

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO JOÃO DEL REI
DEPARTAMENTO DE CIÊNCIAS NATURAIS

Vitor Paulo Campista Nunes

Produção de Matéria Escura Em Um Futuro Colisor de
Múons Usando Um Modelo Isotripleto Vetorial e o
Processo $\mu^+\mu^- \longrightarrow \gamma + \cancel{E}$

São João del Rei - MG

2023

Vitor Paulo Campista Nunes

Produção de Matéria Escura Em Um Futuro Colisor de
Múons Usando Um Modelo Isotripleto Vetorial e o
Processo $\mu^+\mu^- \longrightarrow \gamma + \cancel{E}$

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de São João del Rei, como requisito para a obtenção do título de Mestre em Física.

Área de concentração: Física de Partículas e Campos.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Marroquim Leão de Almeida Júnior
Coorientadora: Profa. Dra. Maria Aline Barros do Vale.

São João del Rei - MG

2023

Ficha catalográfica elaborada pela Divisão de Biblioteca (DIBIB)
e Núcleo de Tecnologia da Informação (NTINF) da UFSJ,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

N972p

Nunes, Vitor.

Produção de Matéria Escura Em Um Futuro Colisor de
Múons Usando Um Modelo Isotripleto Vetorial e o
Processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$; $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$; $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$; $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$;
̸ E / Vitor Nunes ; orientador Fernando
Marroquim; coorientadora Maria Aline Barros. -- São
João del-Rei, 2023.

83 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em
Física) -- Universidade Federal de São João del-Rei,
2023.

1. Física de Partículas. 2. Matéria Escura. 3.
Múon. 4. Colisor de Múon. 5. Aprendizagem de
Máquina. I. Marroquim, Fernando, orient. II.
Barros, Maria Aline, co-orient. III. Título.



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO JOÃO DEL-REI
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA - UNIFAL/MG-UFSJ

HOMOLOGAÇÃO DE DISSERTAÇÃO DE MESTRADO Nº 13 / 2023 - PPGF (13.29)

Nº do Protocolo: 23122.027881/2023-20

São João del-Rei-MG, 17 de julho de 2023.

A dissertação de mestrado "**Produção de Matéria Escura Em Um Futuro Colisor de Múons Usando Um Modelo Isotripleto Vetorial e o Processo ? ? ? ? + E_{miss}** " elaborada por **Vitor Paulo Campista Nunes** 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

(Assinado digitalmente em 17/07/2023 18:11)

HERON CARLOS DE GODOY CALDAS
COORDENADOR DE CURSO - TITULAR
PPGF (13.29)
Matrícula: 1212928

(Assinado digitalmente em 18/07/2023 11:22)

ANDRE ASEVEDO NEPOMUCENO
ASSINANTE EXTERNO
CPF: 032.923.424-22

(Assinado digitalmente em 18/07/2023 11:10)

FERNANDO MARROQUIM LEAO DE ALMEIDA JUNIOR
ASSINANTE EXTERNO
CPF: 205.483.627-34

Para verificar a autenticidade deste documento entre em <https://sipac.ufsj.edu.br/public/documentos/index.jsp> informando seu número: **13**, ano: **2023**, tipo: **HOMOLOGAÇÃO DE DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**, data de emissão: **17/07/2023** e o código de verificação: **cb45fcf282**

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus. Em seguida agradeço aos meu pais, que me deram todo suporte e incentivo durante toda a vida, e especialmente em minha jornada de estudos.

Também sou grato a meus orientadores, o orientador professor Doutor Fernando Marroquim Leão de Almeida Júnior, e a minha coorientadora, a professora Doutora Maria Aline Barros do Vale. Agradeço-lhes por me acolherem como orientando e pela boa vontade e paciência em me ensinar.

Aos meus professores durante o curso de mestrado também fica assinalada minha gratidão.

Agradeço a Universidade Federal de São João del Rei pela possibilidade de cursar o mestrado e a instituição de fomento FAPEMIG pelo suporte financeiro.

Resumo

O Modelo Padrão (MP) é uma teoria capaz de explicar muitos fenômenos da Física de Partículas (FP), porém há ainda vários outros não esclarecidos pelo MP. A natureza da Matéria Escura (ME) por exemplo, que compõe cerca de 26 por cento de todo o Universo, é um mistério para a FP. A ME interage apenas gravitacionalmente com a matéria comum da forma como conhecemos, e devido a isso, não pode ser detectada por meios usuais.

Há uma grande expectativa que a ME possa ser produzida por aceleradores de partículas, como o *Large Hadron Collider* (LHC), por exemplo. Sendo que a presença de ME pode estar associada a energias faltantes nos experimentos.

Diversas extensões do MP consideram uma nova partícula candidata a ME que pode ser uma partícula escalar, vetorial, um férmion de Dirac ou Majorana. Neste trabalho, consideramos um bóson vetorial massivo com spin 1. O modelo em questão é o dito Modelo Isotripleto Vetorial de Matéria Escura (MIVME). Neste modelo há dois parâmetros a serem explorados: a massa da partícula de ME e o acoplamento a , que varia de 0 a 4π .

Neste modelo a simetria $SU(2)_L$ é quebrada pelo mecanismo de Higgs e o bóson de calibre associado possui massa, sendo acoplado somente ao campo escalar de Higgs (ϕ).

É explorada a possibilidade de implementação de colisores de Múons como alternativa aos colisores já empregados, devido ao Múon possuir alto valor de massa, haverá baixíssima emissão de radiação síncrotron, além de ser uma partícula fundamental, não composta.

O canal escolhido para o desenvolvimento desta pesquisa é o canal de monofóton $\mu + \mu \rightarrow \gamma +$ energia faltante. Neste canal, no estado final há somente a presença de um fóton e energia faltante.

Uma Rede Neural Profunda (RNP) foi construída para separar os eventos de *background* (fundo) e de sinal. Inicialmente é investigada no trabalho a capacidade de separação dos neutrinos do MP por parte da RNP construída. A variação de diferentes valores de energia de centro de massa (ECM), diferentes valores de massa para a partícula de ME e diferentes valores do parâmetro a (parâmetro inerente ao MIVME) foram explorados.

Abstract

The Standard Model (SM) is a theory that can explain many phenomena in particle physics (PP), but there are still many others not explained by the SM. For example, the nature of Dark Matter (DM), which makes up about 26 percent of the entire universe, is a mystery to PP. DM only interacts gravitationally with ordinary matter in the way we know it, and because of this, it cannot be detected by usual means.

There is great expectation DM can be produced by particle accelerators, such as the Large Hadron Collider (LHC), for example. The presence of DM may be associated to missing energies in the experiments.

Several SM's extensions consider a new DM candidate particle that can be a scalar, vector particle, a Dirac fermion, or Majorana. In this dissertation, we consider a spin 1 massive vector boson. The model under study in this dissertation is the so-called spin-one Isotriplet Dark Matter. In this model there are two parameters to be explored: the mass of the DM particle and the coupling variable (a), which ranges from 0 to 4π .

In this model the $SU(2)_L$ symmetry is broken by the Higgs mechanism and the associated gauge boson has mass, being coupled only to the Higgs scalar field (ϕ).

The possibility of implementing Muon colliders as an alternative to the colliders already employed is explored, due to the Muon having a high mass value, there will be very low emission of synchrotron radiation, besides being a fundamental particle, non-composite particle.

The chosen channel for the development of this research is the single photon channel $\mu + \mu \longrightarrow \gamma + \text{missing energy}$. In this channel, in the final state there is only the presence of one photon and missing energy

A Deep Neural Network (DNN) was constructed to separate the background and signal events. Initially the ability of the constructed DNN to separate the neutrinos from the SM is investigated in this paper. The variation of different values of center of mass (COM) energy, different values of mass for the DM particle and different values of the parameter a (inherent MIVME variable) were explored.

Sumário

1	Introdução	11
2	Modelo Padrão (MP)	13
2.1	Férmions	13
2.2	Bósons	14
2.3	Interações fundamentais e suas lagrangianas	16
2.4	Lagrangiana do MP	18
2.5	Limitações do MP	19
3	Matéria Escura (ME)	20
3.1	Surgimento do conceito de Matéria Escura	20
3.2	Teorema do Virial	20
3.3	Rotações curvas de galáxias espirais	22
3.4	Lentes gravitacionais	24
3.5	Propriedades para uma partícula candidata a ME	24
3.6	WIMP's	25
3.7	Métodos de Detecção de ME	25
3.8	Modelo Isotripleto Vetorial de Matéria Escura	26
3.9	Lagrangiana	27
4	Colisores	29
4.1	Luminosidade	31
4.2	Luminosidade Integrada	32
4.3	Tipos de colisores	32
4.4	Colisores de Hádrons-Hádrons - (p,p) ; (p,\bar{p})	32
4.5	Colisores Elétron-Pósitron (e^-,e^+)	34
4.6	Colisores de Múons (μ,μ)	34
4.7	Vantagens dos colisores de Múons	36
4.8	Projeto dos colisores de Múons	37
4.9	Significância	39
5	Programas utilizados	40
5.1	Geradores de eventos - CalcHEP	40
5.2	Aprendizado de Máquina (AM)	42
5.3	Técnicas de Aprendizado de Máquina	43
5.4	Aprendizado Não-Supervisionado (ANS)	43

5.5	Aprendizado Supervisionado (AS)	45
5.6	Curva ROC e área AUC	47
5.7	Linguagens de programação - Python, TensorFlow e Keras	48
6	Análise dos Eventos Simulados e Resultados	49
6.1	Separação entre Neutrinos do MP	49
6.1.1	Treinamento e Teste da Rede - Neutrinos do MP	52
6.1.2	Resultados - Neutrinos do MP	60
6.2	Separação entre Neutrinos do MP e ME	64
6.2.1	Estudo sobre o parâmetro a do modelo	64
6.2.2	Resultados - Separação Neutrinos do MP e ME	73
7	Conclusão	76
7.1	Neutrinos do MP	76
7.2	Neutrinos do MP e ME	77
8	Referências	79

Lista de Figuras

1	Partículas elementares do MP. Fonte: [5].	14
2	Curvas de velocidade de rotação de aglomerados de galáxias observados por Vera Rubin. Fonte:[12]	23
3	Arcos gravitacionais observados para o aglomerado Abell.	24
4	Diagramas de Feynman para a produção de ME.	28
5	Complexo Fermilab. Fonte: [25]	33
6	Vida média do Múon x Energia.	35
7	Colisor de Múons. [24]	37
8	Agrupamento de características semelhantes num domínio bidimensional. Fonte: [37]	43
9	Detecção de Anomalias. Fonte: [36]	44
10	Exemplo de um transformação ϕ - Os algoritmos de RD tentam representar dados com dimensão alta ($x_1 \times x_2$) em dados de baixa dimensão ϵ_1 . Fonte: [41].	44
11	Estrutura das Redes Neurais Artificiais. Fonte:[17]	46
12	Exemplo de curva ROC. Fonte:[44].	47
13	Diagramas de Feynman para o canal monofóton para $\nu_e, \bar{\nu}_e$	50
14	Diagramas de Feynman para o canal monofóton para $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	50
15	Diagramas de Feynman para o canal monofóton para $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	51
16	Gráfico para seções de choque para o canal de monofóton.	53
17	Curva ROC, 10^5 eventos, ECM= 20TeV.	54
18	Curva ROC, $2 \cdot 10^5$ eventos, ECM= 20TeV.	55
19	Curva ROC, $3 \cdot 10^5$ eventos, ECM=20 TeV.	55
20	Curva ROC para ECM=1 TeV e ECM=3 TeV.	56
21	Curva ROC para ECM=6 TeV e ECM=10 TeV.	57
22	Curva ROC para ECM=14 TeV e ECM=30 TeV.	57
23	Curva ROC para ECM=50 TeV e ECM=100 TeV.	58
24	Separação dos neutrinos do múon, elétron e táu para ECM=1 TeV e ECM=3 TeV.	61
25	Separação dos neutrinos do múon, elétron e táu para ECM=6 TeV e ECM=10 TeV.	61
26	Separação dos neutrinos do múon, elétron e táu para ECM=14 TeV e ECM=30 TeV.	62
27	Separação dos neutrinos do múon, elétron e táu para ECM=50 TeV e ECM=100 TeV.	62

28	Simulação para $ECM = 1$ TeV.	65
29	Simulação para $ECM = 10$ TeV.	66
30	Simulação para $ECM = 100$ TeV.	66
31	ROC e AUC para partículas de ME com $ECM=1$ TeV e $ECM=3$ TeV.	67
32	ROC e AUC para partículas de ME com $ECM=6$ TeV e $ECM=10$ TeV.	68
33	ROC e AUC para partículas de ME com $ECM=14$ TeV e $ECM=30$ TeV.	68
34	ROC e AUC para partículas de ME com $ECM=50$ TeV e $ECM=100$ TeV.	69
35	Seção de choque sinal e <i>background</i> em função da ECM.	69
36	Separação entre Neutrinos e ME para $ECM = 1$ TeV e $ECM = 3$ TeV.	73
37	Separação entre Neutrinos e ME para $ECM = 6$ TeV e $ECM = 10$ TeV.	73
38	Separação entre Neutrinos e ME para $ECM = 14$ TeV e $ECM = 30$ TeV.	74
39	Separação entre Neutrinos e ME para $ECM = 50$ TeV e $ECM = 100$ TeV.	74

Lista de Tabelas

1	Gerações dos férmions no MP. Fonte: [4]	14
2	Forças, intensidade, teoria e mediadores. Fonte: [4]	18
3	Energia centro de massa para algumas colisões. Fonte: [23]	29
4	Número de nós da RNP empregada no trabalho.	52
5	Energia de centro de massa.	56
6	AUC para cada respectivo valor de energia na etapa de treino.	58
7	Número de eventos esperados para os neutrinos do múon para cada 10^3 eventos com neutrinos do elétron e do táu.	60
8	Número de eventos e significância para ECM=1 TeV.	63
9	Frações de múons, elétron e táu à direita do corte para ECM=1 TeV.	63
10	Número de eventos de sinal de 1 à 10 TeV de ECM com $a=12$	70
11	Número de eventos esperados de <i>background</i> de 1 à 10 TeV de ECM.	71
12	Número de eventos esperados de <i>background</i> de 14 à 100 TeV de ECM.	71
13	Número de eventos esperados de sinal de 14 à 100 TeV de ECM.	71
14	Fração de eventos ME/Neutrinos à direita do corte antes e depois do treino, juntamente com a razão entre a fração de sinal/ <i>background</i> (S/B) antes e depois do treino para os respectivos valores de ECM.	75
15	Valores de Significância para os respectivos valores de ECM.	75

1 Introdução

O Modelo Padrão (MP) das partículas elementares descreve com sucesso as partículas conhecidas e suas interações [1], com exceção da interação gravitacional. Apesar do seu reconhecido sucesso, confirmado pela descoberta da partícula de Higgs no Large Hadron Collider (LHC), o MP ainda apresenta algumas lacunas na descrição do mundo microscópico e das propriedades cosmológicas do universo.

O MP não é capaz de fornecer respostas satisfatórias a alguns resultados experimentais muito importantes, tais como as oscilações dos neutrinos e a assimetria matéria-antimatéria.

Uma importante questão em aberto é a matéria escura (ME), que apesar de constituir uma fração significativa da massa-energia do Universo (26%) e possuir um papel importante na formação das estruturas cosmológicas, a natureza da ME permanece desconhecida.

Portanto, é um grande desafio da Física de Partículas a busca por uma partícula candidata à ME. Uma hipótese com grande aceitação é a de que a ME seja constituída por partículas massivas interagindo fracamente (Weakly Interacting Massive Particles - WIMPs).

Muitos modelos têm sido propostos considerando a inclusão de candidatos a WIMP, que pode ser uma partícula escalar, vetorial, um férmion de Dirac ou de Majorana. Esses modelos, chamados genericamente de extensões do MP, estendem o grupo de simetria do MP, adicionando novas simetrias.

Uma propriedade importante que os candidatos a WIMP devem possuir é a estabilidade na escala de tempo cosmológica. Essa estabilidade impede a partícula de ME de decair nas partículas do MP e é geralmente garantida através da introdução de uma simetria discreta genericamente denominada Z_2 .

Neste trabalho, pretende-se estudar uma extensão simples do MP que adiciona como única componente nova, um campo massivo de spin 1 na representação adjunta de $SU(2)_L$. Para ser consistente com a unitariedade, o campo massivo deve ser ímpar sob uma simetria Z_2 .

Correções radiativas tornam a componente neutra do tripleto (V_0) ligeiramente mais leve do que as carregadas, tornando-a uma candidata a WIMP. O modelo possui dois parâmetros livres: a massa do campo vetorial e um acoplamento ao Higgs. Como um resultado da pequena diferença de massa entre o membro neutro e as componentes carregadas do tripleto, o decaimento dominante da componente carregada é $V^{+-} \rightarrow V^0 + \pi^{+-}$.

Esse decaimento resulta em uma assinatura consistindo de traços carregados cujo potencial de descoberta no LHC e em futuros colisores hadrônicos já foi avaliada. O funcionamento destes colisores consiste em levar partículas até altos valores de energia e colidí-las. Através de configurações engenhosas de detectores e magnetos, os eventos de fundo podem ser separados dos eventos que devem ser estudados, chamados de eventos de sinal.

Para a separação de eventos de interesse e eventos de fundo, será utilizada uma nova estratégia a partir das técnicas de Aprendizado de Máquina (AM), que é uma subcategoria de Inteligência Artificial (IA), que por sua vez, possui algoritmos cuja eficiência melhora à medida que são expostos a mais dados.

A AM é uma ferramenta muito poderosa para pesquisa de FP, já que é capaz de identificar partículas e reconstruir seus momentos e energias, de maneira automatizada. Para isso, destaca-se o Aprendizado Supervisionado (AS) que tem como propósito fazer com que um programa de computador tenha a capacidade de aprender, comparando sua saída atual com as saídas previamente definidas, através de uma Rede Neural Profunda (RNP).

As RNP's são algoritmos que se espelham em redes neurais, com várias camadas compostas por neurônios interligados, que aprendem a partir de grandes quantidades de dados. O AM é percebido como uma técnica que vem sucedendo o método tradicional de triagem de dados na FP.

2 Modelo Padrão (MP)

O MP [2] [3] atualmente é uma Teoria Quântica de Campos, e é considerado um grande sucesso, pois é a teoria que atualmente melhor descreve o comportamento das partículas elementares que conhecemos e suas interações (exceto a gravitacional). O MP portanto, é considerado uma grande conquista da física moderna, pois é capaz de prever com boa precisão resultados experimentais.

As partículas fundamentais são categorizadas em dois grandes grupos, o grupo dos Férmions (spin semi-inteiro), e o grupo dos Bósons (spin inteiro).

2.1 Férmions

Os Férmions [4] são partículas que possuem valor de spin semi-inteiro (obedecendo portanto a estatística de Fermi-Dirac) e responsáveis pela formação de toda a matéria. Os férmions são subdivididos em duas classes: Léptons (não sensíveis a interação forte) e Quarks (sensíveis a interação forte).

Férmions são ainda subdivididos em três gerações, que possuem como característica principal a estabilidade: as partículas de terceira geração e segunda geração, possuem maior massa e acabam decaindo rapidamente para as partículas de primeira geração.

- Léptons - Possuem seis representantes: elétron (e), o neutrino do elétron (ν_e) (primeira geração), o múon (μ), o neutrino do múon (ν_μ) (segunda geração), o táu (τ), e seu neutrino (ν_τ) (terceira geração);
- Quarks - Também possuem seis representantes: Quarks up (u) e down (d) (primeira geração), charm (c) e strange (s) (segunda geração), e por último (terceira geração) top (t) e bottom (b).

Os quarks podem formar partículas compostas de duas maneiras:

- Bárions - Compostos por três quarks; Ex.: $\text{proton} = uud$, $\text{neutron} = udd$
- Mésons - Compostos por quark e antiquark. Ex.: $\pi^+ = u\bar{d}$

A tabela a seguir ilustra estas relações:

Férmions	1ª geração	2ª geração	3ª geração
Quarks	up , down	charm , strange	top , bottom
Léptons	elétron , neutrino do elétron	múon , neutrino do múon	táu , neutrino do táu

Tabela 1: Gerações dos férmions no MP. Fonte: [4]

2.2 Bósons

Os Bósons [4] são partículas que possuem valor de spin inteiro (obedecendo portanto a estatística de Bose-Einstein). Estas são as partículas responsáveis pela intermediação da força entre as partículas fundamentais. Sendo que a interação forte é mediada pelo glúon (g), a interação fraca pelos bóson W^+ , W^- e Z^0 , e por último, o fóton (γ), para a força eletromagnética.

A força gravitacional, juntamente com seu mediador hipotético, será abordado mais a frente neste trabalho.

A figura a seguir ilustra as partículas elementares presentes no MP.

		Three Generations of Matter (Fermions)					
		I	II	III			
mass→		2.4 MeV/c ²	1.27 GeV/c ²	171.2 GeV/c ²	0	±125 GeV/c ²	
charge→		2/3	2/3	2/3	0	0	
spin→		1/2	1/2	1/2	1	0	
name→		u up	c charm	t top	γ photon	H Higgs-boson	
	Quarks	4.8 MeV/c ² -1/3 1/2 d down	104 MeV/c ² -1/3 1/2 s strange	4.2 GeV/c ² -1/3 1/2 b bottom	0 0 1 g gluon		
		<2.2 eV/c ² 0 1/2 ν_e electron neutrino	<0.17 MeV/c ² 0 1/2 ν_μ muon neutrino	<15.5 MeV/c ² 0 1/2 ν_τ tau neutrino	91.2 GeV/c ² 0 1 Z⁰ weak force		
	Leptons	0.511 MeV/c ² -1 1/2 e electron	105.7 MeV/c ² -1 1/2 μ muon	1.777 GeV/c ² -1 1/2 τ tau	80.4 GeV/c ² ±1 1 W[±] weak force	Bosons (Forces)	

Figura 1: Partículas elementares do MP. Fonte: [5].

O MP é uma teoria baseada em duas classes de simetria [6]: a simetria de Poincaré em 4 dimensões e uma simetria interna que é a simetria de gauge do grupo $G_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Sendo que:

- Grupo $SU(3)_C$ - Grupo que representa as interações fortes. O subíndice (c) indica que este é o grupo de cor vindo da Cromodinâmica Quântica (QCD);

- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ - Este produto diz respeito a interação eletrofraca. Os subíndices L e Y tratam respectivamente da quiralidade ¹ do grupo $SU(2)$ e do gerador de hipercarga ² do grupo $U(1)$.

Como mencionado, o MP leva em consideração a característica quiral das partículas elementares, sendo que quarks e léptons *left handed* (LH) são representados em dupletos (pares de partículas dentro da categoria de multipletos de isospin [4]). Abaixo segue representação das três gerações já mencionadas:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \quad (2)$$

Já os quarks e léptons *right handed* (RH) são singletos (partículas simples dentro da categoria de multipletos de isospin [4]). Sendo os Quarks: $(u)_R$, $(d)_R$, $(c)_R$, $(s)_R$, $(t)_R$ e $(b)_R$. Os léptons por sua vez: $(e)_R$, $(\mu)_R$, e $(\tau)_R$.

A confirmação do bóson de Higgs [5] (partícula responsável pela atribuição de massa para os quarks, léptons e bósons de gauge devido a interação dessas partículas com esse campo escalar) foi a grande conquista feita em 2012 no LHC (*Large Hadron Collider*). Esta partícula já era prevista teoricamente desde 1964 pelo físico britânico Peter Higgs. Seu surgimento na teoria se dá pelo dito mecanismo de Higgs, que consiste na quebra espontânea de simetria, devido a necessidade da quebra de simetria de gauge ³ (que impede um termo de massa na lagrangiana para os bósons mediadores já mencionados). Os Férmions do MP também seriam forçados a não ter massa sob $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

¹A paridade no MP não é conservada, logo há diferenças entre partículas *Left-Handed (LH)*, e partículas *Right-Handed (RH)*.

²Grandeza física conservada em reações hadrônicas, fracas e eletrofracas de partículas subatômicas [4].

³Introduzidas por Yang e Mills, são teorias nas quais a interação entre os campos é introduzida a partir da aplicação do princípio de gauge, que afirma que as equações da física devem ser invariantes localmente sob o grupo de simetria associado à interação.

2.3 Interações fundamentais e suas lagrangianas

Os férmions interagem através da troca de bósons mediadores, de tal forma que o bóson transporta o momento de um férmion para o outro. A taxa no tempo no qual o *momentum* é trocado entre as partículas supre a força entre estas. Na natureza existem quatro tipos de interações conhecidas: força forte, força eletromagnética, força fraca e a força gravitacional.

1. Força forte - Esta interação ocorre somente entre partículas que possuem cor (quarks e glúons), a teoria que descreve as interações fortes entre os quarks (spin 1/2) e os glúons (spin 1) é chamada de Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics* (QCD)). Cada quark pode ser descrito por um spinor variando de 1 a 3 (cores vermelho, azul e verde). Já os glúons possuem oito combinações de cor e anticor. A força forte tem como característica ter grande intensidade, porém, curto alcance. Considerando todos os sabores de quarks, sua lagrangiana será dada por:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \bar{\phi}_j(i\gamma^\mu D_\mu - m)\phi_j, \quad (3)$$

Sendo que:

- $G_{\mu\nu}^a$ é o tensor de campo de glúons;
- $\bar{\phi}_j$ e ϕ_j , representam os antiquarks e quarks respectivamente de massa m ;
- γ^μ são as matrizes de Dirac;
- D_μ é a derivada covariante;
- Índices repetidos indicam somas.

Nesta lagrangiana:

- $\bar{\phi}_j(i\gamma^\mu D_\mu - m)\phi_j$ é o termo cinético e de massa;
- $-\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$ é o termo de interação, com a variando de 1 a 8.

2. Força Eletromagnética - Esta interação é intermediada pelo fóton, que tem massa nula, e spin 1. A teoria que descreve esta interação é chamada de Eletrodinâmica Quântica (*Quantum Electrodynamics* - QED). Esta força tem como característica ser atrativa ou repulsiva, sendo dominante em escalas maiores que a subatômica e menores que escalas astronômicas.

3. Força Fraca - A força fraca é responsável por fenômenos como a radioatividade e o decaimento de partículas nucleares. Tem como característica alcance ainda menor que a força forte; vale ressaltar ainda que tanto quarks quanto léptons são sensíveis a esta força. Sua teoria é chamada de *flavordynamics*.

Existe ainda uma teoria de unificação para as forças fraca e eletromagnética, conhecida como Teoria Eletrofraca [7] através do grupo de calibre $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Sendo que a carga elétrica (Q) está relacionada a hipercarga (Y) e com a terceira componente do isospin (I_3), e é dada pela relação Gell-Mann-Nishijima:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (4)$$

Sua lagrangiana é dada por:

$$\mathcal{L}_{eletrofraca} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{f\acute{e}rmions} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}. \quad (5)$$

Sendo que:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^k W^{\mu\nu,k} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (6)$$

é a lagrangiana que representa os bósons de gauge, onde $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ e $k = 1, 2, 3$ são os campos de gauge dos grupos $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. Os termos de massa para os campos de gauge são proibidos devido à violação da invariância de gauge.

Já $\mathcal{L}_{f\acute{e}rmions}$ é dado por:

$$\mathcal{L}_{f\acute{e}rmions} = \bar{\varphi}^j \gamma^\mu D_\mu \varphi^j + \bar{\varphi}_\sigma^j \gamma^\mu D_\mu \varphi_\sigma^j, \quad (7)$$

é a lagrangiana que descreve os férmions, sendo que D_μ representa derivadas covariantes [4] [8] e σ representa férmions up (+) ou down (-), e por último, o índice j indica a geração.

A lagrangiana de Higgs (\mathcal{L}_{Higgs}) é dada por:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \psi)^\dagger (D^\mu \psi) - V(\psi), \quad (8)$$

de tal forma a acrescentar campos escalares (spin 0) e o termo de massa para os bósons. Já o termo ψ representa dupletos de campos escalares ϕ .

E por fim, \mathcal{L}_{Yukawa} é dada por:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \sum_f m_f \bar{\varphi}_f \varphi_f - \sum_f \frac{m_f}{V} \bar{\varphi}_f \varphi_f H, \quad (9)$$

Sendo que m_f representa a massa dos férmions carregados, $\bar{\varphi}_f$ e φ_f são os campos de férmions; V corresponde ao valor esperado no vácuo do campo de Higgs e H é o campo de Higgs propriamente dito. Esta é a lagrangiana que permite que os termos de massa para os férmions sejam obtidos e também seu acoplamento com o bóson de Higgs.

4. Força Gravitacional - Esta interação não é descrita pelo MP. Sua origem se dá pela massa das partículas, e portanto ocorre entre todas as formas de matéria ou radiação. Nas extensões do MP, o mediador desta força seria o gráviton, uma partícula de massa zero e spin 2, porém, não há comprovação experimental. A teoria que melhor descreve esta interação é a Teoria Geral da Relatividade (TGR).

A tabela a seguir relaciona as forças apresentadas, juntamente com seus mediadores, teoria e escala de força.

Força	Intensidade	Teoria	Mediador
Forte	10	QCD	glúon
Eletromagnética	10^{-2}	QED	fóton
Fraca	10^{-13}	Flavordynamics	W^+, W^- e Z^0
Gravitacional	10^{-42}	TGR	gráviton

Tabela 2: Forças, intensidade, teoria e mediadores. Fonte: [4]

2.4 Lagrangiana do MP

De maneira geral, a lagrangiana do MP é dada por:

$$\mathcal{L}_{MP} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{eletrofraca}. \quad (10)$$

2.5 Limitações do MP

Apesar do MP ser uma teoria que descreve bem os resultados experimentais da física no limite de altas energias, sabe-se que esta teoria não está completa, pois não consegue explicar algumas questões fundamentais da natureza, como por exemplo:

- Assimetria Matéria/Antimatéria - A matéria bariônica corresponde somente a cerca de 5 por cento de todo universo. Após a criação do universo, a proporção de matéria e antimatéria criadas deveria ser a mesma. Esta assimetria da natureza não consegue ser explicada pelo MP, e ainda é uma grande incógnita da ciência;
- Força gravitacional - A gravitação não possui uma teoria de gauge para sua descrição em termos de campos quantizados. Seu agente mediador (gráviton) ainda é uma suposição teórica, sem qualquer tipo de comprovação experimental;
- Oscilação de Neutrinos - Fenômeno no qual um neutrino com um sabor leptônico específico pode ser medido após algum tempo com sabor leptônico diferente do inicial. Não há sinal de um outro processo de violação de sabor leptônico;
- Matéria Escura - A ME é algo cuja natureza ainda não se conhece ao certo, além de ser de difícil detecção, devido ao fato de somente interagir gravitacionalmente. Este tipo de matéria leva o nome "escura" devido ao fato de não emitir e nem absorver luz. A matéria escura não interage com a matéria usual pelas interações conhecidas do MP.

Devido às questões como estas, o MP não é considerado uma teoria completa a respeito das interações entre as partículas elementares. Como solução para questões como as apresentadas acima, surgem extensões no sentido de complementar o MP e aumentar sua generalidade. Um bom exemplo é o modelo de torção, que busca a inclusão da gravidade no MP, outro exemplo é o modelo de supersimetria, que traria uma possível partícula para a ME, além de uma grande unificação das forças forte, fraca e eletromagnética.

3 Matéria Escura (ME)

3.1 Surgimento do conceito de Matéria Escura

O conceito de ME surgiu quando o astrônomo Fritz Zwicky [9] na década de 30 decidiu estudar através de observações, as velocidades de galáxias pertencentes à um aglomerado de aproximadamente 1000 galáxias. Seus resultados indicavam que a energia cinética do aglomerado não era compatível com a quantidade de energia potencial gravitacional.

As observações de Zwicky levavam a conclusão de que as galáxias se moviam com valores de velocidades tão altas devido à falta de matéria observável, que seria impossível o aglomerado se manter coeso. Zwicky apoiava-se no teorema do Virial como base teórica, que não foi observado para este aglomerado.

3.2 Teorema do Virial

O teorema do virial é um importante resultado estatístico que afirma que a energia cinética média de um sistema de partículas é igual a $-\frac{1}{2}$ de seu virial:

$$\overline{E_c} = -\frac{1}{2} \overline{\sum_i \vec{F}_i \cdot \vec{r}_i}, \quad (11)$$

Considerando um sistema de partículas cujos vetores \vec{r}_i e seus momentos \vec{p}_i permaneçam finitos para todos os valores de tempo, é definida a grandeza S :

$$S \equiv \sum_i \vec{p}_i \cdot \vec{r}_i \quad (12)$$

a derivada temporal de S , temos:

$$\frac{dS}{dt} = \sum_i (\vec{p}_i \cdot \dot{\vec{r}}_i + \dot{\vec{p}}_i \cdot \vec{r}_i), \quad (13)$$

o valor médio da derivada temporal de S :

$$\overline{\frac{dS}{dt}} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dS}{dt} dt = \frac{S(\tau) - S(0)}{\tau}. \quad (14)$$

Como S tem movimento limitado (finito para todos os valores de tempo), podemos tornar S tão pequeno quanto for necessário permitindo que τ se torne suficientemente longo. Nestas condições:

$$\overline{\frac{dS}{dt}} = 0 = \overline{\sum_i (\vec{p}_i \cdot \dot{\vec{r}}_i + \dot{\vec{p}}_i \cdot \vec{r}_i)}, \quad (15)$$

portanto:

$$\overline{\sum_i (\vec{p}_i \cdot \dot{\vec{r}}_i)} = -\overline{\sum_i (\dot{\vec{p}}_i \cdot \vec{r}_i)}. \quad (16)$$

O lado esquerdo da equação acima é igual a $2E_c$ (duas vezes a energia cinética), e $\dot{\vec{p}}_i$ é a força (\vec{F}_i) que a partícula i sofre. Logo:

$$2 \overline{\sum_i E_{ci}} = \overline{2E_c} = -\overline{\sum_i (\vec{F}_i \cdot \vec{r}_i)} \therefore \overline{E_c} = -\frac{1}{2} \overline{\sum_i (\vec{F}_i \cdot \vec{r}_i)}. \quad (17)$$

Considerando agora que as forças \vec{F}_i representam as forças gravitacionais entre as partículas do sistema, e esta é conservativa:

$$\vec{F}_i = -\vec{\nabla}U_i, \quad (18)$$

Sendo U_i o potencial associado a força gravitacional. Com isso, o teorema do Virial pode ser reescrito como:

$$\overline{E_c} = -\frac{1}{2} \overline{\sum_i (\vec{r}_i \cdot \vec{\nabla}U_i)}. \quad (19)$$

Sabendo que a força de interação tem potencial central e que $U_i = U_i(r)$:

$$(\vec{F}_i)_r \propto r^n \rightarrow (\vec{F}_i)_r = \kappa r^n \quad (20)$$

logo:

$$(\vec{F}_i)_r = \kappa r_i^n = -(\vec{\nabla}U_i(r))_r = -\frac{dU_i(r)}{dr}, \quad (21)$$

Integrando a equação acima, temos que:

$$U = \kappa r^{(n+1)}, \quad (22)$$

logo:

$$\vec{r} \cdot \vec{\nabla}U = \frac{dU}{dr} = \frac{d}{dr} \{ \kappa r^{(n+1)} \} \rightarrow \kappa(n+1)r^{(n+1)} = (n+1)U, \quad (23)$$

portanto:

$$\overline{E}_c = \frac{n+1}{2}\overline{U}, \quad (24)$$

Como os componentes do sistema estão sujeitos a interação gravitacional, $n = -2$.

$$\overline{E}_c = -\frac{1}{2}\overline{U} \rightarrow 2\overline{E}_c + \overline{U} = 0 \quad (25)$$

O resultado das observações de Zwicky indicavam falta de matéria para contrabalançar as altas velocidades encontradas, ou seja, a energia cinética média encontrada por Zwicky excedia a energia potencial gravitacional ($\overline{E}_c > \overline{E}_g$). Como possível solução para este problema, Zwicky postulou a existência de algum tipo de matéria capaz de interagir gravitacionalmente com as demais partículas e campos, mas que não emitia e nem refletia nenhum tipo de radiação eletromagnética, e portanto, não diretamente detectável [10].

3.3 Rotações curvas de galáxias espirais

Na década de 1970, a astrônoma Vera Rubin [11], tentou medir a velocidade de rotação do disco de galáxias espirais, e percebeu que as galáxias mais próximas do centro de rotação do disco giravam quase com a mesma velocidade das galáxias mais próximas da borda da mesma. Logo, Rubin concluiu que as velocidades das galáxias não poderiam ser explicadas pela teoria gravitacional newtoniana com base na quantidade de matéria diretamente observada. Pela teoria de Newton:

$$\frac{mv^2}{R} = \frac{GMm}{R^2}, \quad (26)$$

Sendo:

- m - Massa do objeto menor;
- M - Massa do aglomerado;
- G - Constante gravitacional Newtoniana;
- R - Distância de algum ponto do aglomerado até o centro de rotação do mesmo;
- v - Velocidade de rotação.

logo:

$$v = \sqrt{\frac{GM}{R}} \rightarrow v \propto \sqrt{\frac{1}{R}} \quad (27)$$

A relação acima mostra que a velocidade das galáxias deveriam diminuir à medida que se afastam do centro de rotação.

Porém, Rubin não verificou através da suas observações a predição teórica gravitacional de Newton. O gráfico a seguir ilustra este resultado:

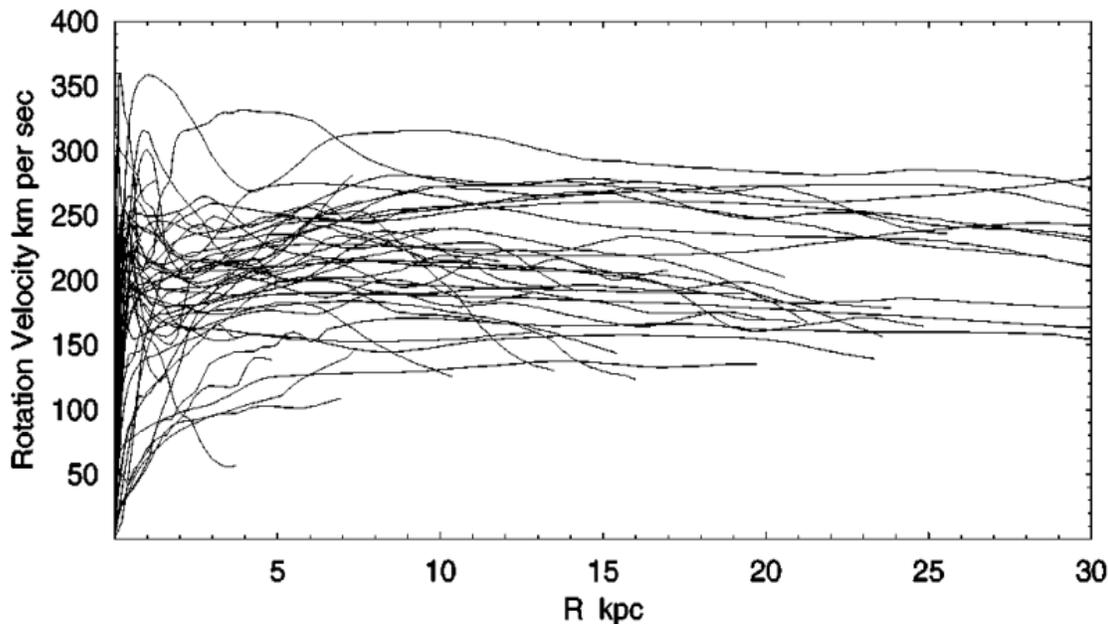


Figura 2: Curvas de velocidade de rotação de aglomerados de galáxias observados por Vera Rubin. Fonte:[12]

A figura acima (3) mostra pouca variação na velocidade de rotação de galáxias à medida que se afastam do centro do aglomerado. Se a teoria newtoniana estivesse correta, as velocidades deveriam diminuir à medida que a distância entre as galáxias e o centro do aglomerado aumentasse (à direita do gráfico).

Para explicar tal discrepância, Rubin postulou a existência de matéria que não estava sendo observada diretamente, mas que desempenhava papel cosmológico. Ela também mensurou que a proporção desta matéria deveria ser 10 vezes maior que a matéria observável, para que os resultados experimentais estivessem em conformidade com a teoria descrita por Newton.

Os resultados obtidos por Vera Rubin quase 4 décadas após as observações de Zwicky são um forte indício da existência de ME.

3.4 Lentes gravitacionais

Um outro grande indício da existência de ME é um fenômeno astrofísico conhecido como lentes gravitacionais: este é um fenômeno da Relatividade Geral (RG) [13], em que ocorre a deflexão de raios de luz nas proximidades de um corpo massivo (lente), como por exemplo, por uma galáxia entre o emissor e o observador.

Os ditos arcos gravitacionais são distorções formadas devido à deflexão da luz de qualquer astro que emita luz e que está distante do corpo massivo. Este efeito gera distorções de raios de luz advindos do objeto fonte para um observador que está após o corpo massivo, que funciona como lente.

Lentes gravitacionais em aglomerados de galáxias nos dão uma estimativa da massa do corpo massivo, indicando a presença de grande matéria não observável. Este é um grande indício da hipótese da existência de ME.

A figura a seguir ilustra os arcos gravitacionais observados para o aglomerado Abell 2218, gerados pela geometria curva do espaço pela presença de corpos massivos:



Figura 3: Arcos gravitacionais observados para o aglomerado Abell.

3.5 Propriedades para uma partícula candidata a ME

Com o que se sabe da ME atualmente, postula-se as seguintes propriedades para uma possível partícula candidata a ME:

- Abundância - Observações cosmológicas e astrofísicas indicam que 26 por cento da matéria é constituída de ME, enquanto que somente 5 por cento é composta da matéria bariônica conhecida;

- Neutralidade de carga - Acredita-se que esta partícula tenha de ser neutra, pois não interage de forma detectável com fótons;
- Pouco interagente - Grande dificuldade de detecção(métodos de detecção serão abordados a seguir);
- Estabilidade - Deve ser estável devido ao tempo de vida da ordem da idade do Universo;
- Não-bariônica - ME definitivamente não se comporta como a matéria conhecida.

3.6 WIMP's

Uma hipótese com grande aceitação é a de que a ME seja constituída por partículas massivas interagindo fracamente (Weakly Interacting Massive Particles - WIMPs) [14]. As WIMPs são partículas não-bariônicas sensíveis apenas à gravidade e à força nuclear fraca. Diversos modelos têm sido propostos considerando a inclusão de candidatos a WIMPs, que podem ser escalares, férmions ou bósons neutros.

Uma propriedade importante que os candidatos a WIMP devem possuir é a estabilidade na escala de tempo cosmológica. Essa estabilidade impede a partícula de ME de decair nas partículas do MP e é geralmente garantida através da introdução de uma simetria discreta genericamente denominada Z_2 (esta aparece na forma de paridade R na supersimetria, paridade T em modelos "Little Higgs" e paridade KK em modelos de dimensões extras [15] [16]). Em todos os modelos citados, a partícula mais leve é candidata a WIMP.

3.7 Métodos de Detecção de ME

A detecção de ME WIMP's pode ser feita de três formas distintas:

1. Detecção Direta (DD) - Considerando o grande volume de WIMPs no universo, essas partículas devem passar pela Terra e interagir com a matéria bariônica. Logo, este método busca verificar esta interação, que poderia ser observada a partir do espalhamento de núcleos em laboratórios pelos detectores de DD [17]. A assinatura de ME num experimento deste tipo consiste em detectar a energia perdida pelo núcleo que recuou ao interagir com uma WIMP. O espectro de recuo diferencial de WIMP por unidade de massa do detector é dado pela equação:

$$\frac{dN}{dE}(E, t) = \frac{\rho_\phi}{m_\phi m_a} \cdot \int v_\phi \cdot f(v_\phi, t) \frac{d\sigma}{dE}(E, v_\phi) d^3 \cdot v_\phi, \quad (28)$$

sendo $\frac{d\sigma}{dE}$ a seção de choque diferencial, m_ϕ a massa da ME, m_a a massa do núcleo alvo, v_ϕ a velocidade da ME no referencial do detector no laboratório, ρ_ϕ a densidade local da matéria escura, e por fim, $f(v_\phi, t)$ é a distribuição da velocidade da WIMP no referencial do detector.

2. Detecção Indireta (DI) - Este método de detecção consiste em analisar o fluxo local de partículas ou antipartículas do MP produzidas a partir de um possível decaimento ou aniquilação de ME [18].
3. Sinais em Colisores - Já nos colisores, espera-se que a presença de ME esteja relacionada a assinatura de energia não-detectada nos experimentos, de maneira tal que a colisão de partículas possa produzir pares de ME [19].

Existe portanto uma grande expectativa de que o LHC seja capaz de produzir ME, e nesse caso, as interações entre ME e o MP podem ser descritas por uma teoria de campo efetivo (TCE) [20] contendo operadores de dimensão maior do que quatro. A grande vantagem desta formulação é que os parâmetros livres são os coeficientes dos operadores e a massa da ME.

3.8 Modelo Isotripleto Vetorial de Matéria Escura

A introdução de campos vetoriais massivos no MP sem um correspondente grau de liberdade escalar geralmente não é desejável. Tais teorias são não-renômalizáveis e violam a unitariedade. Porém, esses inconvenientes podem ser evitados em alguns casos especiais. Por exemplo, para o caso especial de uma teoria de gauge não-abeliana com um campo vetorial massivo (V) se transformando homogeneamente na representação adjunta do grupo de gauge. Foi demonstrado que a teoria preserva a unitariedade desde que o vértice triplo no V esteja ausente e que o acoplamento quártico em V seja igual, mas oposto em sinal ao acoplamento quártico no bóson de gauge.

Este mecanismo é aplicado no modelo isotripleto [14], acrescentando ao MP um novo bóson vetorial massivo na representação adjunta de $SU(2)_L$. Dessa forma, é obtida uma extensão do MP que inclui um novo bóson de gauge massivo V_μ .

3.9 Lagrangiana

A lagrangiana do MIVME é dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{SM} - Tr\{D_\mu V_\nu D^\mu V^\nu\} + Tr\{D_\mu V_\nu D^\nu V^\mu\} - \frac{g^2}{2} Tr\{[V_\mu, V_\nu][V^\mu, V^\nu]\} - ig Tr\{W_{\mu\nu}[V^\mu, V^\nu]\} \\ & + M^2 Tr\{V_\nu V^\nu\} + a(\phi^\dagger \phi) Tr\{V_\nu V^\nu\}, \end{aligned} \quad (29)$$

sendo que:

- \mathcal{L}_{SM} é a lagrangiana do MP;
- $W_{\mu\nu}$ é o tensor de campo de força;
- g é a constante de acoplamento de glúons;
- ϕ é o campo de Higgs;
- M é a massa do Bóson não carregado;
- D_μ é a derivada covariante na representação adjunta $SU(2)_L$, de tal forma que:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig[W_\mu,]; \quad (30)$$

Neste modelo a simetria $SU(2)_L$ é quebrada pelo mecanismo de Higgs e o bóson de calibre associado possui massa, sendo acoplado somente ao campo escalar de Higgs (ϕ). Graças a simetria Z_2 , o novo bóson vetorial não é acoplado aos outros bósons vetoriais quando o campo de Higgs adquire o valor esperado de vácuo. A quebra de simetria eletrofraca se mantém a mesma para o caso do MP.

Já a massa dos novos bósons vetoriais carregados, M_V , é dada por:

$$M_V^2 = M^2 + \frac{1}{2}av^2, \quad (31)$$

sendo v o valor esperado no vácuo adquirido pelo campo de Higgs, e vale aproximadamente 246 GeV. Já a é a constante de acoplamento ao campos de Higgs que varia no intervalo de convergência de 0 a 4π e que aparece também na lagrangiana do modelo em questão. Neste modelo a quebra de simetria ocorre pelo mecanismo de Higgs, de tal forma que o bóson massivo acopla somente ao campo de Higgs, e não aos outros bósons.

A Lagrangiana desse modelo de extensão simplificado foi implementada no CalcHEP e encontra-se disponível para uso público. As consequências fenomenológicas do modelo em vários colisores podem ser exploradas variando-se os dois novos parâmetros, a e M .

Devido ao curto tempo de vida de decaimento do isotripleto carregado ($\approx 2 \cdot 10^{-9}$ s), a maior parte dos bósons V^+ e V^- que seriam produzidos em colisores de hádrons, decairiam em um pión mais leve antes mesmo de chegarem a um detector, o que levaria a imprecisão no processo devido a falta de detecção de energia.

No entanto, o recuo produzido pelo feixe irá compensar o curto tempo de vida de decaimento do isotripleto pelo aumento do número de bósons carregados criados, fazendo com que um maior número de partículas consigam atingir o detector.

Vale ressaltar que o método mais eficiente para a detecção de isopleto é buscar pelos rastros carregados que desaparecem dentro do detector. Este tipo de pesquisa já foi feita no ATLAS [21] e no CMS [22].

Analisaremos aqui a produção de ME através da reação $\mu^+ + \mu^- \rightarrow \gamma + V^0 + V^0$. Neste caso a ME (V^0) é proveniente de um Higgs, conforme os gráficos de Feynman a seguir:

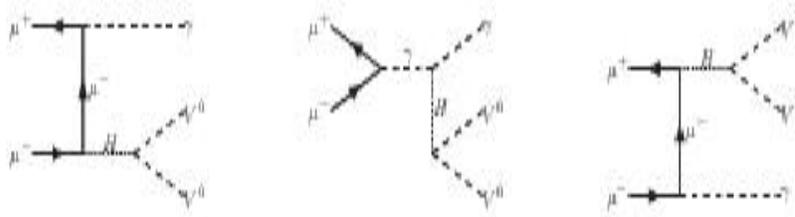


Figura 4: Diagramas de Feynman para a produção de ME.

A ME é produzida aos pares, e no estado final somente o fóton é detectado.

4 Colisores

De maneira simples, o funcionamento de um acelerador de partículas [4] consiste em levar partículas subatômicas até altos valores de energia e colidi-las. Através de configurações engenhosas de detectores e ímãs, os eventos a serem estudados podem ser separados dos eventos de fundo. Desta forma é possível gerar feixes de partículas como pósitrons, múons, káons e antiprótons, que por sua vez, podem ser atirados novamente em um outro alvo.

A necessidade da utilização de altas energias para o estudo de partículas subatômicas basicamente ocorre por que a produção de partículas com maior massa, no geral, exige valores de energias mais altas para a colisão.

Com o avanço dos estudos sobre as partículas, tornou-se necessário atingir ainda maiores valores de energia para as colisões, e com isto, surgiu a colisão entre feixes de partículas através dos colisores. O maior valor de energia obtido para os colisores pode ser entendido através da cinemática das partículas. Considerando uma partícula de massa m , sua cinemática pode ser escrita em termos de seu momento linear (\vec{p}) e sua energia (E), que formam um quadri-vetor $P^\mu = (E, \vec{p})$ [23].

O quadrado deste quadri-vetor é dado por:

$$P^2 = E^2 - \vec{p}^2 \quad (32)$$

Considerando a colisão de duas partículas de massa distintas m_1 e m_2 , temos:

$$(P_1 + P_2)^2 = E_{cm}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (33)$$

Para o caso do colisor em que o ponto de colisão está em repouso no referencial do laboratório, ($\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$), a energia do centro de massa é dada por:

$$E_{cm}^2 = (E_1 + E_2)^2. \quad (34)$$

Para o caso do alvo fixo ($\vec{p}_2 = 0$) a energia do centro de massa é dada por:

$$E_{cm}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2m_2E_1. \quad (35)$$

A tabela a seguir compara algumas colisões para alvos fixos e para feixes:

Tipo de colisão	Colisão de feixes (Gev)	Alvo fixo (Gev)
p x p (7000 à 7000 Gev)	14000	114,6
e^- x e^- (100 à 100 Gev)	200	0,32

Tabela 3: Energia centro de massa para algumas colisões. Fonte: [23]

Existem vantagens e desvantagens para os dois casos. A seguir, alguns destes pontos são destacados.

1. Alvo fixo

- Vantagens: Simplicidade técnica, reaproveitamento das partículas espalhadas para a criação de feixes secundários;
- Desvantagem: Energia do centro de massa é consideravelmente menor que o do feixe ($E_{cm} \propto \sqrt{E_f}$).

2. Feixes

- Vantagem: Energia do centro de massa é proporcional a energia do feixe ($E_{cm} \propto E_f$);
- Desvantagens: Dificuldade técnica, não reaproveitamento das partículas espalhadas para a criação de feixes secundários.

Claro que parte fundamental de todo este processo é a detecção destas partículas de interesse, que podem ocorrer através da ionização de átomos quando partículas com altos valores de energia atravessam a matéria. Os átomos ionizados funcionam como sementes na formação de gotas, bolhas ou centelhas em detectores do tipo *cloud chamber*, *bubble chamber* e *spark chamber*, respectivamente. Também é possível detectar partículas em calorímetros em que as partículas neutras ou carregadas ao colidirem com a matéria do detector produzem chuviros de partículas. Já as partículas que não possuem carga elétrica podem ser também detectadas indiretamente através da análise da trajetória de partículas carregadas nas figuras geradas por estas “sementes”, acompanhado de leis de conservação como momento linear e energia de cada vértice [1].

4.1 Luminosidade

Um parâmetro de extrema importância tanto para os colisores como para os aceleradores é a luminosidade. A luminosidade normalmente varia com o tempo, depende das características do acelerador, e representa a relação entre o número de eventos detectados por segundo e a seção de choque [23]. Esta grandeza pode ser usada para medir a taxa de colisões da máquina, e é um parâmetro de conexão entre a grandeza experimental (número de eventos por segundo) e a grandeza teórica (seção de choque) (σ_p)⁴:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma_p \quad (36)$$

sua unidade é $[L] = cm^{-2} \cdot s^{-1}$.

Levando em consideração um experimento em que feixes de partículas são atirados em um alvo fixo, as propriedades do feixe de partículas como as do alvo devem ser conhecidas. Para o alvo, sua densidade (ρ_T) e espessura (l), são características fundamentais de serem conhecidas.

Considerando um feixe de partículas com densidade gaussiana e colisões frontais, a expressão da luminosidade é dada por:

$$L = f \cdot N_b \cdot \left(\frac{n_1 \cdot n_2}{4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} \right), \quad (37)$$

Sendo que:

- n_1 e n_2 é o número de partículas 1 e 2 dos respectivos feixes envolvidas nas colisão;
- f é a frequência de rotação dos feixes no colisor;
- σ_x e σ_y são as seções transversais dos feixes.
- N_b é o número de *bunches*.

Vale ressaltar que n_i (número inicial de partículas de cada feixe) e σ_x e σ_y podem variar com o tempo. Isto ocorre devido ao fato das partículas de mesmo feixe possuírem o mesmo sinal de carga, o que leva a repulsão Coulombiana. O campo magnético é o agente responsável por fazer com que as partículas no feixe se mantenham unidas. O que ocorre é que perdas de partículas acaba sendo inevitável, e portanto, estes valores possuem variação temporal.

⁴A luminosidade é uma grandeza que depende de características do acelerador como pode ser visto na equação (20).

4.2 Luminosidade Integrada

A luminosidade integrada num determinado intervalo de tempo (geralmente anos) é outro parâmetro importante, já que nos fornece o número de eventos esperados num intervalo T e é dada por:

$$L_{int} = \int_0^T L(t) dt \quad (38)$$

Desta forma, temos que o número de eventos esperados será dado por:

$$N_{eventos} = L_{int} \cdot \sigma \quad (39)$$

No caso da Luminosidade integrada é comum utilizar como unidade o inverso do *femto-barn* (fb^{-1}):

$$1 \text{ fb} = 10^{-43} \text{ m}^2 = 10^{-39} \text{ cm}^2.$$

4.3 Tipos de colisores

Os colisores de partículas foram desenvolvidos e hoje são as máquinas mais modernas utilizadas para o estudo de colisões a altas energias entre partículas [24]. Com este avanço tecnológico, estas máquinas tornaram-se mais específicas. Será abordado com mais detalhes as colisões entre próton - próton (p,p), próton - antipróton (p,\bar{p}), elétron - pósitron (e^-,e^+), e por último, com maior destaque para esta pesquisa, colisões múon - múon (μ,μ).

4.4 Colisores de Hádrons-Hádrons - (p,p) ; (p,\bar{p})

Estes colisores geram interações entre os constituintes mais básicos destas partículas, sendo que os estados iniciais não são bem definidos, com a maior parte das interações ocorrendo em energias mais baixas, o que leva a eventos de fundo indesejáveis. A taxa de eventos para altas energias é maior para o caso (p,\bar{p}), pois devido à existência de antiquarks de valência no \bar{p} , ocorrem pares aniquilação com os quarks no p . A seguir serão explorados algumas propriedades deste tipo de colisores:

- Energia física efetiva para colisores de Hádrons: Os Hádrons são estruturas compostas por quarks e glúons, e portanto, uma fração da energia disponível para colisão é utilizada para alcançar as estruturas internas dos Hádrons.

Para o caso de um colisor como o LHC, a expressão que relaciona a energia efetiva para a colisão, a luminosidade e a energia do centro de massa é dada por:

$$E_{efe} \approx \frac{(E_{cm})^{0,6}}{(7(TeV))^{0,6}} \cdot \frac{(L)^{(0,2)}}{(10^{34}(cm^{-2}s^{-1}))^{0,2}} (TeV) \quad (40)$$

Para uma $E_{cm}=14$ TeV, este colisor tem uma energia efetiva de 1,5 TeV, ou seja, quase 10 vezes menor.

- Luminosidade: O colisor Tevatron (p,\bar{p}) pode chegar a um valor de luminosidade de $10^{33} cm^{-2} \cdot s^{-1}$, já o LHC (p,p) pode chegar a um valor de $10^{34} cm^{-2} \cdot s^{-1}$ de luminosidade. Valores ainda maiores de luminosidade são impraticáveis para estes colisores, pois trariam consigo danos aos detectores devido a radiação.

A figura a seguir ilustra o o complexo Fermilab, do qual faz parte o acelerador TEVATRON, localizado em Illinois, USA.

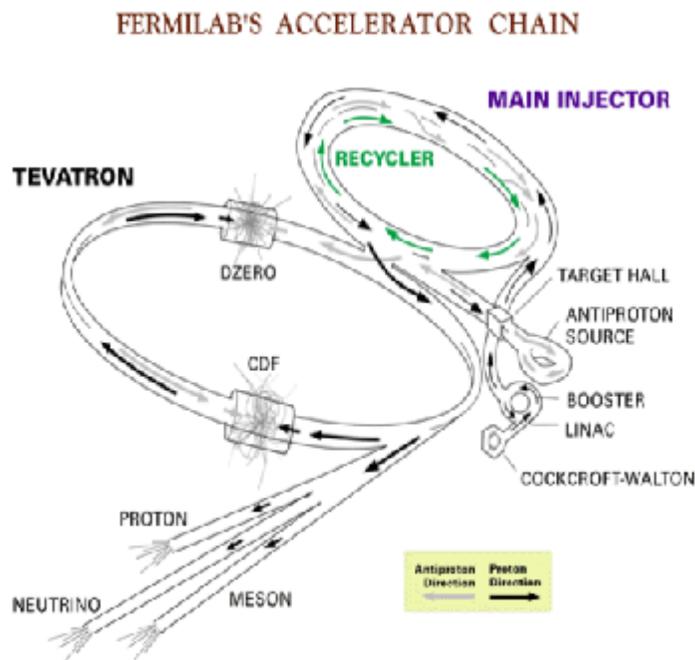


Figura 5: Complexo Fermilab. Fonte: [25]

4.5 Colisores Elétron-Pósitron (e^-, e^+)

- Energia efetiva: Diferentemente do que ocorre para o caso anterior, este tipo de colisor não lida com partículas compostas, logo toda a energia cedida pelo colisor é usada na colisão das partículas elementares;
- Luminosidade: Estes colisores possuem valores de luminosidade que giram de $10^{31} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ a $10^{33} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, porém há máquinas com possibilidade de alcançarem valores ainda maiores;
- Custo x Tamanho: Para valores de energia até 100MeV, usando um valor de campo (\vec{B}) razoável, o custo se torna proporcional à sua energia. Para o caso de colisores circulares há um fator limitante devido à perda de energia das partículas aceleradas por estarem em movimento circular. Esta radiação é chamada de radiação síncrotron, que é proporcional a quarta potência da velocidade da partícula e inversamente proporcional ao quadrado do raio da órbita. Esta também é proporcional ao inverso da quarta potência da massa da partícula utilizada no feixe para colisão.

Valores de energia acima de 100MeV, com o mesmo valor de campo (\vec{B}), a perda energética pela radiação síncrotron (ΔV_{turn}) cresce rapidamente. O custo mínimo é obtido quando o custo do anel é balanceado com o custo da radiação de rádio frequência para repor a energia perdida (ΔV_{turn}).

$$\Delta V_{turn} \propto \frac{v^4}{r^2} \propto \frac{E^3 \dot{B}}{m^4} \quad (41)$$

Exemplos deste tipo de colisor são o LEP (*Large Electron-positron Collider*) localizado no CERN, CESR (*Cornell Electron Storage Ring*) localizado na cidade de Ithaca, Nova Iorque (EUA).

4.6 Colisores de Múons (μ, μ)

A seguir temos algumas informações importantes sobre o μ :

Sua massa de repouso tem valor de $m_\mu = 105.6583755 \text{MeV}$, sua vida média em seu referencial de repouso tem valor de $\tau = 2.1969811 \cdot 10^{-6} \text{s}$. Considerando a velocidade da luz ($c=1$), a energia do múon será dada por $E_\mu = \gamma \cdot m_\mu$, sendo γ o fator relativístico.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}}. \quad (42)$$

A energia do centro de massa do acelerador (E_{cm}) deve ir de 1 a 100 TeV, logo cada feixe

deve ter de 0,5 a 50 TeV. Usando esta informação e a relação acima, conclui-se que sua vida média no referencial do laboratório ($\delta T = \gamma \cdot \tau$) pode chegar a mais de um segundo.

A figura a seguir ilustra o tempo de vida média do múon no referencial do laboratório em função da energia do feixe:

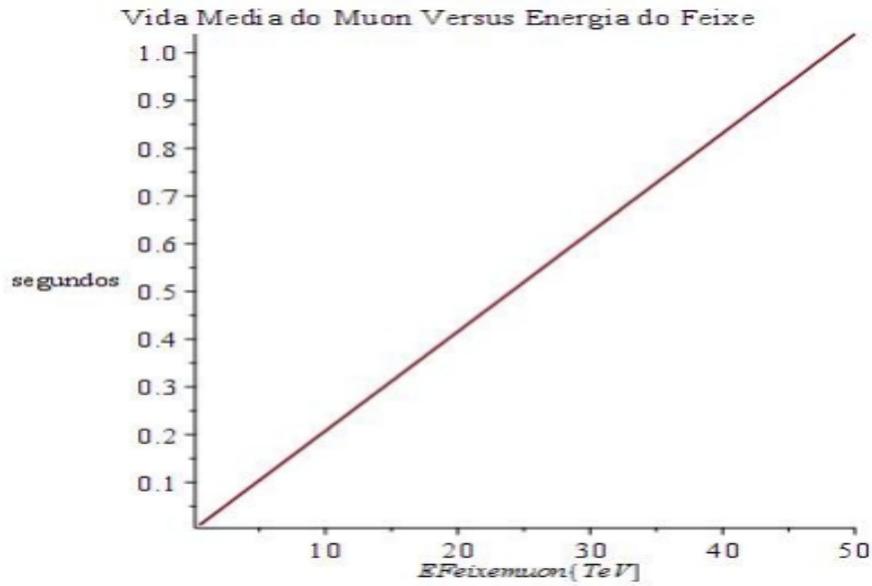


Figura 6: Vida média do Múon x Energia.

4.7 Vantagens dos colisores de Múons

Colisores de múons possuem um grande potencial na ordem de energia dos Multi TeV, graças ao fato dos múons poderem ser acelerados em um anel sem a limitação da radiação de síncrotron, que é suprimida por um fator de 10^9 pelo alto valor de massa do múon ($m_\mu \simeq 207 \cdot m_{e^-}$), comparando com um mesmo valor para feixes de elétrons. Mas esta não é única vantagem deste tipo que colisor. A seguir são listadas as principais vantagens destas máquinas:

- Possibilidade de uma geometria circular: Considerando um acelerador circular com 3km de circunferência, o múon dará aproximadamente 10^8 voltas em média antes de decair. Considerando dois pontos de colisão onde serão colocados os detectores, haverá $2 \cdot 10^8$ colisões antes do múon decair em um segundo;
- A supressão da radiação síncrotron induzida pelo *beamstrahlung* permite o uso de feixes com menor espalhamento para o *momentum*, e portanto, a radiação de QED é reduzida;
- Colisores de múons tem grande vantagem sobre colisores de hádrons, já que toda a energia do feixe de μ pode ser utilizada para a colisão, devido ao fato do múon não ser uma partícula composta;
- Um colisor de múons é um colisor de léptons-antiléptons que capaz de mapear a ressonância de Higgs e medir sua massa e largura com precisão;
- A produção do Canal S de Higgs é aumentada por um fator de $\approx 40^3$, que combinado com um menor valor de *momentum* permite maior precisão para a determinação das massas de Higgs;
- O decaimento do múon gera elétrons e neutrinos do elétron com fluxo e espectro de energia bem conhecidos. Estes neutrinos podem ser reaproveitados para uma fábrica de neutrinos.

Porém, há também desvantagens para estas máquinas, que no geral ocorrem devido a dificuldade da produção de múons em larga escala.

Devido a sua curta vida média, o Múon também tem de ser acelerado rapidamente para que a sua vida média aumente no referencial do laboratório.

4.8 Projeto dos colisores de Múons

Muito esforço e colaboração foi colocado no estudo de designs que tornem colisores de múons [24] [26] [27] viáveis. No ano de 1996 já foi apresentado em Snowmass ⁵ os parâmetros básicos para um colisor de múons de 4 TeV de centro de massa, que são ilustrados na figura a seguir.

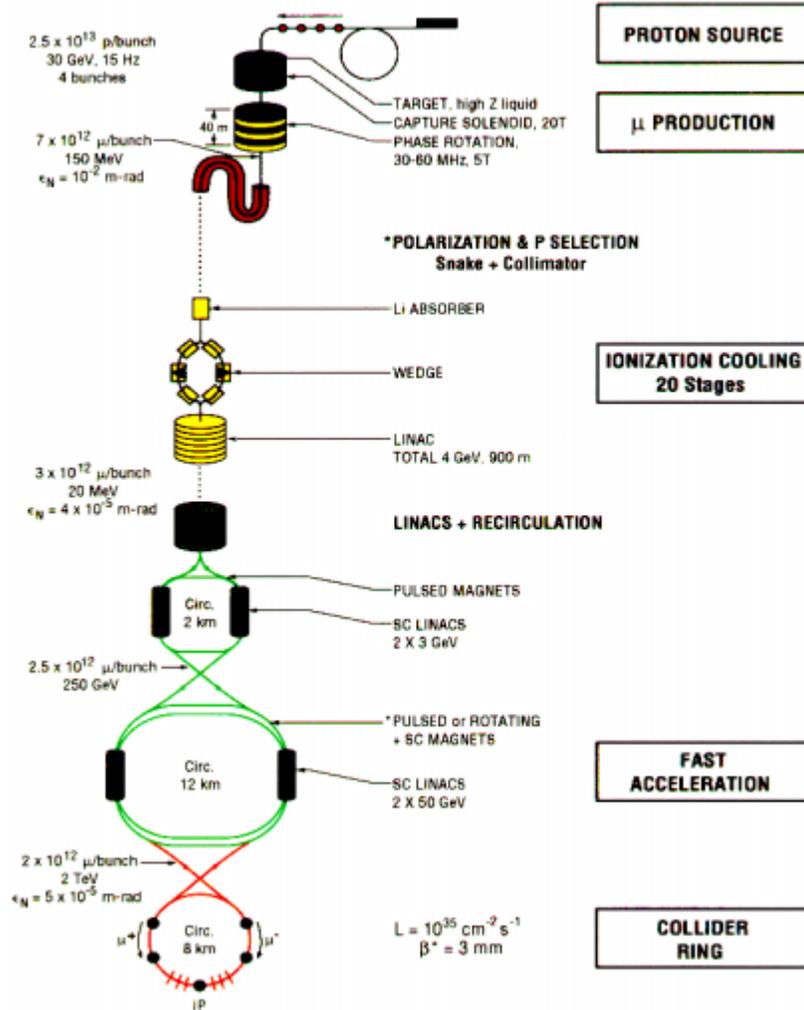


Figura 7: Colisor de Múons. [24]

⁵Snowmass é um exercício de planejamento da comunidade de física de partículas patrocinado pela divisão de partículas e campos da *American Physical Society*. Nele, os cientistas desenvolvem uma visão coletiva para os próximos sete a dez anos para a pesquisa de FP.

Desta figura, destacam-se os seguintes componentes:

- Fonte de prótons (parâmetros: 30 GeV, 10^{14} prótons por pulso, com 15 Hz de frequência);
- Alvo de metal líquido cercado por um campo magnético de 20 T de magnitude, gerado por um solenoide híbrido para gerar e capturar píons;
- Canal solenoidal com cavidades de 5T para o decaimento dos píons em múons. As cavidades permitirão acelerar os píons mais lentos e desacelerar os mais rápidos;
- Um sifão solenoidal e um colimador para controlar *momentum* e polarização dos múons;
- Sequência de 20 estágios de resfriamento por ionização;
- Um acelerador linear ou um recirculador pré-acelerador linear seguido de uma sequência de aceleradores síncrotron de campo pulsante, que utilizam aceleradores lineares supercondutores.
- Anel de colisão.

Colisores de múons são uma grande esperança para se obter progresso em diversas questões de fronteira de energia, que vão além do Modelo Padrão (MP); como por exemplo a procura de novas partículas acopladas ao Bóson de Higgs, que possivelmente está relacionada a bariogênese eletrofraca [28]. Existe um estudo preliminar para a implementação de um colisor de múons de 14TeV nas instalações do CERN LHC (túneis de 27,6 Km de circunferência), porém, nenhuma destas máquinas foi construída ainda devido a fatores como:

- Demonstração do resfriamento por ionização [29];
- Captura de píons por solenoides;
- Uso de RF tão próximo a uma fonte de prótons.

Desde Snowmass 1996, estudos de viabilidade para implementação de colisores de múons foram publicados. Mais recentemente para o caso de um colisor de 3 TeV referencia-se o trabalho do *International Muon Collider Collaboration* [30] submetido para Snowmass no ano de 2021, e publicado no ano de 2022.

4.9 Significância

A significância [31] [32] é um instrumento teórico utilizado para identificar um quadro estatístico consistente que possa ser quantificado. Esta pode ser vista como uma medida da probabilidade de uma hipótese nula ser verdadeira em comparação com o nível aceitável de incerteza em relação à resposta verdadeira.

Esse método consiste em contabilizar incertezas estatísticas na determinação de valores médios dos eventos de sinal e de fundo. Na presença de um evento de sinal, podemos quantificar este evento pela sua significância estatística.

Portanto, a significância do sinal vai nos mostrar o quanto o evento de sinal sobressai sobre os eventos de fundo.

A significância estatística é medida em unidades de desvio padrão (σ) e neste trabalho será adotada a definição simples da significância estatística mediana aproximada (SMA):

$$S = \frac{N_s}{\sqrt{N_b}} \quad (43)$$

Sendo que:

- N_s é o número de eventos de sinal esperados;
- N_b é o número de eventos de *background* esperados.

Para esta definição, um valor acima de 5σ é considerado uma descoberta e um valor acima de 3σ é considerado uma forte evidência.

5 Programas utilizados

5.1 Geradores de eventos - CalcHEP

O CalcHEP (*Calculations in High Energy Physics*) [33] é um gerador de eventos de Monte Carlo[34], e foi a ferramenta de simulação escolhida para a realização deste trabalho. Este instrumento consiste de um pacote de softwares desenvolvido para realizar cálculos com grande eficiência para o estudo das seções de choque de produção e larguras de decaimento dentro de diversos modelos teóricos da FP, com alto nível de automação.

Esta ferramenta, dentre outros fatores, foi escolhida principalmente devido ao fato da notação utilizada no programa ser semelhante a notação utilizada pela FP. Logo, um usuário novo na utilização do programa não encontra tantas dificuldades para a utilização do mesmo.

Um outro fator relevante que levou a esta escolha, é a facilidade da geração dos diagramas de Feynman para um dado canal de eventos escolhido, juntamente com a elevação ao quadrado destes mesmos diagramas.

Seu principal objetivo é proporcionar um ambiente, em que à partir da Lagrangiana de uma dada interação é possível gerar eventos.

O software é composto de dois módulos:

- Módulo simbólico: Este módulo permite que o usuário do software interaja de forma dinâmica com um dado modelo físico, calcule sua matriz quadrada, exporte seus resultados como um código C, e ainda compacte este código C em um arquivo executável;
- Módulo numérico: Este módulo é responsável por realizar cálculos de integrais no espaço de fase [35] para determinar a seção de choque, largura de decaimento e geração de eventos de processos definidos pelo usuário.

Dentre as diversas funcionalidades do CalcHEP, destacam-se:

- Criação ou modificação de modelos;
- Modelos de FP do MP já disponíveis na web para uso livre de usuários;
- Variedade de modelos além do MP através da plataforma de downloads na plataforma *Energy Physics Model Database* (HEPMDB);
- Inclusão de cortes em parâmetros do modelo escolhido, advindos da bagagem teórica da FP ou então de limitação dos detectores;
- Manipulação dos diagramas de Feynman: opção de escolha entre o gauge de Feynman ou o gauge unitário no cálculo dos diagramas;

- Cálculo das amplitudes ao quadrado dos diagramas Feynman gerados;
- Geração gráfica de algumas variáveis inerentes aos processos físicos, como por exemplo energia e ângulo de espalhamento de partículas;
- Manipulação do número de pontos nos resultados gráficos, com a finalidade de obtenção de melhores resoluções nas curvas, assim como visualização de margem de erros;
- Possibilidade de utilização de comandos em *batch*, para a realização de diversos cálculos de modelos com variação de parâmetros inerentes ao canal.

Devido à estas funcionalidades que o CalcHEP traz consigo, julgou-se uma boa escolha de ferramenta de simulação de eventos para este trabalho.

5.2 Aprendizado de Máquina (AM)

O AM [36] [37] [38] é uma ramificação da Inteligência Artificial (IA) [39] [40], que tem como objetivo gerar algoritmos que sejam capazes de aprender com base em informações prévias, sem uma nova programação específica. Esta pode ser entendida como a parte estatística da IA que torna possível a resolução de problemas utilizando experiência prévia a cenários similares.

O AM tem aplicações em diversas áreas, como por exemplo a sugestão de produtos e serviços de acordo com pesquisas de usuários no comércio online, medicina, reconhecimento de voz, e até mesmo na área de segurança, como o reconhecimento facial.

A FP também tem se mostrado um campo fértil para a aplicação do aprendizado de máquina, já que a utilização dos grandes colisores gera grande volume de dados complexos. No LHC por exemplo, 600 milhões de colisões inelásticas ocorrem por segundo, e como uma reação em cadeia, cada colisão produz um grande número de partículas. O que ocorre, é que o número de eventos de interesse é pequeno em comparação com o número total de eventos, e isto faz com que este grande volume de dados seja inevitável.

O emprego do AM na FP, seria de sobrevir o método tradicional de análise e classificação deste grande do volume de dados gerados no colisores (como por exemplo o LHC). A AM na FP visa a busca de novos padrões, a fim de identificar os eventos de interesse dentre os eventos de background. À esta processo, dá-se o nome de mineração de dados.

O método tradicional para a seleção de informações com características semelhantes aos eventos raros da amostra total de eventos é feita através de métodos estatísticos sofisticados, devido as observações resultantes das interações das partículas terem natureza probabilística. Dentro deste escopo, há dois propósitos:

- Identificação de partículas e reconstrução dos seus momentos e energias (tarefas de baixo nível);
- Busca por novas físicas e medições (tarefas de alto nível).

O AM portanto é percebido como a técnica que sucederá ou complementarará o método tradicional de triagem de dados na FP, através de um método chamado de Aprendizagem Profunda (AP), que consiste no emprego de algoritmos⁶ baseados em redes neurais que aprendem a partir de imensas quantidades de dados. Por exemplo, as redes neurais profundas (RNP) possuem grande valor para a FP, já que mostram-se ideais para lidar com tarefas altamente complexas, normalmente associadas a problemas de classificação. Uma das principais aplicações em Física de Partículas das RNP's é a identificação de jatos vindos de quarks pesados (c, b, t) ou quarks leves (u, d, s), e na seleção entre eventos de sinal e eventos de fundo.

⁶sequência de passos lógicos que objetivam uma solução para um problema específico.

5.3 Técnicas de Aprendizado de Máquina

O AM possui diversas ramificações, que em linhas gerais, se fundamentam em como o aprendizado é recebido ou como a resposta sobre o aprendizado é fornecida ao sistema computacional. As técnicas mais conhecidas e utilizadas de AM são Aprendizado Supervisionado (AS) e o Aprendizado Não-Supervisionado (ANS), que serão abordadas a seguir:

5.4 Aprendizado Não-Supervisionado (ANS)

Este tipo de aprendizado [41] [42] é caracterizado pela não classificação e rotulação dos dados de treinamento, ou seja, o sistema é treinado sem nenhum tipo de vigilância, e este deve ser capaz de encontrar os padrões necessários nos dados fornecidos. Dentro deste escopo, há três algoritmos de destaque:

- *Clustering* - Utilizado para agrupar pontos de dados similares. A figura a seguir mostra um gráfico com altura em função do peso que descrevem determinado grupo de pessoas:

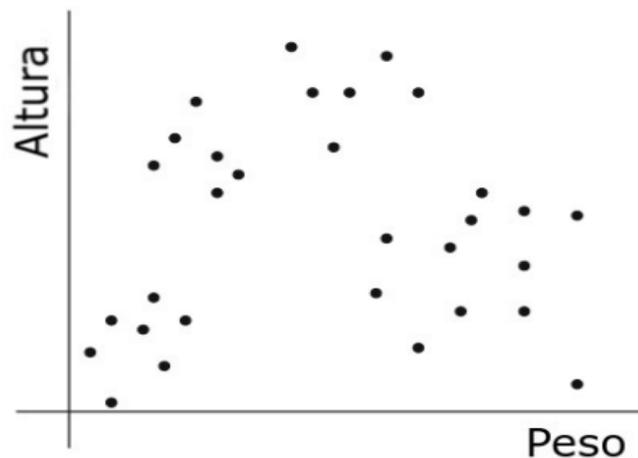


Figura 8: Agrupamento de características semelhantes num domínio bidimensional. Fonte: [37]

- Detecção de Anomalias - Utilizado para ensinar ao sistema valores "normais" de um determinado processo, e com isto, detectar prováveis anomalias;

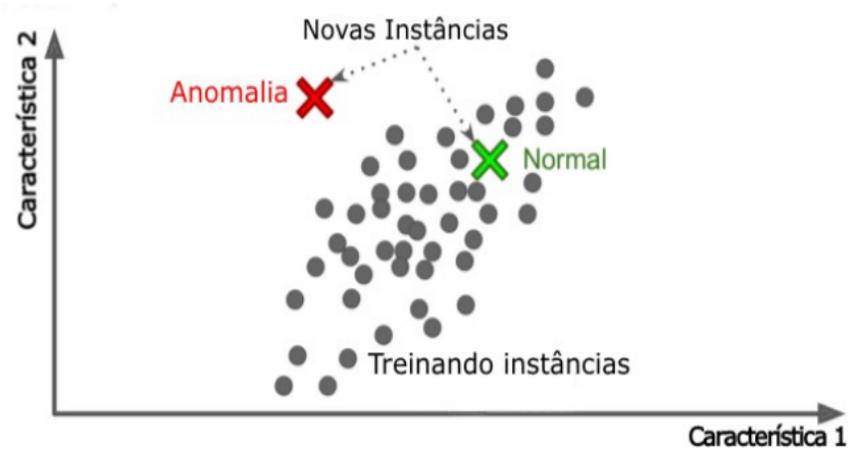


Figura 9: Detecção de Anomalias. Fonte: [36]

- Redução de Dimensionalidade - A RD é utilizada para redução da quantidade de atributos repetidos para a classificação. Fazendo portanto uma simplificação nos dados obtidos com altíssima eficiência, perdendo o mínimo de informações do recurso desejado.

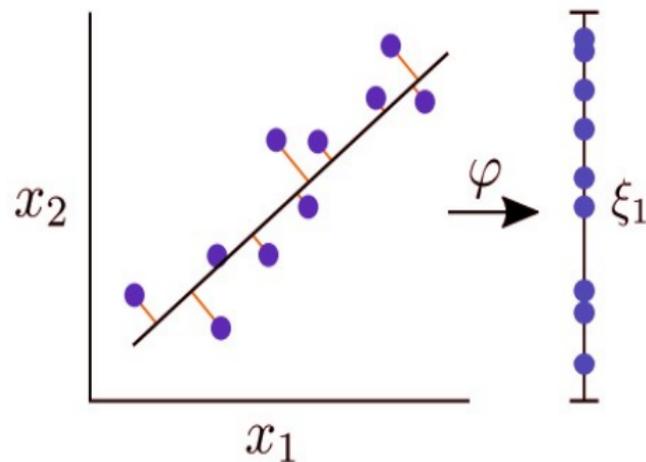


Figura 10: Exemplo de um transformação ϕ - Os algoritmos de RD tentam representar dados com dimensão alta ($x_1 \times x_2$) em dados de baixa dimensão ξ_1 . Fonte: [41].

5.5 Aprendizado Supervisionado (AS)

Neste aprendizado [41], é fornecido ao sistema de IA um conjunto de variáveis (base de dados) como entrada que são rotuladas com "saídas desejadas"(etapa de treino). A partir desta base de dados é passado um valor numérico, constante ou não, chamado de "rótulo de saída". Desta forma, é possível fazer com que o algoritmo aprenda, comparando sua saída atual com as saídas já conhecidas, de maneira a otimizar o desempenho da tarefa a partir dos erros prévios, sendo possível portanto, prever as variáveis de saída. Este modelo de AM pode ser criado utilizando duas técnicas:

- Classificação - Processo que prevê um rótulo de saída ou uma categoria discreta de classe, sendo a variável de resposta uma categoria, como "sim"ou "não".
- Regressão - Este processo faz a previsão de um valor numérico, ou seja, a variável de saída é um valor real como, alguma característica: altura, peso, preço, etc.

A Classificação e Regressão podem ser feitos a partir de vários algoritmos. Neste trabalho destaca-se: Regressão Logística (RL), Árvores de Decisão (AD) e Redes Neurais Artificiais (RNA).

1. Regressão Logística - A RL prevê estatisticamente a probabilidade de um determinado evento ocorrer. Se a probabilidade for maior que 50 por cento, a RL irá prever que a instância pertence à classe positiva (rotulada como 1). Se for menor que 50 por cento, o modelo irá rotular como classe negativa (rotulado com 0). Essa saída é chamada de resultado binomial;
2. Árvores de Decisão - Algoritmos de AM capazes de treinar, visualizar e fazer previsões. Na mineração de dados, as AD's funcionam como um modelo preditivo que esquematizam as informações sobre os dados para tirar conclusões acerca do valor final de saída com base nas variáveis de entrada;
3. Redes Neurais Artificiais - As RNA's [43] são compostas por muitas camadas conectadas que combinam neurônios individuais, assim como neurônios inativos ou ativos do cérebro humano.

Cada neurônio das camadas escondidas (camadas intermediárias) recebe a saída de neurônios da camada anterior como uma soma linear ponderada e aplica a transformação não linear como a saída. A figura a seguir ilustra essa relação:

Existe ainda uma subclassificação dentro das RNA:

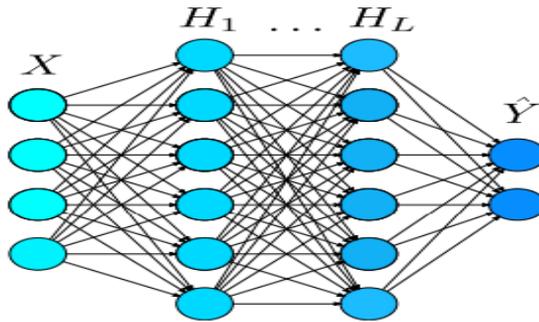


Figura 11: Estrutura das Redes Neurais Artificiais. Fonte:[17]

- Redes Neurais Artificiais Rasas (RNR) - Redes com poucas camadas ocultas;
- Redes Neurais Artificiais Profundas (RNP) - Redes com muitas camadas ocultas.

Todo neurônio contém valores de 0 a 1 (chamados de ativação) e o modo como a rede opera as ativações em uma camada determina as ativações da próxima camada. Um padrão de ativação causa muitos padrões de ativação específicos na próxima camada, na qual causa padrões na próxima até a última camada, similar a um efeito dominó.

A transição de ativações entre as camadas é feita através de funções matemáticas. Logo, as saídas das camadas de neurônios artificiais podem ser calculadas para várias instâncias, através da equação:

$$X_{W,b} = \phi\left(\sum_{i=1}^n W_i x_i + b\right) \quad (44)$$

A equação acima contabiliza as saídas de uma camada totalmente conectada $X_{W,b}$ em que X representa a matriz de recursos de entrada, e W é uma matriz de pesos que contém todos os pesos de conexão, exceto os pesos dos neurônios da última camada. O parâmetro b é um vetor (*bias*) que contém todos os pesos de conexão entre o neurônio de polarização e os neurônios artificiais (sua função é informar o quão alto o valor da soma precisa ser antes que os neurônios comecem a se tornar significativamente ativos).

Já ϕ é a chamada função de ativação, que tem como função garantir que a saída de cada camada escondida seja um valor de 0 a 1. A soma em i , por sua vez, leva em consideração a quantidade de camadas escondidas através do índice.

Os pesos informam qual padrão da instância está sendo captado pelo neurônio de uma camada específica intermediária. Inicialmente, os pesos da rede neural são configurados de maneira aleatória.

5.6 Curva ROC e área AUC

A curva característica de operação do receptor (curva ROC) é utilizada em classificadores binários para mostrar o desempenho de um modelo de classificação. Esta curva traça a taxa de positivo verdadeiro (TVP) em relação a taxa de falso positivo (TFP). A expressão que relaciona esses parâmetros são dados por:

$$TVP = \frac{VP}{VP + FN}, \quad (45)$$

sendo VP o verdadeiro positivo e FN o falso negativo.

$$TFP = \frac{FP}{FP + VN}, \quad (46)$$

sendo FP o falso positivo e VN o verdadeiro negativo.

A figura abaixo ilustra uma curva ROC:

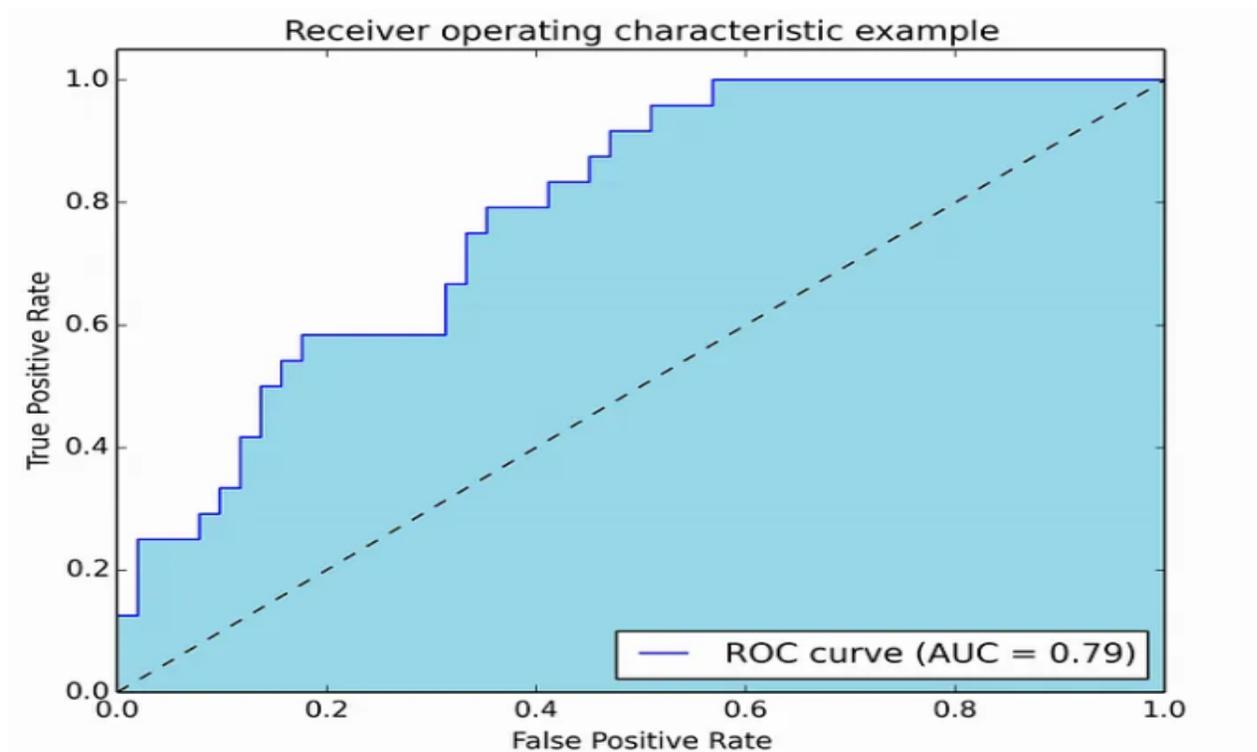


Figura 12: Exemplo de curva ROC. Fonte:[44].

A curva azul caracteriza a eficiência do classificador criado e a linha tracejada diagonal é uma curva padrão que delimita a eficiência geral de classificadores. Quanto mais afastadas as curvas ROC são acima da linha tracejada diagonal, melhor será o classificador.

A curva ROC na FP por exemplo, pode ser usada para avaliar a eficiência da rede neural na classificação de eventos.

Já a AUC mede a área abaixo da curva ROC (região em azul claro na figura). A área fornece uma medida agregada de desempenho em todos os limites de classificação possíveis. Uma maneira de interpretar AUC é vê-la como a probabilidade de que o modelo classifique um exemplo positivo aleatório mais alto do que um exemplo negativo aleatório. Quanto mais próximo de 1, melhor será o desempenho da rede.

O valor de corte ocorre no ponto em que há a maior separação na taxa de VP junto com a menor taxa de FP. Ou seja, a maior quantidade possível da taxa de eventos de sinal e menor taxa de eventos que contém o sinal que é confundido como fundo.

5.7 Linguagens de programação - Python, TensorFlow e Keras

Atualmente a linguagem de programação Python é a mais utilizada no AM, já que possui um maior desenvolvimento de algoritmos disponíveis. Para este trabalho, destacam-se a biblioteca TensorFlow e a ferramenta Keras.

- TensorFlow - Biblioteca de software de código aberto, desenvolvida pela equipe do Google Brain;
- Keras - Ferramenta de AM, com códigos escritos em Python, executada na plataforma TensorFlow.

Existem também algumas bibliotecas de Python disponíveis para AM:

- SciPy - Coleção de algoritmos numéricos que inclui processamento de sinal, otimização, e estatística;
- Numpy - Biblioteca matemática para se trabalhar com arrays;
- Matplotlib - Pacote para plotar gráficos 2D e 3D;
- Scikit-learn - Conjunto de algoritmos e ferramentas para AM, sendo que a maior parte dos algoritmos de Classificação e Regressão.

6 Análise dos Eventos Simulados e Resultados

Em nosso trabalho temos como objetivos os três seguintes tópicos:

1. Estudar os fundamentos do AM e suas aplicações em FP;
2. Verificar como a utilização de RNP's pode contribuir para a separação de neutrinos do múon de neutrinos do elétron e do táu;
3. Verificar como a utilização de RNP's pode contribuir para a procura por partículas de ME em futuros colisores de múons através da classificação dos eventos como sendo oriundos do modelo de extensão ou como eventos do MP.

Com o intuito de adquirir experiência com o software e testar algoritmos, foi feito um estudo sobre a capacidade de uma RNP conseguir separar eventos do tipo $\mu^+\mu^- \rightarrow \gamma, \nu, \bar{\nu}$ (canal de monofóton [45]) para diferentes neutrinos (estudo de *background*).

Sendo que a informação usada para a separação será somente a respeito do fóton final. Isto ocorre devido ao fato dos neutrinos não serem detectados nos experimentos.

6.1 Separação entre Neutrinos do MP

O canal de monofóton apresenta como maior desafio a identificação dos eventos devido ao fato de haver somente informações sobre o fóton no estado final, logo, toda a capacidade de separação dos eventos por parte da RNP se dá por meio de informações de uma única partícula no estado final.

Para o estudo, os canais dos neutrinos do elétron e do táu foram separados dos neutrinos do múon através do simulador de eventos CalcHEP. De tal forma que:

1. $\mu^+\mu^- \rightarrow \gamma, \nu_{e,\tau}, \bar{\nu}_{e,\tau}$
2. $\mu^+\mu^- \rightarrow \gamma, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$

A oportunidade do estudo se dá pelo fato dos gráficos de Feynman entre os canais citados acima serem diferentes. E devido a esta diferença, esperava-se que a RNP fosse capaz de separar os neutrinos do múon dos neutrinos do elétron e do táu.

Foram aplicados os seguintes cortes nos eventos gerados usando o CalcHep devido as limitações do detector:

1. $E_\gamma > 5 \text{ GeV}$;
2. $-0,999 < \cos(\theta_\gamma) < 0,999$, onde θ_γ é o ângulo que fóton faz com a direção do feixe;

3. Energia faltante ($ECM - E_\gamma$) = $\cancel{E} > 5$ GeV.

Estes cortes foram utilizados em todos os eventos gerados para este trabalho. Os gráficos de Feynman são ilustrados nas figuras (13), (14) e (15).

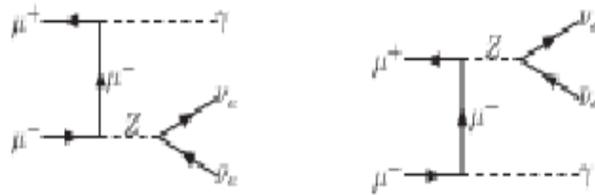


Figura 13: Diagramas de Feynman para o canal monofóton para $\nu_e, \bar{\nu}_e$.

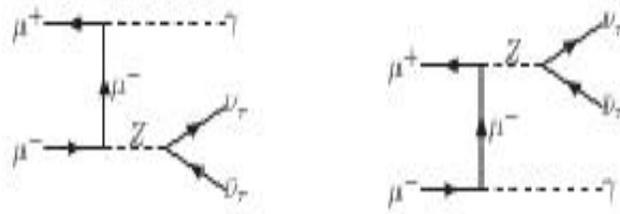


Figura 14: Diagramas de Feynman para o canal monofóton para $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$.

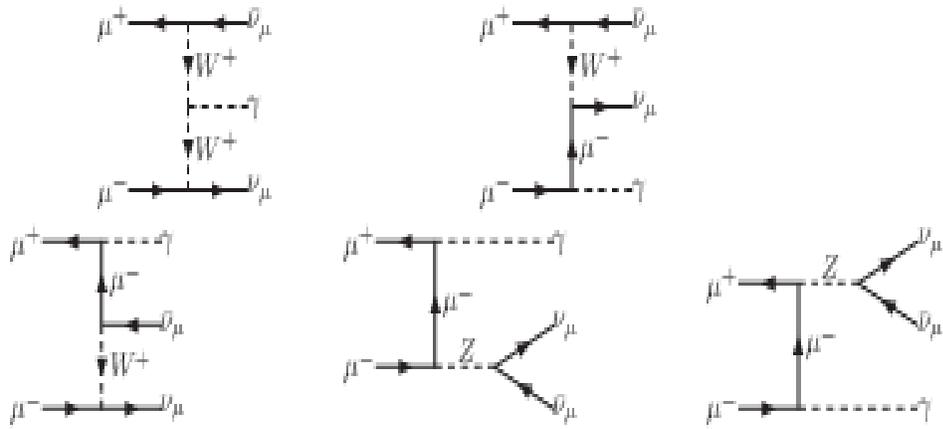


Figura 15: Diagramas de Feynman para o canal monofóton para $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$.

Pode-se verificar na figura (15) três diagramas de Feynman adicionais com troca do bóson W para o caso do estado final com neutrinos do múon em relação aos neutrinos do elétron e do táu.

6.1.1 Treinamento e Teste da Rede - Neutrinos do MP

Primeiramente foi construído um classificador a partir de técnicas de AM, baseado em uma RNP. Esta foi criada a partir do pacote *Keras* por meio da biblioteca *Tensorflow*.

A saída do classificador contruído foi usado para separar eventos semelhantes a sinais dos neutrinos, a fim de separá-los. Logo, foi fornecido como entrada para a RNP um conjunto de rótulos de entrada para distinguir os eventos. A estrutura geral da RNP em questão pode ser representada como:

$$N_1 \rightarrow N_2 \rightarrow N_3 \rightarrow N_4 \rightarrow N_5 \rightarrow N_6 \rightarrow N_7 \quad (47)$$

Camada	1 ^a	2 ^a	3 ^a	4 ^a	5 ^a	6 ^a	7 ^a
Nº de nós	6	20	30	50	30	10	1

Tabela 4: Número de nós da RNP empregada no trabalho.

Como é mostrado na representação esquemática (47), a RNP é composta por 7 camadas. Sendo que N_1 é a camada de entrada da RNP, que neste trabalho é composta por 6 nós. As camadas N_2 até N_6 compõem as camadas intermediárias, e por fim, a camada N_7 é a camada de final (composta por 1 nó).

Para a última camada, foi empregada a função de ativação *sigmoide*. Para todas as outras camadas foi utilizada a função de ativação RELU. Esta rede possui 4171 parâmetros (pesos) que são ajustados durante o aprendizado.

A camada final da RNP é portanto responsável pelo resultado de saída da RNP, sendo que este está entre 0 e 1. 0 (zero) quando for para um evento com neutrinos do elétron ou do táu e 1 quando for para um evento com neutrinos do múon num caso ideal.

Como rótulos de entrada para a RNP foram utilizados 6 grandezas: O quadrimomento do fóton final ($P_f^\mu = (E_f, \vec{p}_f)$), a energia não detectada e a massa invariante não detectada para cada evento. De tal forma que:

$$E_{miss} = E_{cm} - E_\gamma \quad (48)$$

$$M_{miss} = \sqrt{E_{miss}^2 - \vec{p}_\gamma^2} \quad (49)$$

Os rótulos de entrada da rede são reescalados para que eles variem entre 0 e 1 ou -1 e 1. Para o treino da rede, foram feitas uma série de variações de conjuntos de dados inerentes a RNP, a fim de encontrar a configuração de software que oferecesse o melhor treino. Estes

parâmetros variados são o número de eventos, separação de neutrinos do elétron e do táu e a energia do centro de massa.

Inicialmente para testar a ideia, foi usado a ECM= 20 TeV. Este valor de energia foi adotado pois o valor de seção de choque já havia sido calculado no decorrer do trabalho para os neutrinos. A figura (16) ilustra estes resultados. É importante ressaltar que o valor da seção de choque para as partículas do MP tendem a diminuir com o aumento da ECM, diferentemente do caso da partículas de ME, que possuem valor crescente da seção de choque com a ECM.

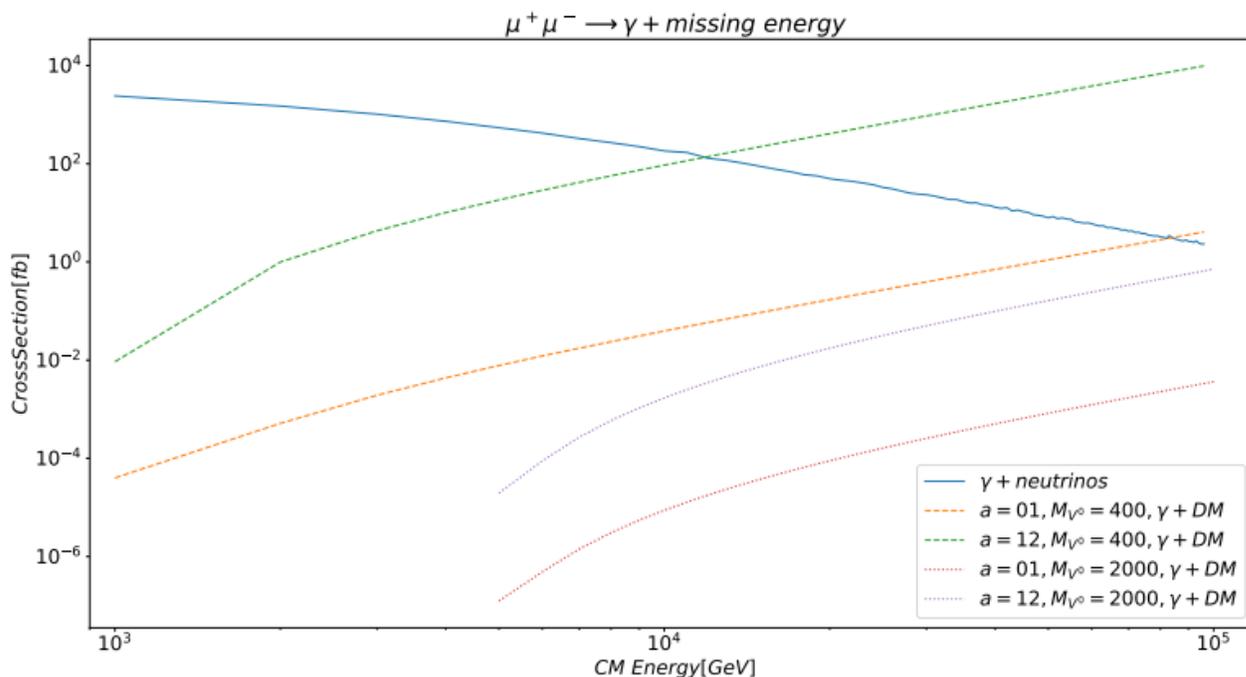


Figura 16: Gráfico para seções de choque para o canal de monofóton.

Em relação ao número de eventos, primeiramente foram gerados 10^5 eventos, sendo que $5 \cdot 10^4$ eventos são referentes a neutrinos do múon e $5 \cdot 10^4$ eventos são referentes a neutrinos do elétron e do táu.

Em seguida, o número de eventos foi aumentado para $2 \cdot 10^5$, sendo que metade destes são referentes a neutrinos do múon e a outra metade referentes a neutrinos do elétron e do táu.

A seguir, uma nova variação no número de eventos foi feita, passando de $2 \cdot 10^5$ para $3 \cdot 10^5$ eventos. E novamente, metade destes dizem respeito a neutrinos do múon e a outra metade é composta por neutrinos do elétron e do táu.

Para todos os casos foi estabelecido que 80 por cento dos eventos seriam utilizados para

o treino da rede, enquanto os outros 20 por cento seriam utilizados para a verificação da separação.

Os 4171 parâmetros (pesos) da rede foram ajustados de tal forma que o rótulo de saída resultasse no valor numérico 1 quando fosse um evento com neutrinos do múon e 0 para os outros dois casos.

Para o treino da RNP com 10^5 eventos à 20TeV de ECM, as curvas ROC resultantes foram as seguintes:

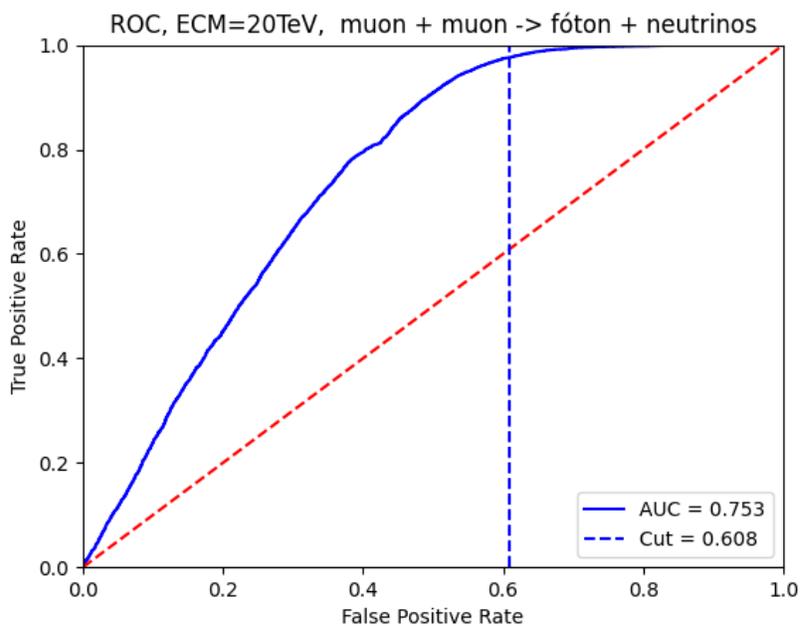


Figura 17: Curva ROC, 10^5 eventos, ECM= 20TeV.

Para $2 \cdot 10^5$ eventos à 20TeV de ECM, o resultado da curva ROC foi o seguinte:

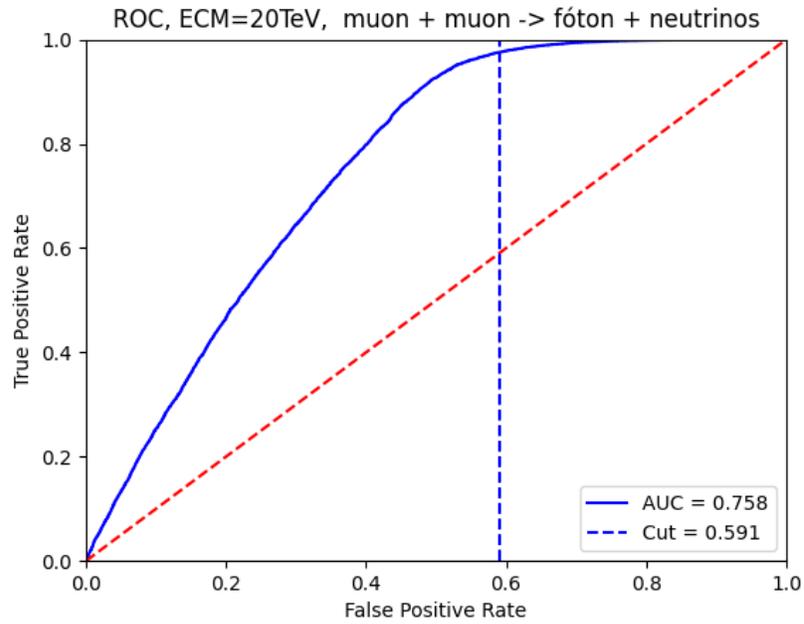


Figura 18: Curva ROC, $2 \cdot 10^5$ eventos, ECM= 20TeV.

Já para $3 \cdot 10^5$ eventos à 20TeV de ECM, o resultado da curva ROC foi o seguinte:

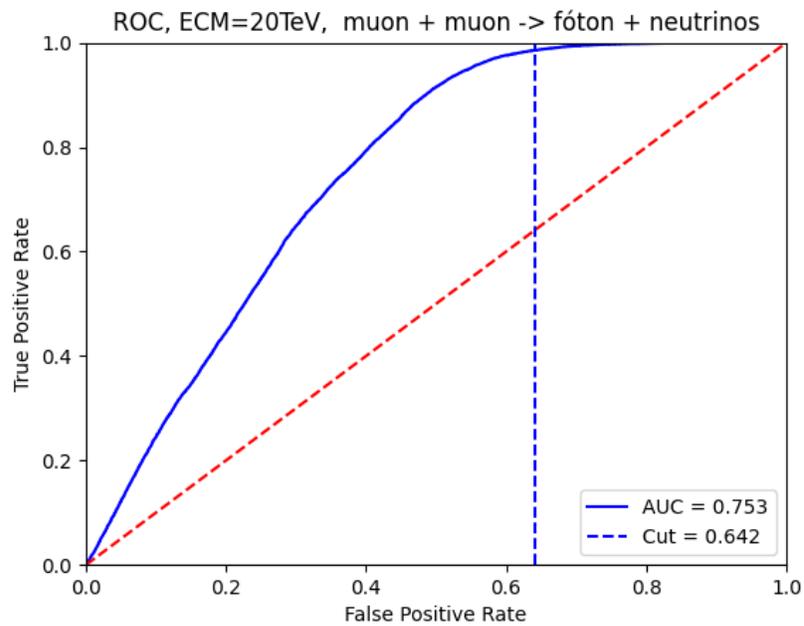


Figura 19: Curva ROC, $3 \cdot 10^5$ eventos, ECM=20 TeV.

Comparando os resultados obtidos nas figuras (17), (18) e (19), podemos observar resultados semelhantes, as curvas ROC apresentaram área de sob a curva em torno de 0,75. Portanto, para este trabalho, adotou-se o valor de $3 \cdot 10^5$ eventos como padrão para esta etapa da pesquisa.

Como este resultado de teste de separação de neutrinos foi positivo, a seguir foi então feito investimento para outros valores de ECM para se ter um comportamento mais detalhado da separação.

Sobre a variação de energias, foi adotado os valores empregados pelo grupo de estudo [46] como referência.

Energia (TeV)	1	3	6	10	14	30	50	100
---------------	---	---	---	----	----	----	----	-----

Tabela 5: Energia de centro de massa.

Foi utilizado o método de aprendizagem de máquina supervisionado para testar as camadas intermediárias no treino. Com esse método sabemos se a RNP é capaz de determinar o valor do rótulo para cada variável a ser classificada.

A seguir, para o treino da rede, foi feita a variação de energias de acordo com a tabela de referência (5) adotada para o trabalho. Os resultados são apresentados a seguir:

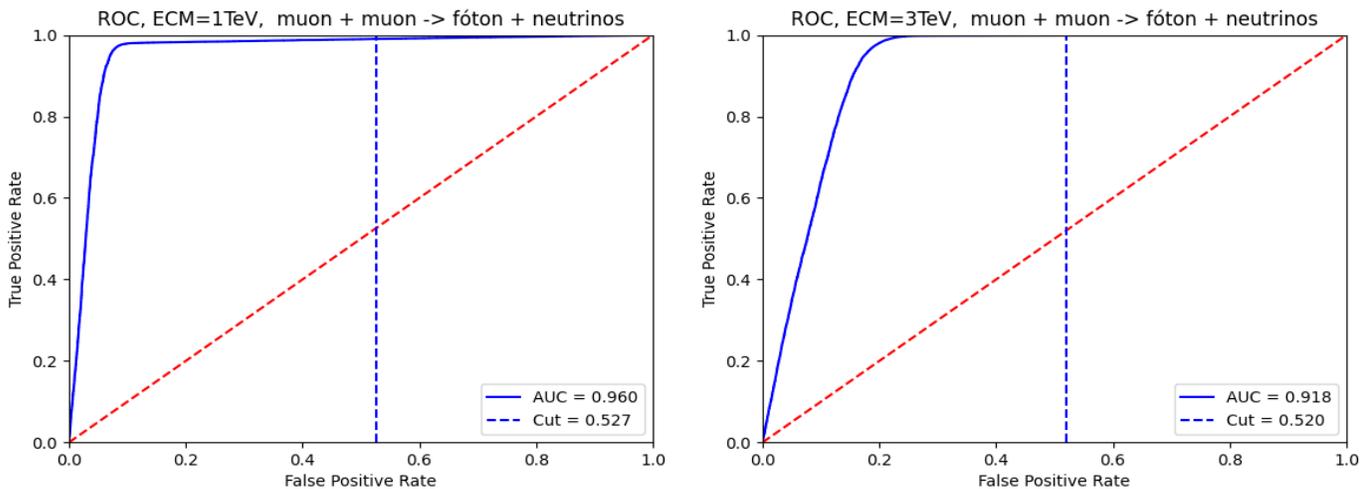


Figura 20: Curva ROC para ECM=1 TeV e ECM=3 TeV.

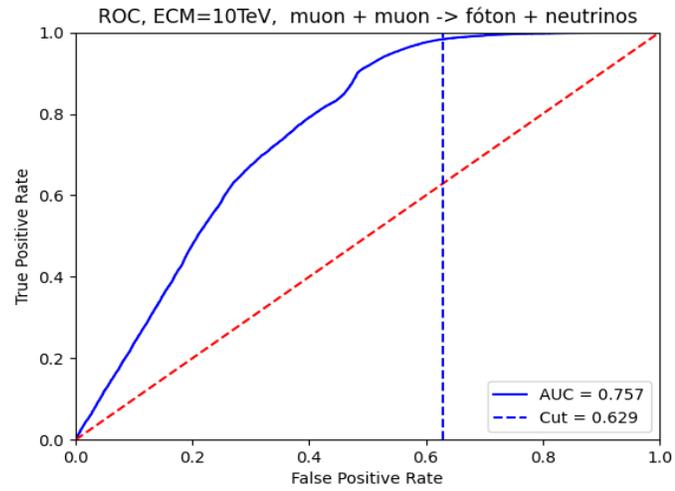
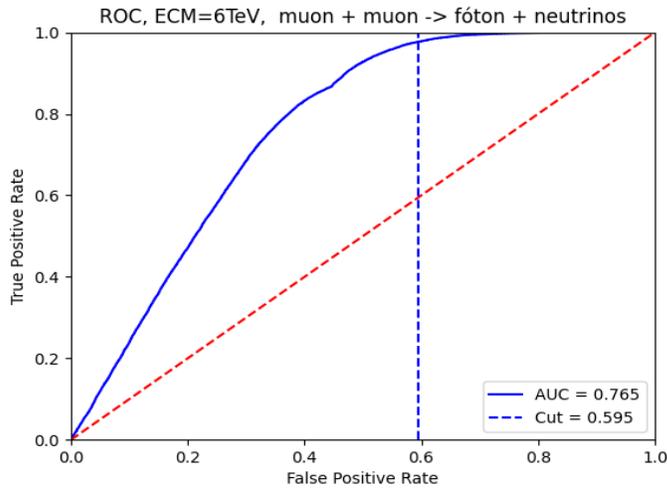


Figura 21: Curva ROC para ECM=6 TeV e ECM=10 TeV.

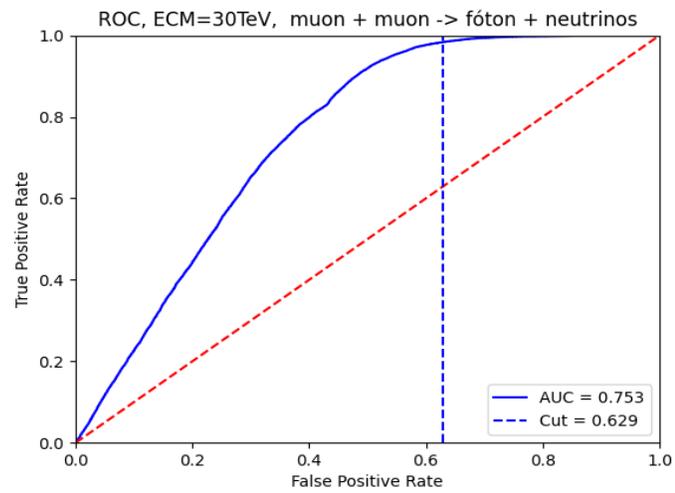
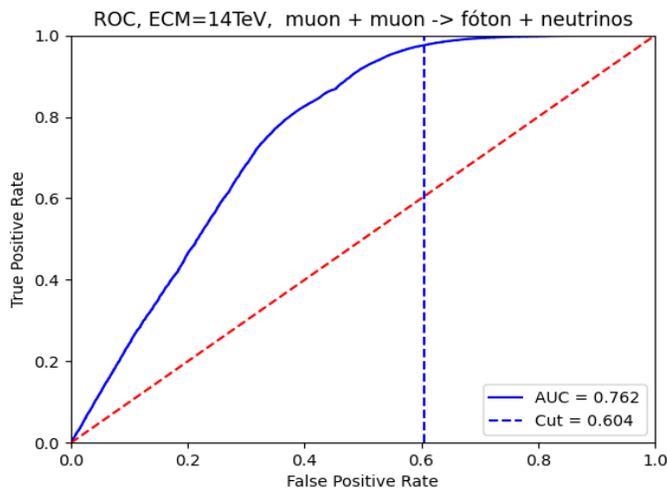


Figura 22: Curva ROC para ECM=14 TeV e ECM=30 TeV.

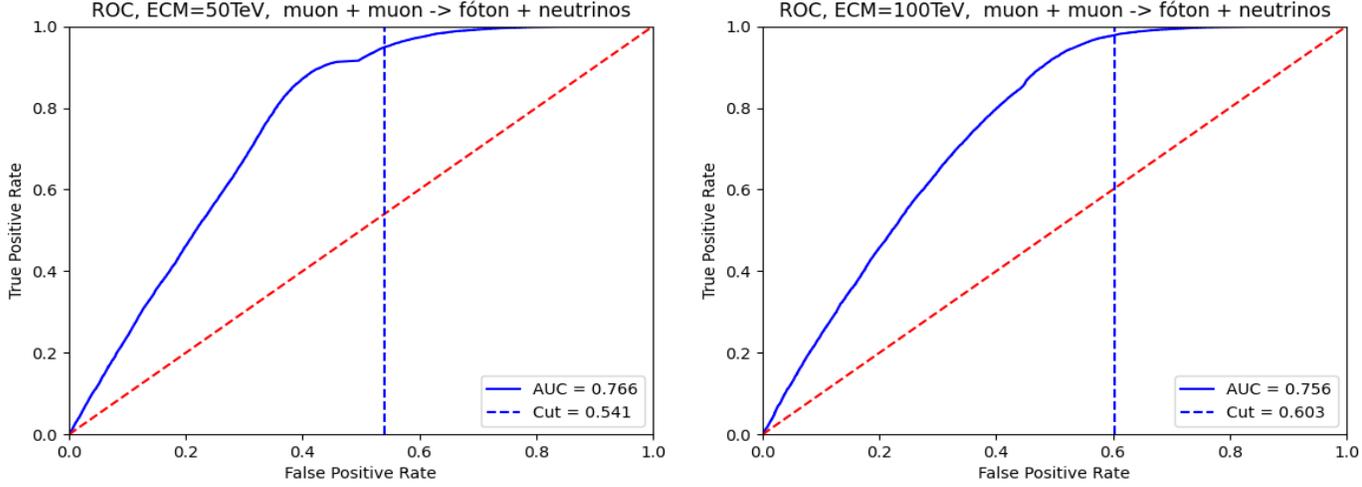


Figura 23: Curva ROC para ECM=50 TeV e ECM=100 TeV.

Energia (TeV)	1	3	6	10	14	30	50	100
AUC	0,960	0,918	0,765	0,757	0,762	0,753	0,766	0,756

Tabela 6: AUC para cada respectivo valor de energia na etapa de treino.

Com base nas figuras (20), (21), (22) e (23), pode-se perceber uma diminuição no valor da AUC à medida que o valor de ECM aumenta, indicando que a capacidade de separação de eventos por parte da RNP diminui. Sendo que para ECM=1 TeV ocorre o melhor valor para AUC (pois está próximo a 1), o que demonstra uma boa eficiência do classificador. Também é percebido uma estabilização no valor da AUC para ECM \geq 6 TeV.

O valor de corte apropriado é importante para a eficácia na separação dos nossos eventos. A escolha do melhor valor de corte é feito à partir da seleção do ponto que tem a maior taxa de positivos verdadeiros adjuntos com a menor taxa de positivos falsos usando as equações (46) e (45). Ou seja, a maior quantidade da taxa de eventos de sinal (neutrinos do múon) e menor taxa de eventos que contém o sinal que é confundido com *background* (neutrinos do elétron e do táu).

Em relação à separação dos neutrinos, foi proposta a separação dos neutrinos do elétron e do táu (mesmo com a grande semelhança para os gráficos de Feynman para ambos os casos) como entrada para a rede, juntamente com os neutrinos do múon. Os resultados mostraram uma boa capacidade da rede para separar os eventos, especialmente para ECM > 6.

A separação é considerada muito boa para $ECM=1$ TeV e para $ECM=3$ TeV com AUC próximo de 1.

A seção de choque para a produção de neutrinos dos múons é sistematicamente maior que a seção de choque para a produção de neutrinos do elétron e do táu, já que nos três primeiros gráficos da figura (15) a contribuição é feita via Bóson W, corrente carregada.

6.1.2 Resultados - Neutrinos do MP

Na subsecção anterior a rede foi treinada com o mesmo número de eventos para os dois casos. Isso é feito para os parâmetros (pesos) da rede se ajustarem não dando prioridade para nenhum dos dois casos.

Nesta etapa iremos verificar como a rede já treinada se comporta quando o número de eventos é proporcional à seção de choque.

Como a luminosidade integrada ainda não está fixada no projeto de colisor de múons, vamos supor que a luminosidade integrada seja suficiente para detectar 1000 eventos com a menor seção de choque, que no caso é o estado final com neutrinos do elétron e do táu.

Portanto, adotou-se um fator de proporção para cada respectivo valor de ECM. Logo, a seguinte relação foi empregada para o cálculo do número de eventos com múons:

$$n_{\mu} = \left(\frac{\sigma_{\mu}}{\sigma_{e,\tau}} \right) \cdot n_{e,\tau} \quad (50)$$

Onde $n_{e,\tau} = 10^3$.

Utilizando a relação (50), chegou-se aos seguintes valores para número de eventos esperados para os neutrinos do múon:

Energia (TeV)	1	3	6	10	14	30	50	100
Nº de eventos	25760	304043	1525658	1879071	2047823	2175420	2057984	2172057

Tabela 7: Número de eventos esperados para os neutrinos do múon para cada 10^3 eventos com neutrinos do elétron e do táu.

Estes dados serviram de entrada para a verificação de separação dos neutrinos na rede treinada, pelos rótulos de entrada mencionados no texto na parte de análise.

Os resultados de separação de fundo e sinal (neutrinos do múon) por parte da rede em escala logarítmica são representados a seguir:

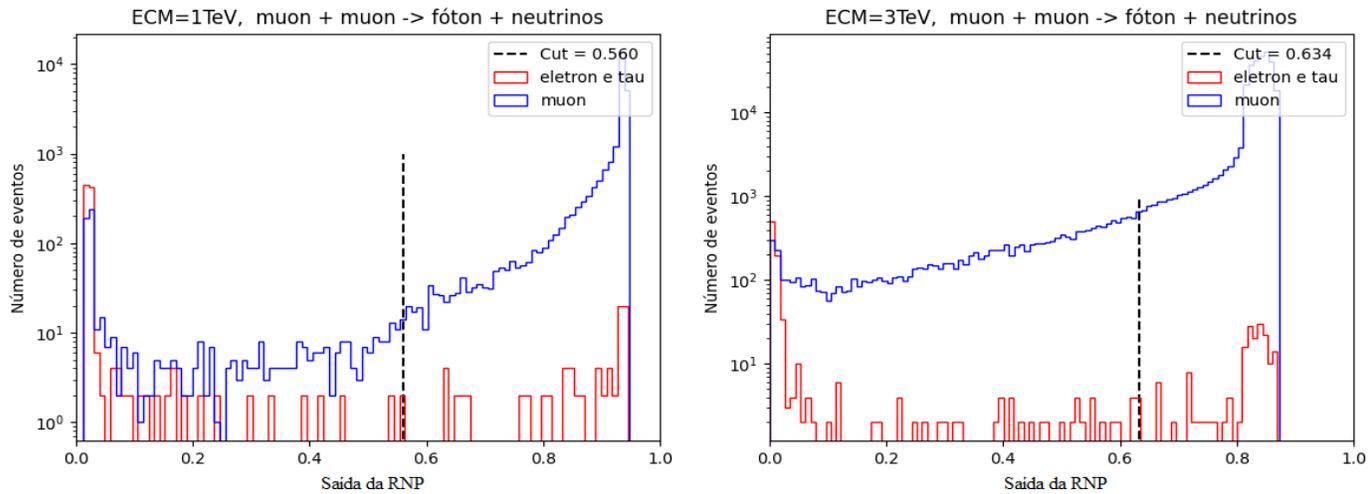


Figura 24: Separação dos neutrinos do múon, elétron e táu para ECM=1 TeV e ECM=3 TeV.

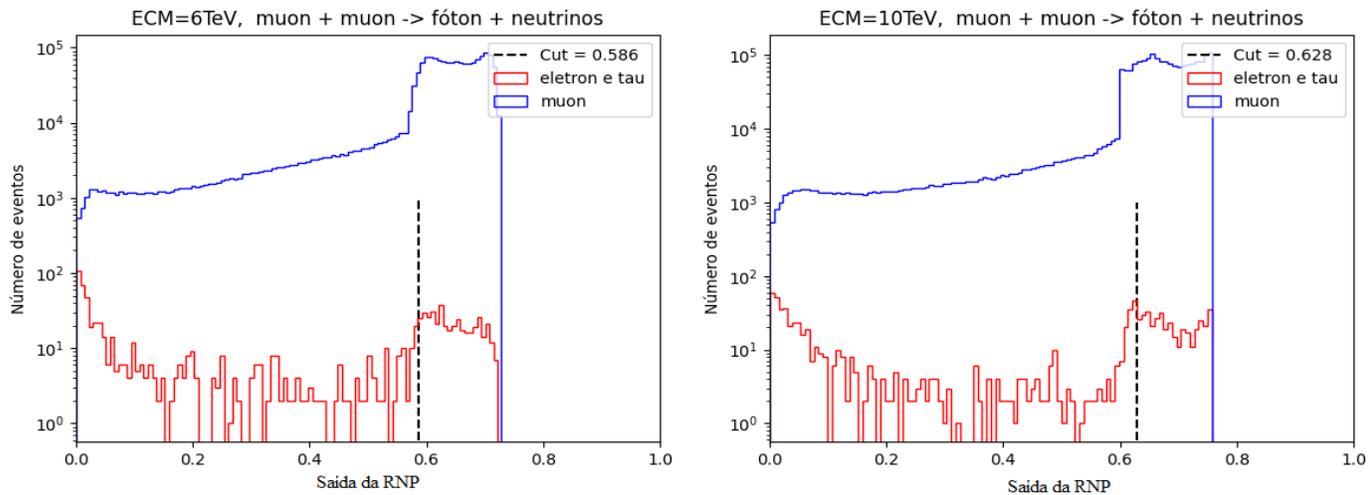


Figura 25: Separação dos neutrinos do múon, elétron e táu para ECM=6 TeV e ECM=10 TeV.

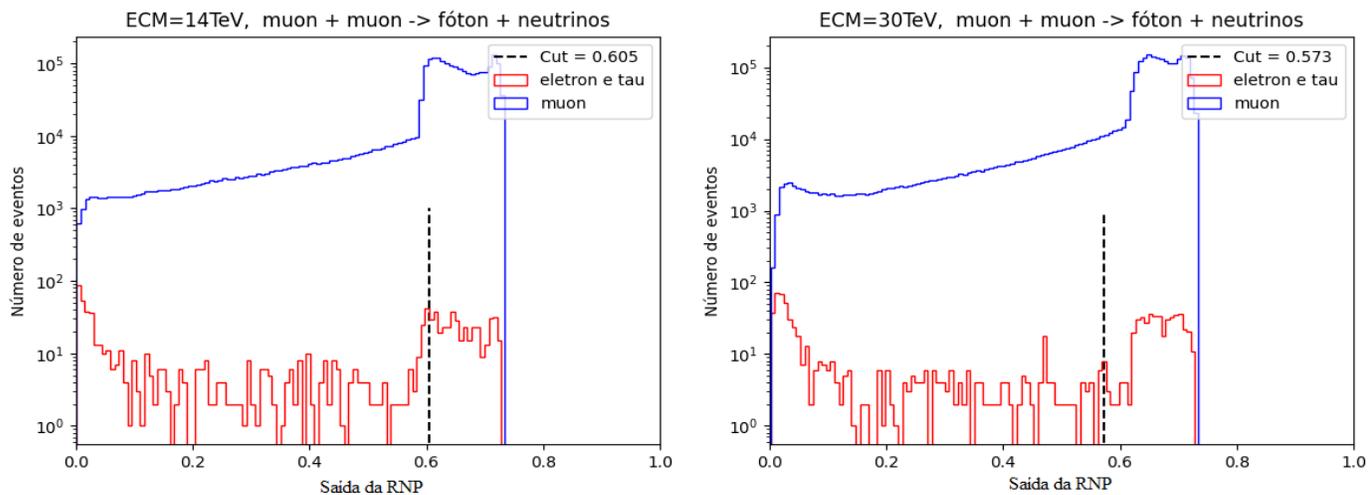


Figura 26: Separação dos neutrinos do múon, elétron e táu para ECM=14 TeV e ECM=30 TeV.

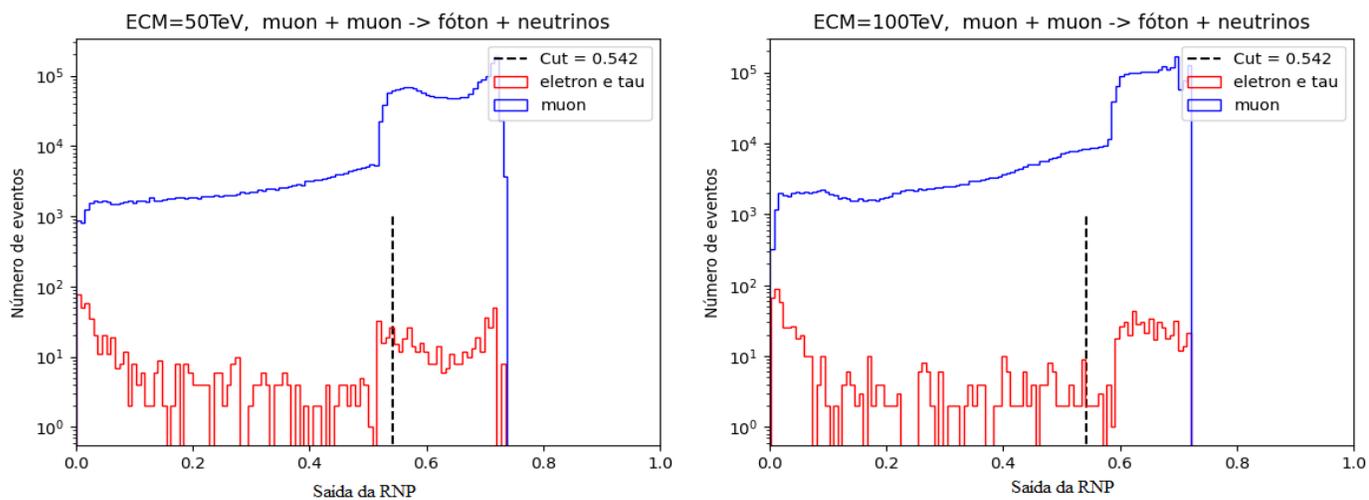


Figura 27: Separação dos neutrinos do múon, elétron e táu para ECM=50 TeV e ECM=100 TeV.

A partir destes resultados pode-se perceber a diminuição da capacidade de separação dos eventos por parte da RNP. Este fato é entendido sob a perspectiva de que os eventos vão se tornando semelhantes para a RNP com o crescimento do valor de ECM. Portanto, é entendido que há boa separação para o valor de 1 TeV de ECM.

Para este valor de ECM, temos a seguinte tabela com informações de significância e número de eventos de sinal e fundo à esquerda e à direita do corte:

Número total de eventos à direita do corte	25099
Total de eventos do múon	25760
Total de eventos do elétron e do táu	1000
Total dos eventos	26760
Significância à direita do corte	2762,6654

Tabela 8: Número de eventos e significância para ECM=1 TeV.

Para este valor de ECM, temos a seguinte tabela com informações de fração de sinal e fundo à esquerda e à direita do corte:

Fração de Múons à direita do corte	0.99673294
Fração de Elétron e Táu à direita do corte	0.00326706

Tabela 9: Frações de múons, elétron e táu à direita do corte para ECM=1 TeV.

Com os resultados apresentados nesta seção, entende-se que para o mais baixo valor de ECM empregado nesta etapa, a RNP é capaz de classificar os eventos sem confundí-los. Com o aumento da ECM a capacidade de separação cai drasticamente, de tal forma que o classificador perde sua eficiência e a separação se torna nebulosa para a RNP.

Com o aumento da ECM os eventos vão ficando topologicamente semelhantes e a produção de neutrinos relativa (produção de neutrinos do múon dividida pela produção de neutrinos do elétron e do táu) também aumenta com a ECM.

Este fato pode ser facilmente constatado ao tomar o número de eventos esperados na tabela (7) e dividi-los por 10^3 . Ao fazer isto, verifica-se que para ECM=1 TeV há 26 eventos de neutrinos do múon para um único evento de neutrinos do elétron e do táu. Já para ECM=100 TeV, este valor sobe para 2172 eventos com neutrinos do múon para cada evento dos outros dois casos.

Já após o treino da rede, à direita do corte temos para ECM=1 TeV, 305 eventos com neutrinos do múon para um único evento com neutrinos do elétron ou do táu. A pureza da amostra melhorou 12 vezes. Esta melhora ocorreu para todos os valores de ECM, em parte devido a seção de choque da produção de neutrinos do múon ser sempre maior que a seção de choque de produção dos outros dois neutrinos.

6.2 Separação entre Neutrinos do MP e ME

6.2.1 Estudo sobre o parâmetro a do modelo

Para esta pesquisa utilizou-se a mesma configuração estabelecida na RNP utilizada para a pesquisa de separação dos neutrinos do MP.

Primeiramente buscou-se verificar a influência da variação do parâmetro a para o modelo aqui estudado sobre a separação de eventos no treino da rede envolvendo as partículas de ME. Para esta verificação foram gerados 10^4 eventos para 3 valores de energia, 1TeV, 10TeV e 100TeV.

Sendo que para cada um destes valores de energia foram gerados eventos com três valores para o parâmetro a : $a=1$, $a=6$ e $a=12$. Estes valores de a foram escolhidos pelo fato do valor do parâmetro a variar de 0 até 4π .

Portanto, foram gerados no total 9 conjuntos de eventos. O valor adotado para a massa da partícula de ME foi de 400GeV. Com estes eventos foram feitas simulações para o treino da RNP e verificação de separação (80 por cento dos dados usados para treino e 20 por cento dos dados usados para separação). Estas simulações foram feitas de tal forma que:

- ECM = 1 TeV:
 - Uma simulação com $a=1$ e $a=6$; Outra simulação com $a=12$ e $a=6$
- ECM = 10 TeV:
 - Uma simulação com $a=1$ e $a=6$; Outra simulação com $a=12$ e $a=6$
- ECM = 100 TeV:
 - Uma simulação com $a=1$ e $a=6$; Outra simulação com $a=12$ e $a=6$

Foi verificado se a rede conseguiria distinguir os eventos com $a=1$ e $a=6$ e com $a=6$ e $a=12$ para cada um dos três valores acima de ECM utilizando apenas partículas de ME com o mesmo valor de massa. Neste estudo foram utilizados como rótulos de entrada da rede o quadrimomento do fóton e as variáveis dadas pelas equações (48) e (49), como foi feito na seção anterior.

Após a inserção dos rótulos rescalonados de entrada para o treino da rede, os seguintes resultados gráficos foram obtidos para ECM=1 TeV:

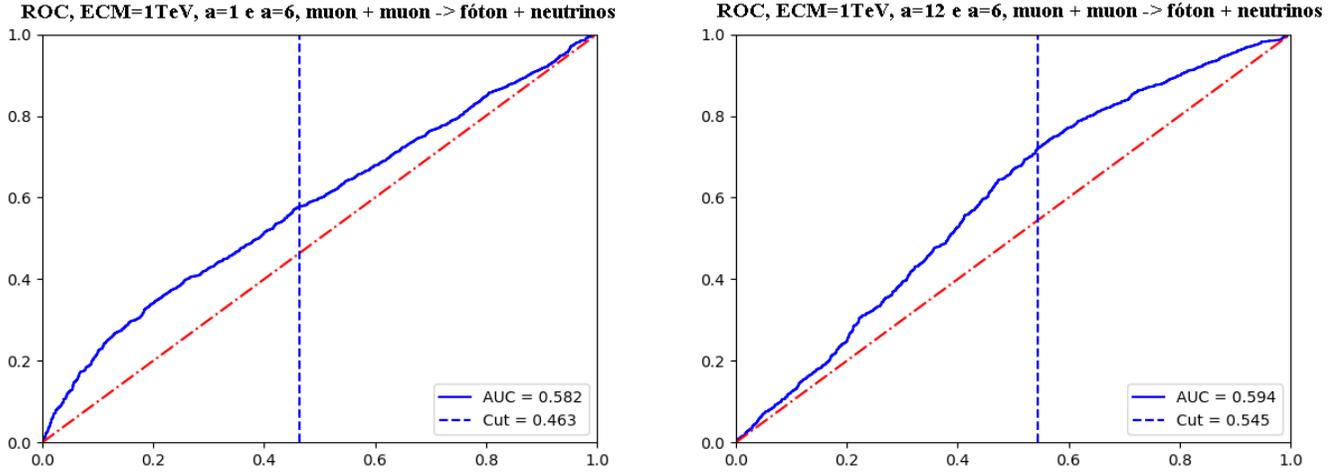


Figura 28: Simulação para ECM = 1 TeV.

Ambos os gráficos apontam para baixa capacidade de separação de eventos para os 3 valores de a , pois a curva de separação está próxima a diagonal. Este fato ocorre devido o rescalonamento dos rótulos de entrada como já foi mencionado, o que fez a variação do parâmetro a ser pouco relevante.

Este rescalonamento é necessário para que os rótulos de entrada tenham aproximadamente a mesma contribuição durante o processo de treinamento da rede (ajuste dos parâmetros da rede).

Vale ressaltar que quanto mais próximo a curva ROC for de 1 (e conseqüentemente maior o valor da área AUC), melhor será o classificador.

Quando a AUC é um valor muito próximo de 0,5 o modelo não tem a capacidade de distinguir os eventos. Já quando a AUC é um valor próximo a 0 (zero), sendo esta é a pior situação. Neste caso a rede está prevendo 0 quando deveria ser 1 e prevendo 1 quando deveria ser 0, a rede treinada está invertendo os valores.

Entende-se portanto que o modelo apresentado nas figuras (28), (29), e (30) não representam um bom classificador, devido a AUC de todas as figuras estarem próximos ao valor de 0,5.

A seguir os resultados obtidos para a variação do parâmetro a para ECM=10 TeV e ECM=100 TeV respectivamente:

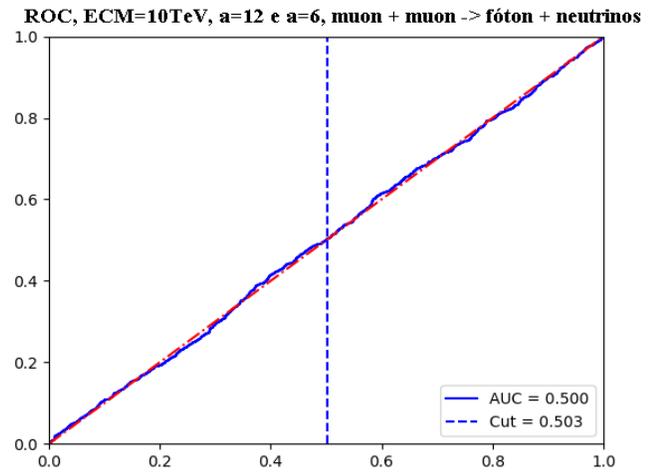
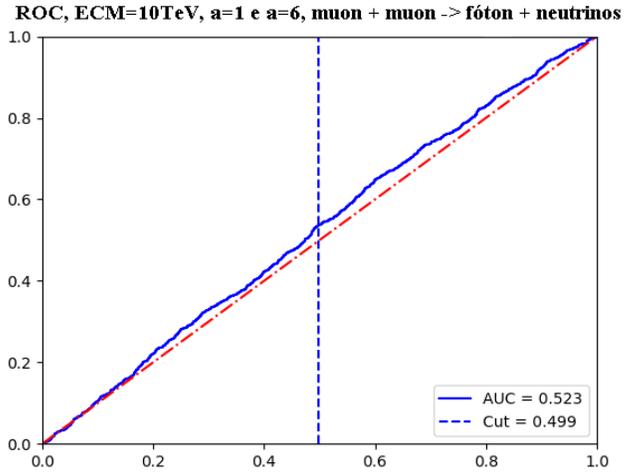


Figura 29: Simulação para ECM = 10 TeV.

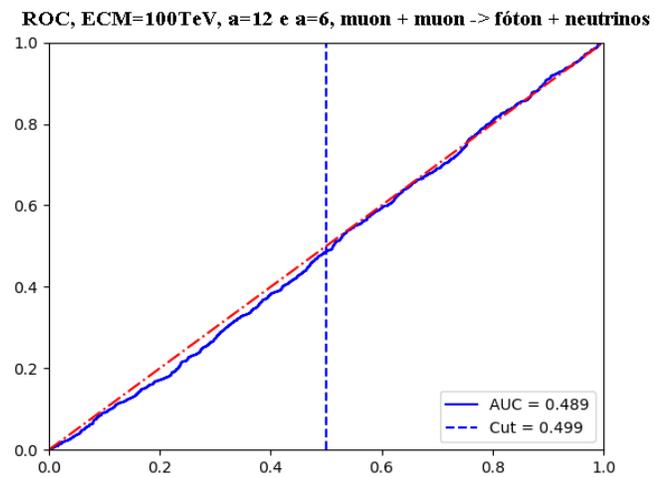
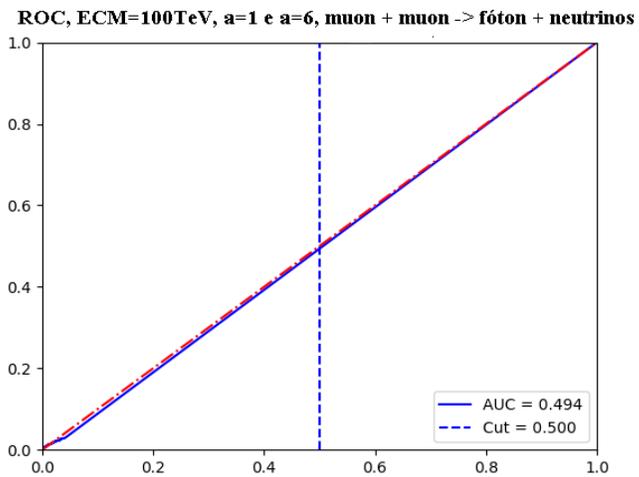


Figura 30: Simulação para ECM = 100 TeV.

Percebe-se que a medida que a ECM aumenta, a separação tende a diminuir, de tal forma que a variação do parâmetro a apresentou pouca ou nenhuma interferência relevante. Devido a isto, adotou-se o valor médio de $a=6$ para os eventos usados no treinamento da rede. Acreditamos que este fato ocorre devido ao reescalonamento dos rótulos de entrada da rede. A grande vantagem é não se precisar de variar o parâmetro a do modelo.

Com este resultado iniciou-se o processo de treinamento da RNP para separação de ME (sinal) e *background* (neutrinos do MP).

O número de eventos de ME foi mantido de $1 \cdot 10^5$. Desta forma o número total de eventos para o treino da rede foi de $2 \cdot 10^5$, já que usamos no treinamento o mesmo número de eventos para *background* e sinal.

Os resultados gráficos para as curvas ROC dos diversos valores de ECM adotados para este trabalho de acordo com a tabela (5) são apresentados a seguir:

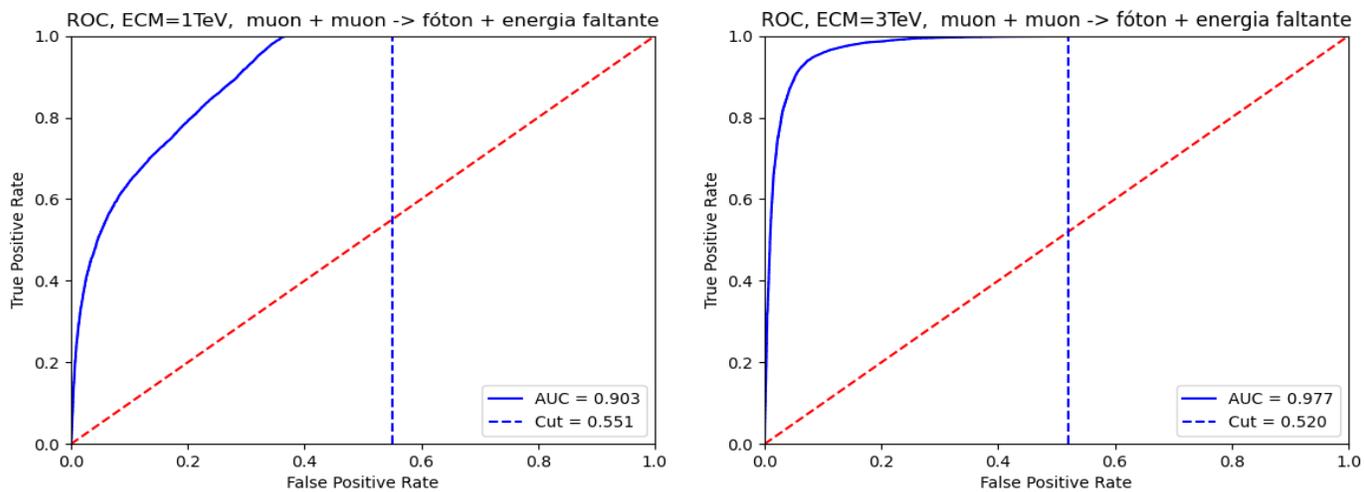


Figura 31: ROC e AUC para partículas de ME com ECM=1 TeV e ECM=3 TeV.

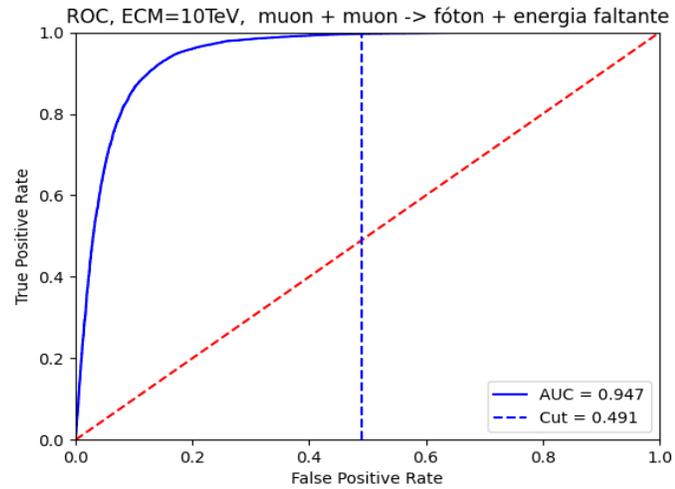
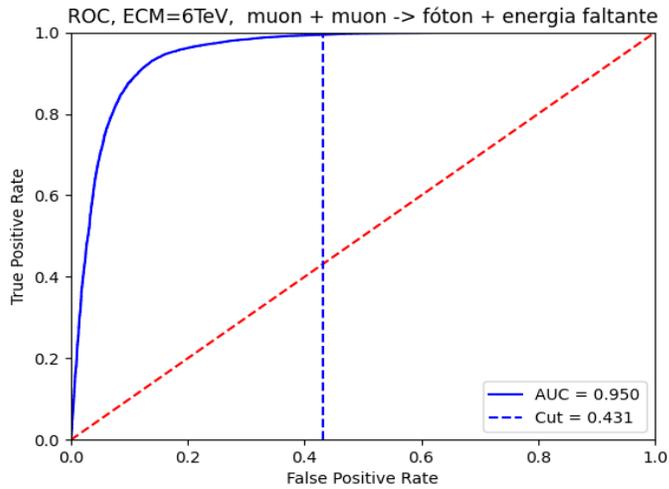


Figura 32: ROC e AUC para partículas de ME com ECM=6 TeV e ECM=10 TeV.

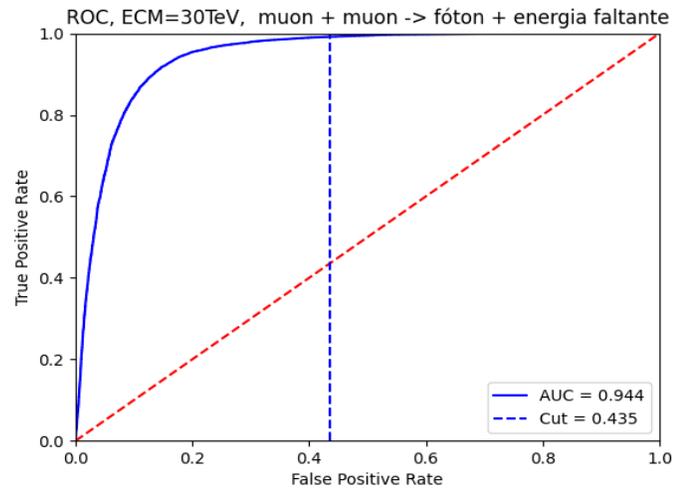
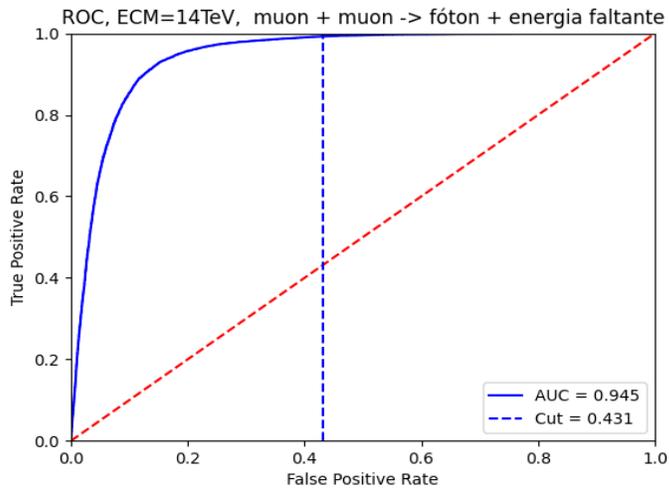


Figura 33: ROC e AUC para partículas de ME com ECM=14 TeV e ECM=30 TeV.

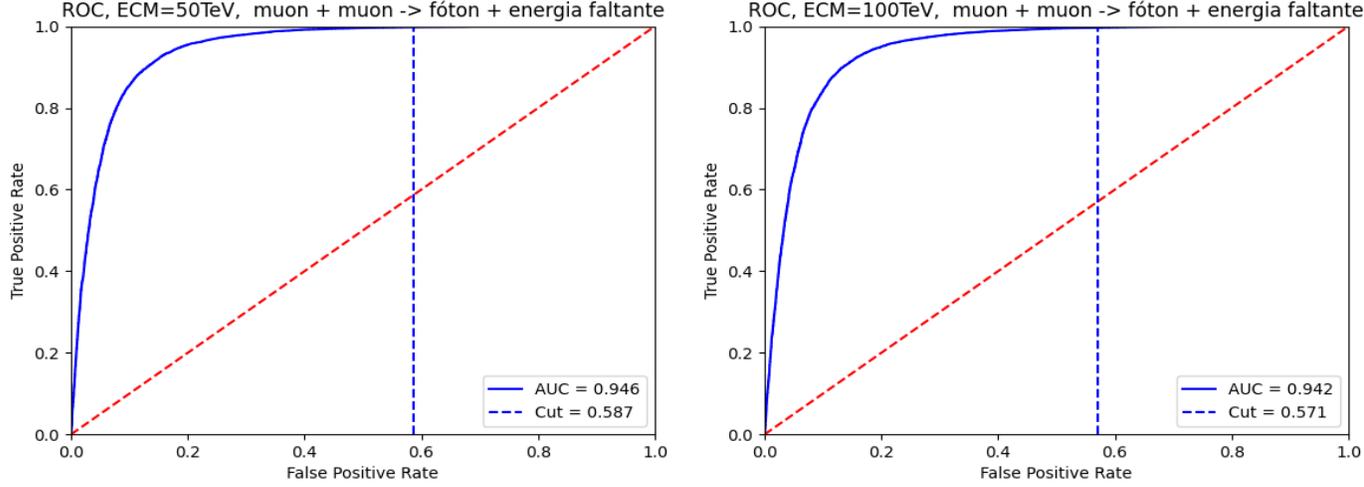


Figura 34: ROC e AUC para partículas de ME com ECM=50 TeV e ECM=100 TeV.

Podemos verificar pela variável AUC que todos os valores ficaram acima de 0,9, indicando uma grande capacidade de separação já que os valores estão próximos de 1.

Na figura (35) podemos verificar o comportamento das seções de choque do sinal e do *background* em função da ECM para dois valores de a e usando o valor de 400 GeV para a massa da partícula de ME. Este comportamento é importante para alimentarmos a rede treinada com eventos de sinal e *background* proporcionais as suas respectivas seções de choque.

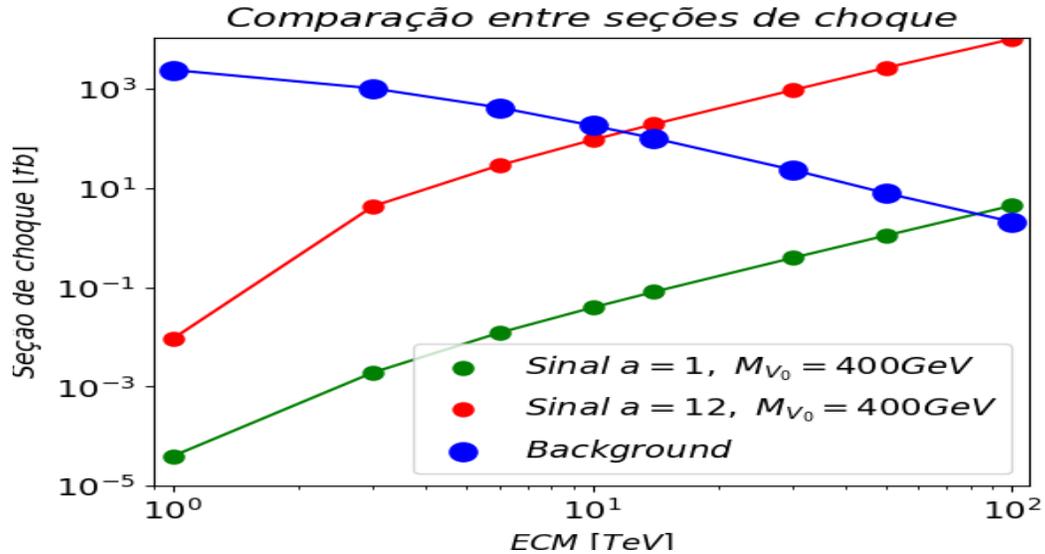


Figura 35: Seção de choque sinal e *background* em função da ECM.

Como resultado da figura (35), percebe-se que para os valores de 1 TeV, 3 TeV, 6 TeV e 10 TeV, a seção de choque de background é maior que a seção de choque de sinal para $a=12$.

Já para os valores de 14 TeV, 30 TeV, 50 TeV e 100 TeV de ECM, a seção de choque de sinal é maior que a seção de choque de *background*.

Devido a isto, a geração de eventos de verificação de separação após o treino da rede foi feita de forma independente, sendo: Um conjunto de eventos diz respeito a valores de ECM que vão de 1 à 10 TeV e outro conjunto de eventos diz respeito a valores de ECM que vão de 14 à 100 TeV.

Para os valores de ECM que vão de 1 à 10 TeV, foram gerados os seguintes números de eventos:

Energia	1 TeV	3 TeV	6 TeV	10 TeV
Nº de eventos	400	1000	1000	1000

Tabela 10: Número de eventos de sinal de 1 à 10 TeV de ECM com a=12.

Como a luminosidade integrada ainda não está totalmente definida, vamos supor que sejam detectadas pelo menos 10^3 eventos de sinal com a=12.

Já para os eventos de background foi utilizada a seguinte relação:

$$N_b = \frac{\sigma_b(ECM)}{\sigma_s(ECM, a = 12)} \cdot N_s \quad (51)$$

Sendo que:

- N_b é o número de eventos de *background*;
- N_s é o número de eventos de sinal;
- σ_b é a seção de choque de *background*;
- σ_s é a seção de choque de sinal.

Assim, N_b e N_s mantém a relação de proporcionalidade de suas respectivas seções de choque. Esta relação foi adotada para manter uma relação de eventos proporcional entre sinal e *background* e obter um número mínimo de eventos para que a rede consiga distingui-los, diminuindo flutuações estatísticas.

Devido as limitações computacionais (memória, tempo, cpu, etc) para gerar mais de 300 milhões de eventos de *background*, somente conseguimos gerar 400 eventos de sinal e cerca de 135 milhões de eventos de *background* para ECM=1 TeV. Portanto os resultados foram corrigidos para haver a possibilidade de comparação com os outros valores de ECM.

Utilizando a relação acima e com os valores de seção de choque obtidos para cada um dos valores de energia já citados, foram obtidos os seguintes números de eventos para *background*:

Energia	1 TeV	3 TeV	6 TeV	10 TeV
Nº de eventos	137.466.480	236.328	14.633	1949

Tabela 11: Número de eventos esperados de *background* de 1 à 10 TeV de ECM.

Após a geração de eventos de sinal e *background* de acordo com o que foi mencionado nas tabelas (10) e (11), os eventos serviram como dados de entrada para a rede previamente treinada com valor de $a=6$.

Para os valores de ECM que vão de 14 à 100 TeV, os números de eventos gerados foram definidos da seguinte forma:

Energia	14 TeV	30 TeV	50 TeV	100 TeV
Nº de eventos	1000	1000	1000	1000

Tabela 12: Número de eventos esperados de *background* de 14 à 100 TeV de ECM.

Já para para os eventos de sinal foi utilizada a seguinte relação:

$$N_s = \frac{\sigma_s(ECM, a = 12)}{\sigma_b(ECM)} \cdot N_b \quad (52)$$

- N_b é o número de eventos de *background*;
- N_s é o número de eventos de sinal;
- σ_b é a seção de choque de *background*;
- σ_s é a seção de choque de sinal.

Aqui foi usado argumentos semelhantes aos utilizados para o caso de 1 à 10 TeV, ou seja, vamos considerar que no mínimo sejam detectados 10^3 eventos com a menor seção de choque.

Utilizando a relação (52), e com os valores de seção de choque obtidos no treino da rede para cada um dos valores ECM, foram obtidos os seguintes números de eventos para sinal:

Energia	14 TeV	30 TeV	50 TeV	100 TeV
Nº de eventos	1.909	332.609	332.572	5.074.897

Tabela 13: Número de eventos esperados de sinal de 14 à 100 TeV de ECM.

Após a geração de eventos de sinal e *background* de acordo com o que foi mencionado, os eventos serviram como dados de entrada para a rede previamente treinada para cada uma dos valores de ECM já mencionados com valor de $a=6$.

Em relação a variação da massa da partícula de ME, percebe-se que a seção de choque diminui, como mostra a figura (16), quando a sua massa aumenta, o que torna mais rara a ocorrência de ME.

Devido a isto, o aumento do valor de massa da partícula de ME mostra-se ineficaz para a geração de eventos, dificultando o aparecimento das partículas de ME. Logo, o valor de 400 GeV para a massa da ME foi mantido padrão para a pesquisa.

Para este valor de 400 GeV para ME, temos um intervalo de ECM em que o *background* é maior que o sinal e no outro intervalo acontece o contrário. O intuito foi analisar estas duas situações.

Caso a massa da ME seja menor, a sua seção de choque aumentará e a relação sinal/*background* será mais favorável a separação. O intuito deste trabalho é mostrar a viabilidade de se usar RNP para separar sinais de ME.

6.2.2 Resultados - Separação Neutrinos do MP e ME

Após a geração de eventos de acordo com a tabela (11) para valores de ECM de 1 TeV até 10 TeV de *background* e 10^3 eventos de sinal ($a=12$), os resultados obtidos (em escala logarítmica) são apresentados a seguir:

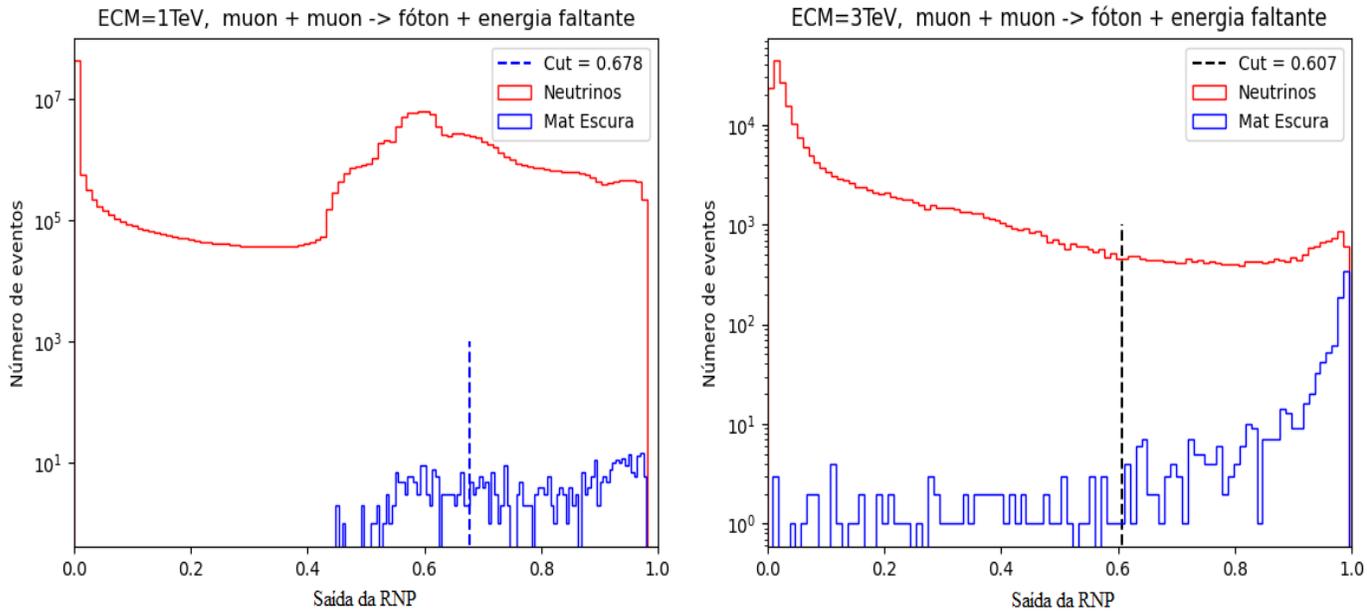


Figura 36: Separação entre Neutrinos e ME para ECM = 1 TeV e ECM = 3 TeV.

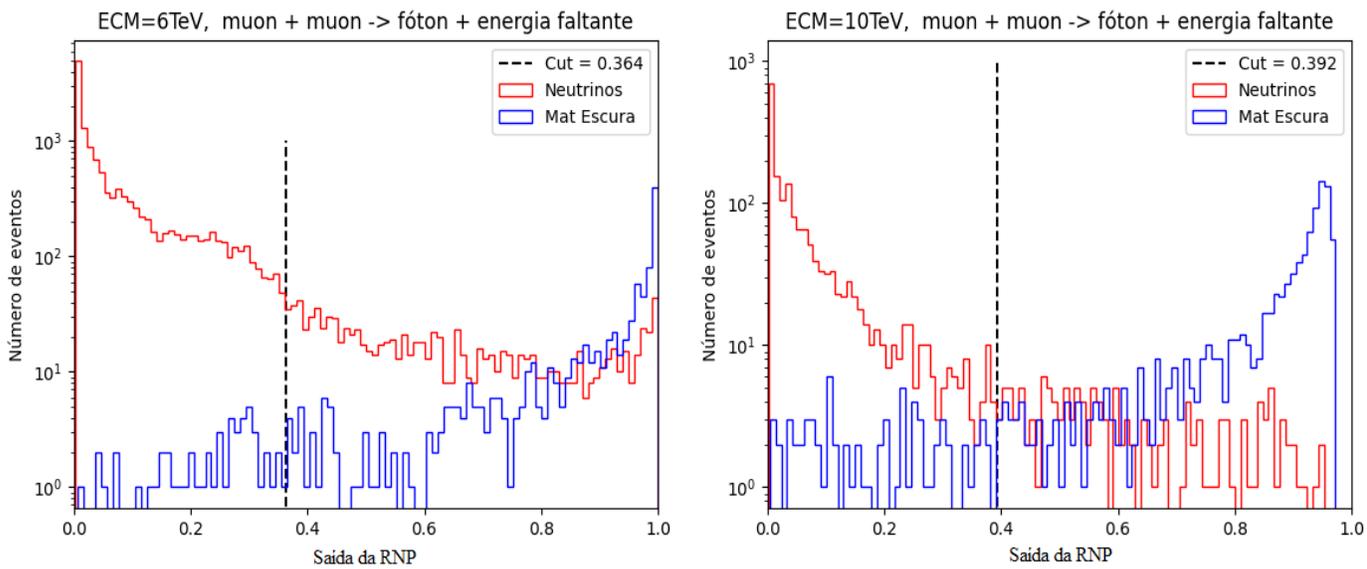


Figura 37: Separação entre Neutrinos e ME para ECM = 6 TeV e ECM = 10 TeV.

Após a geração de eventos de acordo com a tabela (13) para valores de ECM de 14 TeV até 100 TeV de sinal ($a=12$) e 10^3 eventos de *background*, os resultados obtidos são apresentados a seguir:

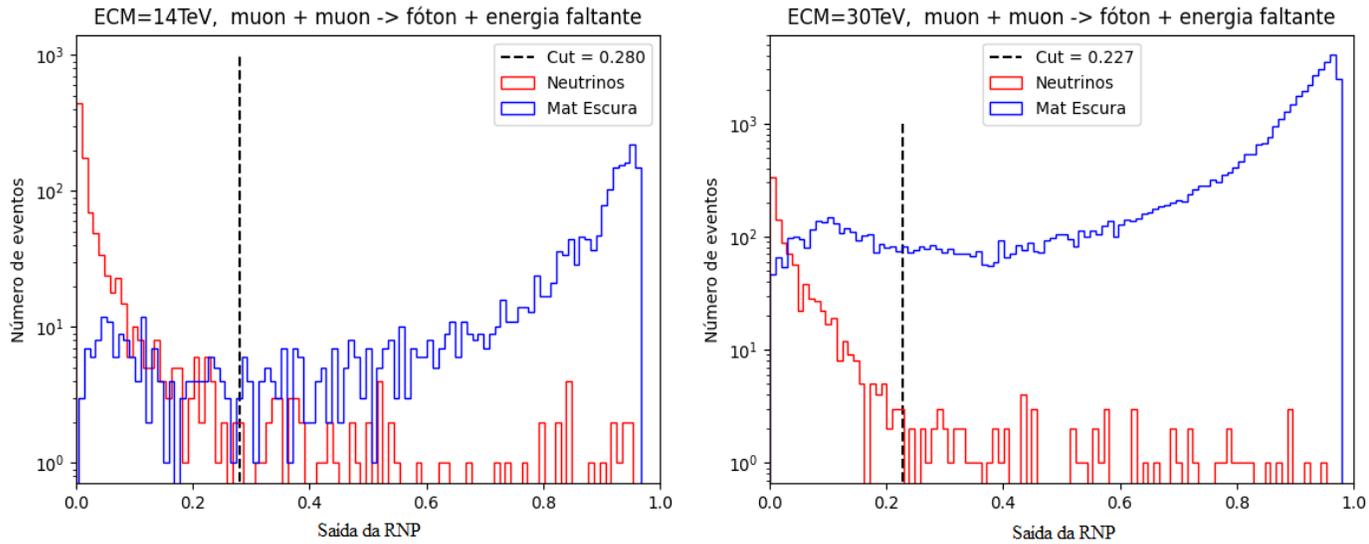


Figura 38: Separação entre Neutrinos e ME para ECM = 14 TeV e ECM = 30 TeV.

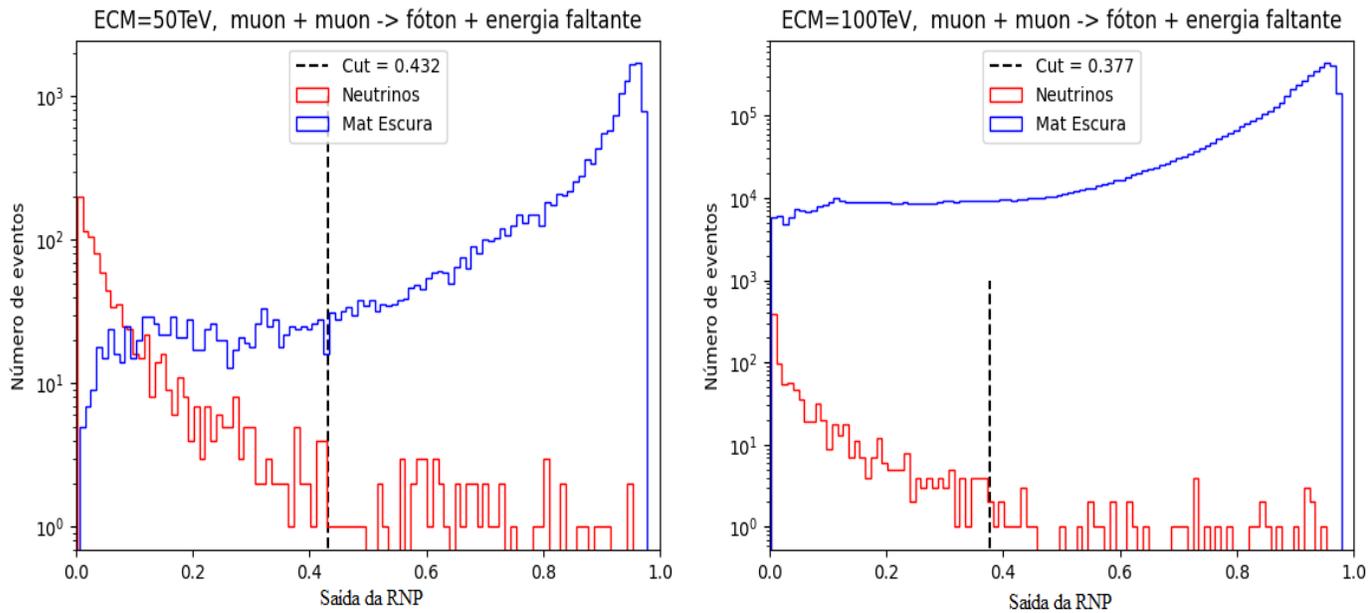


Figura 39: Separação entre Neutrinos e ME para ECM = 50 TeV e ECM = 100 TeV.

Na tabela (14) são representados os valores de fração de sinal/*background* antes do treino da rede (AT) e depois do treino (DT), juntamente com a razão entre a fração de sinal/*background* (S/B) antes e depois do treino para as figuras apresentadas.

Energia	1 TeV	3 TeV	6 TeV	10 TeV	14 TeV	30 TeV	50 TeV	100 TeV
Fração Sinal/back AT	$2,9 \cdot 10^{-6}$	0,004	0,068	0,505	1,795	39,407	325,37	4957,4
Fração Sinal/back DT	$1,1 \cdot 10^{-5}$	0,043	0,876	6,214	29,107	551,096	244,786	10338
S/B	3,79	10,75	12,88	12,30	16,21	13,98	0,75	2,08

Tabela 14: Fração de eventos ME/Neutrinos à direita do corte antes e depois do treino, juntamente com a razão entre a fração de sinal/*background* (S/B) antes e depois do treino para os respectivos valores de ECM.

A linha S/B mostra de quantas vezes melhorou a razão sinal/*background* para cada ECM, com o uso da RNP.

Analisando a tabela (14) pode-se observar que para ECM=50 TeV e ECM=100 TeV, o número de eventos de sinal é muito maior que os de *background*, sendo que não é muito vantajoso utilizar o critério AUC para estas energias, ou seja, não é vantajoso utilizar RNP's.

Na tabela (15) são representados os valores de significância de acordo com a Eq. (43) para as ECM estudadas.

Energia	1 TeV	3 TeV	6 TeV	10 TeV	14 TeV	30 TeV	50 TeV	100 TeV
Significância	0,086	6,758	28,820	75,860	229,262	4574,060	1831,808	701155,651

Tabela 15: Valores de Significância para os respectivos valores de ECM.

Os resultados obtidos indicam que a separação dos eventos após o treino melhora à medida que a energia de centro de massa aumenta. Isto se deve em parte ao aumento da seção de choque de sinal e a diminuição da seção de choque de *background*, ambas com o aumento da ECM. Podemos verificar pela tabela (15) que a partir de ECM=3 TeV já possuímos um ótimo valor de separação.

Pode-se observar na figura (36) que a RNP consegue reconhecer os eventos de sinal apesar do número de eventos de *background* ser várias ordens de grandeza maior que o número de eventos de sinal.

7 Conclusão

7.1 Neutrinos do MP

O canal de monofóton apesar de ser consideravelmente simples mostra-se desafiador devido aos resultados obtidos para a separação dos Neutrinos do MP. Este desafio se dá pelo fato da única partícula detectada no estado final ser o fóton, e portanto, a RNP possui apenas informações a respeito desta única partícula para tentar classificar os eventos.

A variação do número de eventos para os neutrinos do MP mostrou-se pouco relevante para a melhora na classificação dos mesmos, o que significa que o aumento do número de eventos não melhora substancialmente a classificação por parte da RNP.

Um outro fator que mostrou-se ineficaz para a melhora do classificador foi a separação dos eventos para neutrinos do elétron e do táu. Esta investida foi feita apesar da semelhança dos gráficos de Feynman para os neutrinos do elétron e táu. Portanto a rede foi alimentada com eventos dos três neutrinos separadamente.

Acredita-se que a semelhança dos gráficos de Feynman para os neutrinos do elétron e do táu seja o fator determinante para a RNP não conseguir distinguí-los. A RNP portanto não foi capaz de obter melhor classificação para esta configuração em relação a geração de eventos de neutrinos do elétron e táu combinados.

Os resultados do eventos para os diferentes valores de ECM indicam que a RNP consegue identificar e classificar os neutrinos para o valor de ECM= 1TeV. Este resultado vai de encontro com a previsão feita pela etapa de treinamento da RNP, no qual a curva ROC para ECM=1 TeV mostrou uma AUC muito próxima de 1, o que configura um bom classificador.

Porém, à medida que a ECM aumenta é percebido que a RNP começa a perder capacidade de classificação. Este resultado foi previsto durante a etapa de treino da rede, no qual a partir do valor ECM=3 TeV, a curva ROC começa a apresentar valores de AUC que se distanciam de 1. Porém, este valor se estabiliza em torno de 0,75 de ECM= 3 TeV até 100 TeV.

Logo, a capacidade de classificação dos eventos por parte da rede se torna constante à medida que a ECM aumenta.

Vale lembrar que para os neutrinos do MP os valores de seção de choque diminuem à medida que a ECM aumenta, como indica a figura (16). Este fato fez com que o número de eventos obtidos para os neutrinos do MP sejam pequenos de tal forma que a RNP não seria capaz de identificá-los. Isto nos forçou a adotar um fator de proporção entre os valores de seção de choque para a geração de eventos, de tal forma que fosse possível para a rede identificá-los.

Portanto conclui-se que para valores de energia de centro de massa da ordem de 1 TeV, a RNP configurada como descrita nesta pesquisa é capaz de fazer uma boa separação dos

neutrinos do MP, mas sua utilização é viável até $ECM=100$ TeV.

À medida que a ECM aumenta, os eventos vão ficando topologicamente semelhantes e a produção de neutrinos relativa também aumenta com a ECM.

Este resultado mostra um forte indício de que a utilização da AM para o estudo de FP através da construção de RNP's pode trazer contribuições para a identificação e classificação dos eventos de MP.

7.2 Neutrinos do MP e ME

Para esta etapa da pesquisa, buscava-se verificar a influência de três variáveis essenciais, sendo eles a variação do parâmetro a , a massa da partícula de ME e a energia do centro de massa.

O parâmetro a mostrou-se ineficaz para classificação dos eventos por parte da RNP, e acredita-se que este fato se dá pelo reescalonamento dos rótulos de entrada da RNP. Logo, o valor do parâmetro a para o modelo Isotripleto Vetorial de Materia Escura para a configuração de RNP empregada nesta pesquisa mostra-se irrelevante. Este fato nos fez adotar o valor $a=6$ durante a fase de treinamento da RNP e $a=12$ durante a fase de classificação.

Já a variação da massa da partícula de ME revelou-se capaz de influenciar o número de eventos gerados para a pesquisa. De acordo com a figura (16) percebe-se que a seção de choque tende a diminuir à medida que a massa da partícula de ME aumenta, o que torna mais difícil a ocorrência de eventos de acordo com a equação (39).

Por este motivo, dada a configuração da RNP utilizada para este trabalho e o modelo de ME empregado, entende-se que baixos valores de massa de partícula de ME possuem maior seção de choque, e conseqüentemente, favorecem a classificação por parte da RNP.

A variação dos valores de ECM mostrou-se altamente eficaz durante o treino da RNP para eficiência da RNP na classificação dos eventos. As curvas ROC obtidas apresentaram altos valores para a AUC (próximos à 1).

O número de eventos empregados para cada valor de ECM foi gerado a partir de um fator de proporcionalidade entre as seções de choque de ME/*background* para cada ECM, devido ao fato de baixos valores de seção de choque terem sido obtidos para partículas de ME (valores de ECM de 1 à 10 TeV), e neutrinos do MP (valores de ECM de 14 à 100 TeV).

Os resultados obtidos indicam uma boa taxa de classificação e separação por parte da RNP, sendo que a eficiência da rede aumenta à medida que a ECM também aumenta. Isto se deve em parte ao aumento da seção de choque de sinal e a diminuição da seção de choque de *background*, ambas com o aumento da ECM. A linha S/B na tabela (14) ilustra este resultado.

Apenas para os valores $ECM=50$ TeV e $ECM=100$ TeV, o número de eventos de sinal é muito maior que os de *background*, sendo que não é muito vantajoso utilizar o critério AUC

para estas energias. Ou seja, não é vantajoso utilizar RNP's para estes valores de ECM.

Considerando o modelo de partícula de ME investigada nesta pesquisa, juntamente com a configuração empregada na RNP em uso, o resultado obtido pela separação dos eventos para esta pesquisa é considerado bom.

A RNP foi capaz de identificar e classificar as partículas de ME, mesmo para um canal de difícil identificação, como é o caso de monofóton.

O fato da RNP conseguir distinguir estes eventos através apenas de uma única partícula no estado final é um forte indicador que a AM através do uso de RNP's para o estudo de FP é uma poderosa ferramenta que pode contribuir para a investigação de partículas de ME em futuros colisores de Múons.

Neste estudo foi usada uma RNP simples, porém, há alternativas que podem ser implementadas que certamente melhorariam os resultados aqui obtidos.

Vale ressaltar que existem ainda outros processos interessantes de ME para serem analisados utilizando RNP's em colisões entre Múons.

8 Referências

Referências

- [1] Mary K Gaillard, Paul D Grannis e Frank J Sciulli. “The standard model of particle physics”. Em: *Reviews of Modern Physics* 71.2 (1999), S96.
- [2] Andrea Romanino et al. “The Standard model of particle physics”. Em: *International Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics 2009*. 2009, pp. 8–32.
- [3] W Noel Cottingham e Derek A Greenwood. *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge university press, 2007.
- [4] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley Sons, 2020.
- [5] Jean Júnio Mendes Pimenta et al. “The Higgs boson”. Em: *Revista Brasileira de Ensino de Física* 35.2 (2013), pp. 1–14.
- [6] Sven Krippendorf, Fernando Quevedo e Oliver Schlotterer. “Cambridge lectures on supersymmetry and extra dimensions”. Em: *arXiv preprint arXiv:1011.1491* (2010).
- [7] Abdus Salam e JC Ward. “Phys. Letters 13 (1964) 168; S. Weinberg”. Em: *Phys. Rev. Letters* 19.1264 (1967), p. 27.
- [8] Lewis H Ryder. *Quantum field theory*. Cambridge university press, 1996.
- [9] Erik Zackrisson. “Quasars and low surface brightness galaxies as probes of dark matter”. Tese de dout. Institutionen för astronomi och rymdfysik, 2005.
- [10] Hermano Velten. “Matéria escura, energia escura e a busca por uma nova teoria para a gravitação”. Em: *Cadernos de Astronomia* 1.1 (2020), pp. 40–51.
- [11] UFMG. *CONHEÇA VERA RUBIN, A ASTRÔNOMA E RAINHA DAS GALÁXIAS*. 2019. URL: <https://www.ufmg.br/espacodoconhecimento/vera-rubin/> (acesso em 11/09/2021).
- [12] Yoshiaki Sofue e Vera Rubin. “Rotation curves of spiral galaxies”. Em: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 39.1 (2001), pp. 137–174.
- [13] Albert Einstein. *Relativity: the special and the general theory*. General Press, 2016.
- [14] Alexander Belyaev et al. “Minimal spin-one isotriplet dark matter”. Em: *Physical Review D* 99.11 (2019), p. 115003.

- [15] Giacomo Cacciapaglia, Aldo Deandrea e Jeremie Llodra-Perez. “A dark matter candidate from Lorentz invariance in 6D”. Em: *Journal of High Energy Physics* 2010.3 (2010), pp. 1–37.
- [16] Giacomo Cacciapaglia, Aldo Deandrea e Nicolas Deutschmann. “Dark matter and localised fermions from spherical orbifolds?” Em: *Journal of High Energy Physics* 2016.4 (2016), pp. 1–38.
- [17] Seungwon Baek, Pyungwon Ko e Peiwen Wu. “Top-philic scalar dark matter with a vector-like fermionic top partner”. Em: *Journal of High Energy Physics* 2016.10 (2016), pp. 1–22.
- [18] Jan Conrad. “Indirect Detection of WIMP Dark Matter: a compact review”. Em: *arXiv preprint arXiv:1411.1925* (2014).
- [19] Felix Kahlhoefer. “Review of LHC dark matter searches”. Em: *International Journal of Modern Physics A* 32.13 (2017), p. 1730006.
- [20] Sacha Davidson et al. *Effective Field Theory in Particle Physics and Cosmology: Lecture Notes of the Les Houches Summer School: Volume 108, July 2017*. Vol. 108. Oxford University Press, 2020.
- [21] Morad Aaboud et al. “Search for long-lived charginos based on a disappearing-track signature in pp collisions at $s = 13$ TeV with the ATLAS detector”. Em: *Journal of High Energy Physics* 2018.6 (2018), pp. 1–48.
- [22] Albert M Sirunyan et al. “Search for disappearing tracks as a signature of new long-lived particles in proton-proton collisions at $s = 13$ TeV”. Em: *Journal of High Energy Physics* 2018.8 (2018), pp. 1–40.
- [23] Werner Herr e Bruno Muratori. “Concept of luminosity”. Em: (2006).
- [24] RB Palmer e JC Gallardo. “High energy colliders”. Em: *arXiv preprint physics/9702016* (1997).
- [25] Fermilab. *Fermilab Complex*. 2014. URL: <https://www.fnal.gov/pub/tevatron/> (acesso em 12/08/2021).
- [26] Jean Pierre Delahaye et al. “Muon colliders”. Em: *arXiv preprint arXiv:1901.06150* (2019).
- [27] Carlotta Accettura et al. “Towards a muon collider”. Em: *arXiv preprint arXiv:2303.08533* (2023).
- [28] Mark Trodden. “Electroweak baryogenesis”. Em: *Reviews of Modern Physics* 71.5 (1999), p. 1463.

- [29] R Palmer et al. “Ionization cooling ring for muons”. Em: *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 8.6 (2005), p. 061003.
- [30] Jorge de Blas et al. *arXiv: The physics case of a 3 TeV muon collider stage*. Rel. técn. 2022.
- [31] Pekka K Sinervo. “Signal significance in particle physics”. Em: *arXiv preprint hep-ex/0208005* (2002).
- [32] Amy Gallo. “A refresher on statistical significance”. Em: *Harvard business review* 16 (2016).
- [33] Alexander Belyaev, Neil D Christensen e Alexander Pukhov. “CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model”. Em: *Computer Physics Communications* 184.7 (2013), pp. 1729–1769.
- [34] Christopher Z Mooney. *Monte carlo simulation*. 116. Sage, 1997.
- [35] Herbert Goldstein, Charles Poole e John Safko. *Classical mechanics*. 2002.
- [36] Aurélien Géron. “Hands-on machine learning with scikit-learn and tensorflow: Concepts”. Em: *Tools, and Techniques to build intelligent systems* (2017).
- [37] Miroslav Kubat. *An introduction to machine learning*. Springer, 2017.
- [38] Tom M Mitchell et al. “Machine learning”. Em: (1997).
- [39] Stuart Russell e Peter Norvig. “Artificial intelligence: a modern approach”. Em: (2002).
- [40] John McCarthy. “What is artificial intelligence?” Em: (2007).
- [41] Andrea Beck e Marius Kurz. “A perspective on machine learning methods in turbulence modeling”. Em: *GAMM-Mitteilungen* 44.1 (2021), e202100002.
- [42] Muhammad Usama et al. “Unsupervised machine learning for networking: Techniques, applications and research challenges”. Em: *IEEE access* 7 (2019), pp. 65579–65615.
- [43] John J Hopfield. “Artificial neural networks”. Em: *IEEE Circuits and Devices Magazine* 4.5 (1988), pp. 3–10.
- [44] Vinícius Rodrigues. *Entenda o que é AUC e ROC nos modelos de Machine Learning*. 2023. URL: <https://medium.com/bio-data-blog/entenda-o-que-%C3%A9-auc-e-roc-nos-modelos-de-machine-learning-8191fb4df772>.
- [45] Toyoko Orimoto. “Search for new physics in the low MET monophoton channel with the CMS Detector”. Em: *arXiv preprint arXiv:1511.00337* (2015).
- [46] Hind Al Ali et al. “The muon smasher’s guide”. Em: *Reports on Progress in Physics* (2022).