



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
CAMPUS CAPÃO DO LEÃO
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA - IFM

Estudo da produção de quarks top na evaporação de buracos negros no LHC e FCC

Brenda Rolin Arigoito Miranda

Pelotas/RS

2024

ESTUDO DA PRODUÇÃO DE QUARKS TOP NA EVAPORAÇÃO DE BURACOS NEGROS NO
LHC E FCC

Brenda Rolin Arigoito Miranda

Dissertação elaborada sob orientação do Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves (IFM - UFPEL) e co-orientação do Dr. Daniel Ernani Martins Neto (IFJ PAN - Polish Academy of Sciences), em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Pelotas/RS

2024

Esta dissertação dedico à minha avó Zoila Rolim
Arigoito, meu alicerce e exemplo de força.

Agradecimentos

- À minha família por todo apoio incondicional ao longo da minha jornada acadêmica. Em especial à minha mãe, por sempre me incentivar a seguir os meus sonhos.
- Ao meu orientador Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves por todos os ensinamentos, por todas as aulas inspiradoras, por seu apoio e empatia durante este trabalho.
- Ao meu co-orientador Dr. Daniel Ernani Martins Neto pelos ensinamentos e assistência neste trabalho.
- Aos meus colegas do Grupo de Altas e Médias Energias e do PPGFis. Em especial, ao meu colega de grupo Yan, que me acompanha desde a graduação, tornando-se um amigo para a vida.
- Ao meu namorado Thiago Kerr, que sempre me apoiou em todas as minhas decisões e esteve sempre comigo, mesmo que longe fisicamente, incentivando-me a seguir em frente.
- Aos meus cachorros que tanto amo, Cadu, Dorothy, Barney, Lecio e minha estrelinha Dora.
- À Katlen Castro, por sempre estar disponível e por todo apoio nos momentos difíceis.
- Aos meus amigos Ana Beatriz, Mailin e Pedro, por sua amizade.
- Ao Programa de Pós-Graduação em Física (PPGFis) da Universidade Federal de Pelotas (Ufpel).
- À Fundação Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo fomento desta pesquisa.

O gradual desenvolvimento da igualdade profissional e jurídica das mulheres só pode ser devidamente compreendido se a pessoa se lembrar de quantos costumes aceitos tiveram de ser superados na luta para a emancipação das mulheres.

Lise Meitner

Resumo

O Modelo Padrão descreve as três teorias quânticas de campo para interação eletromagnética, forte e fraca entre partículas. O tratamento das interações gravitacionais ao nível quântico ainda é uma questão em aberto, que tem motivado a proposição de diversos modelos para a física além do Modelo Padrão baseados na existência de dimensões espaciais extras. Nestes modelos, a criação de buracos negros a partir da colisão entre duas partículas em colisores hadrônicos seria possível. Nesta dissertação, consideramos o modelo proposto por Arkani-Hamed e Dimopoulos e Dvali (Modelo ADD), que propõe a existência de dimensões extras grandes compactificadas, e investigamos a criação e evaporação de buracos negros em colisões próton - próton no Grande Colisor de Hadrons (LHC) e no Colisor Circular do Futuro (FCC). Em particular, estimamos a produção de quarks top a partir da evaporação de buracos negros usando o gerador de Monte Carlo BLACKMAX e comparamos as previsões associadas com aquelas obtidas com o gerador PYTHIA para a produção via interação forte. Resultados são apresentados para diferentes valores do número de dimensões extras, escala de Planck e massa do Buraco Negro.

Palavras-chave: Modelo Padrão. Gravitação. Dimensões extras. Modelo ADD. Colisores e Buracos Negros. Quarks Top. Simulação.

Abstract

The Standard Model describes the three quantum field theories for electromagnetic, strong, and weak interactions among particles. The treatment of gravitational interactions at the quantum level remains an open question, which has motivated the proposition of various models for physics beyond the Standard Model based on the existence of extra spatial dimensions. In these models, the creation of black holes from the collision between two particles in hadronic colliders become possible. In this dissertation, we consider the model proposed by Arkani-Hamed, Dimopoulos, and Dvali (ADD model), which proposes the existence of large compactified extra dimensions, and investigate the creation and evaporation of black holes in proton-proton collisions at the Large Hadron Collider (LHC) and the Future Circular Collider (FCC). In particular, we estimate the production of top quarks from black hole evaporation using the Monte Carlo generator BLACKMAX and compare the associated predictions with those obtained with the PYTHIA generator for production via strong interaction. Results are presented for different values of the number of extra dimensions, Planck scale, and black hole mass.

Keywords: Standard Model. Gravitation. Extra dimensions. ADD model. Colliders and Black Holes. Top Quarks. Simulation.

Sumário

1	CONCEITOS BÁSICOS	7
1.1	Modelo Padrão	7
1.1.1	Cromodinâmica Quântica	9
1.1.2	Limitações do Modelo Padrão	12
1.2	Possíveis extensões do Modelo Padrão	12
1.3	Dimensões extras	13
1.3.1	Escala de Planck	14
1.3.2	Modelo Randall-Sundrum	15
1.3.3	Modelo ADD	15
1.3.4	Vínculos experimentais atuais no modelo ADD	17
1.4	Relatividade Geral e Buracos Negros	19
1.4.1	Conceitos Básicos	19
1.4.2	Radiação de Hawking	22
1.5	Produção de buracos negros em colisores	23
1.6	Conclusão	28
2	PRODUÇÃO DE QUARKS PESADOS	31
2.1	Produção de quarks pesados via interação forte	31
2.2	Evaporação de buraco negro em quarks pesados	33
2.3	Resultados	34
2.4	Conclusão	36
3	SIMULAÇÃO MONTE CARLO DA PRODUÇÃO DE QUARKS TOP	39
3.1	PYTHIA	39
3.2	BLACKMAX	43
3.3	Conclusão	45
4	RESULTADOS	47
4.1	Predições para o Grande Colisor de Hádrons (LHC)	47
4.2	Predições para o Colisor Circular do Futuro (FCC)	50
4.3	Conclusão	51
A	ESPAÇO-TEMPO DE SCHWARZSCHILD	57
	REFERÊNCIAS	61

Lista de ilustrações

Figura 1 – Modelo Padrão da Física de Partículas. (5)	8
Figura 2 – Vértice fundamental das interações fortes entre quarks e glúons. [Autor]	10
Figura 3 – Vértices de interação entre glúons. [Autor]	10
Figura 4 – Configuração do modelo de Randall-Sundrum. (5)	16
Figura 5 – Distribuição dos eventos em relação a massa invariante do lépton e do jato (pontos com barra de erro) em comparação com as previsões do Modelo Padrão (histogramas) para o decaimento de um buraco negro quântico nos canais: (a) elétron+jet (b) múon+jet. (18)	18
Figura 6 – Limites superiores combinados a 95% de confiabilidade em $\sigma \times Br$ em função de M_{th} para produção de buracos negros quânticos em $M_{th} = M_D$ com decaimento lépton+jet para o modelo ADD. (18)	19
Figura 7 – Buraco negro supermassivo Sagitário A^* localizado no centro da Via Láctea. (22)	21
Figura 8 – Primeira imagem de um buraco negro obtida pela Colaboração EHT (Event Horizon Telescope Collaboration). Buraco negro $M87^*$ localizado no centro da galáxia Messier 87. (23)	22
Figura 9 – Ilustração sobre o processo de emissão da radiação de Hawking. (26) .	23
Figura 10 – Ilustração de um buraco negro em um espaço-tempo com dimensões extras compactificadas. A figura ao lado esquerdo é um buraco negro astrofísico com $R_h \gg R$, a figura do lado direito é a produção de um buraco negro em um colisor, sendo $R_h \ll R$. (14)	24
Figura 11 – Estágios do processo de decaimento de um buraco negro. (28)	25
Figura 12 – Colisão entre dois pártons, com parâmetro de impacto b menor que o raio de Schwarzschild, pode formar um buraco negro. (5)	25
Figura 13 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para $n = 2$ dimensões e massa de Planck $M_D = 1000$ GeV e $M_D = 5000$ GeV, respectivamente, considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC). 27	27
Figura 14 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para $n = 4$ dimensões e massa de Planck $M_D = 1000$ GeV e $M_D = 5000$ GeV, respectivamente, considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC). 27	27
Figura 15 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para $n = 6$ dimensões e massa de Planck $M_D = 1000$ GeV e $M_D = 5000$ GeV, respectivamente, considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC). 28	28
Figura 16 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para diferentes dimensões e massa de Planck $M_D = 1000$ GeV. Considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC).	28

Figura 17 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para diferentes dimensões e massa de Planck $M_D = 5000$ GeV. Considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 5000$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC).	29
Figura 18 – Diagrama representando o subprocesso $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$. [Autor]	32
Figura 19 – Diagramas que representam o subprocesso $gg \rightarrow Q\bar{Q}$. [Autor]	32
Figura 20 – Seção de choque em função da energia do centro de massa da colisão $s^{1/2}$ para a produção de quarks pesados via pQCD, considerando as massas dos quarks charm, bottom e top, respectivamente.	34
Figura 21 – Diagrama de um evento $pp \rightarrow t\bar{t}$ simulado pelo PYTHIA. (34)	40
Figura 22 – Predições para a seção de choque diferencial em função da pseudo-rapidez do quark top $\eta(top)$, calculada considerando a produção de quarks top via pQCD em diferentes ordens de perturbação e via a evaporação de buraco negro para os parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e 9000 GeV no LHC, considerando 4 ou 6 dimensões extras.	49
Figura 23 – Predições para a seção de choque diferencial em função do momentum transversal do quark top $p_T(top)$, calculada considerando a produção de quarks top via pQCD em diferentes ordens de perturbação e via a evaporação de buraco negro para os parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e 9000 GeV no LHC, considerando 4 ou 6 dimensões extras.	50
Figura 24 – Predições para a seção de choque diferencial em função da pseudo-rapidez do quark top $\eta(top)$, calculada considerando a produção de quarks top via pQCD em diferentes ordens de perturbação e via a evaporação de buraco negro para os parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e 9000 GeV no FCC, considerando 4 ou 6 dimensões extras.	52
Figura 25 – Predições para a seção de choque diferencial em função do momentum transversal do quark top $p_T(top)$, calculada considerando a produção de quarks top via pQCD em diferentes ordens de perturbação e via a evaporação de buraco negro para os parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e 9000 GeV no FCC, considerando 4 ou 6 dimensões extras.	53

Lista de tabelas

Tabela 1	–	Propriedades dos férmions do Modelo Padrão (3, 4).	8
Tabela 2	–	As quatro forças fundamentais. A intensidade relativa de cada força para uma distância de 10^{-15} m entre duas partículas elementares, distância semelhante ao raio do próton. (3)	9
Tabela 3	–	Massa, raio de Schwarzschild e raio físico do Sol, da Terra e do próton. (21)	21
Tabela 4	–	Resultados para a seção de choque no LHC, considerando os quark charm, bottom e top, via evaporação de buraco negro e via pQCD. . .	36
Tabela 5	–	Resultados para a seção de choque no LHC, considerando os quark charm, bottom e top, via evaporação de buraco negro e via pQCD. . .	36
Tabela 6	–	Fontes do espectro de emissão de partículas. (35)	45
Tabela 7	–	Predições para as seções de choque de produção de quarks top via pQCD e pela evaporação de um buraco negro (BN) em colisões próton - próton no LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV).	48
Tabela 8	–	Predições para as seções de choque de produção de quarks top via pQCD e pela evaporação de um buraco negro (BN) em colisões próton - próton no FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV)	51

Introdução

As partículas elementares e suas interações são descritas pelo Modelo Padrão. Esta teoria é bem sucedida em explicar as interações forte, eletromagnética e fraca entre as partículas. Entretanto, o Modelo Padrão não descreve uma teoria quântica de campo para a gravitação, sendo, portanto, limitada. Também não há uma explicação sobre a intensidade da força forte, eletromagnética e fraca serem muito mais intensas que a gravitação. Uma proposta para solucionar este problema é a existência de dimensões extras. Há várias teorias que consideram dimensões extras. Neste trabalho, focaremos no modelo proposto por Arkani-Hamed, Dvali e Dimopoulos (ADD) (1) e nas evidências experimentais mais recentes associadas a ele. Ao considerar o modelo ADD, devemos levar em conta que, além da gravidade se propagar nas dimensões usuais, ela também seria propagada nas dimensões extras. Portanto, surgem implicações como a produção de buracos negros em colisores e interações mediadas por grávitons (partícula hipotética mediadora da interação gravitacional). Para o modelo ADD ser comprovado experimentalmente é necessário a investigação de observáveis que provem a existência de dimensões extras grandes. Uma possibilidade é analisar a taxa de produção de partículas durante o processo de evaporação destes buracos negros. O objetivo deste trabalho é investigar a produção de quarks top via evaporação de buracos negros e via interações fortes a partir de colisões próton-próton para energias no centro de massa (CM) de 14 TeV para o Grande Colisor de Hadrons [Em inglês: Large Hadron Collider (LHC)] e 100 TeV para o Colisor Circular do Futuro [Em inglês: Future Circular Collider (FCC)], para diferentes valores de massa de Planck (M_P) e número de dimensões extras (n). Assim, o objetivo específico desta dissertação é analisar se a produção de quarks top pode ser um observável para a produção de buracos negros em colisores e uma fonte de informações sobre os valores de massa de Planck M_P e número de dimensões extras n .

No Capítulo 1, apresentamos uma breve revisão do Modelo Padrão e suas limitações em descrever fenômenos físicos como energia escura, matéria escura, hierarquia das massas das partículas, etc. Posteriormente, serão abordadas teorias que são extensões do Modelo Padrão, incluindo teorias de dimensões extras, as quais preveem a possibilidade de produção

de buracos negros em colisores. Deste modo, serão abordados os modelos de Randall-Sundrum e ADD, que consideram dimensões extras. Posteriormente, serão apresentados vínculos experimentais atuais para o Modelo ADD. Além disso, serão abordados os conceitos sobre buracos negros a partir da Relatividade Geral. Em seguida, serão apresentados conceitos da Mecânica Quântica considerados por Hawking a fim de compreender o efeito da radiação térmica emitida por um buraco negro (radiação de Hawking). Também será abordada a possibilidade de buracos negros em dimensões extras e a criação destes em colisores. Por fim, serão apresentados os resultados para a seção de choque diferencial em função da massa do buraco negro para as energias do centro de massa do LHC e FCC, sendo variada a massa de Planck e o número de dimensões extras.

No Capítulo 2, serão discutidos os conceitos necessários para descrever produção de quarks pesados em colisões próton-próton via evaporação de buraco negro e via interações fortes descritas pela Cromodinâmica Quântica (QCD). Posteriormente, serão apresentados nossos resultados para seção de choque da produção de quarks pesados via evaporação de buraco negro e via interação forte nas energias do centro de massa para o LHC e FCC. Tal análise nos permitirá identificar que o estudo da produção de quarks top é o candidato mais favorável para ser um observável de produção de buracos negros em colisores.

No Capítulo 3, serão abordados os métodos Monte Carlo que são simulações estatísticas úteis para compreender problemas numéricos. Nesta dissertação, usaremos o gerador de eventos PYTHIA para simular interações fortes descritas pela QCD e o simulador BLACKMAX para gerar os eventos associados a criação e evolução de buracos negros. Neste capítulo, apresentamos uma breve revisão das principais características destes dois geradores.

No capítulo 4, serão apresentados os resultados obtidos a partir do PYTHIA e do BLACKMAX. Iremos comparar os resultados para a produção de quarks top via evaporação de buraco negro e os resultados para a interação próton-próton resultando em quarks top via interação forte. Portanto, serão discutidos os resultados e os parâmetros usados para a massa do buraco negro M_{BH} e número de dimensões extras n , a fim de compreender qual configuração é mais suscetível para a observação de buracos negros em colisores.

Por fim, resumimos nossos principais resultados e conclusões, assim como apresentamos algumas perspectivas de ampliação da análise apresentada nesta dissertação.

Salientamos que os resultados parciais discutidos nesta dissertação foram apresentados na XXX Reunião de Trabalho sobre Interações Hadrônicas, no Centro Brasileiro de Pesquisa Físicas - CBPF, em Junho de 2023.

Capítulo 1

Conceitos básicos

Neste capítulo, abordaremos de forma sucinta o Modelo Padrão, a qual é a teoria quântica de campo que descreve as três forças fundamentais, exceto a gravidade. No entanto, uma vez que este modelo possui limitações, iremos discuti-las e apresentar possíveis extensões que se propõem a resolver essas questões em aberto. Logo após, abordaremos a possibilidade de dimensões extras para resolver o problema de hierarquia das massas das partículas que não é solucionado pelo Modelo Padrão. Apresentaremos o modelo proposto por Arkani-Hamed, Dvali e Dimopoulos (ADD) (1) e também discutiremos os vínculos experimentais recentes neste modelo. Isso nos permite discutir a possibilidade de formação de buracos negros em colisores. Deste modo, ao longo deste capítulo iremos abordar conceitos sobre buracos negros astrofísicos e posteriormente a produção de buracos negros em colisores. Por fim, serão apresentados resultados para seção de choque diferencial em relação da massa de um buraco negro para os casos de 2, 4 ou 6 dimensões extras, considerando colisões próton - próton nas energias de centro de massa do LHC e FCC.

1.1 Modelo Padrão

Há quatro interações fundamentais na natureza: forte, fraca, eletromagnética e gravitacional. O Modelo Padrão é a teoria quântica de campo que descreve apenas as interações fortes, fracas e eletromagnéticas entre as partículas fundamentais (2). Deste modo, estas partículas são agrupadas em famílias: *férmions* e *bósons*. Os férmions são as partículas de spin semi-inteiro chamadas de *léptons* ou *quarks*. Há diferenças entre léptons e quarks devido à carga elétrica (Tabela 1) e como interagem mediante as forças fundamentais. Isto é, os léptons interagem somente mediante a força eletromagnética e fraca, enquanto os quarks interagem via as três interações fundamentais descritas pelo Modelo Padrão (3).

Os férmions são agrupados no Modelo Padrão por gerações, sendo classificados por ordem de grandeza de massa (Figura 1). Portanto, a primeira geração é composta por

Férmions					
Léptons	Carga	Massa/GeV	Quarks	Carga	Massa/GeV
Elétron (e)	-1	0,0005	Down (d)	$-1/3$	0,003
Neutrino do Elétron (ν_e)	0	$< 10^{-9}$	Up (u)	$+2/3$	0,005
Múon (μ^-)	-1	0,106	Strange (s)	$-1/3$	0,1
Neutrino do múon (ν_μ)	0	$< 10^{-9}$	Charm (c)	$+2/3$	1,3
Tau (τ^-)	-1	1,78	Bottom (b)	$-1/3$	4,5
Neutrino do tau (ν_τ)	0	$< 10^{-9}$	Top (t)	$+2/3$	173

Tabela 1 – Propriedades dos férmions do Modelo Padrão (3, 4).

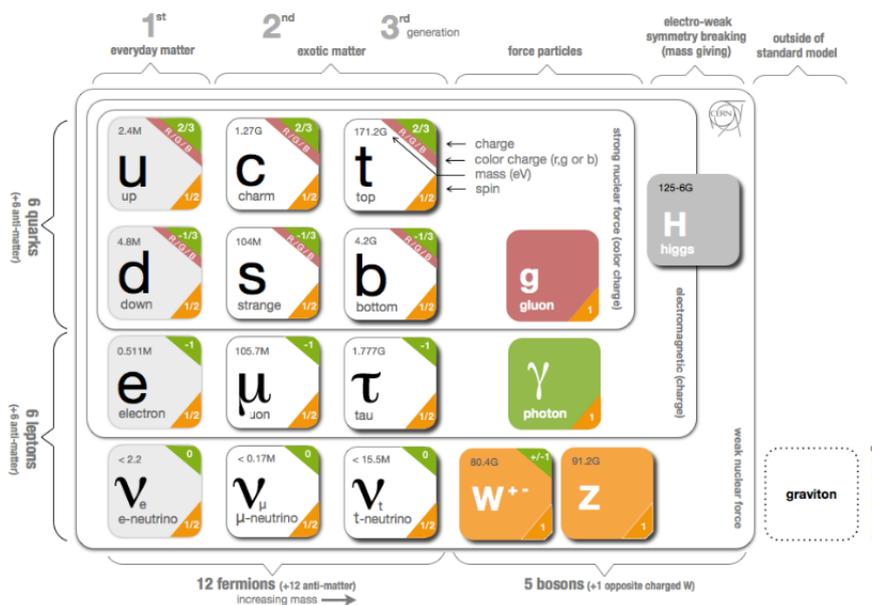


Figura 1 – Modelo Padrão da Física de Partículas. (5)

quarks e léptons leves como o quark down (d) e o elétron (e^-). Na segunda geração temos partículas com massa intermediária, em comparação com a primeira e terceira geração, como o quark charm (c) e o múon (μ^-). A terceira geração é composta por quarks e léptons pesados. Por exemplo, a massa do quark top (t) é cerca de 173 GeV (Tabela 1), enquanto que o quark charm (c), na segunda geração, possui massa de aproximadamente 1,3 GeV. Para o caso dos léptons de terceira geração, temos a partícula tau (τ^-) com massa de 1,78 GeV, massa maior que do múon que é cerca de 0,106 GeV.

Para cada tipo de interação há uma partícula mediadora, estas partículas são chamadas de bósons e possuem spin inteiro. A interação forte é mediada pelo glúon (g); o fóton é a partícula mediadora das interações eletromagnéticas (γ); na interação fraca, temos como partículas mediadoras os bósons W^+, W^- e Z (Tabela 2). Apesar de não haver uma teoria quântica de campo para a gravidade, acredita-se que o bóson das interações gravitacionais seria uma partícula chamada *gráviton* (2). Na Tabela 2 temos as intensidades relativas das forças, sendo estas comparadas à intensidade da força

Força	Bóson	Intensidade relativa	Massa/GeV
Forte	Glúon	1	0
Eletromagnética	Fóton	10^{-3}	0
Fraca	W^+, W^- e Z	10^{-8}	80, 4 e 91, 2
Gravitacional	Gráviton	10^{-37}	0

Tabela 2 – As quatro forças fundamentais. A intensidade relativa de cada força para uma distância de 10^{-15} m entre duas partículas elementares, distância semelhante ao raio do próton. (3)

forte. Além disto, cada força possui um alcance diferente. As forças eletromagnética e gravitacional tem alcance infinito, enquanto a força fraca tem alcance de 10^{-17} m e a força forte tem alcance de 10^{-15} m, distância semelhante ao raio do próton (p) (3).

Abordaremos a seguir a teoria quântica de campo que descreve as interações fortes entre partículas, a Cromodinâmica Quântica (QCD). Uma característica importante das interações fortes é que os glúons interagem entre si (2). Este fato será importante posteriormente neste trabalho.

1.1.1 Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria quântica de campo que descreve as interações fortes entre as partículas. A lagrangeana da QCD é dada por

$$\mathcal{L} = (i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi) - \frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} \cdot F_{\mu\nu} - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \lambda \psi) \cdot A_\mu. \quad (1.1)$$

O termo $(i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi)$ descreve os quarks livres, enquanto o segundo termo descreve o campo de glúons, sendo dado por

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu - \frac{2q}{\hbar c} (A^\mu \times A^\nu). \quad (1.2)$$

Por fim, o último termo é descreve a interação entre quarks e glúons (6). A lagrangeana da QCD é semelhante à lagrangeana das interações eletromagnéticas ¹. Entretanto, a QCD apresenta propriedades exclusivas das interações fortes entre partículas, que surgem das interações entre quarks e glúons. Os quarks são portadores de *carga de cor*, isto é, os quarks podem ter carga de cor vermelha (red), verde (green) ou azul (blue). Correspondente às cargas de cor existem as cargas de anticor (antivermelha, antiverde ou antiazul). Os glúons, bóson mediador da força forte, possuem uma combinação de carga de cor e anticor. Deste modo, ao contrário dos fótons, que não interagem entre si, os glúons conseguem interagir entre si e com outras partículas sujeitas à interação forte, devido à sua carga de cor.

¹ Para mais detalhes sobre a lagrangeana da Eletrodinâmica Quântica (QED), olhar referência (6).

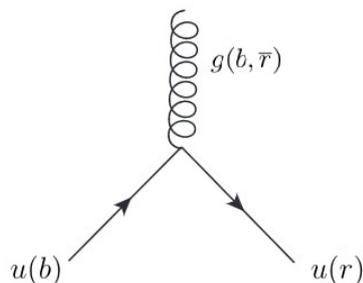


Figura 2 – Vértice fundamental das interações fortes entre quarks e glúons. [Autor]

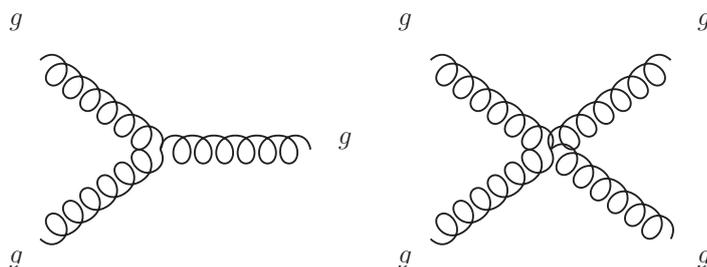


Figura 3 – Vértices de interação entre glúons. [Autor]

A fim de representar de forma simbólica as interações entre partículas, podemos usar uma ferramenta chamada *diagramas de Feynman* ². Para o caso da QCD, temos que o vértice fundamental é dado pela Figura (2), onde temos uma interação entre um quark up com carga de cor azul (blue) $u(b)$ e um glúon com carga de cor azul e anticor vermelho (red) $g(b, \bar{r})$. A partir desta interação temos no final do processo um quark up com carga de cor vermelha $u(r)$. Note que, assim como há conservação de carga elétrica nas interações eletromagnéticas entre partículas, a carga de cor também é conservada nas interações fortes (3, 2). Como os glúons interagem entre si, também temos vértices da interação glúon-glúon (Figura (3)). Um diagrama de Feynman é a combinação entre dois ou mais vértices fundamentais. Posteriormente, focaremos em alguns diagramas específicos de interações da QCD, essenciais para este trabalho.

Uma particularidade da QCD é a constante de acoplamento, que possui características distintas à constante de acoplamento observada na Eletrodinâmica Quântica (QED). A constante de acoplamento da QED é $\alpha \approx \frac{1}{137}$, ocorrendo pouca variação com o aumento da energia. Entretanto, a constante de acoplamento da QCD varia conforme o aumento da energia, dependendo da distância da interação entre duas partículas. Se a distância entre o par de partículas for maior que o tamanho de um próton, a constante de acoplamento assume valor maior que um. Para distâncias menores, temos que a constante

² Diagramas de Feynman são representações simbólicas das interações entre partículas. É importante ressaltar que um diagrama de Feynman não representa a dinâmica da interação. Para mais informações, olhar referência (2).

de acoplamento torna-se menor que um. Portanto, as interações fortes tornam-se mais fracas para pequenas distâncias, este fenômeno é chamado de *liberdade assintótica* (7). Conforme aumenta a distância entre quarks, temos que a força entre eles irá aumentar. Este fenômeno é complementar à liberdade assintótica e é chamado de *confinamento dos quarks*. Assim, quando temos dois quarks em altas energias ou em distâncias muito curtas, temos que ambos comportam-se como partículas livres. Portanto, no regime de altas energias, as interações entre quarks e glúons tornam-se fracas, sendo possível usar teoria de perturbação. Este regime é denominado de QCD perturbativa.

Devido ao confinamento dos quarks, não é possível observá-los livres na natureza, sendo encontrados como partículas compostas chamadas de *hádrons* (2). Os hádrons podem ser a combinação de três quarks, chamados de *bárions*, ou a combinação de um par quark-antiquark, que são chamados de *mésons* (2). É importante enfatizar que recentemente, estados exóticos formados por quatro e cinco quarks foram observados no LHC.

Os constituintes internos dos hádrons (quarks e glúons) são chamados coletivamente de *pártons* e são descritos através das funções de distribuição partônica (PDF). As PDFs são funções de duas variáveis, sendo x (x de Bjorken) a fração de momento do parton em relação ao momento total do hádron e Q^2 é o momento transferido durante a interação, portanto podemos definir como $f_q(x, Q^2)$ (8). A equação de evolução para $f_q(x, Q^2)$ é dada pelas equações DGLAP (*Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altareli-Parisi*). Para uma distribuição de quarks, temos:

$$\frac{d}{d\log(Q^2)} f_{qi}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(f_{qi}(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right), \quad (1.3)$$

onde o índice i é referente ao sabor dos quarks, $P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right)$ é a probabilidade de que um quark de sabor i com momento x seja emitido a partir da emissão de um glúon por parte de um quark de sabor j e fração de momento y , $P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right)$ é a probabilidade da emissão de um quark de sabor i ser criado a partir de uma flutuação de glúon em um par quark-antiquark ($g(y) \rightarrow q_i(x) + \bar{q}_i(x)$). A distribuição de glúons $g(y, Q^2)$ é dada pela equação de evolução DGLAP:

$$\frac{d}{d\log(Q^2)} g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_i f_{qi}(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right). \quad (1.4)$$

As equações (1.3) e (1.4) foram obtidas individualmente por Dokshitzer (9), Gribov e Lipatov (10) e Altarelli e Parisi (11). Para obter as evoluções partônicas é necessário que as equações DGLAP tenham condições iniciais, que são obtidas a partir de dados experimentais.

No capítulo 2, iremos retornar à discussão de interações mediadas pela força forte, com foco no processo de produção de quarks pesados a partir de dois hádrons.

1.1.2 Limitações do Modelo Padrão

Apesar do Modelo Padrão ser bem-sucedido para descrever interações entre partículas, há várias limitações que não são descritas pelo modelo. Por exemplo, como foi discutido anteriormente, não há uma teoria quântica para a gravitação. Portanto, não temos uma teoria que unifique a Relatividade Geral e a Mecânica Quântica. Logo, o Modelo Padrão não descreve as interações gravitacionais entre partículas.

O modelo também não prevê a massa das partículas elementares, as massas são medidas experimentalmente e incorporadas como parâmetros. Assim, também não há uma explicação para o motivo pelo qual algumas partículas têm massas maiores do que outras; isto é, não existe um esclarecimento sobre a hierarquia das massas (problema de hierarquia) (12). Além disso, há uma limitação no modelo acerca da massa dos neutrinos, pois apesar de terem sido acrescentadas ao Modelo Padrão, não há uma explicação fundamental para essas massas.

O universo é principalmente composto de matéria, no entanto, deveria existir um equilíbrio entre matéria e antimatéria. Esse problema é conhecido como assimetria matéria-antimatéria, e o Modelo Padrão não oferece uma explicação para esse fenômeno. Além disso, existe a matéria escura que não emite, nem absorve ou reflete luz, porém exerce influência gravitacional sobre a matéria visível do universo. Não há predições de matéria escura no Modelo Padrão. Também há o caso da energia escura, a qual é necessária para descrever a expansão acelerada do universo (13), a qual não é prevista pelo modelo. Entretanto, a energia escura é uma energia inferida a partir de observações astronômicas.

Para estes problemas não resolvidos pelo Modelo Padrão, há possíveis extensões que tentam explicar essas questões em aberto. Iremos abordar brevemente algumas destas teorias.

1.2 Possíveis extensões do Modelo Padrão

Como mencionado anteriormente, o Modelo Padrão possui limitações. No entanto, isso não o torna incorreto, mas incompleto. Deste modo, surgiram teorias a fim de serem extensões coerentes com o Modelo Padrão. Assim, o primeiro passo para a construção de um novo modelo é verificar se ele concorda com as previsões do Modelo Padrão (13). Nesta seção iremos abordar algumas destas teorias.

- **Supersimetria.** Esta teoria aborda uma simetria fundamental entre férmions e bósons, onde é introduzido um conjunto de novas partículas com spin oposto referente a cada partícula do Modelo Padrão. Isto é, para cada partícula elementar haveria uma nova partícula gêmea, porém com spin oposto a partícula prevista no Modelo Padrão (13).

- **Teorias de Grande Unificação.** As teorias de grande unificação visa a unificação das interações forte, eletromagnética e fraca em uma única força fundamental. Para isto ser possível, seria necessário que a escala de energia para a unificação seja da ordem de 10^{16} GeV. Nesta escala as constantes de acoplamento teriam aproximadamente o mesmo valor. A constante de acoplamento varia com a energia. Portanto, para altas energias espera-se que a constante de acoplamento diminua. Entretanto, a partir dos resultados experimentais, temos que para altas energias as constantes de acoplamento não se unificam, mas assumem diferentes valores (13).
- **Teoria de Dimensões Extras.** Estas teorias envolvem a adição de dimensões extras espaciais além das quatro dimensões convencionais do espaço-tempo (13, 14). Um dos objetivos de modelos envolvendo dimensões extras é explicar porque a intensidade da gravidade é tão fraca nas dimensões convencionais. Assim, a gravidade se propagaria em $d+3$ dimensões espaciais, sendo sua intensidade distribuída entre todas as dimensões espaciais, ao contrário das outras forças fundamentais, que se propagam apenas nas 3 dimensões espaciais usuais (15).
- **Teoria de Cordas.** A teoria de cordas propõe a unificação das forças descritas pelo Modelo Padrão e a gravitação. Nesta teoria, as partículas são identificadas como modos vibracionais particulares de cordas microscópicas elementares (12). Logo, há apenas um tipo de corda, porém vários modos vibracionais que caracterizam todas as partículas. A teoria de cordas considera dimensões extras compactadas, o número de dimensões extras é proveniente de cálculos da teoria e pode variar conforme a variante da mesma. Por exemplo, a teoria de supercordas é uma variante da teoria que considera sete dimensões extras compactificadas, totalizando 11 dimensões.

Neste trabalho, estamos interessados em modelos que incorporam dimensões extras. Portanto, na próxima seção, serão discutidos tópicos relevantes relacionados às dimensões extras, sendo apresentados dois modelos que incluem estas dimensões.

1.3 Dimensões extras

A gravidade é a força menos intensa em comparação com as outras três forças. As interações gravitacionais entre as partículas poderiam ser observadas em energias muito superiores às do LHC e FCC. Estas interações quantum-gravitacionais seriam perceptíveis na escala de energia chamada de "Escala de Planck". Portanto, a fim de resolver o problema associado com a diferença na intensidade das interações fundamentais, há alguns modelos que propõem a existência de dimensões extras.

No contexto do Modelo Padrão, as interações mediadas pelos grávitons podem ser desprezadas devido ao seu acoplamento extremamente fraco em relação às outras forças.

No entanto, quando consideramos a existência de dimensões extras, surge a implicação de que, devido ao fato de apenas o campo gravitacional se propagar nessas dimensões, as interações mediadas pelos grávitons passam a ter relevância. Além disso, para interações com produção de grávitons temos a implicação de "missing energy" (energia perdida). Pois, pelo fato dos grávitons também se propagarem em dimensões extras, haveriam grávitons que não seriam observados ao final da interação. Portanto, haveria uma energia perdida entre o início e fim da colisão.

A fim de compreender teorias que consideram dimensões extras, apresentaremos a seguir a escala de Planck, onde são presentes os efeitos quânticos e gravitacionais. Posteriormente, serão abordados os modelos de Randall-Sundrum e ADD, respectivamente.

1.3.1 Escala de Planck

A escala de Planck é composta pela massa (M_P), comprimento (L_P) e tempo (T_P). Deste modo, para compreender o comprimento de Planck (L_P), podemos utilizar a lei da gravitação em 3 dimensões espaciais (12):

$$|\vec{F}| = G_N \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (1.5)$$

sendo G_N a constante gravitacional em 3 dimensões espaciais.

No sistema internacional de unidades (SI) a constante gravitacional é dada por $m^3/kg.s^2$. Reescrevendo estas unidades a partir da escala de Planck, temos que:

$$[G_N] = \frac{M_P L_P}{T_P^2} \frac{L_P^2}{M_P^2} = \frac{L_P^3}{M_P T_P^2}. \quad (1.6)$$

A constante gravitacional é medida experimentalmente e seu valor é

$$G_N = 6,674 \times 10^{-11} m^3/kg.s^2. \quad (1.7)$$

A velocidade da luz c e a constante de Planck \hbar são respectivamente:

$$c = 2,998 \times 10^8 m/s, \quad (1.8)$$

$$\hbar = 1,055 \times 10^{-34} kg.m^2/s. \quad (1.9)$$

Ambas podem ser reescritas na escala de Planck. Portanto, temos as unidades para G_N , c e \hbar :

$$[G_N] = \frac{L_P^3}{M_P T_P^2}, \quad (1.10)$$

$$[c] = \frac{L_P}{T_P}, \quad (1.11)$$

$$[\hbar] = \frac{M_P L_P^2}{T_P}. \quad (1.12)$$

Na escala de Planck podemos assumir que,

$$G_N = c = \hbar = 1. \quad (1.13)$$

Portanto, podemos resolver as Equações 1.10, 1.11 e 1.12 de tal modo que iremos obter os valores para o comprimento de Planck, tempo de Planck e massa de Planck, respectivamente:

$$L_P = \sqrt{\frac{G_N \hbar}{c^3}} = 1,616 \times 10^{-33} \text{ cm}, \quad (1.14)$$

$$T_P = \sqrt{\frac{G_N \hbar}{c^5}} = 5,391 \times 10^{-44} \text{ s}, \quad (1.15)$$

$$M_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} = 2,176 \times 10^{-5} \text{ g} \approx 1,22 \times 10^{16} \text{ TeV}. \quad (1.16)$$

Estes valores representam a escala em que os efeitos quantum-gravitacionais relativísticos são presentes.

1.3.2 Modelo Randall-Sundrum

O modelo de Randall-Sundrum foi proposto em 1999 por Lisa Randall e Raman Sundrum (16). Este propõem a existência de uma quinta dimensão extra curva. Portanto, a métrica do espaço-tempo no modelo de Randall-Sundrum é dada por,

$$ds^2 = e^{\pm 2ky} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2, \quad (1.17)$$

sendo, $\eta_{\mu\nu}$ a métrica usual de Minkowski e a exponencial $e^{\pm 2ky}$ depende da posição y da dimensão extra e de sua curvatura k (5). Isto é, o termo exponencial na métrica é referente à quinta dimensão extra curva.

A figura 4 representa o espaço de 5 dimensões do modelo de Randall-Sundrum, sendo composto por duas branas tridimensionais e uma dimensão extra curva. A primeira brana representa o espaço quadridimensional usual composto pelas partículas do Modelo Padrão. A segunda brana origina a gravidade, e devido a curvatura da dimensão extra, temos que a intensidade da gravidade é suprimida (5). Deste modo, temos que a única partícula que se propaga na dimensão extra é o gráviton, sendo que seus estados excitados surgem na brana referente as partículas do Modelo Padrão. Estes campos escalares provenientes da dimensão extra são chamamos de estados de Kaluza-Klein. No modelo de Randall-Sundrum os estados de Kaluza-Klein são discretos, isto é, os estados são quantizados devido ao espectro de massas quantizadas para as partículas, este espectro surge de cálculos provenientes da teoria.

1.3.3 Modelo ADD

Uma possível resposta para a força gravitacional ser mais fraca em relação as forças descritas pelo Modelo Padrão é a hipótese da gravidade ser um subproduto do espaço

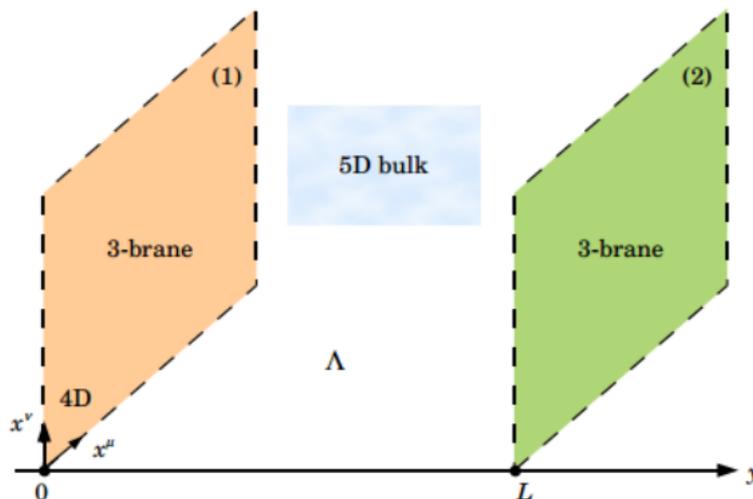


Figura 4 – Configuração do modelo de Randall-Sundrum. (5)

quadridimensional.

Em 1998 foi proposto o modelo ADD por Arkani-Hamed, Dvali e Dimopoulos como uma solução para o problema de hierarquia das massas das partículas. Deste modo, eles propuseram que as dimensões extras compactificadas poderiam ser da ordem de 1 mm , resultando na redução da massa de Planck M_P de 10^{16} TeV para 1 TeV . Assim, temos uma nova massa de Planck $M_D \approx 1\text{ TeV}$ e uma nova escala. A massa de Planck M_P e a massa extra-dimensional M_D são relacionadas por (5, 14)

$$M_D^{2+n} = \frac{\hbar c}{G_D} = \frac{M_P^2}{R^n}, \tag{1.18}$$

onde R^n é o raio de compactificação da dimensão extra e G_D é a constante gravitacional em 3+1 dimensões espaciais. Considerando dimensões extras, o valor da constante gravitacional depende de R^n . Portanto, G_D é dada pela relação:

$$G_D = \frac{G_N}{R^n}. \tag{1.19}$$

O modelo ADD descreve o espaço em $d+3$ dimensões, sendo d dimensões extras grandes compactificadas (15). As interações descritas pelo Modelo Padrão se propagariam somente no espaço tridimensional, mas a interação gravitacional se propagaria em $d+3$ dimensões, sendo as interações quantum-gravitacionais presentes nas dimensões extras compactificadas. Portanto, apenas uma fração dos efeitos gravitacionais seriam observados em quatro dimensões (5).

O termo dimensões extras "grandes" é devido ao raio de compactificação deste modelo ser maior em relação aos demais modelos que propõem dimensões extras. O raio de compactificação é previsto a partir da Equação (1.18):

$$R = \left[\frac{M_P^2}{M_D^{2+n}} \right]^{\frac{1}{n}}. \tag{1.20}$$

Todavia, considerando $M_D \approx 1$ TeV, a fim de resolver o problema de hierarquia, temos que o raio de compactificação pode ser reescrito como

$$R \approx 10^{\frac{32}{n}} \text{ TeV}^{-1}, \quad (1.21)$$

sendo no sistema internacional de unidades (SI):

$$R \approx 10^{\frac{32}{n}-19} \text{ m}. \quad (1.22)$$

A equação acima nos diz o tamanho do raio de compactificação das dimensões extras grandes. O raio de compactificação indica a distância necessária entre as partículas para a observação dos efeitos vinculados às dimensões extras.

A métrica do espaço-tempo no modelo ADD é dada por (17),

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + \delta_{ab} dy^a dy^b, \quad (1.23)$$

sendo, $\eta_{\mu\nu}$ a métrica 4-dimensional, e o termo $\delta_{ab} dy^a dy^b$ nos fornece os elementos da dimensão extra com $a = 1, 2 \dots n$.

Ao contrário do modelo de Randall-Sundrum, no modelo ADD os modos de Kaluza-Klein são contínuos e sua separação é proporcional a $1/R$, sendo R o raio de compactificação apresentado anteriormente (8).

Há diversas implicações ao considerar o modelo ADD. Por exemplo, a existência de dimensões extras grandes reduz a energia da escala de Planck, implicando em futuramente acessar níveis de energia próximos ao do LHC. Deste modo, seria possível a criação de buracos negros em colisores de partículas. Assim, seria viável, por meio de colisões ultrarelativísticas, comparar observáveis, como a taxa de evaporação de buracos negros em determinadas partículas, com a taxa de produção dessas mesmas partículas conforme o Modelo Padrão (14).

1.3.4 Vínculos experimentais atuais no modelo ADD

Como foi abordado anteriormente, a existência de dimensões extras grandes pode implicar na possível criação de buracos negros quânticos em colisores de partículas. Deste modo, a gravidade seria relevante nessas interações observadas assim como as outras forças do Modelo Padrão. Adicionalmente, haveria a produção de grávitons em dimensões extras, sendo observados experimentalmente através do surgimento de eventos com missing energy.

O decaimento de um buraco negro em outras partículas pode gerar uma assinatura no espectro da massa invariante, sendo a massa invariante do sistema uma combinação da energia e momento das partículas. Em 2023, a colaboração ATLAS publicou novos resultados para a produção de buracos negros quânticos que decaem em canais do tipo $e + jato$ e $\mu + jato$ (18). Eles analisaram 140 fb^{-1} de dados coletados entre os anos de

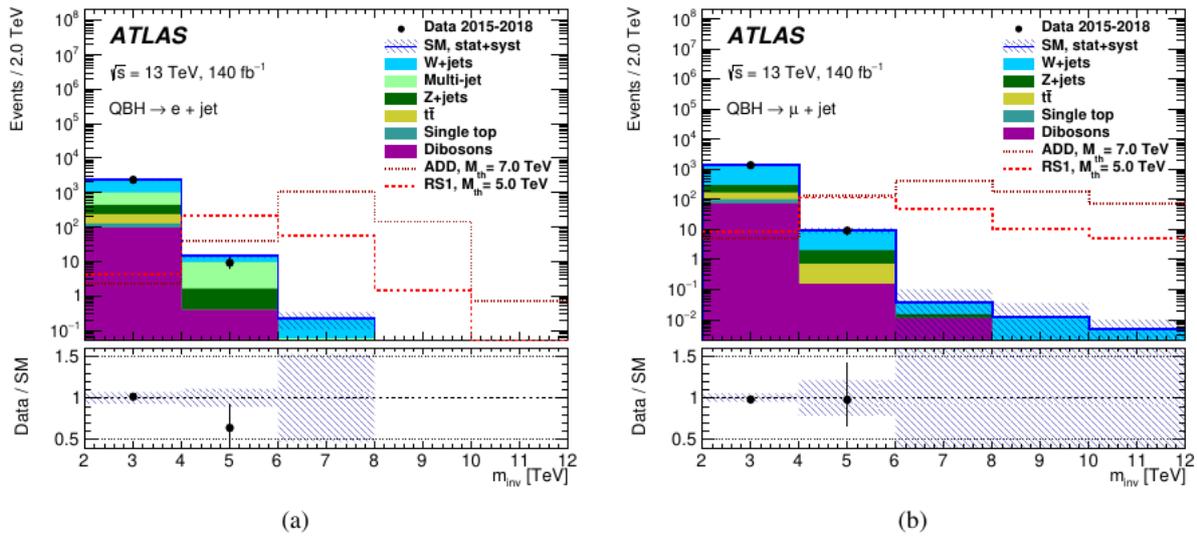


Figura 5 – Distribuição dos eventos em relação a massa invariante do lépton e do jato (pontos com barra de erro) em comparação com as previsões do Modelo Padrão (histogramas) para o decaimento de um buraco negro quântico nos canais: (a) elétron+jet (b) múon+jet. (18)

2015 até 2018 de colisões próton-próton com energia no centro de massa da colisão em 13 TeV (18).

Na figura 5, temos a distribuição de eventos em função da massa invariante em canais do tipo *elétron + jato* e *múon + jato*, respectivamente. Os histogramas são as previsões do Modelo Padrão e as linhas tracejadas indicam as previsões do modelo ADD (para massa de Planck $M_{th} = 7$ TeV) e do modelo de Randal-Sundrum (considerando $M_{th} = 5$ TeV). Note que, os resultados da referência (18) denotam a massa de Planck como M_{th} , em nosso trabalho usaremos a notação M_D , portanto, $M_{th} = M_D$. Os dados experimentais são comparados com as previsões para o Modelo Padrão e as previsões dos modelos ADD e Randal-Sundrum para a produção do estado final *elétron + jato* e *múon + jato* a partir do decaimento de um buraco negro quântico QBH ($QBH \rightarrow e + jet$ e $QBH \rightarrow \mu + jet$). Há concordância entre os dados e as previsões do Modelo Padrão, excluindo as previsões dos modelos ADD e Randal-Sundrum para os parâmetros considerados para a massa de Planck. A diferença entre os dados e as previsões do Modelo Padrão é de 1σ para ambos os canais de decaimento. A maior massa invariante m_{inv} do par $e + jet$ é 4,74 TeV e para o par $\mu + jet$ é 4,96 TeV.

A partir do resultado apresentado na Figura 6, podemos obter o limite de exclusão para a massa do buraco negro quântico M_{th} considerando o modelo ADD. Portanto, temos o gráfico do produto da seção de choque pela largura de decaimento $\sigma \times Br$ em função da massa do buraco negro quântico M_{th} . Note que, os círculos ao longo da curva vermelha sólida indicam a massa M_{th} do sinal onde o limite observado é calculado. A linha preta tracejada representa os limites esperados. Em verde e amarelo são as faixas de $\pm 1\sigma$ e

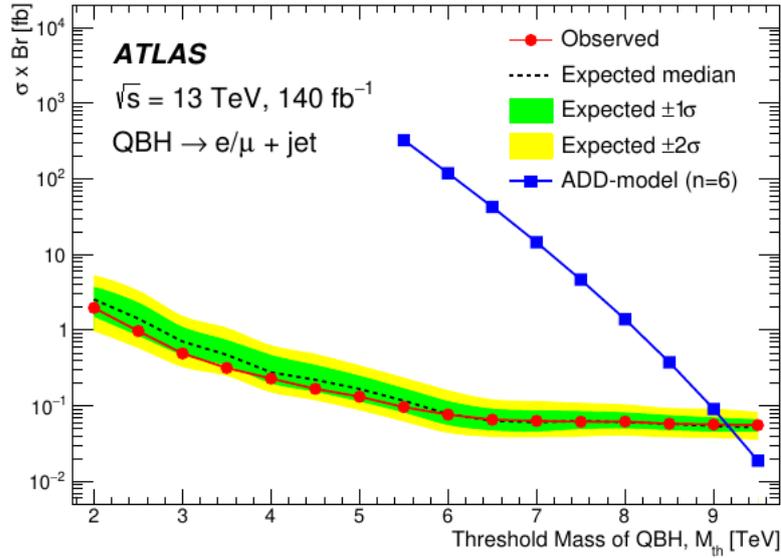


Figura 6 – Limites superiores combinados a 95% de confiabilidade em $\sigma \times Br$ em função de M_{th} para produção de buracos negros quânticos em $M_{th} = M_D$ com decaimento lépton+jet para o modelo ADD. (18)

$\pm 2\sigma$, respectivamente. A curva azul representa a predição teórica para o modelo ADD. Considerando o modelo ADD com $n = 6$ dimensões extras e a partir do resultado acima para $\sigma \times Br$ em função do limite da massa M_{th} , temos que o limite de exclusão para a massa M_{th} é 9,2 TeV.

1.4 Relatividade Geral e Buracos Negros

Em 1915, Albert Einstein publicou seu artigo sobre a teoria da Relatividade Geral (19). Esta teoria é a generalização da Relatividade Especial, visto que o espaço-tempo, antes plano na Relatividade Especial, passa a ser considerado curvo devido a massa e energia de objetos astrofísicos. Portanto, o efeito de curvatura do espaço-tempo causado por um objeto astrofísico é o que chamamos de *gravidade*.

A Relatividade Geral é uma teoria clássica, pois não são considerados efeitos quânticos. Deste modo, para que uma teoria quântica de campo para a gravidade seja consistente, é necessário que haja uma descrição do espaço e tempo no regime quântico (20). A seguir, iremos abordar conceitos básicos da Relatividade Geral a fim de compreender como buracos negros são uma consequência direta desta teoria.

1.4.1 Conceitos Básicos

A teoria da Relatividade Geral trata a massa e energia dos objetos como responsáveis pela curvatura do espaço-tempo, a qual define o movimento dos objetos. A equação de

campo de Einstein descreve este efeito (21):

$$R_{\mu\nu} = \frac{8\pi G_N}{c^4} \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right), \quad (1.24)$$

sendo, $R_{\mu\nu}$ o tensor de Ricci, $T^{\mu\nu}$ o tensor energia-momento que determina a curvatura do espaço-tempo, a geometria do espaço-tempo é descrita pelo tensor métrico $g_{\mu\nu}$ e $T = g^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$ é o traço do tensor energia-momento. Esta equação é um conjunto de 10 equações diferenciais parciais. A trajetória de uma partícula no espaço-tempo é dada pela equação da geodésica (21, 8):

$$\frac{d^2 x^\nu}{ds^2} + \Gamma_{\mu\sigma}^\nu \frac{dx^\sigma}{ds} \frac{dx^\mu}{ds} = 0. \quad (1.25)$$

O termo $\Gamma_{\mu\sigma}^\nu$ são os símbolos de Christoffel:

$$\Gamma_{\mu\sigma}^\nu = \frac{1}{2} g^{\nu\beta} \left(\frac{\partial g_{\beta\mu}}{\partial x^\sigma} + \frac{\partial g_{\beta\sigma}}{\partial x^\mu} - \frac{\partial g_{\mu\sigma}}{\partial x^\beta} \right). \quad (1.26)$$

Uma das soluções para a equação de campo de Einstein (1.24) pode ser obtida assumindo uma distribuição de massa com simetria esférica considerando 3 dimensões espaciais. Portanto, para o caso de uma simetria esférica no vácuo, as soluções da equação de Einstein são uma boa aproximação para o campo gravitacional de objetos de baixa rotação (21). Portanto, esta solução é chamada de *solução de Schwarzschild*, sendo uma métrica dada por ³

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2G_N M}{c^2 r} \right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{1 - \frac{2G_N M}{c^2 r}} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (1.27)$$

Observe que a massa M do objeto é apenas um parâmetro que caracteriza a métrica do espaço-tempo, portanto, o campo gravitacional gerado independe da estrutura interna e da composição do objeto. A partir da Equação (1.27) temos o raio de Schwarzschild:

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}. \quad (1.28)$$

sendo, G a constante gravitacional e M a massa do objeto. Neste trabalho estamos interessados em considerar um buraco negro neutro (sem carga elétrica) e irrotacional. Portanto, podemos considerar o raio de um buraco negro como sendo o raio de Schwarzschild. Note que, se o raio de um objeto com massa compactada for menor que o raio de Schwarzschild, temos a formação de um buraco negro:

$$R_s > R_0. \quad (1.29)$$

Na Tabela 3 temos os valores de massa (M), raio de Schwarzschild (R_s) e raio físico (R_0) para o Sol, a Terra e um próton, respectivamente. Para o caso da Terra, o raio físico é $6,38 \times 10^3$ km, enquanto o raio de Schwarzschild é 8,87 mm. Portanto, se a massa da

Objeto	Massa (g)	Raio de Schwarzschild	Raio físico
Sol	$1,99 \times 10^{33}$	$2,95 \text{ km}$	$6,97 \times 10^5 \text{ km}$
Terra	$5,97 \times 10^{27}$	$8,87 \text{ mm}$	$6,38 \times 10^3 \text{ km}$
Próton	$1,67 \times 10^{-24}$	$2,48 \times 10^{-39} \text{ fm}$	$0,8 \text{ fm}$

Tabela 3 – Massa, raio de Schwarzschild e raio físico do Sol, da Terra e do próton. (21)

Terra fosse compactada em uma esfera de raio de 8,87 mm, então ela se tornaria um buraco negro.

Existem muitas evidências de buracos negros astrofísicos. Em particular, no centro da nossa galáxia há o buraco negro supermassivo Sagitário A* (*Sgr A**). Recentemente, a Colaboração EHT (*Event Horizon Telescope Collaboration*) obteve uma imagem feita com luz polarizada do buraco negro Sagitário A* (Figura 7). Em 2017, a Colaboração apresentou a primeira imagem de um buraco negro, o *M87** que está localizado no centro da galáxia Messier 87 (M87) (Figura (8)). Os buracos negros foram observados como objetos astrofísicos supermassivos que não emitem luz e são detectados indiretamente, mas os efeitos gravitacionais na matéria são visíveis. Do ponto de vista astrofísico, os buracos negros são regiões do espaço-tempo onde a gravidade é tão forte que nem a luz escapa da sua singularidade. A singularidade de um buraco negro é a região do espaço-tempo onde não se aplicam as leis da física.

Antes de serem experimentalmente observados, a teoria da Relatividade Geral

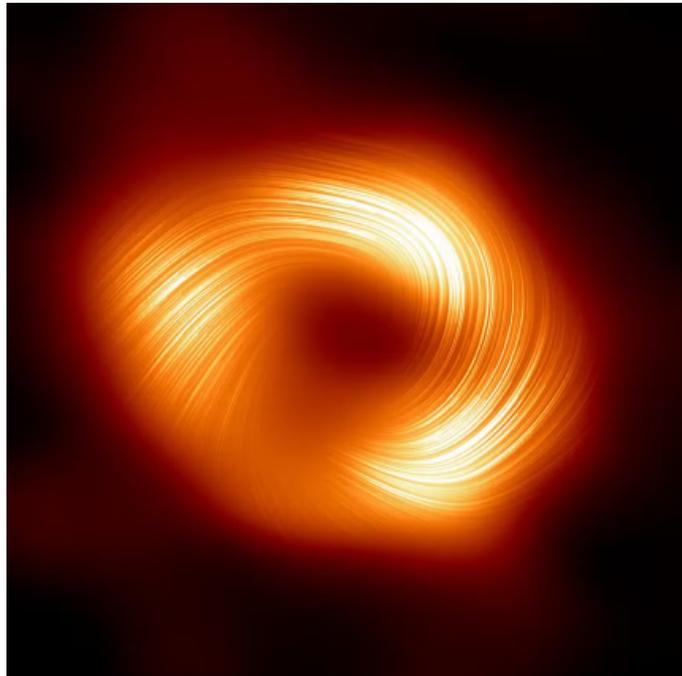


Figura 7 – Buraco negro supermassivo Sagitário A* localizado no centro da Via Láctea. (22)

³ Para compreender a dedução da métrica de Schwarzschild, consulte o Apêndice A.

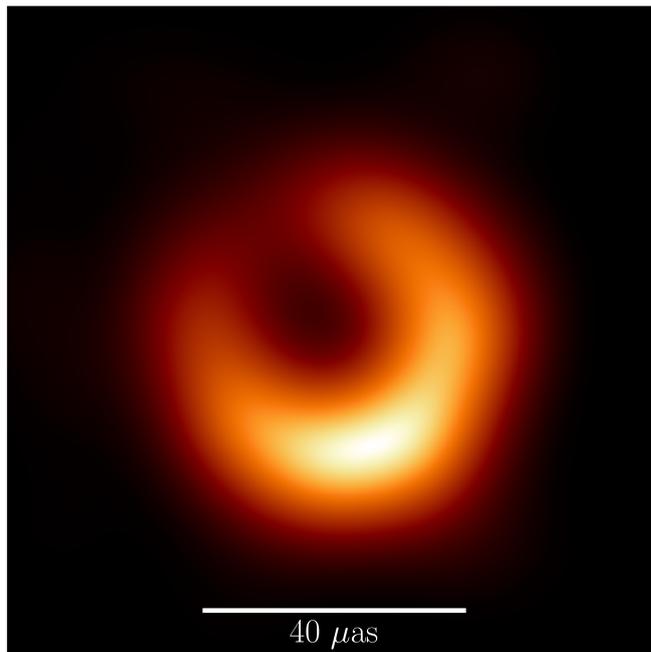


Figura 8 – Primeira imagem de um buraco negro obtida pela Colaboração EHT (Event Horizon Telescope Collaboration). Buraco negro $M87^*$ localizado no centro da galáxia Messier 87. (23)

já formulava previsões a respeito desses objetos. A primeira solução das equações de Einstein para um buraco negro foi derivada por Schwarzschild em 1916, entretanto, somente reconhecida por Finkelstein em 1958 (24). Apesar de buracos negros serem bem compreendidos através da Relatividade Geral, não sabemos sobre os possíveis efeitos quânticos-gravitacionais perto da singularidade. Entretanto, Hawking teorizou um efeito quântico que aconteceria em torno do horizonte de eventos (25).

1.4.2 Radiação de Hawking

Em 1975, Hawking demonstrou que considerando os efeitos quânticos em um espaço-tempo curvo, um buraco negro poderia emitir partículas (25). Deste modo, seria observado uma radiação térmica emitida pelo buraco negro, isto é, haveria uma perda de energia. Entretanto, do ponto de vista astrofísico, é impossível a matéria não ser absorvida por um buraco negro. Assim, para compreender esta perda de matéria, é necessário compreender o conceito de vácuo quântico. Na Mecânica Quântica, o vácuo é um espaço permeado por pares de partículas e antipartículas virtuais, sendo sucessivamente criadas e aniquiladas. Portanto, Hawking demonstrou que na vizinhança de um buraco negro, devido às flutuações quânticas, é possível ser criado um par partícula-antipartícula. A antipartícula, com energia negativa, seria absorvida pelo buraco negro, e a partícula, com energia positiva, escapa do horizonte de eventos, ocasionando na perda de massa do buraco negro, ou seja, haverá uma emissão de radiação térmica (Figura 9) (14).

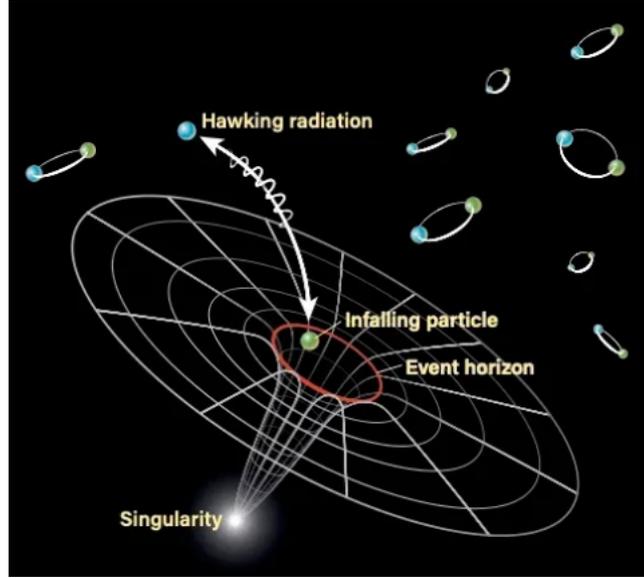


Figura 9 – Ilustração sobre o processo de emissão da radiação de Hawking. (26)

O número de partículas emitidas por um buraco negro, com energia E por unidade de volume e por unidade de energia é dado pela equação (8),

$$N(E) = \frac{8\pi}{c^3 h^3} \frac{E^2}{e^{\frac{4\pi^2 E}{g_s \hbar}} + 1}. \quad (1.30)$$

Comparando com a radiação emitida por um corpo negro,

$$\epsilon = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{\epsilon_0}{e^{\frac{\epsilon_0}{k_B T}} + 1}, \quad (1.31)$$

a temperatura da radiação de Hawking é dada pela equação:

$$T_H = \frac{\hbar c^3}{G k_B} \frac{1}{8\pi M_{BH}}. \quad (1.32)$$

Portanto, a temperatura de Hawking trata-se da temperatura do buraco negro, sendo o comportamento desta radiação do tipo radiação de corpo negro. A partir da Equação (1.32), temos que $T_H \propto 1/M_{BH}$, o que implica que para buracos negros astrofísicos a temperatura de Hawking será muito pequena.

1.5 Produção de buracos negros em colisores

Em 1972, o físico Kip Thorne conjecturou que supondo uma colisão entre duas partículas, sendo o parâmetro de impacto b da colisão menor que o raio de Schwarzschild, haveria a formação de um buraco negro (27). Entretanto, para que esse buraco negro se formasse a distância entre elas deveria ser menor do que 10^{-50} m, o qual é o raio de Schwarzschild associado a um espaço-tempo composto por três dimensões espaciais e

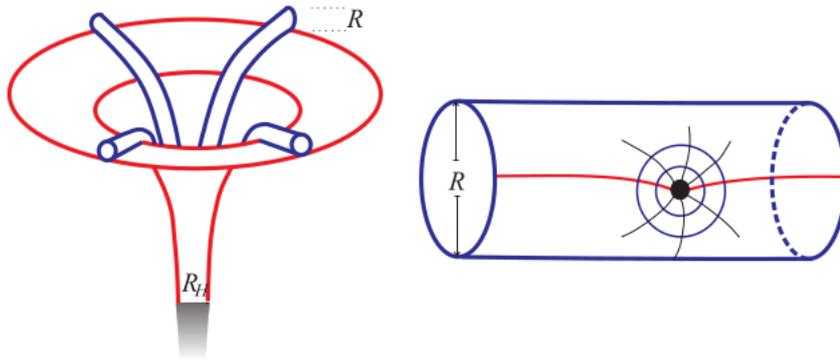


Figura 10 – Ilustração de um buraco negro em um espaço-tempo com dimensões extras compactificadas. A figura ao lado esquerdo é um buraco negro astrofísico com $R_h \gg R$, a figura do lado direito é a produção de um buraco negro em um colisor, sendo $R_h \ll R$. (14)

uma dimensão temporal. Entretanto, em um espaço-tempo com mais dimensões extras espaciais, a gravidade em pequenas distâncias irá se tornar mais forte do que em nosso espaço-tempo de 3+1 dimensões. Logo, o raio de Schwarzschild irá aumentar (14). Isto tem importante implicação, sendo uma delas que o raio de Schwarzschild torna-se,

$$R_s^{(n)} = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}}. \quad (1.33)$$

Usando a Equação (1.33) para 2 dimensões extras grandes, o raio de Schwarzschild para uma colisão entre dois quarks é da ordem de 10^{-18} m. Portanto, a existência de dimensões extras grandes compactificadas está relacionada com a possível produção de buracos negro em colisores (Figura 10) (8). Após a criação do buraco negro em um colisor, temos que este buraco negro em um curto período de tempo irá evaporar. Há quatro estágios no processo de decaimento de um buraco negro (5):

- **Balding state:** neste estado o buraco negro é caracterizado por sua massa, momento angular e carga elétrica (5).
- **Spin-down:** através da radiação de Hawking ocorre a emissão de partículas. Portanto, o buraco negro perde carga elétrica e momento angular, tornando-se um buraco negro de Schwarzschild (5, 28). Nesta fase grávitons são emitidos em dimensões extras grandes (14, 28).
- **Schwarzschild:** neste estágio temos que o buraco negro é caracterizado somente por sua massa (28).
- **Planck:** quando o buraco negro atinge uma massa próxima a massa de Planck temos o regime quantum-gravitacional (28). Neste regime as predições tornam-se

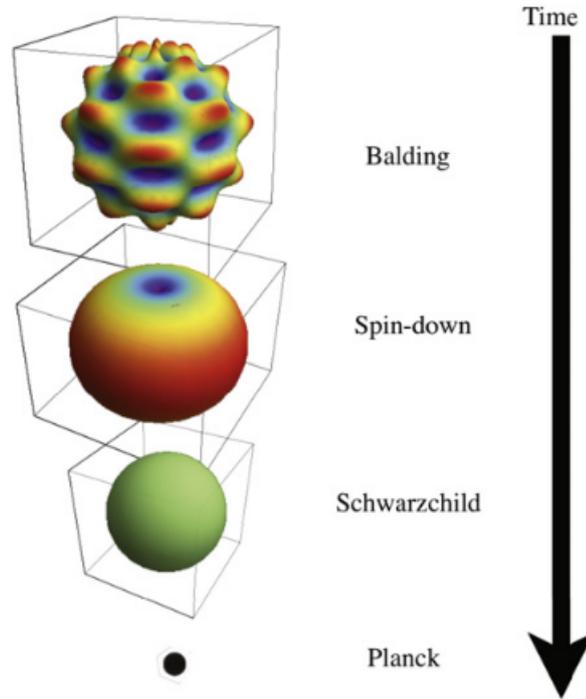


Figura 11 – Estágios do processo de decaimento de um buraco negro. (28)

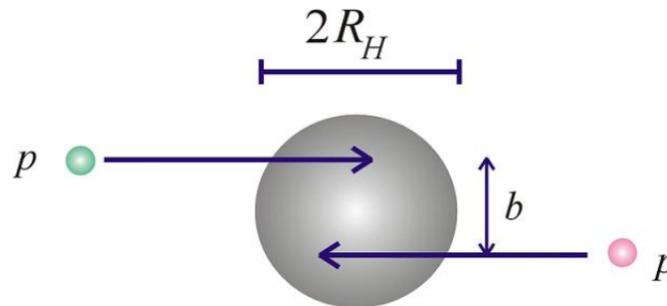


Figura 12 – Colisão entre dois páttons, com parâmetro de impacto b menor que o raio de Schwarzschild, pode formar um buraco negro. (5)

difíceis. Entretanto, há dois possíveis estágios finais: decaimento em partículas do Modelo Padrão ou um buraco negro com energia remanescente estável.

Nesta pesquisa, estamos interessados em buracos negros caracterizados pelo estado de Schwarzschild.

Considerando uma colisão frontal entre dois páttons no qual o parâmetro de impacto da colisão é menor que o raio de Schwarzschild R_s (15). devemos esperar a formação de um buraco negro de massa M_{BH} (Figura 12), com $M_{BH} = \sqrt{s}$. Assim, a seção de choque

diferencial em relação à massa do buraco negro é dada por,

$$\frac{d\sigma}{dM_{BH}}(h_1 h_2 \rightarrow BH + X) = \frac{2M_{BH}}{s} \sum_{a,b} \int_{M_{BH}^2/s}^1 \frac{dx_a}{x_a} f_{a/h_1}(x_a) f_{b/h_2} \left(\frac{M_{BH}^2}{sx_a} \right) \sigma^{ab \rightarrow BH}(M_{BH}), \quad (1.34)$$

onde, $f_i(x_i)$ são as distribuições de pártons (quarks e gluons) nos hádrons incidentes e x_i é a fração de momento portada pelo párton i . Além disso, a seção de choque de interação entre dois pártons a e b é dada por,

$$\sigma_{BH} = \pi R_s^2 = \frac{1}{M_D^2} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(8 \frac{\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right) \right]^{\frac{2}{n+1}}, \quad (1.35)$$

sendo, R_s é o raio de Schwarzschild. A seção de choque de colisões próton-próton no LHC e FCC também pode ser expressa da seguinte forma:

$$\frac{d\sigma}{dM_{BH}}(h_1 h_2 \rightarrow BH) = \frac{dL}{dM_{BH}} \hat{\sigma}(ab \rightarrow BH)_{\hat{s}=M_{BH}^2} \quad (1.36)$$

sendo $\frac{dL}{dM_{BH}}$ a luminosidade partônica, dada por

$$\frac{dL}{dM_{BH}} = \frac{2M_{BH}}{s} \sum_{a,b} \int_{M_{BH}^2/s}^1 \frac{dx_a}{x_a} f_{a/h_1}(x_a) f_{b/h_2} \left(\frac{M_{BH}^2}{sx_a} \right), \quad (1.37)$$

a qual é a soma sobre todos os pártons iniciais de uma integral das distribuições partônicas $f_{a,b}$ em função da fração de momento x_a . A seção de choque de produção de buraco negro depende da energia do centro de massa (\sqrt{s}), da descrição da estrutura do próton $f_i(x_i)$, da massa de Planck (M_D), do número de dimensões extras (n) e da massa do buraco negro (M_{BH}). No estágio atual do nosso conhecimento, o número de dimensões extras, a massa do buraco negro e a massa de Planck possuem valores arbitrários.

Podemos estimar a seção de choque diferencial considerando a parametrização CT14 para as distribuições partônicas obtidas pelo grupo CTEQ (29) e colisões próton-próton com centro de massa de 14 TeV para o LHC e 100 TeV para o FCC. Na figura 13 é apresentado o resultado para o comportamento da seção de choque diferencial em função de M_{BH} , sendo $n = 2$ o número de dimensões extras grandes e a massa de Planck $M_P = 1000$ GeV ou 5000 GeV para o LHC e FCC. Em nosso estudo assumiremos $M_{BH} > M_P$, pois estamos interessados em descrever o regime de Schwarzschild. Note que o comportamento da seção de choque σ cresce com a energia e decresce com a massa de Planck M_D . Deste modo, o FCC têm predições maiores que o LHC devido ao aumento da energia do centro de massa das colisões de aproximadamente 14 TeV (LHC) para 100 TeV (FCC). Nas figuras 14 e 15 são apresentados os resultados para $n = 4$ e $n = 6$, respectivamente. A massa de Planck foi fixada como no resultado anterior, foram observados os mesmos comportamentos de $n = 2$ para $n = 4$ e $n = 6$. Portanto, mesmo modificando o número de dimensões extras grandes, a seção de choque ainda cresce com a energia e decresce com a massa de Planck.

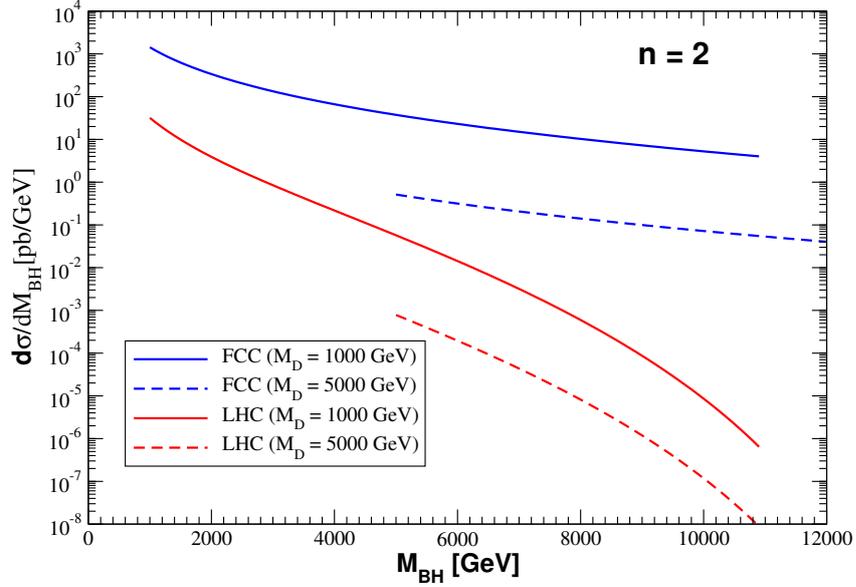


Figura 13 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para $n = 2$ dimensões e massa de Planck $M_D = 1000$ GeV e $M_D = 5000$ GeV, respectivamente, considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC).

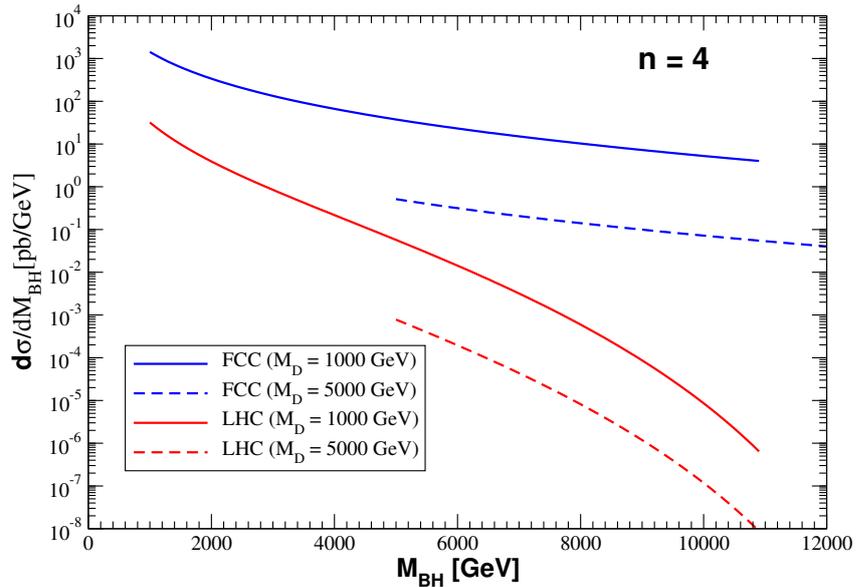


Figura 14 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para $n = 4$ dimensões e massa de Planck $M_D = 1000$ GeV e $M_D = 5000$ GeV, respectivamente, considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC).

Na Figura 16 temos os resultados para a seção de choque diferencial em função da massa M_{BH} , fixando a massa de Planck em 1000 GeV, para energias do centro de massa do LHC e FCC, considerando $n = 2, 4$ e 6 dimensões extras grandes. Note que, a seção de choque decresce com o aumento do número de dimensões extras grandes. Na figura 17, temos os resultados para a massa de Planck fixada em 5000 GeV e modificamos o número de n dimensões extras. Portanto, os resultados discutidos acima possuem o mesmo

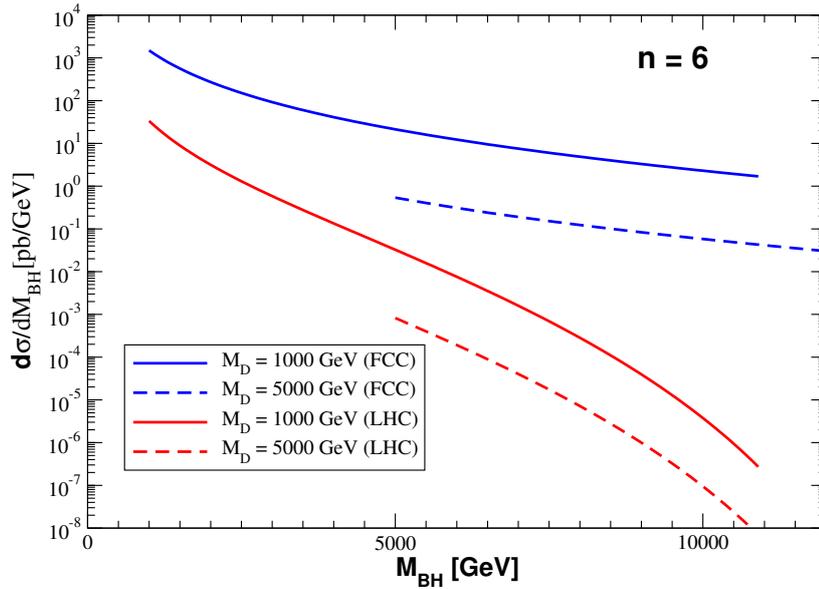


Figura 15 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para $n = 6$ dimensões e massa de Planck $M_D = 1000$ GeV e $M_D = 5000$ GeV, respectivamente, considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC).

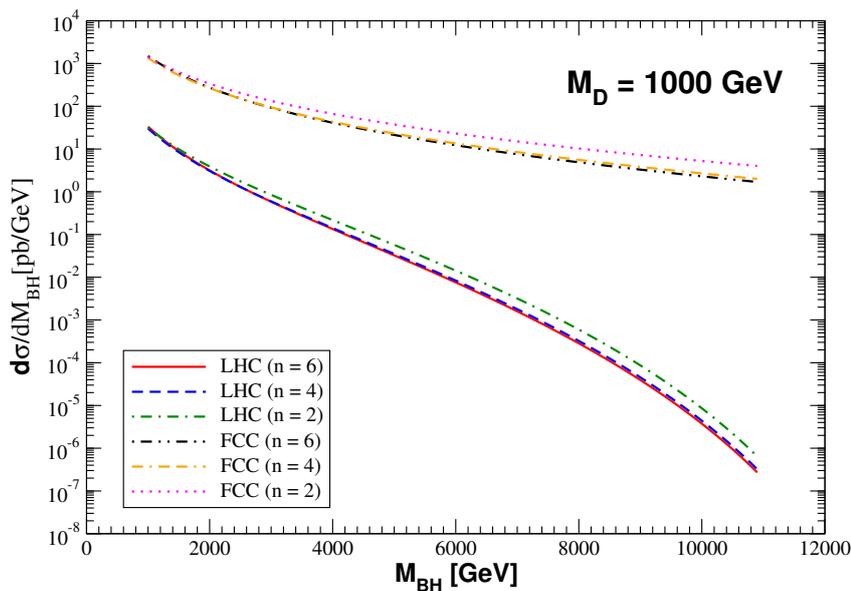


Figura 16 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para diferentes dimensões e massa de Planck $M_D = 1000$ GeV. Considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC).

comportamento, mesmo fixando valores diferentes para massa de Planck.

1.6 Conclusão

Neste capítulo abordamos sobre as interações do Modelo Padrão e suas limitações mediante questões da física em aberto como energia escura, matéria escura, etc. Pos-

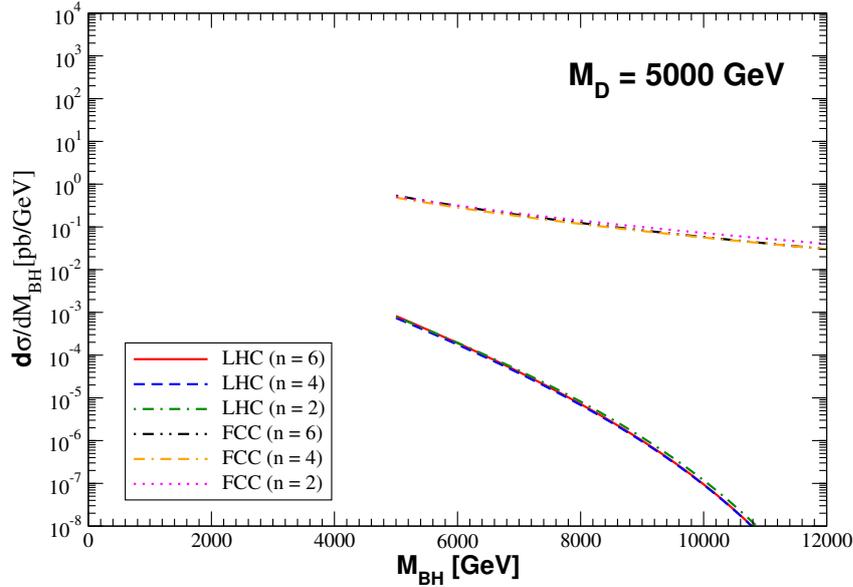


Figura 17 – Seção de choque diferencial em função de M_{BH} para diferentes dimensões e massa de Planck $M_D = 5000$ GeV. Considerando colisões pp com $\sqrt{s} = 5000$ TeV (LHC) e $\sqrt{s} = 100$ TeV (FCC).

teriormente, foram discutidas teorias além do Modelo Padrão que preveem dimensões extras. Os efeitos de dimensões extras seriam visíveis somente no regime da escala de Planck. Portanto, foram discutidos dois modelos que abordam dimensões extras neste regime: Randall-Sundrum e ADD. Neste trabalho, iremos utilizar o modelo ADD, portanto, foram discutidos vínculos experimentais atuais para este modelo, a fim de estabelecer os limites de exclusão para a massa do buraco negro M_{BH} . Também foram discutidos conceitos básicos de Relatividade Geral, bem como buracos negros astrofísicos e os efeitos quânticos previstos por Hawking na vizinhança de um buraco negro. Posteriormente, foi abordado que ao considerar dimensões extras espaciais, a gravidade torna-se mais intensa para pequenas distâncias, resultando no aumento do raio de Schwarzschild. Portanto, ao considerar a formação de um buraco negro em um colisor, a massa é próxima à escala de Planck, sendo o raio de Schwarzschild bem menor que o raio do colisor. Deste modo, a partir da conjectura de Thorne temos que se o parâmetro de impacto b de uma colisão entre partículas for menor que o raio de Schwarzschild, temos a criação de um buraco negro em colisores. Todavia, devido à alta temperatura, este buraco negro deve evaporar em um curto período de tempo. Logo, foram discutidos os quatro estágios de decaimento: balding state, spin-down, Schwarzschild e Planck. Ao longo deste capítulo consideramos buracos negros na fase de decaimento de Schwarzschild. Portanto, foram apresentados resultados para a seção de choque de produção de buraco negro em função de sua massa M_{BH} . Foram usados parâmetros arbitrários a fim de obter resultados para colisões com energias do centro de massa para o LHC e FCC. No próximo capítulo iremos discutir sobre a evaporação de buracos negros resultando na produção de quarks pesados.

Capítulo 2

Produção de quarks pesados

No capítulo anterior foi abordado a possibilidade de produção de buracos negros em colisores ao considerar dimensões extras compactificadas. Como estes buracos negros são pouco massivos, a temperatura de Hawking será alta, resultando em uma alta taxa de evaporação. Deste modo, o buraco negro irá evaporar e emitir partículas ao final da interação. Estamos interessados na produção de quarks pesados a partir da evaporação de um buraco negro. Portanto, neste capítulo serão apresentados resultados para a taxa de produção de quarks pesados via interação forte e via evaporação de buraco negro. Posteriormente, iremos comparar estes resultados a fim de obter observáveis que evidenciem a possibilidade de produção de buracos negros no LHC e FCC.

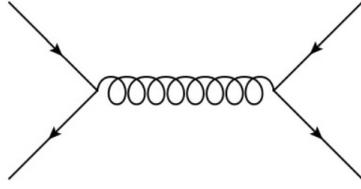
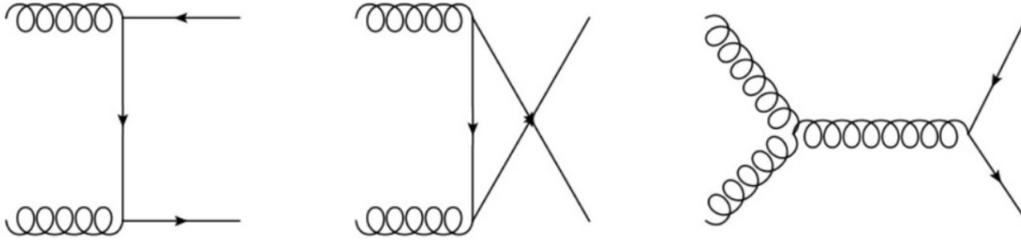
2.1 Produção de quarks pesados via interação forte

A cromodinâmica quântica (QCD) é a teoria quântica de campo que descreve as interações fortes entre partículas. A seção de choque de dois hádrons para produção de quarks pesados via QCD é dada por (30),

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow Q\bar{Q}) = \sum_{i,j} \int dx_i \int dx_j f_{i/h_1}(x_1, Q^2) f_{j/h_2}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2), \quad (2.1)$$

onde, $x_{1,2}$ são as frações de momento dos pártons interagentes contidos nos hádrons e $f_{i,j/h_{1,2}}$ são as distribuições partônicas de cada hádron.

A produção de quarks pesados em primeira ordem na QCD é representada pelos diagramas de Feynman dos subprocessos apresentados nas Figuras 18 e 19. O primeiro subprocesso (Figura 18) representa a aniquilação de dois quarks leves ($q\bar{q}$), mediado por um glúon, originando um par de quark-antiquark pesado ($Q\bar{Q}$). No segundo subprocesso temos dois glúons que geram um par de quark-antiquark pesado. Entretanto, há três possíveis representações através dos diagramas de Feynman para este subprocesso (Figura 19).


 Figura 18 – Diagrama representando o subprocesso $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$. [Autor]

 Figura 19 – Diagramas que representam o subprocesso $g g \rightarrow Q\bar{Q}$. [Autor]

Para obter a seção de choque de ambos subprocessos é necessário considerar, em primeira ordem, os diagramas apresentados acima. Portanto, para o primeiro subprocesso temos que a seção de choque é dada por (31):

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{16\pi\alpha_s^2(Q^2)}{27Q^2}(1 + \gamma)(1 - \gamma)^{1/2}. \quad (2.2)$$

Para o segundo subprocesso é necessário considerar os três diagramas que representam a interação $g g \rightarrow Q\bar{Q}$. Portanto, a seção de choque é dada por (31):

$$\sigma(gg \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{3Q^2} \left[- \left(7 + \frac{31}{4}\gamma \right) \frac{1}{4}X + \left(1 + \gamma + \frac{1}{16}\gamma^2 \right) \ln \left(\frac{1+X}{1-X} \right) \right], \quad (2.3)$$

onde,

$$\gamma = \frac{m_Q^2}{Q^2}, \quad (2.4)$$

$$X = (1 - \gamma)^{1/2}, \quad (2.5)$$

$$Q^2 = x_1 x_2 s. \quad (2.6)$$

Na Equação (2.4) a grandeza m_Q é a massa do quark pesado. O termo Q^2 na Equação (2.6) é o quadrado da massa invariante do par quark-antiquark pesado $Q\bar{Q}$, sendo x_1 e x_2 frações de momento referente as partículas 1 e 2 e s é o quadrado da energia do centro de massa da colisão. A fim de obter os resultados, usaremos a parametrização CT14 (29). Iremos considerar a massa do quark charm $m_c = 1,5$ GeV, a massa do quark bottom $m_b = 4,5$ GeV e a massa do quark top $m_t = 174$ GeV. Posteriormente, iremos apresentar estes resultados para a seção de choque de produção de quarks pesados via pQCD.

Na próxima seção, iremos abordar sobre a possibilidade de evaporação de buracos negros resultando em quarks pesados.

2.2 Evaporação de buraco negro em quarks pesados

Como discutido no capítulo anterior, a temperatura de um buraco negro é descrita pela temperatura de Hawking. Considerando dimensões extras, temos que a equação torna-se (15):

$$T_H = M_D \left(\frac{M_D}{M_{BH}} \frac{n+2}{8\Gamma(\frac{n+3}{2})} \right)^{\frac{1}{n+1}} \frac{n+1}{4\sqrt{\pi}} = \frac{n+1}{4\pi R_s}. \quad (2.7)$$

Note que,

$$T_H \propto \frac{1}{M_{BH}}. \quad (2.8)$$

Portanto, quando a massa do buraco negro é da ordem da escala de Planck, a temperatura será alta, resultando na evaporação deste buraco negro através da emissão de partículas. Em princípio o buraco negro irá evaporar através da emissão das partículas do Modelo Padrão, grávitons e outras partículas previstas pela física além do Modelo Padrão, caso existam. Após a formação de um buraco negro pouco massivo, ocorre a irradiação do mesmo. Portanto, a temperatura é elevada, sendo a taxa de emissão por unidade de tempo para um quark dada por (32),

$$\frac{dN}{dt} = \frac{c_s \sigma_s}{8\pi^2} \frac{p^2 dp}{\exp \frac{Q}{T_{BH}} + 1}, \quad (2.9)$$

onde, $p = |\vec{p}|$ e $Q = \sqrt{p^2 + M^2}$, são o momento e a energia do quark, respectivamente. Note que σ_s é um fator de correção ao espectro da radiação de corpo negro, pois a radiação de um buraco negro sofre um desvio devido a distorção do espaço-tempo, assim o espectro da radiação está desviado pelo fator σ_s . Uma aproximação geométrica é dada por (32),

$$\sigma_s = \Gamma_s 4\pi \left(\frac{n+3}{2} \right)^{\frac{2}{n+1}} \frac{n+3}{n+1} R_s^2, \quad (2.10)$$

sendo c_s um fator de multiplicidade e $\Gamma_s = \frac{2}{3}$ para partículas de spin $1/2$.

O número total de quarks de massa M emitidos por um buraco negro é dado pela integral

$$N_{HQ} = \int_0^{t_f} dt \int_0^{M_{BH}} \frac{c_s \sigma_s}{8\pi^2} \frac{p^2 dp}{\exp \frac{\sqrt{p^2 + M^2}}{T_{BH}} + 1}, \quad (2.11)$$

sendo t_f o tempo de evaporação do buraco negro, dado pela equação (32):

$$t_f = \frac{C}{M_D} \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \right)^{\frac{n+3}{n+1}}. \quad (2.12)$$

onde, C é uma constante numérica que depende do número de dimensões extras. Por exemplo, para um espaço-tempo de 10 dimensões, temos que $C \approx 6,5$ (33).

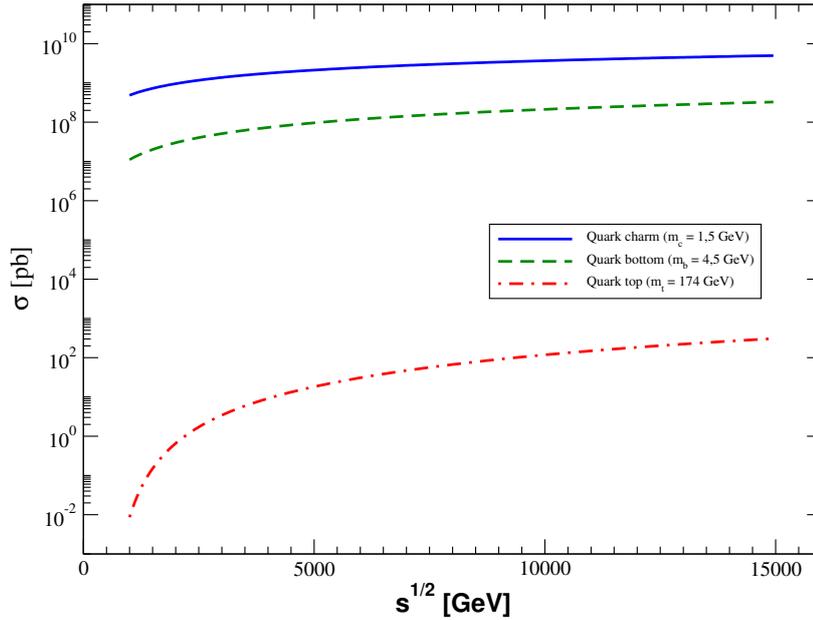


Figura 20 – Seção de choque em função da energia do centro de massa da colisão $s^{1/2}$ para a produção de quarks pesados via pQCD, considerando as massas dos quarks charm, bottom e top, respectivamente.

A seção de choque da produção de quarks através da evaporação de buraco negro é dada pela multiplicação do número total de quarks pesados emitidos pelo buraco negro e pela seção de choque da produção do buraco negro. Logo:

$$\sigma_{HQ} = N_{HQ}\sigma_{BH}. \quad (2.13)$$

Note que, a seção de choque σ_{BH} é dada pela integral da equação (1.36).

2.3 Resultados

Inicialmente, abordamos a produção de quarks pesados via pQCD. Portanto, apresentamos na Figura 20 o resultado da seção de choque σ em função da energia do centro de massa da colisão $s^{1/2}$, considerando a massa dos quarks pesados. Temos que as seções de choque crescem com a energia e decrescem com a massa do quark. Além disso, note que, os resultados da seção de choque em função de $s^{1/2}$ para os quarks charm e bottom são próximos devido às massas serem da mesma ordem de grandeza, sendo $m_c = 1,5$ GeV e $m_b = 4,5$ GeV. Entretanto, para o quark top temos que o resultado para a seção de choque é menor que os resultados apresentados anteriormente, pois sua massa é superior às massas dos quarks charm e bottom, sendo aproximadamente $m_t = 174$ GeV.

Também foram obtidos resultados para a produção de quarks pesados via evaporação de buraco negro. Entretanto, os resultados devem considerar parâmetros como a massa do buraco negro, massa de Planck e o número de dimensões extras. Em nosso estudo consideramos diferentes valores para massa do buraco negro $M_{BH} = 3000$ GeV e 7000 GeV,

massa de Planck $M_D = 1000$ GeV e 5000 GeV, para os casos de $n = 2$ ou $n = 6$ dimensões extras grandes. Na Tabela 4 apresentamos os resultados para a produção de quark pesados no LHC via seção de choque de quarks pesados produzidos pela evaporação de um buraco negro σ_{HQ} e produção de quarks pesados via QCD perturbativa σ_{pQCD} . É relevante destacar que os resultados foram obtidos por meio da utilização da parametrização CT14. Portanto, temos na tabela resultados referentes aos quarks charm, bottom e top. Para o caso do quark charm, a previsão do Modelo Padrão para a seção de choque via pQCD é cerca de $47,26 \times 10^8$ pb. Por outro lado, para a seção de choque via evaporação de buraco negro resultando em quarks charm, temos resultados previstos mediante os parâmetros usados. Por exemplo, considerando a massa do buraco negro $M_{BH} = 3000$ GeV, massa de Planck $M_D = 1000$ GeV e 6 dimensões extras, temos que $\sigma_{HQ} = 1613,44$ pb. Agora, considerando o quark bottom, temos que a seção de choque via pQCD é $3,04 \times 10^8$ pb, mesma ordem de grandeza da seção de choque σ_{pQCD} para o quark charm. Além disto, temos a seção de choque via evaporação de buraco negro resultando em quark bottom. A partir da Tabela 4, temos que para $M_{BH} = 3000$ GeV, $M_D = 1000$ GeV e $n=6$, a seção de choque é $\sigma_{HQ} = 1613,43$ pb. Para o quark top, temos que o Modelo Padrão prediz que a seção de choque para sua produção no LHC é da ordem de $263,7$ pb. Para o caso da produção de quarks top via evaporação de um buraco negro de massa 3000 GeV, massa de Planck 1000 GeV e $n = 2$ dimensões extras tem-se que σ_{HQ} é da mesma ordem de grandeza obtida para a seção de choque σ_{pQCD} via processo QCD perturbativa no caso em que $n = 2$, e maior do que esta para $n = 6$. Já para $M_{BH} = 7000$ GeV, a predição via evaporação torna-se bem menor que o valor predito pela QCD.

Na Tabela 5 são apresentados os resultados referentes ao FCC, utilizando os mesmos parâmetros que foram adotados para os resultados do LHC. Note que, os resultados via pQCD para todos os quarks pesados tem um aumento na ordem de grandeza da seção de choque via pQCD para o FCC em relação ao LHC. Isto se deve ao aumento na energia do centro de massa da colisão, sendo 14 TeV para o LHC e 100 TeV para o FCC. Para o caso do quark charm, considerando os parâmetros $M_{BH} = 3000$ GeV, $M_D = 1000$ GeV e $n = 2$, temos que a seção de choque via evaporação de buraco negro σ_{HQ} é aproximadamente da ordem de 10^4 pb. Entretanto, via interação forte temos que a seção de choque σ_{pQCD} é da ordem de 10^{10} pb. Para os mesmos parâmetros, temos resultados semelhantes o quark bottom, sendo σ_{HQ} da ordem de 10^4 e $\sigma_{pQCD} \approx 10^9$ pb. Considerando o quark top, temos que ao comparar as seções de choque via pQCD e via evaporação de buraco negro, temos que os resultados são da mesma ordem de grandeza, aproximadamente 10^4 pb. Portanto, assim como para o LHC, os resultados para o FCC são favoráveis para o quark top ser um bom observável para a investigação de evaporação de buracos negros em colisores.

Quark	$M_{BH}(\text{GeV})$	$M_P(\text{GeV})$	\mathbf{n}	$\sigma_{HQ}(\text{pb})$	$\sigma_{pQCD}(\text{pb})$
Charm	3000	1000	2	273,91	$47,26 \times 10^8$
	3000	1000	6	1613,44	
	7000	5000	2	0,19	
	7000	5000	6	0,52	
Bottom	3000	1000	2	273,89	$3,04 \times 10^8$
	3000	1000	6	1613,43	
	7000	5000	2	0,19	
	7000	5000	6	0,52	
Top	3000	1000	2	242,87	263,7
	3000	1000	6	1585,22	
	7000	5000	2	0,18	
	7000	5000	6	0,52	

Tabela 4 – Resultados para a seção de choque no LHC, considerando os quark charm, bottom e top, via evaporação de buraco negro e via pQCD.

Quark	$M_{BH}(\text{GeV})$	$M_P(\text{GeV})$	\mathbf{n}	$\sigma_{HQ}(\text{pb})$	$\sigma_{pQCD}(\text{pb})$
Charm	3000	1000	2	43259,68	$1,8 \times 10^{10}$
	3000	1000	6	254816,52	
	7000	5000	2	876,53	
	7000	5000	6	2444,89	
Bottom	3000	1000	2	43256,34	$0,21 \times 10^{10}$
	3000	1000	6	254813,80	
	7000	5000	2	876,53	
	7000	5000	6	2444,89	
Top	3000	1000	2	38357,09	$0,12 \times 10^5$
	3000	1000	6	250359,22	
	7000	5000	2	873,58	
	7000	5000	6	2442,78	

Tabela 5 – Resultados para a seção de choque no LHC, considerando os quark charm, bottom e top, via evaporação de buraco negro e via pQCD.

2.4 Conclusão

Neste capítulo foi discutido a produção de quarks pesados via interação forte no regime da QCD perturbativa. Posteriormente foi abordado que a evaporação de um buraco negro poderá emitir quarks pesados. Portanto, foram apresentadas grandezas físicas como taxa de emissão por unidade de tempo para um quark pesado, resultando no número de quarks pesados emitidos e posteriormente na seção de choque da produção de quarks pesados através da evaporação de um buraco negro. Por fim, foram apresentados resultados considerando os três quarks pesados incluídos no Modelo Padrão: charm, bottom e top. Deste modo, foi apresentado na Figura 20 um gráfico para a seção de choque via QCD perturbativa em relação à energia do centro de massa para colisões no LHC, sendo as curvas a seção de choque $\sigma(s^{1/2})$ referente aos quarks pesados. Também foram apresentadas

as Tabelas 4 e 5 com resultados para as seções de choque via pQCD e via evaporação de buraco negro para os quarks pesados no LHC e FCC, sendo comparados os resultados obtidos para ambos os colisores. Ao comparar os resultados, concluimos que o quark top é o observável em que as previsões via evaporação de buracos negros torna-se comparável com os valores preditos pela teoria das interações fortes, para um dado conjunto de parâmetros associados ao número de dimensões extras, escala de Planck e massa do buraco negro. Portanto, o quark top seria um observável competitivo para investigar a evaporação de buracos negros em colisores.

No próximo capítulo serão abordados métodos Monte Carlo usados em Física de Partículas a fim de obter simulações realísticas que possam auxiliar na compreensão do estudo comparativo das colisões próton-próton via interação forte e via evaporação de buracos negros resultando em quarks top.

Capítulo 3

Simulação Monte Carlo da Produção de Quarks Top

A simulação de Monte Carlo trata-se de uma técnica de simulação estatística. Isto é, números aleatórios são usados a fim de resolver problemas numéricos. Deste modo, um problema é modelado a partir da simulação de Monte Carlo através da geração de amostras aleatórias provenientes de uma distribuição de probabilidade que descreve o problema. As amostras são úteis para compreender o comportamento do sistema ou estimar quantidades de interesse. Neste trabalho, estamos interessados em simular a produção de quarks top. Portanto, é necessário compreender o sistema via Cromodinâmica Quântica e via evaporação de buracos negros. Assim, iremos utilizar os Monte Carlo PYTHIA e BLACKMAX, respectivamente, a fim de obter previsões realísticas sobre a produção de quarks top e comparar os resultados.

3.1 PYTHIA

O PYTHIA é um programa de geração de eventos de colisões entre partículas em altas energias. Um gerador de eventos é um algoritmo numérico que a partir da simulação de um evento produz resultados aleatórios para o sistema. Portanto, a partir de uma colisão entre partículas são gerados um conjunto de possíveis resultados finais para a interação (34). Nestas interações os efeitos da força forte são significativos, em especial na colisão entre prótons. Deste modo, são considerados vários aspectos físicos como distribuições partônicas, interações de múltiplos pártons, chuviros de pártons em estágios iniciais e finais, fragmentação e decaimento. Como há uma série de possibilidades de eventos para simular através do PYTHIA, podemos compreender interações entre partículas previstas pelo Modelo Padrão e além do Modelo Padrão (34). Iremos utilizar a versão 8.3 do PYTHIA. Entretanto, é importante ressaltar que o PYTHIA é um programa que está em constante desenvolvimento, a fim de atender às necessidades da comunidade

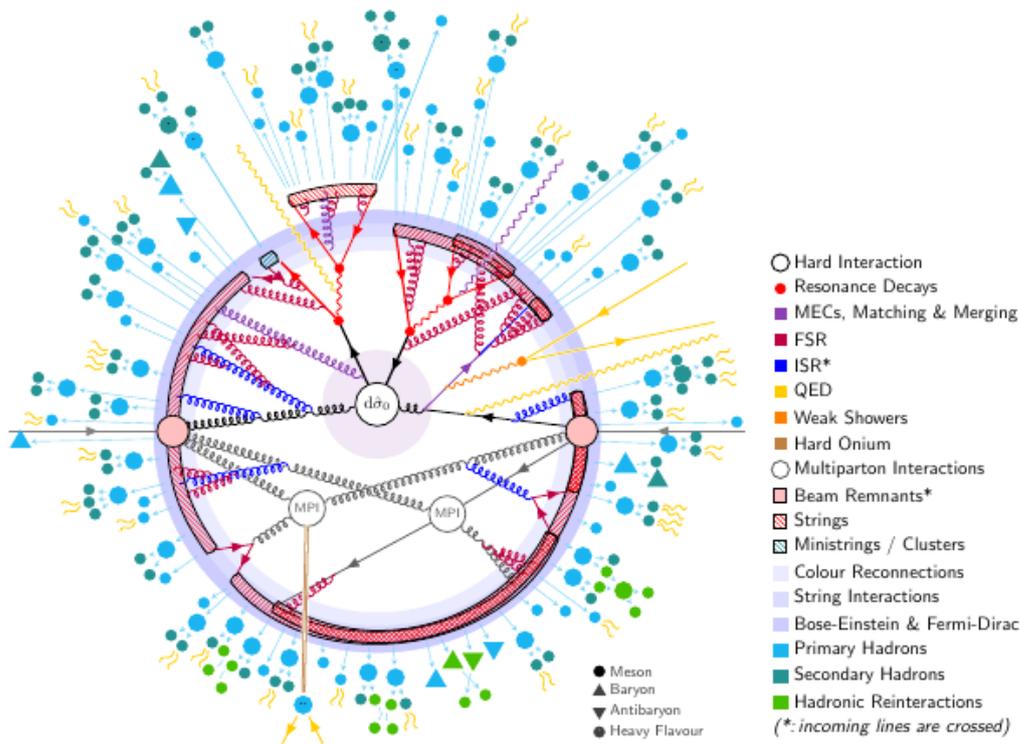


Figura 21 – Diagrama de um evento $pp \rightarrow t\bar{t}$ simulado pelo PYTHIA. (34)

científica.

Na Figura 21, temos a representação de uma colisão próton-próton resultando em um par de quarks top e antiquark top ($pp \rightarrow t\bar{t}$), onde o processo é iniciado próximo ao centro (chamamos esta parte do processo de "interação dura", denominado como $d\hat{\sigma}_0$) e evolui com partículas estáveis no estado final e as partículas do feixe de entrada na periferia (34). Uma variedade de processos está envolvida em uma colisão, a Figura 21 é ordenada pelo tempo, portanto, os componentes de uma colisão de alta energia são (34):

1. Espalhamento de dois pártons que são provenientes de dois hádrons que colidiram inicialmente, dando origem a produção de partículas de saída. É importante ressaltar que a simulação depende de parâmetros iniciais obtidos a partir de dados experimentais, como as funções de distribuições. No PYTHIA, os pártons são originados a partir das distribuições partônicas para os hádrons de entrada, e a cinemática das partículas de saída é calculada a partir de uma matriz cujos elementos são obtidos via teoria de perturbação.
2. Durante a interação dura podem ser produzidas ressonâncias de curta duração (representadas pela cor vermelha na ilustração), como bósons Z e W^\pm ou quarks top. Estas ressonâncias irão decair em partículas que estão associadas ao processo da interação dura.

3. Correções radiativas de ordem fixa são feitas através (ou a partir de combinações) de correções nos elementos de matriz, técnicas de combinação e/ou estratégias de mesclagem¹. Os componentes em roxo na Figura 21 próximo à região de interação dura $d\hat{\sigma}_0$ correspondem ao intervalo de escalas abrangido por uma estratégia de mesclagem de elementos de matriz (genérica), ativa acima de uma escala de valor mínimo de momento transversal p_{\perp}^{min} .
4. Radiação de estado inicial (ISR) de partículas como pártons, glúons e entre outras. Estas são provenientes do espalhamento inicial, associados a emissão de glúons suaves e colineares. Este processo, juntamente com seu equivalente no estado final, é conhecido como chuva de partículas.
5. Radiação de estado final (FRS) de partículas de origem do espalhamento inicial e de decaimento de ressonâncias.
6. Outro processo chamado de interações múltiplas entre pártons (denominado na figura como MPI) torna-se dominante em relação à radiação de estado inicial (ISR) e a radiação de estado final (FRS).
7. Após acontecer as interações múltiplas entre pártons e possivelmente antes dos decaimentos de ressonância, temos a formação de cordas², estas podem interagir entre si.
8. A partir da interação forte temos o confinamento dos pártons em singletos de cor, que são subsistemas conhecidos como cordas ou, em casos de massa pequenas, clusters.
9. Partículas idênticas próximas no espaço de fase podem apresentar aumento da estatística de Bose-Einstein (para partículas com spin inteiro) ou redução da estatística Fermi-Dirac (para partículas com spin semi-inteiro). Isto é, para partículas de spin inteiro, há um aumento na probabilidade de encontrar múltiplas partículas em um mesmo estado quântico. Por outro lado, para partículas de spin semi-inteiro, há uma diminuição na probabilidade de partículas idênticas com spin semi-inteiro ocuparem o mesmo estado quântico.
10. Hádrons provenientes do processo de fragmentação decaem em outras partículas instáveis até que permaneçam somente partículas estáveis.
11. Nas regiões do espaço de fase com grande densidade de partículas, estas podem gerar recombinação entre si, reaniquilação e reagrupamentos.

É relevante destacar que foram feitas simplificações na Figura 21 a fim de manter a representação do evento compreensível visualmente. Portanto, as ramificações de chuvas

¹ Para mais detalhes, consultar seção 5 da referência (34)

² Para mais informações, consulte a seção 7.2 da referência (34)

de partículas e os hádrons no estado final são menos numerosos na ilustração que nos eventos realizados no PYTHIA. Também foram desprezados decaimentos fracos de hádrons de sabores leves. Assim como os efeitos de recuo de partículas não foram considerados com precisão. Os momentos de entrada são representados como cruzados ($p \rightarrow -p$), isto se deve ao fato de os remanescentes do feixe e as linhas de entrada pré e pós-ramificação para ramificações de radiação de estado inicial (ISR) devem ser interpretados com momento "invertido", a fim de ser direcionado para fora, na direção da periferia da imagem. Assim, os remanescentes do feixe e as emissões ISR de saída não se cruzam na parte central do diagrama (34).

O PYTHIA pode ser usado para uma ampla variedade de problemas fenomenológicos em física de partículas, assim como em questões nas áreas de física nuclear, astrofísica de partículas e neutrinos. Portanto, há uma série de fenômenos físicos que podemos implementar no programa como colisões lépton-lépton, lépton-hádron, hádron-hádron, sendo possível configurar as propriedades dos feixes (energia e ângulos) para simular um ou vários processos previstos pelo Modelo Padrão. É possível também simular decaimentos entre partículas, sendo estas produzidas por outro programa. Um exemplo é a simulação de decaimento de uma única partícula com momento definido pelo usuário. Podem ser implementados decaimentos de ressonância, incluindo os efeitos de chuveiros de pártons e hadronização. Assim como a hadronização de configurações partônicas (singletos de cor) provenientes de decaimentos de partículas exóticas. Também podem ser simuladas colisões ion-ion para geometria de ions descrita pelo potencial de Woods-Saxon com $\sqrt{s_{NN}} > 10$ GeV (34). O PYTHIA também simula eventos além do Modelo Padrão, como decaimentos de partículas não previstos pelo Modelo Padrão, incluindo decaimentos sucessivos de partículas. Em astrofísica de partículas, podemos implementar o programa para o caso de aniquilação de matéria escura gerando partículas previstas pelo Modelo Padrão no final do processo.

Com base na ampla variedade de fenômenos físicos que podem serem incorporados ao programa, podemos estruturar o PYTHIA em três partes principais: nível de processo, nível de pártons e nível de hádrons (34).

- **Nível de processo:** inclui os processos de espalhamento duro, assim como a produção de ressonâncias de curta duração. O processo de espalhamento rígido é tratado de forma perturbativa.
- **Nível de pártons:** abrange as radiações de estado inicial (ISR) e final (FRS). Também é o nível no qual estão incluídas as interações envolvendo múltiplos pártons, sendo possível o tratamento de remanescentes de feixe e reconexão de cor. Por fim, com a evolução das interações entre pártons temos uma distribuição partônica realista, incluindo jatos e outras partículas produzidas mediante a interação.

- **Nível de hádrons:** neste nível ocorre o confinamento dos pártons via QCD em sistemas de singleto de cor. É importante ressaltar que, no PYTHIA 8.3, a hadronização é um processo descrito por fragmentos de cordas que se tornam hádrons. Além disso, outros processos estão incluídos, como o decaimento de hádrons instáveis e o espalhamento de hádrons. Note que, a maioria dos modelos de hadronização são não perturbativos, portanto, é necessário haver um ajuste de parâmetros nestes modelos. O resultado de saída deste nível é um evento realístico que pode ser comparado aos dados experimentais dos detectores atuais.

Estamos interessados em simular através do PYTHIA o evento $pp \rightarrow t\bar{t}$, portanto, nosso interesse ao implementar o programa está em simular o processo de hadronização a fim de obter um par quark top e antiquark top como resultado da interação via QCD perturbativa. A geração de eventos é útil para obter resultados preliminares aproximados em relação aos resultados de experimentos. Também serve para investigar novos fenômenos envolvendo colisões entre partículas, sendo uma ferramenta importante para auxiliar na interpretação de dados experimentais dos colisores atuais. Assim, utilizando os resultados obtidos pelo PYTHIA, poderemos compará-los com os dados experimentais disponibilizados pelas colaborações.

3.2 BLACKMAX

O BLACKMAX é um gerador de eventos que simula a produção e evolução de buracos negros no regime microscópico e na escala de Planck³, a partir de colisões próton-próton, próton-antipróton e elétron-pósitron em colisores considerando o contexto de modelos de branas⁴ com gravidade quântica de baixa escala (35, 36).

O programa tem a capacidade de gerar buracos negros semiclássicos ou quânticos, permitindo considerar diferentes modelos de dimensões extras e possíveis cenários de evolução dos buracos negros. Além disso, é possível simular emissão de grávitons. Para a simulação de um evento, é necessário fornecer um conjunto de parâmetros especificados pelo usuário, como massa do buraco negro, número de dimensões extras e energia do centro de massa da colisão entre partículas (36). O usuário também tem a opção de modificar parâmetros no programa para determinar se há conservação de sabor, número bariônico e número leptônico no evento a ser simulado. Todavia, caso a interação em estudo não conserve essas grandezas físicas, os eventos simulados no BLACKMAX não podem ser hadronizados no PYTHIA ou HERWIG⁵.

³ Vale ressaltar que, o usuário pode escolher entre diferentes convenções de escala.

⁴ Teorias que consideram a existência de dimensões extras, sendo uma brana o espaço-tempo em 3+1 dimensões.

⁵ HERWIG é um gerador de eventos multiuso, sendo possível simular chuva de pártons, física Além do Modelo Padrão, hadronização por agrupamento, etc (36). Para mais detalhes veja Referência (37)

A partir da simulação realizada pelo BLACKMAX, temos resultados sobre a formação e decaimento do buraco negro. Deste modo, o programa é capaz de simular diversos casos de buracos negros com características distintas. Quando as propriedades do buraco negro permanecem constantes (regime estacionário), como massa, carga (elétrica e de sabor), spin e rotação, é emitida radiação Hawking semi-clássica. Portanto, é emitido um espectro de emissão expresso em fatores de corpo cinza para buracos negros considerando um espaço-tempo tridimensional (35). Desta forma, o BLACKMAX inclui todos os fatores de corpo cinza conhecidos, incluindo efeitos de rotação do buraco negro, divisão entre os férmions, tensão não nula da brana e recuo do buraco negro devido à radiação de Hawking (embora nem todos simultaneamente). A seguir, temos os possíveis cenários de buracos negros que podem ser simulados no BLACKMAX. Assim como, a Tabela 6 apresenta as fontes do espectro de emissão de partículas para cada tipo de configuração de buracos negros (35).

- **Buraco negro sem rotação em uma brana sem tensão:** considerando um buraco negro sem rotação temos que os fatores de corpo cinza⁶ são o spin 0, $\frac{1}{2}$ e 1 para campos na brana e spin 2 para campos no volume (35, 36).
- **Buraco negro com rotação em uma brana sem tensão:** para buracos negros com rotação são considerados os fatores de corpo cinza de spin 0, $\frac{1}{2}$ e 1 para campos na brana. É importante ressaltar que, para buracos negros com rotação, o espectro de emissão para campos de spin 2 no volume ainda não é conhecida (35, 36).
- **Buracos negros sem rotação em uma brana sem tensão com divisão de brana de férmions:** nesta situação os campos de gauge podem se propagar na brana e no volume. Assim, os fatores de corpo cinza para spin 0 e 1 propagam-se através do volume, porém, somente para o caso de buracos negros sem rotação para modelos de férmions divididos (35, 36).
- **Buracos negros sem rotação em uma brana com tensão não nula:** os fatores de corpo cinza no volume, para uma brana com tensão não nula, sofrem influência dessa tensão devido à modificação na geometria do volume (ângulo de déficit). No BLACKMAX estes fatores são calculados para campos de spin 0, 1 e 2 propagando-se pelo volume, considerando apenas um buraco negro sem rotação em uma brana com tensão não nula e $d = 5$ (35, 36).
- **Estados finais de duas partículas:** neste caso é utilizado os fatores de corpo cinza de um buraco negro sem rotação para calcular a seção de choque de duas partículas finais (35, 36).

⁶ Os fatores de corpo cinza de um buraco negro são referentes à eficiência com que um buraco negro emite radiação térmica.

Tipo de partícula	Tipo de buraco negro	Modelo de brana
Partículas do Modelo Padrão	sem rotação	não dividido; sem tensão
Grávitons	sem rotação	dividido/não dividido; sem tensão
Partículas do Modelo Padrão	sem rotação	dividido/não dividido; com tensão
Grávitons	sem rotação	dividido/não dividido; com tensão
Bósons escalares e de gauge	sem rotação	dividido; sem tensão
Férmions	com rotação	não dividido; sem tensão
Bósons de Gauge	com rotação	não dividido; sem tensão
Campos escalares	com rotação	não dividido; sem tensão

Tabela 6 – Fontes do espectro de emissão de partículas. (35)

É relevante mencionar que esse trabalho irá considerar o caso de um buraco negro sem rotação e sem tensão na brana, originado de uma colisão próton-próton. Portanto, iremos obter a partir do BLACKMAX resultados para a evaporação de um buraco negro com as características citadas acima, resultando em quarks top.

3.3 Conclusão

Como foi abordado ao longo deste trabalho, o buraco negro deve evaporar e resultar na produção de quarks top. Neste capítulo apresentamos uma breve revisão dos geradores de eventos PYTHIA-8 e BLACKMAX que serão utilizados para estimar este processo, assim como a produção do top via interação forte, os quais nos permitem obter previsões mais realísticas para a seção de choque total e distribuições diferenciais. No próximo capítulo serão apresentados os resultados associados.

Capítulo 4

Resultados

No capítulo anterior foi abordado os métodos computacionais que iremos utilizar a fim de obter resultados para a interação próton-próton, resultando em um par de quark top e antiquark top ($pp \rightarrow t\bar{t}$) via força forte e via evaporação de buraco negro. A seguir, iremos apresentar resultados para a seção de choque diferencial em função do momento transversal do quark top p_T e para a seção de choque diferencial em função da pseudo-rapidez η . Além disto, serão considerados parâmetros como a massa do buraco negro e número de dimensões extras para o caso via evaporação. Os resultados são referentes à energia do centro de massa do LHC ($s^{1/2} = 14$ TeV) e do FCC ($s^{1/2} = 100$ TeV).

4.1 Predições para o Grande Colisor de Hádrons (LHC)

Nesta seção serão apresentados os resultados referentes ao LHC. Na Tabela 7 apresentamos nossas predições associadas a produção de quarks top via QCD perturbativa, considerando diferentes ordens de aproximação para a seção de choque perturbativa, estimadas usando o programa MadGraph 5 em conjunção com o PYTHIA, e para a seção de choque via evaporação de buraco negro, considerando diferentes configurações de parâmetros para a massa do buraco negro (5000 ou 9000 GeV) e o número de dimensões extras (4 ou 6). Para cada modelo, temos o resultado da seção de choque para a interação $pp \rightarrow t\bar{t}$. Note que, há um impacto no resultado da seção de choque via pQCD devido à ordem de precisão. Por exemplo, para o caso pQCD LO (leading order) a seção de choque é 596,0 pb. Entretanto, quando o resultado via pQCD é calculado com precisão NLO (next to leading order), temos que a predição para a seção de choque é 803,0 pb e em NNLO (next to next to leading order), temos que a seção de choque torna-se 904,0 pb. É importante salientar que o resultado calculado em ordem dominante difere do resultado apresentado no capítulo 2, pois o PYTHIA introduz algumas correções além da ordem dominante, não consideradas no cálculo realizado naquele capítulo. Para o caso que é considerado evaporação de buraco negro, temos que o primeiro resultado para a seção de

Modelo	Massa mínima (GeV)	Dimensões extras	Seção de choque (pb)
pQCD (MG5@LO+PYTHIA)	-	-	596,0
pQCD (MG5@NLO+PYTHIA)	-	-	803,0
pQCD (*MG5@NNLO+PYTHIA)	-	-	904,0
Evaporação de BN (BLACKMAX)	5000	4	54,4
Evaporação de BN (BLACKMAX)	9000	4	0,064
Evaporação de BN (BLACKMAX)	5000	6	101,3
Evaporação de BN (BLACKMAX)	9000	6	0,11

Tabela 7 – Predições para as seções de choque de produção de quarks top via pQCD e pela evaporação de um buraco negro (BN) em colisões próton - próton no LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV).

choque, considerando a massa do buraco negro de 5000 GeV e 4 dimensões extras, é cerca de 54,4 pb. Além disto, quando o valor da massa é alterado para 9000 GeV, mas o número de dimensões permanece o mesmo, temos que a seção de choque diminui para 0,064 pb. Para o caso que a massa do buraco negro é 5000 GeV, mas o número de dimensões extras é 6, temos que a seção de choque é aproximadamente 101,3 pb. Entretanto, alterando a massa para 9000 GeV e permanecendo $n=6$, temos que a seção de choque diminui para 0,11 pb. Note que, os resultados para a seção de choque via evaporação assumem valores inferiores aos valores obtidos via pQCD. Além disto, a partir dos resultados via evaporação de buraco negro, é possível concluir que a seção de choque decresce quando há um aumento na massa do buraco negro e que não há uma grande diferença entre os resultados via evaporação quando é alterado o número de dimensões.

Na Figura 22 são apresentados os resultados para a seção de choque diferencial em função da pseudo-rapidez do quark top. As curvas em preto e azul são referentes aos resultados da interação $pp \rightarrow t\bar{t}$ via pQCD LO e NLO, respectivamente. A curva vermelha é referente ao resultado via evaporação de buraco negro considerando parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e $n = 4$ dimensões extras. Já a curva rosa considera a massa do buraco negro de 5000 GeV e $n = 6$. Também são apresentados resultados para evaporação de buraco negro considerando a massa de 9000 GeV, sendo a curva verde para $n = 4$ e a curva cinza para 6 dimensões extras. A partir desse gráfico temos que os resultados via pQCD são superiores aos resultados via evaporação em todo o intervalo de pseudo-rapidez, sendo o valor máximo para as predições via evaporação de buraco negro em $\eta(top) = 0$. Além disso, a partir dos resultados obtidos via evaporação, referente as curvas vermelha e verde/rosa e cinza, pode-se extrair que as predições para buraco negro decresce quando há aumento da massa. Entretanto, quando a massa não é alterada e o número de dimensões extras aumenta, temos que as predições para buraco negro aumentam (curvas vermelha e rosa/verde e cinza).

Os resultados para a seção de choque diferencial em função do momento transversal

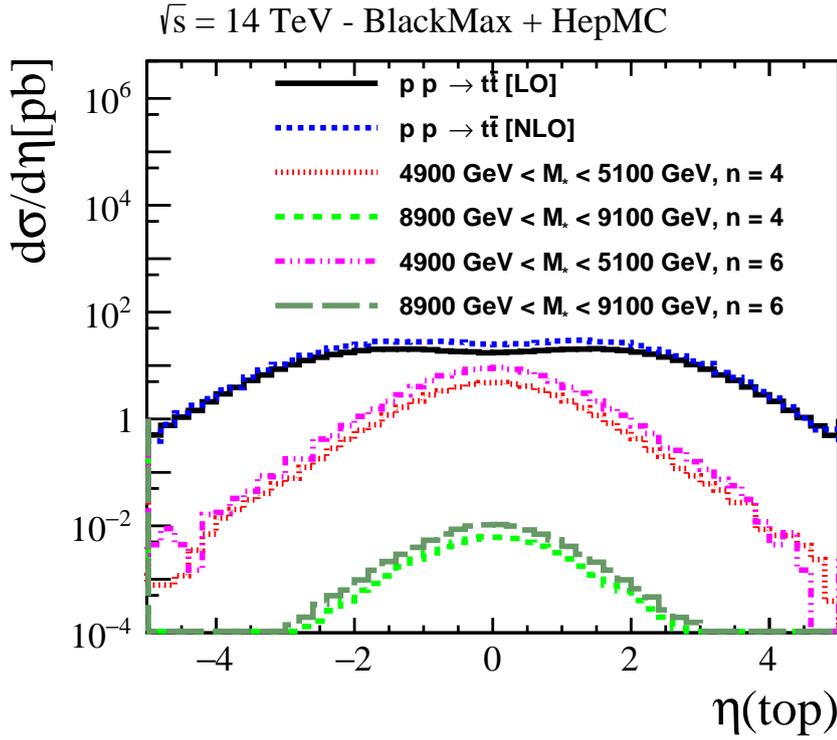


Figura 22 – Predições para a seção de choque diferencial em função da pseudo-rapidez do quark top $\eta(\text{top})$, calculada considerando a produção de quarks top via pQCD em diferentes ordens de perturbação e via a evaporação de buraco negro para os parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e 9000 GeV no LHC, considerando 4 ou 6 dimensões extras.

do quark top são apresentados na Figura 23. Assim como na Figura 22, as curvas em preto e azul são os resultados pQCD LO e NLO da interação $pp \rightarrow t\bar{t}$. As curvas vermelha e rosa para resultados via evaporação com massa de 5000 GeV e $n=4$ e $n=6$, respectivamente. E as curvas verde e cinza para massa do buraco negro de 9000 GeV com $n = 4$ e $n = 6$, como indicado na legenda do gráfico. Ao observar os resultados para $M = 5000 \text{ GeV}$, temos que para momento transversal do quark top $p_T(\text{top})$ menor que 400 GeV, as curvas pQCD são dominantes e as predições para evaporação de buraco negro decrescem. Entretanto, para momento transversal maior que 400 GeV as predições para evaporação de buraco negro são dominantes, independente do número de dimensões, em relação aos resultados via pQCD. Por outro lado, as predições para $M = 9000 \text{ GeV}$ são sempre inferiores aos resultados derivados usando pQCD em todo intervalo de momentum transversal considerado. Este resultado demonstra que o LHC somente pode provar buracos negros de pequena massa para as configurações de dimensões extras consideradas.

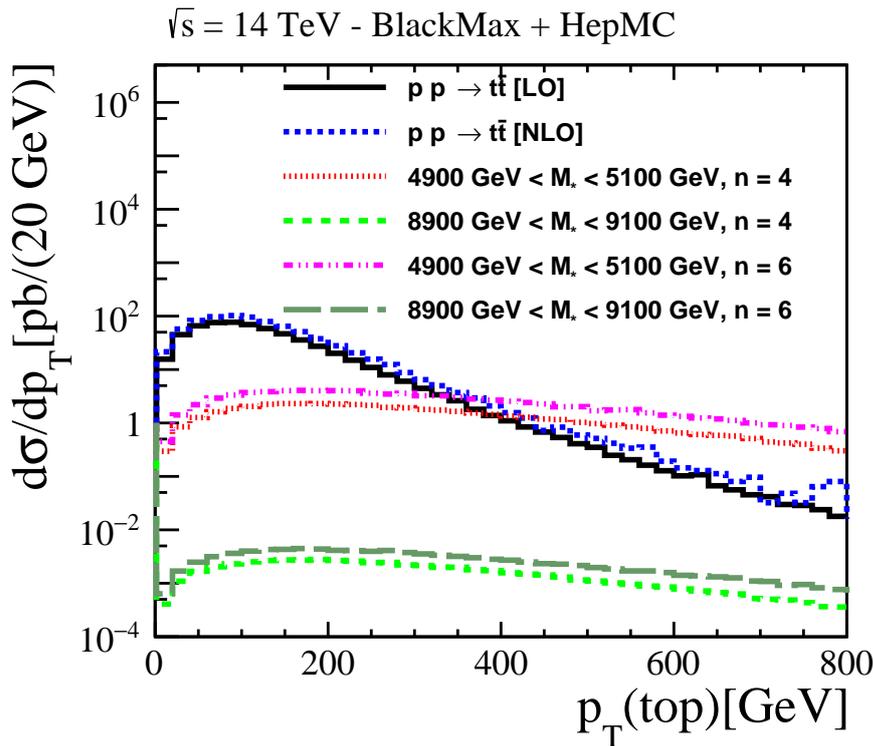


Figura 23 – Predições para a seção de choque diferencial em função do momentum transverso do quark top $p_T(\text{top})$, calculada considerando a produção de quarks top via pQCD em diferentes ordens de perturbação e via a evaporação de buraco negro para os parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e 9000 GeV no LHC, considerando 4 ou 6 dimensões extras.

4.2 Predições para o Colisor Circular do Futuro (FCC)

As predições para o evento $pp \rightarrow t\bar{t}$ via pQCD e via evaporação de buraco negro para o Colisor Circular do Futuro (FCC) são apresentadas na Tabela 8. Os resultados do FCC são superiores aos resultados apresentados para o LHC na Tabela 7, independente se é considerado o processo via pQCD ou via evaporação. Note que, para os resultados da seção de choque via pQCD no FCC os valores vão aumentando conforme é aumentada a precisão de LO para NLO e NLO para NNLO. O primeiro resultado para a seção de choque via evaporação de buraco negro com massa 5000 GeV e $n = 4$ é de 38712 pb. Deste modo, este resultado é superior aos resultados via pQCD. Entretanto, com o aumento da massa do buraco negro para 9000 GeV e mantendo o número de dimensões extras, temos que a seção de choque é 6445 pb, inferior aos resultados via pQCD. Assim, com o aumento da massa do buraco negro, mantendo o número de dimensões extras, temos a diminuição da seção de choque. Porém, quando é mantida a massa do buraco negro em 5000 GeV e aumentamos o número de dimensões extras de 4 para 6, os resultados para a seção de choque vão de 38712 pb para 72239 pb. Portanto, com o aumento do número de dimensões extras, a seção de choque via evaporação irá aumentar e os resultados serão superiores aos

Modelo	Massa mínima (GeV)	Dimensões extras	Seção de choque (pb)
pQCD (MG5@LO+PYTHIA)	-	-	24670
pQCD (MG5@NLO+PYTHIA)	-	-	28530
pQCD (*MG5@NNLO+PYTHIA)	-	-	32238
Evaporação de BN (BLACKMAX)	5000	4	38712
Evaporação de BN (BLACKMAX)	9000	4	6445
Evaporação de BN (BLACKMAX)	5000	6	72239
Evaporação de BN (BLACKMAX)	9000	6	11138

Tabela 8 – Predições para as seções de choque de produção de quarks top via pQCD e pela evaporação de um buraco negro (BN) em colisões próton - próton no FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV)

resultados via pQCD obtidos para o FCC.

Os resultados da seção de choque diferencial em função da pseudo-rapidez para o FCC são apresentados na Figura 24. É importante ressaltar que a única diferença com relação à Figura 22 é a energia do centro de massa considerada. Entretanto, é evidente que o aumento da energia do centro de massa das colisões do LHC para o FCC muda o comportamento dos resultados via pQCD e via evaporação. Na Figura 24, temos que os resultados via evaporação de buraco negro tornam-se dominantes, em relação aos resultados pQCD (curvas azul e preta), em pseudo-rapidez central para o caso da massa de 5000 GeV (curvas vermelha e rosa). Para massa de 9000 GeV, os resultados via evaporação (curvas verde e cinza) são da mesma ordem dos resultados via pQCD.

As predições para a seção de choque diferencial em função do momento transversal para o FCC são apresentadas na Figura 25. Note que, para a energia de colisão do FCC, os eventos da interação $pp \rightarrow t\bar{t}$ via evaporação de buraco negro, para uma massa de 5000 GeV, são dominantes em relação aos resultados via pQCD a partir de $p_T(top) > 200$ GeV. Além disto, ao considerar a massa de 9000 GeV, temos que os resultados via evaporação são dominantes aos resultados pQCD a partir de $p_T(top) > 400$ GeV. Este comportamento é diferente em relação ao apresentado nos resultados referentes ao LHC (Figura 23), onde as predições via evaporação seriam superiores aos resultados via pQCD quando $p_T(top) > 400$ GeV, considerando a massa do buraco negro de 5000 GeV. E para uma massa de 9000 GeV, os resultados via evaporação não superavam os resultados via pQCD. Tais resultados demonstram que o FCC nos permitirá analisar em mais detalhes a possibilidade da produção de quarks top via evaporação de buracos negros.

4.3 Conclusão

Neste capítulo apresentamos os principais resultados obtidos nesta dissertação. Foram analisados diferentes modelos com diferentes configurações para a obtenção de

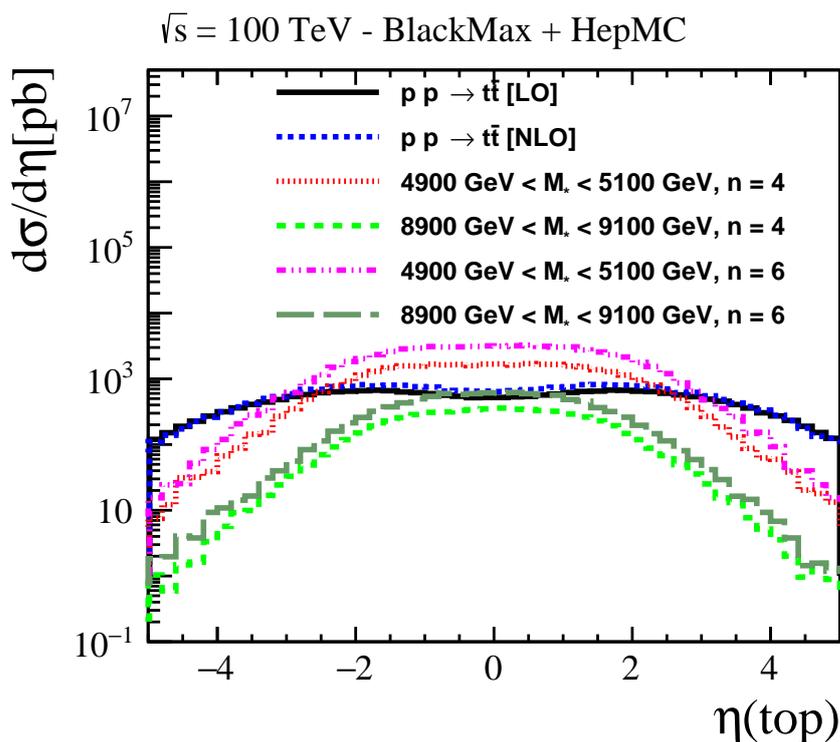


Figura 24 – Predições para a seção de choque diferencial em função da pseudo-rapidez do quark top $\eta(\text{top})$, calculada considerando a produção de quarks top via pQCD em diferentes ordens de perturbação e via a evaporação de buraco negro para os parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e 9000 GeV no FCC, considerando 4 ou 6 dimensões extras.

resultados da seção de choque para a interação próton-próton produzindo um par quark-antiquark top, sendo este processo estudado via pQCD e via evaporação de buraco negro com diferentes massas e números de dimensões extras. Esta análise é apresentada para colisões com energias do centro de massa do LHC e FCC, respectivamente (Tabelas 7 e 8). A partir destes resultados foi possível concluir que os eventos de evaporação de buraco negro são competitivos com os resultados via pQCD no contexto do FCC, sendo um indicativo favorável para o estudo da produção de quarks top via evaporação de buraco negro. Além disto, foram apresentados resultados para seção de choque diferencial em função da pseudo-rapidez (Figuras 22 e 24), apresentando um comportamento distinto das distribuições para o LHC e FCC, onde no LHC as distribuições pQCD são dominantes aos resultados via evaporação de buraco negro. Entretanto, como foi abordado no capítulo, os resultados via evaporação de buraco negro são dominantes (para massa de 5000 GeV) em relação à pQCD e semelhantes (para massa de 9000 GeV) com os resultados pQCD no FCC. Também foram analisados os resultados para seção de choque diferencial em função do momento transversal do quark top, como foi apresentado nas Figuras 23 e 25. Em nossos resultados para o LHC, considerando a massa do buraco negro de 5000 GeV, a partir de $p_T(\text{top}) > 400 \text{ GeV}$, temos que os resultados via evaporação são dominantes em relação

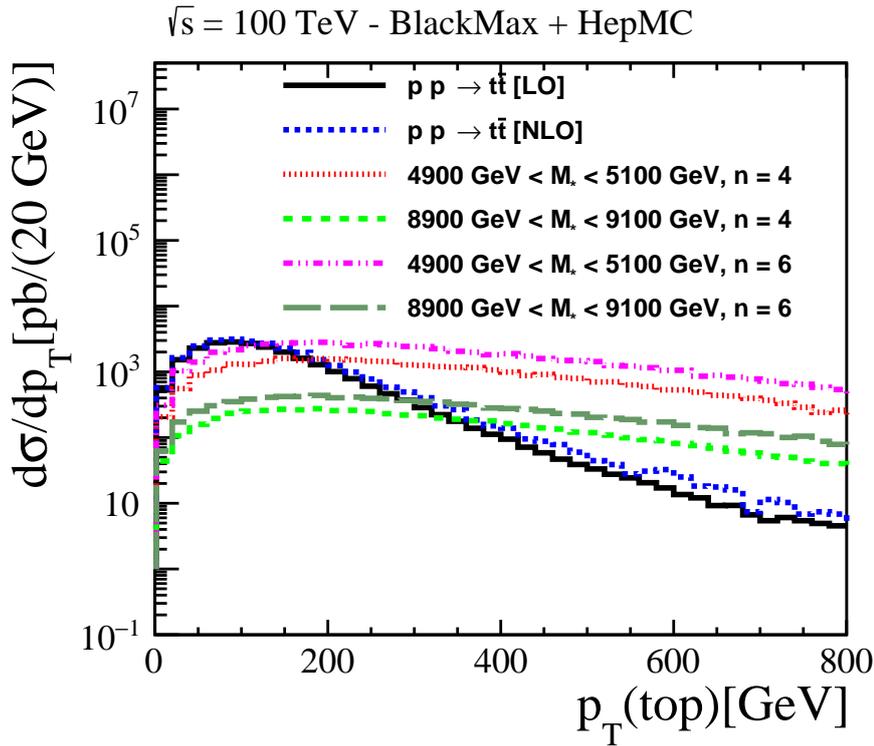


Figura 25 – Predições para a seção de choque diferencial em função do momentum transversal do quark top $p_T(\text{top})$, calculada considerando a produção de quarks top via pQCD em diferentes ordens de perturbação e via a evaporação de buraco negro para os parâmetros de massa do buraco negro de 5000 GeV e 9000 GeV no FCC, considerando 4 ou 6 dimensões extras.

aos resultados pQCD. Já no FCC, as massas 5000 e 9000 GeV tem resultados dominantes à pQCD a partir de $p_T(\text{top})$ maior que 200 GeV e 400 GeV, respectivamente. Destaca-se a importância de observar que, nas distribuições via evaporação de buracos negros, ao aumentar o número de dimensões extras de 4 para 6, há uma diferença mínima nos resultados; porém, quando a massa é modificada de 5000 GeV para 9000 GeV, observam-se resultados significativos. Estes resultados demonstram que a produção de quarks top via evaporação de buracos negros poderá, em princípio, ser provada no FCC. Além disso, nossas predições motivam fortemente uma análise mais detalhada deste processo para outras configurações de massa do buraco negro e do número de dimensões extras, assim como a determinação dos limites de exclusão dos valores permitidos para estas quantidades usando os dados atuais do LHC. Ambos os aspectos estão sendo estudados e pretendemos apresentá-los em artigo em desenvolvimento.

Conclusões e Perspectivas

Nesta dissertação estudamos a produção de quarks top a partir da criação e evaporação de buracos negros predita por teorias baseadas em dimensões extras compactificadas, proveniente de colisões próton-próton no Grande Colisor de Hádrons (LHC) e no Colisor Circular do Futuro (FCC). Para isto, foi considerado o Modelo ADD, ao qual considera a existência de dimensões extras grandes, onde seria possível a criação de buracos negros a partir de colisões entre partículas. A fim de comprovar o modelo, investigamos a interação próton-próton resultando em um par quark-antiquark top via interação forte e via evaporação de buraco negro para diferentes configurações de massa e número de dimensões extras.

Nosso objetivo foi comparar observáveis como a seção de choque diferencial em relação à pseudorapidez do quark top e a seção de choque diferencial em relação ao momento transversal do quark top para as energias correspondentes ao centro de massa do LHC e do FCC, respectivamente, a fim de compreender quais cenários são favoráveis para comprovação experimental da criação de buracos negros em colisores. Nossos resultados foram obtidos a partir de simulações do MadGraph 5 junto ao PYTHIA para as previsões pQCD e no BLACKMAX para as previsões via evaporação de buraco negro. A partir destes resultados concluímos que os eventos de evaporação de buraco negro são competitivos com os resultados da pQCD para energia do centro de massa do FCC, portanto, a produção de quark top seria um observável favorável neste contexto.

Atualmente estamos investigando novas configurações no contexto do processo de evaporação de buraco negro, como diferentes números de dimensões extras, outros valores de massa de buraco negro e diferentes valores de massa de Planck. Pretendemos considerar os dados experimentais para estabelecer os limites de exclusão nos parâmetros presentes no modelo ADD. Estes resultados serão apresentados em nosso artigo, o qual está em fase de desenvolvimento.

APÊNDICE A

Espaço-tempo de Schwarzschild

Iremos utilizar um sistema de coordenadas isotrópicas (ct, x, y, z) , sendo a origem do sistema no centro da simetria esférica ($x = y = z = 0$). A partir disto, um elemento de linha dl , que depende somente do tempo e da distância em relação à origem é dado por

$$dl^2 = g(t, \sqrt{x^2 + y^2 + z^2})(dx^2 + dy^2 + dz^2) \quad (\text{A.1})$$

sendo, g uma função desconhecida de t e $\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Em coordenadas esféricas, o elemento de linha torna-se:

$$dl^2 = g(t, r)(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (\text{A.2})$$

Ao considerar um espaço-tempo de simetria esférica, temos que ds^2 deve ser invariante diante das transformações de coordenadas:

$$\theta \rightarrow \tilde{\theta} = -\theta, \quad (\text{A.3})$$

$$\phi \rightarrow \tilde{\phi} = -\phi. \quad (\text{A.4})$$

portanto, $g_{t\theta} = g_{t\phi} = 0$. Portanto, o elemento de linha quadridimensional do espaço-tempo é dado por

$$ds^2 = -f(t, r)c^2 dt^2 + g(t, r)dr^2 + h(t, r)dtdr + g(t, r)r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (\text{A.5})$$

sendo f e h funções desconhecidas dependentes de t e r . Considerando uma transformação de coordenadas do tipo

$$t \rightarrow \tilde{t} = \tilde{t}(t, r), \quad (\text{A.6})$$

$$r \rightarrow \tilde{r} = \tilde{r}(t, r), \quad (\text{A.7})$$

temos que

$$\tilde{r}^2 = g(t, r)r^2, g_{\tilde{t}\tilde{r}} = 0. \quad (\text{A.8})$$

Assim, o elemento de linha do espaço-tempo pode ser escrito como

$$ds^2 = -f(t, r)c^2 dt^2 + g(t, r)dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (\text{A.9})$$

Esta expressão é a forma mais geral para um elemento de linha ds^2 de um espaço-tempo esfericamente simétrico.

Visto que nosso foco são os campos gravitacionais gerados por uma distribuição de matéria finita, temos que o espaço-tempo deve recair na métrica de Minkowski para grandes raios, sendo as condições de contorno:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} f(t, r) = \lim_{r \rightarrow \infty} g(t, r) = 1. \quad (\text{A.10})$$

A fim de obter a métrica de Schwarzschild iremos solucionar as equações de Einstein no vácuo para uma simetria esférica. Primeiramente, iremos calcular o tensor de Ricci:

$$R_{\mu\nu} = \frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}}{\partial x^{\lambda}} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\lambda}^{\nu}}{\partial x^{\nu}} + \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} \Gamma_{\lambda\rho}^{\rho} - \Gamma_{\mu\rho}^{\lambda} \Gamma_{\nu\lambda}^{\rho}, \quad (\text{A.11})$$

onde, Γ_{ij}^k são os símbolos de Christoffel. Para calcular os símbolos de Christoffel iremos comparar a equação da geodésica:

$$\frac{d^2 x^{\mu}}{d\lambda^2} + \Gamma_{\nu\rho}^{\mu} \frac{dx^{\nu}}{d\lambda} \frac{dx^{\rho}}{d\lambda}, \quad (\text{A.12})$$

com as equações de movimento para uma partícula livre de massa unitária. Portanto, considerando a lagrangeana deste sistema em coordenadas esféricas:

$$\mathcal{L} = -\frac{f}{2} \left(\frac{dt}{d\lambda} \right)^2 + \frac{g}{2} \left(\frac{dr}{d\lambda} \right)^2 + \frac{r^2}{2} \left(\frac{d\theta}{d\lambda} \right)^2 + \frac{1}{2} r^2 \sin^2 \theta \left(\frac{d\phi}{d\lambda} \right)^2, \quad (\text{A.13})$$

temos que f e g são funções que podem depender de t e r , e o termo λ é o tempo próprio da partícula. A partir desta langrangeana podemos obter a equação de Euler-Lagrange para o sistema. Portanto, considerando $x^{\mu} = t$, temos

$$\frac{d^2 t}{d\lambda^2} + \frac{\dot{f}}{2f} \left(\frac{dt}{d\lambda} \right)^2 + \frac{f'}{f} \frac{dt}{d\lambda} \frac{dr}{d\lambda} + \frac{\dot{g}}{2f} \left(\frac{dr}{d\lambda} \right)^2 = 0, \quad (\text{A.14})$$

onde, $\dot{f} = \frac{\partial f}{\partial t}$, $\dot{g} = \frac{\partial g}{\partial t}$ e $f' = \frac{\partial f}{\partial r}$.

Comparando as equações (A.12) e (A.14), temos que os símbolos de Christoffel do tipo $\Gamma_{\mu\nu}^t$ são

$$\Gamma_{tt}^t = \frac{\dot{f}}{2f}, \quad (\text{A.15})$$

$$\Gamma_{tr}^t = \Gamma_{rt}^t = \frac{f'}{2f}, \quad (\text{A.16})$$

$$\Gamma_{rr}^t = \frac{\dot{g}}{2f} \quad (\text{A.17})$$

O mesmo processo deve ser feito considerando as coordenadas $x^\mu = (r, \theta, \phi)$ a fim de encontrar equações de movimento e comparar com a Equação (A.14). Feito isto, iremos obter os outros símbolos de Christoffel e obter as componentes do tensor de Ricci:

$$R_{tt} = \frac{f''}{2g} - \frac{f'}{4g} \left(\frac{f'}{f} + \frac{g'}{g} \right) + \frac{g'}{rg} - \frac{\dot{f}\dot{g}}{4f^2} - \frac{\dot{g}^2}{4fg} + \frac{\ddot{g}}{2g} = 0, \quad (\text{A.18})$$

$$R_{tr} = \frac{\dot{g}^2}{rg} = 0, \quad (\text{A.19})$$

$$R_{rr} = -\frac{f''}{2f} + \frac{f'}{4f} \left(\frac{f'}{f} + \frac{g'}{g} \right) + \frac{g'}{rg} - \frac{\dot{f}\dot{g}}{4f^2} - \frac{\dot{g}^2}{4fg} + \frac{\ddot{g}}{2f} = 0, \quad (\text{A.20})$$

$$R_{\theta\theta} = 1 - \frac{1}{g} + \frac{r}{2g} \left(\frac{g'}{g} - \frac{f'}{f} \right) = 0. \quad (\text{A.21})$$

Estas são as componentes do tensor de Ricci. As equações mencionadas são manipuladas a fim de obter uma relação entre as funções f e g . Assim, temos que:

$$g = \frac{1}{f}, \quad (\text{A.22})$$

substituindo essa relação na equação (A.21), temos que:

$$f = 1 + \frac{C}{r}, \quad (\text{A.23})$$

onde C é uma constante que pode ser determinada através do limite newtoniano:

$$g_{tt} = -f = -\left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) \quad (\text{A.24})$$

sendo, Φ o potencial de uma distribuição de massa com simetria esférica:

$$\Phi = -\frac{G_N M}{r}, \quad (\text{A.25})$$

onde M é a massa do objeto astrofísico que gera o campo gravitacional. Assim, temos que:

$$C = -\frac{2G_N M}{c^2}. \quad (\text{A.26})$$

Portanto, a partir dos resultados obtidos anteriormente, temos que (A.9) torna-se:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2G_N M}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{1 - \frac{2G_N M}{c^2 r}} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (\text{A.27})$$

assim, temos a métrica de Schwarzschild.

Referências

- 1 ARKANIHAMED, N.; DIMOPOULOS, S.; DVALI, G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Physics Letters B*, Elsevier BV, v. 429, n. 34, p. 263272, jun. 1998. ISSN 0370-2693. Disponível em: <[http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)00466-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00466-3)>.
- 2 GRIFFITHS, D. *Introduction to Elementary Particles*. New York, USA: John Wiley Sons, 1987.
- 3 THOMSON, M. *Modern particle physics*. New York: Cambridge University Press, 2013. ISBN 978-1-107-03426-6.
- 4 PALASH, B. P. *An introductory course of particle physics*. Boca Raton, FL: CRC Press Taylor Francis Group, 2015. ISBN 978-1-4822-1699-8.
- 5 CANO, M. B. *Search for Quantum Black Holes and ADD Extra Dimensions in the opposite sign dimuon channel in proton-proton collisions with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. Tese (Doutorado) — Queen Mary, U. of London, 2 2015.
- 6 PESKIN, M. E.; SCHROEDER, D. V. *An Introduction to Quantum Field Theory*. [S.l.]: Westview Press, 1995. Reading, USA: Addison-Wesley (1995) 842 p.
- 7 MARTIN, B. R.; SHAW, G. *Particle physics*. 3rd. ed. Chichester: John Wiley Sons, 2008.
- 8 THIEL, M. *Produção Dupla do Bóson Z e de Quarks Pesados como Assinaturas de Dimensões Extras no Grande Colisor de Hádrons*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2013.
- 9 DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, v. 46, p. 641–653, 1977.
- 10 GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic electron scattering in perturbation theory. *Physics Letters B*, Elsevier BV, v. 37, n. 1, p. 78–80, nov 1971.
- 11 ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nuclear Physics B*, Elsevier BV, v. 126, n. 2, p. 298–318, aug 1977.
- 12 ZWIEBACH, B. *A First Course in String Theory*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009.

- 13 ALI, A. A. M. *Phenomenological Aspects of Axion-Like Particles in Cosmology and Astrophysics*. Tese (Doutorado) — University of the Witwatersrand, 2021.
- 14 HOSSENFELDER, S. What black holes can teach us. *Focus on Black Hole Research*, Nova Science Publishers, p. 155–192, 2004.
- 15 LANDSBERG, G. Black holes at future colliders and beyond. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Institute of Physics Publishing, v. 32, p. R337–R365, 2006.
- 16 RANDALL, R. S. L. An alternative to compactification. *Physical Review Letters*, American Physical Society, v. 83, n. 23, p. 4690–4693, 1999.
- 17 AQUINO, P. M. de. *Física além do modelo padrão em teorias com dimensões extras*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2007.
- 18 ATLAS Collaboration. Search for quantum black hole production in lepton+jet final states using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the atlas detector. *arXiv:2307.14967 [hep-ex]*, Phys. Rev. D, 2023.
- 19 EINSTEIN, A. The Field Equations of Gravitation. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)*, v. 1915, p. 844–847, 1915.
- 20 CHENG, T. *Relativity, Gravitation and Cosmology: A Basic Introduction*. OUP Oxford, 2005. (Oxford Master Series in Physics). ISBN 9780198529576. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=zsAiTl5hTLMC>>.
- 21 BAMBI, C. *Introduction to General Relativity: A Course for Undergraduate Students of Physics*. Springer Nature Singapore, 2018. (Undergraduate Lecture Notes in Physics). ISBN 9789811310904. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=fnJgDwAAQBAJ>>.
- 22 COLLABORATION, T. E. H. T. et al. First sagittarius a* event horizon telescope results. viii. physical interpretation of the polarized ring. *The Astrophysical Journal Letters*, The American Astronomical Society, v. 964, n. 2, p. L26, mar 2024. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ad2df1>>.
- 23 Event Horizon Telescope Collaboration et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. , v. 875, n. 1, p. L1, abr. 2019.
- 24 WONDRAK MARCUS BLEICHER, P. N. M. F. Black holes and high energy physics: From astrophysics to large extra dimensions. *Walter Greiner Memorial Volume*, World Scientific, p. 15, 2017.
- 25 HAWKING, S. W. Particle creation by black holes. *Commun. Math. Phys.*, v. 43, p. 199–220, 1975.
- 26 Astronomy Magazine. *The Beginning to the End of the Universe: How black holes die*. 2021. Disponível em: <<https://www.astronomy.com/science/the-beginning-to-the-end-of-the-universe-how-black-holes-die/>>. Acesso em: 4 out 2023.
- 27 Thorne, K. S. Nonspherical Gravitational Collapse—A Short Review. In: Klauder, J. R. (Ed.). *Magic Without Magic: John Archibald Wheeler*. [S.l.: s.n.], 1972. p. 231.

- 28 PARK, S. C. Black holes and the LHC: A review. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Elsevier B.V., v. 67, p. 617–650, 2012.
- 29 DULAT, S. et al. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 93, p. 033006, Feb 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.033006>>.
- 30 ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. *QCD and Collider Physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1996. (Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology).
- 31 GLÜCK, M.; REYA, E. Duality predictions for the production of heavy quark systems in qcd. *Physics Letters B*, v. 79, n. 4, p. 453–458, 1978. ISSN 0370-2693. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269378904057>>.
- 32 CHAMBLIN, A.; COOPER, F.; NAYAK, C. Top quark production from black holes at the cern lhc. *Physics Letters B*, v. 672, p. 147–151, 02 2009.
- 33 GIDDINGS, S. B.; THOMAS, S. High energy colliders as black hole factories: The end of short distance physics. *Physical Review D*, American Physical Society (APS), v. 65, n. 5, fev. 2002. ISSN 1089-4918. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.65.056010>>.
- 34 BIERLICH, C. et al. A comprehensive guide to the physics and usage of pythia 8.3. *SciPost Physics Codebases*, p. 008, 2022.
- 35 DAI, D.-C. et al. Blackmax: A black-hole event generator with rotation, recoil, split branes, and brane tension. *Physical Review D*, American Physical Society (APS), v. 77, n. 7, abr. 2008. ISSN 1550-2368. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.77.076007>>.
- 36 DAI, D.-C. et al. Manual of BlackMax. A black-hole event generator with rotation, recoil, split branes, and brane tension. Version 2.02. *Comput. Phys. Commun.*, v. 236, p. 285–301, 2019.
- 37 BELLM, J. et al. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note. *Eur. Phys. J. C*, v. 76, n. 4, p. 196, 2016.