gamma^2 m^2 - \gamma^2 m^2 \beta^2 \\
 &= \gamma^2 m^2 (1 - \beta^2).
 \end{aligned}$$

Usando a relação de  $(1 - \beta^2) = \gamma^{-2}$ ,

$$p^2 = m^2,$$

onde  $m^2$  é chamado de **massa invariante ao quadrado**.

Para um sistema de  $n$  partículas,  $p^\mu = \sum_{i=1}^n p_i^\mu$  podemos reescrever a equação (2.7) como

$$p^\mu p_\mu = \left( \sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left( \sum_{i=1}^n \vec{p}_i \right)^2. \quad (2.8)$$

Portanto,  $p^\mu p_\mu = p^2$  é uma grandeza invariante de Lorentz, que dá a massa invariante do sistema. No caso de um decaimento  $b \rightarrow 1 + 2$ , a massa invariante desse processo será  $(p_1 + p_2)^\mu (p_1 + p_2)_\mu = p_b^\mu p_{b\mu} = m_b^2$ .

## 2.2 Física de Partículas

Essa seção apresenta uma descrição sobre as forças e partículas fundamentais que compõe o MP e descreve de forma sucinta a definição de número leptônico. Por fim, uma abordagem matemática das oscilações dos neutrinos é feita chegando a conclusão que este fenômeno só ocorre se os neutrinos possuírem massas não-nula.

### 2.2.1 Forças de Interação e Partículas Mediadoras

Até onde sabemos, existem apenas quatro forças fundamentais na natureza: Força forte, eletromagnética, fraca e gravitacional. Elas estão listadas na Tabela 2.1 em ordem decrescente de intensidade, com suas respectivas partículas mediadoras.

Tabela 2.1: Tabela de forças de interação e suas respectivas partículas mediadoras.

Força	Intensidade	Partícula Mediadora	Spin	Massa [ $GeV/c^2$ ]
Forte	10	Glúon $g$	1	0
Eletromagnética	$10^{-2}$	Fóton $\gamma$	1	0
Fraca	$10^{-13}$	Bóson $W$ e $Z$	1	80.4
Gravitacional	$10^{-42}$	Gráviton <sup>1</sup> $G$	2	91.2

A teoria física que descreve a força eletromagnética é chamada de eletrodinâmica. Sua formulação clássica foi dada por Maxwell no final do século XIX, e essa teoria já era consistente com a relatividade especial. A eletrodinâmica quântica (QED) foi aperfeiçoada por Tomonaga, Feynman e Schwinger durante a década de 40.

A força fraca, que explica o decaimento beta nuclear, era desconhecida pela física clássica. Sua descrição teórica foi uma formulação relativística quântica desde o início. A primeira teoria sobre essa força foi apresentada por Fermi em 1933, foi refinada por Lee e Yang, Feynman, Gell-Mann, e muitos outros, nos anos cinquenta, e posta em sua forma atual por Glashow, Weinberg, e Salam, nos anos sessenta. A teoria de interações fracas às vezes é chamada de “flavordynamics” (dinâmica de sabores).

Quanto à força forte, além do trabalho pioneiro de Yukawa em 1934, não havia realmente nenhuma teoria até o surgimento da cromodinâmica quântica (QCD) em meados dos anos setenta. Para mais informações sobre as teorias acerca das interações fundamentais, veja as referências [5, 6].

## 2.2.2 Partículas Elementares

As partículas elementares são aquelas consideradas fundamentais, ou em outras palavras, não são compostas de partículas menores. Podem ser classificadas em dois grupos: **férmions** e **bósons**, onde os férmions são partículas de spin semi-inteiro e os bósons são partículas de spin inteiro. Então, partículas elementares da matéria são férmions e os bósons elementares são chamados de partículas mediadoras ou bósons de gauge, que foram descritas na Tabela (2.1).

Os férmions elementares são divididos em dois grupos: os **quarks** e os **léptons**, cujos

---

<sup>1</sup>O gráviton é o mediador da interação gravitacional, porém ainda não foi detectado experimentalmente.

sabores (nome dado a cada tipo de férmion elementar) estão listados na Tabela 2.2:

Tabela 2.2: Tabela de sabores de quarks e léptons separados por gerações.

Quarks		Léptons		
	Sabor	Carga	Sabor	Carga
<b>Primeira</b>	up ( $u$ )	+2/3	elétron ( $e^-$ )	-1
<b>Geração</b>	down ( $d$ )	-1/3	neutrino do elétron ( $\nu_e$ )	0
<b>Segunda</b>	charm ( $c$ )	+2/3	múon ( $\mu^-$ )	-1
<b>Geração</b>	strange ( $s$ )	-1/3	neutrino do múon ( $\nu_\mu$ )	0
<b>Terceira</b>	top ( $t$ )	+2/3	tau ( $\tau^-$ )	-1
<b>Geração</b>	bottom ( $b$ )	-1/3	neutrino do tau ( $\nu_\tau$ )	0

Existem três gerações de léptons, cada uma consistindo de um lépton carregado e seu neutrino correspondente, como mostrado na Tabela 2.2. O elétron é o lépton carregado mais conhecido e o único que é estável. Para cada neutrino, há também um antineutrino, embora seja possível que os dois sejam indistinguíveis, isto é, cada neutrino pode ser sua própria antipartícula (chamado neutrino de Majorana). Investigar essa possibilidade é uma área ativa de pesquisa atual. Ao contrário dos quarks, como veremos, não há estados ligados lépton-lépton. Nos referimos aos léptons como tendo doze sabores:  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ , seus neutrinos associados  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  e ainda suas antipartículas  $e^+$ ,  $\mu^+$ ,  $\tau^+$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\tau$ .

Como os léptons, os seis quarks são agrupados em três gerações, como mostrado na Tabela 2.2. Os quarks e os antiquarks se unem em uma multiplicidade de maneiras para formar centenas de partículas, representando a grande maioria da matéria visível do universo. Os estados ligados dos quarks e antiquarks são chamados **hádrons**. Existem dois subgrupos de hádrons:

- **Bárions**: Partículas compostas por três quarks de valência, dos quais o próton e o nêutron são os dois exemplos mais comuns.
- **Mésons**: Partículas que são formadas por pares quark-antiquark.

Cada quark da Tabela 2.2 também tem uma propriedade adicional, análoga à carga elétrica, chamada cor, ou carga de cor. A carga de cor tem três manifestações possíveis: vermelho, azul e verde. Assim, por exemplo, existem três diferentes quarks  $u$ , cada um carregando uma unidade de cor (positivo):  $u_r$ ,  $u_b$  e  $u_g$ . Os antiquarks, cada um, carregam uma unidade de anticor (negativo), apenas porque têm a carga elétrica oposta. Assim, temos o  $\bar{u}_r$ ,  $\bar{u}_b$  e  $\bar{u}_g$ . Hádrons, apesar de ser combinações de quarks “coloridos ” são ditos brancos, ou sem cor.

Naturalmente, estes termos não têm nada a ver com os significados usuais das palavras cor, vermelho, azul, e verde. Eles são simplesmente rótulos que são usados para descrever uma propriedade quântica particular das partículas. A família dos quarks têm doze sabores: up, down, charm, strange, bottom, top e suas respectivas antipartículas. Considerando ainda que cada um desses doze quarks existam em três cores, temos um total de 36 quarks, mais 12 léptons resultando em 48 partículas elementares de matéria.

Agora que conhecemos as partículas fundamentais e as forças de interação fundamentais, podemos relacionar, a cada grupo de férmions, quais as forças de interação que atuam sobre eles. Em outras palavras, podemos entender quais partículas mediadoras e quais férmions elementares podem interagir uns com os outros. A Tabela 2.3 mostra essa relação.

Tabela 2.3: Tabela de relação entre forças fundamentais, quarks e léptons.

				<b>Forte</b>	<b>Eletromagnética</b>	<b>Fraca</b>
<b>Quarks</b>	$u$	$c$	$t$	×	×	×
	$d$	$s$	$b$			
<b>Léptons</b>	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$		×	×
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$			

De acordo com a Tabela 2.3, todas as partículas sofrem interação por força fraca, ou seja, todas as partículas interagem com os bósons  $W$  e  $Z$ . As partículas que apresentam carga de cor, que são os quarks, sofrem interação por força forte, isto é, todos os quarks interagem com os glúons.

Um fato interessante a se destacar é que, pelo fato dos glúons também possuírem carga de cor, eles interagem entre si. As partículas que apresentam carga elétrica, sofrem interação eletromagnética, ou seja, elas interagem com o fóton. Apenas os neutrinos não sofrem esse tipo de interação. O fato de neutrinos sofrerem apenas interação fraca faz com que sua detecção direta, pelos detectores de partículas, seja difícil. A interação gravitacional está presente em todos os casos, porém sua magnitude é desprezível quando comparada as demais interações.

### 2.2.3 Leis de Conservação - Número Leptônico

Existe uma versão do teorema de Noether na teoria quântica. O teorema de Noether diz que toda grandeza física conservativa corresponde a um grupo contínuo de simetrias.

Como aconteceu na física clássica, a lei da conservação é descoberta frequentemente de maneira empírica antes que a simetria, que é sua origem, seja identificada. Por exemplo, Herman von Helmholtz estabeleceu a lei da conservação da energia principalmente com base nos experimentos de James Joules, muito antes de Emmy Noether ter provado o teorema que levou seu nome.

Esta é também a situação atual na física de partículas, onde muitas leis de conservação são descobertas empiricamente, uma vez que nenhuma simetria ainda foi identificada para fornecer sua fundação. Aqui abordaremos apenas a grandeza quântica chamada de número leptônico, pois desempenha um papel importante nessa dissertação.

Existem alguns números quânticos que são exclusivos da física de partículas, entre eles o número leptônico. Este é um número quântico associado a cada lépton descrito na Tabela (2.2).

O número leptônico para o elétron  $e^-$  e para o neutrino do elétron  $\nu_e$  é  $L_e = +1$ , para o pósitron  $e^+$  e para o antineutrino do elétron  $\bar{\nu}_e$  é,  $L_e = -1$ . Todas as outras partículas tem  $L_e = 0$ . De maneira similar, é definido o número leptônico para o múon  $L_\mu$ , para o tau  $L_\tau$  e para seus neutrinos associados. Para mais informações sobre as demais leis de conservação e números quânticos, veja a referência [7].

## 2.2.4 Oscilação de Neutrinos

Até o final dos anos noventa, pouco se sabia sobre os neutrinos. Basicamente, já se conhecia a existência dos três sabores de neutrinos e que eram extremamente leves ou até mesmo sem massa. Este quadro mudou com a publicação dos dados experimentais de neutrinos solares (neutrinos dos elétrons emitidos pela fusão nuclear do Sol) e atmosféricos (neutrinos produzidos pela interação de raios cósmicos primários com as partículas da atmosfera) do detector Super-K, que forneceram evidências experimentais convincentes para o fenômeno das oscilações de neutrinos, onde os neutrinos passam por transições de sabor a medida que se propagam em grandes distâncias.

A oscilação de neutrinos é um fenômeno mecânico-quântico e pode ser descrita em termos da relação entre os autoestados de sabor  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  e os autoestados do hamiltoniano de partículas livres, conhecidos como autoestados de massa,  $\nu_1, \nu_2$  e  $\nu_3$ . A descrição matemática das oscilações de neutrinos será primeiramente introduzida para dois sabores e depois estendida a três sabores.

Os estados físicos da física de partículas, denominados autoestados de massa, são os

estados estacionários do hamiltoniano de partículas livres e satisfazem

$$\hat{H}\psi = \frac{i\partial\psi}{\partial t} = E\psi. \quad (2.9)$$

A evolução temporal desse autoestado de massa é dado por

$$\psi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r})e^{-iEt}. \quad (2.10)$$

Os autoestados de massa de neutrinos (as partículas fundamentais) são rotulados por  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  e  $\nu_3$ . Não há nenhuma razão para acreditar que os autoestados de massa devem corresponder diretamente aos autoestados de sabor  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ , que são produzidos juntamente com o respectivo sabor de lépton carregado em uma interação fraca. Esta importante distinção entre estados de massa e de sabor é ilustrada na Figura 2.1.

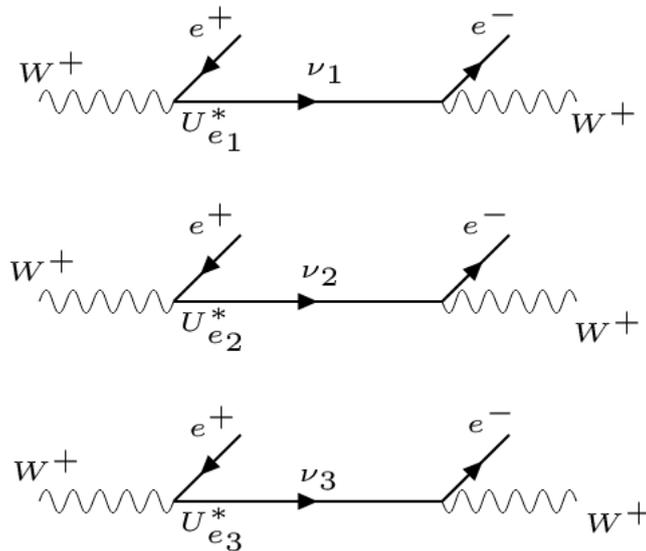


Figura 2.1: O vértice  $W^+e^+\nu_e$  em termos dos autoestados de massa.

Aqui, qualquer um dos três autoestados de massa pode ser produzido em conjunto com o elétron na interação fraca. Como não é possível saber qual autoestado de massa foi produzido, o sistema tem que ser descrito por uma superposição linear coerente de estados  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  e  $\nu_3$ . Na mecânica quântica, a base dos autoestados de sabor pode ser relacionada à base dos autoestados de massa por uma matriz unitária  $U$ ,

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

Assim, o neutrino do elétron, que é o estado quântico produzido junto com um pósitron por interação fraca, é a combinação linear dos autoestados de massa definido pelos acoplamentos relativos da interação fraca de  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  e  $\nu_3$  no vértice  $W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ :

$$|\psi\rangle = U_{e1}^* |\nu_1\rangle + U_{e2}^* |\nu_2\rangle + U_{e3}^* |\nu_3\rangle. \quad (2.12)$$

O estado de neutrino se propaga como uma superposição linear dos três autoestados de massa até que ele interaja e a função de onda colapsa em um autoestado de sabor, produzindo um lépton carregado observável de um sabor particular. Se as massas de  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  e  $\nu_3$  não são iguais, surgem diferenças de fase entre os diferentes componentes da função de onda e o fenômeno das oscilações de neutrinos ocorre.

Sabemos que os neutrinos oscilam em três sabores, mas é viável introduzir a abordagem no caso mais simples onde a oscilação ocorre entre dois sabores de neutrinos  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$ . Como descrito anteriormente podemos escrever os dois autoestados de massa, como

$$\begin{aligned} |\nu_1(t)\rangle &= |\nu_1\rangle e^{i(\vec{p}_1 \cdot \vec{x} - E_1 t)} = e^{-ip_1 x} \\ |\nu_2(t)\rangle &= |\nu_2\rangle e^{i(\vec{p}_2 \cdot \vec{x} - E_2 t)} = e^{-ip_2 x}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

onde  $(E_1, \vec{p}_1)$  e  $(E_2, \vec{p}_2)$  são os quadri-momentos de  $\nu_1$  e  $\nu_2$ . O termo  $(\vec{p}_i \cdot \vec{x} - E_i t) = -p_i \cdot x$  é um invariante de Lorentz, pois,

$$\begin{aligned} p_i^\rho x_\rho &= p_i^0 x_0 - p_i^1 x_1 - p_i^2 x_2 - p_i^3 x_3 \\ p_i^\rho x_\rho &= Et - \vec{p}_i \cdot \vec{x} \\ p_i \cdot x &= Et - \vec{p}_i \cdot \vec{x}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

onde  $p$  é o quadri-momento e  $x$  é o quadri-vetor espaço-tempo. O termo  $p \cdot x$  é chamado de fase.

No tratamento da oscilação entre dois sabores de neutrinos, os autoestados de sabores estão relacionados com os autoestados de massa por uma matriz unitária  $2 \times 2$  que pode ser expressa em termos de um único ângulo de mistura  $\theta$ , que relaciona os autoestados de massa com os autoestados de sabor,

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Supondo que no instante  $t = 0$  um neutrino do elétron  $\nu_e$  é produzido, então a função de onda nesse instante  $t = 0$  é dada por uma superposição dos autoestados de massa  $\nu_1$  e  $\nu_2$ ,

$$|\psi(0)\rangle = |\nu_e\rangle \equiv \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle. \quad (2.16)$$

Assim, a evolução temporal dessa função de onda é

$$\psi(\vec{r}, t) = \cos\theta |\nu_1\rangle e^{-p_1 \cdot x} + \sin\theta |\nu_2\rangle e^{-p_2 \cdot x}. \quad (2.17)$$

Se os neutrinos interagem no instante  $T$  e distância  $L$  ao longo da direção do “voo” a função de onda nesse ponto do espaço-tempo será

$$\psi(L, T) = \cos\theta |\nu_1\rangle e^{-\phi_1} + \sin\theta |\nu_2\rangle e^{-\phi_2}, \quad (2.18)$$

onde  $\phi_i = E_i T - p_i L$  é a fase dos autoestados de massa. Tomando os autoestados de massa em termos dos autoestados de sabor, temos a matriz

$$\begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Fazendo a multiplicação da matriz acima e substituindo na equação (2.18), temos

$$\psi(L, T) = e^{i\phi_1} [(\cos^2\theta + e^{i\Delta\phi_{12}} \sin^2\theta) |\nu_e\rangle - (1 - e^{i\Delta\phi_{12}}) \cos\theta \sin\theta |\nu_\mu\rangle], \quad (2.20)$$

com  $\Delta\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2 = (E_1 - E_2)T - (p_1 - p_2)L$ . Se  $\Delta\phi_{12} = 0$  significa que o neutrino do elétron continuará em um estado puro, mas se  $\Delta\phi_{12} \neq 0$  significa que o neutrino do elétron agora terá uma componente do neutrino do múon. E para saber a probabilidade de um neutrino do elétron oscilar para um neutrino do múon, é necessário escrever a equação (2.20) como,

$$\psi(L, T) = c_e |\nu_e\rangle + c_\nu |\nu_\mu\rangle, \quad (2.21)$$

onde  $c_e = \langle \nu_e | \psi \rangle$  e  $c_\mu = \langle \nu_\mu | \psi \rangle$ .

Sendo assim podemos encontrar tal probabilidade fazendo  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = c_\mu c_\mu^*$ . Tomando

a equação (2.20), identificamos  $c_\mu = (1 - e^{i\Delta\phi_{12}}) \cos\theta \sin\theta$ , então

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= c_\mu c_\mu^* \\
&= [(1 - e^{i\Delta\phi_{12}}) \cos\theta \sin\theta][(1 - e^{-i\Delta\phi_{12}}) \cos\theta \sin\theta] \\
&= \frac{1}{2}(1 - \cos\Delta\phi_{12}) \sin^2(2\theta)
\end{aligned} \tag{2.22}$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta\phi_{12}}{2}\right).$$

Observamos que a probabilidade de um neutrino do elétron oscilar para um neutrino do múon depende da diferença de fase  $\phi_1 - \phi_2$ , ou seja depende da diferença de energias e momentos dos neutrinos  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$ . Com um pouco de álgebra, é possível escrever a diferença de fase em termos da diferença de massas dos neutrinos  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$ ,

$$\begin{aligned}
\Delta\phi_{12} &= (E_1 - E_2)T - (p_1 - p_2)L \\
&= (E_1 - E_2)T - \left(\frac{p_1^2 - p_2^2}{p_1 + p_2}\right)L \\
&= (E_1 - E_2)T - \left(\frac{E_1^2 - m_1^2 - E_2^2 + m_2^2}{p_1 + p_2}\right)L \\
&= (E_1 - E_2) \left[ T - \left(\frac{E_1 + E_2}{p_1 + p_2}\right)L \right] + \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{p_1 + p_2}\right)L.
\end{aligned}$$

Por simplificação, considerando que  $E_1 = E_2$  (mesma velocidade),  $p_1 = p_2 = p_\nu$  e ainda tomando  $E_\nu = p_\nu$ , podemos reescrever a probabilidade de um neutrino do elétron oscilar para um neutrino do múon em termos da diferença das massas dos neutrinos[5]

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E_\nu}L\right), \tag{2.23}$$

onde  $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ . Concluimos com esses resultados que só ocorrerão oscilações dos neutrinos se, os mesmos possuírem massas não nulas e diferentes entre si.

Para estender os resultados para o caso de três sabores de neutrinos, partimos da

matriz (2.11),

$$\begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1}^* & U_{e2}^* & U_{e3}^* \\ U_{\mu 1}^* & U_{\mu 2}^* & U_{\mu 3}^* \\ U_{\tau 1}^* & U_{\tau 2}^* & U_{\tau 3}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix}, \quad (2.24)$$

onde a matriz  $U$  é chamada de matriz PMNS (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata). Os procedimentos matemáticos para esse caso de três sabores são análogos ao que foi feito anteriormente em dois sabores. Na referência [5] é explicitada toda a álgebra usada para chegar à conclusão que a probabilidade de um neutrino de sabor  $i$  oscilar para um neutrino de sabor  $j$  é proporcional a  $\Delta\phi_{ij} = \left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{4E_\nu}L\right)$ . E novamente, para que aconteça a oscilação entre sabores de neutrinos, é necessário que os neutrinos tenham massa não nula e diferente entre famílias.

## 2.3 Física de Partículas Experimental

Em experimentos da física de partículas, a energia disponível para a produção de novos eventos, chamada de energia do centro de massa, é um parâmetro muito importante. Além da energia, o número de interações úteis (eventos) é de suma importância quando são estudados eventos raros com uma seção de choque pequena. A grandeza que mede a capacidade de um acelerador de partículas conseguir produzir o número necessário de eventos é chamada de luminosidade e a luminosidade integrada é o fator de proporcionalidade entre o número de eventos e a seção de choque. Esses conceitos de seção de choque, energia do centro de massa, luminosidade, luminosidade integrada e mais alguns outros conceitos básicos serão apresentados nessa seção.

### 2.3.1 Seção de Choque

A seção de choque ( $\sigma$ ) é uma grandeza proporcional à probabilidade de ocorrer uma reação específica (como a criação de uma nova partícula), por exemplo, quando dois feixes de prótons colidem no LHC. Esse nome reflete a origem do conceito na mecânica clássica (área transversal geométrica de um objeto que poderia ser atingido por um feixe), mas na física de partículas consideramos as probabilidades, que são da mecânica quântica. No LHC, a seção de choque é tipicamente expressas em nanobarns ( $nb$ ), picobarns ( $pb$ ) ou femtobarns ( $fb$ ).

### 2.3.2 Energia do Centro de Massa (ECM ou $\sqrt{s}$ )

A energia do centro de massa (*ECM*) é a energia total disponível para uma colisão que acontece no referencial do centro de massa. O referencial do centro de massa é mais relevante para a colisão de partículas em altas energias, pois neste referencial o termo  $\vec{p}_1 - \vec{p}_2 = 0$ .

Seja  $s$  uma grandeza invariante definida como  $s = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2$ , onde  $p_1^\mu$  e  $p_2^\mu$  são os 4-momentos das partículas incidentes

$$s = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 \quad (2.25)$$

então, no centro de massa,  $s = (E_1 + E_2)^2$  onde  $E_1$  é a energia da partícula 1 e  $E_2$  é a energia da partícula 2. Portanto, no centro de massa, a energia disponível para a colisão de duas partículas em altas energias é  $\sqrt{s} = E_1 + E_2$ , onde  $\sqrt{s}$  é chamada de **energia do centro de massa**.

### 2.3.3 Luminosidade e luminosidade integrada

Enquanto a seção de choque ( $\sigma$ ) caracteriza a probabilidade de ocorrência de uma colisão, a luminosidade ( $L$ ) caracteriza o desempenho dos aceleradores. A luminosidade define o número de partículas por unidade de área por segundo gerado nos feixes de experiências com partículas de alta energia e é normalmente expressa em  $fb^{-1}s^{-1}$ . Quanto maior a luminosidade, maior o número de eventos produzidos para estudo.

Luminosidade é o fator de proporcionalidade entre o número de eventos por segundo  $dN/dt$  e a seção de choque ( $\sigma$ ),

$$\frac{dN}{dt} = L\sigma, \quad (2.26)$$

Se integrarmos a equação (2.26) no tempo,  $\mathcal{L} = \int Ldt$ , obtemos o número total de colisões produzidas em um certo intervalo de tempo. A grandeza  $\mathcal{L}$  é chamada de **luminosidade integrada**.

A relação entre luminosidade integrada e a seção de choque nos fornece o número de colisões efetivas ou número de eventos

$$N = \mathcal{L}\sigma, \quad (2.27)$$

onde  $N$  é o número de colisões efetivas em uma reação.

### 2.3.4 Pseudorapidez

Pseudorapidez é uma grandeza, denotada por  $\eta$ , frequentemente usada em experiências para expressar ângulos em relação ao eixo de colisão dos feixes. Matematicamente, é expressa por

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (2.28)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre a direção do eixo de colisão e a direção tomada pela partícula resultante da colisão.

No detector ATLAS, elétrons e múons que possuem direções muito próximas do eixo de colisão ( $\theta \lesssim 9.38^\circ$ ), o que corresponde a  $|\eta| > 2.5$ , não são detectadas pelo subdetector de traços.

A vantagem de se usar  $\eta$  é que  $\Delta\eta$  é quase um invariante de Lorentz.

# Capítulo 3

## Modelo Padrão

O Modelo Padrão (MP) é o modelo das interações fundamentais que descreve três das quatro forças mostradas na Tabela 2.1, bem como as partículas fundamentais que formam a matéria mostradas na Tabela 2.2. Essas três forças são descritas matematicamente usando a teoria de grupos de simetria, chamado grupo de gauge. Qualquer teoria de partículas elementares deve ser coerente com a relatividade especial. A combinação de mecânica quântica, eletromagnetismo e relatividade especial levou Dirac à equação agora universalmente conhecida como a equação de Dirac e, ao quantizar os campos, levou à teoria quântica de campos.

Desenvolvida desde os anos 30/40, a teoria quântica de campos reúne as teorias que descrevem as interações de partículas eletricamente carregadas mediadas por fótons (Eletrodinâmica Quântica), as interações fortes mediadas por glúons (Cromodinâmica Quântica), as interações fracas mediadas por bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  (Teoria Eletrofraca) e a gravitação. Para demonstrar sua importância, todos os testes experimentais das três forças descritas pelo MP concordaram com as suas previsões.

O MP é uma teoria de gauge baseado no grupo de simetria  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , onde o subíndice  $C$  é utilizado para indicar que  $SU(3)$  é o grupo de cor da cromodinâmica quântica (QCD), enquanto o subíndice  $L$  explicita a natureza quiral do grupo  $SU(2)$ , como quiralidades esquerda ( $LH$ ) e direita ( $RH$ ). O subíndice  $Y$  refere-se ao grupo de hipercarga  $U(1)$ .

Introduzida por Mills e Yang as teorias de gauge são teorias nas quais a interação entre os campos é introduzida a partir da aplicação do princípio de gauge. Tal princípio diz que as equações da física devem ser invariantes localmente sob o grupo de simetria associado à interação[8, 9, 10].

A Lagrangiana que descreve as interações, usualmente é invariante sob um determinado

grupo de transformações. Quando esta transformação é aplicada a todo o espaço-tempo, a simetria é dita global. Quando a invariância ocorre mesmo quando as transformações são localizadas no espaço-tempo, a simetria é dita local.

Os férmions elementares da Tabela 2.2 são descritos no MP em termos das quirialidades  $LH$  e  $RH$ , onde os férmions *left-handed* são dubletos e os férmions *right-handed* são singletos.

$$\begin{aligned}
& \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (e)_R (u)_R (d)_R \\
& \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad (\mu)_R (c)_R (s)_R \\
& \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (\tau)_R (t)_R (b)_R
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Observe que, no âmbito do MP, não existem neutrinos  $RH$ . E ainda não existem fundamentos teóricos para se considerar neutrinos  $LH$  e antineutrinos como  $RH$ , portanto essa é uma suposição do MP.

A respeito dos bósons de gauge, observam-se algumas relações:

- Associados ao grupo de simetria  $SU(3)_C$ , existem oito campos geradores  $G_\mu^a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) cujos estados físicos são denominados **glúons**. Os glúons não possuem massa, carregam carga de cor e são responsáveis pela interação forte. Pelo fato de glúons carregarem carga de cor, glúons são capazes de interagir entre si.
- Associados ao grupo de simetria de isospin  $SU(2)_L$ , aparecem três campos geradores  $W_\mu^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) e ao grupo de simetria de hipercarga  $U(1)_Y$ , associa-se um campo gerador  $B_\mu$ . Note que o índice  $Y$  é utilizado para diferenciar o grupo relacionado à hipercarga fraca do grupo eletromagnético,  $U(1)_{EM}$ , associado à carga elétrica ( $Q$ ). Esses quatro campos vetoriais,  $W_\mu^i$  e  $B_\mu$ , associados ao grupo de simetria  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  geram, após o mecanismo de quebra dessa simetria, os bósons de gauge massivos que mediam as interações eletrofracas e o fóton, não massivo, descrito pela QED.
- Responsáveis por gerar a massa das partículas elementares, os bósons de Higgs induzem a quebra espontânea de simetria dos grupos de gauge [11, 12, 13]. Em particular, esses bósons explicam a diferença entre o fóton, sem massa e, os bósons  $W$  e  $Z$  muito massivos.

Construir uma teoria quântica de campos é especificar uma Lagrangiana relacionando

as simetrias, e a Lagrangiana geral do MP é composta por diferentes Lagrangianas,

$$\mathcal{L}_{MP} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (3.2)$$

onde  $\mathcal{L}_{gauge}$  é a Lagrangiana que descreve as partículas responsáveis pelas interações. Ela é composta por doze campos vetoriais e é responsável pelo acoplamento dos bósons carregados  $W^\pm$ , do bóson neutro  $Z^0$  e do fóton  $\gamma$  com os léptons  $\nu_\ell$  e  $\ell$  (onde  $\ell = e, \mu, \tau$ ). A Lagrangiana  $\mathcal{L}_{gauge}$  também é responsável pelo acoplamento dos oito glúons  $g_i (i = 1, 2, \dots, 8)$ , com os quarks através da força forte. A Lagrangiana fermiônica  $\mathcal{L}_{fermions}$  descreve as partículas de matéria, porém nas Lagrangianas  $\mathcal{L}_{gauge}$  e  $\mathcal{L}_{fermions}$  não está presente o termo de massa. A Lagrangiana  $\mathcal{L}_{Higgs}$  inclui ao MP o termo de massa dos bósons e a Lagrangiana  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  inclui ao MP o termo de massa associado aos férmions permitindo o acoplamento do bóson de Higgs aos férmions (acoplamentos de Yukawa).

O MP, apesar de ser uma teoria que descreve bem os resultados experimentais em física de altas energias, não está completo. O que se busca para complementá-lo são teorias e modelos, além do MP, que tentam modificá-lo de forma sutil a fim de responder algumas questões ainda abertas. Dentre essas questões estão:

- **Gravidade:** O MP não explica a gravidade. A abordagem de simplesmente adicionar o bóson de gauge, chamado de *gráviton*, ao MP sem outras modificações, não é suficiente para recriar o que é observado experimentalmente. Além disso, o MP é considerado amplamente incompatível com a mais bem-sucedida teoria da gravidade, a relatividade geral[14].

- **Matéria escura e Energia escura:** Observações cosmológicas nos dizem que o MP explica cerca de 5% da energia presente no universo. Cerca de 26% deve ser matéria escura, que se comportaria como qualquer outra matéria, mas que só interage fracamente (se for caso disso) com os campos do MP. No entanto, o MP não fornece quaisquer partículas fundamentais que são bons candidatos à matéria escura. O resto do universo (69%) deve ser energia escura, uma densidade de energia constante para o vácuo. As tentativas de explicar a energia escura em termos de energia de vácuo do MP levam a um desajuste de 120 ordens de grandeza[15].

- **Massas de neutrinos:** De acordo com o MP, os neutrinos são partículas sem massa. No entanto, os experimentos de oscilação de neutrinos mostraram que os neutrinos têm massa. Os termos de massa para os neutrinos podem ser adicionados ao MP

à mão, mas estes levam a novos problemas teóricos. Por exemplo, os termos de massa precisam ser necessariamente pequenos e além disso não está claro se as massas de neutrinos surgiriam da mesma forma que as massas de outras partículas fundamentais no MP.

• **Assimetria matéria-antimatéria:** O universo é feito principalmente de matéria. No entanto, o MP prevê que a matéria e a antimatéria deveriam ter sido criadas em quantidades (quase) iguais se as condições iniciais do universo não envolvessem matéria desproporcional em relação à antimatéria. Até então, nenhum mecanismo foi suficiente para explicar essa assimetria existente no MP.

No próximo capítulo serão apresentadas algumas extensões do MP que têm como objetivo resolver algumas deficiências deste modelo.

# Capítulo 4

## Teoria além do Modelo Padrão

Como dito no capítulo anterior, algumas extensões do MP têm como objetivo resolver algumas de suas deficiências. A unificação bem sucedida das interações eletromagnéticas e fracas na teoria eletrofraca levou a uma série de esforços para incluir a interação forte na chamada teoria da grande unificação (GUT).

Uma outra e famosa extensão do MP é a chamada supersimetria (SUSY). A supersimetria associa a cada bóson um parceiro que é um férmion e vice-versa. Assim, a supersimetria prevê a existência de um boson-ino com spin  $1/2$ . Por exemplo, associa-se ao fóton um fotino, ao glúon um gluíno, aos bósons  $W^\pm$  e  $Z$  um bosino  $W^\pm$  e  $Z$ . Aos férmions associam-se partículas escalares de spin 0, chamadas s-férmion. Por exemplo, os s-quarks seriam s-up, s-down e assim por diante, já os s-léptons seriam s-elétron, s-múon, s-tau, e os s-neutrinos associados aos s-léptons.

Do ponto de vista teórico, a supersimetria apresenta propriedades muito especiais. O fato de que bósons e férmions apareçam juntos leva naturalmente à ideia de unificação, já que a matéria é composta por férmions, enquanto as forças fundamentais são compostas por bósons. Outra propriedade importante da supersimetria levantou a possibilidade de que as teorias de supergravitação pudessem ser teorias quânticas para a gravitação, possibilidade esta não concretizada.

O MP supõe que neutrinos possuem massa nula e quiralidade  $LH$ . As evidências experimentais das oscilações de neutrinos descritas na seção 2.2.4, mostraram que neutrinos possuem massas não nulas, contradizendo o MP. Alguns modelos são propostos para explicar a geração da massa e resolver o problema das quiralidades  $RH$  e  $LH$  dos neutrinos, já que o MP não oferece um fundamento teórico para tal escolha de quiralidade. A principal extensão do MP, para esta dissertação, é o Modelo de Majorana que inclui ao MP novos léptons neutros pesados a fim de resolver o problema da quiralidade. Ainda neste

capítulo será apresentado o modelo “see-saw” que é proposto para explicar a geração das massas dos neutrinos.

## 4.1 Modelo de Majorana

O físico italiano Ettore Majorana formou-se em 1929 sob a orientação de E. Fermi com a tese “A Teoria Quântica dos Núcleos Radioativos” . Fermi via o grande potencial de seu aluno e sugeriu que ele fosse fazer um estágio com W. Heisenberg. Em 1932, Ettore Majorana publicou um artigo provando que a relatividade permite qualquer valor para o spin de uma partícula quântica e que não há nenhum privilégio para o spin  $1/2^2$  [17].

No início dos anos trinta, a teoria quântica foi confrontada com dois problemas controversos que precisavam de uma explicação robusta para garantir a continuação do desenvolvimento da ainda jovem mecânica quântica: as soluções de energia negativas da equação de Dirac e a interpretação do espectro contínuo de decaimento beta. O primeiro foi resolvido em 1932, graças à descoberta de pósitrons por C. Anderson. O segundo foi teoricamente resolvido por W. Pauli, em 1930, que postulou a existência do neutrino. Nas palavras do próprio Pauli: “*Eu previ o que jamais será detectado experimentalmente*” .

As questões colocadas por Majorana para si mesmo foram:

- Precisa existir antipartículas para qualquer partículas de spin  $1/2$  ?
- Partículas de spin  $1/2$  podem ser idênticas às suas antipartículas?
- Partículas com spin arbitrário existem?
- Partículas com spin arbitrário têm suas próprias antipartículas?

Aqui usamos o termo antipartícula mesmo que em 1932 este era um termo sem sentido

---

<sup>2</sup> Após este período, Majorana voltou para Roma e em 1938 foi nomeado professor da cátedra de Física Teórica da Universidade de Nápoles por mérito excepcional. A ideia de Majorana era tão inovadora para a época que a comunidade científica compreendeu a sua importância apenas no final dos anos trinta.

Na noite de 25 de março de 1938, o diretor do Instituto de Física recebeu o telegrama: “*Caro Carrelli, tomei uma decisão que era já inevitável. Não há nela um só grão de egoísmo, mas estou consciente dos problemas que o meu desaparecimento repentino poderá causar a você e aos estudantes. Também por isso peço que me perdoe, mas, sobretudo pela desilusão que causarei, diante de toda a confiança, sincera amizade e simpatia que você demonstrou nesses meses. Peço também que leve minhas lembranças àqueles a quem aprendi a conhecer e apreciar no seu Instituto, em particular a Sciuti. Deles conservarei uma cara lembrança ao menos até as onze desta noite, e possivelmente mesmo depois*” .

E logo em seguida:

“*Caro Carrelli, espero que o telegrama e a carta tenham chegado juntos. O mar me recusou, e voltarei amanhã ao Hotel Bologna, viajando junto, talvez, com esta carta. Tenho, contudo, a intenção de renunciar ao ensino. Não me tome por uma garota ibseniana, porque o caso é diferente. Estou à sua disposição para ulteriores detalhes*” . E Majorana nunca mais foi visto.

As especulações acerca do seu desaparecimento são inúmeras: suicídio, fuga para Argentina, fuga para um monastério, entre outras. Uma das motivações que se comenta é que ele percebeu o impacto de destruição da energia nuclear e como isso poderia afetar a Europa de Hitler e Mussolini[16].

(pelo menos até antes da descoberta de Anderson, que foi feita alguns meses mais tarde).

Inconformado com a interpretação de antiférmions como buracos no mar de Dirac, Majorana tentou lançar a equação de Dirac em uma forma que seria completamente simétrica em relação às partículas e antipartículas. Ele conseguiu fazer isso encontrando uma nova forma da equação de Dirac, em que todos os coeficientes eram reais. Isso levou à única melhoria formal para férmions carregados. A nova forma de Majorana para a equação de Dirac abriu uma possibilidade muito importante para os férmions neutros - eles podiam ser suas próprias antipartículas [18, 19]. Portanto, as partículas de Majorana seriam análogos fermiônicos de bósons verdadeiramente neutros.

Para definir o campo de Majorana, precisamos definir um operador de conjugação de carga  $\widehat{C}$ , que atuando em um campo fermiônico  $\psi$  é definido como

$$\widehat{C} : \psi \rightarrow \psi^c = \mathbf{C}\bar{\psi}^T, \quad (4.1)$$

onde  $\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0$  é o campo adjunto e  $\mathbf{C}$  a matriz satisfaz

$$\mathbf{C}^{-1}\gamma^\mu\mathbf{C} = -\gamma^{\mu T}, \quad \mathbf{C}^{-1}\gamma_5\mathbf{C} = \gamma_5^T, \quad \mathbf{C}^\dagger = \mathbf{C}^{-1} = -\mathbf{C}^*. \quad (4.2)$$

A segunda igualdade provém da primeira e da definição de  $\gamma_5$ .

Para um campo de partículas livres, o campo  $\widehat{C}$ -conjugado  $\psi^c(x)$  assim como um campo  $\psi(x)$ , satisfazem à mesma equação de Dirac. Seguem algumas relações úteis do campo  $\psi^c(x)$

$$(\psi^c)^c = \psi, \quad \overline{\psi^c} = -\psi^T \mathbf{C}^{-1}, \quad \overline{\psi_k} \psi_i^c = \overline{\psi_i} \psi_k^c, \quad \overline{\psi_k} \mathbf{A} \psi_i = \overline{\psi_i^c} (\mathbf{C} \mathbf{A}^T \mathbf{C}^{-1}) \psi_k^c, \quad (4.3)$$

onde  $\psi$ ,  $\psi_i$  e  $\psi_k$  são campos de férmions com 4-componentes e  $\mathbf{A}$  é uma matriz arbitrária  $4 \times 4$ , normalmente matrizes de Dirac, Pauli ou Gell-Mann que descrevem os canais de interações. Na quarta igualdade, assim como num certo número de outras representações das matrizes de Dirac pode-se escolher, por exemplo,  $\mathbf{C} = \gamma^2 \gamma^0$ . Neste caso  $\mathbf{C}$  é real, então  $\mathbf{C}^{-1} = -\mathbf{C}$  e  $\overline{\psi^c} = \psi^T \mathbf{C}$ .

Usando as propriedades de anticomutação das matrizes  $\gamma$  de Dirac e com  $\widehat{C}$  atuando em um campo quiral, sua quiralidade se transforma da seguinte maneira,

$$\widehat{C} : \psi_L \rightarrow (\psi_L)^c = (\psi^c)_R, \quad \widehat{C} : \psi_R \rightarrow (\psi_R)^c = (\psi^c)_L. \quad (4.4)$$

A equação (4.4) nos diz que a antipartícula de um férmion  $LH$  é  $RH$ . Esse fato desempenha um papel muito importante na teoria das partículas de Majorana.

Sabemos que a equação de Dirac pode ser obtida como solução da equação de Euler - Lagrange, aplicada à Lagrangiana de Dirac

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\cancel{D} - m)\psi. \quad (4.5)$$

E o termo de massa dessa Lagrangiana pode ser escrito como

$$-\mathcal{L}_m = m\bar{\psi}\psi = m\overline{(\psi_L + \psi_R)}(\psi_L + \psi_R) = m(\overline{\psi_L}\psi_R + \overline{\psi_R}\psi_L). \quad (4.6)$$

Por propriedades do operador de projeção quirial, os termos  $\overline{\psi_R}\psi_R$  e  $\overline{\psi_L}\psi_L$  são nulos. Portanto, os campos quirais  $LH$  e  $RH$  são necessários para construir o termo de massa da Lagrangiana, e um campo de férmions massivo deve ser escrito a partir de uma soma,  $\psi = \psi_L + \psi_R$ .

Agora temos duas possibilidades. A primeira é que, apenas no limite  $m = 0$ , o campo quirial  $RH$  se torna completamente independente do campo quirial  $LH$ , tendo então um campo de Dirac. Os campos  $RH$  e  $LH$  se tornam independentes um do outro apenas no limite  $m = 0$ . A segunda e mais importante possibilidade, para o nosso caso, se baseia na equação (4.4), onde o campo quirial  $RH$  conjugado é igual a um campo quirial  $LH$ , ou seja,

$$\psi = \psi_L + \psi_R = \psi_L + (\psi_L)^c = \psi_L + (\psi^c)_R. \quad (4.7)$$

Neste caso, temos um campo de Majorana, onde conseguimos construir o termo de massa da Lagrangiana com apenas um dos campos quirais. Da equação (4.7) concluímos que o campo quirial deve ser igual ao seu campo quirial conjugado

$$\psi = (\psi)^c. \quad (4.8)$$

Isto significa que as partículas associadas aos campos de Majorana são genuinamente neutras e são suas próprias antipartículas. A equação (4.8) é chamado de **condição de Majorana**.

A partir das equações (4.6) e (4.7), descobrimos que o termo de massa da Lagrangiana de um férmion livre no campo de Majorana é dado por

$$\mathcal{L}_m = -\frac{m}{2}[(\psi_L)^c\psi_L + \overline{\psi_L}(\psi_L)^c] = \frac{m}{2}[\psi_L^T \mathbf{C}^{-1}\psi_L + \overline{\psi_L} \mathbf{C}^{-1}\overline{\psi_L}^T] = \frac{m}{2}[\psi_L^T \mathbf{C}^{-1}\psi_L + h.c.], \quad (4.9)$$

onde usamos a segunda igualdade da equação (4.3) e o fator  $1/2$  é introduzido porque  $\mathcal{L}_m$

é quadrático em  $\psi_L$ . Assim, a Lagrangiana de Majorana pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{\mathcal{M}} = (\overline{\psi}_L i \not{\partial} \psi_L) + \frac{m}{2} [\psi_L^T \mathbf{C}^{-1} \psi_L + h.c.]. \quad (4.10)$$

A equação (4.10) pode ser reescrita de uma maneira mais elegante, se usarmos a notação  $\psi = \psi_L + (\psi_L^c)$

$$\mathcal{L}_{\mathcal{M}} = \frac{1}{2} \overline{\psi} (i \not{\partial} - m) \psi. \quad (4.11)$$

Note que a equação (4.11) difere da (4.5) por um fator  $1/2$ . Isso implicará que os diagramas de Feynman com loops de férmions de Majorana têm um fator extra de  $1/2$  devido à simetria de permutação das partículas de Majorana[20, 21].

Por fim, Majorana chegou à conclusão que partículas de spin  $1/2$ , massivas e neutras, podem ser descritas por um função de onda real, de acordo com a equação (4.8).

A seguir, serão apresentados alguns argumentos pelos quais podemos pressupor o neutrino como partícula do tipo Majorana

## 4.2 Neutrinos Pesados de Majorana

Todos os férmions, exceto os neutrinos, podem ser descritos em termos de componentes quirais  $LH$  e  $RH$ , através do uso de operadores de projeção quiral. Os neutrinos são partículas excepcionais por suas propriedades intrínsecas. A massa dos neutrinos, por exemplo, é de magnitude muito menor que as massas dos seus parceiros familiares (elétron, múon, tau). Uma das razões para suspeitar que existam neutrinos  $RH$  massivos, é que estes oferecem uma explicação para as massas de neutrinos observados através do mecanismo see-saw, mecanismo este que será mostrado na próxima seção. Portanto, eles poderiam explicar alguns fenômenos físicos, como por exemplo, oscilações de neutrinos e a possibilidade de violação do número leptônico, nos guiando a uma nova física além do MP.

Como descrito na seção 2.2.4, as evidências experimentais indicam que um neutrino de um determinado sabor é uma mistura de autoestados de massas. A matriz PMNS (2.11) pode ser reescrita em função de quatro parâmetros livres, a partir dos quais todas as propriedades físicas observáveis da matriz podem ser identificadas. A matriz PMNS geralmente é parametrizada por três ângulos de mistura ( $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$  e  $\theta_{13}$ ) e uma fase única

de simetria CP  $\varphi$ , chamada fase de Dirac[22]. A matriz PMNS pode ser escrita como

$$\begin{aligned}
U &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & e^{i\varphi_{13}} \sin \theta_{23} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\varphi_{13}} \sin \theta_{23} & 0 & \cos \theta_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\varphi_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\varphi_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\varphi_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\varphi_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\varphi_{13}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{4.12}$$

Para descrever os neutrinos pesados de Majorana, é preciso incluir as fases de Majorana. O número de fases físicas da matriz de mistura é três, mas duas dessas fases podem ser fatoradas em uma matriz diagonal de fases sobre  $U$ . Estas duas fases são normalmente chamadas de fases de Majorana, porque elas aparecem somente se os neutrinos pesados são partículas de Majorana. Se os neutrinos pesados são partículas de Dirac, essas duas fases podem ser eliminadas através de transformações de fase dos campos de neutrinos pesados, uma vez que o termo de massa de Dirac é invariante sob transformação de fase, tendo como resultado a conservação do número leptônico.

A parametrização mais comum da matriz de mistura é  $U = R_{23}W_{13}R_{12}D(\lambda_{21}, \lambda_{31})$ , onde  $R_{ij}$  é uma rotação no plano  $i - j$  correspondente a mistura de neutrinos,  $W_{13}$  é uma rotação complexa no plano  $1 - 3$  correspondente à fase de Dirac e  $D(\lambda_{21}, \lambda_{31})$  é a matriz diagonal correspondente as fases de Majorana. Explicitamente, a matriz é escrita como

$$= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\varphi_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\varphi_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\varphi_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\varphi_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\varphi_{13}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\lambda_{21}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\lambda_{31}} \end{bmatrix} \tag{4.13}$$

Com  $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ ,  $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ .

As rotações escolhidas na equação (4.13), frequentemente, ocorre naturalmente em modelos de sabores, onde se começa a diagonalizar as matrizes de Yukawa da 3 geração.

Dentro dessa parametrização padrão, os parâmetros de neutrinos são os ângulos de mistura  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  e as fases de simetria CP  $\varphi_{13}$ ,  $\lambda_{21}$  e  $\lambda_{31}$ , onde  $\varphi_{13}$  é a fase de Dirac,  $\lambda_{21}$  e  $\lambda_{31}$  são as fases de Majorana. A fase de Dirac  $\varphi$  afeta os sabores dos autoestados de massa dos neutrinos e a inclusão das fases de Majorana  $\lambda_{21}$  e  $\lambda_{31}$  tem como consequência a violação da simetria CP.

As fases complexas podem ser rotacionadas, redefinindo as fases de  $LH$  e  $RH$  deixando os autoestados de massa real e positivo. Fisicamente, isso significa que os ângulos

de mistura  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  dão origem as oscilações de conservação CP. A fase CP  $\varphi$  torna-se não-física se  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  desaparecerem.

Observando as matrizes (2.11), (4.12) e (4.13), concluímos que os neutrinos pesados de Majorana são uma mistura de estados dos neutrinos do MP[23].

Sabemos que neutrinos são partículas neutras, de quiralidade RH, de spin 1/2 e agora comprovadamente massivas. Então, neutrinos podem ser partículas do tipo Majorana, ou seja, serem descritos por uma função de onda real e por consequência ser sua própria antipartícula.

Como estamos tratando de uma extensão do MP, é necessário acrescentar à Lagrangiana do MP,  $\mathcal{L}_{MP}$ , um termo que inclui o neutrino pesado de Majorana. Tal termo é acrescido através da lagrangeana  $\mathcal{L}_{Majorana}$  que descreve a interação entre os bósons e o neutrino pesado  $N_l$ .

$$\mathcal{L}_{MP+Majorana} = \mathcal{L}_{MP} + \mathcal{L}_{Majorana} \quad (4.14)$$

onde a Lagrangiana  $\mathcal{L}_{Majorana}$  é, explicitamente, dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Majorana} = & \sum_{l=e,\mu,\tau} \left\{ -\frac{g}{2\sqrt{2}} [\bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma^5) l \cos \theta_l + \bar{N}_l \gamma^\mu (1 - \gamma^5) l \sin \theta_l] W_\mu - \right. \\ & - \frac{g}{2 \cos \theta_W} [\bar{\nu}_l \gamma^\mu (g_{V_l} - g_{A_l} \gamma^5) \nu_l + \frac{1}{2} \cos \theta_l \sin \theta_l \bar{N}_l \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_l + \\ & \left. + \frac{1}{2} \sin^2 \theta_l \bar{N}_l \gamma^\mu (1 - \gamma^5) N_l] Z_\mu + h.c. \right\} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Os neutrinos da Lagrangiana (4.15) também são uma mistura de neutrinos, porém são misturas de neutrinos leves do MP ( $\tilde{\nu}_l$ ) e os novos neutrinos pesados ( $N_{0l}$ ), da seguinte maneira

$$\begin{pmatrix} \nu_l \\ N_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_l & -\sin \theta_l \\ \sin \theta_l & \cos \theta_l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_l \\ N_{0l} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

Apesar de tudo isso, as experiências são realizadas para identificar se neutrinos são do tipo Dirac ou Majorana.

### 4.3 Mecanismo see-saw Tipo I

Na seção 4.1, vimos os termos de Dirac e Majorana para geração de massa dos neutrinos. As duas maneiras, individualmente, permitiram a obtenção de massas para os neutrinos. Entretanto, as condições como o ajuste fino da constante de acoplamento, aumentando o problema da hierarquia do MP, ou a necessidade de um operador efetivo

para gerar as massas não tornaram os dois termos eficientes.

Uma maneira sensata de se gerar a massa dos neutrinos é feita combinando simultaneamente o termo de massa das duas Lagrangianas, Dirac e Majorana, através de um termo Dirac-Majorana. Um modelo denominado mecanismo “see-saw” relaciona a existência de um neutrino  $RH$  muito pesado,  $\nu_R$ , para explicar a pequena massa dos neutrinos  $LH$ . O termo de massa da Lagrangiana Dirac-Majorana  $\mathcal{L}_{massa}^{D+M}$  é

$$-\mathcal{L}_{massa}^{D+M} = -\mathcal{L}_{massa}^D - \mathcal{L}_{massa}^M. \quad (4.17)$$

Em termos das quiralidades  $LH$  e  $RH$  dos neutrinos, a Lagrangiana (4.17) tem a forma

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{massa}^{D+M} &= -m_D \bar{\nu}_R \nu_L - \frac{1}{2} m_M \bar{\nu}_R^c \nu_R + h.c. \\ &= \left( -\frac{1}{2} m_D \bar{\nu}_R \nu_L - \frac{1}{2} m_D \bar{\nu}_R \nu_L \right) - \frac{1}{2} m_M \bar{\nu}_R^c \nu_R + h.c., \end{aligned} \quad (4.18)$$

onde  $m_D$  e  $m_M$  são massas de Dirac e Majorana, respectivamente. Usando a relação  $m_D \bar{\nu}_R \nu_L = m_D \bar{\nu}_L^c \nu_R^c$ ,

$$-\mathcal{L}_{massa}^{D+M} = -\frac{1}{2} m_D \bar{\nu}_R \nu_L - \frac{1}{2} m_D \bar{\nu}_L^c \nu_R^c - \frac{1}{2} m_M \bar{\nu}_R^c \nu_R + h.c. \quad (4.19)$$

A inclusão do termo de massa de Majorana na Lagrangiana apresenta uma violação da simetria  $B - L$  (número bariônico menos leptônico)[24]. Na forma matricial

$$-\mathcal{L}_{massa}^{D+M} = -\frac{1}{2} \begin{bmatrix} \bar{\nu}_L^c & \nu_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{bmatrix} + h.c., \quad (4.20)$$

onde a matriz de massa é dada por

$$M_\nu = \begin{bmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_M \end{bmatrix}, \quad (4.21)$$

e tem autovalores de massa dos neutrinos misturados na base  $(\nu_L \ \nu_R^c)^T$ .

Para  $n$  famílias de léptons, as matrizes  $m_D$  e  $m_M$  têm dimensão  $n \times n$  e a matriz  $M_\nu$  terá dimensão  $(2n) \times (2n)$ . Para encontrar os autovalores da matriz  $M_\nu$  vamos considerar  $n=1$ , e fazer  $\det(M_\nu - \lambda \mathcal{I}) = 0$ , com o objetivo de diagonalizar a matriz  $M_\nu$ . Os autovalores

da matriz  $M_\nu$  são

$$\lambda_- = -\frac{m_D^2}{m_M} \qquad \lambda_+ = m_M. \qquad (4.22)$$

Os autovalores  $\lambda_\pm$ , que caracterizam o mecanismo “see-saw” do tipo I [25], têm a propriedade de  $\lambda_- \lambda_+ = m_D^2$ , ou seja, quando um autovalor diminui, o outro autovalor deve aumentar e vice-versa, justificando o nome *see – saw*.

Para cada autovalor, teremos um autovetor associado:

Para o autovalor  $\lambda_-$ :

$$|\nu_1\rangle = \frac{m_M}{\sqrt{m_M^2 + m_D^2}} |\nu_L\rangle - \frac{m_D}{\sqrt{m_M^2 + m_D^2}} |\overline{\nu_R^c}\rangle. \qquad (4.23)$$

Para o autovalor  $\lambda_+$ :

$$|\nu_1\rangle = \frac{m_D}{\sqrt{m_M^2 + m_D^2}} |\nu_L\rangle - \frac{m_M}{\sqrt{m_M^2 + m_D^2}} |\overline{\nu_R^c}\rangle. \qquad (4.24)$$

Agora, temos os autoestados de massa, já normalizados, em termo dos autoestados de sabor. Este resultado é bastante parecido com o resultado obtido na seção 2.2.4 quando discutimos as oscilações de neutrinos. Analisando nosso caso de interesse, onde  $m_M \gg m_D$ , a normalização dos autoestados de massa é dado por  $\rho \equiv \frac{m_D}{m_M}$  e os autoestados  $|\nu_1\rangle$  e  $|\nu_2\rangle$  simplificam-se da seguinte forma,

$$|\nu_1\rangle = |\nu_L\rangle - \rho |\overline{\nu_R^c}\rangle \qquad (4.25)$$

$$|\nu_2\rangle = \rho |\nu_L\rangle - |\overline{\nu_R^c}\rangle.$$

Percebemos, na equação (4.25), que ainda existe uma mistura de neutrinos *RH* e *LH*. Como consideramos que  $m_M$  é bem maior que  $m_D$ , tomaremos o limite onde  $\rho \rightarrow 0$  e assim obter o desacoplamento entre os neutrinos *LH* e *RH*,

$$|\nu_1\rangle \sim |\nu_L\rangle \qquad (4.26)$$

$$|\nu_2\rangle \sim |\overline{\nu_R^c}\rangle,$$

onde  $|\nu_1\rangle$  são os neutrinos leves e  $|\nu_2\rangle$  são os neutrinos pesados.

Agora que conhecemos  $|\nu_1\rangle$  e  $|\nu_2\rangle$ , conseguimos diagonalizar a matriz de massa  $M_\nu$ , realizando uma transformação biunitária de forma que  $D_\nu = Z^T M_\nu Z$ , com  $Z = O\zeta$ , onde

O uma matriz dos autovetores e  $\zeta = \text{diag}(i, 1)$ [24]

$$D_\nu = \begin{bmatrix} \frac{m_D^2}{m_M} & 0 \\ 0 & m_M \end{bmatrix}. \quad (4.27)$$

O mecanismo *see – saw*, apresentado acima para  $n = 1$ , pode ser estendido para as três famílias do MP, fazendo-se  $n = 3$ . Como existe um neutrino pesado *RH* para cada neutrino *LH* do MP, o total de neutrinos para três famílias é seis, e a matriz  $M_\nu$  é dada por

$$M_\nu = \begin{bmatrix} 0 & (M_D)^T \\ M_D & M_M \end{bmatrix}, \quad (4.28)$$

onde  $M_D$  e  $M_M$  são matrizes de massa.

Já a diagonalização da matriz (4.28) é feita de forma análoga ao caso anterior,  $D_\nu = W^T M_\nu W$ , com  $W$  sendo a matriz de diagonalização [26]

$$D_\nu = \begin{bmatrix} M_{leve} & 0 \\ 0 & M_{pesado} \end{bmatrix}. \quad (4.29)$$

As matrizes  $M_{leve}$  e  $M_{pesado}$  são dadas por

$$M_{leve} = (M_D)^T (M_M)^{-1} M_D \quad M_{pesado} = M_M. \quad (4.30)$$

O primeiro termo da matriz diagonal (4.27) para a massa dos neutrinos leves obtida explicitamente para uma família, implica em neutrinos massivos quadráticos na massa de Dirac e inversamente proporcionais à alta massa de Majorana. Considerando a massa de neutrinos atmosféricos [27],  $m_\nu \sim 0.005eV$  e tomando  $m_D \sim 200GeV$ , a massa de Majorana  $m_M$  nestas condições é da ordem de  $m_M \sim 10^{15}GeV$ . Embora o valor da massa de neutrinos atmosféricos seja dado e ajustado de acordo com o primeiro termo da matriz diagonal (4.27), há pouca informação experimental concreta acerca da magnitude de  $m_M$ , de modo que seu valor é irrestrito. Assim, pode-se pensar na seguinte questão: Por que  $m_M$  tem este valor ( $\sim 10^{15}GeV$ ) e não  $\sim 10^{18}GeV$ , que é um valor próximo da massa de Planck?

Nesse caso, o valor de  $m_M$  teria em seu favor o argumento de que seria mais natural um valor  $\sim 10^{18}GeV$ , que é a mesma ordem de grandeza de outros parâmetros físicos independentes[28]. Por outro lado  $m_M \sim 10^{15}GeV$  está próximo da escala da grande teoria de unificação (GUT), que é  $\sim 10^{16}GeV$ [29, 30, 31].

## Capítulo 5

# LHC, o experimento ATLAS e os softwares de simulações

O desejo contínuo em desvendar a complexa estrutura do nosso Universo, compreender as interações fundamentais e suas partículas elementares levou ao desenvolvimento de experimentos com aceleradores de partículas para reproduzir e analisar as condições próximas ao nascimento do nosso Universo. Nos aceleradores os feixes de partículas, como prótons ou elétrons, são acelerados até obter altas energias.

Junto com muitas descobertas da física e marcos tecnológicos, este desejo e missão tem sido perseguido desde 1954 no **CERN**, Centro Europeu de Pesquisas Nucleares (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) perto de Genebra, Suíça. A mais recente adição ao complexo de aceleradores no CERN é hoje o maior e mais poderoso acelerador de partículas da história, o *Large Hadron Collider* (LHC)[32].

Além dos experimentos de física de altas energias, o CERN desenvolve equipamentos e tecnologias que são utilizados em diversas áreas do conhecimento científico, tais como a invenção da *World Wide Web* (www), o desenvolvimento de detectores altamente segmentados para a visualização de imagens em medicina, de equipamentos de radioterapia, de tecnologias de computação em nuvem, entre outros.

O enfoque deste capítulo será no acelerador de partículas LHC e no seu experimento ATLAS, além de apresentar as ferramentas de simulações utilizadas nesta pesquisa.

### 5.1 Centro Europeu de Pesquisas Nucleares (CERN)

Fundado em 1954, o CERN tem atualmente 22 estados-membros e é o local de trabalho diário de aproximadamente 12000 pesquisadores, representando mais de 600 institutos. A

organização hospeda instalações para experimentos em física de partículas, tais como os 34 quilômetros de aceleradores instalados a 100 metros da superfície, detectores colocados em enormes cavernas e outras infraestruturas necessárias à pesquisa em física de altas energias.

As experiências realizadas no CERN dependem da existência de aceleradores de alta tecnologia. O complexo de aceleradores do CERN consiste em uma sucessão de aceleradores lineares e circulares, construídos com o objetivo de impulsionar prótons e íons pesados em todo o caminho para o LHC. Dipolos e quadrupolos magnéticos, utilizam supercondutividade para gerar campos magnéticos que excedem 8 Tesla, operando em temperaturas abaixo de 2 kelvin. São eles os responsáveis por manter os feixes na órbita circular do acelerador.

A Figura 5.1 mostra o complexo de aceleradores, composto por diferentes aceleradores que têm por objetivo aumentar progressivamente a energia dos íons pesados e dos *bunches* de prótons antes de injetar no acelerador seguinte. *Bunches* são prótons agrupados, parecidos com cachos, com aproximadamente  $1.1 \times 10^{11}$  prótons.

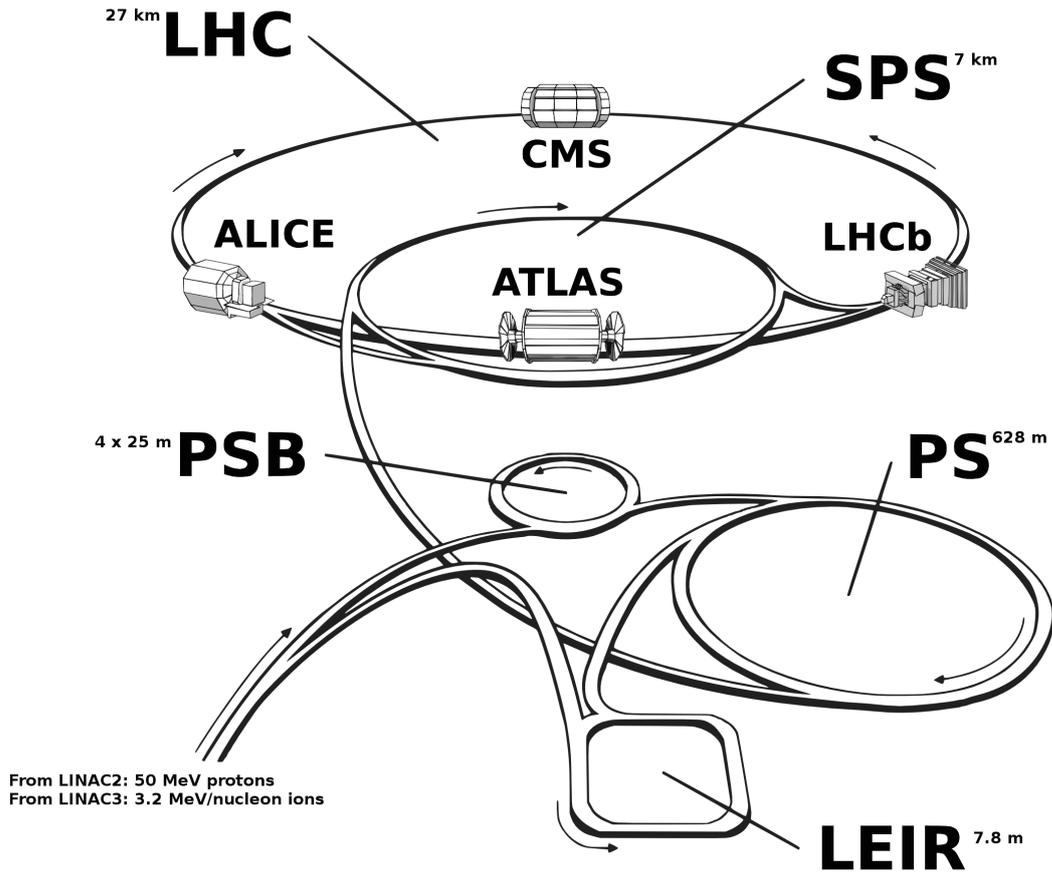


Figura 5.1: Complexo de aceleradores do CERN.

Fonte[33].

A fonte dos prótons é um simples recipiente com gás hidrogênio onde os elétrons são retirados dos átomos de hidrogênio utilizando um campo elétrico, assim os prótons restantes do átomo são levados para o acelerador linear **LINAC2** de forma a aumentar sua energia para 50 MeV antes de injetá-los no **PSB** (*Proton Synchrotron Booster*), atingindo 1.4 GeV de energia. Posteriormente os prótons são introduzidos no **PS** (*Proton Synchrotron*) onde são acelerados a 25 GeV e em seguida no **SPS** (*Super Proton Synchrotron*) que finalmente injeta os bunches de próton no LHC com uma energia de 450 GeV e lá são novamente acelerados até a energia necessária para a colisão.

## 5.2 O Grande Colisor de Hádrons (LHC)

O LHC foi construído em um túnel de 27 km de circunferência, situado nos arredores de Genebra, na fronteira da França com a Suíça. O túnel foi originalmente construído para abrigar o acelerador LEP[34]. O LHC colide feixes de prótons com energia no centro

de massa de 13 TeV e possui, atualmente, uma luminosidade integrada de  $\mathcal{L} = 30fb^{-1}$ , com objetivo de se alcançar  $45fb^{-1}$  ainda em 2017. Existem previsões de se alcançar luminosidades integradas ainda maiores, por exemplo, em 2018 alcançar  $150fb^{-1}$ , em 2022 alcançar  $300fb^{-1}$  e em 2035 alcançar  $3000fb^{-1}$ [35].

Bunches de prótons ou íons pesados sofrem colisão em quatro pontos de interação onde os principais experimentos estão localizados. São eles: **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*)[36], desenvolvido para estudar a física dos íons pesados, **ATLAS** (*A Toroidal LHC ApparatuS*)[37] e **CMS** (*Compact Muon Solenoid*)[38] que são detectores de propósito geral, ou seja, estudam toda a física envolvida nas colisões próton-próton e o **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty experiment*)[39], especializado na física do quark b.

### 5.3 Detector ATLAS

O detector ATLAS[37], Figura 5.2, é uma das maiores e mais complexas máquinas científicas já construídas e está presente no LHC. Possui 44 m de comprimento, 25 m de diâmetro e pesa aproximadamente 7000 toneladas distribuídas em seu formato cilíndrico.

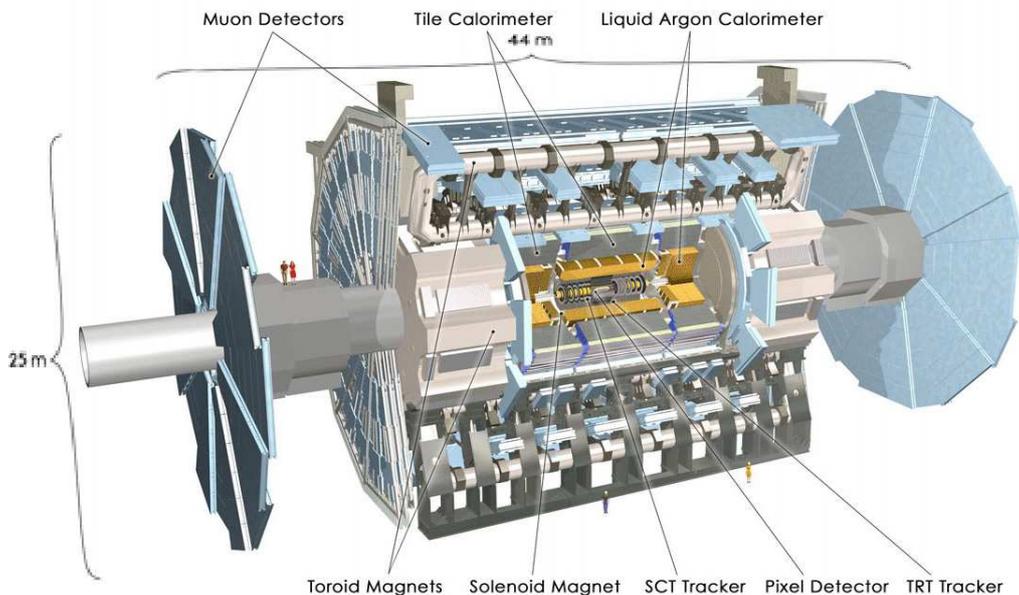


Figura 5.2: Detector ATLAS, suas dimensões e seus sub-detectores.

Fonte [37].

O ATLAS consiste de um sistema de sub-detectores, com alta granularidade e resistência à radiação, para realizar medidas de alta precisão. São eles, o detector interno (*Inner*

*Detector*), SCT Tracker, TRT Tracker e Pixel Detector,[40], o calorímetro eletromagnético de argônio líquido (*Liquid Argon Calorimeter*)[41], o calorímetro hadrônico de telhas cintilantes (*TileCal*)[42], os espectrômetro de múons[43] e os sistemas magnéticos[44].

Uma descrição consistente das regiões do detector e das interações de partículas, exige a definição de um sistema de coordenadas. O ponto de interação, onde ocorrem as colisões, marca o centro do sistema de coordenadas com o eixo  $\mathbf{z}$  ao longo do eixo do feixe e o plano  $\mathbf{x}$ - $\mathbf{y}$  transverso à linha do feixe. Um  $\mathbf{z}$  positivo é definido na direção anti-horária do LHC e o  $\mathbf{z}$  negativo na direção horária. O  $\mathbf{x}$  positivo é definido horizontalmente na direção do centro do anel do LHC e o  $\mathbf{y}$  positivo é definido verticalmente para cima a partir do ponto de interação. Este sistema de coordenadas é conhecido como *right-handed coordinate system*. Grandezas físicas transversas levam o sub-índice  $T$ , como por exemplo, o momento transversal  $p_T$  e são medidas no plano  $\mathbf{x}$ - $\mathbf{y}$ . O ângulo azimutal  $\phi$  e o raio  $\rho$  são medidos ao redor da linha do feixe no plano  $\mathbf{x}$ - $\mathbf{y}$  relativo ao eixo  $\mathbf{x}$  positivo e o ângulo polar  $\theta$  é medido a partir da linha do feixe e relativo ao eixo  $\mathbf{z}$  positivo, como mostra a Figura 5.3

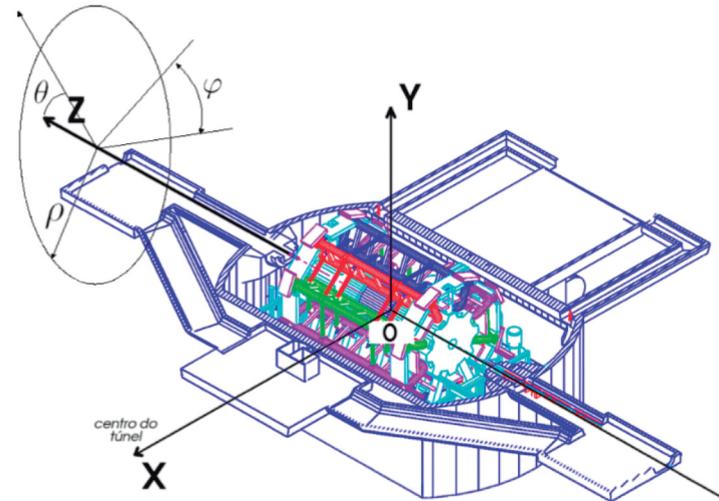


Figura 5.3: Sistema de coordenadas do ATLAS.

Fonte [45].

O ângulo polar pode ser convenientemente expressado através da pseudorapidez, já descrita no capítulo 2,

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (5.1)$$

Uma outra grandeza é a distância entre duas partículas no plano  $\eta - \phi$ :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (5.2)$$

Já o momento das partículas podem ser relacionados com  $\eta$  e  $\phi$  da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} p_x &= p_T \cos(\phi) \\ p_y &= p_T \sin(\phi) \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$p_z = p_T \sin(\eta),$$

onde o momento transversal  $p_T$  é dado por

$$p_T = p \sin(\theta). \quad (5.4)$$

Como dito anteriormente, o ATLAS é um conjunto de sub-detectores. Quando as partículas passam pelos sub-detectores, elas interagem com os seus diferentes materiais e depositam sua energia de diferentes maneiras. Este princípio de identificação de partículas é mostrado na Figura 5.3 e os sub-detectores serão descritos a seguir.

A trajetória de uma partícula, representada por uma linha pontilhada, significa que a partícula não é “vista” pelo sub-detector, ou seja, a partícula não interage com o material o qual compõe o sub-detector. Por exemplo, o nêutron não interage no detector interno e o neutrino não interage com nenhum componente do detector. As informações do detector interno, dos calorímetros e do espectrômetro de múon permitem reconstruir a trajetória de neutrinos utilizando a energia transversal perdida do evento, chamada de Energia transversal faltante,  $E_T^{miss}$  (Missing Transverse Energy).

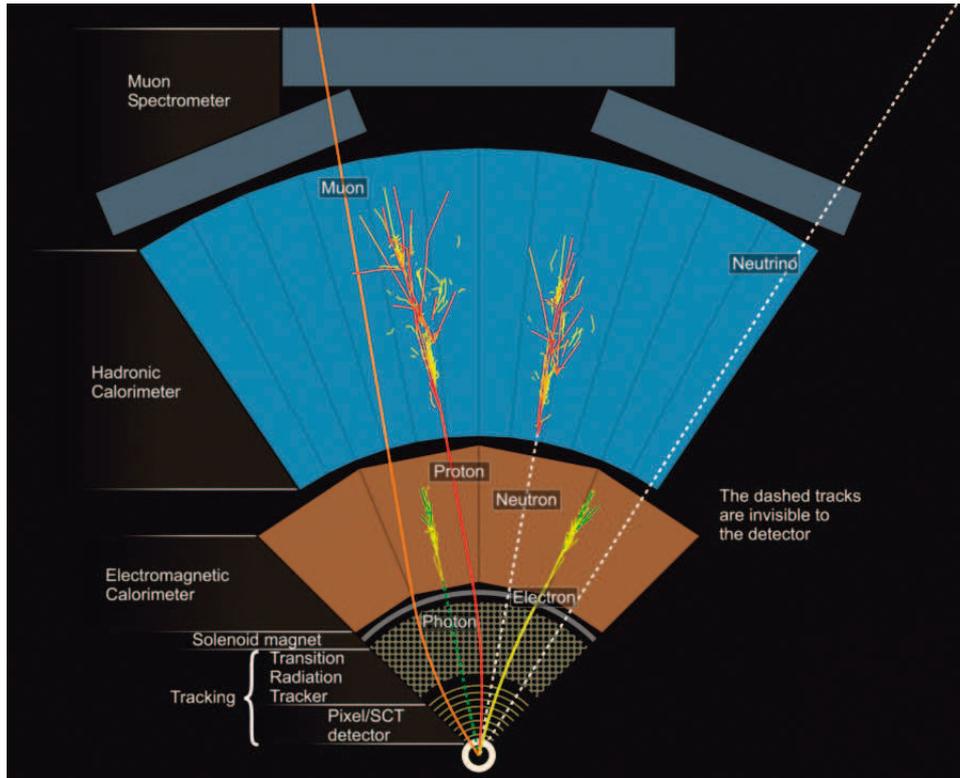


Figura 5.4: Esquema de identificação de partículas pelos sub-detectores no detector ATLAS.

Fonte [37].

### 5.3.1 Detector Interno (Inner Detector)

A camada mais interna do ATLAS representa o seu sistema de traços que é operado dentro de um campo magnético solenoidal de forma a curvar a trajetória das partículas carregadas (elétrons, múons, hádrons) que passam por ali usando a força de Lorentz. Assim, é possível medir o momento da partícula a partir de sua curvatura.

O Detector Interno (*Inner Detector - ID*) do ATLAS, Figura 5.5[40], é um conjunto de detectores de traços de alta precisão colocado em torno do ponto de interação e projetado para a reconstrução de trajetórias de partículas carregadas com momento transversal  $p_T > 0.1\text{GeV}$  e um alcance de pseudorapidez  $|\eta| < 2.5$ . Devido à sua alta resolução, o ID permite reconstruir os vértices primário e secundário dos eventos, que por definição são os pontos de interação e o início do decaimento das partículas, respectivamente.

O primeiro sub-sistema do ID é o *Pixel Detector*[40], que possui resolução da ordem de  $10^{-6}$  m e utiliza uma estrutura de pixels de silício como célula de leitura. O segundo sub-sistema é o *Semi Conductor Tracker* (SCT)[46] com células de fibra de silício, semelhantes

ao Pixel Detector, mas com uma resolução pior. O terceiro sub-sistema é o *Transition Radiation Tracker* (TRT)[47] que possui fibras preenchidas com um material que emite radiação de transição<sup>3</sup> quando uma partícula o atravessa. A reação gerada pela partícula carregada ao passar pela fibra preenchida permite a leitura dos dados do traço nesta região. Conforme a figura 5.4 partículas como o múon, elétron e próton, ao passarem pelo detector interno deixam traços nesse sub-detector.

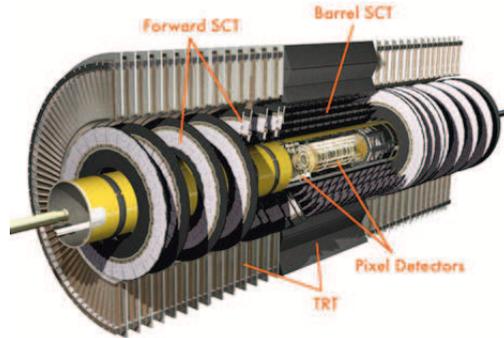


Figura 5.5: Detector interno do ATLAS.

Fonte[40].

### 5.3.2 Calorímetro Eletromagnético e Calorímetro Hadrônico

A camada intermediária do detector é composta do sistema de calorimetria para absorver as partículas incidentes e medir sua energia. Como em experimentos de física de altas energias a taxa de eventos é elevada, esses detectores devem ter uma resposta rápida e uma boa granularidade. O calorímetro eletromagnético (EM) utiliza material cintilante, que emite um pequeno raio de luz (fóton), para reconstruir o chuveiro de partículas. Já o calorímetro hadrônico utiliza material pesado, de alto número atômico, para reconstruir os chuveiros hadrônicos.

A calorimetria é baseada em processos de medidas destrutivas, nas quais a partícula incidente é totalmente absorvida pelo material do calorímetro, produzindo um chuveiro de partículas secundárias através de interações eletromagnéticas ou de força forte[45]. A energia depositada pelas partículas pode ser detectada na forma de luz, servindo assim como medida de energia da partícula incidente.

O sistema de calorimetria do ATLAS, como mostrado na Figura 5.6, consiste de calorímetros de amostragem que possuem camadas intercaladas de um material absorvedor,

---

<sup>3</sup>Radiação de transição é a radiação emitida por uma partícula carregada movendo-se com velocidade relativística em um meio não homogêneo, como a interface entre dois meios de constantes dielétricas diferentes. Foi prevista em 1946 por Frank e Tamm e observada somente em 1959 por Goldsmith e Jelley[48].

responsável por degradar a energia da partícula, e um meio ativo que gera o sinal de energia. A camada interna do calorímetro consiste em calorímetros eletromagnéticos que detectam, principalmente, elétrons e fótons através das suas interações eletromagnéticas e são complementados pela camada externa de calorímetros hadrônicos que detectam hádrons através da interação forte. O calorímetro cobre uma região de pseudorapidez  $|\eta| < 4.9$ .

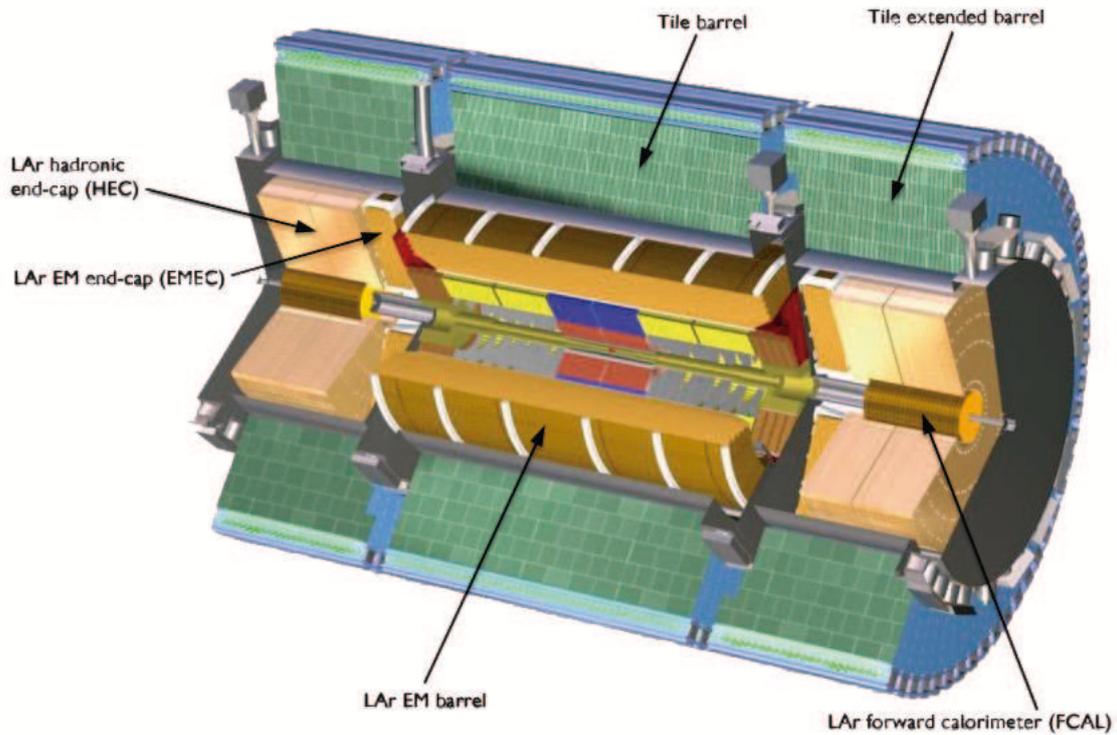


Figura 5.6: Sistema de calorimetria do ATLAS.

Fonte[37].

Como dito acima, a parte mais interna do sistema de calorimetria compreende o calorímetro eletromagnético (EM), um calorímetro heterogêneo porque utiliza placas de chumbo como material passivo e absorvedor de partículas e argônio líquido como material ativo (LArg), usa-se como meio ativo o argônio líquido, por ser intrinsecamente resistente às radiações. O calorímetro EM inclui a parte central, também chamada de barril, que cobre  $|\eta| < 1.475$ , e dois *end-caps* cobrindo  $1.375 < |\eta| < 3.2$ . Para obter uma cobertura completa em  $\phi$ , o material passivo é dobrado em forma de sanfona e ao longo das placas de chumbo são adicionados inúmeros eletrodos finos de cobre que, posteriormente, possibilitam uma visão em três dimensões da deposição de energia das partículas.

As placas de chumbo são submersas no argônio líquido, de forma a intercalar os ma-

teriais passivos e ativos do calorímetro, e sujeitas a um forte campo elétrico. Quando um elétron atravessa o calorímetro, ele interage com os átomos do material passivo (chumbo) liberando fótons. Estes, por sua vez, decaem em pares elétron-pósitron, que também reagem com o chumbo. Assim se forma o chuveiro eletromagnético, que só termina quando toda a energia é absorvida pelo calorímetro.

Este esquema pode ser visualizado na Figura 5.4. Durante este processo, íons de argônio são formados e migram para o lado positivo/negativo devido ao campo elétrico. Isso gera uma corrente elétrica nos eletrodos colocados ao longo das placas de chumbo, que alimentam um circuito externo de aquisição.

O sistema de calorímetros hadrônico se encontra ao redor do calorímetro EM, contornando-o completamente. A região do barril utiliza tecnologia de sensores óticos, enquanto a região das tampas *end-caps* utiliza argônio líquido, como no calorímetro EM. O calorímetro hadrônico, assim como o EM, ocupa a região de até  $|\eta| < 4.9$  e todo o espaço em  $\phi$ . As duas funções básicas do calorímetro hadrônico são: a medição de energia dos jatos e a absorção das demais partículas, de origem hadrônica, não absorvidas no calorímetro EM. O sistema possui o *Tile Calorimeter* (TileCal), o *Hadronic End-cap Calorimeter* (HEC) e o *Forward Calorimeter* (FCal):

- O **TileCal** consiste num barril central e mais dois barris que se estendem para cada lado, cobrindo a região de  $|\eta| < 1.7$  e utilizando placas de ferro como material absorvedor intercaladas com telhas de plástico cintilante como meio ativo. Os hádrons entram no calorímetro, interagem com o núcleo do material produzindo partículas neutras e carregadas. Essas partículas carregadas ionizam o cintilador produzindo luz ultravioleta. Estes flashes de luz são então coletados e levados aos tubos fotomultiplicadores para a leitura[49].
- O **HEC** é formado por dois círculos em cada região do *end-cap*, cobre um alcance de  $1.5 < |\eta| < 3.2$ , usa placas de cobre como material absorvedor e argônio líquido como (LAr) como meio ativo. A carga de ionização deixada pelo chuveiro de partículas no LAr é coletada através de uma alta voltagem aplicada entre os eletrodos, produzindo um pulso de corrente para o sinal de leitura[50].
- O **FCal** consiste de três módulos cilíndricos em cada região do *end-cap*, cobrindo uma pseudorapidez de  $3.1 < |\eta| < 4.9$ . Usa-se cobre e tungstênio como meio passivo e LAr como meio ativo [51].

### 5.3.3 Espectrômetro de Múons

A camada externa do detector se trata do espectrômetro de múons que opera dentro de um campo magnético toroidal para curvar a trajetória dos múons e medir seu momento.

Múons, por possuírem uma vida média alta são as únicas partículas, carregadas, provenientes das colisões que passam por todos os sub-detectores do ATLAS. Logo, o espectrômetro de múon (MS) faz parte da camada mais externa do ATLAS e envolve todos os calorímetros [24]. O MS utiliza um complexo campo magnético toroidal para curvar os múons no plano  $\rho - z$  que é ortogonal ao campo do solenoide no ID[52], e possui diferentes câmaras na região do barril e *end-cap*.

Estes sub-detectores são classificados em dois tipos: (i) câmaras de traços de alta precisão para reconstruir o momento dos múons e (ii) câmaras de resposta rápida para identificar de qual colisão o múon foi originado. Os detectores do tipo (i) são o *Monitored Drift Tube* (MDT) e o *Cathode Strip Chamber* (CSC) e os pertencentes ao tipo (ii) são o *Resistive Plate Chamber* (RPC) e o *Thin Gap Chamber* (TGC). Todos eles utilizam alta voltagem através dos eletrodos para a carga de ionização depositada pelos múons que atravessaram o sistema. A Figura 5.7 mostra o esquema do espectrômetro de múons.

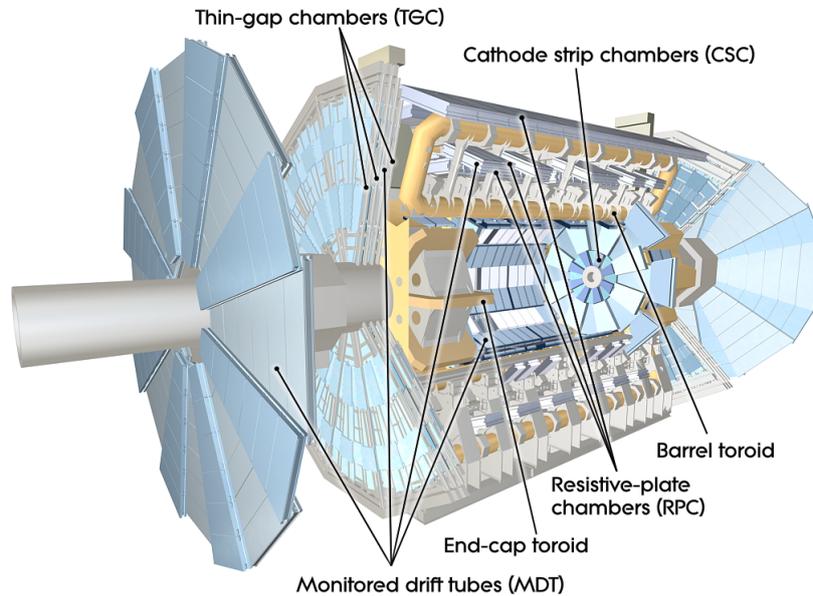


Figura 5.7: Espectrômetro de múons do ATLAS.

Fonte[37].

## 5.4 Softwares de Simulação

Neste trabalho, usamos três softwares de simulação, o calcHEP (*Calculations in High Energy Physics*)[53, 54], o Delphes[55, 56], e o Pythia8[57]. Nesta seção serão apresentados alguns detalhes desses softwares.

### 5.4.1 calcHEP

O calcHEP é um pacote programado para realizar cálculos eficientes no estudo das seções de choque de produção e larguras de decaimento dentro de vários modelos teóricos da física de partículas elementares. O programa proporciona um ambiente interativo, onde é possível passar da Lagrangeana de determinada interação às suas distribuições finais.

Além disso, as notações usadas no calcHEP são muito semelhantes às utilizadas em física de partículas o que facilita muito o trabalho do usuário, mesmo para aqueles que não estão familiarizados com o programa. O programa permite que o usuário modifique seus modelos teóricos e ainda permite que você implemente novos modelos usando outros pacotes externos, como por exemplo, o pacote LANHEP que é usado para gerar vértices de interações e sua saída é usada como entrada para o calcHEP[58].

No calcHEP, pode-se escolher entre o gauge de Feynman ou o gauge unitário no cálculo de diagramas de Feynman, o que fornece uma verificação poderosa da implementação do modelo e dos resultados numéricos. Ainda permite calcular larguras de decaimentos de partículas instáveis, escolher um diagrama de Feynman, quadrar (calcular o quadrado da amplitude do diagrama) e até excluir, quando necessário, os diagramas do cálculo.

Devido à grande flexibilidade do calcHEP, é possível trabalhar com uma variedade de modelos além do MP (BSM). O MP já está incluído na distribuição do programa, porém, vários modelos BSM estão disponíveis para serem baixados, importados e utilizados no calcHEP. O conjunto completo de modelos disponíveis pode ser encontrado no *High Energy Physics Model Database*-(HEPMDB) [59].

O calcHEP trabalha em dois modos, o simbólico e o numérico. No modo simbólico, o usuário pode trabalhar de forma interativa com um modelo físico, calcular a matriz quadrada de elementos, exportar seus resultados como um código C e compilar este código C em um executável chamado *n\_calcHEP*. O módulo numérico realiza o cálculo de integrais ao longo do espaço de fase para determinar a seção de choque ou a largura de decaimento de processos definidos pelo usuário. Além disso, o calcHEP pode ser executado no modo não-interativo, usando vários scripts fornecidos pelo usuário, incluindo a interface *batch* que chama as rotinas das duas primeiras partes e coleta os resultados para obtenção das seções de choque transversais finais. As instruções para o cálculo através desta interface são escritas em um arquivo de texto. A interface em batch lê as instruções e executa-as de forma não interativa automatizando o cálculo dos processos de produção e de decaimento, combinando os resultados dos processos de produção com os decaimentos, para produzir um arquivo de evento final no formato *Les Houches Event*-(LHE)[60]. O arquivo .LHE final pode ser usado em outro software, como por exemplo, o Delphes.

## 5.4.2 Pythia

O PYTHIA [57] é um programa padrão frequentemente usado na geração de eventos. Sua ênfase está na produção de múltiplas partículas em colisões entre partículas elementares. O programa se destina a gerar eventos completos, com riqueza de detalhes semelhante à dos experimentos reais. Além disso, ele pode ser utilizado para ler eventos que foram produzidos a partir de geradores externos e fazer o decaimento das partículas instáveis e a hadronização dos quarks e glúons. Várias versões já foram disponibilizadas sendo o PYTHIA8 a mais recente, escrito completamente na linguagem C++.

Quando se usa o PYTHIA, o usuário precisa escrever um programa que permita criar executáveis. Vários exemplos de tais programas vêm incluídos no pacote de instalação. O usuário pode então partir de um destes programas e criar um outro de acordo com sua necessidade. Embora o PYTHIA possa ser executado independentemente criando arquivos de saída no formato LHEF [60], ele pode também ser ligado a um conjunto de outras bibliotecas. Um exemplo é o HepMC[61], que é o formato normalizado usado por experimentalistas para armazenar os eventos gerados.

O HepMC é um arquivo de registro para geradores de Monte Carlo em física de altas energias. Seu objetivo é armazenar os eventos após sua geração e permitir que eles possam ser reconstruídos a partir de um conjunto de diferentes geradores. O resultado desta etapa é um conjunto de eventos contendo as partículas observadas no estado final do processo físico de interesse[58]. Partículas e vértices são armazenados separadamente em uma estrutura de gráfico, refletindo a evolução do evento conforme é mostrado na Figura 5.8.

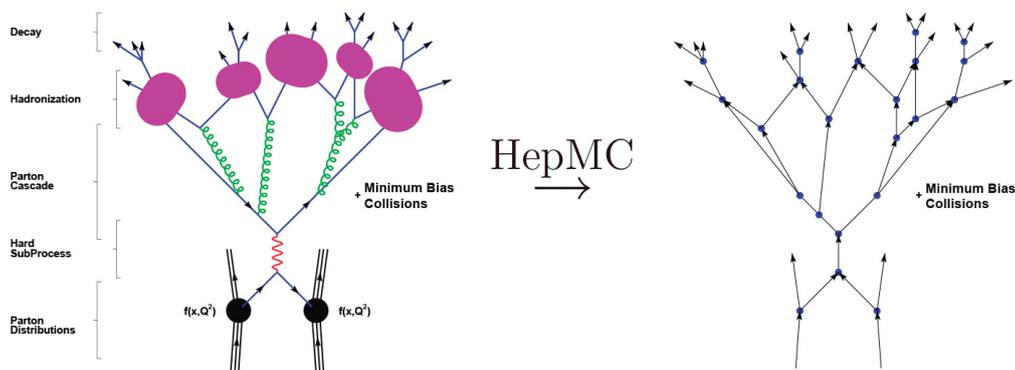


Figura 5.8: Os eventos no HepMC são armazenados em um estrutura gráfica (direita) semelhante à visualização de uma colisão física (esquerda).

Fonte [61]

Os eventos de física de partículas geralmente são visualizados usando diagramas com

uma estrutura gráfica (Figura 5.8, à esquerda) que o HepMC imita ao separar as partículas dos vértices e representá-las como bordas e nós, respectivamente, de um gráfico (Figura 5.8, à direita). Cada vértice mantém o perfil de suas partículas que se aproximam e saem, enquanto cada partícula aponta do seu vértice para o vértice de decaimento. A extensão à colisões múltiplas é natural, a superposição de gráficos de vários diferentes processos iniciais e, portanto, o evento pode conter um número ilimitado de gráficos (possivelmente interconectados). O número de vértices/partículas em cada evento também é aberto. Um subconjunto do evento (tal como um gráfico conectado ou um único vértice e seus descendentes) pode ser examinado ou alterado sem ter que interpretar relações complexas entre partículas e seus produtos de decaimento.

### 5.4.3 Delphes

Detectores de propósito geral são sistemas muito complexos. Uma análise precisa dos dados exige uma simulação completa do detector e para esta análise geralmente necessita-se de sofisticados algoritmos de reconstrução. Esta complexidade está ao alcance apenas de grandes colaborações. Estudos fenomenológicos requerem, em geral, apenas estimativas rápidas, mas realistas, das assinaturas dos sinais esperados. Para alcançar tal meta, em 2009 um novo programa chamado Delphes[55, 56], foi desenvolvido.

O Delphes fornece uma simulação rápida e realista de detectores genéricos em um colisor de altas energias, como ATLAS e CMS. Dessa forma, observáveis, tais como seções de choque transversais e eficiências após a seleção de eventos podem ser estimados para reações específicas. Ligado à saída de um gerador de eventos, o Delphes permite testar um grande número de modelos e as condições de funcionamento com mais realismo do que uma simples análise ao nível de pártons e com muito menos complexidade que em simulações completas[58]. A simulação leva em conta a resolução do detector e algoritmos de reconstrução habituais para objetos complexos, como FastJet[62]. Além disso, inclui um sistema de traços envolvido em um campo magnético, calorímetros (hadrônico- HCAL e eletromagnético - ECAL) e um sistema de identificação de múons.

Objetos físicos que podem ser utilizados para a análise de dados são então reconstituídos a partir da resposta do detector simulado. Estes, incluem traços, depósitos nos calorímetros e objetos como elétrons isolados, jatos, táuons e energia transversa faltante. A versão mais recente do programa permite uma maior flexibilidade na concepção da seqüência de simulação e reconstrução. O Delphes não se destina a ser utilizado para estudos de detectores avançados, para os quais são necessárias ferramentas mais precisas.

Diferentes formatos de arquivo de dados como ProMC[63], StdHEP[64] e HepMC[61]

podem ser utilizados como entrada no Delphes com o intuito de permitir o processamento de eventos de vários geradores diferentes. Além disso, o Delphes também fornece uma resposta do detector para eventos lidos em LHEF[60]. A saída de dados do Delphes é um arquivo no formato ROOT[65], amplamente usado na análise de altas energias. Esta saída contém uma cópia dos eventos gerados e os observáveis reconstruídos tais como léptons isolados, energia transversa faltante e jatos. Estes arquivos de saída são criados usando o utilitário ExRootAnalysis[66].

O sistema de módulos ou *cards* do Delphes permite configurar os módulos de programação através de um arquivo de configuração, adicionar módulos, mudar o fluxo de dados e alterar informações de saída. Os *cards* fornecem uma ampla variedade de condições de funcionamento, modificando os parâmetros básicos de detecção. Os cards são algoritmos que carregam informações sobre os detectores ATLAS ou CMS, bem como as incertezas nas medidas de grandezas físicas de interesse, como o momento transversal, pseudorapidez e energia. A seguir são listados alguns dos módulos do Delphes e suas respectivas funções.

- **PileUpMerger** : Permite a mistura entre as partículas estáveis originadas em eventos de *minimum bias* com pile-up e as partículas de estado final provenientes de um gerador de eventos.

- **ParticlePropagator** : Partículas estáveis são classificadas como hádrons carregados, elétrons ou múons e são submetidas a um campo magnético solenoidal.

- **ChargeHadronTrackingEfficiency** : Parâmetros de eficiência de traços de hádrons carregados como função da pseudorapidez  $\eta$  e do momento transversal  $p_T$  são aplicados. No ATLAS a fórmula do ChargeHadronTrackingEfficiency é dada por:

$$\begin{aligned}
 & (p_T \leq 0.1) && * (0.00) + \\
 & (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 0.1 \ \&\& \ p_T \leq 1.0) && * (0.70) + \\
 & (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 1.0) && * (0.95) + \\
 & (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 0.1 \ \&\& \ p_T \leq 1.0) && * (0.60) + \\
 & (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 1.0) && * (0.85) + \\
 & (abs(\eta) > 2.5) && * (0.00)
 \end{aligned}$$

- **ElectronTrackingEfficiency** : Parâmetros de eficiência de traços de elétrons como função da pseudorapidez  $\eta$  e do momento transversal  $p_T$  são aplicados. No ATLAS a fór-

mula do `ElectronTrackingEfficiency` é dada por:

$$\begin{aligned}
& (p_T \leq 0.1) && * (0.00) + \\
& (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 0.1 \ \&\& \ p_T \leq 1.0) && * (0.73) + \\
& (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 1.0 \ \&\& \ p_T \leq 10^2) && * (0.95) + \\
& (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 10^2) && * (0.99) + \\
& (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 0.1 \ \&\& \ p_T \leq 1.0) && * (0.50) + \\
& (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 1.0 \ \&\& \ p_T \leq 10^2) && * (0.83) + \\
& (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 10^2) && * (0.90) + \\
& (abs(\eta) > 2.5) && * (0.00)
\end{aligned}$$

• **MuonTrackingEfficiency** : Parâmetros de eficiência de traços de múons como função da pseudorapidez  $\eta$  e do momento transversal  $p_T$  são aplicados. No ATLAS a fórmula do `MuonTrackingEfficiency` é dada por:

$$\begin{aligned}
& (p_T \leq 0.1) && * (0.00) + \\
& (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 0.1 \ \&\& \ p_T \leq 1.0) && * (0.75) + \\
& (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 1.0) && * (0.99) + \\
& (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 0.1 \ \&\& \ p_T \leq 1.0) && * (0.70) + \\
& (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 1.0) && * (0.98) + \\
& (abs(\eta) > 2.5) && * (0.00)
\end{aligned}$$

• **PhotonEfficiency** : A eficiência na reconstrução dos fótons como função da pseudorapidez  $\eta$  e do momento transversal  $p_T$  é aplicado. No ATLAS a fórmula do `PhotonEfficiency` é dada por:

$$\begin{aligned}
& (p_T \leq 10.0) && * (0.00) + \\
& (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 10.0) && * (0.95) + \\
& (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 10.0) && * (0.85) + \\
& (abs(\eta) > 2.5) && * (0.00)
\end{aligned}$$

• **ElectronEfficiency** : A eficiência na reconstrução dos elétrons como função da pseudorapidez  $\eta$  e do momento transversal  $p_T$  é aplicada. No ATLAS a fórmula do ElectronEfficiency é dada por:

$$\begin{aligned}
 & (p_T \leq 10.0) && * (0.00) + \\
 & (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 10.0) && * (0.95) + \\
 & (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.5) * (p_T > 10.0) && * (0.85) + \\
 & (abs(\eta) > 2.5) && * (0.00)
 \end{aligned}$$

• **MuonEfficiency** : A eficiência na reconstrução dos múons como função da pseudorapidez  $\eta$  e do momento transversal  $p_T$  é aplicada. No ATLAS a fórmula do MuonEfficiency é dada por:

$$\begin{aligned}
 & (p_T \leq 10.0) && * (0.00) + \\
 & (abs(\eta) \leq 1.5) * (p_T > 10.0) && * (0.95) + \\
 & (abs(\eta) > 1.5 \ \&\& \ abs(\eta) \leq 2.7) * (p_T > 10.0) && * (0.85) + \\
 & (abs(\eta) > 2.7) && * (0.00)
 \end{aligned}$$

• **TauTagging** : Eficiência em identificar um  $\tau$ -jet verdadeiro vindo de um lépton  $\tau$  ( $\tau$ -tag) como função da pseudorapidez  $\eta$  e do momento transversal  $p_T$  e a probabilidade de identificar erroneamente um jato como sendo vindo de um lépton  $\tau$  (mistag-rate). Os jatos são identificados como sendo vindos de um  $\tau$ .

• **UniqueObjectFinder** : Partículas sobrepostas são removidas das coleções, por exemplo, fótons são removidos das coleções de elétrons.

• **TreeWriter** : Escreve um arquivo de saída desejado no formato ROOT. A Figura 5.9 traz um diagrama simplificado do Delphes.

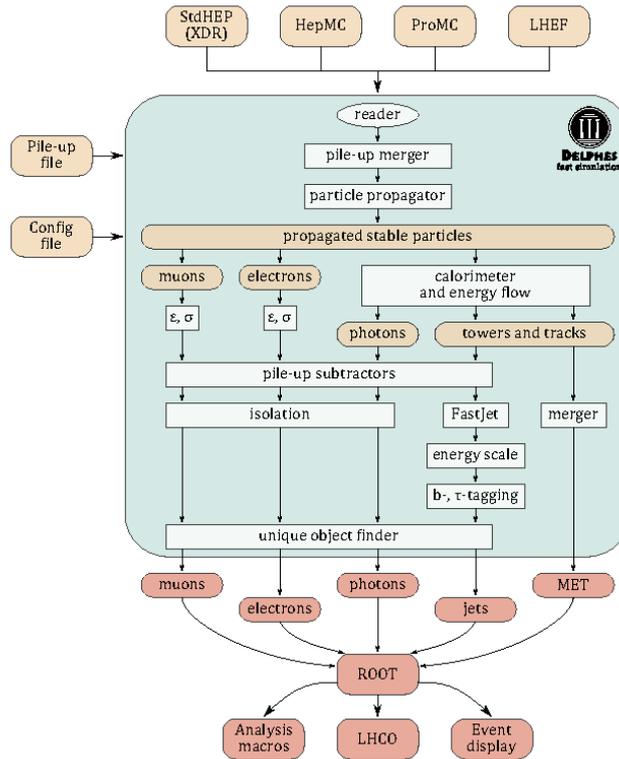


Figura 5.9: Fluxograma de trabalho do Delphes.

Fonte [56]

Arquivos de eventos provenientes de geradores de Monte Carlo externos são processados em uma primeira fase de leitura. Eventos de pile-up são então sobrepostos aos eventos de espalhamento duro. Partículas de longa duração são propagadas para os calorímetros dentro de um campo magnético uniforme. As partículas que atingem os calorímetros depositam lá sua energia. O algoritmo de fluxo de partículas produz duas coleções de 4-vetores, as *particle-flow tracks* e as *particle-flow towers*. Fótons verdadeiros e elétrons que tiveram seus traços reconstruídos e alcançaram o ECAL são reconstruídos como fótons. Elétrons e múons são selecionados. Hádrons carregados vindos de vértices de pile-up são descartados. O procedimento de subtração de pile-up é aplicado aos jatos e aos parâmetros de isolamento de múons, elétrons e fótons. Nenhuma subtração de pile-up é aplicada à energia transversa faltante. Na fase final, os eventos duplicados são removidos. Os dados de saída são armazenados no formato ROOT.

Desde a versão Delphes 3.3.0, é possível executar o Pythia8, a partir do Delphes, por meio de um executável chamado *DelphesPythia8*. A vantagem de se usar esse executável é que não se produz grandes arquivos intermediários, caso fosse executado o Pythia de forma autônoma.

# Capítulo 6

## Análise dos Eventos Simulados

O estudo de eventos simulados e da resposta do detector a estes eventos permite determinar a viabilidade das análises que se deseja fazer no experimento. Os dados simulados levam em conta toda física conhecida do MP e eventuais modelos além do MP que possam surgir nas condições do experimento. Tais simulações permitem testar programas de análise que podem ser utilizados durante os experimentos reais. Os softwares de simulação dos processos físicos descritos nas seções anteriores são capazes de calcular, a partir dos diagramas de Feynman, as seções de choque das produções de interesse, simular os efeitos do detector e a hadronização (decaimento em partículas estáveis) em termos dos momentos finais das partículas envolvidas na reação .

Propriedades como a seção de choque e a massa invariante, são caracterizadas pelo momento total e pela energia total. A massa invariante do candidato a neutrino pesado de Majorana é calculada, conforme a equação (2.8), pelo produto escalar da soma dos quadri-vetores de Lorentz das partículas resultantes de seu decaimento, no nosso caso os dois jatos e um lépton.

Este capítulo traz os detalhes sobre a implementação do modelo, a geração dos eventos de sinal no calcHEP e a comparação entre as seções de choque das duas produções do neutrino pesado de Majorana. Em seguida, serão apresentados detalhes do programa de reconstrução utilizado para obter a massa invariante do neutrino pesado de Majorana e a comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana, antes e depois da simulação da hadronização e dos efeitos do detector, com o objetivo de expor graficamente a influência do detector nos eventos de sinais.

Logo após a geração dos eventos de sinal, serão apresentados detalhes sobre a geração dos eventos de background, que são eventos no âmbito do MP que podem ser confundidos com nossos eventos de sinal. Na seção seguinte os eventos de sinal (*saída do Delphes*)

e eventos de sinal+background (soma entre o número de eventos de sinal e os eventos de background), chamados de dados, são tratados estatisticamente a fim de se extrair os eventos de sinal dos dados. Os detalhes sobre o tratamento estatístico utilizado nessa seção são apresentados no **Apêndice A**. Por fim, serão apresentados, sempre obedecendo a violação do número leptônico do processo em questão, os resultados finais do número total de eventos extraídos.

## 6.1 Implementação do Modelo

O modelo teórico utilizado nessa pesquisa não está no HEPMDB. Tal modelo recebe o nome de  $SM + N\_FG$  (*StandardModel+N\_FeynmanGauge*). Neste modelo, foi acrescentado à Lagrangiana do MP o termo de interação entre os bósons de gauge e o novo neutrino pesado de Majorana,  $N$ , de acordo com a equação (4.14) e (4.15). Para simplificar, assumimos que  $N = N_l$ , ou seja, existe apenas um neutrino pesado de Majorana  $N$  que acoplado com as três gerações dos léptons. Para um modelo mais completo, é necessário considerar um novo neutrino pesado para cada família de léptons,  $N_e, N_\mu, N_\tau$  e isso acarreta no aumento de parâmetros no modelo. A Lagrangiana (4.15) foi implementada pelo pacote LANHEP citado acima.

## 6.2 Geração dos Eventos de Sinal

Antes de gerar os eventos de fato, uma característica importante ao estudar colisões entre hádrons é o conhecimento de sua estrutura interna. Os quarks que compõem estes hádrons e os próprios glúons são descritos pelas funções de distribuição partônica (*Parton Distribution Function - PDF*). As PDF's dão a probabilidade de se encontrar em um próton um párton de sabor  $i$  carregando uma fração  $x$  de seu momento. A PDF utilizada nesta pesquisa foi a MSTW2008nlo90cl[67].

Em todos os processos gerados, usamos a ECM igual a  $14TeV$  e o acoplamento entre o neutrino pesado de Majorana e os léptons, mais restritivo, iguais a  $|V_{eN}| = 0.055$ ,  $|V_{\mu N}| = 0.0565$  e  $|V_{\tau N}| = 0.0775$ [1]. É preciso definir alguns cortes em algumas variáveis, de acordo com as especificações do detector, no nosso caso o detector ATLAS. Esses cortes são mostrados na Tabela 6.1.

Tabela 6.1: Cortes usados nos eventos gerados.

Variáveis	Léptons	Jatos
Pseudo-Rapidity	$-2.5 \leq \eta \leq 2.5$	$-5.0 \leq \eta \leq 5.0$
Energia	$\geq 30 GeV$	$\geq 30 GeV$
Momento Transverso	$\geq 20 GeV$	$\geq 20 GeV$
Massa Invariante	$\geq 5 GeV/c^2$	$\geq 5 GeV/c^2$

Os processos estudados,  $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$  e  $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$ , os subprocessos e as contribuições de léptons e antiléptons de cada subprocesso são mostrados explicitamente na Tabela 6.2.

Tabela 6.2: Processos, subprocessos e as contribuições de léptons e antiléptons de cada subprocesso estudado, que violam a conservação do número leptônico.

Processos	Subprocessos	Contribuições de léptons e antiléptons
$p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$	$p, p \rightarrow e, e, jet, jet$	$p, p \rightarrow e^-, e^-, jet, jet$
		$p, p \rightarrow e^+, e^+, jet, jet$
	$p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$	$p, p \rightarrow e^-, \mu^-, jet, jet$
		$p, p \rightarrow e^+, \mu^-, jet, jet$
		$p, p \rightarrow e^+, \mu^+, jet, jet$
		$p, p \rightarrow e^+, \mu^+, jet, jet$
$p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$	$p, p \rightarrow \mu^-, \mu^-, jet, jet$	
	$p, p \rightarrow \mu^+, \mu^+, jet, jet$	
$p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$	$p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$	$p, p \rightarrow e^-, e^-, jet, jet, jet$
		$p, p \rightarrow e^+, e^+, jet, jet, jet$
	$p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$	$e^-, \mu^-, jet, jet, jet$
		$e^+, \mu^-, jet, jet, jet$
		$e^+, \mu^+, jet, jet, jet$
		$e^+, \mu^+, jet, jet, jet$
$p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$	$\mu^-, \mu^-, jet, jet, jet$	
	$\mu^+, \mu^+, jet, jet, jet$	

Observando a Tabela 6.2 percebe-se que, em todos os subprocessos, ocorre a violação do número leptônico. No primeiro e no quarto subprocesso ocorre a violação do número leptônico associado ao elétron em  $\Delta L_e = 2$ , no segundo e no quinto subprocesso ocorre a violação do número leptônico associado ao elétron e ao múon em  $\Delta L_e = 1$  e  $\Delta L_\mu = 1$ . Por fim, no terceiro e no sexto subprocesso ocorre a violação do número leptônico associ-

ado ao múon em  $\Delta L_\mu = 2$ . No calcHEP, todas as contribuições de léptons e antiléptons de um certo subprocesso são salvas em um único arquivo *.lhe* (saída do calcHEP). Por exemplo, no arquivo *p, p : e, e, jet, jet.lhe* estão inclusas todas as contribuições de elétrons e pósitrons, sempre violando o número leptônico associado ao elétron em  $\Delta L_e = 2$ .

Ainda analisamos dois casos chamados de combinados. São eles: o combinado entre todos os eventos que violam o número leptônico em  $\Delta L = 2$  e o combinado entre todos os eventos que violam o número leptônico. Em outras palavras, colocamos em um único arquivo *.lhe*, os subprocessos de estado final *e, e, jet, jet* e  *$\mu, \mu, jet, jet$* , sendo estes que violam o número leptônico em  $\Delta L = 2$ , e chamamos de combinado *ee\_ $\mu\mu$* . E em outro arquivo *.lhe* colocamos todos os subprocessos que violam o número leptônico, e chamamos de combinado *total*. Fizemos estes combinados com o objetivo de aumentar o número de eventos no subprocesso.

Para cada subprocesso, foi gerado um intervalo de massa do neutrino pesado de Majorana ( $MN$ ) de  $100\text{GeV}/c^2$  até  $500\text{GeV}/c^2$ , em passos de  $50\text{GeV}/c^2$  e para cada ponto de massa geramos 100 mil eventos. A partir destes eventos gerados no calcHEP, obtivemos as seções de choque totais em função de  $MN$  dos subprocessos da Tabela 6.2. As Figuras 6.1, 6.2, 6.3 mostram a comparação entre as seções de choque totais dos subprocessos nos diferentes processos gerados.

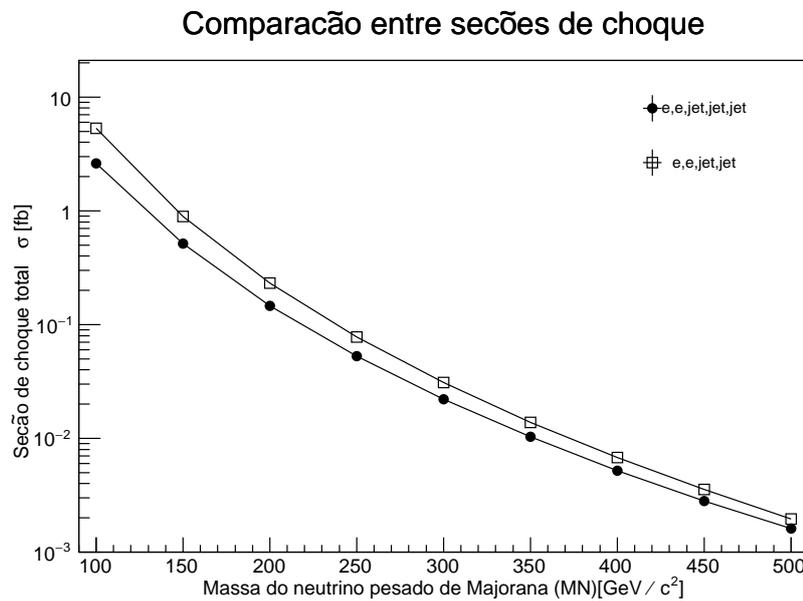


Figura 6.1: Comparação da seção de choque total em função de  $MN$  entre os subprocessos  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$  e  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$ .

### Comparação entre secções de choque

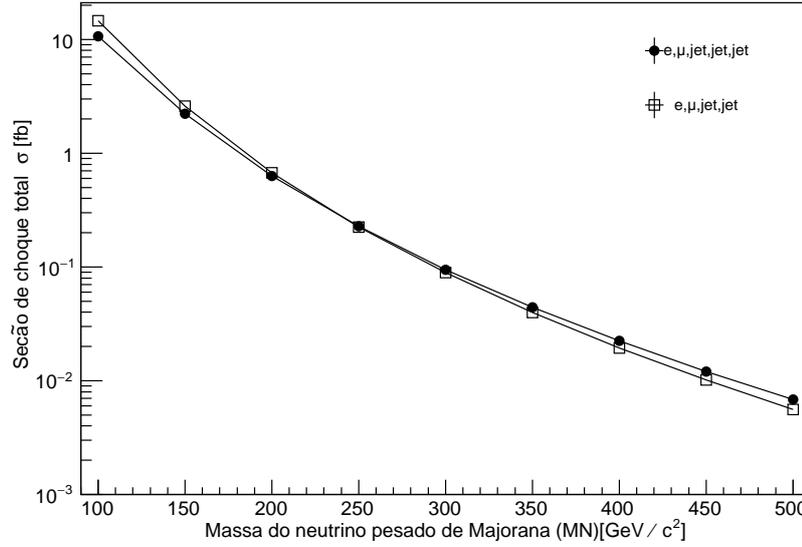


Figura 6.2: Comparação da seção de choque total em função de  $MN$  entre os subprocessos  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$  e  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ .

Neste gráfico percebe-se que as seções de choque totais se cruzam próximas de  $MN = 250 \text{ GeV}/c^2$ . Abaixo de  $MN = 250 \text{ GeV}/c^2$  a seção de choque total referente ao subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$  é superior a seção de choque total do subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ , mas acima de  $MN = 250 \text{ GeV}/c^2$  a seção de choque total do subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$  se torna superior. Acredita-se que esse cruzamento entre as seções de choque totais aconteça devido a presença de glúons no estados inicial e final do subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ . Como o glúon adquire energia com o aumento de  $MN$ , o decaimento da curva da seção de choque total do subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$  é menos acentuado do que no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$  e então acontece o cruzamento.

### Comparação entre seções de choque

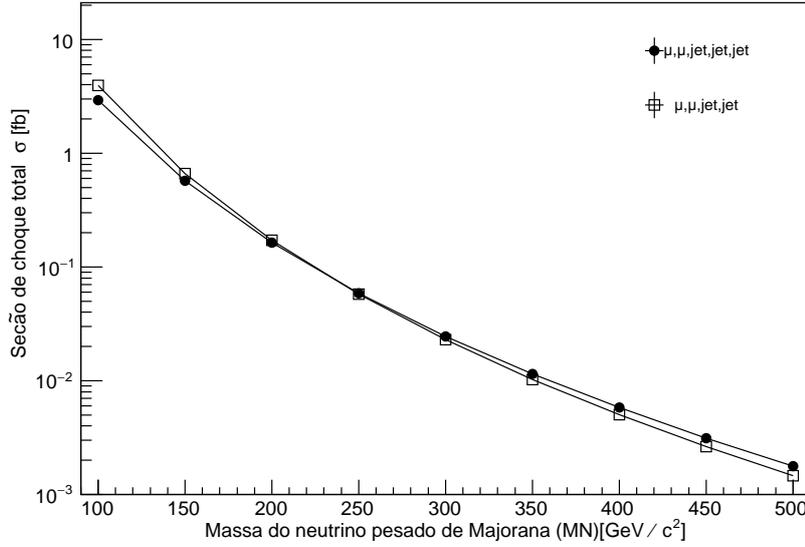


Figura 6.3: Comparação da seção de choque total em função de  $MN$  entre os subprocessos  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$  e  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ .

Na Figura 6.3, também observamos que ocorre o cruzamento entre as seções de choque totais próximo de  $MN = 200 GeV/c^2$ , o motivo pelo qual acontece o cruzamento é o mesmo descrito anteriormente.

Observando as três figuras acima, os subprocessos que contém  $e, \mu$  no estado final apresentaram as maiores seções de choque totais e o subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$  apresentou a menor seção de choque total.

Com os valores das seções de choque referente a cada ponto de massa  $MN$ , usamos a relação (2.27) com a luminosidade integrada igual a  $1000 fb^{-1}$ , para obter o número de eventos em cada ponto de  $MN$ . As Tabelas 6.3 e 6.4 mostram o número de eventos em cada subprocesso, com  $1000 fb^{-1}$ .

Tabela 6.3: Número de eventos por subprocessos do processo  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ , com luminosidade integrada de  $1000fb^{-1}$ .

$MN [GeV/c^2]$	$p, p \rightarrow e, e, jet, jet$	$p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$	$p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$
	Número de eventos		
100	5308	14610	3949
150	896	2597	664
200	231	671	172
250	78	225	58
300	31	89	23
350	14	40	10
400	7	19	5
450	4	10	3
500	2	6	2

Tabela 6.4: Número de eventos por subprocessos do processo  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ , com luminosidade integrada de  $1000fb^{-1}$ .

$MN [GeV/c^2]$	$p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$	$p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$	$p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$
	Número de eventos		
100	2613	10650	2917
150	514	2222	573
200	146	631	163
250	53	227	59
300	22	95	25
350	10	44	11
400	5	22	6
450	3	12	3
500	2	7	2

Estes eventos, listados nas Tabelas 6.3 e 6.4 acima, foram as entradas do software Delphes. Essas entradas são transformadas pelos processos de hadronização e decaimento, introduzindo características semelhantes às de eventos reais. Em seguida, os eventos são submetidos à simulação rápida, que tem como objetivo simular a resposta do detector à passagem das partículas geradas no evento. Ele cumpre o papel da simulação do detector de uma maneira mais rápida e menos detalhada do que a sua simulação completa. Nestes processos não foi usado PileUp. A saída do Delphes tem extensão *.root*.

## 6.2.1 Seleção dos Eventos

Como já descrito no Capítulo 1, os sinais em que estamos interessados são (i)  $pp \rightarrow (W^\pm)^*$  e (ii)  $pp \rightarrow (W^\pm)^* + jet$ , com seus subsequentes decaimentos cujas partículas finais exigidas são dois léptons de mesma carga ou de cargas opostas, sempre violando o número leptônico, mais dois jatos para a produção (i) e três jatos para a produção (ii). Assim, os estados finais desejados são  $(\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet)$  e  $(\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet)$ . Estes foram mostrados, de forma explícita, na Tabela 6.2.

Antes de selecionar os eventos, foi feita uma pré-seleção aplicando os seguintes cortes:

- Os eventos deveriam conter léptons com  $|p_T| > 30 GeV$  e  $|\eta| < 2.5$ .
- Os eventos deveriam conter no mínimo um jato.
- Os eventos deveriam conter jatos com  $|p_T| > 30 GeV$  e  $|\eta| < 5.0$ .

Após a aplicação dos cortes descritos acima, apenas um certo número de eventos de sinal permanece. A partir do número de eventos selecionados, nós calculamos a eficiência da seleção dado por

$$\text{eficiência} = \frac{\text{número de eventos restante}}{\text{número de eventos (Tabelas 6.3 e 6.4)}} \quad (6.1)$$

## 6.2.2 Reconstrução dos eventos - Massa invariante do neutrino pesado de Majorana

A reconstrução dos eventos consiste em traduzir as informações eletrônicas coletadas em grandezas físicas, como momento, energia, massa invariante e a partir de algoritmos escritos em linguagem  $C$ , é possível reconstruir essas grandezas físicas.

Nosso objetivo é reconstruir a massa invariante do neutrino pesado de Majorana  $N \rightarrow lep, jet, jet$ . Para isso são necessários um lépton e dois jatos, onde os dois jatos são produto de decaimento do bóson  $W$ . Mesmo que a reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana seja caracterizada por dois jatos, fizemos um corte em eventos que continham no mínimo um jato. Isso porque dois jatos, que são produto de decaimento do bóson  $W$ , que deixam traços muito próximos um do outro nos subdetec- tores, podem ser interpretados como somente um jato. Ao analisar a saída dos eventos hadronizados, percebe-se que existem eventos com até sete jatos no estado final, estes jatos “excedentes” podem ser entendidos como partículas espectadoras, que são partículas que não participam efetivamente da reação.

Como não é possível saber, de fato, entre todos os jatos dos eventos, quais são os jatos

que provêm do decaimento do bóson  $W$ , é necessário fazer todas as possíveis combinações de duplas de jatos e escolher a dupla que melhor reconstrói a massa invariante do bóson  $W$ . Por exemplo, vamos considerar um evento que após a hadronização apresentou 4 jatos finais. Para saber quais são os dois jatos que são resultado do decaimento do bóson  $W$ , fizemos todas as possíveis combinações de duplas de jatos, então tivemos  $jet_1jet_2$ ,  $jet_1jet_3$ ,  $jet_1jet_4$ ,  $jet_2jet_3$ ,  $jet_2jet_4$  e  $jet_3jet_4$ . Entre as possíveis combinações, a massa invariante da dupla que mais se aproxima da massa do bóson  $W$ , é tomada como os jatos que são o produto desse decaimento. No caso de eventos com apenas 1 jato é feita a mesma análise. Caso o único jato apresentasse a massa invariante com um desvio de até 10% da massa do bóson  $W$ , então este jato foi entendido como uma dupla de jatos mal identificada pelo detector. Todos esses detalhes descritos acima, fazem com que a eficiência do nosso algoritmo de reconstrução de eventos aumente.

Depois de selecionados os eventos e escolhidas as melhores duplas de jatos que reconstroem a massa invariante do  $W$ , é preciso “juntar” esses jatos com um lépton para reconstruir a massa invariante do  $N$ . Mas como existem dois léptons no estado final das nossas produções (i) e (ii), é preciso considerar a combinação entre os dois jatos com o primeiro lépton, e os dois jatos com o segundo lépton, já que não sabemos qual dos dois léptons é produto de decaimento do  $N$ . A combinação correta entre os dois jatos e um lépton contribui para formar um pico no histograma, em cima do valor da massa do neutrino pesado de Majorana  $MN$ , e a combinação errada entre os dois jatos e um lépton surge no histograma como ruído de fundo.

As Figuras 6.4, 6.5, 6.6, 6.7 e 6.8 mostram uma comparação entre as reconstruções da massa invariante do neutrino pesado de Majorana, usando os eventos de saída do cal-HEP e os eventos de saída do Delphes, com  $MN = 150 GeV/c^2$  em cada subprocesso do processo  $pp \rightarrow lep, lep, jet, jet$ .

Reconstrução da massa invariante do N no processo  $e, e, jet, jet$

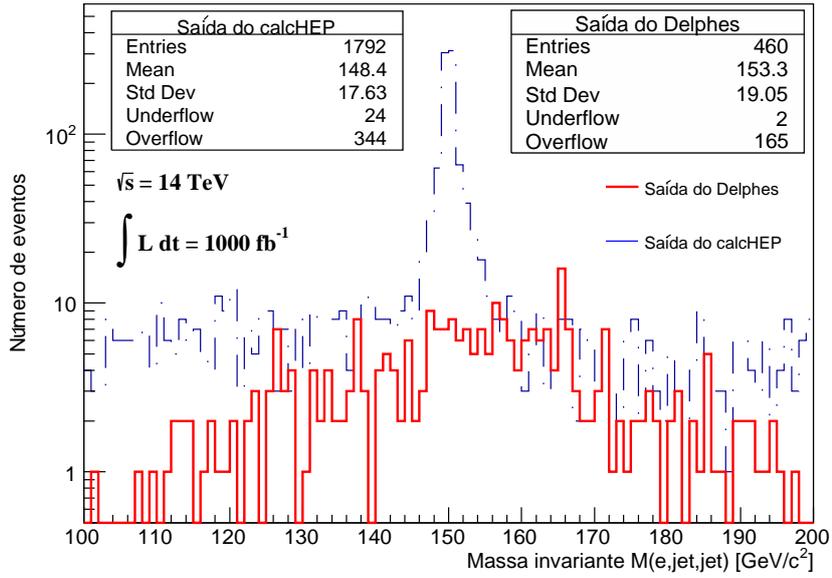


Figura 6.4: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $e, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com  $M_N = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $e, e, jet, jet$ .

Percebemos que o histograma que representa a reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana com eventos de saída do calcHEP apresenta um pico bem definido e uma largura pequena, já o histograma que representa a saída do Delphes apresenta uma largura maior, porém a média fica próxima do esperado que era  $150 \text{ GeV}/c^2$ . O motivo desse aumento da largura do histograma está relacionado com a resolução de energia do jato reconstruído. Além disso, o fato de não saber qual lépton é produto de decaimento do  $N$  também contribui para a largura do histograma.

Reconstrução da massa invariante do N no processo  $e,\mu,jet,jet$

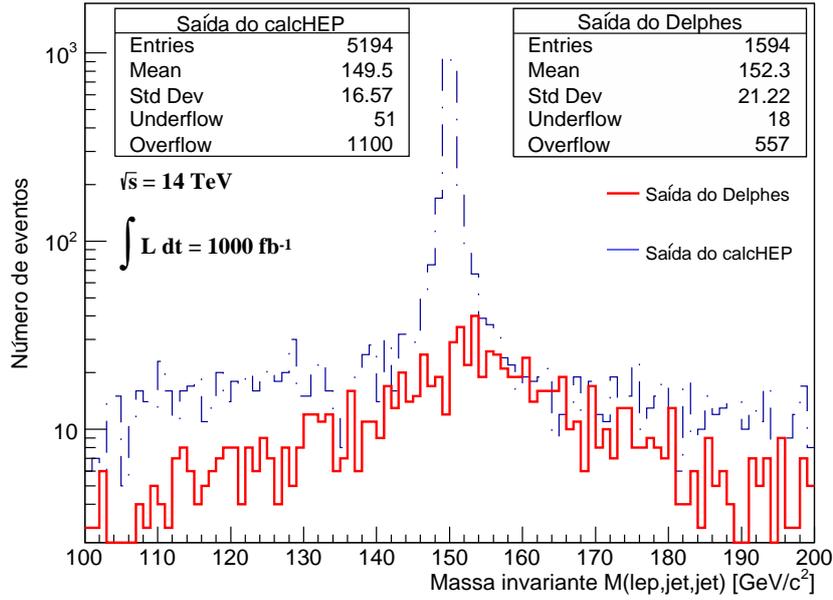


Figura 6.5: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, com  $M_N = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $e, \mu, jet, jet$ .

Reconstrução da massa invariante do N no processo  $\mu,\mu,jet,jet$

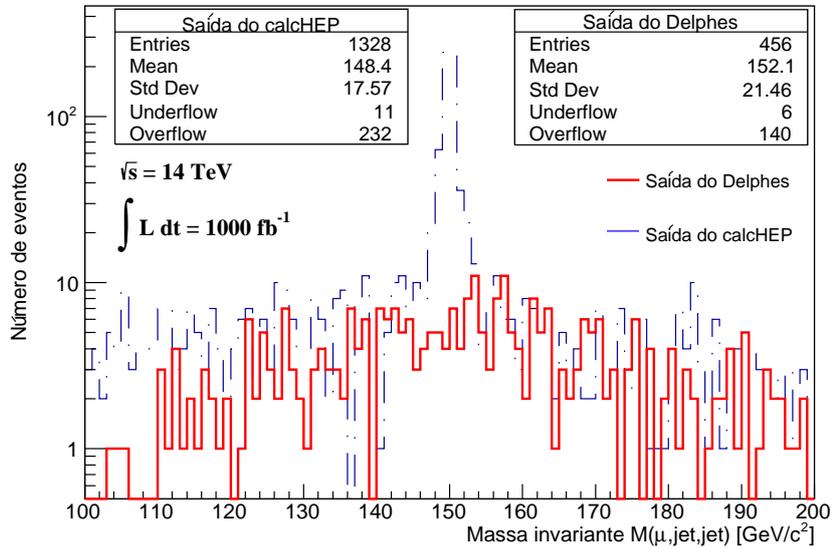


Figura 6.6: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $\mu, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com  $M_N = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $\mu, \mu, jet, jet$ .

Reconstrução da massa invariante do N no processo combinado (ee\_μμ).jet,jet

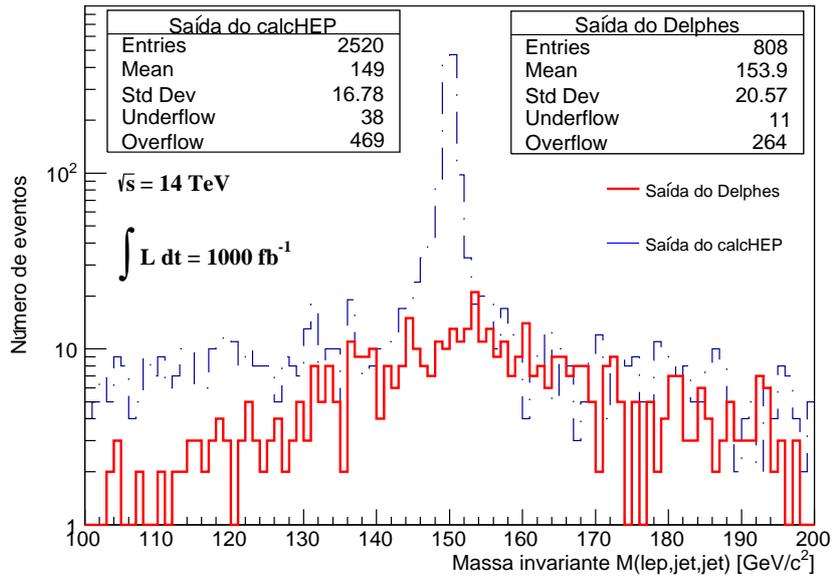


Figura 6.7: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, com  $M_N = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso combinado  $ee_{\mu\mu}$  de estado final  $lep, lep, jet, jet$ .

Reconstrução da massa invariante do N no processo combinado (total),jet,jet

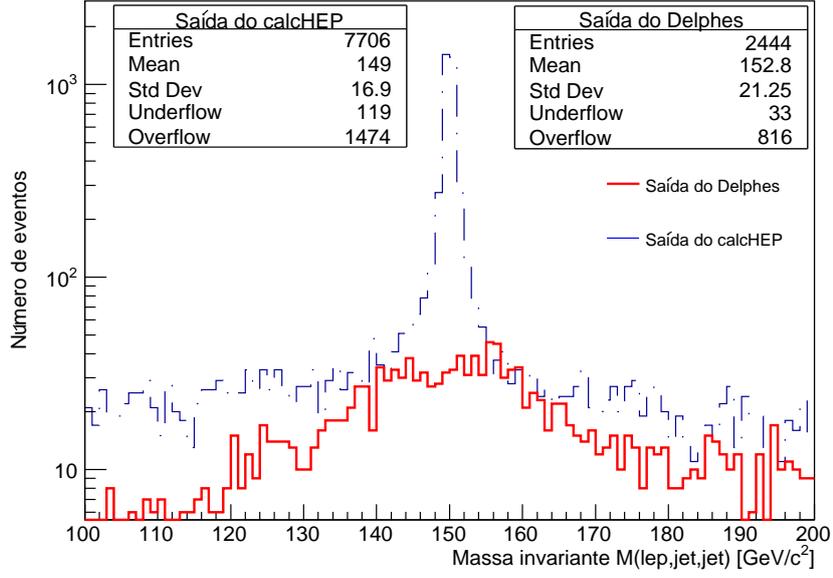


Figura 6.8: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde  $lep$  pode representar elétron e/ou múon, com  $M_N = 150 GeV/c^2$  no subprocesso combinado  $total$  de estado final  $lep, lep, jet, jet$ .

As mesmas características da Figura 6.4 foram observadas nas demais Figuras. Essas observações ilustram a influência do detector nos eventos simulados e a dificuldade em analisar processos com poucos eventos.

As Figuras 6.9, 6.10, 6.11, 6.12 e 6.13 mostram as mesmas comparações em cada subprocesso do processo  $pp \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ .

Reconstrução da massa invariante do N no processo  $e, e, jet, jet, jet$

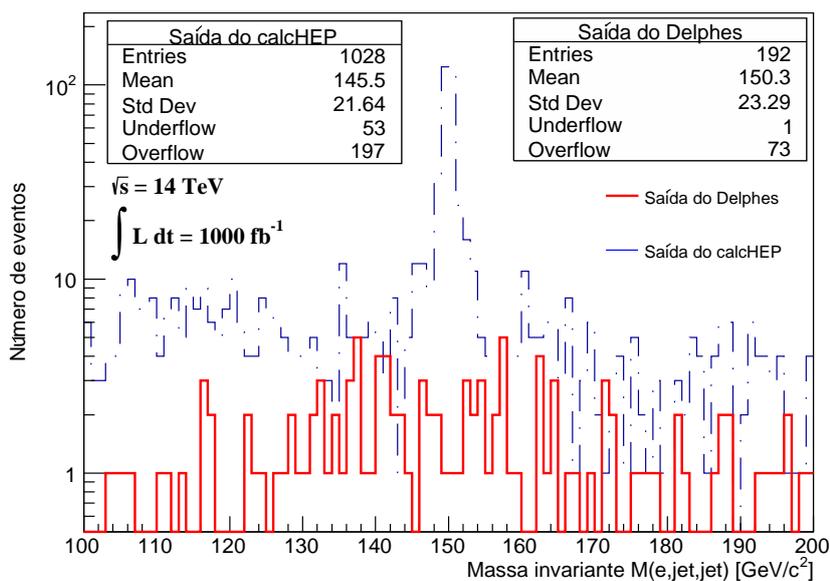


Figura 6.9: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $e, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com  $M_N = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $e, e, jet, jet, jet$ .

Novamente, o histograma que representa a reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana com eventos de saída do calcHEP apresenta um pico bem definido e largura pequena. Já o histograma que representa a saída do Delphes apresenta uma largura maior, porém a média fica próxima do esperado que era  $150 \text{ GeV}/c^2$ .

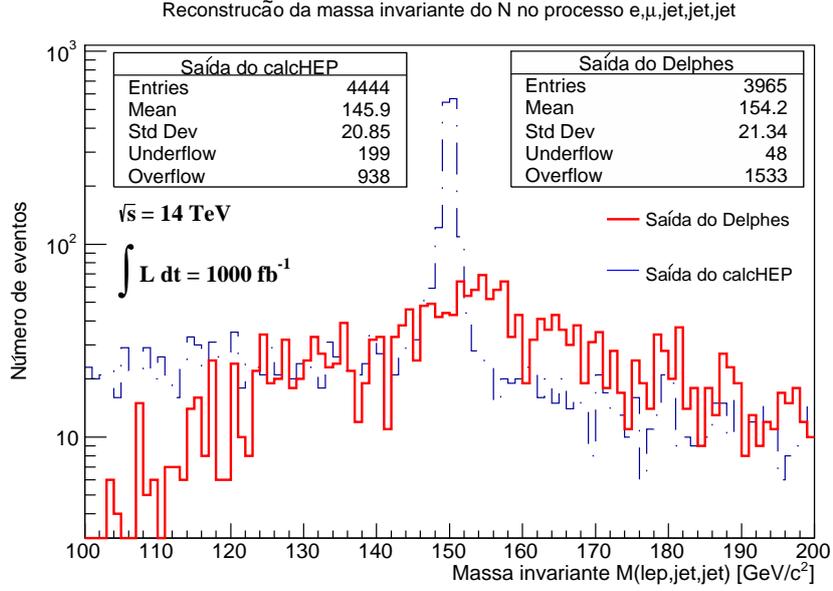


Figura 6.10: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, com  $MN = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $e, \mu, jet, jet, jet$ .

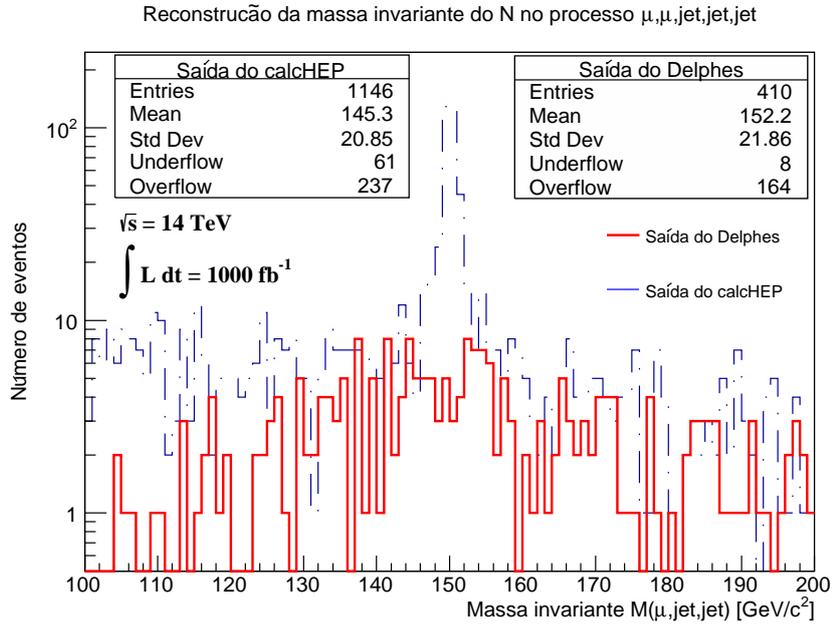


Figura 6.11: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $\mu, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com  $MN = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $\mu, \mu, jet, jet, jet$ .

Reconstrução da massa invariante do N no processo combinado (ee\_μμ),jet,jet,jet

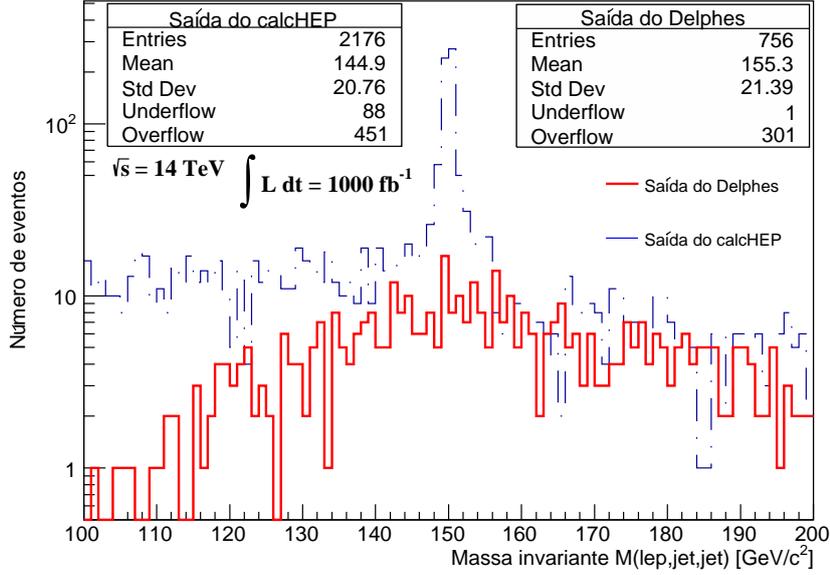


Figura 6.12: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, com  $M_N = 150 GeV/c^2$  no subprocesso combinado  $ee_{\mu\mu}$  de estado final  $lep, lep, jet, jet, jet$ .

Reconstrução da massa invariante do N no processo combinado (total),jet,jet,jet

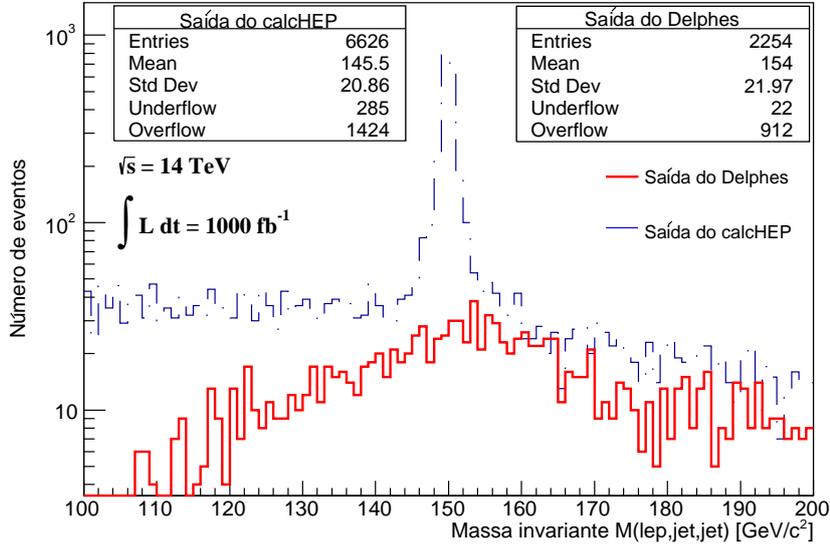


Figura 6.13: Comparação na reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde  $lep$  pode representar elétron e/ou múon, com  $M_N = 150 GeV/c^2$  no subprocesso combinado  $total$  de estado final  $lep, lep, jet, jet, jet$ .

As mesmas características da Figura 6.9 foram observadas nas demais Figuras. Essas observações ilustram a influência do detector nos eventos simulados e a dificuldade em analisar processos com poucos eventos.

Uma segunda propriedade que podemos mostrar no histograma é a massa invariante total do processo, que informa a energia disponível para a produção do neutrino pesado de Majorana. As Figuras 6.14, 6.15, 6.16, 6.17 e 6.18 mostram uma comparação entre as reconstruções da massa invariante total do processo usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com  $MN = 150 \text{ GeV}/c^2$  em cada subprocesso do processo  $pp \rightarrow lep, lep, jet, jet$ .

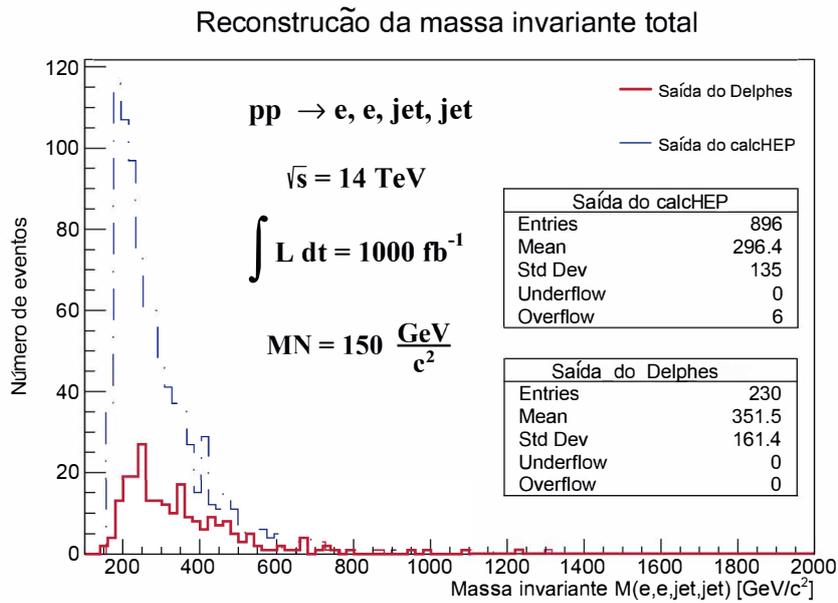


Figura 6.14: Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo  $(e, e, jet, jet)$  usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com  $MN = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $e, e, jet, jet$ .

Percebemos que o histograma que representa a reconstrução da massa invariante total com eventos de saída do calcHEP apresenta largura pequena e uma amplitude maior, já o histograma que representa a saída do Delphes apresenta uma largura maior, e uma amplitude menor.

### Reconstrução da massa invariante total

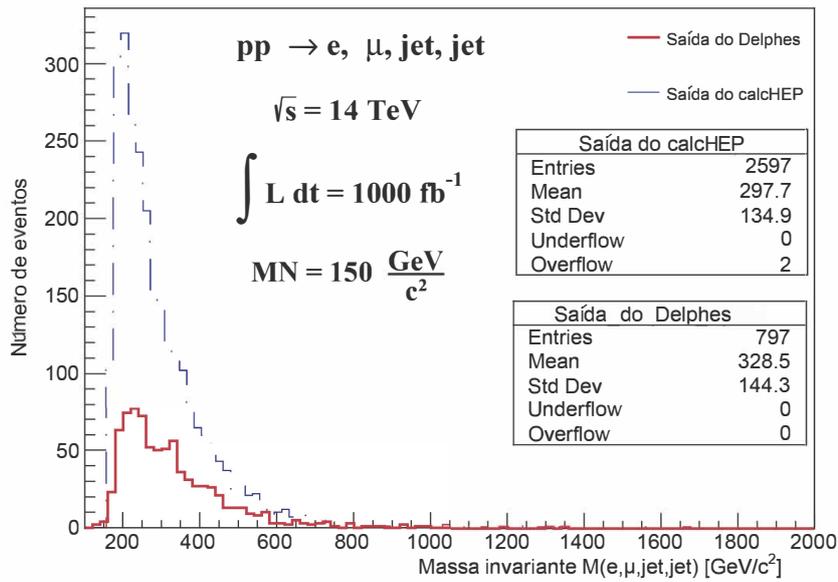


Figura 6.15: Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo  $(e, \mu, jet, jet)$  usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com  $MN = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $e, \mu, jet, jet$ .

### Reconstrução da massa invariante do N

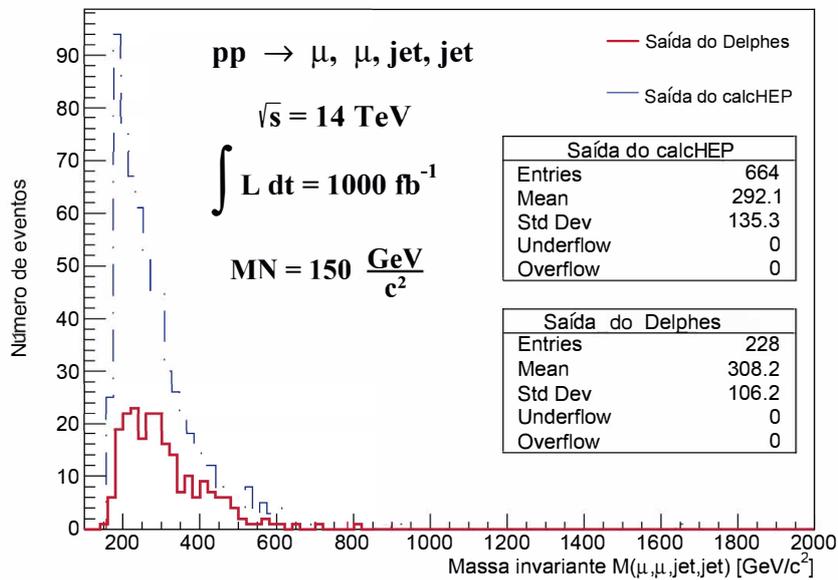


Figura 6.16: Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo  $(\mu, \mu, jet, jet)$  usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, com  $MN = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso de estado final  $\mu, \mu, jet, jet$ .

### Reconstrução da massa invariante total

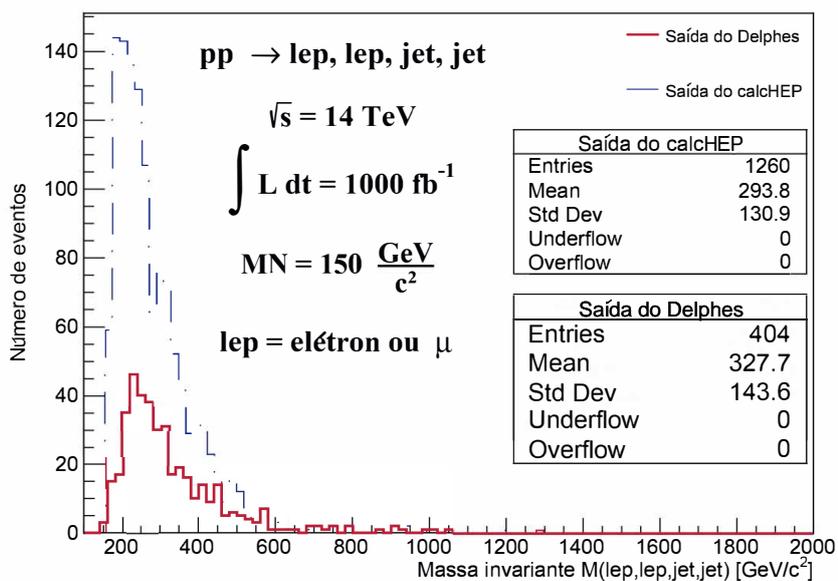


Figura 6.17: Compara\u00e7\u00e3o na reconstru\u00e7\u00e3o da massa invariante total do processo  $(lep, lep, jet, jet)$  usando os eventos de sa\u00edda do calcHEP e os eventos de sa\u00edda do Delphes, onde lep pode representar el\u00e9tron ou m\u00fason, com  $MN = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso combinado  $ee_{\mu\mu}$  de estado final  $lep, lep, jet, jet$ .

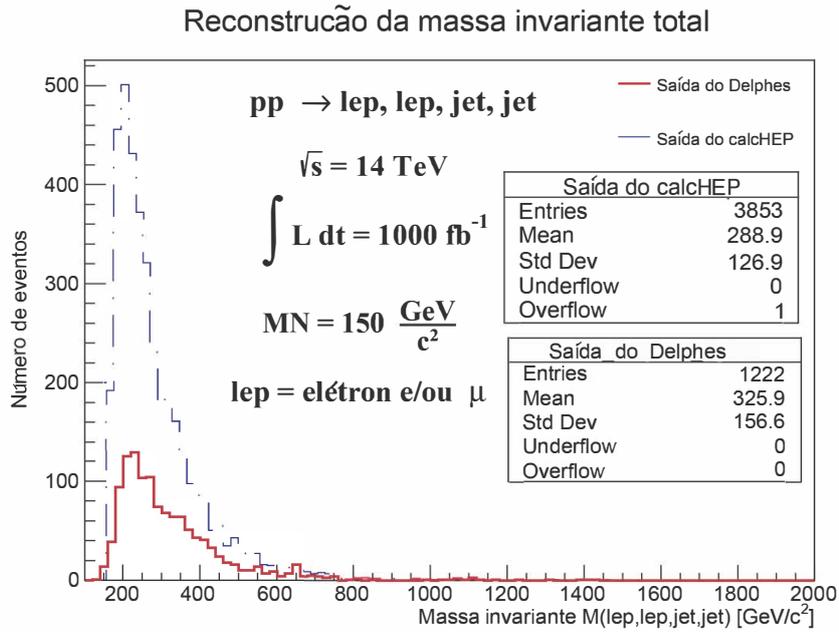


Figura 6.18: Comparação na reconstrução da massa invariante total do processo  $(lep, lep, jet, jet)$  usando os eventos de saída do calcHEP e os eventos de saída do Delphes, onde lep pode representar elétron e/ou múon, com  $MN = 150 \text{ GeV}/c^2$  no subprocesso combinado *total* de estado final  $lep, lep, jet, jet$ .

As mesmas características da Figura 6.14 foram observadas nas demais Figuras.

Para finalizar essa etapa de geração dos eventos de sinais, as Figuras 6.19 e 6.20 mostram a eficiência do nosso programa de reconstrução com seus erros simétricos associados  $\delta(N/N_T)$ , calculados pela relação

$$\delta\left(\frac{N}{N_T}\right) = \sqrt{\frac{N(N_T - N)}{(N_T)^3}}, \quad (6.2)$$

onde  $N$  é o número de eventos após a seleção dos eventos e  $N_T$  é o número de eventos antes da seleção dos eventos.

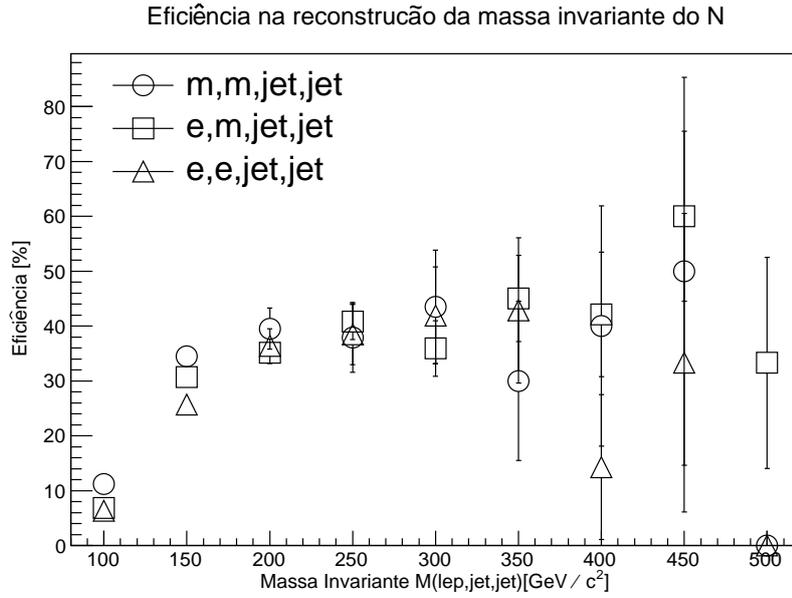


Figura 6.19: Eficiência do programa de reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) no processo  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ .

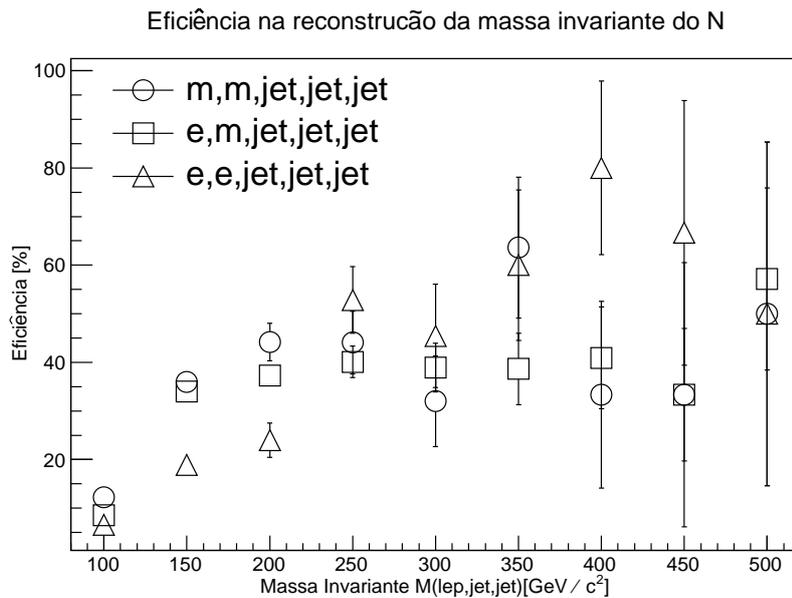


Figura 6.20: Eficiência do programa de reconstrução da massa invariante do neutrino pesado de Majorana ( $lep, jet, jet$ ) no processo  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ .

Com base nas Figuras 6.19 e 6.20, até a massa  $M_N = 200 \text{ GeV}/c^2$  o nosso programa de reconstrução apresentou uma maior eficiência na reconstrução da massa do neutrino pesado de Majorana nos subprocessos onde contém múons no estado final. Para as mas-

sas de  $MN = 250\text{GeV}/c^2$  e  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  as eficiências nos subprocessos são muito próximas. Para as massas acima de  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  as eficiências apresentam erros estatísticos maiores que nas massa inferiores, isso porque o número de eventos vai diminuindo com o aumento da massa  $MN$ .

No processo  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  para o subprocesso que contém  $e, e$  no estado final, na massa de  $500\text{GeV}/c^2$ , não ocorre nenhum evento. Era de se esperar que em baixas massas  $MN$  a eficiência dos processos onde se tem o par de múons no estado final apresentasse uma maior eficiência pois, em baixas massas, os traços deixados pelos múons nos subdetectores são mais acentuados, ou seja, o momento do múon é alto, e isso de fato é observado nas Figuras 6.19 e 6.20. Para massas  $MN$  superiores, era de se esperar que a eficiência dos processos onde se tem o par de elétrons no estado final apresentasse uma eficiência maior, pois a energia dos elétrons aumenta com o aumento da massa  $MN$ , e isso de fato acontece, mas pelo fato desses subprocessos apresentarem poucos eventos, essa característica não fica tão evidente nas Figuras 6.19 e 6.20.

### 6.3 Geração dos Eventos de Background

Para estudar as características dos eventos de sinal simulados, deixando-os mais próximos do real, faz-se necessária a geração de eventos de background. Estes são eventos do MP que podem ser confundidos com nossos eventos de sinal.

As referências[3, 4] analisaram três tipo de backgrounds que afetam os eventos de estado final  $\ell^\pm, \ell^\pm + jets$ , são eles: *Missidentified Lepton Background(MLB)*, *Irreducible SM Background(ISMB)* e *Charge Mismeasurement Background(CMB)*.

O background *MLB* se resume à produção multi-jets, onde um ou mais jatos podem ser confundidos com um lépton. Uma produção que exemplifica esse tipo de background é o decaimento do par  $t\bar{t}$ , onde um quark top decai em um bóson  $W$  e um quark  $b$  ( $t \rightarrow W, b$ ). O bóson  $W$ , por sua vez, decai em um lépton e um neutrino do MP, tendo um estado final ( $lep, \nu_e, b$ ), já o outro lépton de mesmo sinal surge do decaimento do hádron  $b$  ou de algum jato identificado erroneamente como lépton isolado.

Outra possível reação é um único bóson  $W^+, W^-$  mais jatos, onde o bóson decai em um lépton e em um neutrino, ( $W \rightarrow lep, \nu$ ) + jets, já o outro lépton de mesmo sinal pode ser um jato identificado erroneamente como um lépton.

O background *ISMB* se resume à produção de dois léptons isolados de mesmo sinal, em eventos dibosons tais como  $WZ, WW, H \rightarrow ZZ, H \rightarrow WW$ . Já o background *CMB*, se resume à produção de pares leptônicos com cargas opostas. O número de eventos se-

leccionados deste background é muito menor, quando comparado com os outros, e então não foi considerado nessa pesquisa.

Com o software Delphes, geramos os eventos de background, simulamos a hadronização(Pythia) e os efeitos do detector nos eventos de background gerados. O número de eventos de background foi determinado, de acordo com a seção de choque de cada background, a partir da relação (2.27) com a luminosidade integrada igual a  $1000fb^{-1}$ . As mesmas pré-seleções de eventos usadas no sinal também foram usadas nos eventos de background. Os eventos restantes oriundos dos backgrounds *MLB* e *ISMB* foram somados formando um background geral. Ao reconstruir a massa invariante do que seria o neutrino pesado de Majorana a partir dos eventos de background, observamos que estas obedecem a uma distribuição do tipo Landau/Moyal.

## 6.4 Análise Estatística

Ao realizar os experimentos, não é possível separar os eventos de sinal e de background. O que se tem, no momento do experimento, são eventos de sinal em conjunto com os eventos de background, que aqui chamaremos os eventos de sinal+backgrounds de dados simulados. Todos os detalhes sobre o método estatístico usado a seguir estão apresentados no Apêndice A.

Portanto, agora trataremos estatisticamente os sinais de dados simulados (sinal+background) e os eventos de background. Nosso objeto é “subtrair” o número de eventos de backgrounds do número de eventos de dados simulados, a fim de extrair o número de eventos de sinal. Para realizar essa “subtração” usamos o método estatístico *Profile Likelihood*, descrito no Apêndice A. O sinal extraído dos nossos eventos é denotado por  $\hat{s}$  e dado pela equação (A.7). Essa equação diz que, se o número  $k$  de dados for maior que o número  $m/\tau$ , então teremos  $\hat{s} \neq 0$  ou caso contrário, teremos  $\hat{s} = 0$ . A constante  $\tau$ , é uma razão entre sinal e background, tomada igual a 5(ver Figura A.1). Em outras palavras fazer  $\tau = 5$  é gerar 5 vezes mais o número de eventos de background, com o objetivo de melhorar estatisticamente o número  $\hat{s}$ . O expoente  $m$  é o número de eventos de backgrounds multiplicado por  $\tau$ . Associado a cada  $\hat{s}$ , temos os erros assimétricos  $s_{max}$  e  $s_{min}$ , calculados através do sistema de equações (A.11).

As subseções a seguir mostram os gráficos dos sinais obtidos e seus erros estatísticos com 68% de nível de confiança (*Confidence Level, CL*) para  $MN = 100GeV/c^2$ ,  $MN = 300GeV/c^2$  e  $MN = 500GeV/c^2$  em cada subprocesso estudado.

### 6.4.1 Processo $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$

Nessa subseção, apresentaremos os gráficos dos sinais obtidos e seus erros estatísticos com 68% de nível de confiança para  $MN = 100 GeV/c^2$  (massa inicial),  $MN = 300 GeV/c^2$  (massa intermediária) e  $MN = 500 GeV/c^2$  (massa final) em cada subprocesso do processo  $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$ .

#### 6.4.1.1 Subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$

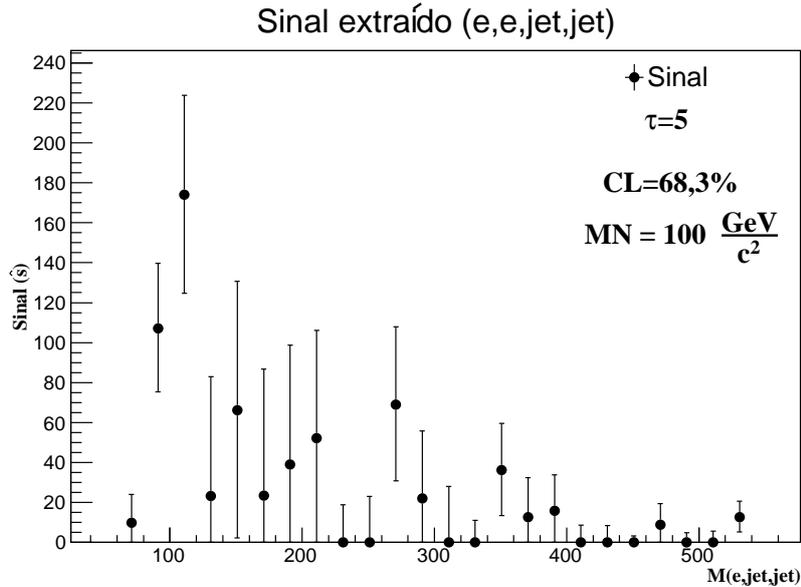


Figura 6.21: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$  para  $MN = 100 GeV/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.21 apresenta um pico próximo do valor de  $MN$  e uma amplitude de máximo sinal próxima de 180. Outra observação a ser levantada é a existência pontos de sinal que são diferentes de zero mas seu erro associado abaixo está indo a zero. Isso significa que existe 68% de probabilidade que este sinal esteja entre zero e  $\hat{s}$ . Em outras palavras, esse sinal pode ser apenas uma flutuação estatística de background.

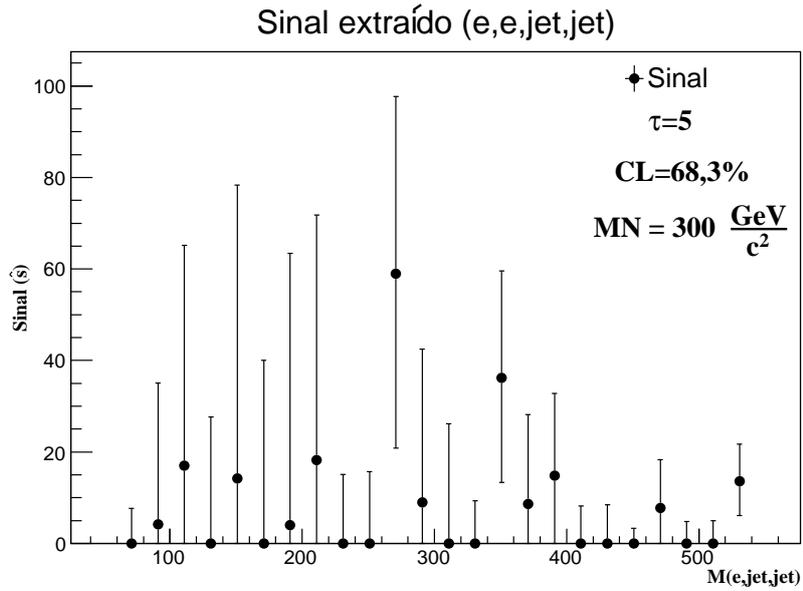


Figura 6.22: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$  para  $MN = 300 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

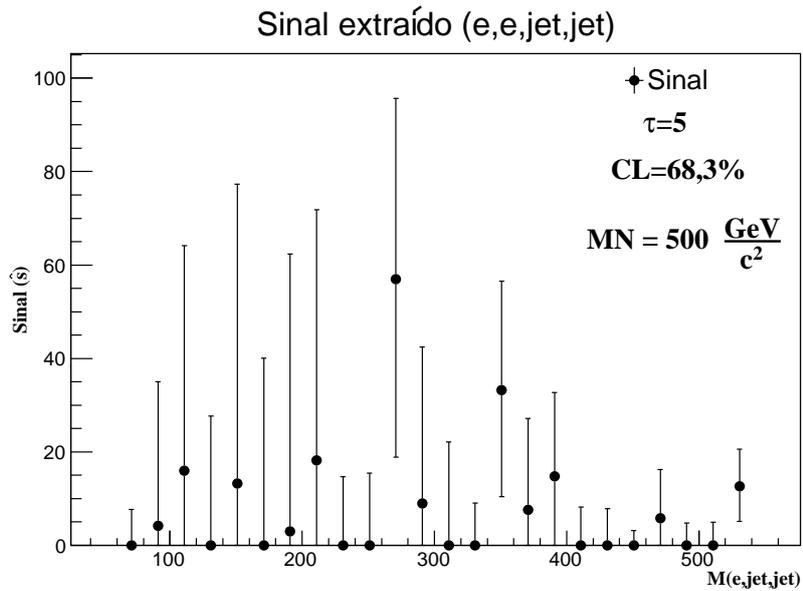


Figura 6.23: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$  para  $MN = 500 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

Assim como na Figura 6.21, nas Figuras 6.22 e 6.23 também era de se esperar um pico nas proximidades do valor de  $MN$ . A distribuição de pontos de sinal nas Figuras 6.22 e 6.23 são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude de máximo sinal.

Essas semelhanças informam que, nessas situações onde  $(300 < MN < 500) \text{GeV}/c^2$ , os pontos de sinal provavelmente são flutuações estatísticas do background. Tais semelhanças também são observadas nos subprocessos  $\mu, \mu, jet, jet$  e nos combinados  $ee_{-\mu\mu, jet, jet}$  e  $total, jet, jet$ .

#### 6.4.1.2 Subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$

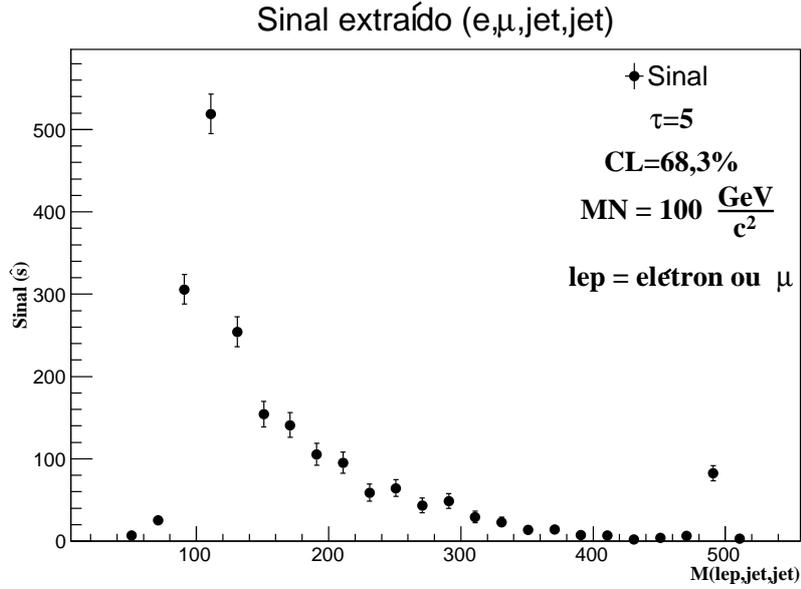


Figura 6.24: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$  para  $MN = 100 \text{GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.24 mostra um pico próximo do valor de  $MN$  e uma amplitude de máximo sinal próximo de 520. Neste subprocesso, por apresentar um número considerável de eventos, além de ter erros estatísticos relativamente pequenos. Analisando a figura percebemos que a distribuição de sinal obtido se aproxima de uma distribuição do tipo Landau/Moyal.

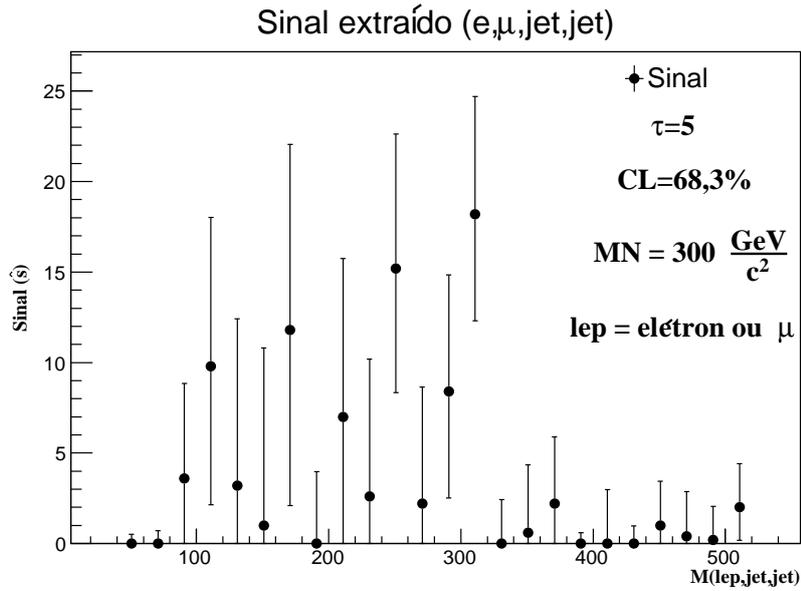


Figura 6.25: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$  para  $MN = 300 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

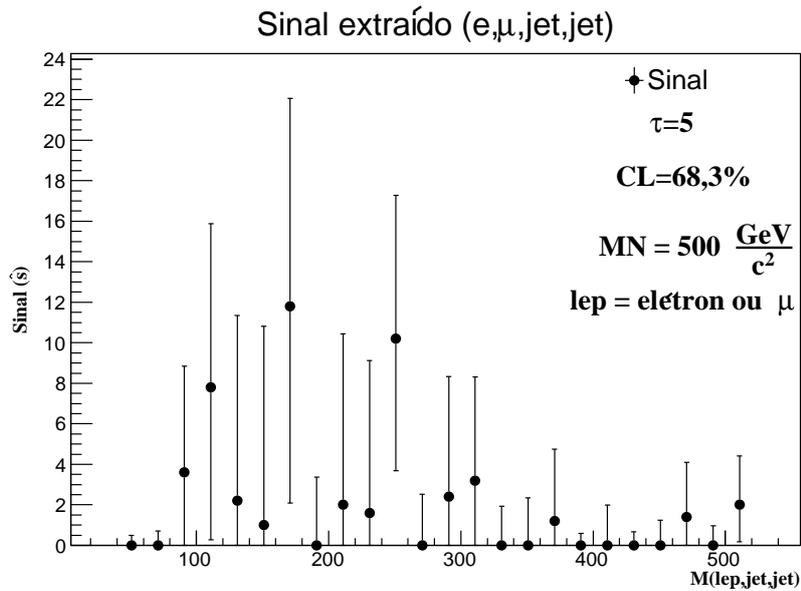


Figura 6.26: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$  para  $MN = 500 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

As Figuras 6.25 e 6.26 apresentam amplitudes de máximo sinal próximos de 19 e 12 respectivamente. Nessas situações, temos poucos eventos, os erros associados são relativamente altos e a distribuição semelhante a observada na Figura 6.24 não fica evidente.

### 6.4.1.3 Subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$

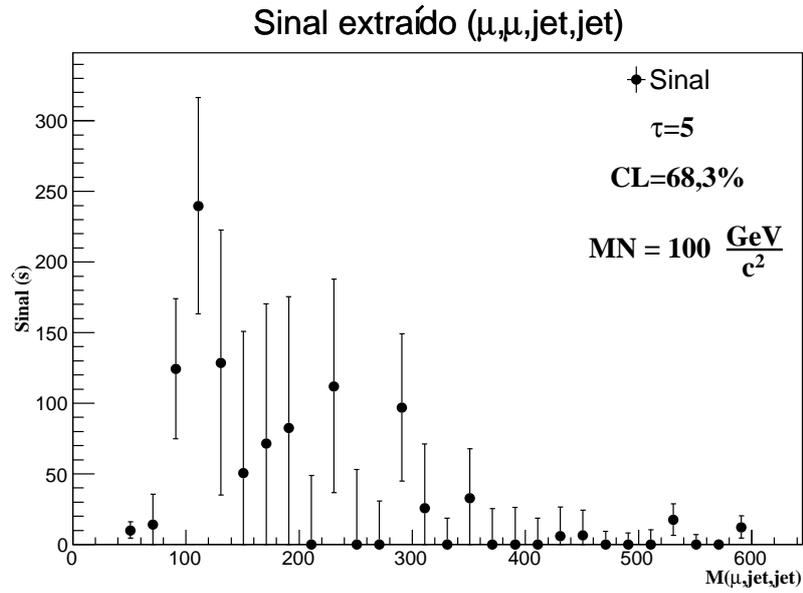


Figura 6.27: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$  para  $MN = 100 GeV/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.27 apresenta um pico próximo do valor  $MN$  e a amplitude de máximo sinal próximo de 240.

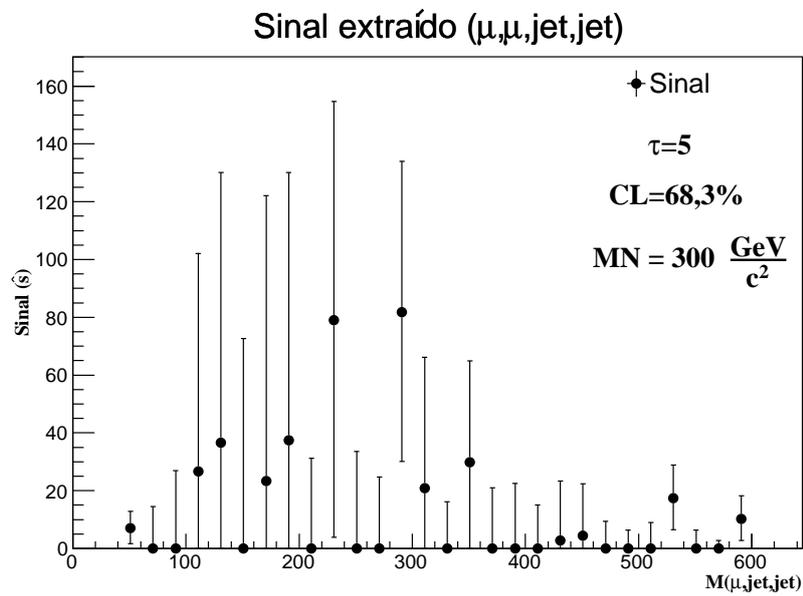


Figura 6.28: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$  para  $MN = 300 GeV/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

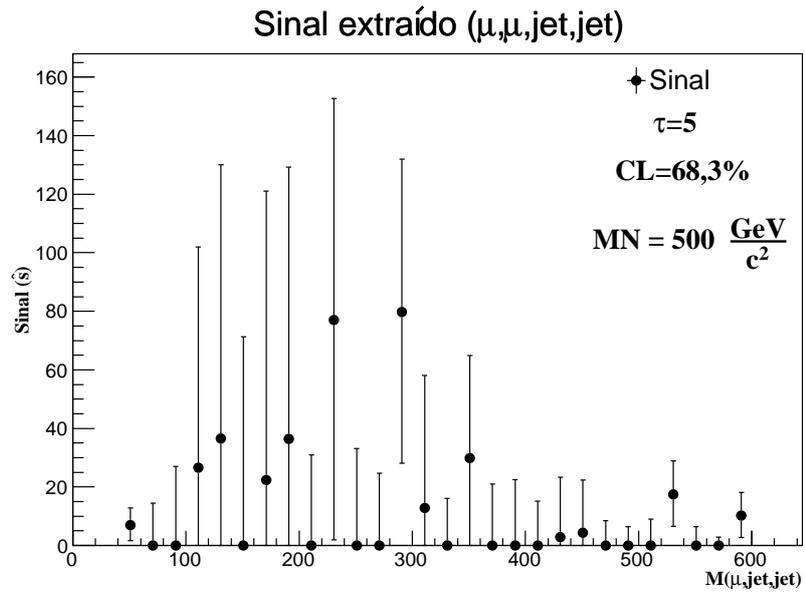


Figura 6.29: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$  para  $MN = 500 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

Nas Figuras 6.28 e 6.29, as distribuições de pontos de sinal são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude de máximo sinal.

#### 6.4.1.4 Subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ do combinado $ee_{\mu\mu}$

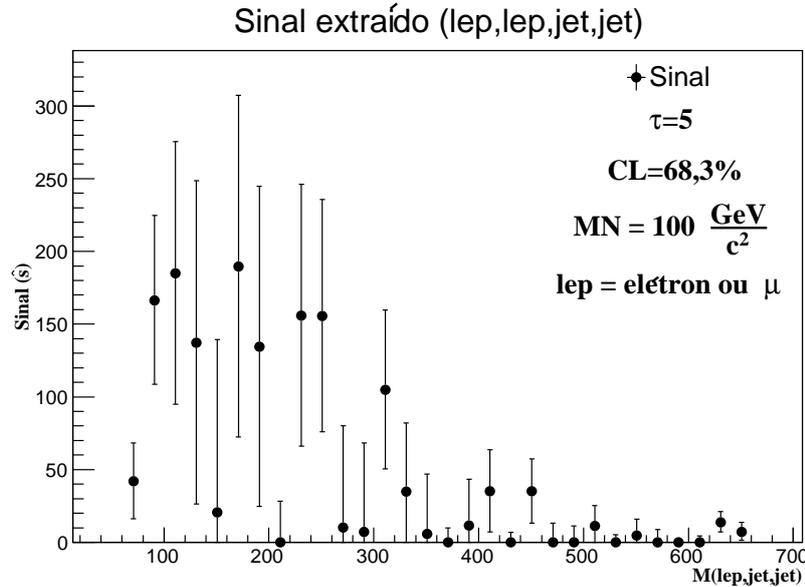


Figura 6.30: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, para  $MN = 100\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

Na Figura 6.30, era de se esperar um pico próximo do valor de  $MN$ , mas nesse caso o pico não ficou muito bem definido. O combinado  $ee_{\mu\mu}$  é uma combinação dos eventos de estado final  $e, e, jet, jet$  com eventos de estados final  $\mu, \mu, jet, jet$ . É importante ressaltar que quando analisamos o background do combinado  $ee_{\mu\mu}$ , este também fica constituído da contribuição que afeta os eventos de estado final  $e, e, jet, jet$  e da contribuição que afeta os eventos de estado final  $\mu, \mu, jet, jet$ .

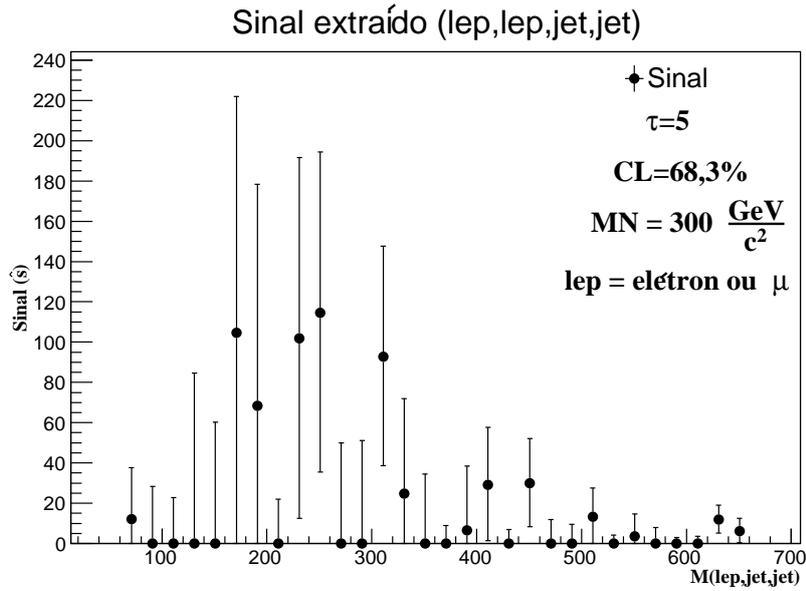


Figura 6.31: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, para  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

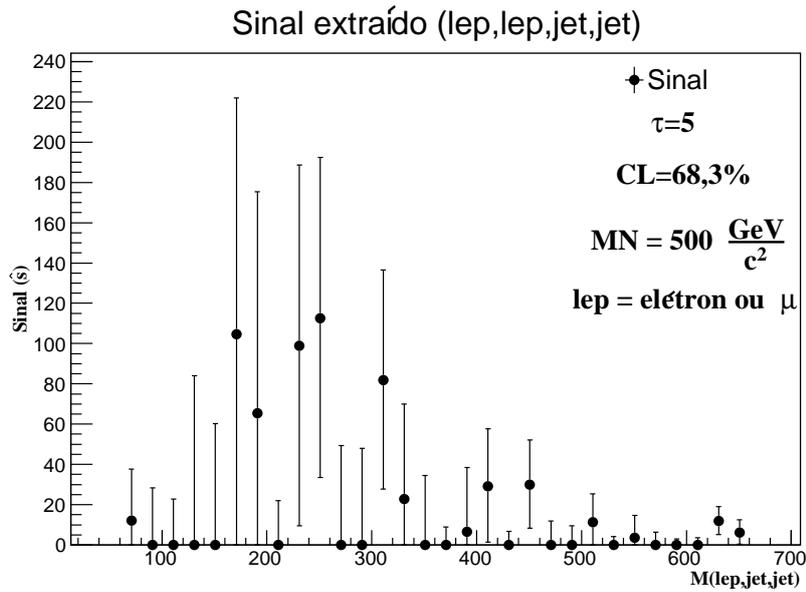


Figura 6.32: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, para  $MN = 500\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

Nas Figuras 6.31 e 6.32, as distribuições de pontos de sinal são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude de máximo sinal.

#### 6.4.1.5 Subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ do combinado total

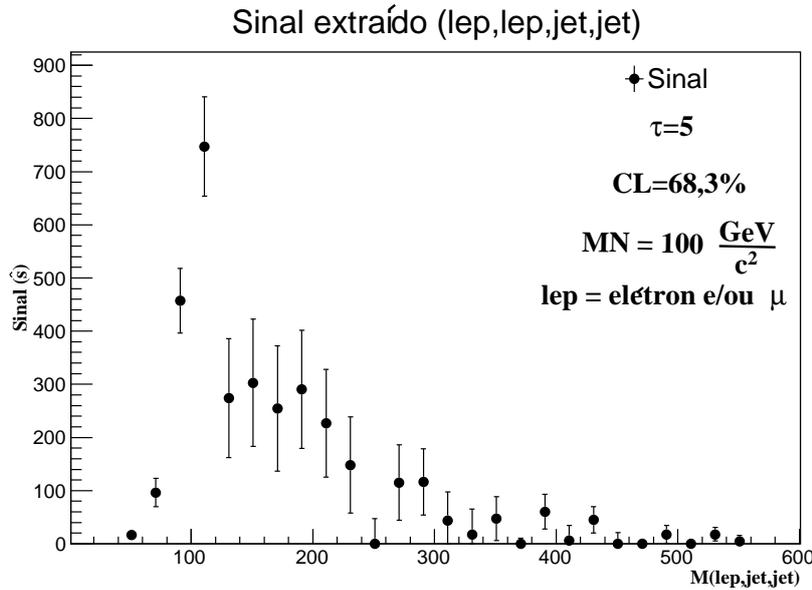


Figura 6.33: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado *total*, onde *lep* pode representar elétron e/ou múon, para  $MN = 100\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.33 apresenta um pico próximo do valor de  $MN$  e uma amplitude de máximo sinal próximo de 740. O combinado *total* é uma combinação de todos os eventos de estado final  $\ell, \ell, jet, jet$ .

Mesmo que o combinado *total* apresente um maior número de eventos, os erros relativos associados a  $\hat{s}$  são maiores que os erros relativos associados a  $\hat{s}$  da Figura 6.24. É importante ressaltar que quando analisamos o background do combinado *total*, este também fica constituído de todas as contribuições que afetam os eventos de estado final  $\ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$ , por isso os erros relativos associados são maiores. Neste combinado, por apresentar um número considerável de eventos, além de se ter erros estatísticos relativamente pequenos, percebemos que a distribuição de sinal obtido se aproxima de uma distribuição do tipo Landau/Moyal.

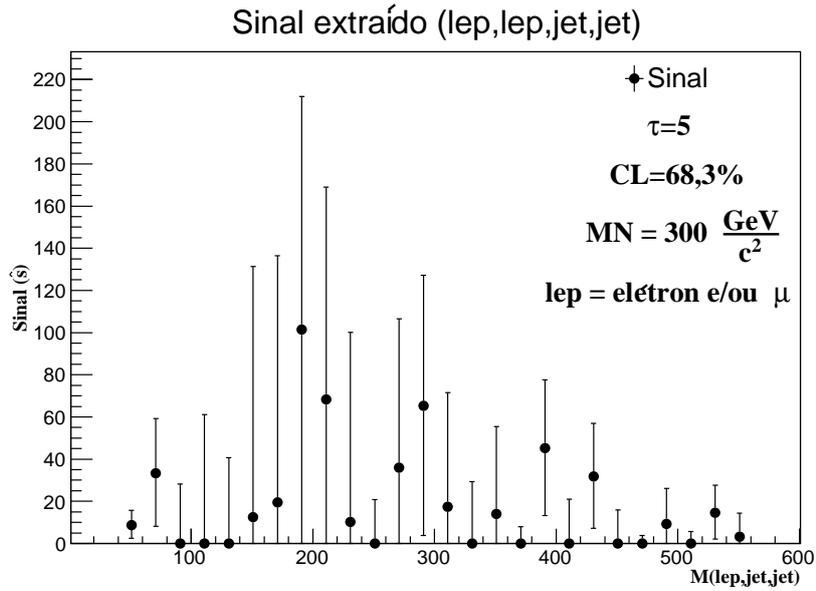


Figura 6.34: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado *total*, onde *lep* pode representar elétron e/ou múon, para  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

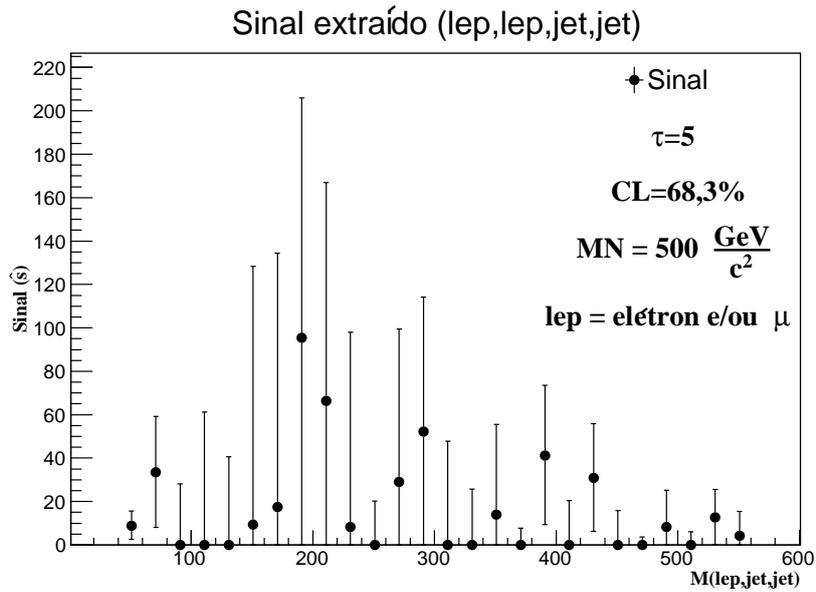


Figura 6.35: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado *total*, onde *lep* pode representar elétron e/ou múon, para  $MN = 500\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

Nas Figuras 6.34 e 6.35, a distribuição de pontos de sinal são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude de máximo sinal.

## 6.4.2 Processo $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$

Nessa subseção apresentaremos os gráficos dos sinais obtidos e seus erros estatísticos com 68% de nível de confiança para  $MN = 100\text{GeV}/c^2$ ,  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  e  $MN = 500\text{GeV}/c^2$  em cada subprocesso do processo  $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$ .

### 6.4.2.1 Subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$

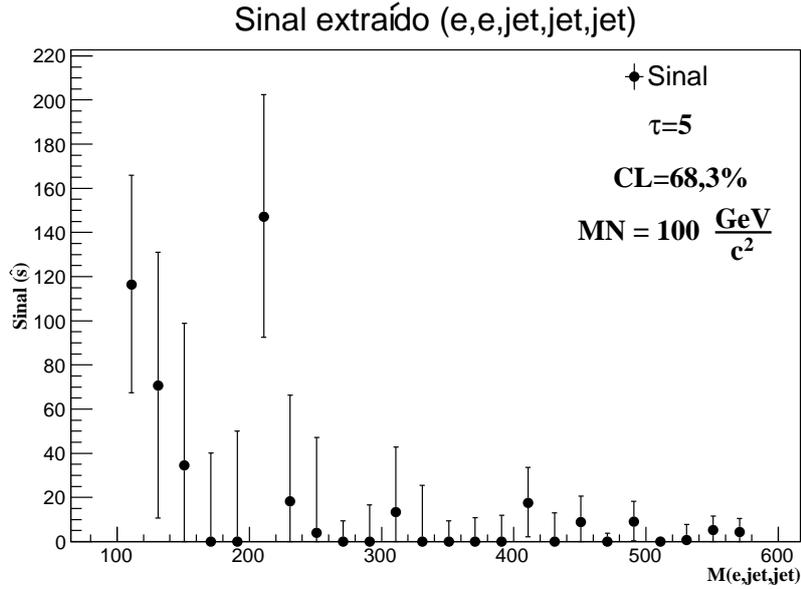


Figura 6.36: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$  para  $MN = 100\text{GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.36 deveria apresentar um pico próximo do valor de  $MN$ , mas devido ao pouco número de eventos, este fato não foi observado. A amplitude de máximo sinal próxima de 140 e o valor de amplitude de máximo sinal encontrado aqui, foi menor que no resultado obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ .

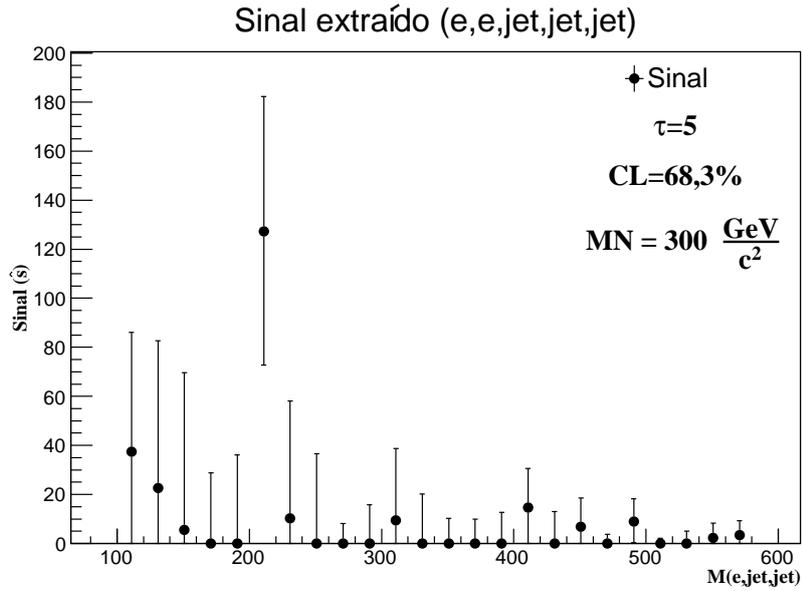


Figura 6.37: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$  para  $MN = 300 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

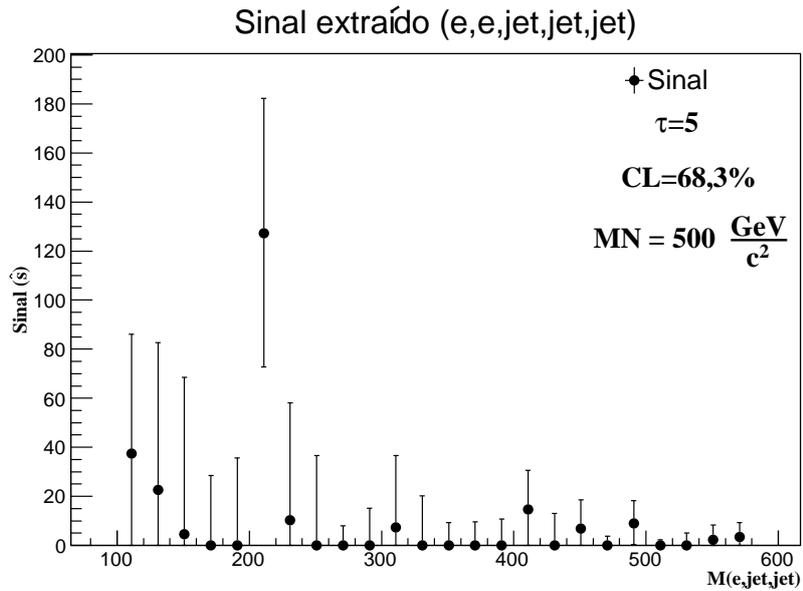


Figura 6.38: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$  para  $MN = 500 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

As Figuras 6.37 e 6.38 são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude de máximo sinal. As amplitudes de máximo sinal nestes casos superaram as amplitudes de máximo sinal do subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ .

Essas semelhanças informam que, no cenário onde se tem  $(300 < MN < 500) GeV/c^2$ , os pontos de sinal provavelmente são flutuações estatísticas do background. Tais semelhanças foram observadas em todos os subprocessos  $\ell, \ell, jet, jet, jet$ .

#### 6.4.2.2 Subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$

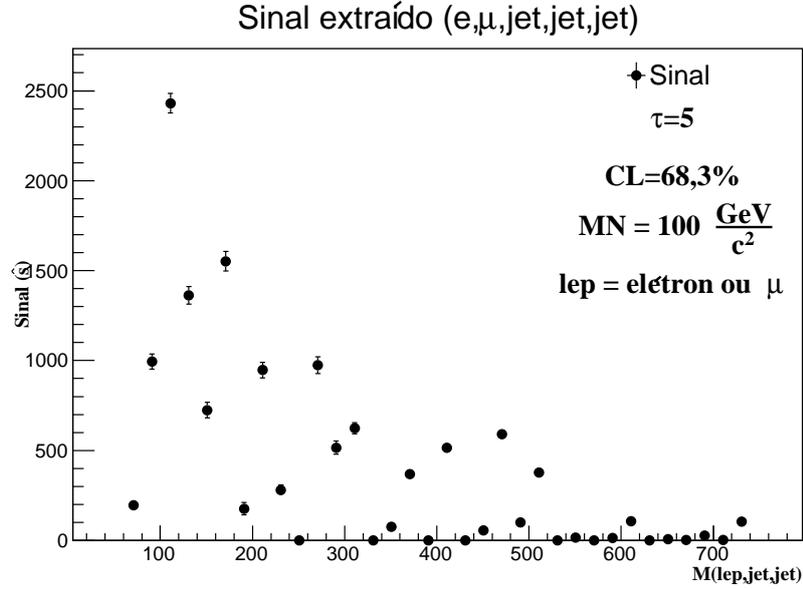


Figura 6.39: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$  para  $MN = 100 GeV/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.39 apresenta um pico próximo do valor de  $MN$  e uma amplitude de máximo sinal próxima de 2400. Neste subprocesso, por apresentar um número considerável de eventos, além dos erros estatísticos serem relativamente pequenos. Analisando a figura percebemos que a distribuição de sinal obtido se aproxima de uma distribuição do tipo Landau/Moyal. O valor de amplitude de máximo sinal encontrado aqui foi muito maior que no resultado obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ .

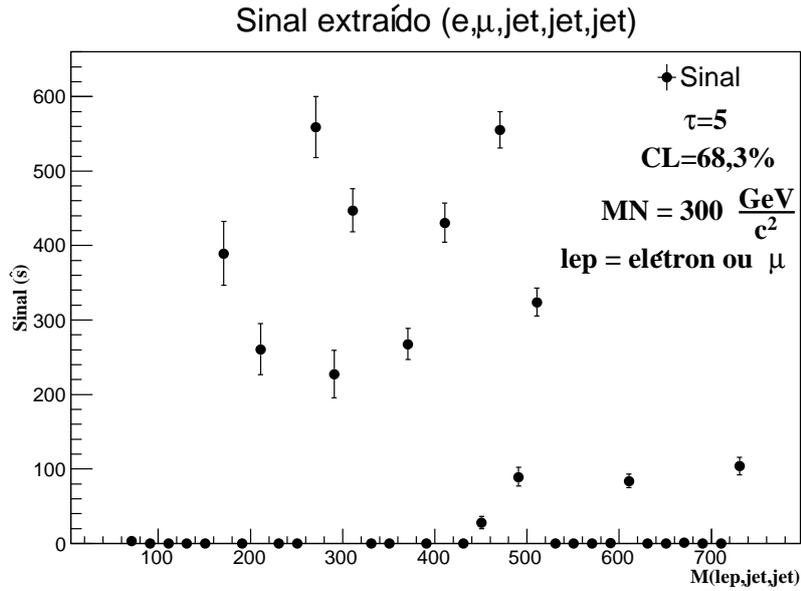


Figura 6.40: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$  para  $MN = 300 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

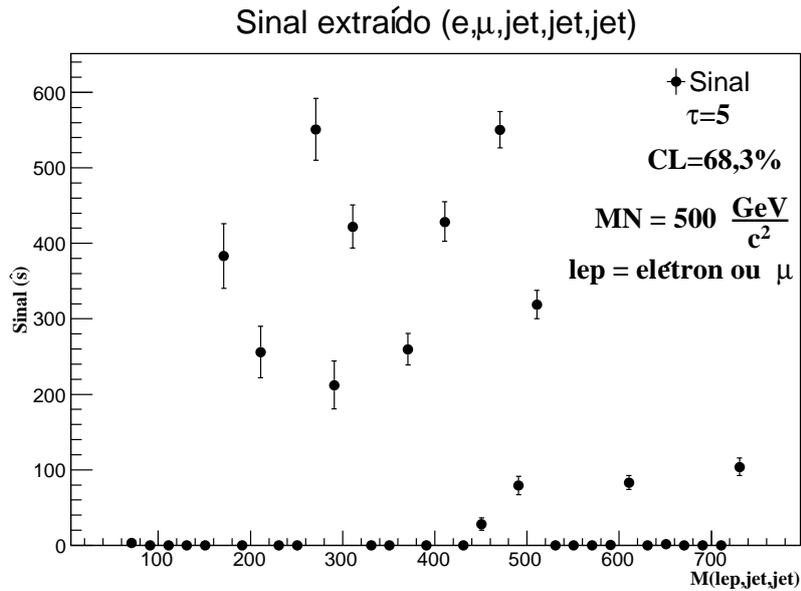


Figura 6.41: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$  para  $MN = 500 \text{ GeV}/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

As Figuras 6.40 e 6.41 são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude de máximo sinal. As amplitudes de máximo sinal nestes casos superaram as amplitudes de máximo sinal do subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$

### 6.4.2.3 Subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$

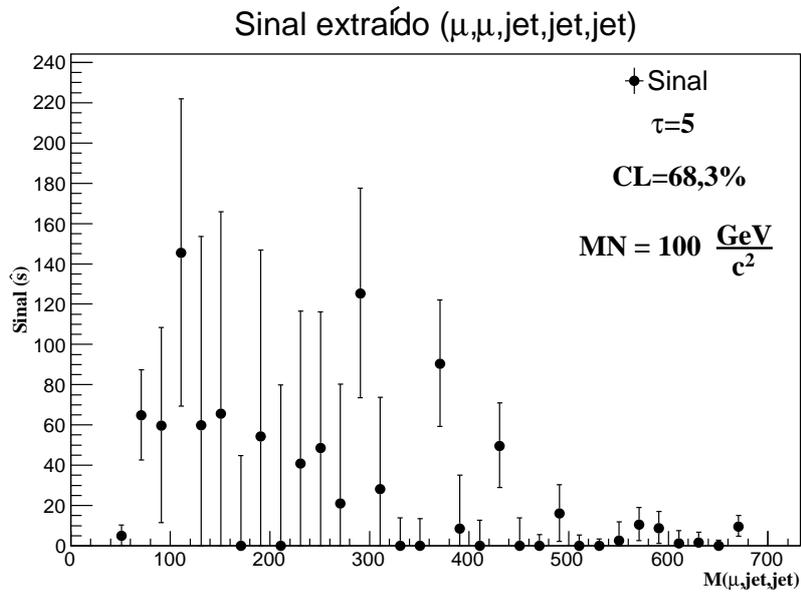


Figura 6.42: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$  para  $MN = 100 GeV/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.42 apresenta um pico próximo do valor de  $MN$  e uma amplitude de máximo sinal próxima de 150. O valor de amplitude de máximo sinal encontrado aqui, foi menor que no resultado obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$ .

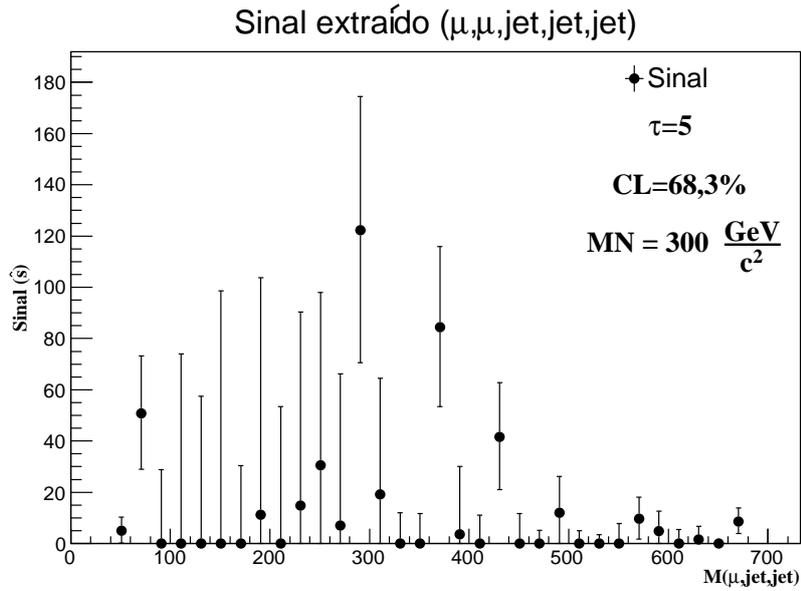


Figura 6.43: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$  para  $MN = 300 GeV/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

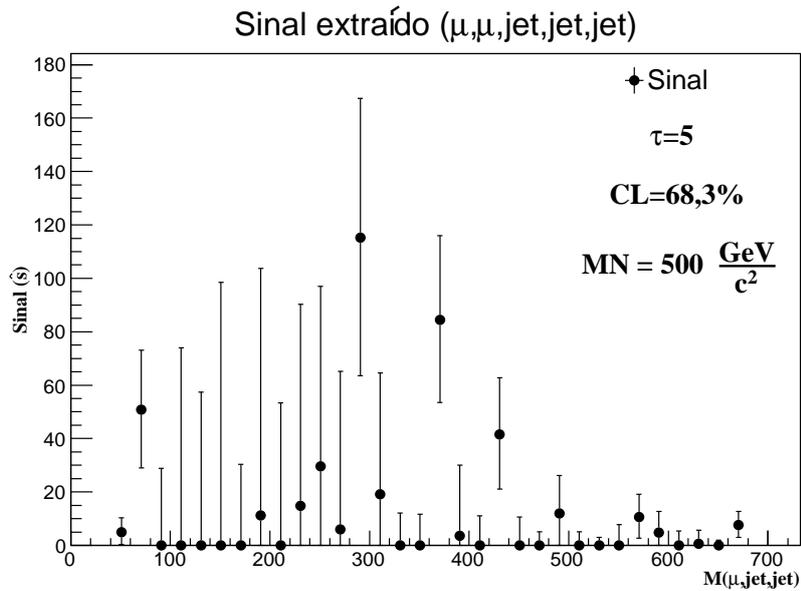


Figura 6.44: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$  para  $MN = 500 GeV/c^2$ , com  $CL = 68\%$ .

As Figuras 6.43 e 6.44 são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude de máximo sinal. As amplitudes de máximo sinal nestes casos superaram as amplitudes de máximo sinal do subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$

#### 6.4.2.4 Subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ do combinado $ee_{\mu\mu}$

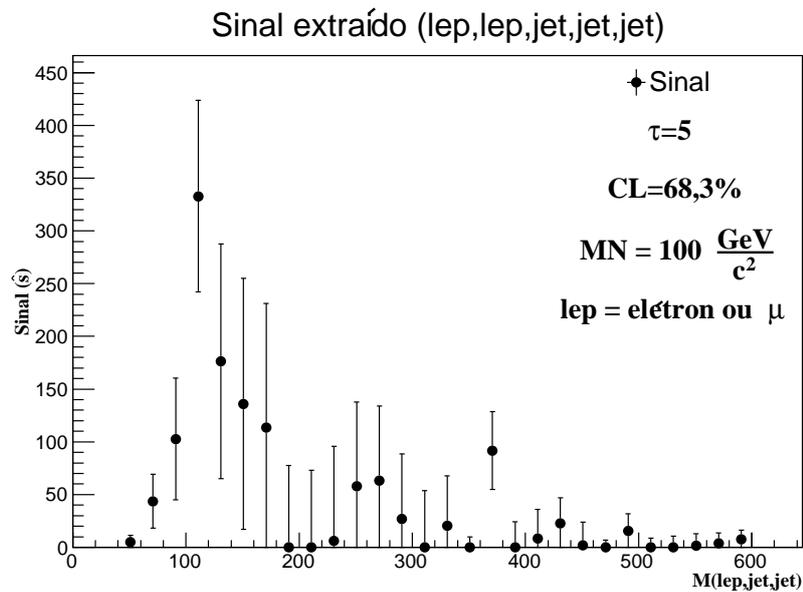


Figura 6.45: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, para  $MN = 100\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.45 apresenta um pico próximo do valor de  $MN$  e uma amplitude de máximo sinal próxima de 340. O valor de amplitude de máximo sinal encontrado aqui, foi maior que no resultado obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  do combinado  $ee_{\mu\mu}$ .

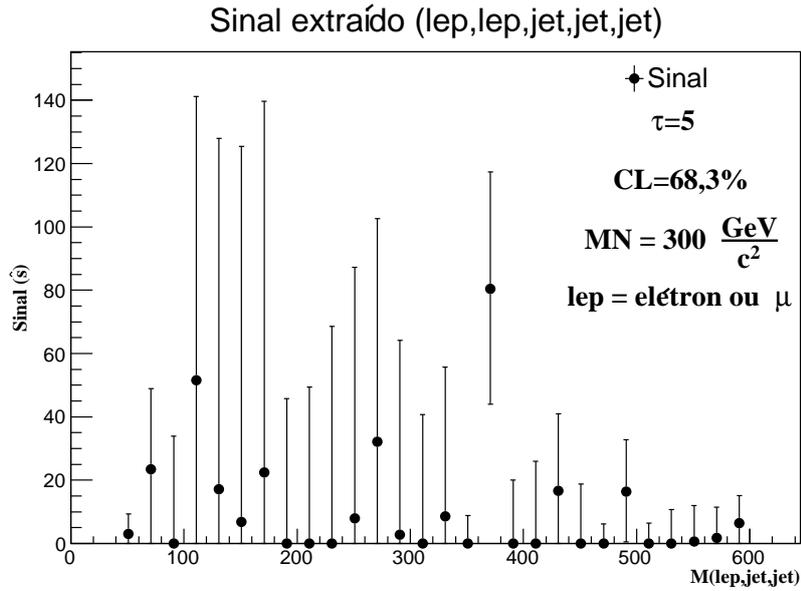


Figura 6.46: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, para  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

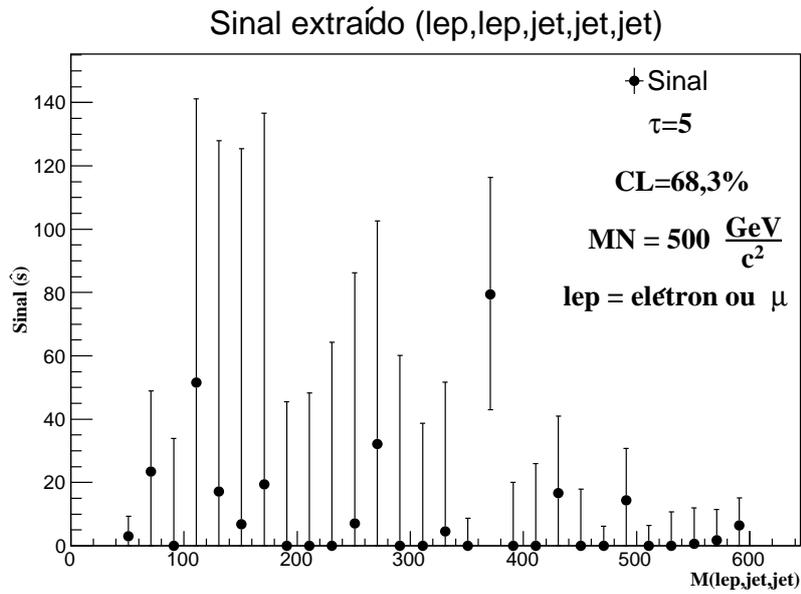


Figura 6.47: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon, para  $MN = 500\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

As Figuras 6.46 e 6.47 são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude

de máximo sinal. As amplitudes de máximo sinal nestes casos são inferiores as amplitudes de máximo sinal do subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  do combinado  $ee_{\mu\mu}$ .

#### 6.4.2.5 Subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ do combinado total

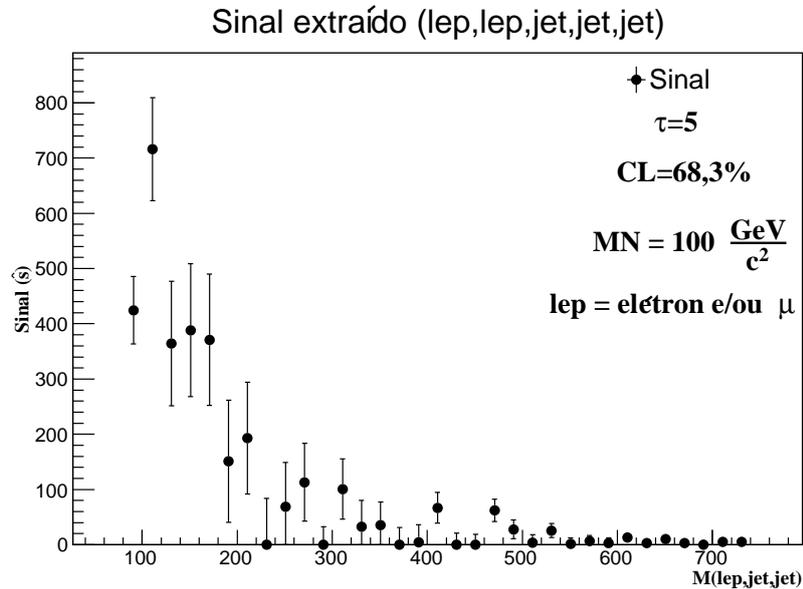


Figura 6.48: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado *total*, onde  $lep$  pode representar elétron e/ou múon, para  $MN = 100\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

A Figura 6.48 apresenta um pico próximo do valor de  $MN$  e uma amplitude de máximo sinal próxima de 710. O valor de amplitude de máximo sinal encontrado aqui, foi um pouco menor que no resultado obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  do combinado *total*.

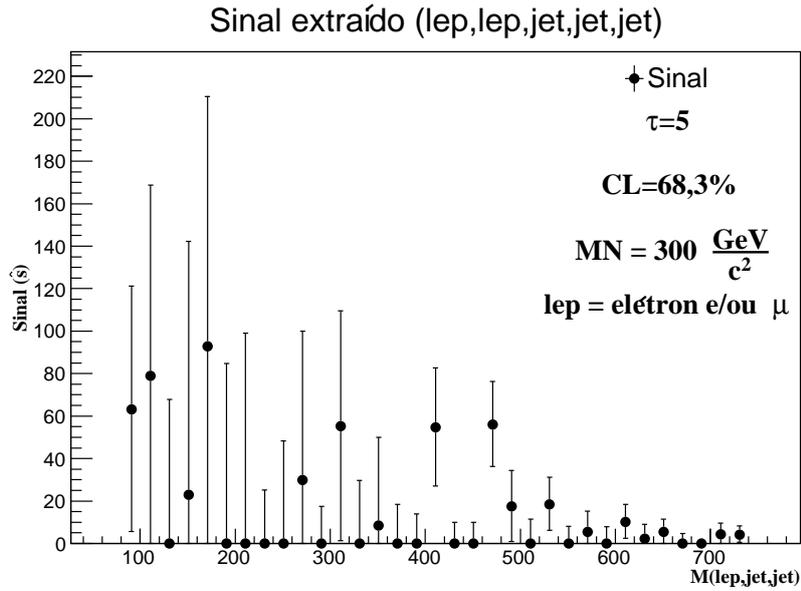


Figura 6.49: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado *total*, onde *lep* pode representar elétron e/ou múon, para  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

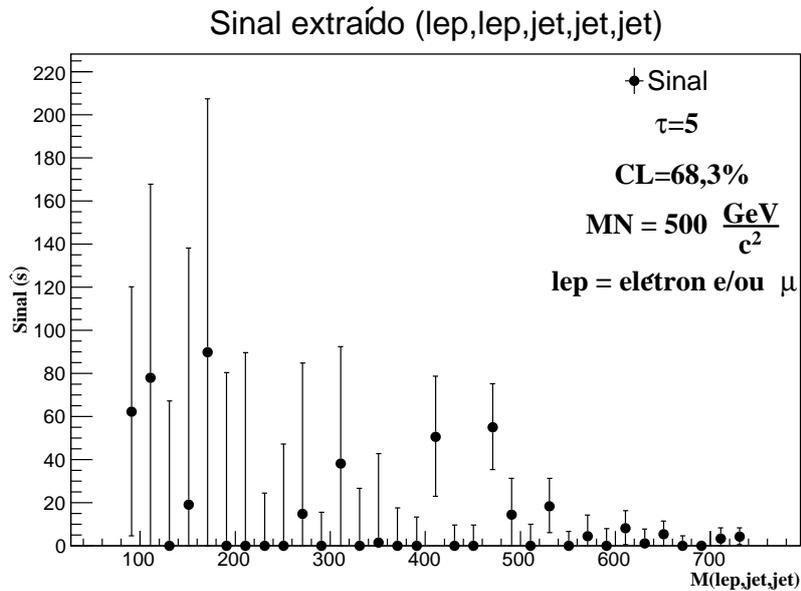


Figura 6.50: Gráfico do sinal obtido no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado *total*, onde *lep* pode representar elétron e/ou múon, para  $MN = 500\text{GeV}/c^2$  com  $CL = 68\%$ .

As Figuras 6.49 e 6.50 são bem parecidas em relação aos valores do pico e da amplitude

de máximo sinal. As amplitudes de máximo sinal nestes casos são inferiores as amplitudes de máximo sinal do subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  do combinado *total*.

## 6.5 Resultados Obtidos

Observando as Figuras 6.24, 6.33, 6.39 e 6.48, que apresentam um número significativo de eventos, percebemos que esses gráficos obedecem a uma distribuição do tipo Landau/Moyal. Então, assumimos que todas as distribuições de sinal extraído obedecem a essa distribuição.

As Figuras 6.21 até 6.50 mostram os pontos de sinal distribuídos em um certo intervalo de massa invariante. Fez-se uma “soma” dos pontos de sinal de uma determinada faixa de massa invariante para obter o número total de eventos extraídos  $\widehat{s}_{total}$ .

Para “somar” e estimar  $\widehat{s}_{total}$  e seus erros assimétricos  $\widehat{s}_{-total}$  e  $\widehat{s}_{+total}$ , ajustamos uma curva tipo Landau/Moyal em nossas distribuições de pontos de sinal e encontramos os parâmetros *Amplitude*, *Máximo* e *Largura* que melhor ajusta os pontos de sinal. O Apêndice A também traz detalhes sobre a função Moyal, o método de minimização e o cálculo do número total de eventos extraídos e seus erros com  $CL = 95\%$ .

A seguir são apresentados os resultados finais do número total de eventos extraídos. Estes resultados estão organizados por processos e respeitando a violação do número leptônico

### 6.5.1 Processo $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$

Nessa subseção apresentaremos os resultados obtidos do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$ , com  $CL = 95\%$ , em cada subprocesso do processo  $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$ .

#### 6.5.1.1 Subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet : \Delta L_e = 2$

A Tabela 6.5 mostra os valores obtidos do número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.51 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.5.

Tabela 6.5: Número de sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  para o subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$

$MN$	$\widehat{s}_{total}$	$\widehat{s}_{-total}$	$\widehat{s}_{+total}$
100	8083	2390	2884
150	4394	3032	3244
200	868	117	868
250	719	625	636
300	947	72	947
350	917	842	845
400	849	821	877
450	839	811	865
500	839	811	865

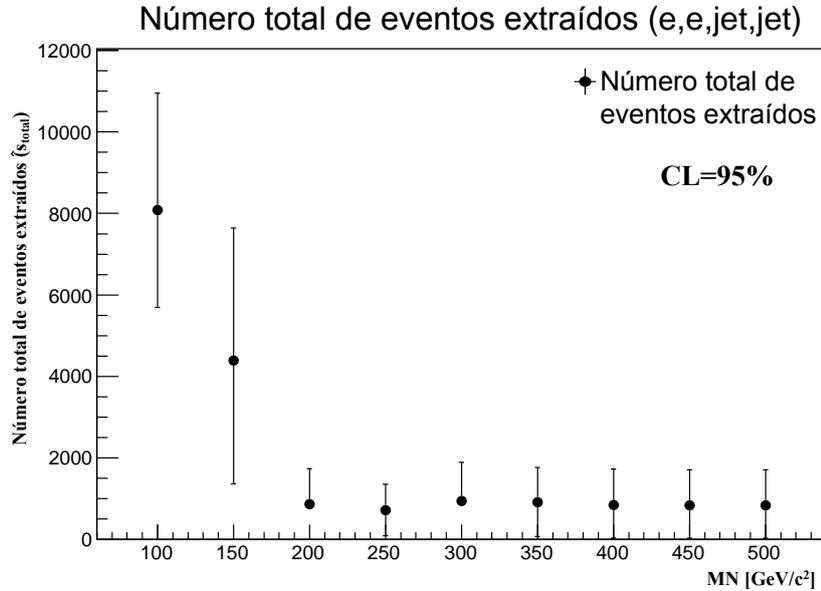


Figura 6.51: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet$ .

### 6.5.1.2 Subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ : $\Delta L_e = 1$ e $\Delta L_\mu = 1$

A Tabela 6.6 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.52 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.6.

Tabela 6.6: número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  para o subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$

$MN$	$\hat{s}_{total}$	$\hat{s}_{-total}$	$\hat{s}_{+total}$
100	33623	351	443
150	30337	30337	280
200	9073	9073	952
250	2262	389	706
300	931	931	918
350	458	207	458
400	606	606	1065
450	490	490	1022
500	418	418	895

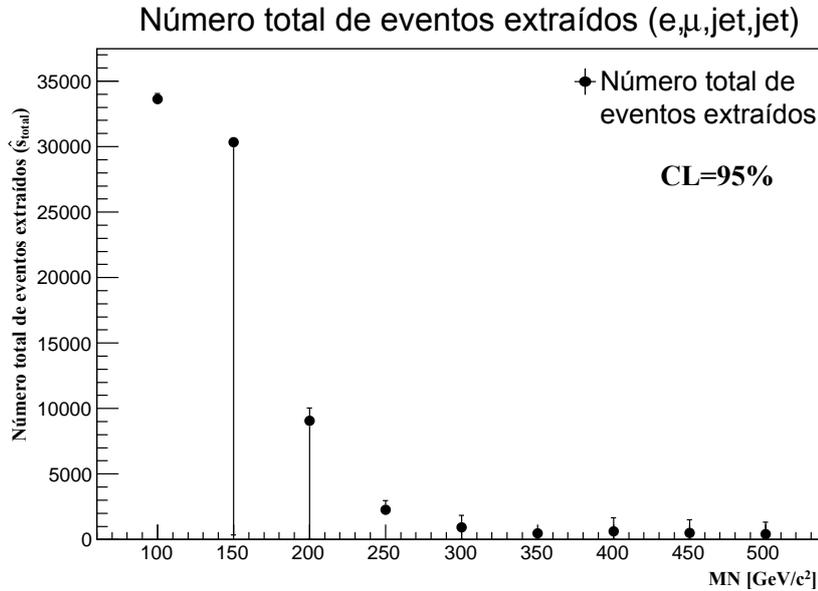


Figura 6.52: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$ .

### 6.5.1.3 Subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet : \Delta L_\mu = 2$

A Tabela 6.7 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.53 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.7.

Tabela 6.7: número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  para o subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$

$MN$	$\widehat{s}_{total}$	$\widehat{s}_{-total}$	$\widehat{s}_{+total}$
100	16511	8104	11614
150	8054	8054	10601
200	6037	6037	8487
250	2022	2022	2577
300	824	824	1139
350	800	800	1246
400	800	800	1141
450	806	806	1157
500	806	806	1157

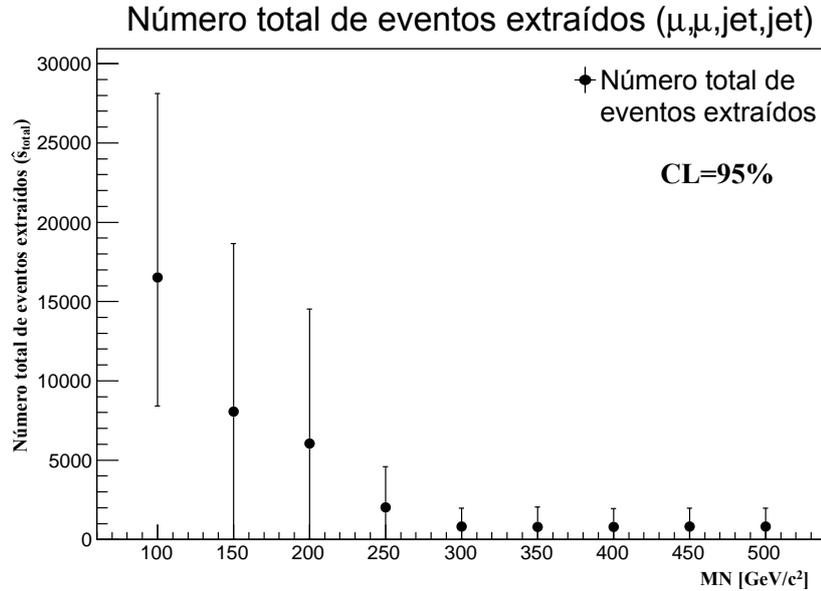


Figura 6.53: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$ .

#### 6.5.1.4 Subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ do combinado $ee_{\mu\mu} : \Delta L = 2$

A Tabela 6.8 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.54 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.8.

Tabela 6.8: número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon.

$MN$	$\widehat{S}_{total}$	$\widehat{S}_{-total}$	$\widehat{S}_{+total}$
100	22345	14004	3238
150	12731	2021	23397
200	6499	4159	4225
250	5465	3260	5561
300	5201	5201	5638
350	4603	3512	6146
400	4513	3575	6326
450	4513	3575	6326
500	4513	3575	6326

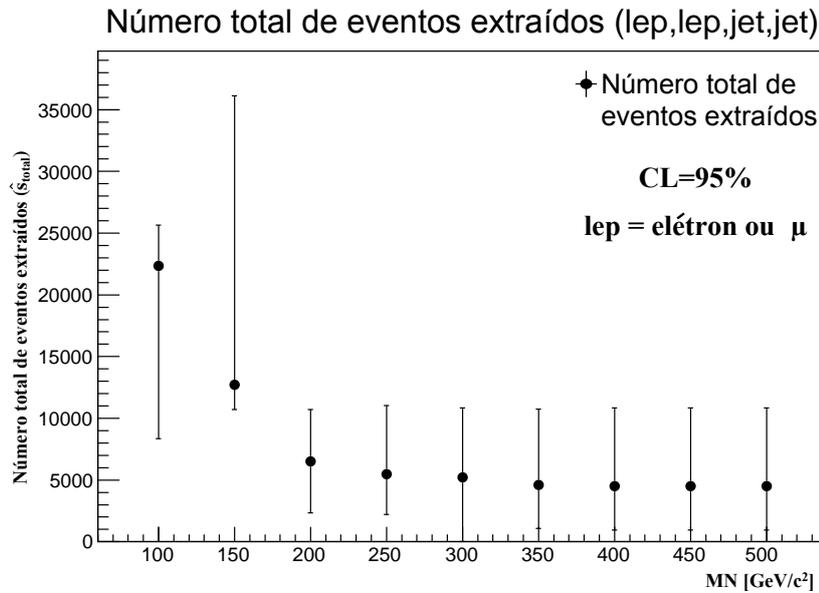


Figura 6.54: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon.

### 6.5.1.5 Subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$ do combinado total : $\Delta L = 2$ e $\Delta L = 1$

A Tabela 6.9 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.55 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.9.

Tabela 6.9: número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado *total*, onde  $lep$  pode representar elétron e/ou múon.

$MN$	$\widehat{S}_{total}$	$\widehat{S}_{-total}$	$\widehat{S}_{+total}$
100	55811	3911	3911
150	39722	22090	2812
200	11523	8298	6255
250	4115	4115	5271
300	2427	2427	3202
350	829	829	1346
400	829	829	1388
450	807	807	1355
500	807	807	1339

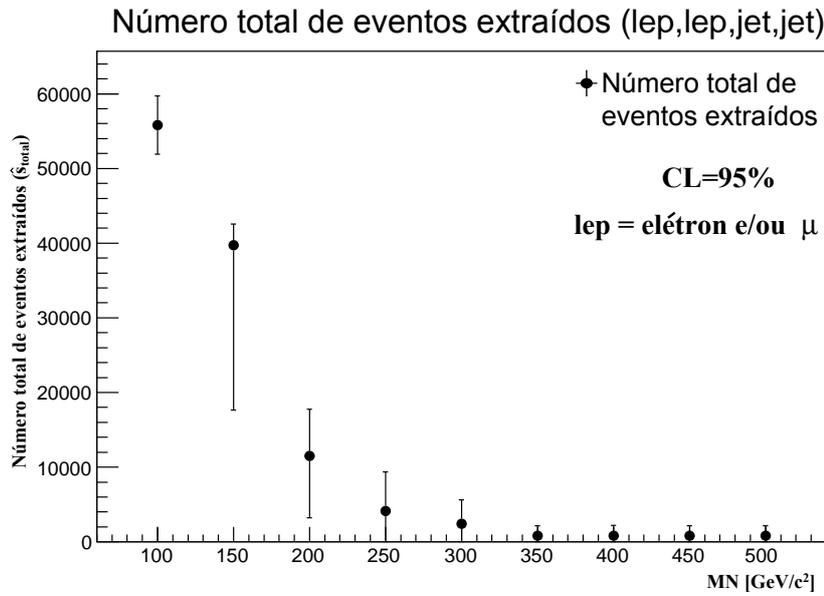


Figura 6.55: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet$  combinado *total*, onde  $lep$  pode representar elétron e/ou múon.

### 6.5.2 Processo $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$

Nessa subseção apresentaremos os resultados obtidos do sinal total extraído em função da massa  $MN$ , com  $CL = 95\%$ , em cada subprocesso do processo  $p, p \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$ .

### 6.5.2.1 Subprocesso $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet : \Delta L_e = 2$

A Tabela 6.10 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.56 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.10.

Tabela 6.10: Número de sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  para o subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$

$MN$	$\widehat{s}_{total}$	$\widehat{s}_{-total}$	$\widehat{s}_{+total}$
100	2612	1368	1389
150	3375	3375	5476
200	1244	1244	2237
250	1395	1395	2510
300	1332	1332	2462
350	1340	1340	2473
400	1481	1481	2733
450	1431	1431	2642
500	1430	1430	2644

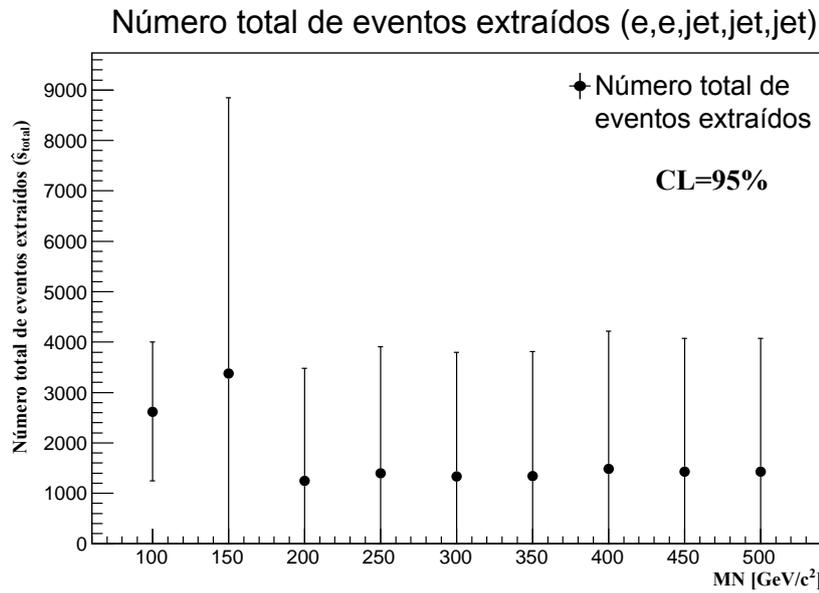


Figura 6.56: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$ .

### 6.5.2.2 Subprocesso $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ : $\Delta L_e = 1$ e $\Delta L_\mu = 1$

A Tabela 6.11 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.57 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.11.

Tabela 6.11: número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  para o subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$

$MN$	$\widehat{s}_{total}$	$\widehat{s}_{-total}$	$\widehat{s}_{+total}$
100	40979	1807	60543
150	21507	5113	21507
200	6562	1095	6562
250	5495	994	5495
300	5876	1638	5876
350	5689	1436	5689
400	5189	974	5189
450	5189	974	5189
500	5189	974	5189

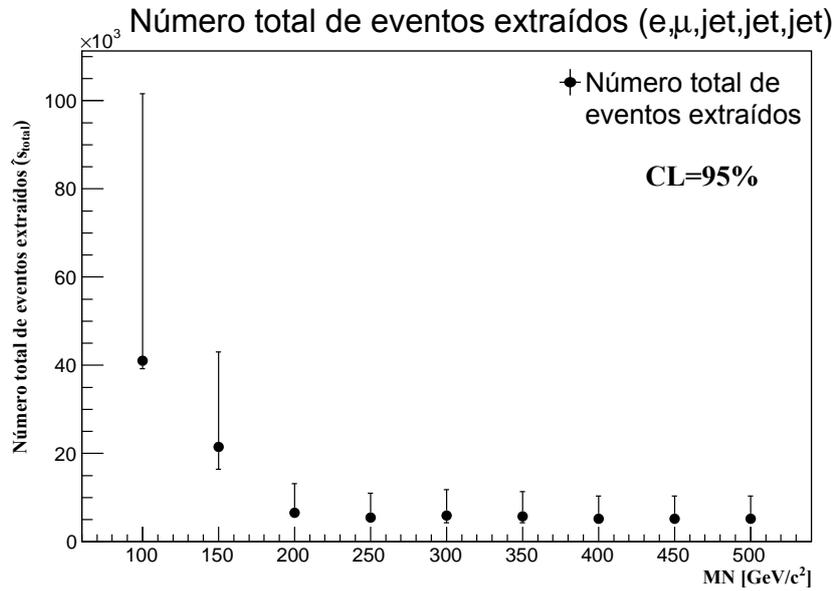


Figura 6.57: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$ .

### 6.5.2.3 Subprocesso $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ : $\Delta L_\mu = 2$

A Tabela 6.12 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.58 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.12.

Tabela 6.12: número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  para o subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$

$MN$	$\widehat{s}_{total}$	$\widehat{s}_{-total}$	$\widehat{s}_{+total}$
100	7615	2843	6165
150	5033	5033	3447
200	3657	2172	2172
250	3527	1866	484
300	3927	332	3927
350	2180	1419	1221
400	911	6	2966
450	987	57	3170
500	987	57	3170

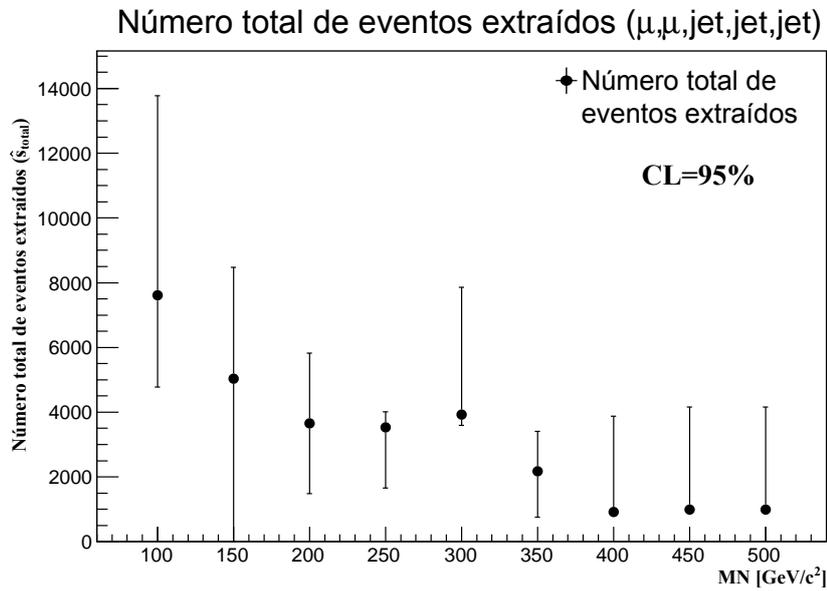


Figura 6.58: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$ .

### 6.5.2.4 Subprocesso $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$ do combinado $ee_{\mu\mu} : \Delta L = 2$

A Tabela 6.13 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.59 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.13.

Tabela 6.13: número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon.

$MN$	$\hat{s}_{total}$	$\hat{s}_{-total}$	$\hat{s}_{+total}$
100	19848	16146	11910
150	11376	11376	30467
200	1777	1777	3439
250	2016	2016	4874
300	1301	1301	4021
350	456	456	1414
400	457	457	2101
450	456	456	1433
500	456	456	1433

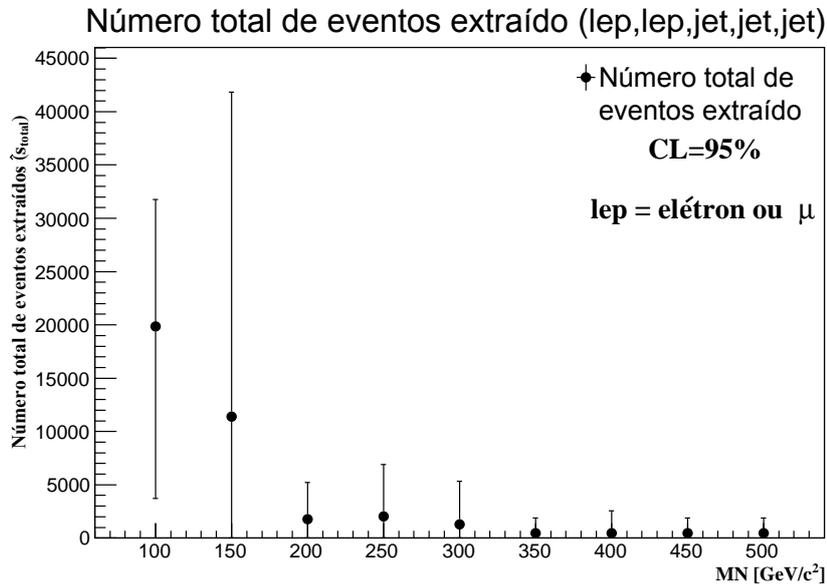


Figura 6.59: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado  $ee_{\mu\mu}$ , onde  $lep$  pode representar elétron ou múon.

**6.5.2.5 Subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  do combinado  $total$  :  $\Delta L = 2$  e  $\Delta L = 1$**

A Tabela 6.14 mostra os valores obtidos do sinal total extraído e seus erros associados em função da massa  $MN$  e a Figura 6.60 mostra um gráfico construído a partir da Tabela 6.14.

Tabela 6.14: número total de eventos extraídos e seus erros associados em função da massa  $MN$  no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado  $total$ , onde  $lep$  pode representar elétron e/ou múon.

$MN$	$\widehat{s}_{total}$	$\widehat{s}_{-total}$	$\widehat{s}_{+total}$
100	46357	4624	46357
150	33088	4565	2961
200	1683	767	814
250	1571	764	710
300	774	774	1079
350	554	554	1073
400	535	535	1077
450	524	524	1065
500	538	538	1072

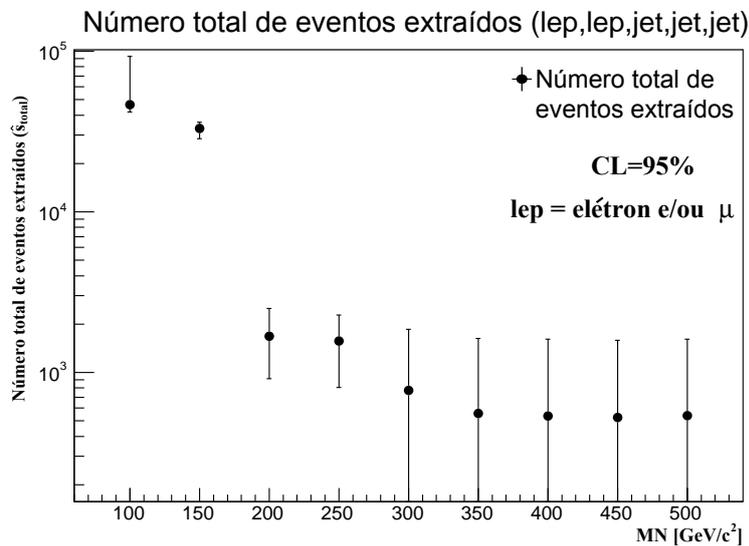


Figura 6.60: Gráfico do número total de eventos extraídos em função da massa  $MN$  com  $CL = 95\%$  no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  combinado  $total$ , onde  $lep$  pode representar elétron e/ou múon.

### 6.5.3 Análise dos Resultados Obtidos

As nossas Tabelas (6.5 - 6.14) e nossas Figuras (6.51-6.60) nos informam que, para cada massa  $MN$ , existe 95% de probabilidade do número total de eventos extraídos estarem entre os valores de  $(\widehat{s}_{total} - \widehat{s}_{-total})$  e  $\widehat{s}_{total}$ . Nos casos onde os valores  $\widehat{s}_{total}$  e  $\widehat{s}_{-total}$  são iguais, existe 95% de probabilidade do número total de eventos extraídos estarem entre os valores de 0 e  $\widehat{s}_{total}$ . Então, definimos nosso limite superior, sendo a massa  $MN$  mais alta, em cada subprocesso, onde o “zero” eventos **não** está incluído.

Estes limites superiores informam que, para cada subprocesso estudado, usando a  $ECM = 14\text{TeV}$ , com a luminosidade integrada  $\mathcal{L} = 1000\text{fb}^{-1}$  e com os valores de acoplamento  $|V_{eN}| = 0.055$ ,  $|V_{\mu N}| = 0.0565$  e  $|V_{\tau N}| = 0.0775$ , o ATLAS se mostrará sensível para massas até este limite superior.

Por exemplo, no subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  do combinado *total*, observando a Tabela 6.14, percebemos que a partir da massa  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  os valores de  $\widehat{s}_{total}$  e  $\widehat{s}_{-total}$  são iguais, ou seja, o “zero” eventos está incluído. Então, nosso limite para esse subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  do combinado *total* é  $MN = 250\text{GeV}/c^2$ .

Com isso, estimamos que, para este subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  do combinado *total*, o ATLAS se mostrará sensível para massas  $MN$  até  $250\text{GeV}/c^2$ , em outras palavras, caso o neutrino pesado de Majorana exista e tenha massa de até  $250\text{GeV}/c^2$ , ele poderá ser detectado por meio do subprocesso  $p, p \rightarrow lep, lep, jet, jet, jet$  do combinado *total*.

A Tabela 6.15 mostra os limites superiores encontrados em cada subprocesso.

Tabela 6.15: Comparação entre os limites superiores de massa do neutrino pesado de Majorana encontrado em cada subprocesso.

Subprocessos	Limite em MN [ $\text{GeV}/c^2$ ]
$p, p \rightarrow e, e, jet, jet$	500
$p, p \rightarrow e, e, jet, jet, jet$	100
$p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet$	350
$p, p \rightarrow e, \mu, jet, jet, jet$	500
$p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet$	100
$p, p \rightarrow \mu, \mu, jet, jet, jet$	500
Combinado $ee_{\mu\mu, jet, jet}$	500
Combinado $ee_{\mu\mu, jet, jet, jet}$	100
Combinado <i>total, jet, jet</i>	200
Combinado <i>total, jet, jet, jet</i>	250

De imediato percebemos que a massa  $MN = 100\text{GeV}/c^2$  é viabilizada em todos os subprocessos.

Nos subprocessos  $(e, e, jet, jet, jet)$ ,  $(\mu, \mu, jet, jet)$  e no combinado  $(ee\_ \mu\mu, jet, jet, jet)$  são viabilizadas as massas até  $MN = 150\text{GeV}/c^2$ . No subprocesso combinado  $(total, jet, jet)$  massas até  $MN = 250\text{GeV}/c^2$  são viabilizadas, no subprocesso combinado  $(total, jet, jet, jet)$  massas até  $MN = 300\text{GeV}/c^2$  também são viabilizadas. No subprocesso  $(e, \mu, jet, jet)$  são viabilizadas as massas de  $MN = 100\text{GeV}/c^2$  e  $(250 \leq MN \leq 350)\text{GeV}/c^2$ . Nos demais subprocessos todas massa  $MN$  são viabilizadas. Vale ainda ressaltar que o máximo de sinal ocorre nos subprocessos combinados *total*, como era de se esperar.

Com os dados obtidos pela colaboração ATLAS até o presente momento, dificilmente os valores de acoplamento entre o neutrino pesado de Majorana e os léptons, usados nessa dissertação, serão alcançados.

# Capítulo 7

## Conclusões

Neste trabalho, foi feita uma estimativa no limite superior da massa na produção do neutrino pesado de Majorana em duas reações distintas. Os estudos foram realizados por meio de simulações rápidas do detector ATLAS, o qual foi avaliado com  $ECM = 14TeV$ , luminosidade integrada igual a  $1000fb^{-1}$  e acoplamentos fixos, entre o neutrino pesado de Majorana e os léptons, mais restritivo. Para realizar essas estimativas, analisamos duas reações: (i)  $pp \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet$  e (ii)  $pp \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm, jet, jet, jet$ . A produção (i) foi estudada pelas colaborações ATLAS e CMS e a produção (ii) foi proposta nesse trabalho por apresentar um background menor. O objetivo era estimar limites superiores na massa do neutrino pesado de Majorana com nível de confiança de 95%.

Os resultados que obtivemos nessa pesquisa são mostrados nas Tabelas (6.5 - 6.14) e nas Figuras (6.51-6.60). Analisando essas Tabelas e essas Figuras conseguimos estimar e comparar os limites superiores na massa do neutrino pesado de Majorana. Essa comparação está na Tabela 6.15.

- Em subprocessos com dois elétrons no estado final, o processo  $e, e, jet, jet$  apresentou um limite de massa superior ao processo  $e, e, jet, jet, jet$ .
- Em subprocessos com um elétron e um múon no estado final, o processo  $e, \mu, jet, jet, jet$  apresentou um limite de massa superior ao processo  $e, e, jet, jet$ .
- Em subprocessos com dois múons no estado final, o processo  $\mu, \mu, jet, jet, jet$  apresentou um limite de massa superior ao processo  $\mu, \mu, jet, jet$ .
- Em subprocessos combinado  $ee_{\mu\mu}$ , o processo  $lep, lep, jet, jet$  apresentou um limite de massa superior ao processo  $lep, lep, jet, jet, jet$ .
- Em subprocessos combinado  $total$ , o processo  $lep, lep, jet, jet, jet$  apresentou um limite de massa superior ao processo  $lep, lep, jet, jet$ .

Devido ao pequeno número de eventos em processos com dois elétrons no estado e em

processos com dois múons no estado final, não eram esperados limites de massas tão altos como foi encontrado.

Para se fazer um resultado mais restritivo, pode-se fazer a análise da produção  $pp \rightarrow \ell^\pm, \ell^\pm + jets$ , sem especificar a quantidade de jatos no estado final. Isso faz com que a seção de choque e o número de eventos na produção aumente significativamente.

Em relação à função de minimização, pode-se otimizar o algoritmo a fim de melhorar a qualidade do ajuste da curva deixando  $r^2 = \chi^2/NDF$ , onde  $NDF$  é o número de graus de liberdade, mais próximo de 1. Isto pode ser feito estabelecendo um intervalo de valores que os parâmetros podem assumir. As análises aqui apresentadas mostraram a viabilidade de se continuar investindo neste estudos para obter um resultado simulado cada vez mais restrito.

# Apêndice A

## Método Estatístico

Na física de partículas, onde os físicos experimentais têm frequentemente que lidar com a experiência de contagem com poucos conjuntos de dados de eventos, os métodos de mínimos quadrados dão resultados não aceitáveis, uma vez que as distribuições não são gaussianas.

A partir do conceito do método profile likelihood podemos encontrar uma função  $\chi^2$  para uma amostra de sinal e background. Essa função  $\chi^2$  mostra uma convergência mais rápida, com menos eventos, para o valor “verdadeiro” até mesmo quando o conteúdo do bin é baixo ou vazio e também quando a relação entre sinal e background é pequena.

Pode-se usar o método profile likelihood para extrair os eventos de sinal em uma distribuição, quando se tem conhecimento sobre a distribuição de background. Isto é equivalente a subtrair o histograma de background do histograma de dados simulados (sinal + background) para explicitar se existe um excesso de eventos de sinal em determinada região do histograma.

### A.1 Profile likelihood

No nosso caso, os sinais e os backgrounds se comportam como uma distribuição de Landau/Moyal. Durante as simulações são obtidos o número de dados simulados, que é a soma entre os eventos de sinal e os eventos de background associado a um bin do histograma, e o número de eventos de background associado a um bin do histograma multiplicado por um fator  $\tau$ . Esse fator  $\tau$  é uma razão entre background e sinal, e sempre  $\tau > 0$ . A função de probabilidade que descreve esse processo é

$$L(s, b, k, m, \tau) \propto (s + b)^k e^{-(s+b)} (\tau b)^m e^{-\tau b} \quad (\text{A.1})$$

onde  $s + b$  e  $b$  estão relacionados com as distribuições de dados simulados e background respectivamente,  $k$  é o número de eventos de dados simulados e  $m$  é o número de eventos de background multiplicado pelo fator  $\tau$ .

Estamos interessados em eliminar o background  $b$  e assim ter a distribuição de probabilidade apenas em função do sinal  $s$ . Para fazer isso, precisamos encontrar um parâmetro de background  $\hat{b}$  que maximize a função de probabilidade (A.1), a deixando apenas em função do sinal  $s$ . Faremos isso derivando o logaritmo da equação (A.1), igualando a zero e substituindo  $b$  por  $\hat{b}$ . Podemos tomar o logaritmo da equação pois, simplifica para fazer a derivada e não deslocamos o máximo da função.

$$\frac{\partial}{\partial b} \log L(s, b, k, m, \tau) \Big|_{b=\hat{b}} = 0 \quad (\text{A.2})$$

Resolvendo a equação acima, e assumindo  $b \geq 0$  temos que

$$\hat{b}(s) = \left( \frac{k + m - (1 - \tau)s + \Delta(s)}{2(1 + \tau)} \right) \quad (\text{A.3})$$

onde

$$\Delta(s) = \sqrt{[k + m - (1 - \tau)s]^2 + 4m(1 + \tau)s} \geq 0 \quad (\text{A.4})$$

Substituindo a equação (A.3) na equação (A.1) teremos a profile likelihood  $L_P(s, k, m, \tau)$  que é independente da distribuição de background  $b$ .

$$L_P(s, k, m, \tau) \propto (s + \hat{b}(s))^k e^{-(s + \hat{b}(s))} (\tau \hat{b}(s))^m e^{-\tau \hat{b}(s)} \quad (\text{A.5})$$

Agora podemos encontrar uma parâmetro  $\hat{s}$  que maximiza a função profile likelihood (A.5),

$$\frac{\partial}{\partial s} \log L_P(s, k, m, \tau) \Big|_{s=\hat{s}} = 0 \quad (\text{A.6})$$

Resolvendo a equação acima temos uma solução simples do tipo

$$\hat{s} = \max \left( 0, k - \frac{m}{\tau} \right) \quad (\text{A.7})$$

onde  $\hat{s}$  é chamado de profile likelihood estimator de  $s$ .

## A.2 Função $\chi^2$ para sinal e background

Para construir nossa função  $\chi^2$ , precisamos definir uma razão máxima da profile likelihood como

$$\lambda_p = \frac{L_P(s, k, \tau)}{L_P(\hat{s}, k, \tau)} \quad (\text{A.8})$$

onde no denominador temos a máxima profile likelihood, que ocorre quando  $s = \hat{s}$ . De acordo com o teorema da máxima razão likelihood [68] podemos construir nossa função  $\chi^2$  como

$$\chi_p^2 \approx -2 \log \lambda_p \quad (\text{A.9})$$

De uma maneira simplificada a função  $\chi^2$  fica,

$$\chi_p^2 = 2 \left\{ (s - \hat{s}) + (\tau + 1) [\hat{b}(s) - \hat{b}(\hat{s})] + k \ln \left[ \frac{\hat{s} + \hat{b}(\hat{s})}{s + \hat{b}(s)} \right] + m \ln \left[ \frac{\hat{b}(\hat{s})}{\hat{b}(s)} \right] \right\} \quad (\text{A.10})$$

onde  $\hat{s}$  e  $\hat{b}(s)$  são dado pelas equações (A.7 e A.3).

Para estimar o valor da constante  $\tau$ , podemos analisar como a função  $\chi^2$  varia com  $\tau$  para  $k$  e  $m$  fixos. O gráfico abaixo mostra essa dependência quando  $k = 40$  e  $\frac{m}{\tau} = 10$ .

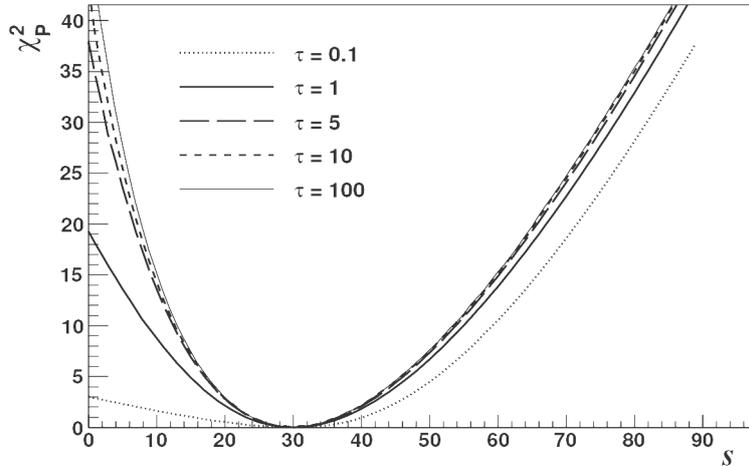


Figura A.1: A função  $\chi^2$  em função do sinal  $s$  para diferentes valores de  $\tau$  para  $k = 40$  e  $\frac{m}{\tau} = 10$ .

Notamos que não há grandes diferenças entre  $\tau = 5$  e  $\tau \rightarrow \infty$ . Isso significa que é suficiente considerar  $\tau \approx 5$  e fazer  $\tau \gg 5$  é um desperdício de tempo computacional.

Os erros,  $s_{min}$  e  $s_{max}$ , associados a medida  $\hat{s}$  são assimétricos e encontrados resolvendo

o seguinte sistema de equações,

$$\begin{cases} \chi_P^2(s_{min}) = \chi_P^2(\hat{s}) + \alpha \\ \chi_P^2(s_{max}) = \chi_P^2(\hat{s}) + \alpha \\ 0 \leq s_{min} < s_{max} \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

onde  $\alpha$  é o “confidence level” escolhido, ou seja, 68,3% ( $\alpha = 1$ ) ou 95% ( $\alpha = 2$ ) ou 99,7% ( $\alpha = 3$ ).

O ponto  $\hat{s}$  dado pela equação (A.7) e seus erros associados, dado pelo sistema de equações (A.11), pode ser resolvido no software MAPLE e por fim, temos como resultado para cada bin do histograma, o valor do sinal extraído ( $\hat{s}$ ) juntamente com seus erros  $s_{min}$  e  $s_{max}$ . A Figura A.2 mostra um exemplo de sinal extraído  $\hat{s}$  juntamente com seus erros  $s_{min}$  e  $s_{max}$ .

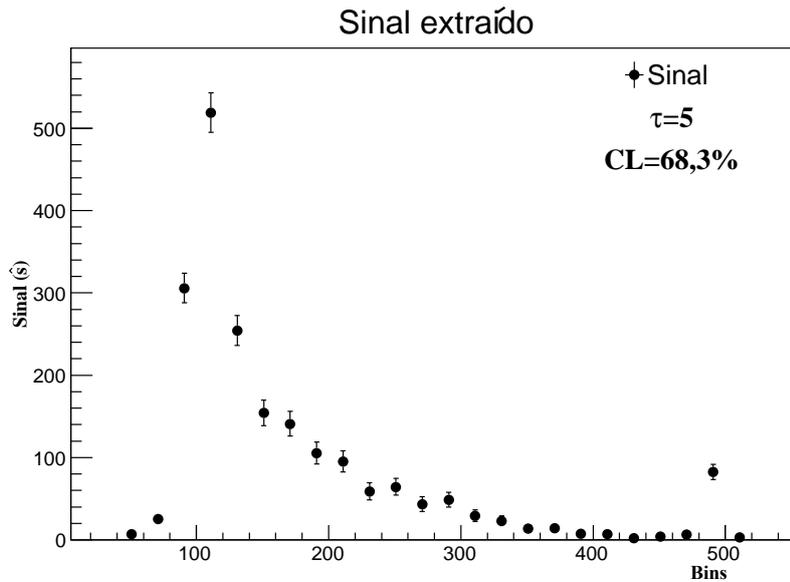


Figura A.2: Exemplo de sinal extraído juntamente com seus erros estatísticos.

### A.3 Função Moyal e o método de minimização

A distribuição Moyal foi proposta por J. E. Moyal (1955) como uma aproximação para a distribuição de Landau. Tal distribuição tem como característica um crescimento rápido, um pico estreito e bem definido, com um decaimento lento. Essa função de distribuição é

escrita na forma[69]

$$f(x) = A_0 \left\{ \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - A_1}{A_2} \right)^2 \right] - \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - A_1}{A_2} \right)^2 \right] \right\} \quad (\text{A.12})$$

onde  $A_0$  (Amplitude),  $A_1$  (Máximo) e  $A_2$  (Largura) são os parâmetros a serem ajustados e  $x$  é a variável da distribuição.

Para encontrar o número total de sinal extraído, primeiramente devemos trocar a variável  $s$  da função de minimização  $\chi^2$  descrita na equação(A.10) pela função de distribuição desejada, ficando

$$\begin{aligned} \chi_P^2 = & 2 \left\{ (f(x_i, \vec{\theta}) - \hat{s}) + (\tau + 1) \left[ \hat{b}(f(x_i, \vec{\theta})) - \hat{b}(\hat{s}) \right] \right\} \\ & + 2 \left\{ k \ln \left[ \frac{\hat{s} + \hat{b}(\hat{s})}{f(x_i, \vec{\theta}) + \hat{b}(f(x_i, \vec{\theta}))} \right] + m \ln \left[ \frac{\hat{b}(\hat{s})}{\hat{b}(f(x_i, \vec{\theta}))} \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

onde  $x_i$  é a posição do bin onde se localiza o ponto de sinal e  $\vec{\theta}$  é chamado de vetor de parâmetros a serem ajustados. No nosso caso,  $f(x_i, \vec{\theta})$  é a função Moyal  $f(x)$  mostrada na equação (A.12) com  $x \equiv x_i$  e o vetor  $\vec{\theta} = (A_0, A_1, A_2)$ . Essa minimização pode ser feita através de algoritmos escrito em *FORTRAN* usando o método de minimização *SIMPLEX*.

Para estimar os erros assimétricos associados ao parâmetro amplitude, mantemos fixo os parâmetros máximo e largura, e plotamos um gráfico do comportamento da função  $\chi^2$  em dependência da amplitude. Analisando esse gráfico encontramos os valores de mínima amplitude  $A_{0_{min}}$  e de máxima da amplitude  $A_{0_{max}}$  com  $CL = 95\%$  ( $\alpha = 2$ ).

Dois exemplos de ajuste são mostrados nas Figuras A.3 e A.4. Tais ajustes foram feitos usando a implementação do método de minimização citado acima.

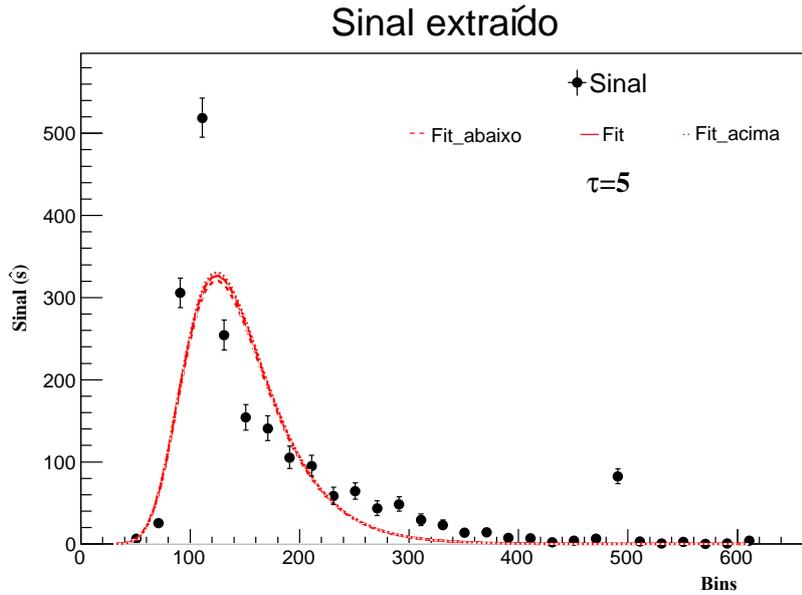


Figura A.3: Ajuste de um exemplo de sinal extraído juntamente com seus erros estatísticos, usando o método de minimização implementado nessa pesquisa, com um número significativo de dados simulados.

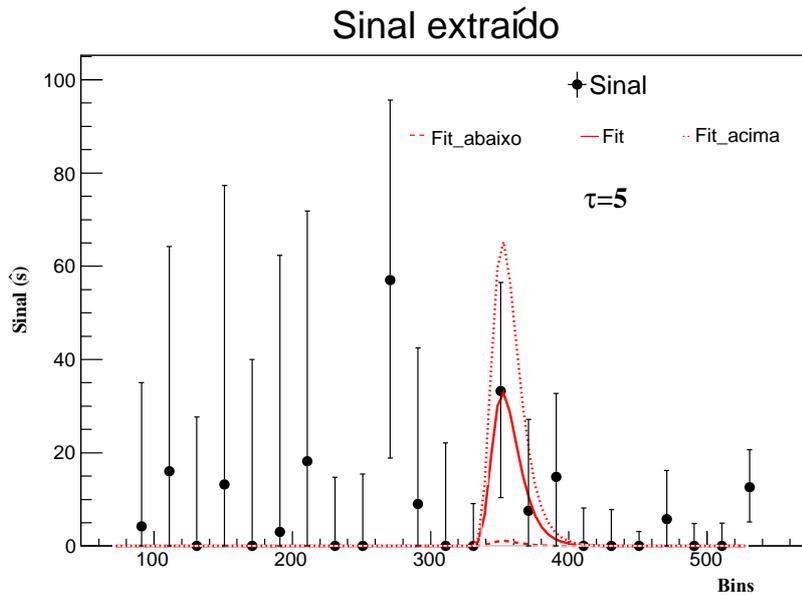


Figura A.4: Ajuste de um exemplo de sinal extraído juntamente com seus erros estatísticos, usando o método de minimização implementado nessa pesquisa, com um baixo número de dados simulados.

Nas Figuras A.3 e A.4, a curva nomeada *Fit* é plotada substituindo, na equação (A.12), os parâmetros  $A_0$ ,  $A_1$  e  $A_2$  encontrados na minimização. As curvas *Fit\_abaixo* e

$Fit\_acima$  foram plotadas substituindo os parâmetros  $A_1$  e  $A_2$ , que são fixos, e os valores  $A_{0_{min}}$  e  $A_{0_{max}}$  na equação (A.12). Na Figura A.4 por apresentar pontos de sinal onde os erros abaixo vão a zero (poucos eventos), o fit não fica bem ajustado, em outras palavras, o valor  $r^2 = \chi^2/NDF$ , que informa a qualidade do ajuste, não fica próximo de 1. Nessa pesquisa, nenhum ajuste ficou com  $r^2 < 0.60$ , onde  $NDF$  é o número de grau de liberdade, o qual é levado em consideração o número de parâmetros.

Por fim, para encontrar o número total de sinal extraído, realizamos uma integral sob as curvas  $Fit$ ,  $Fit\_abaixo$  e  $Fit\_acima$  no intervalo definido pela posição  $x_1$  do primeiro ponto de sinal diferente de zero até a posição  $x_2$  do último ponto de sinal maior ou igual a 3. O valor numérico dessa integral nos informa o valor do número total de eventos extraído.

$$\widehat{s}_{total} = \int_{x_1}^{x_2} A_0 \left\{ \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - A_1}{A_2} \right)^2 \right] - \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - A_1}{A_2} \right)^2 \right] \right\} \quad (A.14)$$

Os erros do número total de eventos extraído foi calculado a partir de  $A_{0_{erro\_min}} = A_0 - A_{0_{min}}$  e  $A_{0_{erro\_max}} = A_{0_{max}} - A_0$

$$\widehat{s}_{-total} = \int_{x_1}^{x_2} A_{0_{erro\_min}} \left\{ \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - A_1}{A_2} \right)^2 \right] - \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - A_1}{A_2} \right)^2 \right] \right\} \quad (A.15)$$

$$\widehat{s}_{+total} = \int_{x_1}^{x_2} A_{0_{erro\_max}} \left\{ \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - A_1}{A_2} \right)^2 \right] - \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - A_1}{A_2} \right)^2 \right] \right\} \quad (A.16)$$

Os valores  $\widehat{s}_{total}$ ,  $\widehat{s}_{-total}$  e  $\widehat{s}_{+total}$  podem ser calculados no software MAPLE.

# Bibliografia

- [1] F Del Aguila, J De Blas, and M Perez-Victoria. Effects of new leptons in Electroweak Precision Data. *Physical Review D*, 78(1):013010, 2008.
- [2] ATLAS collaboration et al. Search for heavy Majorana neutrinos with the ATLAS detector in pp collisions at  $\sqrt{s}= 8$  tev. *arXiv preprint arXiv:1506.06020*, 2015.
- [3] V Khachatryan, AM Sirunyan, A Tumasyan, W Adam, E Asilar, T Bergauer, J Brandstetter, E Brondolin, M Dragicevic, J Erö, et al. Search for heavy Majorana neutrinos in  $e^\pm e^\pm + jets$  and  $e^\pm \mu^\pm + jets$  events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}= 8$  tev. *Journal of High Energy Physics*, 4(2016):1–43, 2016.
- [4] A Adair, C Boulahouache, V Cuplov, KM Ecklund, FJM Geurts, BP Padley, R Redjimi, J Roberts, J Zabel, CMS Collaboration, et al. Search for heavy Majorana neutrinos in  $\mu^\pm \mu^\pm + jets$  and  $e^\pm e^\pm + jets$  events in pp collisions at  $\sqrt{s}= 7$  tev. *Physics Letters B*, 717(1-3):109–128, 2012.
- [5] Mark Thomson. *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [6] David Griffiths. Introduction to Elementary Particles. *John Willey & Sons Inc*, 1987.
- [7] Paul A Tipler and Ralph Llewellyn. *Modern physics*. Macmillan, 2003.
- [8] K Moriyasu. *An elementary primer for gauge theory*. World Scientific, 1983.
- [9] Ch Quigg. Gauge Theory of Strong, Weak and Electroweak Interactions, 1997.
- [10] Aitchinson I. J. R. and Hey A. J. G. Gauge Theory in Particle Physics, Graduate Student Series in Physics, 1989.
- [11] Francis Halzen and Alan D Martin. *Quark & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 2008.

- [12] W Noel Cottingham and Derek A Greenwood. *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge university press, 2007.
- [13] F Mandl and G Shaw. *Quantum Field Theory*, EUA, 1984.
- [14] AO Sushkov, WJ Kim, DAR Dalvit, and SK Lamoreaux. New experimental limits on non-Newtonian forces in the micrometer range. *Physical review letters*, 107(17):171101, 2011.
- [15] Lawrence M Krauss. *A universe from nothing: Why there is something rather than nothing*. Simon and Schuster, 2012.
- [16] BR Holstein. The Mysterious Disappearance of Ettore Majorana-art. no. 012019. In *Carolina International Symposium on Neutrino Physics*, volume 173, 2009.
- [17] Ettore Majorana. Über die Kerntheorie. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 82(3):137–145, 1933.
- [18] Luca Nanni. Revisiting the Majorana Relativistic Theory of Particles with Arbitrary Spin. *arXiv preprint arXiv:1503.07048*, 2015.
- [19] Ettore Majorana. Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone. *Il Nuovo Cimento (1924-1942)*, 14(4):171, 1937.
- [20] Evgeny Akhmedov. Majorana neutrinos and other Majorana particles: Theory and experiment. *arXiv preprint arXiv:1412.3320*, 2014.
- [21] ANGELO Loinger and TIZIANA Marsico. On Majorana’s equation. *arXiv preprint arXiv:1502.07651*, 2014.
- [22] Carlo Giunti and Marco Laveder. Neutrino mixing. *arXiv preprint hep-ph/0310238*, 2003.
- [23] Biswajit Adhikary, Mainak Chakraborty, and Ambar Ghosal. Masses, mixing angles and phases of general Majorana neutrino mass matrix. *Journal of High Energy Physics*, 2013(10):1–25, 2013.
- [24] Rabindra N Mohapatra and Palash B Pal. *Massive neutrinos in physics and astrophysics*, volume 72. World scientific, 2004.
- [25] M Gell-Mann and P Ramond. R. Slansky in Supergravity. *edited by F. Nieuwenhuizen and D. Friedman, North Holland, Amsterdam*, page 315, 1979.

- [26] Samoil M Bilenky, C Giunti, and W Grimus. Phenomenology of neutrino oscillations. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 43:1–86, 1999.
- [27] GL Fogli, E Lisi, A Marrone, A Palazzo, and AM Rotunno. Hints of  $\theta_{13} > 0$  from global neutrino data analysis. *Physical review letters*, 101(14):141801, 2008.
- [28] Rabindra N Mohapatra, Stefan Antusch, KS Babu, Gabriela Barenboim, Mu-Chun Chen, A De Gouvêa, P De Holanda, B Dutta, Y Grossman, A Joshipura, et al. Theory of neutrinos: a white paper. *Reports on Progress in Physics*, 70(11):1757, 2007.
- [29] R. N. Mohapatra and J. C. Pati. *Physical Review D*, 11(566):2558, 1975.
- [30] Gt Senjanovic and Rabindra N Mohapatra. *Physical Review D*, 12(5):1502, 1975.
- [31] Jogesh C Pati and Abdus Salam. *Physics Letters D*, 10:275, 1974.
- [32] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001, 2008.
- [33] Jeremiah Jet Goodson. *Search for supersymmetry in states with large missing transverse momentum and three leptons including a Z-boson*. PhD thesis, Stony Brook University, 2012.
- [34] Geneva CERN. LEP Design Report. Technical report, CERN-LEP/84-01, 1984. Disponível em <<https://cds.cern.ch/record/102083>>.
- [35] Pippa S Wells. The upgraded ATLAS and CMS detectors and their physics capabilities. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 373(2032):20140046, 2015.
- [36] ALICE COLLABORATION. The ALICE experiment at the CERN LHC. JINST3. *S08002*, pages 1748–0221, 2008.
- [37] ATLAS COLLABORATION. The ATLAS experiment at the CERN LHC. JINST 3. *S08002*, pages 1748–0221, 2008.
- [38] CMS COLLABORATION. The CMS experiment at the CERN LHC. JINST 3. *S08002*, pages 1748–0221, 2008.
- [39] LHCb COLLABORATION. The LHCb experiment at the CERN LHC. JINST 3. *S08002*, pages 1748–0221, 2008.

- [40] Norbert Wermes and G Hallewel. ATLAS pixel detector: Technical Design Report. *Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva*, 180, 1998. Disponível em <<https://cds.cern.ch/record/381263>>.
- [41] ATLAS COLLABORATION. ATLAS liquid argon calorimeter: Technical Design Report. *Tech. Des. Rep. CERN-LHCC-96-041, CERN*, 1996. Disponível em <<https://cds.cern.ch/record/331061>>.
- [42] ATLAS COLLABORATION. *ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report*. CERN, 1996. Disponível em <<https://cds.cern.ch/record/331062>>.
- [43] ATLAS COLLABORATION. ATLAS Muon Spectrometer: Technical Design Report. 1997. Disponível em <<https://cds.cern.ch/record/331068>>.
- [44] Akira Yamamoto, Y Makida, R Ruber, Y Doi, T Haruyama, F Haug, H Ten Kate, M Kawai, T Kondo, Y Kondo, et al. The ATLAS central solenoid. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 584(1):53–74, 2008.
- [45] Philipp do Nascimento. Gaspar. Modelos Neurais para a Correção de Estimativas de Eventos Raros em um Experimento de Altas Energias. 2016.
- [46] A Ahmad, Z Albrechtskirchinger, PP Allport, J Alonso, L Andricek, RJ Apsimon, AJ Barr, RL Bates, GA Beck, PJ Bell, et al. The silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 578(1):98–118, 2007. Disponível em <<https://cds.cern.ch/record/1019885>>.
- [47] ATLAS COLLABORATION. The ATLAS TRT barrel detector. JINST 3. *S08002*, pages 1748–0221, 2008.
- [48] Vitalii Ginzburg. Transition radiation and transition scattering-some questions regarding the theory.
- [49] ATLAS COLLABORATION. Readiness of the ATLAS liquid argon calorimeter for LHC collisions. *European Physical Journal C*, 70(3):723–753, 2010. <<https://arxiv.org/abs/1007.5423>>.
- [50] Gingrich DM. Construction, assembly and testing of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter. *JINT*, v.2, 2007.

- [51] A. ARTAMONOV. The ATLAS forward calorimeter. *JINT*, v.9, 2014.
- [52] ATLAS COLLABORATION. ATLAS magnet system: Technical Design Report. 1997. Disponível em <<https://cds.cern.ch/record/338080>>.
- [53] Alexander Belyaev, Neil D Christensen, and Alexander Pukhov. CalcHep 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. *Computer Physics Communications*, 184(7):1729–1769, 2013.
- [54] A Pukhov. CalcHEP-Calculator for High Energy Physics-a package for evaluation of Feynman diagrams, integration over multi-particle phase space, and event generation. 2005.
- [55] Séverine Oryn, Xavier Rouby, and Vincent Lemaître. DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment. *arXiv preprint arXiv:0903.2225*, 2009.
- [56] J De Favereau, C Delaere, P Demin, A Giammanco, V Lemaître, A Mertens, and M Selvaggi. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. *arXiv preprint arXiv:1307.6346*, 2013.
- [57] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Computer Physics Communications*, 178(11):852–867, 2008.
- [58] F. R. ANDRADE. Limites sobre os parâmetros associados à Torção na produção de pares de quarks top no LHC a 8 TeV e a 13 TeV. 2014.
- [59] <http://hepmdb.soton.ac.uk/>.
- [60] Johan Alwall, Alessandro Ballestrero, P Bartalini, S Belov, E Boos, Andy Buckley, Jonathan M Butterworth, L Dudko, S Frixione, L Garren, et al. A standard format for Les Houches event files. *Computer Physics Communications*, 176(4):300–304, 2007.
- [61] Matt Dobbs and Jørgen Beck Hansen. The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics. *Computer Physics Communications*, 134(1):41–46, 2001. Disponível em <http://home.cern.ch/mdobbs/HepMC/>.
- [62] Matteo Cacciari, Gavin P Salam, and Gregory Soyez. Fastjet user manual. *arXiv preprint arXiv:1111.6097*, 2011.

- [63] Sergei V Chekanov. Next generation input-output data format for hep using google's protocol buffers. *arXiv preprint arXiv:1306.6675*, 2013.
- [64] L Garren and P Lebrun. Stdhep user manual, 2006.
- [65] Ilka Antcheva, Maarten Ballintijn, Bertrand Bellenot, Marek Biskup, Rene Brun, Nenad Buncic, Ph Canal, Diego Casadei, Olivier Couet, Valery Fine, et al. Root—a c++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Computer Physics Communications*, 180(12):2499–2512, 2009.
- [66] <https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/ExRootAnalysis>.
- [67] AD Martin, W James Stirling, Robert S Thorne, and G Watt. Parton distributions for the lhc. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, 63(2):189–285, 2009.
- [68] William Templeton Eadie, Daniel Drijard, and Frederick E James. Statistical methods in experimental physics. *Amsterdam: North-Holland, 1971*, 1971.
- [69] Christian Walck. Handbook on statistical distributions for experimentalists. 2007.