

Universidade do Estado do Rio de Janeiro Centro de Tecnologia e Ciências Instituto de Física Armando Dias Tavares

Bernard Lucas Brandão Suhett de Souza

Estudos sobre o decaimento raro $Z \to J/\psi l^+ l^-$ com o experimento CMS

Rio de Janeiro 2019 Bernard Lucas Brandão Suhett de Souza

Estudos sobre o decaimento raro $Z \rightarrow J/\psi l^+ l^-$ com o experimento CMS

Dissertação apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.



Orientador: Prof. Dr. Dilson de Jesus Damião Coorientadora: Profa. Dra. Helena Brandão Malbouisson

CATALOGAÇÃO NA FONTE UERJ/ REDE SIRIUS / BIBLIOTECA CTC/D

Γ

S729	 Souza, Bernard Lucas Brandão Suhett de. Estudos sobre o decaimento raro Z → J/ψl+l - com o experimento CMS / Bernard Lucas Brandão Suhett de Souza 2019. 61 f.: il.
	Orientador: Dilson de Jesus Damião. Coorientadora: Helena Brandão Malbouisson. Dissertação (mestrado) - Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Instituto de Física Armando Dias Tavares.
	1.Partículas (Física nuclear) - Teses. 2. Solenóide de múon compacto - Teses. 3. Interações próton-próton - Teses. 4. Monte Carlo, Método de - Teses. I. Damião, Dilson de Jesus. II. Malbouisson, Helena Brandão. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Instituto de Física Armando Dias Tavares. IV. Título.
	CDU 539.126

Bibliotecária: Denise da Silva Gayer CRB7/5069

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta dissertação, desde que citada a fonte.

Assinatura

Data

Bernard Lucas Brandão Suhett de Souza

Estudos sobre o decaimento raro $Z \to J/\psi l^+ l^-$ com o experimento CMS

Dissertação apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Aprovada em 29 de Julho de 2019. Banca Examinadora:

> Prof. Dr. Dilson de Jesus Damião (Orientador) Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Profa. Dra. Helena Brandão Malbouisson (Coorientadora) Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Carsten Hensel Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Profa. Dra. Maria Elena Pol Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Prof. Dr. Sandro Fonseca de Souza Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Profa. Dra. Eliza Melo da Costa Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

DEDICATÓRIA

Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

"O coração do homem planeja o seu caminho, mas o Senhor lhe dirige os passos." (Provérbios 16:9). Com a certeza de que Deus me guiou até aqui, agradeço a Ele. Obrigado meu Deus por ter me dado força e sabedoria para conseguir concluir essa etapa.

Aos meus pais, Adilson e Gilci, o meu sincero obrigado por todo suporte. Sem o companheirismo e amor de vocês, certamente, não chegaria até aqui. Vocês sempre serão a minha maior inspiração. Estendo o meu agradecimento à minha irmã e amiga, Bridget, que sempre me auxiliou e apoiou. Irmã, obrigado por ser tão presente em minha vida.

À minha noiva Daniela, gostaria de agradecer por ter me incentivado a alçar vôos mais altos e ter estado ao meu lado nos momentos mais difíceis dessa fase, me apoiando e não permitindo que eu viesse a desistir.

Ao meus orientadores, Dilson e Helena, o meu muito obrigado. Sou extremamente grato à vocês por todo conhecimento adquirido durante o mestrado. Muito obrigado por me terem corrigido quando necessário sem nunca me desmotivar. Vocês são verdadeiros exemplos de profissionais.

Agradeço, também, aos meus familiares e amigos, por todo incentivo e carinho. Vocês, sem dúvidas, contribuíram para a conclusão dessa jornada.

Desejo igualmente agradecer a todos os alunos, funcionários e professores do departamento, que foram sempre solícitos e contribuíram, direta ou indiretamente, para a minha formação.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

RESUMO

SOUZA, B. L. B. S. Estudos sobre o decaimento raro $Z \rightarrow J/\psi l^+ l^-$ com o experimento CMS. 2019. 61 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2019.

O presente trabalho apresenta um estudo da observação do decaimento raro no qual o bóson Z decai em um méson J/ψ e dois léptons de mesmo sabor e cargas opostas no detector CMS. Para tanto, foi feito um estudo com amostras de simulação de Monte Carlo para estabelecer critérios de seleção, utilizando os objetos físicos envolvidos na seleção do sinal. Em seguida, comparou-se os resultados obtidos através da simulação com os dados, em resultado previamente publicado pela colaboração do CMS e usado como referência para o presente estudo. Os dados são provenientes de colisões próton-próton com energia de centro de massa igual a 13 TeV e luminosidade integrada de 35,9 fb⁻¹.

Palavras-chave: CMS. Decaimento Raro. Colisões Próton-Próton.

ABSTRACT

SOUZA, B. L. B. S. Estudos sobre o decaimento raro $Z \rightarrow J/\psi l^+ l^-$ com o experimento CMS. 2019. 61 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2019.

This work presents a study of the observation of a Z boson rare decay into a J/ψ meson and two leptons of the same flavor and opposite charges in the CMS detector. A study was performed with Monte Carlo simulation samples for an initial development of the selection criteria using the physical objects used in the signal selection. After having applied the signal selection to simulation, the results were compared to data from a previously published paper by the CMS collaboration, that was used as a reference for this study. The data were obtained from proton-proton collisions with center of mass energy of 13 TeV and integrated luminosity of 35.9 fb⁻¹.

Keywords: CMS. Rare Decay. Proton-Proton Collision.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura	1 - Diagrama de Feynman para o processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow J/\psi l^+ l^-$	12
Figura	2 - Diagrama de Feynman que representa o processo $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^~~.$	23
Figura	3 - Espalhamento inelástico na colisão <i>pp</i>	24
Figura	4 - Processo Drell-Yan <i>leading order</i> (LO)	25
Figura	5 - Referência para o processo de colisão	26
Figura	6 - Imagem do $\psi' \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$	29
Figura	7 - Imagem do esquema usado no experimento no BNL	29
Figura	8 - Vista superior do sistemas utilizados para os experimentos do CERN	31
Figura	9 - Imagem ilustrativa do CMS	34
Figura	10 - Imagem representando as distribuições dos sub-detectores e o compor-	
	tamento das partículas ao interagir com o CMS	35
Figura	11 - Imagem il ustrativa do Sistema de Coordenadas usado no CMS. $\ .\ .\ .$	35
Figura	12 - Representação do solenó ide utilizado para gerar o campo magnético do	
	CMS	36
Figura	13 - Imagem do sistema de trajetografia.	37
Figura	14 - Imagem do sistema ECAL	38
Figura	15 - Ilustração da imagem Longitudinal do HCAL	39
Figura	16 - Vista de um quarto da secção transversal do Sistema de Múons. \ldots .	40
Figura	17 - Distribuição de d_{xy} dos mú ons usados para reconstruir os candidatos a	
	J/ψ	47
Figura	18 - Distribuição de d_z dos mú ons usados para reconstruir os candidatos a	
	J/ψ	47
Figura	19 - Distribuição de p_t dos mú ons combinados para reconstruir os candida-	
	tos a J/ψ	48
Figura	20 - Distribuição de η dos mú ons combinados para reconstruir os candidatos	
	a J/ψ	49
Figura	21 - Distribuição da probabilidade do vértice para os candidatos a $J/\psi.~$.	50
Figura	22 - Diagrama de Feynman para o processo $Z \to J/\psi l^+ l^-$	51
Figura	23 - Configuração geométrica dos léptons que formam o J/ψ	52
Figura	24 - Distribuição de p_t dos elétrons do canal $Z \to J/\psi e^+e^-$	53
Figura	25 - Distribuição de p_t dos léptons do canal $Z \to J/\psi e^+ e^-$	53
Figura	26 - Distribuição de η dos léptons do canal $Z \to J/\psi e^+ e^-$	54
Figura	27 - Distribuição de massa do méso n J/ψ reconstruído	54
Figura	28 - Distribuição de massa do bóson Z reconstruído	55
Figura	29 - Distribuição de massa $Z \times J/\psi$ reconstruído	55

LISTA DE TABELAS

Tabela	1 - Tabela de léptons	17
Tabela	2 - Tabela de quarks	18
Tabela	3 - As forças e seus mediadores	19
Tabela	4 - Razões de Ramificação do bóson Z	23
Tabela	5 - Estados Charmonium e algumas de suas propriedades	28
Tabela	6 - Tabela que apresenta as partículas, como e onde elas são detectadas. $% f(x)=0$.	41
Tabela	7 - Tabela de Valores referentes ao MC	56

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALICE	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
BNL	Brookhaven National Laboratory
CMS	Compact Muon Solenoid
CSC	Cathode Strip Chambers
DT	Drift Tubes
EB	Barrel ECAL
ECAL	Electromagnetic Calorimeter
EE	Endcap ECAL
ES	Electromagnetic Pre-shower Detector
HB	Hadron Barrel Calorimeter
HCAL	Hadron Calorimeter
HE	Hadron End-Cap Calorimeter
HF	Hadron Forward Calorimeter
HO	Hadron Outer Calorimeter
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LINAC2	Linear accelerator 2
PDF	Parton Distribution Function
PS	Proton Synchrotron
PSB	Proton Synchrotron Booster
QCD	Quantum Chromodynamics
QED	Quantum Electrodynamics
RPC	Resistive Plate Chambers
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SPS	Super Proton Synchroton
TEC	Endcap
TIB	Inner Barrel
TOB	Outer Barrel

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	12
1	O MODELO PADRÃO DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES .	14
1.1	O Modelo Padrão das Partículas Elementares	16
1.1.1	Léptons	16
1.1.2	<u>Hádrons</u>	17
1.1.3	Bósons	18
1.1.4	Cromodinâmica Quântica	19
1.1.4.1	Confinamento e Liberdade Assintótica	20
1.1.5	Teoria Eletrofraca	21
1.2	$\overline{\mathbf{O} \operatorname{Boson} Z} - \overline{\mathbf{O} \operatorname{Meson} J/\psi}$	22
1.2.1	$\underline{O \ Boson \ Z} \ \ldots \ $	22
1.2.1.1	Produção do Bóson Z no LHC	24
1.3	O méson J/ψ	27
1.3.1	Experimento Mark I	28
1.3.2	Experimento de S.Ting	28
1.3.3	Produção do J/ψ	30
1.3.3.1	Modelo de Singleto de Cor	30
1.3.3.2	QCD Não Relativística (NRQCD)	30
2	LHC E CMS	31
2.1	LHC	31
2.2	CMS	33
2.2.1	Sistema de Coordenadas	33
2.2.2	Subdetetores	34
2.2.2.1	Sistema de Trajetografia	34
2.2.2.2	ECAL (Electromagnetic Calorimeter)	37
2.2.2.3	HCAL	38
2.2.2.4	Sistema de Múons	39
2.2.2.5	PPS	41
2.2.3	Trigger	42
2.2.4	Reconstrução de Objetos Físicos	42
2.2.4.1	Os múons	42
2.2.4.2	Os Elétrons	43
2.2.5	CMSSW	43
3	ANÁLISE DE DADOS	45
3.1	Seleção do J/ψ	46
3.2	Seleção do Z	50

3.2.1	Normalização do MC	56
	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS FUTURAS	57
	REFERÊNCIAS	58

INTRODUÇÃO

Com o aumento das taxas de produção do bóson Z no LHC (*Large Hadron Collider*), está sendo possível o estudo de canais de decaimento raro. O bóson Z foi observado há mais de 35 anos pelo processo $\bar{p} + p \rightarrow Z^0 + X$ em colisões de altas energias no CERN com o experimento SPS, onde o bóson Z^0 foi identificado pelo seu decaimento em $e^+e^$ ou $\mu^+\mu^-$ (ARNISON et al., 1983). Apesar disso, somente nos dados coletados em 2010 e 2011 foi feita a primeira observação do bóson Z decaindo em 4 léptons com colisões próton-próton (CHATRCHYAN et al., 2012). Ainda é necessário investigar estruturas ressonantes no decaimento de quatro léptons.

Este trabalho consiste no estudo da observação do decaimento do bóson Z em um estado final contendo um méson J/ψ e dois léptons de mesmo sabor e com cargas opostas. O J/ψ foi reconstruído considerando o seu decaimento em um par $\mu^-\mu^+$ e os outros dois léptons podem ser formados pelos pares e^-e^+ ou $\mu^-\mu^+$. O diagrama de Feynman que representa este processo é apresentado na figura 1.

Figura 1 - Diagrama de Feynman para o processo $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow J/\psi l^+ l^-$



Legenda: A figura apresenta o diagrama de Feynman que ilustra um processo de aniquilação $q\bar{q}$ produzindo um bóson Z que por sua vez decai em um par de léptons. Um desses léptons perde energia através da emissão de um fóton virtual que decai em um J/ψ . Fonte: NAYAK et al., 2018, p.1.

No primeiro capítulo é feita uma pequena abordagem sobre o desenvolvimento da física de partículas enfatizando algumas descobertas importantes, assim como conceitos históricos. O Modelo Padrão das Partículas Fundamentais é apresentado através das teorias nele contidas, assim como a classificação das partículas.

Ainda no primeiro capítulo o bóson Z é apresentado detalhando o quão importante foi a sua descoberta para a Física de Partículas, o experimento que permitiu a sua observação e o mecanismo de produção. Também é abordado seu mecanismo de produção. Dando continuação ao capítulo 1 é apresentada a história da descoberta do méson J/ψ , assim como as suas características, o seu mecanismo de produção e a relevância dessa ressonância para a comprovação do quark charme.

No terceiro capítulo é feita uma abordagem do aparato experimental usado para a produção dos dados utilizados neste trabalho, o LHC e o conjunto de detectores que formam o Esperimento CMS (*Compact Muon Solenoid*), descrevendo a sua composição, assim como o mecanismo de funcionamento. Algumas ferramentas computacionais essenciais para o desenvolvimento do trabalho são apresentadas.

Os passos para o desenvolvimento da análise são descritos no capítulo 4. A descrição é feita apontando os detalhes dos cortes e seleções necessários para obter os objetos de interesse desse trabalho, bem como os plots obtidos para uma melhor compreensão e discussão de resultados.

1 O MODELO PADRÃO DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES

O objetivo dos físicos como um todo sempre foi obter uma melhor compreensão do mundo em que vivemos. Nessa busca muitas perguntas surgiram, dentre as quais podemos destacar "de que é feita a matéria?" ou "o que faz com que a matéria permaneça unida?". Através do trabalho de muitos cientistas foi possível atingir um bom domínio sobre tais questões.

As respostas para as perguntas anteriores são encontradas no Modelo Padrão de Partículas Elementares e suas interações (MOREIRA, 2009). Este apresenta uma teoria bem sucedida que tem possibilitado explicar de forma consistente as partículas elementares e suas interações.

Não é de agora que os homens se interessam em descobrir do que o mundo é feito. Desde o princípio, os homens acreditavam que o mundo fosse constituído de elementos fundamentais. Isso fez com que tentassem descobrí-los e definí-los. Uma das primeiras civilizações a tentar definir tais elementos foram os gregos no período da Grécia Antiga que acreditavam que os constituintes fundamentais eram Terra, Ar, Água e Fogo (FREZ-ZATTI JR., 2005).

A busca por uma única estrutura elementar pode ser encontrada nas obras dos filósofos Anaximenes, Anaximandro e Tales que faziam parte da escola de Mileto (MCKI-RAHAN, 2011). O primeiro acreditava que essa estrutura era o Ar e a partir dele todas as outras coisas eram constituídas. Em seus trabalhos ele descreveu a Água e a Terra como formas mais condensadas do Ar e o Fogo como a forma menos condensada. Para Tales a substância fundamental seria a Água, a partir dela todas as coisas teriam origem. Já Anaximandro admitia que a origem da matéria seria uma substância indefinida, esta representaria o infinito e indeterminado (PIRES, 2008).

Outra escola filosófica importante na construção desse conhecimento foi a dos atomistas que defendiam que o mundo consistia em dois conceitos fundamentais: átomo e vazio. Os átomos filosóficos eram indestrutíveis, imutáveis e cercados de vazio. Eles possuíam infinitas formas e podiam ser unidos formando infinitos arranjos. Segundo Aristóteles, a combinação dos átomos formavam estruturas macroscópicas, ou seja, a matéria visível (ROONEY, 2013).

Apesar da teoria filosófica sobre o átomo ser muito interessante, elas não correspondem ao conceito moderno. Sendo assim, a história da Física de Partículas Elementares tem início com J.J Thomson, através das suas observações e explicações sobre as propriedades dos raios catódicos, em 1897 (CARUSO; OGURI; SANTORO, 2012). Ele descreveu um modelo atômico onde o átomo é formado por elétrons que estão impregnados em uma esfera carregada positivamente com mesma intensidade. Isso garantia um átomo eletricamente neutro e com uma massa muito maior que a do elétron (SEGRÈ, 1987). Ao realizar um experimento de espalhamento utilizando feixes de partículas α incidindo contra um alvo formado por uma folha fina de ouro, Rutherford notou uma nova característica da matéria, permitindo-lhe propor um novo modelo atômico. Ele verificou que os ângulos de deflexão de algumas partículas eram muito maiores que o esperado segundo o modelo de Thomson. Esta observação permitiu que ele propusesse um novo modelo atômico formado por um núcleo carregado positivamente circundado por elétrons. O que hoje é conhecido como próton seria o núcleo do Hidrogênio.

Rutherford, em torno de 1920, presumiu a existência de uma partícula eletricamente neutra no interior do núcleo, o nêutron. Esta partícula só foi descoberta aproximadamente 12 anos depois por James Chadwick (SEGRÈ, 1987). Com isso, a estrutura do núcleo passou a ser composta por prótons e nêutrons. Esta descoberta explicou a relação entre a massa atômica e número atômico.

No final do século XIX já estava claro que a luz poderia ser entendida como uma onda eletromagnética através da Teoria de ondas de Maxwell. Entretanto, Max Planck, na necessidade de explicar o fenômeno da radiação do corpo negro, presumiu a quantização da radiação eletromagnética, definindo que a energia deveria estar relacionada com um múltiplo inteiro da frequência (CARUSO; OGURI; SANTORO, 2012). De maneira similar, Albert Einstein, em 1905, utilizou o mesmo conceito de quantização ao explicar o efeito fotoelétrico (MEDEIROS, 2010). Para ele a luz era formada por corpúsculos, chamados de fótons. Esses são os responsáveis por mediar a interação eletromagnética.

A descoberta do pósitron no ano de 1932, por Carl D. Anderson, foi um marco muito importante para a física de partículas (ABDALLA, 2006). Essa partícula apresenta todas as características do elétron, mas difere no sinal do carga. Este é o "elétron positivo", o antielétron, proposto por Dirac em 1928, e foi a primeira evidência experimental da existência da antimatéria (XAVIER et al., jan./fev. 2007). Após isso muitas outras antipartículas foram encontradas (SEGRÈ, 1987).

Afim de explicar a energia faltante no decaimento beta, Pauli, em 1930, sugeriu a existência de partículas neutras, muito leves e indetectáveis, posteriormente chamadas de neutrinos. C. Cowan e F. Reines, ao observar o decaimento beta inverso, no ano de 1956 puderam confirmar a existência de uma dessas partículas (ABDALLA, 2006).

Para explicar o fato dos dados experimentais apontarem o surgimento de novas partículas, Gell-Mann e Ne'eman, em 1961, introduziram o modelo de quarks (CARUSO; OGURI; SANTORO, 2012). Com o experimento de espalhamento inelástico profundo elétron-próton realizado no SLAC, em 1968, foi possível observar que os prótons são formados por constituintes elementares carregados eletricamente. Esses constituintes foram associados aos pártons de Feynman, que vieram a ser separados em dois grupos: quarks e glúons (ESCOBAR, 2018).

Com o conhecimento dessa numerosa quantidade de partículas trouxe a necessidade de encontrar uma forma de categorizá-las. Para isso, físicos de todas as áreas se dedicaram a estabelecer modelos e testá-los. O fruto desse desdobramento é o Modelo Padrão que será apresentado no próximo tópico (ABDALLA, 2006).

1.1 O Modelo Padrão das Partículas Elementares

O Modelo Padrão da Física de Partículas é uma teoria quântica de campos bem sucedida que tem possibilitado identificar de forma consistente as partículas elementares, assim como as regras de combinações e interações. Ele descreve três das quatro interações fundamentais encontradas na natureza, deixando de fora apenas a força gravitacional.

Essa teoria apoia-se no princípio de gauge. O grupo de simetria correspondente é o $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. SU(3) é o grupo relacionado às interações fortes. A unificação das interações eletromagnética e fraca, denominada interação eletrofraca, é representada pelo grupo de simetria $SU(2) \times U(1)$ (PERKINS, 2000).

De acordo com o Modelo Padrão existem dois tipos de partículas que são classificadas como bósons¹ e férmions² (WILLIAMS, 1991). Os férmions são os constituintes da matéria, obedecem à distribuição de Pauli, possuem antipartículas associadas e podem ser separados em dois grupos: hádrons e léptons. Os bósons são responsáveis por mediar as interações fundamentais que existem entre os férmions.

As antipartículas possuem valores de massa, paridade e spin iguais aos das partículas correspondentes. Elas também apresentam valores opostos como carga elétrica, números bariônico e leptônico, estranheza, e outros.

1.1.1 Léptons

Os léptons carregados sofrem ação das interações eletromagnética e fraca. Cada lépton carregado possui um neutrino associado. Estes não possuem carga, por isso estão sujeitos apenas à interação fraca. Cada lépton possui uma antipartícula associada. Estas são conhecidas como anti-léptons.

Podemos separar os léptons em três gerações, onde cada uma associa um lépton ao seu respectivo neutrino. A organização dessas partículas pode ser encontrada na tabela 1, onde *e* representa o elétron, μ o múon e τ o tau, onde os ν_e , ν_μ e ν_τ são os neutrinos correspondentes aos outros léptons, respectivamente. O fato dos léptons não apresentarem uma estrutura interna permite-nos considerá-los como partículas elementares (GRIFFITHS,

 $^{^1}$ Partículas que possuem spin inteiro e obe
decem as estatísticas de Bose-Einstein

 $^{^2}$ Partículas com spin semi-inteiro e obe
decem as estatísticas de Fermi-Dirac

2008).

	Léptons					
Geração	Sabor	Q	Massa	L		
1	e	-1	$0,511 \; { m MeV}/c^2$	1		
1	ν_e	0	$2 \text{ eV}/c^2$	-		
ე	μ	-1	$105 \text{ MeV}/c^2$	C		
2	ν_{μ}	0	$0.19 { m MeV}/c^2$	C		

au

 ν_{τ}

3

Tabela 1 - Tabela de léptons

Legenda: A unidade de Q é a carga elementar do elétron, L_e corresponde ao número eletrônico, L_{μ} ao número muônico e L_{τ} número tauônico.

-1

0

Fonte: O autor, 2019.

Considerando que para cada lépton existe um anti-lépton associado pode-se chegar a um número total de 12 léptons na natureza.

 $1,78 \; {\rm GeV}/c^2$

 $18.2 \text{ MeV}/c^2$

1.1.2 Hádrons

Os hádrons são partículas que possuem estruturas internas. Eles são formados por quarks e sua classificação é determinada pela quantidade de quarks que os compõem. Podem ser classificados como mésons e bárions.

Os mésons são formados por pares de quarks e antiquarks, e não possuem antipartículas associadas. Os bárions, por sua vez, desintegram-se de forma a apresentar um nucleon em seu estado final. Todos os bárions possuem uma antipartícula correspondente. Para os bárions são atribuídos o valor de número bariônico +1 e os anti-bárions recebem o valor de -1. Em qualquer processo de reação entre partículas o número bariônico deve ser conservado.

Os quarks são encontrados em 6 sabores e, assim como os léptons, podem ser distribuídos em três gerações. A organização dos quarks pode ser encontrada na tabela 2, onde os sabores u representa o quark up, d o down, c o charm, s o strange, t o top e b o bottom (SEIDEN, 2004). Eles, a princípio, não possuem estrutura interna, sendo assim, podemos dizer que são elementares.

Cada quark pode assumir 3 valores distintos de carga de cor³, convencionadas

 $\frac{L_{\tau}}{0}$

0

0

0

1

-1

0 0

1

-1

0

0

0

0

 $^{^3}$ A carga de cor é uma propriedade de quarks e glúons. Ela está diretamente relacionada à interação forte

como azul, vermelho e verde. Cada cor possui uma respectiva anticor. A sobreposição destas cores nos hádrons deve gerar a combinação de uma partícula com cor neutra. Os mésons são formados por partículas que combinam cor e anticor, já os bárions possuem a combinação das 3 cores ou três anti-cores.

Além das cores os quarks também podem ser identificados através de 6 números quânticos: carga eletrica, estranheza, charme, *bottomness*, *topness* e isospin.

Levando em consideração que para cada quark existe um antiquark e que existe três possibilidades de carga de cor para cada uma das partículas chegamos a um total de 36 tipos de quarks existentes na natureza.

Por serem partículas carregadas, os quarks sofrem ação da força eletromagnética. Eles também interagem via interação fraca, como por exemplo no decaimento fraco. Os quarks interagem entre si através da interação forte.

Quarks								
Geração	Sabor	Q	Massa GeV/c^2	E	C	B	T	Ι
1	u	+2/3	$\approx 0,003$	0	0	0	0	+1/2
T	d	-1/3	$\approx 0,006$	0	0	0	0	-1/2
2	s	-1/3	$\approx 0, 1$	-1	0	0	0	-1/3
2	c	+2/3	$\approx 1,3$	0	+1	0	0	+2/3
2	t	2/3	≈ 175	0	0	0	1	+2/3
	b	-1/3	$\approx 4,3$	0	0	-1	0	-1/3

Tabela 2 - Tabela de quarks

Legenda: A unidade de Q é a carga elementar do elétron, E representa a estranheza, C o charme, B bottom, T o top e I o Isospin

Fonte: O autor, 2019.

1.1.3 Bósons

A Teoria Quântica de Campos leva em conta que os campos transmitem suas energias por meio de fluxos de partículas quânticas. Elas são chamadas de bósons de calibre e também são consideradas elementares. São responsáveis por mediar as interações e podem ser entendidos como perturbações em um campo de energia.

Cada interação possui pelo menos um mediador correspondente. Apesar de alguns bósons não possuir massa, todos têm energia. Na tabela 3 podemos ver a associação das interações com os seus respectivos bósons, além de propriedades importantes. Eles interagem com a matéria de forma análoga às outras partículas.

Das forças fundamentais existentes na natureza, a força gravitacional é a única que o Modelo Padrão não descreve. Apesar de possuir um alcance infinito, sua contribuição se torna irrelevante, quando comparada às outras, para pequenas distâncias.

O fóton é a partícula responsável por mediar a interação eletromagnética. Essa consiste em duas partes: emissão e absorção de fótons. A intensidade desta interação é inversamente proporcional ao quadrado da distância entre a partícula que emite o fóton e a que o absorve. O fóton tem spin 1 e não possui massa.

Os glúons são as partículas responsáveis por mediar a interação forte. Eles também podem interagir entre si, não possuem carga elétrica, mas possuem carga de cor. Cada glúon carrega consigo um par de carga de cor e anticor que podem ser manifestos de 8 formas diferentes. Não é possível encontrá-los isoladamente, pois estão confinados no interior da matéria, como veremos na próxima seção (DISSERTORI; SALAM, 2017).

Ao contrário das partículas mediadoras das interações eletromagnética e forte, os bósons mediadores da interação fraca (W^+ , W^- e Z.) possuem massa, isso faz com que o raio de ação dessa interação seja muito curto, da ordem de 10^{-17} m. W^+ e W^- são eletricamente carregados, enquanto Z não. Eles possuem spin 1 (OSTERMANN,).

No ano de 2012, o bóson de Higgs, que havia sido predito por Peter Higgs em 1964, foi descoberto. Possuindo massa de aproximadamente 126 GeV (PIMENTA et al., 2013), ele é o responsável pela origem da massa dos bósons que medeiam a interação fraca. O mecanismo de Higgs leva em consideração um novo campo quântico presente em todo espaço, denominado campo de Higgs. Este, no decorrer das interações, sofre uma quebra espontânea de simetria possibilitando a interação dos bósons de gauge e o surgimento de suas respectivas massas (PIMENTA et al., 2013). O bóson de Higgs é proveniente de uma excitação do campo de Higgs ao receber energia suficiente capaz de produzí-lo.

Interações	Mediadores (bósons)	\mathbf{Q}	Spin	Massa [GeV]
Gravitacional	G (gráviton)	0	2	0
Eletromagnética	γ (fóton)	0	1	0
Fraca	W^{\pm}, Z	$\pm 1, 0$	1	(80,4), (91,2)
Forte	8 g (glúon)	0	1	0

Tabela 3 - As forças e seus mediadores

Legenda: A unidade de Q é a carga elementar do elétron. Fonte: O autor, 2019.

1.1.4 Cromodinâmica Quântica

A cromodinâmica quântica é a teoria que descreve a interação forte entre os quarks e glúons. O nome é referente à carga de cor que caracteriza essas partículas. Ela está baseada no grupo de simetria unitário $SU(3)^4$. Com essa teoria os glúons podem ser descritos em relação às componentes de um espaço de carga de cor (GRIFFITHS, 2008).

Ao absorver ou emitir glúons, os quarks trocam suas cores. Como comentado anteriormente, os glúons possuem cor e isso implica que eles podem interagir entre si. A constante de acoplamento forte para a QCD para a ordem dominante é definida por

$$\alpha_s(|Q^2|) = \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f)ln|Q^2|/\Lambda^2} \tag{1}$$

onde n_c representa o número de cores (3), n_f o número de sabores (6), Q^2 é o momento transferido na interação e Λ é um fator de normalização. Dois pontos importantes na QCD surgem a partir da constante de acoplamento: confinamento e liberdade assintótica.

1.1.4.1 Confinamento e Liberdade Assintótica

Conforme aumentamos a distância entre os quarks, a intensidade da interação entre eles tende a aumentar. Isso exige que os quarks só podem existir confinados em estados ligados que formam singletos de cor. Sendo assim, não é possível observá-los livres na natureza. Os quarks estariam livres apenas para distâncias infinitamente pequenas, esse efeito é conhecido como liberdade assintótica.

Para entender melhor os dois pontos faz-se necessário analisar a constante de acoplamento com relação ao momento transferido na interação (FIGUEIREDO, 2016):

• Confinamento: $Q^2 \rightarrow \Lambda^2$

O denominador tende a zero, isso faz com que a constante de acoplamento entre quarks e glúons cresça atingindo valores muito alto. Neste regime os quarks e glúons não podem ser observados individualmente. A teoria de perturbações não pode ser usada.

• Liberdade Assintótica: $Q^2 \gg \Lambda^2$

O denominador tende a aumentar muito, isso faz com que a constante de acoplamento entre quarks e glúons diminua atingindo valores muito pequenos, podendo acontecer a formação de um plasma de quarks e glúons⁵. Aumentando a energia dos experimentos, a chance de observação do limite assintótico também aumenta.

 $^{^4}$ A QCD é representada por matrizes unitárias $3\times 3.$ As componentes desse grupo não comutam.

 $^{^5}$ Os plasmas de quarks e glúons surgem sob certas condições de alta densidade e/ou temperatura. Em tais condições, acredita-se que os quarks sejam encontrados livres, ou seja, desconfinados.

Os processos na QCD podem ser perturbativos, quando $Q^2 \gg \Lambda^2$, ou não perturbativos, quando $Q^2 \rightarrow \Lambda^2$. Uma forma de analisar as regiões onde a constante de acoplamento diverge é utilizando os teoremas de fatorização. Esses agem sobre a amplitude de espalhamento separando-a em uma parte perturbativa e outra não perturbativa.

Para $Q^2 \rightarrow \Lambda^2$ é usado o Modelo de Pártons, este identifica os constituintes dos hádrons como um conjunto de pártons (MOTTER, 2007). Cada constituinte carrega uma parte x do momento do hádron e o processo de espalhamento entre hádrons deve ser analisado olhando para a interação entre os pártons . A função de distribuição do momento do párton *i*, também chamada de PDF, é definida por

$$f_i(x) = \frac{dP_i}{dx} \tag{2}$$

ela representa a probabilidade do párton atingido carregar a parte x do momento do hádron (HALZEN; MARTIN, 2008). Sendo $f_i(x)$ uma densidade de probabilidade, temos que a soma de todas as partes x de p deve ser igual a 1, ou seja

$$\sum \int x dx f_i(x) = 1 \tag{3}$$

1.1.5 Teoria Eletrofraca

Como já mencionado, a Teoria Eletrofraca tem sua base no grupo de simetria não-abeliano $SU(2) \times U(1)$. Sua proposição é atribuída aos Físicos Weinberg, Salam e Glashow. Ela contempla, para energias elevadas, a eletrodinâmica quântica e a força fraca. Os mediadores desta interação são os fótons e os bósons W^{\pm} e Z.

Os bósons de calibre da interação fraca possuem massa. Isso implica em um curto alcance para sua atuação. Esta por sua vez é explicada pelo mecanismo de Higgs. Para tanto, foi postulado que o vácuo é preenchido pelo campo de Higgs que só transporta carga fraca. Quando os bósons W^{\pm} e Z são desacelerados pela interação com o campo de Higgs, eles ganham massa. Esse mecanismo está relacionado à quebra de simetria eletrofraca, que pode ser caracterizada por $SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_{em}(1)$, que é associado com a quebra de simetria de Isospin e hipercargas.

Para a simetria $U_Y(1)$ é necessário a existência de um campo vetorial do tipo Y_{μ} e para $SU_L(2)$, faz-se necessário 3 campos vetoriais $W^a_{\mu}(a = 1, 2, 3)$. Sendo g' e g constantes de acoplamento correspondentes aos grupos de simetrias $U_Y(1)$ e $SU_L(2)$, respectivamente, é possível definir a Lagrangeana da interação eletrofraca (SEIDEN, 2004) como

$$L = \left[\partial^{\mu}\phi^{\dagger} + igW^{\mu}T\phi^{\dagger} + \frac{1}{2}ig'Y^{\mu}\phi^{\dagger}\right] \left[\partial_{\mu}\phi + igW_{\mu}T\phi + \frac{1}{2}ig'Y_{\mu}\phi\right]\mu^{2}\phi^{\dagger}\phi - \lambda(\phi^{\dagger}\phi)^{2}.$$
 (4)

Definindo ϕ como o campo de Higgs dado por

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2\\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{5}$$

combinando os campos e considerando $v\approx 247~{\rm GeV}$ é possível obter a massa dos bósons da interação eletrofraca, definidas por

$$M_{\gamma} = 0;$$
 $M_W = \frac{vg}{2};$ $M_Z = \frac{v\sqrt{g^2 + {g'}^2}}{2}.$ (6)

Os valores previstos teoricamente para a massa do bóson Z serão usados para comparação com os valores obtidos na análise feita no presente trabalho.

1.2 **O** Bóson Z - **O** Méson J/ψ

O estudo de decaimentos raros é de extrema importância para investigação da existência de física além do Modelo Padrão⁶. Os modos de decaimentos raros do bóson Z têm chamado atenção para estudos de busca por física além do Modelo Padrão, também conhecida como "Nova Física". Para este estudo o modo de decaimento é $Z \rightarrow V l^+ l^-$, onde $V = J/\psi$. O J/ψ e os pares de léptons presentes no estado final oferecem uma assinatura limpa. A razão de ramificação⁷ para este canal de decaimento está na faixa de $(6, 7 - 7, 7) \times 10^{-7}$ (CMS COLLABORATION, 2018).

1.2.1 O Bóson Z

Utilizando um feixe de neutrino oriundo do PS (Síncrotron de Prótons) no CERN (European Organization for Nuclear Research) foi possível observar a primeira evidência experimental da existência do bóson Z. Esta observação foi feita de maneira indireta no CERN, no ano de 1973, no processo $\nu_{\mu} + e^- \rightarrow \nu_{\mu} + e^-$. O aparato usado para a detecção foi a câmara de múons Gargamelle⁸ (FORTES; TIJERO; PLEITEZ, 2007). O diagrama de Feynman relacionado a este processo está representado na figura 2.

⁶ Alguns temas não são explicados pelo Modelo Padrão, dentre os quais podemos citar a assimetria existente entre a quantidade de matéria e antimatéria, a natureza da matéria escura e energia escura, a violação de CP nas interações fortes, entre outras.

 $^{^{7}}$ A razão de ramificação representa a taxa que uma patícula decai em um modo de decaimento específico.

⁸ Trata-se de uma câmara de bolhas no formato de um cilindro de 4,8 m de comprimento e 1,9 m de diâmetro contendo gás freón, que pode representar diversos tipos de clorofluorcarbonos.

Figura 2 - Diagrama de Feynman que representa o processo $\nu_{\mu} + e^- \rightarrow \nu_{\mu} + e^-$.



Legenda: Diagrama de Feynman que representa o processo $\nu_{\mu} + e^- \rightarrow \nu_{\mu} + e^-$. Fonte: WIKIMEDIA, 2017.

A possibilidade de observar diretamente o bóson Z veio com o uso do SPS (Super Síncrotron de Prótons), no ano de 1976, no CERN. Entre os anos 1981 e 1984, utilizando colisões próton-antipróton foi possível verificar de modo direto a existência da corrente neutra e dos bósons W^{\pm} . As medidas correspondentes ao bóson Z foram feitas no ano de 1983 nos experimentos realizados pelas colaborações UA1 e UA2 do CERN. A descoberta deste bóson laureou Carlo Rubbia e Simon Van der Meer com o prêmio Nobel em 1984.

O Z é um bóson vetorial eletricamente neutro mediador da força fraca, com massa no intervalo de 91, 1876 ± 0, 0021 GeV, largura à meia altura 2, 4952 ± 0, 0023 e tempo de vida muito curto, na ordem de 10^{-25} s. As razões de ramificação dos seus canais de decaimento são apresentadas na tabela 4.

Modos de decaimento	Probabilidade (%)
e^+e^-	$3,363 \pm 0,004$
$\mu^+\mu^-$	$3,366 \pm 0,007$
$\tau^+\tau^-$	$3,370 \pm 0,008$
$\overline{\nu\bar{\nu}}$ (invisível)	$20,00 \pm 0,06$
$q\bar{q}$ (hádrons)	$69,91 \pm 0,06$

Tabela 4 - Razões de Ramificação do bóson Z.

Legenda: Razões de Ramificação do Bóson Z . Fonte: PATRIGNANI et al., 2016, p.2.

1.2.1.1 Produção do Bóson Z no LHC

O processo de colisão próton-próton pode ocorrer em baixas ou altas energias. No caso onde a colisão acontece em regimes de baixas energias, o processo pode ser compreendido como o espalhamento elástico de duas partículas carregadas. Para altas energias, os processos profundamente elásticos ocorrem predominantemente.

Nas colisões próton-próton em regimes de altas energias podem ser identificados três estágios principais, como descritos na figura 3. Embora esses estágios possam ser calculados independentemente via teoria perturbativa, a necessidade de fazer expansões para altas ordens torna muito difícil calcular o processo. A seção de choque⁹ para o espalhamento duro pode ser calculada sem correções radiativas em *leading order*, com correções radiativas *next to leading order*, *next to next* ou superior.

Figura 3 - Espalhamento inelástico na colisão pp.



Legenda: A figura ilustra o espalhamento inelástico profundo entre dois prótons. O estágio 1 apresenta os feixes de radiação incidente. Nos estágios 2 e 4 ocorrem os chuveiros partônicos. O estágio 3 mostra a produção do bóson de calibre, mediante espalhamento duro que é proveniente da liberdade assintótica. Quando este bóson decai em um par $q\bar{q}$, esses quarks decaem em hádrons de cor neutra, tendo assim um processo de hadronização.

Fonte: SEDOV, 2016, p.30.

O mecanismo para a produção do bóson Z em colisões de altas energias é governado pelo processo Drell-Yan. Esse ocorre no processo de colisão de um párton proveniente

⁹ A seção de choque representa a probabilidade de ocorrer interação entre os feixes de partículas durante a colisão.

de um próton com outro párton oriundo do outro próton. Os pártons que participam deste processo podem ser de valência¹⁰ ou mesmo pertencentes ao mar¹¹. A contribuição dominante para esse processo é a aniquilação $d\bar{d} e u\bar{u}$. Esses pártons se aniquilam gerando como produto um bóson vetorial, que pode ser um fóton virtual γ^* ou Z virtual (Z^0)¹². Os bósons decaem para um estado final com a presença de um par de léptons de mesmo sabor. Este mecanismo está representado na figura 4.

Figura 4 - Processo Drell-Yan *leading order* (LO).



Legenda: A figura descreve o processo de Drell-Yan, onde um bóson vetorial Z/γ^* é produzido a partir da aniquilação de um par quark-antiquark provenientes de hádrons distintos. O bóson decai em um par de léptons de mesmo sabor. Fonte: SEDOV, 2016, p.12 .

A energia da colisão \sqrt{s} , variável de Mandelstam, de dois prótons 1 e 2, como descrito na figura 5 pode ser definida pelos seus quadri-momentos P_1 e P_2 como

$$\sqrt{s} = |P_1 + P_2|,\tag{7}$$

onde o quadrimomento pode ser definido como

$$P \equiv (P_0, P_x, P_y, P_z) = (E, \vec{P}).$$
(8)

¹⁰ Pártons de valência são aqueles que são considerados na contagem dos números quânticos dos hádrons.

¹¹ Pártons do mar são oriundos das interações que ocorrem entre os quarks de valência dos hádrons.

 $^{^{12}}$ Essas partículas virtuais existem apenas quando há interação. Em especial, o bóson Z^0 é virtual apenas se não estiver dentro da janela de massa do Z.

Figura 5 - Referência para o processo de colisão.



Legenda: A figura descreve o processo de colisão entre partículas com quadrimomentos $\vec{P_1}$ e $\vec{P_2}$, que durante o processo são desviadas por em um ângulo θ e possuem quadrimomentos finais $\vec{P_1}$ e $\vec{P_2}$.

Fonte: O autor, 2019.

Considerando que feixes de prótons produzidos para a colisão no LHC são direcionados na mesma direção, em sentidos opostos e adotando que, no instante da colisão, $P_{x1} = P_{x2} = 0$ e $P_{y1} = P_{y2} = 0$, tem-se que

$$P_1 = (P_0, 0, 0, P_z) \qquad P_2 = (P_0, 0, 0, -P_z), \qquad (9)$$

sendo assim, $\vec{P_1} = -\vec{P_2}$, possibilitando definir a energia como

$$\sqrt{s} = E_1 + E_2. \tag{10}$$

Negligenciando a massa da partícula é possível, retomando a equação 7, escrever a energia total como

$$s = P_1 + P_2 \approx 2P_1 P_2.$$
 (11)

No caso de do LHC, onde dois partóns interagem, a massa do bóson resultante pode ser obtida tomando o quadrado da energia total no centro de massa, dada por

$$\hat{s} = (x_1 P_1 + x_2 P_2)^2 \approx x_1 x_2 2 P_1 P_2 \tag{12}$$

aplicando a 11 em 12 é possível obter a massa invariante

$$M_Z^2 = x_1 x_2 s,\tag{13}$$

isso implica que a energia no centro de massa para a produção do bóson Z precisa igual a massa do bóson.

Definindo a rapidez do bóson vetorial como

$$y = \frac{1}{2}ln\left(\frac{E+P_z}{E-P_z}\right) = \frac{1}{2}ln\left(\frac{x_1}{x_2}\right) \tag{14}$$

é possível estabelcer a relação entre os momentos dos partons, a massa do bóson e sua rapidez como

$$x_1 = \frac{M_Z}{\sqrt{s}} e^{+y};$$
 $x_2 = \frac{M_Z}{\sqrt{s}} e^{-y}.$ (15)

1.3 **O** méson J/ψ

Todo méson é composto por um par quark-antiquark que possuem cargas de cor opostas. O méson J/ψ é um estado charmonium, pois é formado por um quark charme e um anti-quark charme ($c\bar{c}$). Na tabela 5 podem ser vistos outros estados charmonium. Esses estados são representados por $n^{2S+1}L_J$ onde J representa o momento angular do estado, L o momento orbital, n o principal número quântico e S o spin. Diz-se que ele é um méson charmoso¹³. Ele possui massa de repouso no valor de 3096, 900±0, 006 MeV/ c^2 .

Um tratamento não relativístico pode ser usado para os estados ligados de $c\bar{c}$, isso é decorrente do alto valor da massa do quark charme, para tanto, utiliza-se o potencial de Cornell dado por

$$V(r, T=0) = \sigma r - \frac{\alpha_c}{r} \tag{16}$$

onde r representa a distância entre os dois quarks, o primeiro termo está associado à força de confinamento com $\sigma \simeq 0, 2$ GeV e o segundo equivale ao potencial coulombiano onde a constante de acoplamento $\alpha_c \simeq \pi/12$ (SATZ, 2006).

A descoberta do J/ψ tem extrema relação com a descoberta do quark charm, pois veio a ser a confirmação de sua existência. Esse quark havia sido proposto no ano de 1964 por Bjorken e Glashow. Sua descoberta só aconteceu aproximadamente 10 anos depois, de maneira independente por dois grupos de pesquisa: BNL liderado por Samuel Ting, localizado em New York e no SLAC localizado na Califórnia, liderado por Burton Richter (ABDALLA, 2006).

 $^{^{13}}$ Todo méson que possui ao menos um quark charm é identificado como charmoso.

Estado	$n^{2S+1}L_J$	J^{PC}	Massa (MeV/c^2)
η_c	$1^{1}S_{0}$	0^{-+}	$2983,4\pm0.5$
J/ψ	$1^{3}S_{1}$	1	$3096,900 \pm 0,006$
χ_{c0}	$1^{3}S_{0}$	0++	$3414,75 \pm 0,31$
χ_{c1}	$1^{3}P_{1}$	1^{++}	$3510, 66 \pm 0, 07$
h_c	$1^{1}P_{1}$	1+-	$3525, 38 \pm 0, 11$
χ_{c2}	$1^{3}P_{2}$	2^{++}	$3556, 20 \pm 0, 09$
$\eta_c(2S)$	$2^{1}S_{0}$	0-+	$3639, 2 \pm 1, 2$
$\psi(2S)$	$2^{3}S_{1}$	1	$3686,097\pm0,025$

Tabela 5 - Estados Charmonium e algumas de suas propriedades.

Legenda: A tabela apresenta os estados Charmonium com suas massas em ordem crescente. Fonte: PATRIGNANI et al., 2016.

1.3.1 Experimento Mark I

No SLAC, os elétrons e pósitrons são acelerados por campos elétricos e, afim de mantê-los dentro do anel e aplica-se um campo magnético que curva os curva. Em algumas partes do anel estão localizados existem pontos de colisão. Os detectores são localizados no entorno deste ponto com intuito de captar as informações oriundas das colisões.

O detector MARK I era formado por sub-detectores com formato cilíndrico, constituídos de uma câmara de faíscas, contadores para trigger, magneto, calorímetro e, na camada mais externa, um calorímetro de faísca para múons. Fotosensores eram utilizados para registrar o evento. Na figura 6 é apresentado a imagem gerada pelo decaimento do $\psi \ell \text{ em } J/\psi + \pi^+\pi^-$.

1.3.2 Experimento de S.Ting

O experimento liderado por Ting no BNL utilizava prótons que eram acelerados até uma energia de 30 GeV para colidir com alvo de Berílio. Neste experimento eles procuravam novas partículas com decaimento em e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$. Após a colisão, os produtos eram direcionados para os magnetos M1 e M2. Estes modificavam a trajetória das partículas de acordo com as cargas, que por sua vez, eram direcionadas às câmaras proporcionais A_0 , A, $B \in C$. Detectores Cherenkov $C_0 \in C_e$ identificavam a partícula. Figura 6 - Imagem do $\psi' \to J/\psi + \pi^+\pi^-$



Legenda: Na figura é apresentada a vista de um dos planos do experimento Mark I. A imagem mostra o decaimento do $\psi' \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-$. O J/ψ decai em um par de elétron pósitron.

Fonte: SLAC, 2012.

Figura 7 - Imagem do esquema usado no experimento no BNL



Legenda: Na figura é apresentado um esquema ilustrativo de uma parte do experimento usado no BNL.

Fonte: Lee et al., 1974, p.1404 .

1.3.3 Produção do J/ψ

A produção indireta dos estados charmonium ocorrem quando um estado mais pesado decai para um mais leve via emissão de fótons ou píons. O processo dominante de produção do J/ψ é o decaimento de $\psi(2S)$. Da tabela 5 podemos verificar que a única coisa que difere na notação espectroscópica dos estados é o número quântico n (TARHINI, 2017).

O aumento da energia de colisão provoca um crescimento no número de glúons dentro do próton. Isso faz com que o mecanismo de fusão dos glúons seja o processo que governa a produção do J/ψ prompt no LHC. O J/ψ conhecido como non-prompt são provenientes do decaimento de hádrons.

1.3.3.1 Modelo de Singleto de Cor

O modelo de singleto de cor foi uma das primeiras tentativas para descrever a produção dos estados quarkonium via QCD perturbativa. Ele é fundamentado na hipótese de que o espalhamento duro deve produzir um estado singleto de cor, devido ao fato do momento angular do par $c\bar{c}$ ser o mesmo do quarkonium produzido. Este modelo pode ser extraído a partir do método de fatorização que permite separar a seção de choque de produção do charmonium em perturbativa e não-perturbativa.

A partir da aplicação de modelos potenciais ou pela aplicação de dados de processos de decaimento é possível obter as funções de onda para o estado singleto de cor $c\bar{c}$. O valor absoluto dessas funções representam os parâmetros livres do modelo (LANSBERG, 2006).

1.3.3.2 QCD Não Relativística (NRQCD)

Sendo $\langle O^{J/\psi}[n] \rangle$ os operadores de elementos de matriz (NRQCD) associados a amplitude de produção do J/ψ de um par $c\bar{c}$ em um estado [n], onde a velocidade relativa entre $c \in \bar{c}$ define o tamanho dos parâmetros de $\langle O^{J/\psi}[n] \rangle$. Assim é possível escrever a seção de choque de produção do J/ψ na NRQCD como

$$d\sigma(J/\psi + X) = \sum_{n} d\hat{\sigma}(c\bar{c}[n] + X) \langle O^{J/\psi}[n] \rangle.$$
(17)

Pelo cálculo da seção de choque descrito na equação 17 é possível resgatar o modelo singleto de cor. Para pequenos valores de p_t , a produção de J/ψ é governado pelo singleto de cor, enquanto que para altos valores de p_t o domínio é dos octetos de cores.

2 LHC E CMS

2.1 LHC

Localizado entre 100 m e 170 m abaixo do solo na divisa da Suíça com a França, no CERN, o LHC é o maior e mais potente colisor de partículas do mundo. Ele foi instalado no túnel onde estava instalado o LEP e é formado por um túnel em forma de anel com comprimento de aproximadamente 27 Km, constituído por imãs supercondutores com estruturas capazes de acelerar os feixes de partículas que passam por dentro dele.

Para a produção dos feixes de prótons, o gás hidrogênio é submetido a um campo elétrico de alta intensidade, onde ocorre a separação dos elétrons e H^+ . Os prótons produzidos são armazenados em *bunches*. Posteriormente, são injetados para dentro do LHC com uma energia 450 GeV, após passar por um conjunto de quatro aceleradores (BRUCE et al., 2016) conforme apresentado na figura 8. Abaixo estão apresentados cada elemento deste conjunto, assim como suas funções.





Legenda: Na figura é apresentada uma vista superior ilustrativa dos aparatos utilizados experimentais do CERN.

Fonte: CERN, 2011.

1. LINAC2: Acelerador linear que mede aproximadamente 30 m e usa cavidades de

radiofrequência que carregam os condutores cilíndricos. Usando um sistema para alternar os condutores entre a cargas entre positivas e negativas, esse sistema acelerar os prótons fazendo atingir uma energia de 50 MeV, adquirindo um acréscimo 5% da sua massa. Neste estágio, os prótons atingem 32% da velocidade da luz. Ao finalizar esta etapa, eles são direcionados ao PSB.

- PSB é um acelerador formado por quatro anéis síncrotron. Neste estágio, os prótons são acelerados atingindo uma energia de 1,4 GeV, 74% da velocidade da luz e em seguida, chegam ao PS.
- 3. PS é constituído por 277 eletroimãs, possuindo 100 dipolos para desviar os feixes e com dimensão de 628 m de circunferência. Neste processo, os pacotes de prótons são separados po 25 ns, alcançam a energia de 25 GeV, atingem 99,92% da velocidade da luz e após isso, chegam ao SPS.
- 4. SPS é formado por 1317 eletroimãs, possuindo 744 dipolos que separam os feixes e com circunferência de 7 km. As partículas que passam por ele são aceleradas até uma energia de 450 GeV e introduzidas no LHC.

Chegando ao LHC, os prótons são acelerados em sentidos contrários, separados por tubos mantidos à vácuo que se encontram apenas nos pontos de colisão, por cerca de 10 horas a fim de, cada um, atingir uma energia de 6,5 TeV (JAIME, 2015). Produzindo uma energia no centro de massa $\sqrt{s} = 13$ TeV. Os prótons são guiados por um campo magnético intenso provocado por um supercondutor e, para manter sua eficiência, fazse necessário manter a temperatura à -271,3°C usando hélio líquido. No LHC existem 4 pontos de colisões onde estão localizados 4 experimentos distintos: ATLAS, ALICE, LHCb e CMS.

A taxa de eventos nas colisões por unidade de área, chamada de luminosidade, é um parâmetro importante relacionado ao acelerador. Ela é dada por

$$L = \frac{\gamma f k_b N_p^2}{4\pi\epsilon_n \beta^*} F \tag{18}$$

onde F é o valor de redução geométrico relacionado ao ângulo entre os feixes no cruzamento, β^* é o valor betatron ¹⁴, ϵ_n é a emitância transversa normalizada¹⁵, N_p é o número de partículas por pacotes e f é a frequência de revolução do LHC e γ é o fator relativístico.

¹⁴ O valor betatron representa a função de amplitude e mensura o quanto os imãs são capazes de focar o feixe no ponto de interação.

 $^{^{15}}$ A emitância transversa normalizada determina a divergência e a compactação das nuvens que resulta de efeitos dos feixes.

O fato das propriedades do feixe serem degradadas no decorrer da tomada de dados implica em uma diminuição da luminosidade, essa é determinada pelo tempo τ de vida da luminosidade (ALDA JUNIOR, 2013). A luminosidade integrada ($\int L$) em um certo período de tempo t é definida por

$$L_{int} = L\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \tag{19}$$

A probabilidade de ocorrência de uma interação, chamada de seção de choque σ , é determinada através da luminosidade. O produto entre essas duas grandezas fornece número de eventos.

2.2 CMS

O experimento CMS é um detector formado por um conjunto de sub-detectores, pesando mais de 12.500 t, medindo 21,6 m de comprimento e 14,6 m de diâmetro, com intuito de trabalhar com grande luminosidade e detectar múons com alto desempenho (CMS COLLABORATION, 2008). Ele pode ser considerado como uma cebola cilíndrica, onde cada sub-detector representa uma camada e é responsável por verificar partículas com características diferentes. A figura 9 apresenta uma imagem ilustrativa com um esquema da composição do detector CMS e na figura 10 pode-se observar o comportamento devido a interação de diferentes partículas com o CMS.

2.2.1 Sistema de Coordenadas

No sistema de coordenadas utilizado pelo CMS, a origem é centrada no ponto de interação nominal. O eixo z aponta na direção do feixe, o eixo x aponta na direção radial correspondente ao túnel do LHC e o eixo y aponta para cima, como pode ser visto na figura 11. O ângulo polar θ é estimado em relação ao eixo z, podendo então estabelecer a pseudorapidez como $\eta = -ln \left[tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$. O ângulo azimutal ϕ é determinado pelo eixo x no plano xy, tendo r como coordenada radial. O momento transverso p_t e energia transversa E_t são calculados através das coordenadas x e y do momento (CMS COLLABORATION, 2008).

Figura 9 - Imagem ilustrativa do CMS.



Legenda: Na figura é apresentada uma imagem ilustrativa de como os sub-detectores do CMS estão distribuídos no CMS. Fonte: CMS COLLABORATION, 2008.

2.2.2 Subdetetores

2.2.2.1 Sistema de Trajetografia

O sistema de trajetografia mede precisamente traços de partículas carregadas que incidem no detector oriundas da colisão dos prótons. Ele forma a camada mais próxima do ponto de colisão, isso faz com que ele receba a maior quantidade de partículas. As partículas são identificadas de acordo com a mudança de trajetória provocada por um campo magnético intenso de 3,8 T provocado por um solenóide com 6,3 m de diâmetro e 12,5 de comprimento¹⁶ que circunda o sistema de trajetografia, o calorímetro eletromagnético e o calorímetro hadrônico . Com esse sistema é possível verificar a carga e calcular o momento dessas partículas. Na região delimmitada por $|\eta| < 2, 5$, o sistema de trajetografia possui uma eficiência maior que 98%. A figura 12 apresenta uma imagem ilustrativa do solenóide.

O fato do sistema de trajetografia ficar localizado muito próximo ao ponto de

 $^{^{16}}$ O solenói
de pesa cerca de 45 toneladas e é separado em 5 secções.



Figura 10 - Imagem representando as distribuições dos sub-detectores e o comportamento das partículas ao interagir com o CMS.

Legenda: Na figura é apresentada uma vista de um octante no plano xy mostrando as camadas formadas pelos sub-detectores e o comportamento das partçiulas ao interagir com o CMS.

Iron return yoke interspersed

with Muon chambers

Superconducting

Solenoid

Fonte: CMS COLLABORATION, 2008.

Electromagneti Calorimeter

Transverse slice

through CMS

Hadron

Calorimeter

Figura 11 - Imagem ilustrativa do Sistema de Coordenadas usado no CMS.



Legenda: Na figura é apresentado o sistema de referências do CMS. Fonte: Damião, 2010, p.39.



Figura 12 - Representação do solenóide utilizado para gerar o campo magnético do CMS.

Legenda: Desenho il
ustrativo que apresenta uma visão dos 5 módulos que compõ
em o solenóide.

Fonte: CMS COLLABORATION, 2008.

colisão faz com que ele recebe um alto índice de partículas ao mesmo tempo, isso impõe a necessidade do sistema ter uma alta resistência a radiação, assim como uma grande velocidade de detecção e granularidade. Por preencher tais requisitos usa-se detectores feitos de silício.

O sistema de trajetografia é dividido em detectores de tiras e detectores de pixel. Ambos são divididos em camadas paralelas ao feixe, chamadas de barris, e camadas ortogonais ao feixe, denominadas de *endcap*.

O detector de pixel consiste de 3 camadas de barris com 53 cm e 2 discos que funcionam como tampas nas posições $z = \pm 34, 5$ cm e $z = \pm 46, 5$ cm. Cada pixel possui $100 \times 150 \ \mu m^2$, gerando um total de $6, 6 \times 10^7$ pixel. Devido a proximidade com o ponto de colisão, este detector é fundamental para a obtenção de uma boa resolução do parâmetro de impacto e, consequentemente, a reconstrução dos vértices primários e secundários.

O detector de tiras de silício pode ser separado em 4 partes: TIB (*Tracker Inner Barrel*), TID(*Tracker Inner Disks*), TOB (*Tracker Outer Barrel*) e TEC (*Tracker End-cap*). A parte interior é formada pelo TIB, que consiste de 4 camadas de fitas, e pelo TID, que consiste em 3 camadas de discos de fitas posicionados nas extremidades do barril. A parte externa é formada pelo TOB, que consiste em 6 camadas de barril, e pelo TEC, que consiste de 9 camadas em forma de discos situadas em cada extremidade dos barris.



Figura 13 - Imagem do sistema de trajetografia.

Legenda: Na figura é apresentada uma imagem do sistema de trajetografia. Fonte: CMS COLLABORATION, 2008.

2.2.2.2 ECAL (Electromagnetic Calorimeter)

O Calorímetro Eletromagnético é a camada de sub-detectores que fica logo acima do sistema de trajetórias e tem por finalidade medir as partículas como elétrons e fótons que, por sua vez, possuem pouco poder de penetração na matéria e interagem via interação eletromagnética.

O ECAL é constituído por 61200 cristais cintilantes de tungstato de chumbo $PbWO_4^{17}$ na região do barril e 7324 cristais nas *endcaps*. As características dos cristais de $PbWO_4$ permitem que o ECAL tenha grande resistência à radiação e, além de ser rápido, seja homogêneo e hermético.

Ao interagir com o calorímetro, as partículas depositam energia nos cristais que convertem essa energia na forma de luz. Para detectar a luz emitida o ECAL possui fotodiodos (APD) na região do barril e fototriodos à vácuo (VPT) nas tampas, que fazem a conversão para sinais eletrônicos.

O ECAL é constituído por um detector de chuveiros (ES), um barril (EB) que cobre a região no intervalo $0 < |\eta| < 1,479$ e as tampas (EE) que cobrem a região para $1,479 < |\eta| < 3$. O ES tem como função diferenciar γ de π^0 que são detectados na tampa

¹⁷ Os cristais de $PbWO_4$ apresentam alta densidade(8, 28 g/cm^3), comprimento de radiação pequeno($X_0 = 0, 89 \text{ cm}$) e raio de Molière ($R_M = 2, 2 \text{ cm}$). Este valor para o raio de Molière possibilita medir com alta precisão a quantidade de energia depositada pelas partículas.

do ECAL, assim como auxiliar na identificação da posição de outras partículas. Ele é distribuído de forma tal que consegue cobrir a região compreendida entre $1,653 < \eta \leq 2,6$. Na figura 14 é possível ver bem a distribuição da cobertura de cada parte em relação a η .

Figura 14 - Imagem do sistema ECAL.



Legenda: Na figura é apresentada o ECAL assim como a distribuição de η representada por linhas tracejadas. Fonte: BENAGLIA, 2014, p.2.

2.2.2.3 HCAL

O HCAL é a terceira camada do CMS a receber as partículas resultantes da colisão e tem por finalidade medir a energia transversa perdida, assim como a direção e energia dos jatos hadrônicos, cobrindo assim uma região de $|\eta| < 5$. Analisando a energia faltante no processo é possível verificar as partículas que não possuem carga elétrica, como os neutrinos. Ele é constituído de 4 partes: o barril interno limitado pelo barril do criostato do solenóide (HB), as tampas (HE), o barril em volta do solenóide HO e o calorímetro hadrônico frontal (HF).

O calorímetro HB é formado por 36 torres, compostas de 70% de cobre e 30% de zinco, com 8,3 g/cm^3 , distribuídas em duas partes do barril cobrindo uma região no intervalo $|\eta| < 1,3$.

O calorímetro HE abrange uma região compreendida entre $1, 3 < |\eta| < 3$. Esta região, geralmente, compreende 34% das partículas já no seu estado final (ADOLPHI et al., 2008). Ele é constituído por um metal a base de bronze, o C26000. Este foi escolhido devido ao alto campo magnético e alta luminosidade.

O calorímetro HO abrange uma região compreendida entre $|\eta| < 3$. A presença



Figura 15 - Ilustração da imagem Longitudinal do HCAL.

Legenda: Vista longitudinal do CMS. Fonte: ADOLPHI et al., 2008, p.123.

dele é de extrema importância, pois ele é capaz de identificar os chuveiros que acontecem após o HB, medir a energia depositada por esses chuveiros e para estudar eventos com interação forte.

O funcionamento do calorímetro HF é baseado na detecção de luz Cherenkov. Ele é feito de ferro e fibras de quartzo de 0,6 mm de diâmetro. O fato do HF ficar muito próximo à linha do feixe faz com que ele receba uma alta taxa de radiação, por isso ele é formado por tais materiais. Ele abrange um intervalo de 2, $8 < |\eta| < 5, 2$.

2.2.2.4 Sistema de Múons

Representando a última camada do detector, o sistema de múons também tem forma cilíndrica. Esse sistema foi instalado na camada mais externa do detector devido ao fato dos múons apresentarem pouca interação com a matéria. Trabalhando em conjunto com o sistema de trajetografia, o sistema de múons fornece excelentes medidas para o momento dos múons. Ele possui três subsistemas: as câmaras de arrasto (DT) na região do barril, as câmaras catódicas (CSC) na região das tampas e as câmaras de placas resistivas (RPC).

Os tubos de arrasto são arranjados em 4 estações, cobrindo a região compreendidas no intervalo de $0 < |\eta| < 1, 2$. Os 3 cilindros internos possuem 60 câmaras de arrasto cada, enquanto o mais externo tem 70. Esses cilindros são nomeados como MB1, MB2, MB3 e MB4, distribuídos como na figura 16.

As tampas do sistema de múons abrangem um intervalo de $0,9 < |\eta| < 2,4$, formadas por 468 câmaras de tiras catódicas distribuídas em 4 camadas de câmara, onde cada câmara tem forma trapezoidal. Essas são agrupadas como mostrada na figura 16.



Figura 16 - Vista de um quarto da secção transversal do Sistema de Múons.

Legenda: Vista de um quarto da secção transversal do Sistema de Múons para baixa luminosidade.

Fonte: CMS COLLABORATION, 2006, p.53. .

As câmaras de placas resistivas são formadas por detectores gasosos de placas paralelas que abrangem um intervalo de $1, 2 < |\eta| < 2, 4$. Elas são importantes pois fornecem informações sobre a passagem dos múons pelo detector. As informações obtidas são utilizadas para o Trigger.

Os múons recontruídos pelas informações obtidas pelo detector podem ser classificados em 3 tipos diferentes, dependendo da combinação dos bub-detectores que foram utilizados na reconstrução. Os tipos de múons são:

- Global múon são reconstruídos a partir das informações combinadas obtidas pelos sistemas de múons e sistema de trajetografia.
- Múons autonomos usam apenas as informações obtidas do sistema de múons.
- Traços de múons combinam as informações do sistema de trajetografia, validados pelo calorímetro e parte do sistema de múons.

Na tabela 6 são apresentados os tipos de partículas, associando-as à forma como são detectadas.

Partículas e Detectores								
Partículas	Sistema de Trajetografia	ECAL	HCAL	Sistema de Múons				
γ		Absorvido		—				
e	Trajetória	Absorvido		—				
μ	Trajetória			Trajetória				
W	Desintegra							
Z	Desintegra							
au	Desintegra			—				
ν								
p	Trajetória		Absorvido					
n			Absorvido					
π^{\pm}	Trajetória		Absorvido					

Tabela 6 - Tabela que apresenta as partículas, como e onde elas são detectadas.

Legenda: Tabela que apresenta algumas partículas, evidenciando onde e como são identificadas Fonte: O autor, 2019.

2.2.2.5 PPS

Sendo inicialmente chamado de CMS-TOTEM *Precision Proton Spectrometer*¹⁸, o subdetector PPS foi desenvolvido com a finalidade de permitir o estudo do espalhamento próton-próton na região frontal, medindo prótons que apresentam pequenas variações nos ângulos em relação a região frontal. Esses prótons sofrem pouquíssima alteração durante a interação com os outros.

O PPS é um espectrômetro capaz de verificar as informações cinemáticas dos prótons e associá-las aos objetos centrais, utilizando conjuntos de imãs do LHC localizados entre o ponto de interação do detector CMS e as estações que contém o PPS. Ele é formado basicamente por medidores que verificam o tempo de chegada dos prótons e de um sistema de trajetografia de silício que estima a posição e direção dos prótons permitindo reconstruir as coordenadas do vértice primário no eixo z, assim como o momento e a massa. Esses conjuntos de sub-detectores estão distribuídos em 6 estações chamadas de Roman-Pots (RP) que estão localizados a poucos milímetros em relação ao feixe e aproximadamente 210 metros do ponto de colisão, cobrindo uma área de aproximadamente $4cm^2$ em cada braço (frontal e traseiro).

 $^{^{18}}$ O PPS foi um desenvolvimento conjunto da colaboração CMS e do Experimento TOTEM.

2.2.3 Trigger

Devido à alta taxa de colisões, torna-se impossível armazenar e processar tantos dados, isso traz à tona a necessidade de um sistema de seleção de eventos. O CMS usa o sistema de Triggers como a primeira etapa no processo de seleção dos eventos. Eles estabelecem a fração de eventos que são salvos.

O primeiro processo é chamado de Level-1(L1) que consiste em um sistema eletrônico que recebe informações dos calorímetros e dos detectores de múons e, com essas, determina os eventos que apresentam as características requeridas para o estudo. Ao atingir uma certa quantidade de eventos preestabelecida, os eventos são salvos e submetidos para o processo seguinte.

O segundo processo é chamado de HLT (*High Level Trigger*). Este faz uso de algoritmos que permitem reconstruir, para cada evento, objetos que representam partículas e aplica critérios de seleção para selecionar somente eventos que possuam possíveis objetos de interesse para os dados de análise (CMS COLLABORATION, 2016).

2.2.4 Reconstrução de Objetos Físicos

2.2.4.1 Os múons

Em um processo de colisão no experimento CMS, os objetos são reconstruídos a partir de uma sequência de reconstrução local durante a interação com os detectores. No caso dos múons, para a sua identificação, faz-se necessário a utilização das informações geradas pela câmara de múons e o sistema de trajetografia. Com essas informações é possível reconstruir os vértices e traços dos múons. Ao passar por pontos diferentes na câmara de múons é possível verificar a posição dos múons e vetores de direção, que possibilitam determinar o momento transverso dos múons. Para o ajuste da trajetória utiliza-se as técnicas de filtro Kalman (CMS COLLABORATION, 2018). Os objetos reconstruídos passam a fazer parte da coleção reco::Track e são chamados de *standalone muons*.

A combinação dos múons reconstruídos na câmara de múons com os reconstruídos no sistema de trajetografia da origem aos objetos da coleção reco::Track denominados global muons. Essa combinação é feita baseada também na técnica de filtro Kalman usando os traços correspondentes aos standalone muons e todos os seus respectivos traços deixados no sistema de trajetografia.

Outra categoria de objetos são *tracker muons*. Para a identificação destes faz-se necessário analisar todos os traços no sistema de trajetografia e observar informações compatíveis nos sistemas de múons e calorímetros.

2.2.4.2 Os Elétrons

Os elétrons são identificados a partir das informações geradas no calorímetro eletromagnético e pelo sistema de trajetografia. A fim de diferenciar os elétrons das demais partículas é necessário observar as suas características na interação com os subdetectores.

Os elétrons depositam grande energia nos calorímetros eletromagnéticos, formando um chuveiro eletromagnético característico. Isso permite diferenciar de maneira satisfatória os elétrons e os fótons dos múons e hádrons (BAFFIONI et al., 2006).

Os elétrons apresentam traços com alto valores de p_t apontando para o centro do chuveiro no calorímetro eletromagnético. Essa característica permite fazer a diferenciação entre os elétrons e os fótons.

As medidas da posição e as determinações de energia ou momento do sistema de trajetografia e calorímetro eletromagnético também servem de utilidade para a distinção entre os elétrons e outras partículas.

2.2.5 CMSSW

O CMSSW (*CMS Software Components*) (CMS COLLABORATION, 2017), desenvolvido na linguagem C++ e python, é um complexo programa computacional desenvolvido pela colaboração CMS que consiste em uma biblioteca de software com ferramentas específicas para análise e processamento (reconstrução, simulação, calibração e alinhamento) de dados baseadas no EDM (*Event Data Model*).

Um evento é caracterizado pelo cruzamento dos feixes de prótons, onde podem ocorrer uma ou mais interações. As informações desses eventos são registradas pelos conjuntos de detectores que transmitem os sinais característicos dos eventos para softwares que transformam as informações em objetos físicos reconstruídos e outros dados importantes para os eventos.

As informações obtidas nos eventos podem ser separadas em 3 tipos de dados dependendo da fase do processamento: RAW, RECO, AOD, MiniAOD e NanoAOD. O primeiro tipo de dados corresponde às informações coletadas diretamente dos detectores. O segundo, por sua vez, é referente aos dados que contém objetos obtidos pelo programa de reconstrução dos eventos, através de algoritmos identificadores. O terceiro contém informações compactas derivadas do RECO que são usadas diretamente para análises físicas específicas (CMS COLLABORATION, 2018).

Para o início de uma análise faz-se necessário estabelecer um arquivo para ser estudado podendo ser informações de simulação Monte Carlo ou dados obtidos em um experimento real. Após determinar essas informações usa-se a ferramenta SCRAM para adquirir uma cópia particular de uma release do CMSSW que possua informações compatíveis com os dados que deseja-se estudar, tornando possível usar módulos modificados pelo usuário.

3 ANÁLISE DE DADOS

O estudo do decaimento raro do bóson Z foi realizado ao analisar amostras de MC dois canais, $Z \to J/\psi \mu^+ \mu^-$ e $Z \to J/\psi e^+ e^-$. Ele foi baseado em uma análise realizada pela colaboração CMS (NAYAK et al., 2018) sobre a observação do decaimento raro do bóson $Z \to \psi \mu^+ \mu^-$. Os datasets de Monte Carlo usados e suas respectivas informações para cada canal estão listadas a seguir.

- $Z \rightarrow J/\psi \mu^+ \mu^-$
 - ZToJPsiMumu_TuneCUEP8M1_13TeV-pythia8/RunIISummer16MiniAODv2
 -PUMoriond17_80X_mcRun2_asymptotic_2016_TrancheIV_v6-v1
 - Número de Eventos: 204091
 - -seção de choque: 195.1 pb
- $Z \rightarrow J/\psi e^+ e^-$
 - ZToJPsiEE_TuneCUEP8M1_13TeV-pythia8/RunIISummer16MiniAODv2
 PUMoriond17_80X_mcRun2_asymptotic_2016_TrancheIV_v6-v1/
 - Número de Eventos: 204370
 - seção de choque: 443.6 pb

Os *triggers* utilizados para cada canal estão descritos a seguir, onde a eficiência total para o conjunto de Triggers para eventos dentro da aceitação desta análise é maior que 99%.

- $Z \rightarrow J/\psi \mu^+ \mu^-$
 - HLT_IsoMu24_v*: Seleciona eventos com pelo menos um múon com $p_t > 24$ GeV.
 - HLT_Mu30_TkMu11_v*: Seleciona eventos com pelo menos dois múons, onde um deve ter $p_t > 30$ GeV e o outro deve ser um *tracker muon* com $p_t > 11$ GeV.
 - HLT_TripleMu_12_10_5_v*: Seleciona eventos com pelo menos três múons, onde um deve ter $p_t > 12$ GeV, outro com $p_t > 10$ e o último com $p_t > 5$ GeV.
- $Z \rightarrow J/\psi e^+e^-$
 - HLT_Ele25_WPTight_Gsf_v*: Seleciona eventos com pelo menos um elétron WPTight com $p_t > 25$ GeV.

- HLT_Ele23_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v*: Seleciona eventos com pelo menos dois elétrons no evento, onde um desses elétrons deve ter $p_t > 23$ GeV e o outro $p_t > 12$ GeV.
- HLT_Mu8_DiEle12_CaloIdL_TrackIdL_v*: Seleciona eventos com pelo menos um múon e dois elétrons. O múon deve ter $p_t > 8$ GeV e os elétrons $p_t > 12$ GeV.

A fim de reconstruir o vértice primário na colisão pp é requerido que a sua posição esteja dentro do intervalo de 24 cm em relação ao eixo $z \in 2$ cm em relação a coordenada transversal r para o centro do detector. Definido o vértice primário, faz-se necessário que todos os léptons que fazem parte do evento estejam a uma distância do vértice primário menor que 1,0 cm e 0,5 cm em relação ao eixo z e ao plano xy, respectivamente. Os traços de partículas carregadas associados a vértices diferentes ao primário são excluídos do evento.

3.1 Seleção do J/ψ

O méson J/ψ foi reconstruído a partir do seu decaimento em um par $\mu^+\mu^-$. Ao reconstruir os candidatos a J/ψ , foi empregada a terminologia de $\mu_2^{J/\psi}$ para os múons usados que apresentam maior $p_t \in \mu_1^{J/\psi}$ para o de menor p_t . Cada múon oriundo deste decaimento deve ser identificado como: global muon¹⁹ e soft muon²⁰.

Foi exigido que o parâmetro de impacto transversal $(|d_{xy}|)$ e a distância longitudinal $(|d_z|)$ de cada múon em relação ao vértice primário sejam ambas menores que 0,1 cm. Nas figuras 17 e 18 é possível verificar as distribuições de d_{xy} e d_z , respectivamente, e os efeitos dos cortes aplicados. Para selecionar os múons provenientes do J/ψ considera-se que estes tenham $p_t > 3,5$ GeV. Devido a aceitação do detector é determinado que $|\eta| < 2,4$. As distribuições de p_t e η dos múons oriundos do J/ψ estão apresentadas nas figuras 19 e 20, respectivamente.

A probabilidade do vértice dos pares de múons candidatos a formar o J/ψ em

¹⁹ Objetos identificados como global muon são reconstruídos usando informações da câmara de múons ajustadas com os sinais do sistema de trajetografia.

²⁰ Objetos reconstruídos como *soft muon* apresentam baixo p_t , devem fazer parte do conjunto de *tracker muons* com alta pureza e leva em consideração os eventos que pelo menos hits em seis camadas no sistema de trajetografia, dentre outras características.



Figura 17 - Distribuição de d_{xy} dos mú
ons usados para reconstruir os candidatos a J/ψ .

Legenda: Na figura a esquerda é apresentada a distribuição de d_{xy} dos múons com maior p_t usados para, possivelmente, formar os candidatos a J/ψ e na direita o de menor p_t . Para ambos os plots, a linha na cor azul representa a distribuição antes de efetuar o corte em $|d_{xy}| < 0,1$ cm e a linha vermelha representa a distribuição após o corte. Fonte: O autor, 2019.

Figura 18 - Distribuição de d_z dos mú
ons usados para reconstruir os candidatos a J/ψ .



Legenda: A figura a esquerda mostra a distribuição de d_z dos múons que apresentam maior p_t usados para, possivelmente, formar os candidatos a J/ψ e da direita o de menor p_t . Para ambos os plots, a linha na cor azul representa a distribuição antes de efetuar o corte em $d_z < 0,1$ cm e a linha vermelha representa a distribuição após o corte. Fonte: O autor, 2019.

Figura 19 - Distribuição de p_t dos mú
ons combinados para reconstruir os candidatos
a $J/\psi.$



Distribuicao de pt

Legenda: Distribuição de p_T dos múons usados para reconstruir os candidatos a J/ψ . Dentre os pares de múons, os que apresentam o maior p_t foram classificados como $\mu_2^{J/\psi}$ e o outro como $\mu_1^{J/\psi}$.

Fonte: O autor, 2019.

Figura 20 - Distribuição de η dos mú
ons combinados para reconstruir os candidatos
a $J/\psi.$



Legenda: Distribuição de η dos múons usados para reconstruir os candidatos a J/ψ . Dentre os pares de múons, os que apresentam o maior p_t foi classificado como $\mu_1^{J/\psi}$ e como $\mu_2^{J/\psi}$.

Fonte: O autor, 2019.

relação ao mesmo ponto de origem deve ser maior que 5%²¹. A figura 21 aprensenta a distribuição de probabilidade do vértice para os candidatos a J/ψ , antes e após o corte. Em seguida, é exigido que o p_t dos candidatos a J/ψ seja maior que 8,5 GeV. Apenas os candidatos com massa invariante entre 2,6 e 3,6 GeV são aceitos.

Figura 21 - Distribuição da probabilidade do vértice para os candidatos a J/ψ .



Probabilidade do vertice

Legenda: A figura apresenta a distribuição de probabilidade do vértice dos candidatos a J/ψ . A linha azul representa a distribuição de probabilidade sem corte, enquanto a linha vermelha representa a probabilidade dos eventos que restaram após o corte. Fonte: O autor, 2019.

3.2 Seleção do Z

Para a reconstrução do bóson Z os candidatos a J/ψ são combinados com outros dois léptons que formam pares $\mu^+\mu^-$ ou e^+e^- , como apresentado na figura 22. Para a aceitação dos léptons foi requisitado que todos eles sejam isolados das atividades hadrônicas no evento. A soma da energia transversa depositada no calorímetro e o

²¹ Um vértice é reconstruído a partir da associação de um conjunto de traços em relação a um ponto de interação comum no espaço. Uma vez definido este conjunto o ponto de interação é calculado e o tipo de interação é definido. A probabilidade do vértice é calculada a partir das variáveis χ^2 e do número de graus de liberdades que são obtidos usando o método de ajuste Kalman Vertex. Esta define a compatibilidade de cada traço com o vértice fitado.

momento transverso dos traços são calculados com o cone de raio $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2} < 0,3$ em torno da trajetória dos léptons no plano $\eta \phi$. Isso permite excluir os objetos que estão na mesma região de isolamento do cone. Essa soma precisa ser corrigida para outros léptons que estão contidos no cone e para a atividade hadrônica média no evento. Para isso, é requerido que $R_{Iso} < 3,5$, onde R_{Iso} é a razão da soma pelo p_t dos léptons que é dada por

$$R_{Iso} = \left[\sum_{carregadas} p_t + max \left(0, \sum_{neutras} p_t + \sum_{fotons} p_t - p_t^{PU}(l)\right)\right] / p_t^l,$$
(20)

onde $\sum_{carregadas} p_t$ representa a contribuição dos hádrons carregados, p_t^l corresponde aos léptons, $\sum_{neutras} p_t$ a de hádrons neutros e $p_t^{PU}(l)$ a contribuição neutra para o isolamento de *pileup*.

Ainda exige-se que a significância do parâmetro de impacto tridimensional em relação ao vértice do evento seja menor que 4, onde a significância é definida

$$SIP_{3D} = \left|\frac{d_{IP}}{\sigma_{IP}}\right|,\tag{21}$$

sendo d_{IP} a distância mais próxima do traço do lépton em relação ao vértice primário e σ_{IP} a respectiva incerteza.

Figura 22 - Diagrama de Feynman para o processo $Z \to J/\psi l^+ l^-$



Legenda: A figura apresenta o diagrama de Feynman um processo que ilustra o bóson Z que por sua vez decai em um par de léptons. Um desses léptons per de energia através da emissão de um fóton virtual que decai em um J/ψ .

Fonte: O autor, 2019.

A fim de excluir léptons formados por traços ambíguos foi exigido que para léptons de mesmo sabor $\Delta R(l, l') > 0.02$ e para léptons de sabor diferentes $\Delta R(e, \mu) > 0.05$. A probabilidade do vértice de todos os léptons selecionados em relação ao mesmo ponto de origem precisa ser maior que 5%. Para ambos os canais de decaimento foi observado que os léptons de alto p_t estão em uma configuração colinear e os múons usados para reconstruir o J/ψ são produzidos próximos uns dos outros. Uma ilustração da configuração geométrica pode ser vista na figura 23.

Figura 23 - Configuração geométrica dos léptons que formam o J/ψ .



Legenda: Configuração geométrica dos léptons que formam o J/ψ . Fonte: O autor, 2019.

Como dito anteriormente, para a reconstrução do Z no canal onde decai em $J/\psi\mu^+\mu^$ são selecionados os eventos que foram possíveis reconstruir o J/ψ , combinando-os com outros dois múons que apresentem cargas opostas. Esses múons devem possuir as seguintes características:

• Tight muons: Suprimi múons oriundos de decaimento em vôo e de perfuração hadrônicas. Os múons precisam ser tracker muon e global muon. Ele deve ser compatível com o vértice primário com $|d_{xy}| < 0, 2$ cm e $|d_z| < 0, 5$ cm.

Os múons utilizados para a combinação com o candidato de J/ψ devem possuir o valor de $|\eta| < 2, 4$. De acordo com o valor de p_t , os múons foram classificados como *leading muon*, apresentam $p_t > 30$ GeV, e *subleading*, que deve ter $p_t > 15$ GeV.

Cada múon, em relação ao vértice primário, deve apresentar:

- $|d_{xy}| < 0, 1 \text{ cm}$
- $|d_z| < 0, 1 \text{ cm}$

Além dos filtros já citados, os múons devem apresentar número de *hits* no pixel maior que 1 e ter passado por pelo menos 5 camadas do sistema de trajetografia.

Para eliminar a combinação dos dois múons não-ressonantes que poderiam atingir a região de massa do pico do Z, é requerido que a massa desse conjunto seja menor que 80 GeV.

Para a recontrução do canal $Z \to J/\psi e^+e^-$, faz-se necessário escolher os eventos onde o J/ψ foi identificado. Nesses eventos são selecionados pares de e^+e^- que devem ser classificados como *tight*. Estes são recombinados com os candidatos a J/ψ .

De maneira análoga aos múons, os elétrons devem possuir p_t maior que 30 GeV e 15 GeV, sendo classificados da mesma forma, figura 24. O valor de $|\eta| < 2, 5$. As distribuições

de $p_t \in \eta$ dos elétrons selecionados seguem nas figuras 25 e 26, respectivamente. A massa do sistema elétron-positrón também deve possuir um valor abaixo de 80 GeV a fim de eliminar os picos na região de massa do Z.



Figura 24 - Distribuição de p_t dos elétrons do canal $Z \to J/\psi e^+e^-.$

Legenda: Na figura a esquerda é apresentada a distribuição de p_t dos elétrons de maior p_t e a da direita os de menor p_t .

Fonte: O autor, 2019.

Figura 25 - Distribuição de p_t dos léptons do canal $Z \to J/\psi e^+ e^-$.



Legenda: Distribuição de p_T dos léptons utilizados para reconstruir possíveis candidatos a bózon Z. O $\mu_{1,J/\psi}$ representa o múon de maior p_T e $\mu_{2,J/\psi}$ o de menor p_T combinados para formar os candidatos a J/ψ . e_3 e e_4 representam os elétrons de maior e menor p_T , respectivamente.

Fonte: O autor, 2019.

Após a reconstrução dos canais utilizados para esta análise, foi possível fazer as distribuições das massas de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $Z \rightarrow J/\psi l^+ l^-$ dispostas nas figuras 27 e 28, respectivamente. Na figura 29 é possível observar que existe uma concentração maior dos eventos próximos a região correspondente a massa invariante do bóson Z e do méson J/ψ .

Figura 26 - Distribuição de η dos léptons do canal $Z \to J/\psi e^+e^-.$



Legenda: Distribuição de η dos léptons utilizados para reconstruir possíveis candidatos a bózon Z. O $\mu_{1,J/\psi}$ representa o múon de maior $p_T \in \mu_{2,J/\psi}$ o de menor p_T combinados para formar os candidatos a J/ψ . $e_3 \in e_4$ representam os elétrons de maior e menor p_T , respectivamente.

Fonte: O autor, 2019.

Figura 27 - Distribuição de massa do méson J/ψ reconstruído.



Distribuicao de Massa do J/w

Legenda: Distribuição de massa do bóson J/ψ reconstruído. Fonte: O autor, 2019.





Legenda: Distribuição de massa do bóson Z reconstruído. Fonte: O autor, 2019.

Figura 29 - Distribuição de massa $Z\times J/\psi$ reconstruído.



Distribuicao de Massa Z \times J/ ψ

Legenda: Distribuição em duas dimensões que apresenta a concentração das massas do Ze $J/\psi.$ Fonte: O autor, 2019.

Para poder comparar os resultados obtidos experimentalmente com os dados de simulação MC, é importante que todos tenham o mesmo peso. Para isso é necessário normalizar.

Sabe-se que todo processo físico possui uma seção de choque (σ). A relação entre o número de eventos (N), a luminosidade (L) e a seção de choque é dada por

$$N = \frac{\sigma}{L}.$$
(22)

Para comparar as informações obtidas dos dados com o MC é preciso dar um peso(w) para os eventos MC. Esse peso é definido por

$$w = \frac{\sigma L}{N_{MC}} \tag{23}$$

onde N_{MC} é o número de eventos MC.

Sabendo que a luminosidade integrada total para os canais $Z \to J/\psi \mu^+ \mu^-$ e $Z \to J/\psi e^+ e^-$ são 36,8 fb⁻¹ e 36,5 fb⁻¹, respectivamente, foi possível substituir os valores associados aos parâmetros de cada canal para achar seus pesos correspondentes. Utilizando o exposto anteriormente, foi possível achar os resultados apresentados na tabela 7.

Tabela 7 - Tabela de Valores referentes ao MC.

	$Z \to J/\psi \mu^+ \mu^-$	$Z \rightarrow J/\psi e^+ e^-$
Eventos Iniciais	204091	204370
Eventos Selecionados	967 ± 31	328 ± 18
Eventos Normalizados	$34,21 \pm 1,10$	$26,34 \pm 1,45$

Legenda: Os eventos iniciais correspondem ao número de eventos gerados em cada amostra. Os Eventos selecionados indicam o número de eventos onde foi possível recontruir o Z por meio do canal de decaimento estudado. Os Eventos normalizados são aqueles que indicam o número de eventos onde foi possível recontruir o Z por meio do canal de decaimento estudado e que foram normalizados.

Fonte: O autor, 2019.

CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS FUTURAS

O obetivo deste trabalho foi estudar o decaimento raro do bóson Z^0 no experimento CMS, aplicando a estratégia de reconstruir primeiro o candidato a J/ψ e depois recombinálo com outros dois léptons do evento, sendo assim possível obter resultado satisfatório quando comparado a análise utilizada como objeto de estudo. O resultado apresentado no artigo usado como referência apresenta os valores de 29 eventos para o canal $Z \rightarrow J/\psi \mu^+\mu^-$ e 18 eventos $Z \rightarrow J/\psi e^+e^-$, estes são próximos aos valores encontrados neste estudo. A análise dos dados foi iniciada e pretende-se concluí-la posteriormente, e assim, fazer uma comparação entre os resultados encontrados para os dados e MC.

A elaboração deste trabalho possibilitou obter conhecimento de ferramentas essenciais para fazer análises em experimentos de física de altas energias. A perpespectiva é usar o aprendizado destas ferramentas para efetuar uma análise que está sendo realizada pelo grupo de pesquisa em física de altas energias da UERJ, $H/Z \rightarrow \Upsilon(\mu\mu)\gamma$.

REFERÊNCIAS

ABDALLA, M. C. B. *O discreto charme das partículas elementares*. [S.l.]: Unesp, 2006. 344 p.

ADOLPHI, R. et al. The CMS experiment at the CERN LHC. Jinst, v. 803, p. S08004, 2008.

ALDA JUNIOR, W. Estudo da produção de multijatos em colisões próton-próton com \sqrt{s} = 7 TeV no detector CMS/LHC. 2013. 123 f. Dissertação (mestrado) — Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de janeiro, 2013.

ARNISON, G. et al. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c 2 at the CERN SPS collider. *Physics Letters B*, v. 126, n. 5, p. 398–410, 1983.

BAFFIONI, S. et al. *Electron reconstruction in CMS*. Genève, 2006. Disponível em: <u>http://cds.cern.ch/record/934070/files/NOTE2006_040.pdf?version=1</u>. Acesso em: 1 abril 2019.

BENAGLIA, A. The CMS ECAL performance with examples. *Journal of Instrumentation*, [S.I], v. 9, n. 02, p. C02008, 2014.

BRUCE, R. et al. LHC Run 2: Results and challenges. [S.I.], 2016.

CARUSO, F.; OGURI, V.; SANTORO, A. *Partículas Elementares: 100 anos de descobertas.* 2^a ed. [S.l.: s.n.], 2012. 266 p.

CHATRCHYAN, S. et al. Observation of Z decays to four leptons with the CMS detector at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, [S.I], v. 2012, n. 12, p. 34, 2012.

CMS COLLABORATION. 2008. Disponível em: https://cms.cern/detector. Acesso em: 12 maio 2019.

CMS COLLABORATION. The CMS experiment at the CERN LHC. *Jinst*, 2008. Disponível em: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004/pdf. Acesso em: 7 maio 2019.

CMS COLLABORATION. The CMS trigger system. 2016. Disponível em: https://arxiv.org/pdf/1609.02366.pdf. Acesso em: 4 abril 2019.

CMS COLLABORATION. CMSSW. 2017. Disponível em: http://cms-sw.github.io/. Acesso em: 1 abril 2019.

CMS COLLABORATION. CMSSW Application Framework. 2018. Disponível em: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookCMSSWFramework. Acesso em: 1 março 2019.

CMS COLLABORATION. *Muon Analysis*. 2018. Disponível em: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBo%20okMuonAnalysis. Acesso em: 8 Dezembro 2018. CMS COLLABORATION. Observation of the $Z \rightarrow \psi l^+ l^-$ decay in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Physical Review Letters*, [S.I], v. 121, n. 14, p. 141801, 2018.

COLLABORATION, C. Physics technical design report, volume 1: Detector performance and software. CERN/LHCC, v. 1, n. 2006, p. 332, 2006.

DAMIÃO, D. J. Estudo sobre a razão da produção difrativa e total de $B + \rightarrow J/(\psi) + K^+$ no *CMS*. 2010. 77 f. Tese (doutorado) — Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de janeiro, 2010.

DISSERTORI, G.; SALAM, G. 9. quantum chromodynamics. 2017. Disponível em: http://pdg.ge.infn.it/2017/reviews/rpp2017-rev-qcd.pdf. Acesso em: 4 novembro 2018.

ESCOBAR, C. O. A invenção dos pártons. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 40, n. 4, jul 2018. ISSN 1806-9126. Disponível em: https://www.scielo.br/pdf/rbef/v40n4/1806-9126-RBEF-40-4-e4214.pdf. Acesso em: 16 abril 2019.

FIGUEIREDO, C. T. *Mecanismos e consequências da geração de massa dinâmica para o glúon.* 2016. 95 f. Dissertação (mestrado) — Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2016.

FORTES, E.; TIJERO, M.; PLEITEZ, V. A descoberta das correntes neutras das interações fracas. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, São Paulo, p. 415–435, 2007.

FREZZATTI JR., W. A. Boyle: A introdução do mecanicismo na química. *Varia Scientia*, [S.I], v. 5, n. 9, p. 139–156, 2005.

GRIFFITHS, D. Introduction to elementary particles. 2. ed. [S.l.]: Wiley, 2008. 392 p.

HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quark & Leptons:* An Introductory Course In Modern Particle Physics. 3. ed. [S.l.]: Wiley, 2008. 396 p.

JAIME, M. M. *Produção exclusiva de bósons Z em colisões pp no experimento CMS/LHC*. 2015. 117 f. Tese (doutorado) — Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2015.

LANSBERG, J.-P. J/ ψ , ψ ' and Υ production at hadron colliders: a review. *International Journal of Modern Physics A*, [S.I], v. 21, n. 19n20, p. 3857–3915, 2006.

LEE, a. a. Experimental observation of a heavy particle J. *Physical Review Letters*, [S.I], v. 33, n. 23, p. 1404, 1974.

MCKIRAHAN, R. D. *Philosophy before Socrates: An introduction with texts and commentary.* [S.l.]: Hackett Publishing, 2011.

MEDEIROS, W. H. d. *Primórdios da física quântica: radiação de corpo negro e efeito fotoelétrico.* 2010. 40 f. Trabalho de Conclusão de Curso (licenciatura em Física) - Departamento de Física Campus Ji-Paraná, Universidade Federal de Rondônia, Ji-Paraná, 2010.

MOREIRA, M. A. O modelo padrão da física de partículas. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, São Paulo, v. 31, n. 1, p. 1306.1–1306.11, 2009.

MOTTER, T. B. *Distribuições partônicas*. 2007. 33 f. Trabalho de Conclusão de Curso (graduação em Física) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2007.

NAYAK, A. et al. Observation of the $Z \rightarrow \psi l^+ l^-$ decay in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Physical Review Letters*, [S.I], v. 121, n. 14, p. 141801, 2018. Disponível em: https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.121.141801. Acesso em: 6 março 2019.

OSTERMANN, F. Partículas elementares e interações fundamentais. Porto Alegre: Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Física, 2001. (Textos de apoio ao professor de física, 12).

PATRIGNANI, C. et al. Review of particle physics. *Chinese physics C*, [S.I], v. 40, n. 10, 2016.

PERKINS, D. H. *Introduction to high energy physics*. 4. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 426 p.

PIMENTA, J. J. M. et al. O bóson de Higgs. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, [S.I], v. 35, n. 2, 2013.

PIRES, A. S. *Evolução das Ideias da Física*. 2. ed. [S.l.]: Editora Livraria da Física, 2011. 478 p.

ROONEY, A. *A História da Física: da Filosofia ao Enigma da Matéria Negra*. [S.l.]: São Paulo: M.Books, 2013. 213 p.

SATZ, H. Colour deconfinement and quarkonium binding. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, [S.I], v. 32, n. 3, p. R25, 2006.

SEDOV, G. Measurement of Z boson production using $Z \rightarrow e^+e^-$ decays with one of the electrons detected in the forward calorimeters of the ATLAS detector using 4.6 f b⁻¹ of data collected at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2016. 122 f. Tese (PhD) — Hamburg University, Hamburg, 2016.

SEGRÈ, E. Dos raios-x aos quarks. [S.l.]: Brasília: Editora da UnB, 1987. 345 p.

SEIDEN, A. Particle physics: a comprehensive introduction. [S.l.: s.n.], 2004. 504 p.

SLAC. *SLAC at 50: honouring the past and creating the future*. 2012. Disponível em: https://cerncourier.com/a/slac-at-50-honouring-the-past-and-creating-the-future/. Acesso em: 12 abril 2019.

TARHINI, M. Measurement of Z-boson and J/ψ Production in p-Pb and Pb-Pb Collisions at $\sqrt{sNN} = 5.02$ TeV with ALICE at the LHC. 2017. 237 f. Tese (Doutorado) — Université Paris-Saclay, 2017.

WIKIMEDIA. 2017. Disponível em:

https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Neutral_current,_leptonic_event,_muon_neutrino.p ng. Acesso em: 1 abril 2019.

WILLIAMS, W. Nuclear and particle physics. [S.l.]: Oxford: Clarendon Press, 1991.

XAVIER, A. M. et al. Marcos da história da radioatividade e tendências atuais. *Química Nova*, São Paulo, v. 30, n. 1, jan./fev. 2007.