

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS

Instituto de Física e Matemática

Programa de Pós-Graduação em Física



Dissertação de Mestrado

Produção Exclusiva de Díons em Colisões de Altas Energias

Luis Felipe da Conceição Inácio

Pelotas, 2024

Luis Felipe da Conceição Inácio

**Produção Exclusiva de Díons em Colisões de Altas
Energias**

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Programa de Pós-Graduação em Física do Ins-
tituto de Física e Matemática como requisito
parcial para a obtenção do título de Mestre
em Física.

Orientador: Prof. Dr. Werner Krambeck Sauter

Pelotas

2024

Universidade Federal de Pelotas / Sistema de Bibliotecas
Catalogação da Publicação

I35p Inácio, Luis Felipe da Conceição

Produção exclusiva de díons em colisões de altas energias [recurso eletrônico] / Luis Felipe da Conceição Inácio ; Werner Krambeck Sauter, orientador. — Pelotas, 2024.
66 f. : il.

Dissertação (Mestrado) — Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2024.

1. Partículas exóticas. 2. Fusão de fótons. 3. Colisões ultraperiféricas. 4. Díons. I. Sauter, Werner Krambeck, orient. II. Título.

CDD 539.7217

Elaborada por Ubirajara Buddin Cruz CRB: 10/901

Luis Felipe da Conceição Inácio

Produção Exclusiva de Díons em Colisões de Altas Energias

Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 17 de dezembro de 2024

Banca examinadora:

Documento assinado digitalmente
gov.br WERNER KRAMBECK SAUTER
Data: 09/01/2025 17:19:19-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Werner Krambeck
Sauter (Orientador)
Doutor em Ciências pela Universidade
Federal do Rio Grande do Sul

Documento assinado digitalmente
gov.br GUSTAVO GIL DA SILVEIRA
Data: 18/12/2024 12:26:04-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Gustavo Gil da Silveira
Doutor em Ciências pela Universidade
Federal do Rio Grande do Sul

Documento assinado digitalmente
gov.br DANIEL TAVARES DA SILVA
Data: 19/12/2024 15:54:07-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Daniel Tavares da Silva
Doutor em Física pela Universidade Federal
do Rio Grande do Sul

Pelotas
2024

Este trabalho é dedicado à minha amada família, que, mesmo à distância, foi minha fortaleza e inspiração constante. Aos meus pais, cuja sabedoria, amor incondicional e orientação sempre me mostraram o caminho, mesmo nos momentos mais desafiadores desta jornada. Aos meus irmãos, que, com sua amizade e apoio, fizeram com que a distância nunca diminuisse nosso laço familiar. E à minha pequena Mavie, cuja inocência e alegria foram a luz que me guiou nos dias mais difíceis, lembrando-me sempre do que realmente importa. Estar longe de todos vocês foi um dos maiores sacrifícios que precisei fazer para chegar até aqui, mas o carinho, as palavras de encorajamento e o apoio inabalável que recebi de cada um me deram forças para continuar e concluir esta etapa.

Este trabalho é tanto de vocês quanto meu.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço a Deus, por me dar forças e sabedoria ao longo de toda essa jornada acadêmica.

A realização desta dissertação não teria sido possível sem o apoio e a colaboração de muitas pessoas, às quais expresso meu mais sincero agradecimento.

Aos meus pais e irmãos, que sempre me ofereceram suporte incondicional, tanto nos momentos difíceis quanto nos momentos de alegria. Obrigado por acreditarem em mim e por serem minha fonte constante de motivação e inspiração.

Ao meu orientador, Dr. Werner Krambeck Sauter, por sua orientação sábia, paciência e dedicação ao longo desta jornada. Seu conhecimento e comprometimento foram essenciais para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus colegas e amigos, que compartilharam comigo tantos desafios e conquistas durante esse período. As discussões, o companheirismo e o incentivo de vocês foram fundamentais para superar os obstáculos.

Agradeço também a Programa de Pós-Graduação em Física da UFPEL (Universidade Federal de Pelotas) por proporcionar as condições necessárias para a realização desta pesquisa, bem como a todos os professores que contribuíram para a minha formação acadêmica ao longo desses anos.

Por fim, dedico um agradecimento especial à CAPES e ao Grupo CARREFOUR pelo apoio financeiro, que foi fundamental para a realização deste estudo.

“What we know is a drop; what we ignore is an ocean”.
(Isaac Newton)

RESUMO

INÁCIO, Luis Felipe da Conceição. **Produção Exclusiva de Díons em Colisões de Altas Energias**. Dissertação de Física - Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2024.

Após décadas de avanços científicos, o Large Hadron Collider (LHC) revelou diversas partículas, intensificando, recentemente, a busca por partículas exóticas, como os díons – partículas hipotéticas com carga elétrica e magnética. Este estudo investiga a produção de díons, previstos por teorias além do Modelo Padrão, como a proposta de Julian Schwinger em 1969 e em Teorias de Grande Unificação (GUTs). O experimento MoEDAL, no LHC, foi projetado para detectar partículas exóticas, incluindo díons, e já realizou buscas durante o Run-2, utilizando o mecanismo de produção Drell-Yan em colisões próton-próton a 13 TeV. Embora nenhum díon tenha sido observado, esses resultados estabeleceram limites para suas propriedades, como carga e massa. Neste trabalho, investigamos a produção de díons em colisões ultraperiféricas no LHC, adotando o mecanismo de fusão de fótons dentro de uma teoria de campo de calibre $U(1)$. Consideramos diferentes spins (0, 1/2 e 1) para o díon e utilizamos o formalismo da Aproximação de Fótons Equivalentes para estimar sua produção em colisões de prótons.

Palavras-chaves: Partículas Exóticas; Díons; Colisões Ultraperiféricas; Fusão de Fótons.

ABSTRACT

INÁCIO, Luis Felipe da Conceição. **Exclusive Dyons Production in High Energy Collisions.** Master's Dissertation - Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2024.

After decades of scientific advancements, the Large Hadron Collider (LHC) has revealed numerous particles, intensifying the search for exotic particles, such as dyons – hypothetical particles with both electric and magnetic charge. This study investigates the production of dyons, which are predicted by theories beyond the Standard Model, including Julian Schwinger's 1969 proposal and Grand Unified Theories (GUT). The MoEDAL experiment at the LHC was designed to detect exotic particles, including dyons, and has conducted searches during Run-2, using the Drell-Yan production mechanism in proton-proton collisions at 13 TeV. Although no dyons were observed, these results set limits on their properties, such as charge and mass. In this work, we investigate the production of dyons in ultra-peripheral collisions at the LHC, adopting the photon fusion mechanism within a $U(1)$ gauge field theory. We consider different spins (0, 1/2, and 1) for the dyon and use the Equivalent Photon Approximation formalism to estimate its production in proton collisions.

Keywords: Exotic Particles; Dyons; Ultra-peripheral Collisions; Photon Fusion.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Detector MoEDAL em torno da região VELO do LHCb no Ponto 8 do anel LHC.	19
Figura 2 – Diagrama de Feynman para produção do par díon-antídíon por meio do mecanismo de produção Drell-Yan.	20
Figura 3 – Processos exclusivo (esquerda), semi-exclusivo (centro) e inclusivo (direita).	22
Figura 4 – Diagrama de Feynman para produção do par díon-antídíon por meio do mecanismo de produção fusão de fótons.	23
Figura 5 – Campo Eletromagnético de uma partícula carregada.	26
Figura 6 – Colisões Hadrônicas	27
Figura 7 – Colisão de duas partículas carregadas A_1 e A_2 , de raio R_1 e R_2 , respectivamente, separadas por uma parâmetro de impacto b	28
Figura 8 – Partícula com carga q movendo com velocidade constante $v \approx c$ no referencial O' , passando próxima a um observador no ponto P no referencial O com um parâmetro de impacto b	30
Figura 9 – Representação dos pulsos P_1 , formado por E_2 e B_3 , e P_2 , formado por E_1	32
Figura 10 – Espectro de fótons equivalentes para colisões de íons de chumbo a 5,5 TeV. O gráfico ilustra a fração de energia portada por fótons equivalentes em função da energia.	35
Figura 11 – Espectro de fótons equivalentes para prótons em função da fração de energia portada pelo fóton. Comparação entre os resultados obtidos por Weizsäcker-Williams, Drees-Zeppenfeld e Nystrand.	37
Figura 12 – Comportamento da seção de choque total para a produção de díons com spin-0 via fusão de fótons em função da massa, com a carga magnética fixada em $1g_D$ (à esquerda) e $5g_D$ (à direita), considerando várias cargas elétricas, variando de $1e$ a $200e$. Os resultados referem-se a colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.	42
Figura 13 – Comportamento da seção de choque total para a produção de díons com spin-1/2 via fusão de fótons em função da massa, com a carga magnética fixada em $1g_D$ (à esquerda) e $5g_D$ (à direita), considerando várias cargas elétricas, variando de $1e$ a $200e$. Os resultados referem-se a colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.	44
Figura 14 – Comportamento da seção de choque total para a produção de díons com spin-1 via fusão de fótons em função da massa, com a carga magnética fixada em $1g_D$ (à esquerda) e $5g_D$ (à direita), considerando várias cargas elétricas variando de $1e$ a $200e$. Os resultados referem-se a colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.	45

Figura 15 – Seção de choque para a produção de pares díon-antídión via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $1g_D$ e carga elétrica $1e$, em colisões próton-próton com uma energia no centro de massa de 14 TeV.	46
Figura 16 – Seção de choque para a produção de pares díon-antídión via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $2g_D$ e carga elétrica $2e$, em colisões próton-próton com uma energia de centro de massa de 14 TeV.	47
Figura 17 – Seção de choque para a produção do par díon-antídión via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $3g_D$ e carga elétrica $3e$, em colisões próton-próton com uma energia de centro de massa de 14 TeV.	47
Figura 18 – Seção de choque para a produção do par díon-antídión via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $4g_D$ e carga elétrica $4e$, em colisões próton-próton com uma energia de centro de massa de 14 TeV.	48
Figura 19 – Seção de choque para a produção do par díon-antídión via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $5g_D$ e carga elétrica $5e$, em colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.	48
Figura 20 – Seção de choque para a produção do par díon-antídión via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $5g_D$ e carga elétrica $200e$, em colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.	49
Figura 21 – Limites superiores da seção de choque a 95% de nível de confiança para a produção de pares de díons pelo mecanismo DY com spin-0, $1/2$ e 1 , com carga magnética $1g_D$ e múltiplas cargas elétricas, em colisões pp a 13 TeV. As linhas sólidas representam os cálculos da seção de choque em primeira ordem.	53

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Tabela de eventos para a produção de díons com massas de 1000 e 3000 GeV, considerando os números de carga elétrica $n_e = 1$ e 200 , número de carga magnética $n_m = 1$ e 5 , e díons com spin-0.	50
Tabela 2 – Tabela de eventos para a produção de díons com massas de 1000 e 3000 GeV, considerando os números de carga elétrica $n_e = 1$ e 200 , número de carga magnética $n_m = 1$ e 5 , e díons com spin-1/2.	51
Tabela 3 – Tabela de eventos para a produção de díons com massas de 1000 e 3000 GeV, considerando os números de carga elétrica $n_e = 1$ e 200 , número de carga magnética $n_m = 1$ e 5 , e díons com spin-1.	51
Tabela 4 – Constante de estrutura fina do díon considerando diferentes números de carga elétrica $n_e = 1$ e 200 , número de carga magnética $n_m = 1$ e 5 , e díons com massa de 1000 e 3000 GeV.	52

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

MP	Modelo Padrão
QCD	Cromodinâmica Quântica
QED	Eletrodinâmica Quântica
LHC	Large Hadron Collider
CERN	Centro Europeu de Reações Nucleares
CP	Carga e Paridade
MoEDAL	Monopole and Exotics Detector at the LHC
MAPP	MoEDAL Apparatus for Penetrating Particles
mCP	Millicharged Particle
LLP	Long-Lived Particle
CGS	Centímetro-Grama-Segundo
GUT	Teoria de Grande Unificação
LHCb	Large Hadron Collider Beauty
UPC	Colisões Ultraperiféricas
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
CMS	Compact Muon Solenoid
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
TOTEM	Total Elastic and Diffractive Cross Section Measurement
LHCf	Large Hadron Collider Forward
HIPs	Highly Ionizing Particles
DY	Drell-Yan
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
EPA	Equivalent Photon Approximation

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	12
2	BUSCA EXPERIMENTAL PELOS DÍONS	16
2.1	O LHC	16
2.2	A Colaboração MoEDAL	18
2.3	A Primeira Busca Pelos Díons	20
2.4	Mecanismo de Fusão de Fótons	21
2.5	Conclusão	24
3	APROXIMAÇÃO DE FÓTONS EQUIVALENTES	25
3.1	Uma Breve História	25
3.2	Derivação do Método de Weizsäcker-Williams	29
3.3	Espectro de Fótons Equivalentes	33
3.4	Espectro de Fótons Equivalentes para Prótons	35
3.5	Conclusão	38
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO	39
4.1	Seção de Choque para Produção dos Díons	39
4.2	Produção de Pares de Díons com Spin-0 via Fusão de Fótons	41
4.3	Produção de Pares de Díons com Spin-1/2 via Fusão de Fótons	43
4.4	Produção de Pares de Díons com Spin-1 via Fusão de Fótons	44
4.5	Dependência com o spin	46
4.6	Número de Eventos para a Produção de Díons	49
4.7	Constante de Estrutura Fina dos Díons	52
4.8	Comparação dos Resultados Teóricos com a Busca Experimental no MoEDAL	53
4.9	Conclusão	54
5	CONCLUSÕES	56
	REFERÊNCIAS	58

1 INTRODUÇÃO

Na física de partículas o Modelo Padrão (MP) destaca-se como uma das teorias mais bem-sucedidas que busca explicar a estrutura da matéria em seu nível mais fundamental, em termos de partículas elementares, e abrange teorias que nos proporcionam uma compreensão das interações fundamentais entre essas partículas. Dentro desse contexto temos a Cromodinâmica Quântica (QCD), uma teoria quântica de campos que descreve a interação nuclear forte entre quarks e glúons no interior dos hadrons, e a Eletrodinâmica Quântica (QED) uma teoria quântica de campos que descreve a interação eletromagnética entre partículas carregadas através da troca de fótons.

O modelo padrão postula a existência de quarks, leptons, bósons mediadores das interações (glúons, fótons e bósons Z e W^\pm), além do bóson de Higgs, que nos oferece uma estrutura unificada para a física de partículas, onde as partículas e as forças são cuidadosamente entrelaçadas. O avanço da física de partículas, especialmente após a construção de grandes aceleradores como o Large Hadron Collider (LHC), tem permitido uma compreensão mais profunda da estrutura fundamental da matéria, a descoberta de novas partículas e a investigação das forças que governam o universo. Esses aceleradores, como o LHC, localizado no CERN, perto de Genebra, Suíça, desempenham um papel crucial ao fornecer energias extremamente altas para colisões, contribuindo significativamente para o nosso entendimento do modelo padrão.

No entanto, além das partículas previstas pelo modelo padrão, existe uma outra classe de partículas teóricas chamadas de Partículas Hipotéticas Exóticas, que apontam para novas direções na física de partículas. Essas partículas são puramente teóricas em sua natureza, sendo previstas por diversos modelos e teorias que vão além do modelo padrão. Apesar de ainda não terem sido observadas experimentalmente, elas são propostas com base em teorias físicas avançadas e em esforços para explicar fenômenos misteriosos que desafiam nossa compreensão atual. Uma análise mais aprofundada dessas partículas nos apresenta uma série de conceitos fascinantes, como partículas supersimétricas [1], áxions [2], partículas de matéria escura [3], monopolos magnéticos [4], díons [5], rádions [6], grávitons [7], dílatons [8] e outras partículas [9]. Essas partículas exóticas têm grandes implicações tanto para a física quanto para a cosmologia, apresentando desafios significativos na busca por evidências experimentais que possam confirmar ou refutar sua existência.

Entre essas partículas exóticas, os díons¹ merecem destaque. São partículas teóricas que incorporam características tanto elétricas quanto magnéticas, combinando aspectos

¹ Usaremos a palavra díons, que é a tradução de dyons.

do eletromagnetismo de forma surpreendente. A primeira hipótese da existência do díon foi proposta por Julian Schwinger em 1969, no contexto de uma teoria unificada para a matéria, e ele a usou para construir o que chamou de modelo magnético da matéria [10]. Surpreendentemente, esse modelo permitiu a Schwinger prever a existência de uma partícula com as mesmas características da partícula J/ψ , que foi detectada experimentalmente em 1975. Diferente de outras partículas, os díons possuem uma natureza tanto elétrica quanto magnética, ou seja, apresentam simultaneamente cargas elétricas (positiva ou negativa) e cargas magnéticas (norte ou sul), sendo uma extensão natural da ideia de monopólos magnéticos. A existência de uma fonte para o campo magnético, conhecida como monopolo magnético, tem sido amplamente discutida desde a eletrodinâmica clássica até a mecânica quântica, e sua descoberta representaria um marco na física, confirmando aspectos fundamentais da teoria eletromagnética.

As equações de Maxwell formuladas pela eletrodinâmica clássica não preveem a existência do monopolo magnético, e portanto, não apresentam simetria entre campos elétricos e magnéticos. Contudo, a mecânica quântica não descarta essa possibilidade. Em 1931, Dirac dedica-se ao estudo teórico dos monopólos magnéticos e mostrou que sua existência acarreta na quantização da carga elétrica, além de outras consequências interessantes em física de partículas, como pode ser visto em [11]. Dirac também associou o monopolo a uma linha de singularidade chamada corda de Dirac. Com base na *dualidade eletromagnética*, ele formulou uma condição de quantização dada por

$$gq_e = \frac{1}{2}n(4\pi\epsilon_0 c)^\xi \hbar c , \quad (1.1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, \hbar é a constante de Planck reduzida e ϵ_0 é a permissividade do vácuo. A quantidade ξ depende do sistema de unidades escolhido, com $\xi = 0$ representando o sistema Gaussiano CGS e $\xi = 1$ o sistema de unidades SI. Nas unidades naturais SI ($\hbar = c = \epsilon_0 = 1$) a condição de quantização de Dirac assume a forma

$$gq_e = \frac{n}{2} . \quad (1.2)$$

Após o trabalho de Dirac, os físicos Polyakov [12] e 't Hooft [13] demonstraram que a existência de monopólos magnéticos segue naturalmente da unificação das interações fundamentais. Desde o trabalho original de Schwinger, foi demonstrado que os díons aparecem genericamente em teorias com monopólos, especificamente em muitas teorias de física de partículas, como Teoria de Grande Unificação (GUT) [14, 15], Teoria Einstein-Yang-Mills [16, 17], Teoria Kaluza-Klein [18], Teoria das Cordas [19] e Teoria M [20]. Assim, Schwinger generalizou a Condição de Quantização de Dirac para interação de dois díons, dada por

$$e_1 g_2 - e_2 g_1 = \frac{n}{2} \hbar c , \quad (1.3)$$

onde e_1 e e_2 são as cargas elétricas, e g_1 e g_2 as cargas magnéticas dos díons. A equação (1.3) expressa uma condição de quantização entre essas cargas, essencial para assegurar a consistência quântica do sistema. Especificamente, ela determina que o produto da carga elétrica de uma partícula com a carga magnética da outra deve ser quantizado. Fisicamente, essa quantização implica que as interações entre as cargas elétricas e magnéticas de dois díons não podem ser arbitrárias, mas sim regidas por uma relação fundamental que emerge das propriedades quânticas do espaço-tempo e das partículas. Embora, inicialmente, essa condição de quantização não determine o valor da carga elétrica do díon, nem impõe restrições ao seu tamanho, estudos detalhados utilizando raciocínios semiclässicos [21] indicam que, em teorias que conservam a simetria CP^2 , a carga elétrica do díon é quantizada como um múltiplo inteiro da carga fundamental, $q_e = ne$.

As partículas exóticas são de grande interesse no LHC. A possibilidade de criação dessas partículas em colisões de altas energias foi uma das razões que motivaram a comunidade de física de partículas a aprovar, em 2010, o experimento MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC) [22], projetado especificamente para procurar por partículas hipotéticas exóticas que podem indicar uma nova física além do modelo padrão da física de partículas. Este experimento é importante porque ajuda a restringir teorias além do modelo padrão e contribui para a compreensão das partículas e das forças fundamentais da natureza. O MoEDAL foi implantado perto do LHCb, no Ponto 8 do anel LHC, e consiste em dois sistemas de subdetectores: o detector de aprisionamento, que aprisiona partículas para uma investigação mais aprofundada, e o detector de rastro nuclear, que rastreia partículas e mede sua carga [23].

De acordo com o CERN [24], objetivo do MoEDAL é enfrentar desafios na fronteira da física de partículas, seu programa de física define mais de 30 cenários que poderiam fornecer descobertas potencialmente revolucionárias sobre questões fundamentais, tais como: existência de dimensões extras ou novas simetrias, mecanismo para geração de massa, existência de carga magnética, natureza da matéria escura e desenvolvimento do Big Bang. Na segunda fase de execução do LHC (Run-2), entre 2015 e 2017, o detector MoEDAL realizou a primeira busca por díons usando seu segundo sistema de subdetectores [5]. Nessa primeira busca, a colaboração utilizou o mecanismo de produção Drell-Yan (DY), no qual um quark e um antiquark se aniquilam, produzindo um fóton que, por sua vez, gera um par de léptons – nesse caso, um díon e um anti-díon. A colaboração estimava a produção de uma partícula portadora de uma carga magnética que variasse até seis unidades de uma carga magnética fundamental (a carga de Dirac) e uma carga elétrica de até 200 vezes a carga do elétron, para díons com massa entre 830 e 3180 GeV. Não se obteve evidências conclusivas nesta primeira busca. Para a terceira fase de execução do

² A simetria CP (carga e paridade) é uma propriedade fundamental na física de partículas que descreve a combinação de duas operações: a inversão da carga (C) e a inversão da paridade (P).

LHC, o Run-3, o experimento continua suas buscas pelos díons.

Esta dissertação de mestrado tem como objetivo estudar a produção central exclusiva de uma partícula hipotética exótica, os díons. Ao contrário do mecanismo de produção usado pela colaboração MoEDAL, apresentamos os resultados para a produção de díons através do mecanismo de fusão de fótons, onde esses fótons são gerados em colisões de altas energias por partículas carregadas, como os prótons. Vamos considerar apenas as Colisões Ultraperiféricas (UPC) dessas partículas carregadas, onde o parâmetro de impacto b é grande. Dessa forma, podemos evitar uma colisão frontal e não haverá nenhuma multiplicidade de partículas adicionais após a interação. Sabemos que a interação nuclear forte é de curto alcance, sendo suprimida em uma UPC. Por outro lado, a interação eletromagnética é de longo alcance, o que aumenta a probabilidade de troca de fótons entre as partículas carregadas durante uma UPC, tornando este processo regido pela QED. Para as colisões ultraperiféricas, utilizaremos um formalismo teórico para o cálculo das seções de choque, chamado de *Aproximação de Fótons Equivalentes*, idealizado por E. Fermi [25] e estendido por Weizsäcker e Williams [26, 27]. Mediante este formalismo, nas UPC, o campo eletromagnético ao redor das partículas ultrarelativísticas carregadas se comportará como um fluxo de fótons, resultando no processo do tipo $\gamma\gamma$.

O processo de fusão de fótons $\gamma\gamma$ tem sido amplamente utilizado para estudar interações eletromagnéticas, e pode acontecer de três formas possíveis, como um processo exclusivo, semi-exclusivo ou inclusivo. Para a produção dos díons, vamos considerar apenas os processos exclusivo de fusão de fótons. A principal contribuição deste trabalho é a análise da produção de díons para diferentes spins, considerando suas seções de choque e comparando os resultados com métodos alternativos de produção

Portanto, organizamos esta dissertação de mestrado da seguinte forma: no Capítulo 2, apresentaremos a primeira busca pelos díons no LHC, realizada durante o Run-2 entre 2015 e 2017. Discutiremos a composição do experimento MoEDAL e abordaremos o mecanismo de produção empregado nessa busca inicial pelos díons. Além disso, faremos uma comparação entre os mecanismos de produção utilizados, incluindo a fusão de fótons e o processo Drell-Yan. No Capítulo 3, iremos apresentar a aproximação de fótons equivalentes ou método de Weizsäcker-Williams, que é o formalismo adotado para a produção dos díons em colisões ultraperiféricas de partículas carregadas. Por conseguinte, no Capítulo 4, iremos apresentar a discussão dos resultados, respectivamente. Mostraremos as expressões para as seções de choque de fotoprodução de pares de díons para spin-0, spin-1/2 e spin-1. Analisaremos o comportamento das seções de choque em função da massa da partícula. Por fim, no Capítulo 5, formalizaremos nossas conclusões e discutiremos as perspectivas para produção dos díons.

2 BUSCA EXPERIMENTAL PELOS DÍONS

Neste capítulo, apresentamos a primeira busca pelos díons realizada durante a segunda fase de operação do LHC, o Run-2. Detalharemos o funcionamento do LHC, bem como seus principais experimentos, como o ALICE, CMS, ATLAS e o LHCb. Além desses, existem três experimentos menores - TOTEM, LHCf e MoEDAL - que também buscam evidências de uma nova física. Dentre eles, destacamos o MoEDAL, um experimento projetado para detectar *Highly Ionizing Particles* (HIPs), no português Partículas Altamente Ionizantes. Também faremos uma comparação entre o mecanismo de produção DY utilizado nessa primeira busca e o mecanismo de fusão de fótons que será empregado em nossa dissertação para a produção dos díons.

2.1 O LHC

Como mencionado na introdução, os avanços científicos na física de partículas ocorreram devido à combinação de diversos fatores e descobertas, que contribuíram para a nossa compreensão atual das partículas elementares e das forças fundamentais da natureza. Outro ponto crucial para essa evolução foi o surgimento dos aceleradores de partículas, projetados para aumentar a energia das partículas e estudar suas propriedades. Atualmente em funcionamento, o LHC é o maior e mais poderoso acelerador de partículas do mundo, localizado no CERN (Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear), próximo da cidade de Genebra, na Suíça. Ele é composto por um anel circular, com cerca de 27 quilômetros de circunferência, localizado a aproximadamente 100 metros abaixo da superfície. O anel é formado por ímãs supercondutores e possui uma série de estruturas de aceleração para aumentar a energia das partículas ao longo do caminho. O LHC foi projetado para explorar as fronteiras da física de partículas, colidindo feixes de partículas subatômicas em altas energias. O principal objetivo deste colisor é acelerar feixes de prótons e íons pesados a uma velocidade próxima a da luz c^1 , fazendo com que se colidam produzindo uma vasta quantidade de novas partículas. O LHC é constituído de quatro experimentos principais:

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) - experimento que estuda colisões de íons de chumbo nas energias fornecidas pelo LHC. O objetivo é estudar a física da matéria fortemente interagindo nas mais altas densidades de energia alcançadas até

¹ A velocidade da luz no vácuo é aproximadamente $c = 2,99792458 \times 10^8$ m/s. Nas unidades naturais $c = 1$.

agora em laboratório. Em tais condições, uma fase extrema da matéria - chamada de plasma de quark-glúons² é formada; veja [28].

- CMS (Compact Muon Solenoid) - experimento projetado para investigar uma ampla gama de fenômenos em física de partículas, desde a busca por novas partículas até a investigação de questões fundamentais sobre a estrutura da matéria. Este experimento é importante na busca por novas partículas, como aquelas previstas por teorias além do Modelo Padrão da física de partículas. Uma das descobertas mais significativas do CMS foi a confirmação experimental do Bóson de Higgs em 2012; veja [29, 30].
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) - experimento projetado para estudar colisões de partículas de alta energia, como prótons. Seu detector é composto por várias camadas concêntricas de instrumentação, projetadas para medir e identificar diferentes partículas subatômicas e suas propriedades resultantes das colisões. Este detector também teve sua importância na descoberta do Bóson de Higgs [31]. O objetivo de pesquisa do ATLAS inclui a procura por partículas exóticas, a investigação da física da matéria quark-glúon, a busca por matéria escura e energia escura, bem como o estudo de processos que ocorrem em energias extremamente altas; veja [32].
- LHCb (Large Hadron Collider Beauty) - experimento especializado em investigar as pequenas diferenças entre matéria e antimateria. O objetivo principal do LHCb é investigar assimetrias entre matéria e antimateria, fenômenos relacionados à violação da simetria CP (carga-paridade) e outras discrepâncias observadas entre partículas e antipartículas; veja [33].

Além desses experimentos citados acima, existem três experimentos menores no LHC - TOTEM, LHCf e MoEDAL - que estão entre os que buscam evidências de uma nova física.

- O experimento Total Elastic and diffractive cross section Measurement (TOTEM) faz medições precisas de prótons à medida que eles emergem de colisões no LHC em pequenos ângulos com o tubo de feixe. Além disso, continuará a fornecer informações sobre a estrutura do próton, bem como processos difrativos relevantes na física de raios cósmicos; veja [34, 35].
- O experimento Large Hadron Collider forward (LHCf) mede partículas neutras emitidas a quase zero graus na direção do feixe de prótons. Como essas partículas carregam uma grande fração da energia de colisão, elas são importantes para entender

² O plasma de quarks e glúons é um estado da matéria que se acredita ter existido no universo nos primeiros microssegundos após o Big Bang.

o desenvolvimento de chuveiros de partículas produzidas na atmosfera por raios cósmicos de alta energia. Este experimento foi projetado para explorar a interação muito avançada em energia muito alta, o que é relevante para a interpretação dos dados de experimentos de raios cósmicos. O detector LHCf é bem otimizado para medir fótons na faixa de energia multi-TeV e para reconstruir píons neutros com dois fótons. Ele também pode medir nêutrons; veja [36–38].

- O experimento Monopole and Exotics Detector at the LHC (MoEDAL), o mais novo experimento do LHC, foi projetado para procurar partículas altamente ionizantes da nova física, como monopolos magnéticos, díons e outras partículas hipotéticas exóticas, como pode ser visto em [22, 23, 39, 40].

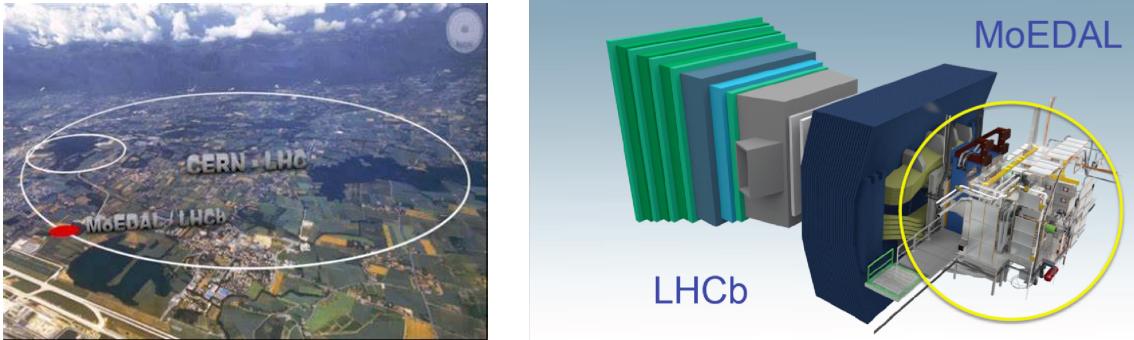
Cada um desses experimentos é projetado para investigar aspectos específicos. Atualmente o LHC se tornou a principal referência para a física de partícula explorando fenômenos além do Modelo Padrão. Além disso, ele desempenha um papel fundamental no avanço do nosso entendimento sobre as partículas elementares, as forças fundamentais da natureza e questões fundamentais sobre a composição e evolução do universo. Na segunda fase de execução do LHC, Run-2, o detector MoEDAL realizou a primeira busca por partículas com carga elétrica e magnética, os díons.

2.2 A Colaboração MoEDAL

Como mencionado na introdução, o MoEDAL mostrado na Figura (1) é um experimento projetado para procurar Partículas Altamente Ionizantes (HIP's) que apontariam para uma nova física além do Modelo Padrão da física de partículas. Esse experimento foi implantado perto do LHCb no Ponto 8 do anel LHC, e é constituído por dois sistemas de subdetectores especialmente projetados para procurar sinais de partículas além do Modelo Padrão usando colisões pp e $PbPb$, estes subdetectores incluem o detector de aprisionamento, que prende partículas para investigação mais detalhada, e o detector de rastro nuclear, que rastreia partículas e mede sua carga [23]. O MoEDAL atua como uma câmera gigante, composta por 125 pilhas plásticas de Detectores de Rastros Nucleares (NTD). Ainda, o detector tem cerca de uma tonelada de detectores de captura concebidos para registrar e capturar partículas exóticas para estudos mais aprofundados. Além disso, o ambiente de radiação do MoEDAL é monitorado por uma série de detectores de Pixels TimePix³ em tempo real.

³ Os detectores Pixels TimePix são utilizados em uma variedade de aplicações, como em experimentos nucleares e em ambientes de alta radiação. Eles são valorizados por sua capacidade de alta resolução espacial e temporal, além de serem compactos e terem baixo consumo de energia.

Figura 1 – Detector MoEDAL em torno da região Velo do LHCb no Ponto 8 do anel LHC.



Fonte: Imagem retirada da referência [22].

O MoEDAL amplia significativamente o horizonte de descoberta do LHC, qualquer resultado positivo em sua linhagem de pesquisa teria grandes implicações para a nossa compreensão fundamental do Microcosmo. Além disso, é um detector não convencional e amplamente passivo. Uma característica importante e inovadora do MoEDAL é o uso de volumes de captura paramagnética para capturar partículas altamente ionizantes carregadas elétrica e magneticamente previstas em novos cenários físicos, como os díons [22].

Para a terceira fase de operação do LHC, conhecida como Run-3, o MoEDAL está incorporando um novo detector ao seu experimento. Denominado MAPP (Apparatus for Penetrating Particles), este novo dispositivo ampliará significativamente o escopo físico do MoEDAL. O MAPP, atualmente em processo de instalação em um túnel adjacente ao túnel do LHC, é composto por duas partes principais. Uma delas, o MAPP-mCP, destina-se à detecção de partículas milicarregadas (mCP), que são partículas com carga fracionada, tão pequena quanto um milésimo da carga do elétron. Este componente utiliza barras de cintilação para identificar essas partículas com alta precisão. A outra parte do detector, o MAPP-LLP, tem como objetivo buscar partículas de vida longa (LLP). Este componente do MAPP está configurado para identificar assinaturas dessas partículas, contribuindo para o entendimento de fenômenos físicos relacionados a partículas de vida longa. Com a adição do MAPP, o MoEDAL está preparado para explorar uma gama ainda mais ampla de fenômenos físicos e contribuir significativamente para a pesquisa em física de partículas durante o Run-3 do LHC.

Os sistemas de detectores do MoEDAL não requerem eletrônica de leitura nem gatilho, pelo fato de que nenhuma partícula descrita pelo Modelo Padrão pode produzir as mesmas assinaturas das partículas altamente ionizantes que atravessam o detector. Assim, apenas alguns mensageiros HIP's da nova física observados nos dados do MoEDAL são necessários para anunciar uma descoberta [41]. Para uma descrição mais detalhada dos detectores e sua calibração e análise veja o material suplementar [42–44]. Na próxima

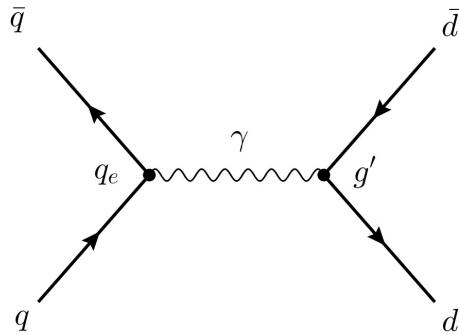
seção descreveremos como esta primeira busca pelos díons ocorreu e qual o mecanismo de produção foi utilizado.

2.3 A Primeira Busca Pelos Díons

A busca pelos díons na fase Run-2 do LHC representa um marco significativo na exploração de partículas exóticas. Iniciada em 2015 e se estendendo até 2018, essa fase do experimento teve como objetivo investigar não apenas a existência de díons, mas também suas propriedades fundamentais. Para isso, foi utilizado o segundo sistema de subdetectores do experimento MoEDAL, que consiste em cerca de 2.400 barras de alumínio com massa total de 794 kg [45]. As barras foram expostas a colisões próton-próton produzidas no LHC a uma energia de centro de massa de 13 TeV. A perspectiva envolveria a criação de partículas que carregam uma carga magnética variando de até seis unidades de carga magnética fundamental (a carga de Dirac) e uma carga elétrica de até 200 vezes a carga do elétron, para díons com massa entre 830 e 3180 GeV.

O experimento MoEDAL utilizou o mecanismo de produção Drell-Yan (DY), escolhido como um modelo teórico relevante, já que as colisões de prótons em altas energias podem criar pares de partículas com características semelhantes aos díons (veja a Figura 2). Esse mecanismo de produção foi usado com base nas pesquisas anteriores pelos monopólos magnéticos com spin-0, 1/2 e 1, conforme referenciado em [46]. Os modelos foram gerados no MadGraph5 [47] utilizando a Universal FeynRules Output, conforme descrito em [48]. Além disso, nessa busca inicial por díons no MoEDAL, foram utilizados diagramas em nível de árvore e as Funções de Distribuição de Partons NNPDF23, conforme descrito em [49], para o processo DY.

Figura 2 – Diagrama de Feynman para produção do par díon-antídión por meio do mecanismo de produção Drell-Yan.



Fonte: Imagem produzida pelo próprio autor.

Caso os díons fossem produzidos, eles ficariam aprisionados nas barras de alumínio. Assim, foi assumido de forma conservadora que apenas díons com carga elétrica negativa

estariam ligados, pois, nesse caso, sua atração coulombiana com a carga positiva do núcleo reforçaria a interação entre sua carga magnética e o grande momento magnético nuclear anômalo do núcleo de alumínio. Embora a condição de aprisionamento exija que o díon tenha carga elétrica negativa, a suposição de produção DY de pares díon-antídíon implica sensibilidade indireta aos díons com carga positiva no mesmo nível. Após a exposição, as barras de alumínio foram passadas por um magnetômetro SQUID⁴ (Superconducting Quantum Interference Device) no Laboratório de Magnetismo Natural da ETH Zurich para verificar a presença de carga magnética pertencente a díons. Nenhum sinal dos díons foi detectado no procedimento de escaneamento.

A ausência de díons detectados na fase Run-2 não desmotivou a colaboração MoE-DAL. Ao contrário, os resultados levaram a uma reavaliação das estratégias experimentais e ao aprimoramento dos detectores para a próxima fase do LHC. Com a transição para a fase Run-3, a inclusão de novas tecnologias de detecção e análise de dados promete aumentar a sensibilidade para partículas exóticas. O mecanismo de fusão de fótons, que será discutido na próxima seção, representa uma extensão dessa investigação, com a esperança de que novos experimentos possam finalmente revelar a natureza dos díons e outras partículas exóticas. Para obter detalhes sobre a primeira busca pelos díons, consulte [5].

2.4 Mecanismo de Fusão de Fótons

O processo de fusão de fótons (também conhecido como interação $\gamma\gamma$) desempenha um papel fundamental em colisões ultraperiféricas, especialmente em colisões de íons pesados [50–52] e prótons de alta energia, como as realizadas no LHC. Esse fenômeno ocorre quando dois fótons quase reais, emitidos pelos intensos campos eletromagnéticos que circundam partículas carregadas em movimento relativístico, interagem diretamente para produzir novas partículas. Esse processo está associado a uma transição quântica em que dois fótons se convertem em outras partículas. A fusão de fótons pode resultar na criação de pares de fermions (como léptons ou quarks) ou de bósons (como pares W^+W^- ou Z). Além disso, é um processo que se torna progressivamente mais eficiente para a produção de partículas massivas.

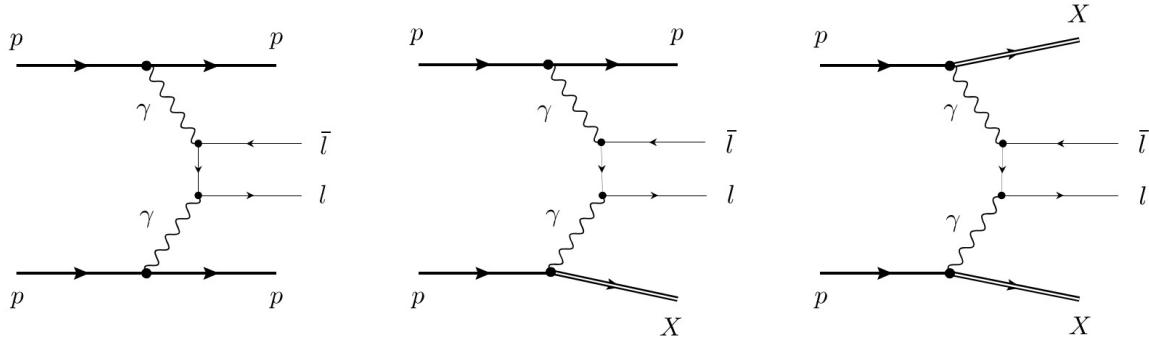
No caso das colisões próton-próton em altas energias, a grande multiplicidade de fótons disponíveis aumenta significativamente a probabilidade de fusão, facilitando a produção de estados exóticos, como díons. O ambiente de alta energia do LHC favorece essas interações, tornando a fusão de fótons uma ferramenta eficaz para explorar novas

⁴ O magnetômetro SQUID é um dispositivo extremamente sensível usado para medir campos magnéticos muito fracos. Ele é baseado em efeitos quânticos de supercondutividade e interferência quântica, permitindo a detecção de campos magnéticos extremamente pequenos.

fronteiras da física de partículas e a produção de partículas hipotéticas, conforme pode ser visto nos seguintes trabalhos [53–61].

Como mencionado na introdução, o processo $\gamma\gamma$ pode acontecer de três formas possíveis, como um processo elástico, semi-elástico ou inelástico. No caso elástico, as partículas incidentes permanecem intactas após a colisão. No caso semi-elástico, uma das partículas incidentes se quebra e hadroniza em múltiplas partículas, enquanto a outra permanece intacta. Por fim, no caso inelástico, ambas as partículas incidentes se rompem, resultando em estados hadronizados. Na Figura (3) temos os diagramas de Feynman representando o caso exclusivo (esquerda), semi-exclusivo (centro) e inclusivo (direita). Nosso interesse está apenas nos processos elásticos de fusão de fótons para produção dos díons, pois teremos uma assinatura experimental limpa.

Figura 3 – Processos exclusivo (esquerda), semi-exclusivo (centro) e inclusivo (direita).



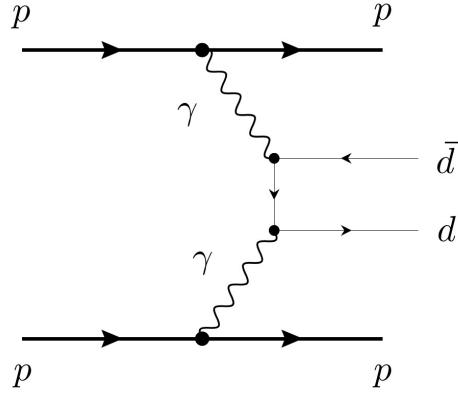
Fonte: Imagem produzida pelo próprio autor.

Os fótons envolvidos nesse processo são emitidos por partículas carregadas relati-vísticas, como os prótons que colidem no LHC, com a energia de centro de massa próximo à 14 TeV. Esses campos eletromagnéticos, gerados pelas partículas em movimento, podem ser descritos pelo modelo de Weizsäcker-Williams [26,27], que trata os prótons como fontes de fótons virtuais, criando um ambiente propício para interações fotônicas indiretas.

A fusão de fótons pode produzir diversas partículas no regime das interações de alta energia. Entre essas partículas estão os díons, como mostra o diagrama em nível de árvore na Figura (4) para colisões pp . O regime das interações de fusão de fótons é dominado pela troca de partículas leves como os fótons, o que resulta em um processo de produção central exclusiva, onde a partícula gerada pode ser detectada sem produtos adicionais de interação (como jatos de partículas fragmentadas), tornando-o um canal limpo para a investigação de estados exóticos. Para uma discussão da física com fótons no LHC e perspectivas realistas em futuros colisores veja [62,63].

Matematicamente, a seção de choque para a produção de partículas via fusão de fótons depende da intensidade dos campos eletromagnéticos gerados pelos prótons e da

Figura 4 – Diagrama de Feynman para produção do par díon-antídión por meio do mecanismo de produção fusão de fótons.



Fonte: Imagem produzida pelo próprio autor.

probabilidade de interação entre os fótons emitidos. Essa seção de choque, que descreve a probabilidade de um processo específico ocorrer em uma colisão, pode ser calculada a partir de abordagens perturbativas, utilizando a QED e a QCD. A produção de díons nesse contexto é sensível à massa da partícula, à sua carga elétrica e magnética, bem como ao spin da partícula gerada. Esses fatores influenciam diretamente a magnitude da seção de choque, com partículas de maior carga ou spin apresentando maior probabilidade de produção.

A QED nos garante que o processo de fusão de fótons ocorra [64]. Devido à natureza carregada dos díons, esses podem ser produzidos em interações de fusão de fótons, assim como outras partículas carregadas. Para que a produção de díons seja viável, a energia dos fótons envolvidos deve ser suficientemente alta para superar o limiar de produção associado à massa do par díon-antídion. Considerando díons com massas variando entre 1000 e 3000 GeV, e lembrando que os fótons emitidos em colisões próton-próton com energia de 14 TeV possuem apenas uma fração da energia total do próton, esse limite de energia de centro de massa é suficiente para produzir o par de díons dentro desse intervalo de massa.

Em resumo, o processo de fusão de fótons oferece uma janela única para explorar interações de alta energia e a produção de partículas exóticas, como os díons, em colisões ultraperiféricas de prótons. A produção central exclusiva e a natureza limpa desse processo tornam-no uma ferramenta valiosa para investigar estados desconhecidos e expandir nosso entendimento sobre a física de partículas além do Modelo Padrão [65].

2.5 Conclusão

Neste capítulo, exploramos a primeira busca por díons realizada durante o Run-2 do LHC, destacando o papel crucial do experimento MoEDAL. Discutimos o funcionamento do LHC e suas colaborações, incluindo ALICE, CMS, ATLAS e LHCb, que, em conjunto, avançam nossa compreensão sobre partículas fundamentais e suas interações. O MoEDAL, em particular, se destaca por sua capacidade de detectar HIP's e suas inovações tecnológicas, que ampliam significativamente o horizonte de descoberta da nova física. Analisamos em detalhe a busca pelos díons, que se concentrou no mecanismo de produção DY, e discutimos a importância da metodologia empregada para capturar sinais de díons, mesmo na ausência de detecções positivas. Através dessa busca, estabelecemos um paralelo com o mecanismo de fusão de fótons, que será adotado em nossa dissertação, enfatizando seu potencial para gerar novas partículas em UPC.

Com isso, o capítulo estabelece as bases para a exploração subsequente do mecanismo de fusão de fótons, que, devido à sua natureza limpa e eficiente, oferece novas perspectivas na busca por díons e outras partículas exóticas. A medida que avançamos, a interseção entre a teoria e os experimentos realizados no LHC continuará a moldar o futuro da física de partículas, em busca de respostas para questões fundamentais sobre a estrutura do universo.

3 APROXIMAÇÃO DE FÓTONS EQUIVALENTES

Neste capítulo, discutiremos o conceito da *Equivalent Photon Approximation* (EPA), no português *Aproximação de Fótons Equivalentes*, um método amplamente utilizado para descrever interações eletromagnéticas em colisões de alta energia. Inicialmente, abordaremos brevemente a história do desenvolvimento desse método, explorando sua relevância e aplicação em experimentos de física de partículas. Em seguida, apresentaremos uma derivação detalhada da EPA, estabelecendo as bases matemáticas que fundamentam o cálculo do espectro de fótons equivalentes.

Posteriormente, aplicaremos o método para calcular o espectro de fótons equivalentes gerados por íons de chumbo, o que é particularmente relevante para UPC. Além disso, faremos uma análise específica para prótons, utilizando o cálculo desenvolvido por Dress e Zerppenfeld, que é uma importante referência nessa área de estudo. Por fim, discutiremos os resultados obtidos, destacando a importância desse método na análise de processos de produção de partículas mediadas por fótons em colisões de alta energia.

3.1 Uma Breve História

Em 1924, Enrico Fermi [25] derivou o método conhecido como a aproximação de fótons equivalentes, que permitiu compreender que o efeito produzido por um forte campo eletromagnético é análogo ao efeito produzido por um fluxo de radiação de fótons [66]. Um exemplo disso seria a ionização ou excitação de átomos: tanto o campo eletromagnético de uma partícula carregada quanto um fluxo de fótons geram o mesmo resultado sobre um átomo alvo. Fermi usou esse *insight* para calcular a probabilidade de ionização de um átomo pela passagem de uma partícula carregada a uma determinada distância.

Mais tarde, C. F. von Weizsäcker [26] e E. J. Williams [27] estenderam essa aproximação para partículas ultra-relativísticas, derivando o famoso *Método de Weizsäcker-Williams*. Esse método explora a semelhança entre o campo elétrico e magnético de uma partícula carregada e o campo gerado por um pulso de radiação, algo já previsto pela eletrodinâmica clássica. A grande inovação foi permitir que partículas carregadas em alta energia fossem tratadas como fontes de fótons virtuais, simplificando o cálculo de seções de choque em interações eletromagnéticas.

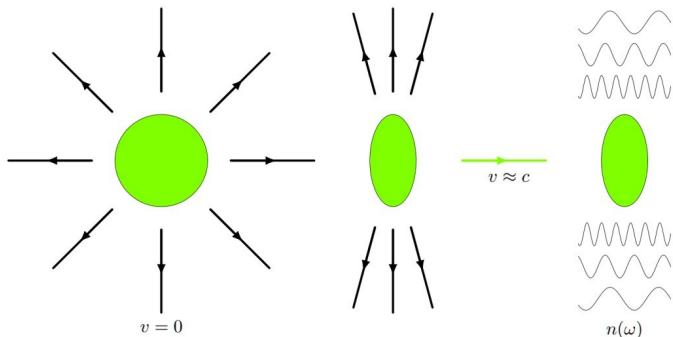
A partir desse formalismo, a aproximação de fótons equivalentes tornou-se uma

ferramenta fundamental para o cálculo de processos eletromagnéticos em colisões de partículas carregadas, como em experimentos de alta energia [67]. Em particular, colisões envolvendo díons, como discutido nesta dissertação, podem ser modeladas através da interação de fótons virtuais emitidos por partículas carregadas ultra-relativísticas.

Para entender melhor como esse método funciona, podemos começar analisando o campo eletromagnético de uma partícula carregada em repouso e em movimento relativístico. Na Figura (5), uma partícula carregada em repouso ($v = 0$) gera um campo elétrico radial, simétrico em todas as direções. Porém, à medida que a partícula atinge velocidades relativísticas ($v \approx c$), um intenso campo eletromagnético é comprimido em uma direção perpendicular ao movimento da partícula. Esse efeito relativístico causa uma contração das linhas de campo, concentrando-as em regiões acima e abaixo da partícula, o que é conhecido como o efeito de contração de Lorentz.

Segundo o método de Weizsäcker-Williams, podemos tratar esse campo eletromagnético comprimido como uma nuvem de fótons virtuais. Como ilustrado na Figura (5), essa “nuvem” de fótons envolve a partícula e, no caso de colisões de partículas ultra-relativísticas, esses fótons podem interagir e gerar um estado final, como díons. Isso significa que a partícula carregada pode ser tratada como uma fonte de fótons, e essas interações são frequentemente dominadas pela fusão de fótons virtuais em UPC.

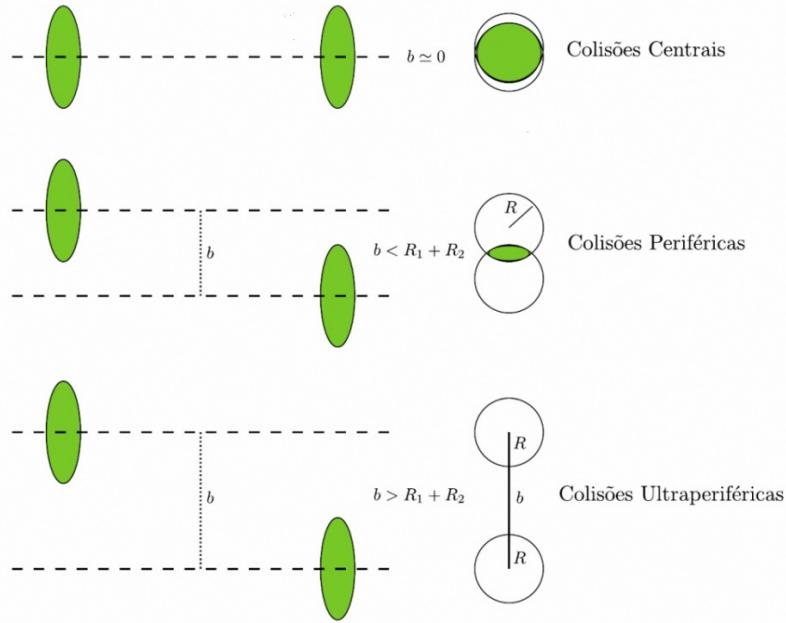
Figura 5 – Campo Eletromagnético de uma partícula carregada.



Fonte: Imagem retirada da referência [68].

Além disso, na Figura (6), classificamos as colisões de partículas em termos do parâmetro de impacto b , que é a distância entre os centros de duas partículas durante a colisão. Para $b \approx 0$ temos uma colisão central, para $b < R_1 + R_2$ temos uma colisão periférica, já para $b > R_1 + R_2$ temos uma UPC. Nas UPC, onde o parâmetro de impacto é maior que a soma dos raios das partículas, a interação é dominada pela troca de fótons. Essas colisões são ideais para o estudo de fotoprodução de partículas, pois suprimem interações fortes, como a troca de glúons, permitindo a exploração de fenômenos puramente eletromagnéticos. Para uma revisão sobre a física das colisões ultraperiféricas; veja [69, 70].

Figura 6 – Colisões Hadrônicas



Fonte: Imagem retirada da referência [68].

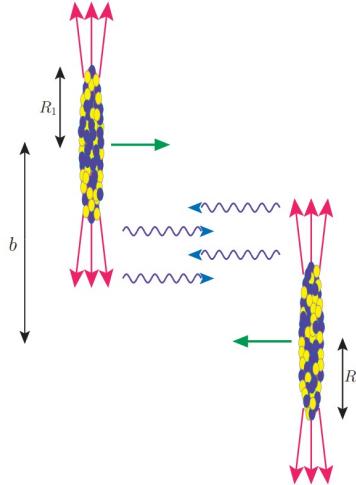
A aproximação de fótons equivalentes tem sido aplicada em experimentos modernos como os conduzidos no LHC, oferecendo novas formas de explorar fenômenos além do Modelo Padrão. As UPCs em experimentos como o ALICE [71, 72] e ATLAS [73, 74] são exemplos práticos de como essa técnica é usada para investigar interações eletromagnéticas. A capacidade de suprimir a interação nuclear forte em UPCs permite que os físicos estudem processos eletromagnéticos com alta precisão, como a fusão de dótions para a produção de pares de partículas, incluindo díons e outras partículas exóticas.

A Figura (7) mostra a colisão de duas partículas carregadas de raio R_1 e R_2 altamente energéticas com um parâmetro de impacto $b > R_1 + R_2$, as linhas de campo eletromagnéticas dessas partículas são contraídas pela contração de Lorentz. A EPA determina que o forte campo eletromagnético seja visto como uma fonte de fótons que vão ser chamados de equivalentes. Neste processo pode haver a interação fóton-fóton ou fóton-núcleo. Para a produção dos díons estamos interessados apenas no processo fóton-fóton.

A aproximação mencionada permite fatorar a seção de choque σ_{el} de uma colisão entre duas partículas carregadas como o produto da seção de choque do processo de interação entre fótons virtuais e o espectro desses fótons. A equação básica é expressa como

$$\sigma_{el} = \int_{b_{min}}^{\infty} d\omega_1 d\omega_2 n(\omega_1)n(\omega_2) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \chi}(\hat{s}) , \quad (3.1)$$

Figura 7 – Colisão de duas partículas carregadas A_1 e A_2 , de raio R_1 e R_2 , respectivamente, separadas por uma parâmetro de impacto b .



Fonte: Imagem retirada da referência [75].

onde, σ_{el} representa a seção de choque total para a produção do sistema final \mathcal{X} por meio da interação de fótons virtuais emitidos pelas partículas carregadas, ω_1 e ω_2 são as energias dos fótons emitidos pelas partículas carregadas. Essas energias determinam a escala de energia da interação, e a integração sobre essas variáveis soma todas as possíveis combinações de energias de fótons que contribuem para a produção de \mathcal{X} . $n(\omega_1)$ e $n(\omega_2)$ representam os espectros de fótons equivalentes, ou seja, a densidade de fótons virtuais com energias ω_1 e ω_2 emitidos pelas partículas. Esses espectros dependem das propriedades das partículas e da natureza do campo eletromagnético que geram. O limite de integração inferior (b_{min}) corresponde à distância de impacto mínima permitida entre as duas partículas carregadas. A presença de um limite inferior reflete a necessidade de evitar que as partículas colidam diretamente em vez de interagirem apenas via fusão de fótons. O limite de integração superior (∞) determina que a integração se estende até o infinito para capturar a contribuição de fótons de qualquer energia que possam ser emitidos pelas partículas. E $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \mathcal{X}}(\hat{s})$ é a seção de choque de fotoprodução do sistema final \mathcal{X} na fusão de dois fótons, dada por

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \mathcal{X}}(\hat{s}) = 8\pi(2J+1) \frac{\Gamma_{\mathcal{X}\gamma\gamma} \Gamma_{tot}}{(W_{\gamma\gamma}^2 - M_{\mathcal{X}}^2)^2 + M_{\mathcal{X}}^2 \Gamma_{tot}^2}, \quad (3.2)$$

onde J é o spin do estado final produzido, $\Gamma_{\mathcal{X}\gamma\gamma}$ é a largura de decaimento parcial de \mathcal{X} em dois fótons, Γ_{tot} é a largura de decaimento total, e $W_{\gamma\gamma}^2$ é a energia de centro de massa dos dois fótons. A variável \hat{s} é o quadrado da energia de centro de massa do sistema \mathcal{X} , determinado por $\hat{s} = 4\omega_1\omega_2$ para fótons com momento linear quase colinear.

A expressão (3.1) integra todas as possíveis energias de fótons emitidos pelas partículas carregadas e calcula a contribuição para a seção de choque total a partir da

interação de todos esses pares de fótons virtuais.

Além do cálculo básico de seções de choque, diferentes métodos podem ser usados para estimar o espectro de fótons, como o cálculo de Weizsäcker-Williams para colisões de íons pesados e o método de Drees-Zeppenfeld [76], que leva em conta a estrutura interna do próton. Outros métodos, como o modelo de fatoração QCD [77, 78] e aproximações baseadas em simulações de Monte Carlo [79, 80], também são usados para estudar colisões de partículas carregadas. No entanto, a aproximação de fótons equivalentes se destaca por sua simplicidade e precisão em regimes ultra-relativísticos, sendo especialmente eficaz para processos dominados por interações eletromagnéticas.

Embora a aproximação de fótons equivalentes seja extremamente útil, ela tem limitações, especialmente em regimes de energia muito baixa ou quando efeitos nucleares não podem ser negligenciados. Em energias muito altas, efeitos de saturação de glúons ou de interação nuclear forte podem modificar os resultados previstos pela aproximação. Melhorias no modelo têm sido propostas, como extensões que incluem correções quânticas ou simulações de Monte Carlo mais sofisticadas, permitindo uma maior precisão em regimes extremos.

Em conclusão, a aproximação de fótons equivalentes fornece uma maneira conveniente de modelar colisões de partículas carregadas ultra-relativísticas e permite explorar interações eletromagnéticas em uma ampla gama de regimes energéticos. Nas seções seguintes, derivaremos o método de Weizsäcker-Williams e aplicaremos diferentes aproximações para colisões de íons de chumbo e prótons, com o objetivo de calcular seções de choque relevantes para a produção de díons.

3.2 Derivação do Método de Weizsäcker-Williams

O método de Weizsäcker-Williams, fundamentado em conceitos clássicos e quânticos, é amplamente utilizado para determinar o espectro de fótons equivalentes, $n(\omega)$. Sua ideia principal é aproximar os campos eletromagnéticos de uma partícula ultra-relativística com um feixe de fótons virtuais, permitindo a análise de processos de interação como UPC. A seguir, será apresentada a derivação do método. Para uma abordagem mais detalhada da derivação clássica vamos seguir [81].

O espectro de fótons equivalentes integrados sobre todos os parâmetros de impacto é expresso por:

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} N(\omega, b) b \, db, \quad (3.3)$$

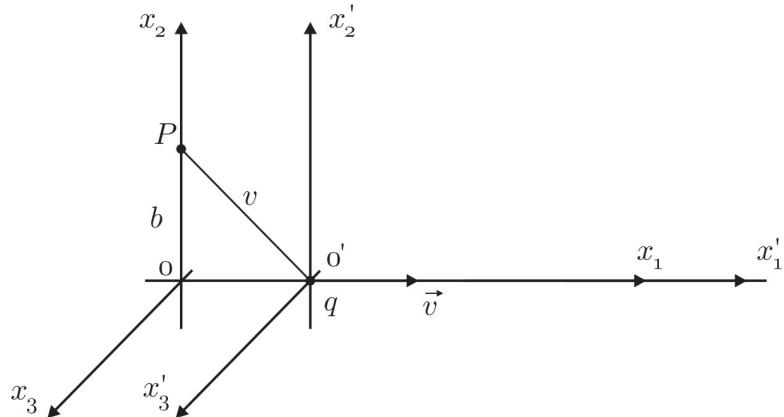
onde $N(\omega, b)$ representa o fluxo de fótons equivalentes, ω é a energia dos fótons e b o

parâmetro de impacto. O limite inferior da integral, b_{\min} , pode ser determinado a partir do princípio da incerteza, dado por $b_{\min} \sim \frac{1}{p_{\max}}$ [82], onde p_{\max} é o momento transferido máximo na colisão. Esse valor corresponde à menor distância de aproximação entre as partículas interagentes.

Como mostrado na Eq. (3.3), o cálculo do espectro de fótons $n(\omega)$ depende da avaliação do fluxo de fótons equivalentes, que pode ser obtido pela transformada de Fourier dos campos eletromagnéticos da partícula em movimento. Assim, determinamos o espectro de frequência $I(\omega, b)$. Para uma discussão detalhada sobre a emissão de radiação de uma partícula relativística com carga q , veja [83].

Na Figura (8), temos a representação de dois referenciais inerciais, O e O' . Uma partícula de carga q , no referencial O' com coordenadas $(vt, 0, 0)$, move-se ao longo do eixo x'_1 com velocidade $v \approx c$ e passa próxima ao observador P , localizado nas coordenadas $(0, b, 0)$ no referencial O . No tempo $t = t' = 0$, as origens dos referenciais coincidem, e a distância entre o ponto P e a partícula em O' é o que chamamos de parâmetro de impacto b .

Figura 8 – Partícula com carga q movendo com velocidade constante $v \approx c$ no referencial O' , passando próxima a um observador no ponto P no referencial O com um parâmetro de impacto b .



Fonte: Adaptado de [81].

Vamos discutir a seguir como o observador P vê o campo eletromagnético criado pela partícula carregada que se move com velocidade constante em relação a ele, ou seja, conhecidos o campo elétrico e magnético no referencial de repouso da partícula O' , vamos obter os mesmos valores para o referencial O mediante as transformações de Lorentz para os campos elétricos e magnéticos.

Podemos obter os campos¹ elétrico \mathbf{E} e magnético \mathbf{B} a partir dos potencias vetor

¹ Estamos adotando Unidades Gaussianas.

\mathbf{A} e escalar ϕ

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi, \quad (3.4)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (3.5)$$

em O' , onde a partícula está em repouso, o campo eletromagnético gerado é puramente elétrico, e sua expressão é dada por:

$$\mathbf{E}' = \frac{q}{r^3} \mathbf{r}, \quad (3.6)$$

onde \mathbf{r} é o vetor posição. As componentes cartesianas desse campo são:

$$E'_1 = -\frac{qvt'}{(r')^3}, \quad E'_2 = \frac{qb}{(r')^3}, \quad E'_3 = 0,$$

em que $r' = \sqrt{b^2 + (vt')^2}$. No referencial O , as coordenadas $x'_1 = -vt$, $x'_2 = b$ e $x'_3 = 0$. O parâmetro de impacto é o mesmo para ambos. As transformações de Lorentz entre os referenciais O e O' nos permitem relacionar os tempos t e t' da seguinte maneira:

$$t' = \gamma \left(t - \frac{v}{c^2} x_1 \right) = \gamma t, \quad (3.7)$$

onde γ é o fator de Lorentz, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, com $\beta = v/c$.

Para transformar os campos elétricos e magnéticos entre os referenciais, usamos as propriedades do tensor de campo eletromagnético $F_{\mu\nu}$, dado por:

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu}, \quad (3.8)$$

onde $A_\mu = (\phi, \mathbf{A})$ é o quadrivetor potencial eletromagnético. As transformações inversas de Lorentz para os campos elétricos e magnéticos são, então, dadas por:

$$E_1 = E'_1, \quad E_2 = \gamma(E'_2 + \beta B'_3), \quad E_3 = \gamma(E'_3 - \beta B'_2), \quad (3.9)$$

$$B_1 = B'_1, \quad B_2 = \gamma(B'_2 - \beta E'_3), \quad B_3 = \gamma(B'_3 + \beta E'_2),$$

temos, então, que

$$\begin{aligned} E'_1 &= -\frac{qv\gamma t}{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^{3/2}}, & E'_2 &= \frac{qb}{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^{3/2}}, & E'_3 &= 0, \\ B'_1 &= 0, & B'_2 &= 0, & B'_3 &= 0. \end{aligned}$$

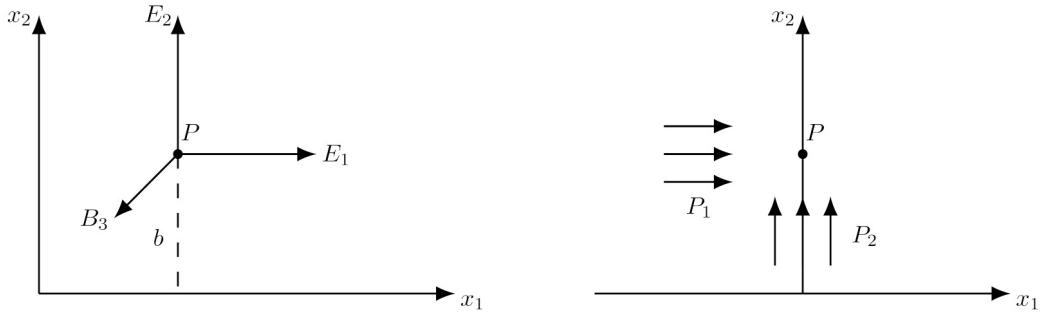
Substituindo as componentes dos campos no referencial O' , obtemos as seguintes expressões para o referencial O :

$$E_1 = -\frac{qv\gamma t}{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^{3/2}}, \quad E_2 = \frac{\gamma qb}{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^{3/2}}, \quad B_3 = \gamma\beta E'_2 = \beta E_2, \quad (3.10)$$

onde as demais componentes dos campos são nulas. Assim, os campos sentidos no ponto P são apenas E_1 , E_2 e B_3 . Para calcular o espectro de fótons equivalentes $n(\omega)$, tomamos a transformada de Fourier desses campos eletromagnéticos. Isso reflete a essência do método de Weizsäcker-Williams, que aproxima os campos \mathbf{E} e \mathbf{B} de uma carga relativística como pulsos de radiação plana, equivalentes a ondas eletromagnéticas.

No limite relativístico ($\beta \sim 1$), o campo magnético B_3 tende ao mesmo valor do campo elétrico E_2 , como mostrado na Figura (9). Dessa forma, um observador no ponto P percebe que ambos os campos são quase idênticos, transversais à direção do movimento da partícula e perpendiculares entre si, caracterizando um pulso de radiação plano-polarizada. Isso faz com que o observador não consiga distinguir o campo gerado pela partícula movendo-se a $v \approx c$ de um pulso de radiação eletromagnética plana, justificando a aproximação de fótons equivalentes.

Figura 9 – Representação dos pulsos P_1 , formado por E_2 e B_3 , e P_2 , formado por E_1 .



Fonte: Adaptado de [81].

os campos E_2 e B_3 formam o pulso P_1 , que se propaga na direção x_1 . O pulso P_2 , na direção x_2 , é formado apenas por E_1 , cuja componente longitudinal não tem um campo magnético ortogonal associado. Para garantir a consistência da descrição relativística, adiciona-se um campo magnético artificial a P_2 , sem que o resultado final seja afetado. Com isso, os pulsos P_1 e P_2 representam bem o campo criado pela partícula carregada em qualquer referencial inercial [81].

Vimos que o método de Weizsäcker-Williams oferece uma maneira eficaz de descrever os efeitos das interações entre uma partícula carregada e um sistema perturbado, utilizando uma aproximação de fótons equivalentes. A ideia central é substituir a partícula perturbadora por um espectro de fótons virtuais e, em seguida, calcular os efeitos dessa radiação sobre o sistema em questão. Isso simplifica significativamente a análise de interações eletromagnéticas em colisões de alta energia.

Esse método é amplamente utilizado no cálculo de seções de choque em processos eletromagnéticos, especialmente em experimentos envolvendo colisões de partículas relati-

vísticas, como no LHC. A capacidade de reduzir interações complexas a problemas mais tratáveis, transformando campos eletromagnéticos em pulsos equivalentes de radiação, é crucial para a compreensão de diversos fenômenos em física de altas energias.

A seguir, aplicaremos essa metodologia para calcular o espectro de fótons equivalentes para o caso pontual e para prótons, em colisões ultra-relativísticas.

3.3 Espectro de Fótons Equivalentes

Para calcular o espectro de fótons equivalentes para o caso pontual (feixes de íons de chumbo), consideramos o espectro de frequência $I(\omega, b)$ para os pulsos P_1 e P_2 . O espectro de frequência é caracterizado como a distribuição de energia por unidade de área e por intervalo unitário de frequência. De acordo com a eletrodinâmica clássica, o espectro de frequência é dado por [81]:

$$I(\omega, b) = \frac{c}{2\pi} |E(\omega)|^2,$$

onde ω é a energia do fótons, b é o parâmetro de impacto e $E(\omega)$ é a transformada de Fourier do campo elétrico para o pulso de radiação, dada por:

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{i\omega t} dt.$$

O espectro de frequência associado aos pulsos P_1 e P_2 , é dado por:

$$I_1(\omega, b) = \frac{c}{2\pi} |E_2(\omega)|^2, \quad (3.11)$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{c}{2\pi} |E_1(\omega)|^2, \quad (3.12)$$

onde $E_1(\omega)$ e $E_2(\omega)$ são definidos como:

$$E_1(\omega) = -\frac{Ze}{\gamma bv} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\xi e^{i\omega b \xi / \gamma v}}{(1 + \xi^2)^{3/2}} d\xi, \quad (3.13)$$

$$E_2(\omega) = \frac{Ze}{bv} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\omega b \xi / \gamma v}}{(1 + \xi^2)^{3/2}} d\xi, \quad (3.14)$$

temos que $\xi = \gamma v t / b$. Podemos expressar (3.13) e (3.14) em termos das funções de Bessel modificadas de segunda ordem, K_0 e K_1 , onde

$$E_1(\omega) = -\frac{iZe}{\gamma bv} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left[\frac{\omega b}{\gamma v} K_0\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right], \quad (3.15)$$

e

$$E_2(\omega) = \frac{Ze}{bv} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left[\frac{\omega b}{\gamma v} K_1 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right]. \quad (3.16)$$

Substituindo a equação (3.16) em (3.11), e a equação (3.15) em (3.12), temos:

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{Ze}{bv} \right)^2 \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right], \quad (3.17)$$

e

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{Ze}{bv} \right)^2 \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right]. \quad (3.18)$$

O fluxo de fótons equivalentes $N(\omega, b)$ relacionado aos espectros de frequência $I_1(\omega, b)$ e $I_2(\omega, b)$ é dado por (ver em [83])

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} [I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b)]. \quad (3.19)$$

Substituindo (3.17) e (3.18) em (3.19) chegaremos à

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 e^2}{\pi^2 v^2 b^2 \omega} \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) + \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right]. \quad (3.20)$$

Usualmente, podemos determinar que a constante de estrutura fina pode ser dada na forma $\alpha_{el} = e^2$, e $u = \omega b / \gamma v$. Assim, podemos escrever (3.20) na forma

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha_{el}}{\pi^2 v^2 b^2} \frac{u^2}{\omega} \left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(u) \right]. \quad (3.21)$$

A equação (3.21) destaca a importância da energia dos fótons equivalentes em colisões ultraperiféricas de partículas relativística. A intensidade do pulso P_2 se torna irrelevante pela multiplicação por um fator γ^{-2} . Com este cálculo do número de fótons equivalentes dado pela equação acima (3.21), podemos encontrar o espectro de fótons equivalentes dado por (3.3), assim temos

$$n(\omega) = \frac{2 Z^2 \alpha_{el}}{\pi v^2} \frac{1}{\omega} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{v^2 \xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \quad (3.22)$$

onde $\xi = \omega b_{min} / \gamma \beta$. Essa expressão para o espectro de fótons equivalentes (3.22) se torna válida apenas para partículas pontuais, ou seja, não se deve levar em consideração sua estrutura interna. Podemos aplicar tanto para colisões $PbPb$ como para colisões pp , desde que não consideremos que o próton tem estrutura interna. Reescrevendo a equação (3.22)

em termos da fração de energia portada pelo fóton $x = \omega/E$, ou seja, realizamos a troca de $n(\omega)$ por $f(x)$, temos:

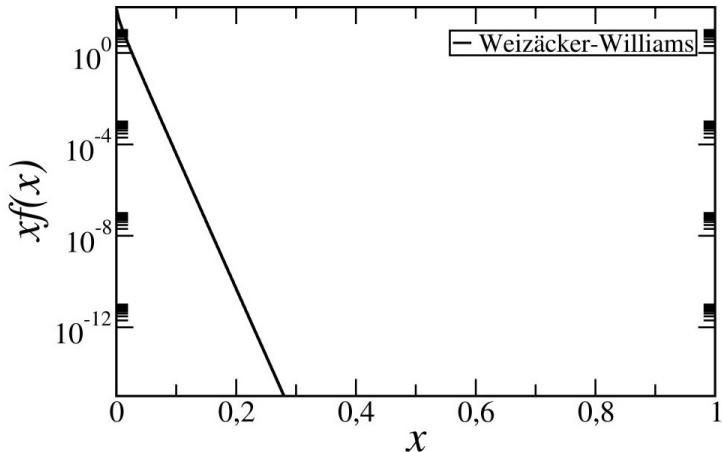
$$f(x)_{Pb} = \frac{2 Z^2 \alpha_{el}}{\pi v^2} \frac{1}{x} \left[\zeta K_0(\zeta) K_1(\zeta) - \frac{v^2 \zeta^2}{2} (K_1^2(\zeta) - K_0^2(\zeta)) \right], \quad (3.23)$$

com $\zeta = x M_A b_{min}/v$. Para um intervalo de tempo Δt , a energia máxima do fóton pode ser estimada pelo princípio da incerteza:

$$\Delta E \Delta t \simeq \frac{\omega b}{\gamma v} \simeq 1 \longrightarrow \omega \simeq \frac{\gamma v}{b}. \quad (3.24)$$

A Figura (10) mostra a representação gráfica da equação (3.23). Para colisões $PbPb$, o parâmetro de impacto mínimo adotado experimentalmente é $b_{min} = 1,2 M_A^{1/3}$ fm, com uma energia de centro de massa de 5,5 TeV. Observa-se que o número de fótons equivalentes é maior para fótons de baixa energia e decai rapidamente para fótons de maior energia, indicando a baixa probabilidade de fótons de alta energia em colisões de íons de chumbo.

Figura 10 – Espectro de fótons equivalentes para colisões de íons de chumbo a 5,5 TeV. O gráfico ilustra a fração de energia portada por fótons equivalentes em função da energia.



Fonte: Imagem retirada da referência [84].

Esses resultados mostram que o método de fótons equivalentes aplicado ao caso de íons de chumbo, é uma ferramenta fundamental para estimar as condições em que processos eletromagnéticos ocorrem em colisões ultraperiféricas.

3.4 Espectro de Fótons Equivalentes para Prótons

Conforme discutido anteriormente, a equação (3.23) é aplicável apenas para partículas pontuais, o que significa que não considera a estrutura interna das partículas. No

entanto, sabemos que o próton é uma partícula com uma subestrutura interna dinâmica muito complexa, composto por quarks e glúons que interagem fortemente entre si. Para calcular o espectro de fótons equivalentes, utilizaremos um método que leva em consideração a estrutura interna da partícula. Na literatura, várias propostas incluem correções ou modificações nesse cálculo. Para colisões hadrônicas, seguiremos o método proposto por Drees-Zeppenfeld [76].

Para objetos com uma estrutura interna, como o próton, a forma mais geral do espectro de fótons é dada por [67]:

$$f(x) = \frac{\alpha_{el} Z^2}{\pi} \frac{1 - x + 0,5x^2}{x} \int_{Q_{min}^2}^{\infty} \frac{Q^2 - Q_{min}^2}{Q^4} |F(Q^2)|^2 dQ^2 , \quad (3.25)$$

onde Q^2 é o quadrimomento transferido, x é a fração de energia portada pelo fóton, $F(Q^2)$ é o fator de forma, α_{el} é a constante de estrutura fina e Q_{min}^2 é o quadrimomento mínimo transferido, em função de x , expresso como:

$$Q_{min}^2 = \frac{(xM_A)^2}{1 - x} , \quad (3.26)$$

sendo M_A a massa do projétil. O fator de forma $F(Q^2)$, associado à distribuição de carga nuclear da partícula, pode ser definido como a transformada de Fourier da distribuição de carga [85]:

$$F(Q^2) = \int \rho(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} d^3\mathbf{r} , \quad (3.27)$$

onde $\rho(\mathbf{r})$ é a densidade volumétrica de carga nuclear. Esse fator nos permite incorporar a estrutura interna das partículas envolvidas na colisão. Drees e Zeppenfeld calcularam o espectro de fótons equivalentes para fótons de alta energia [76] utilizando o fator de forma dipolar:

$$F_E(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0,71 \text{GeV}^2} \right)^{-2} , \quad (3.28)$$

além disso, eles utilizaram a aproximação:

$$\frac{(Q^2 - Q_{min}^2)}{Q^4} \approx \frac{1}{Q^2} . \quad (3.29)$$

Esta aproximação é válida em regimes onde Q^2 é suficientemente grande em comparação a Q_{min}^2 , simplificando consideravelmente os cálculos do espectro de fótons equivalentes. Ela permite evitar integrações complicadas e ainda fornece resultados precisos para a maior parte do espectro de fótons em colisões hadrônicas envolvendo prótons, especialmente para valores menores de x , onde a contribuição dos fótons de baixa energia domina.

Isso permite reescrever a equação (3.25) como:

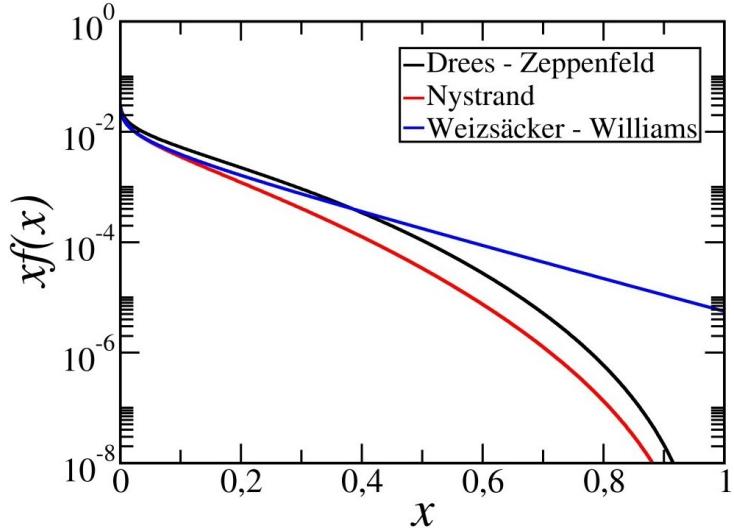
$$f(x) = \frac{\alpha_{el}}{\pi} \frac{1 - x + 0,5x^2}{x} \left[\ln(A) - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right], \quad (3.30)$$

onde $A = 1 + 0,71\text{GeV}^2/Q_{\min}^2$. Um resultado alternativo foi apresentado por Nystrand, que não negligenciou o termo Q_{\min}^2 , obtendo:

$$f(x)_p = \frac{\alpha_{el}}{\pi} \frac{1 - x + 0,5x^2}{x} \left[\frac{A+3}{A-1} \ln(A) - \frac{17}{6} - \frac{4}{3A} + \frac{1}{6A^2} \right]. \quad (3.31)$$

Além da distribuição de carga, o momento magnético gerado pelo movimento dos quarks dentro do próton está associado a um fator de forma do momento magnético, $F_M(q^2)$, conforme investigado por Kniehl, para uma revisão; veja [86]

Figura 11 – Espectro de fótons equivalentes para prótons em função da fração de energia portada pelo fóton. Comparação entre os resultados obtidos por Weizsäcker-Williams, Drees-Zeppenfeld e Nystrand.



Fonte: Imagem retirada da referência [84].

A Figura (11) apresenta uma comparação entre os espectros de fótons equivalentes do próton, em função da fração de energia portada pelo fóton, conforme calculados por Weizsäcker-Williams, Drees-Zeppenfeld e Nystrand. Para pequenos valores de x , os três métodos coincidem, indicando uma maior presença de fótons de baixa energia. À medida que x aumenta, o número de fótons de alta energia diminui. Observamos que o método de Weizsäcker-Williams prevê uma maior quantidade de fótons de alta energia em comparação com os outros dois métodos.

3.5 Conclusão

Neste capítulo, apresentamos a aproximação de fótons equivalentes, ou método de Weizsäcker-Williams, que é o formalismo utilizado nesta dissertação para calcular o espectro de fótons em colisões de prótons e íons de chumbo, conforme mostrado nas equações (3.23) e (3.11). Para colisões de prótons, utilizamos o cálculo de Drees-Zeppenfeld, enquanto que para íons de chumbo, seguimos o trabalho de Weizsäcker e Williams. As Figuras (10) e (11) mostram que, para íons de chumbo, o espectro de fótons é dominante em baixas energias, enquanto que, para prótons, mais fótons de alta energia são produzidos no limite de altas energias.

Abordamos também a complexidade da estrutura interna do próton, composta por quarks e glúons, destacando a importância de correções que considerem essa subestrutura nas seções de choque e taxas de produção de partículas. Analisamos as diferenças entre os métodos de Weizsäcker-Williams, Drees-Zeppenfeld e Nystrand, observando que, para pequenas frações de energia x , os métodos convergem, mas divergem para valores maiores de x .

Esses resultados ressaltam a relevância do espectro de fótons equivalentes para investigações experimentais em física de partículas, especialmente no contexto da foto-produção. Na sequência, prosseguiremos explorando as implicações dos resultados deste capítulo para a produção de díons em colisões hadrônicas.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo, apresentamos as expressões para as seções de choque associadas à fusão de fótons de pares de díons com diferentes spins. Iniciamos com a análise dos díons de spin-0 e spin-1/2, discutindo os resultados obtidos para suas seções de choque. Em seguida, abordamos o caso dos díons de spin-1, incluindo um termo de momento magnético arbitrário κ . Em todas as situações, consideramos os acoplamentos eletromagnéticos dependentes de β , um parâmetro relacionado à velocidade dos díons no referencial de centro de massa. Além das seções de choque, calculamos o número de eventos esperado para a produção de díons nas condições do LHC e analisamos a constante de estrutura fina desses díons, fornecendo uma visão abrangente sobre seus possíveis acoplamentos e produção em colisões ultraperiféricas de ptótions.

4.1 Seção de Choque para Produção dos Díons

Como visto nas seções anteriores, a primeira busca por díons no LHC utilizou-se o mecanismo de produção DY, com base nas buscas por monopolos magnéticos com spin-0, 1/2 e 1 no MoEDAL, conforme documentado em [46] e [48]. Os modelos foram gerados no MadGraph5¹ [47] utilizando a Universal FeynRules Output, conforme descrito em [48]. Além disso, nesta busca inicial por díons no MoEDAL, foram utilizados diagramas de Feynman em nível de árvore e as Funções de Distribuição de Partons NNPDF23, conforme descrito em [49], para o processo DY.

É importante notar que existem diferenças significativas entre as assinaturas do monopolo magnético e do díon no LHC, principalmente devido à carga elétrica do díon. Assim, as aproximações teóricas desenvolvidas para monopolos na referência [48] podem ser estendidas para os díons, basta substituir na seção de choque o quadrado da carga magnética do monopolo, g^2 , por $g^2 + q^2$, onde q é a carga elétrica do díon. Essa modificação está em conformidade com a teoria dual efetiva proposta por Milton e Gamberg, conforme descrito em [89] e [90].

Sabemos que a constante de estrutura fina eletromagnética² é dada por

$$\alpha_{el} = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}, \quad (4.1)$$

¹ O MadGraph5 é um software amplamente utilizado em partículas físicas para simular processos de questões em alta energia [87,88].

² A α_{el} é aproximadamente igual a 1/137, o que indica a intensidade da interação eletromagnética em escalas atômicas e subatômicas.

mediante a *dualização eletromagnética*, podemos encontrar a partir de (4.1) a constante de estrutura fina magnética

$$\alpha_g = \frac{g^2(\beta)}{4\pi} = \frac{g^2\beta^{2\delta}}{4\pi} = \alpha_g^2\beta^{2\delta}. \quad (4.2)$$

Para obtermos a constante de estrutura fina para os díons α_d basta substituir em (4.2) g^2 por $g^2 + q^2$, como mostrado abaixo

$$\alpha_d = \frac{(g^2 + q^2)\beta^2}{4\pi}. \quad (4.3)$$

Aqui, $g = n_m g_D$, onde n_m é o número de carga magnética e g_D é a carga magnética fundamental ($g_D = 68,5e$), $q = n_e e$, com n_e representando o número de carga elétrica e e sendo a carga elétrica fundamental ($e \approx \sqrt{\frac{4\pi}{137}}$). Assim, temos

$$\alpha_d = \frac{(n_m^2 g_D^2 + n_e^2 e^2)\beta^2}{4\pi}. \quad (4.4)$$

Para os díons, a constante de estrutura fina pode ser generalizada para incluir tanto a interação elétrica quanto a magnética. Após algumas manipulações matemáticas em (4.4), a constante de estrutura fina é expressa como

$$\alpha_d = \beta^2 \alpha_{el} \left[\left(\frac{n_m}{2\alpha_{el}} \right)^2 + n_e^2 \right], \quad (4.5)$$

na equação (4.5), a constante de estrutura fina é apresentada em termos da velocidade β da partícula. Na seção 4.7, discutiremos α_d e calcularemos seu valor para os limites estabelecidos. A velocidade β pode ser representada por

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4M_d}{s}}, \quad (4.6)$$

neste trabalho, a velocidade do díon β é dada pela expressão invariante de Lorentz (4.6), em função de sua massa M_d e da variável de Mandelstam s , onde s representa o quadrado da energia do centro de massa das partículas incidentes.

Estamos interessados na produção do par díon-antídión com spins 0, 1/2 e 1 a partir de fótons. Para os casos de díons com spin-1/2 e spin-1 incluímos um termo de momento magnético κ , tratado como um novo parâmetro fenomenológico. Este, juntamente com o acoplamento dependente da velocidade, permite um tratamento perturbativo do cálculo da seção de choque. Além disso, κ tem implicações na unitariedade e na renormalizabilidade da teoria efetiva. A teoria correspondente é uma Teoria de Calibre U(1)³ eficaz, obtida após a dualização apropriada das teorias de campo que descrevem as interações de campos

³ A teoria de calibre U(1) é baseada na simetria de fase global U(1). Sua principal consequência é a existência de um campo de calibre, o campo eletromagnético, que descreve a interação eletromagnética entre partículas carregadas, como elétrons e prótons.

carregados de spin S com fótons. Na referência [91], os autores calcularam (em modelos dualizados apropriados) as seções de choque totais para produção de pares de monopólos por fusão de fótons para três modelos de spin diferentes: 0, 1/2 e 1. Teoricamente, as seções de choque aumentam com o aumento do spin, mantendo fixo o valor da massa da partícula. As expressões para as seções de choque são avaliadas utilizando o pacote FeynCalc⁴ [92,93] no Mathematica. Com base nesse trabalho, podemos generalizar cada seção de choque dos monopólos para o caso dos díons com diferentes spins, como veremos nas próximas seções.

As seções de choque para a produção de díons foram calculadas utilizando o código Fortran, que implementa uma integração numérica utilizando a biblioteca CubaLib⁵. No programa calculamos a seção de choque total para a produção central de díons por fusão de fótons em colisões de prótons. A integral envolvida é realizada sobre uma função de luminosidade, que depende da distribuição dos fótons equivalentes para os prótons.

Consideramos como modelo para a luminosidade de fótons o modelo de Drees-Zeppenfeld para prótons que é configurado para calcular a seção de choque para diferentes valores de spin dos díons, além de calcular a contribuição de cada fator de luminosidade. O código foi otimizado para cálculos de alta precisão, utilizando parâmetros ajustáveis como a tolerância numérica (relativa e absoluta), número de iterações e intervalos de integração, garantindo que os resultados obtidos fossem consistentes com a física do processo de fusão de fótons. Os resultados obtidos no programa serão representados graficamente e analisados para fornecer *insights* sobre a produção de díons em colisões no LHC.

4.2 Produção de Pares de Díons com Spin-0 via Fusão de Fótons

Baseado nos cálculos das seções de choque dos trabalhos anteriores, generalizando para o caso dos díons, a seção de choque diferencial para a fusão de fótons na produção do par díon-antídión de spin-0 é reduzida para

$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow d\bar{d}}^{S=0}}{d\Omega} = \frac{\alpha_d^2(\beta)\beta}{2s_{\gamma\gamma}} \left[1 + \left(1 - \frac{2(1-\beta^2)}{1-\beta^2 \cos^2 \theta} \right)^2 \right], \quad (4.7)$$

onde $s_{\gamma\gamma}$ é a energia do centro de massa de fusão dos fótons. Podemos expressar a equação (4.7) em termos da pseudorapidez η . Após alguns cálculos, temos que

$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow d\bar{d}}^{S=0}}{d\eta} = \frac{\pi\alpha_d^2(\beta)\beta}{s_{\gamma\gamma} \cosh^2 \eta} \left[1 + \left(1 - \frac{2(1-\beta^2)}{1-\beta^2 \tanh^2 \eta} \right)^2 \right], \quad (4.8)$$

⁴ O FeynCalc é uma biblioteca de álgebra computacional amplamente utilizada na física teórica, especialmente em cálculos de teoria quântica de campos.

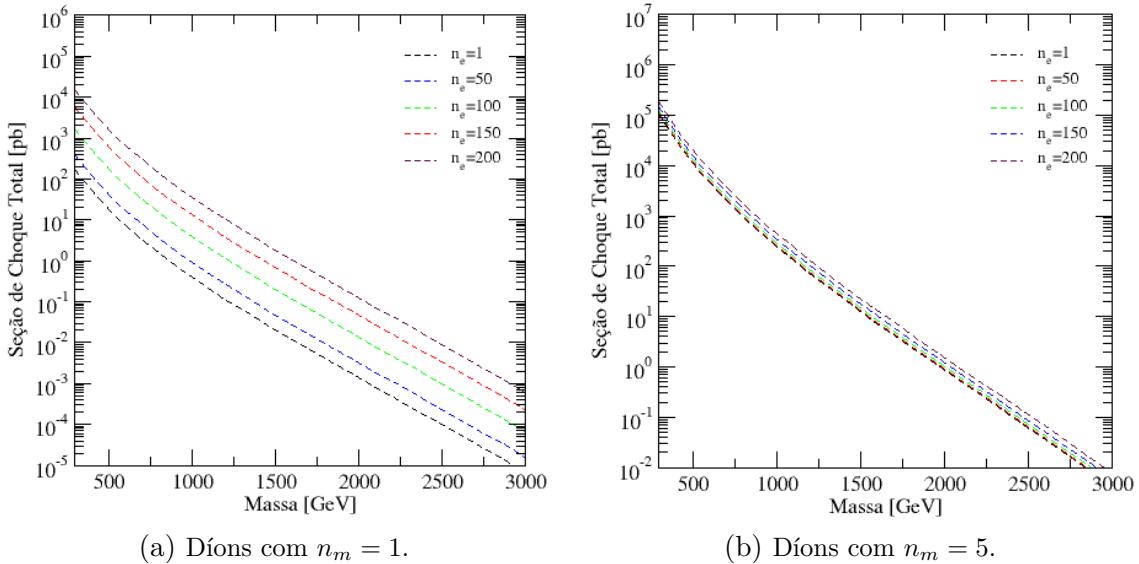
⁵ A CubaLib é uma biblioteca de integração numérica projetada para realizar integrais multidimensionais com alta eficiência.

após integração da expressão (4.8) sobre o ângulo sólido, conforme visto em [91], a seção de choque total torna-se

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow d\bar{d}}^{S=0} = \frac{4\pi\alpha_d^2(\beta)\beta}{s_{\gamma\gamma}} \left[2 - \beta^2 - \frac{1}{2\beta}(1 - \beta^4) \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) \right]. \quad (4.9)$$

As Figuras em (12) mostram o comportamento da seção de choque total, conforme a Equação (4.9), em função da massa M_d para a produção de díons com spin-0 em colisões próton-próton com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Na Figura (12a), a carga magnética foi fixada em $1g_D$, enquanto na Figura (12b), a carga magnética foi fixada em $5g_D$. Em ambos os casos, a carga elétrica variou de $1e$ a $200e$, permitindo-nos analisar o impacto dessa variação na seção de choque.

Figura 12 – Comportamento da seção de choque total para a produção de díons com spin-0 via fusão de fótons em função da massa, com a carga magnética fixada em $1g_D$ (à esquerda) e $5g_D$ (à direita), considerando várias cargas elétricas, variando de $1e$ a $200e$. Os resultados referem-se a colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.



Percebe-se que a seção de choque total aumenta conforme a carga elétrica da partícula aumenta e cai rapidamente com o aumento da massa. Isso significa que quanto maior for a massa dos díons, menor será a probabilidade de produzi-los. Sabemos que a seção de choque total é uma quantidade fundamental que nos permite estimar a probabilidade de produção de pares de díons em colisões de alta energia. O aumento da seção de choque com a carga elétrica do díon pode ser interpretado como uma consequência da interação eletromagnética mais intensa com a presença de cargas elétricas maiores, o que resulta em um aumento da probabilidade de produção em colisões de alta energia. Essa tendência sugere que experimentos futuros no LHC que busquem detectar díons com cargas elétricas mais elevadas poderão ter uma maior taxa de eventos, facilitando a observação desses estados exóticos.

Por outro lado, a queda acentuada da seção de choque com o aumento da massa dos díons indica que, conforme a massa aumenta, as interações se tornam menos favoráveis para a produção de pares. Isso é consistente com o comportamento esperado de muitas interações de alta energia, onde partículas mais massivas tendem a ser mais difíceis de produzir devido à conservação de energia e momento.

Além disso, é importante ressaltar que a dependência do spin nas seções de choque também merece consideração. Enquanto a produção de díons com spin-0 é o foco desta seção, nas seções seguintes exploraremos como a inclusão de spins maiores pode alterar as características das seções de choque e a produção em colisões de alta energia.

4.3 Produção de Pares de Díons com Spin-1/2 via Fusão de Fótons

Para a produção de um par díon-antídión com spin-1/2 via fusão de fótons, é necessário considerar o termo de momento magnético κ , que desempenha um papel crucial na interação entre partículas com spin e fótons. O termo κ representa o momento magnético anômalo da partícula e introduz correções na amplitude da interação, afetando a seção de choque diferencial e total. Especificamente, esse termo pode alterar a intensidade da produção em diferentes ângulos, modificando o comportamento angular da seção de choque.

Com base em [91], podemos generalizar a seção de choque diferencial dos monopolos para fotoprodução do par díon-antídión de spin-1/2, dada por

$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow d\bar{d}}^{S=\frac{1}{2}}}{d\Omega} = \frac{\alpha_d^2(\beta)\beta}{4s_{\gamma\gamma}(1-\beta^2\cos^2\theta)^2} \left(-8\beta^4 + 8\beta^2 - 4\beta^4\cos^4\theta + 8\beta^4\cos^2\theta - 8\beta^2\cos^2\theta + 4 \right) , \quad (4.10)$$

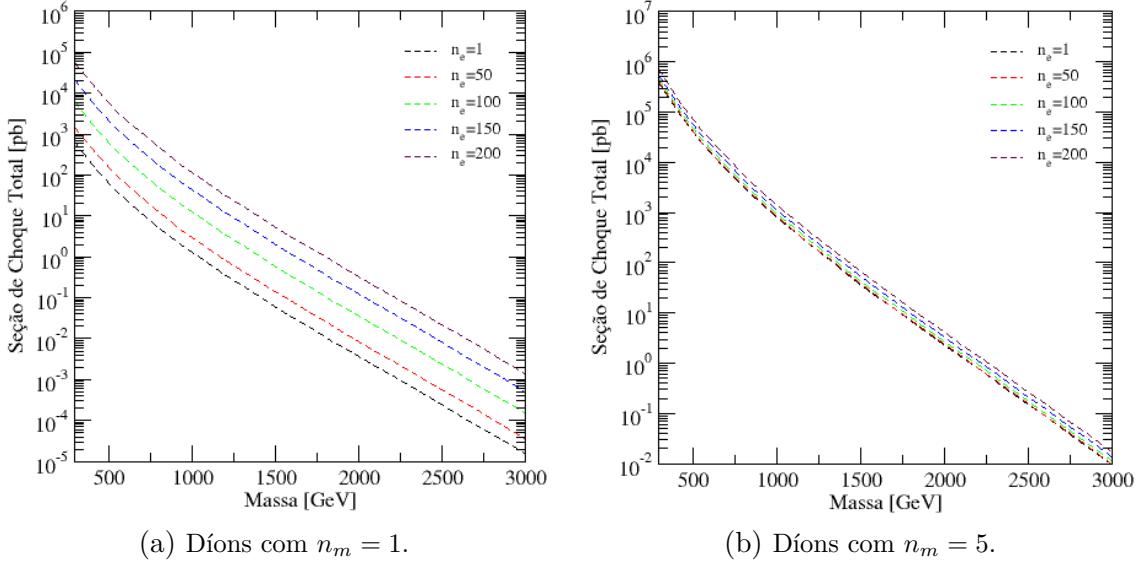
para $\kappa = 1$. Note que o comportamento angular, governado pelo termo em $\cos^2\theta$, indica que a produção de díons é sensível ao ângulo de esálhamento, sugerindo que a maior produção ocorre em ângulos intermediários, onde $\cos^2\theta$ não é dominante.

A seção de choque total para a produção de um par díon-antídión de spin-1/2, após integração angular, se torna

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow d\bar{d}}^{S=\frac{1}{2}} = \frac{2\pi\alpha_d^2(\beta)\beta}{s_{\gamma\gamma}} \left[2\beta(\beta^2 - 2) - (\beta^4 - 3) \ln\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) \right] . \quad (4.11)$$

As Figuras (13) mostram o comportamento da seção de choque total, conforme a Equação (4.11), em função da massa M_d para a produção de díons com spin-1/2 em colisões próton-próton com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Na Figura (13a) a carga magnética foi fixada em $1g_D$, enquanto na Figura (13b) a carga magnética foi fixada em $5g_D$. Em ambos os casos a carga elétrica variou de $1e$ a $200e$, permitindo-nos analisar o impacto dessa variação na seção de choque.

Figura 13 – Comportamento da seção de choque total para a produção de díons com spin-1/2 via fusão de fótons em função da massa, com a carga magnética fixada em $1g_D$ (à esquerda) e $5g_D$ (à direita), considerando várias cargas elétricas, variando de $1e$ a $200e$. Os resultados referem-se a colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.



Comparando as Figuras em (13) com as Figuras em (12), observa-se que a seção de choque total para díons com spin-1/2 é significativamente maior do que para díons com spin-0. Esse aumento pode ser explicado pelo maior número de graus de liberdade associados às partículas de spin-1/2, que aumentam a probabilidade de produção do par díon-antídion. Além disso, a dependência do momento magnético κ também contribui para esse aumento, pois introduz novas interações que aumentam a seção de choque.

Novamente percebemos que a seção de choque total aumenta conforme a carga elétrica da partícula aumenta, e cai rapidamente com o aumento da massa, o que está de acordo com o comportamento esperado para partículas massivas produzidas via fusão de fótons.

4.4 Produção de Pares de Díons com Spin-1 via Fusão de Fótons

Agora vamos ver o caso para produção de um par díon-antídion com spin-1 via fusão de fótons. Com base em [91], a seção de choque diferencial para a fusão de fótons para a produção do par díon-antídion de spin-1 é dada por

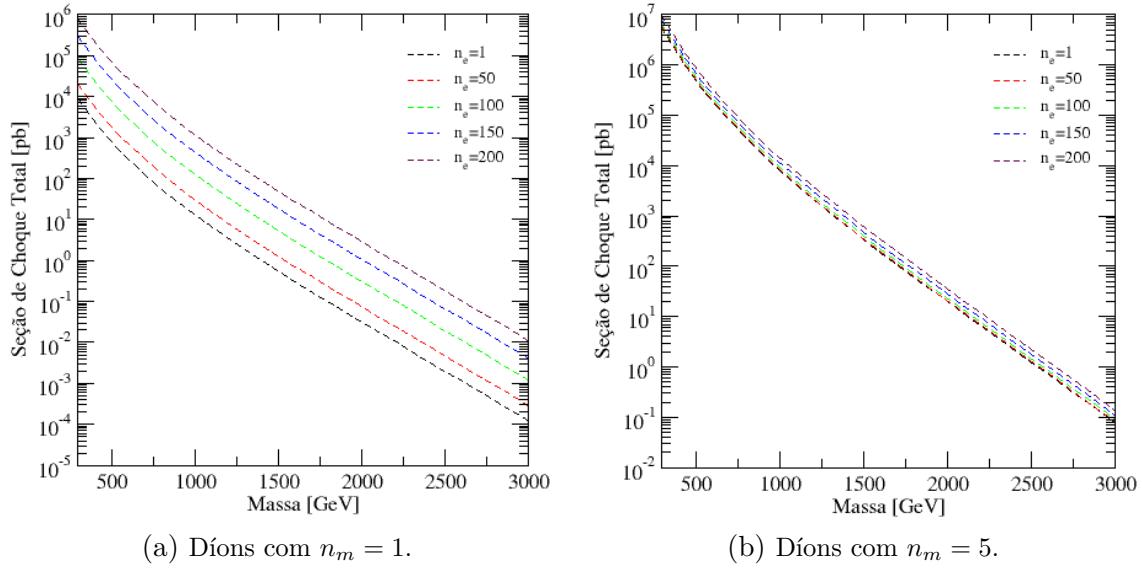
$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow d\bar{d}}^{S=1}}{d\Omega} = \frac{\alpha_d^2(\beta)\beta}{2s_{\gamma\gamma}(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left(3\beta^4(\cos^4 \theta - 2\cos^2 \theta + 2) + \beta^2(16\cos^2 \theta - 6) + 19 \right), \quad (4.12)$$

a seção de choque total para a produção de um par díon-antídion de spin-1 se torna

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow d\bar{d}}^{S=1} = \frac{\pi\alpha_d^2(\beta)}{s_{\gamma\gamma}} \left[2 \frac{3\beta^4 - 9\beta^2 + 22}{1 - \beta^2} - \frac{3(1 - \beta^4)}{\beta} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right]. \quad (4.13)$$

As Figuras em (14) mostram o comportamento da seção de choque total, conforme a Equação (4.13), em função da massa M_d para a produção de díons com spin-1 em colisões próton-próton com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Na Figura (14a) a carga magnética foi fixada em $1g_D$, enquanto na Figura (14b) a carga magnética foi fixada em $5g_D$. Em ambos os casos a carga elétrica variou de $1e$ a $200e$, permitindo-nos analisar o impacto dessa variação na seção de choque.

Figura 14 – Comportamento da seção de choque total para a produção de díons com spin-1 via fusão de fótons em função da massa, com a carga magnética fixada em $1g_D$ (à esquerda) e $5g_D$ (à direita), considerando várias cargas elétricas variando de $1e$ a $200e$. Os resultados referem-se a colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.



Ao comparar as Figuras em (12), (13) e (14), observamos algumas diferenças sutis nas seções de choque para díons com diferentes spins. Para díons de spin-0, a seção de choque é a menor entre os casos analisados, o que está de acordo com o fato de que partículas de spin-0 possuem menos graus de liberdade para interagir com outras partículas. Para díons de spin-1/2, a seção de choque é levemente maior que a de spin-0, sugerindo uma maior probabilidade de produção para díons com spin semi-inteiro. Finalmente, díons de spin-1 apresentam a maior seção de choque entre os três casos, o que pode ser explicado pela maior quantidade de modos de interação disponíveis para partículas com spin mais elevado, aumentando a probabilidade de produção em colisões.

Em todas as figuras, a seção de choque diminui à medida que a massa dos díons aumenta, o que era esperado, pois partículas mais pesadas requerem mais energia para serem produzidas, resultando em uma menor probabilidade de produção conforme a massa cresce.

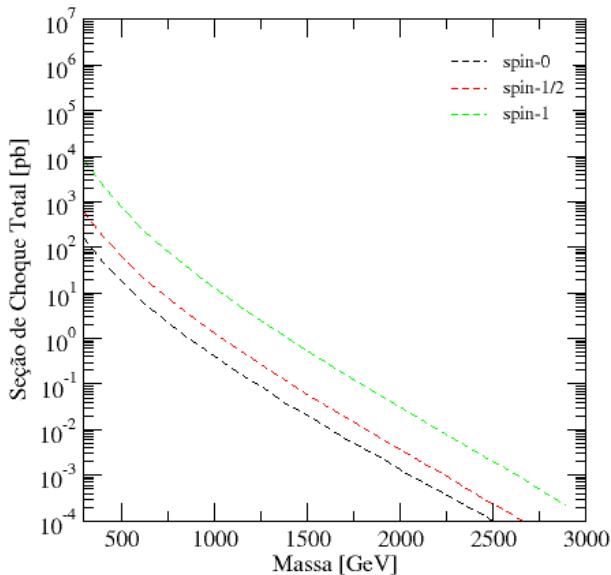
As linhas nas figuras (12), (13) e (14) correspondem a diferentes valores da carga elétrica n_e , variando de 1 a 200. Para $n_m = 1$, a seção de choque apresenta um aumento

significativo conforme o valor de n_e cresce. Já para $n_m = 5$, o comportamento da seção de choque é bastante similar, embora as variações sejam menos acentuadas. Em ambos os casos, há uma clara dependência da carga elétrica, com a seção de choque aumentando gradualmente à medida que n_e se eleva. Esse comportamento pode ser explicado pelas equações da seção de choque (4.9), (4.11) e (4.13), que são diretamente proporcionais ao quadrado da constante de estrutura fina dos díons ($\sigma \propto \alpha_d^2$), de modo que cargas elétricas maiores resultam em seções de choque mais elevadas.

4.5 Dependência com o spin

Abaixo apresentaremos outros resultados para produção do par díon-antídíon com diferentes valores de números de cargas elétrica e magnética. Para os díons com carga magnética $1g_D$ e carga elétrica $1e$, o comportamento das seções de choque (4.9), (4.11) e (4.13) como função da massa na produção de pares via fusão de fótons é ilustrado na Figura (15). O gráfico exibe as seções de choque calculadas para os três tipos de spin (0, $1/2$ e 1).

Figura 15 – Seção de choque para a produção de pares díon-antídíon via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $1g_D$ e carga elétrica $1e$, em colisões próton-próton com uma energia no centro de massa de 14 TeV.



Na Figura (16), apresentamos as seções de choque calculadas para díons com carga magnética $2g_D$ e carga elétrica $2e$. Mais uma vez, os três tipos de spin (0, $1/2$ e 1) são considerados.

As seções de choque para a produção de díons com carga magnética $3g_D$ e carga elétrica $3e$ são mostradas na Figura (17). Como nos casos anteriores, os cálculos foram realizados para díons com spin 0, $1/2$ e 1.

Figura 16 – Seção de choque para a produção de pares díon-antídion via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $2g_D$ e carga elétrica $2e$, em colisões próton-próton com uma energia de centro de massa de 14 TeV.

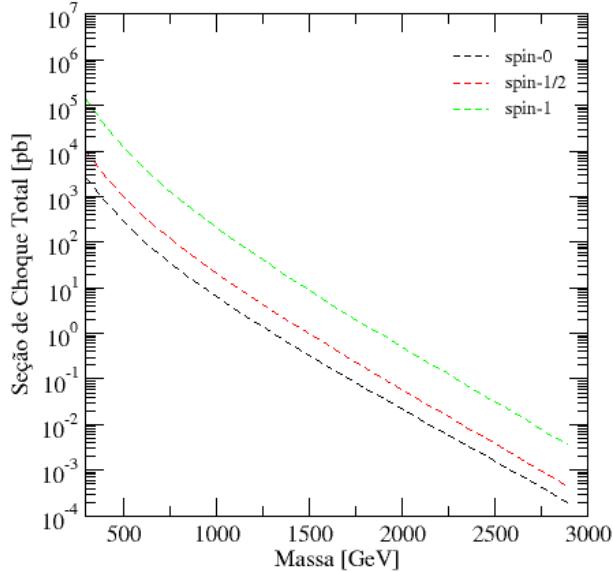
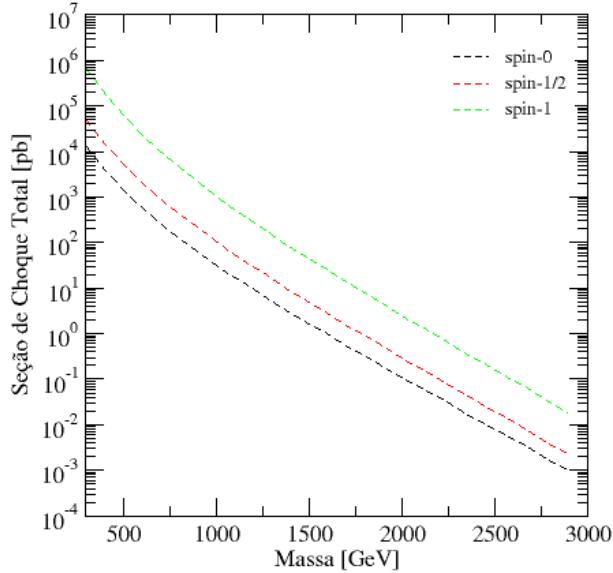


Figura 17 – Seção de choque para a produção do par díon-antídion via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $3g_D$ e carga elétrica $3e$, em colisões próton-próton com uma energia de centro de massa de 14 TeV.



A Figura (18) apresenta os resultados das seções de choque para a produção de díons com carga magnética $4g_D$ e carga elétrica $4e$. As seções de choque foram obtidas para díons com spin 0, 1/2 e 1.

Na Figura (19), apresentamos as seções de choque para a produção de díons com carga magnética $5g_D$ e carga elétrica $5e$. Os cálculos foram realizados considerando díons com spin 0, 1/2 e 1.

Finalmente, na Figura (20), apresentamos as seções de choque para a produção de

Figura 18 – Seção de choque para a produção do par díon-antídion via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $4g_D$ e carga elétrica $4e$, em colisões próton-próton com uma energia de centro de massa de 14 TeV.

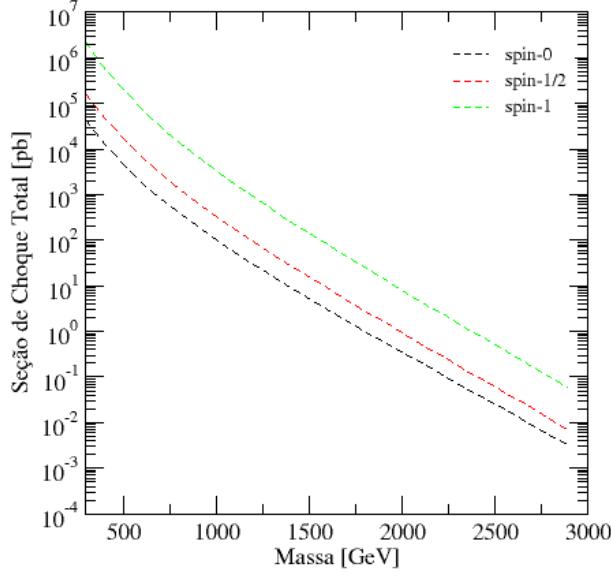
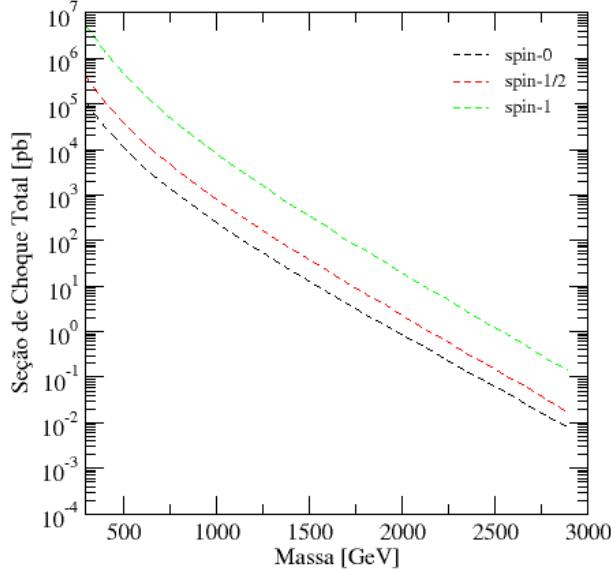


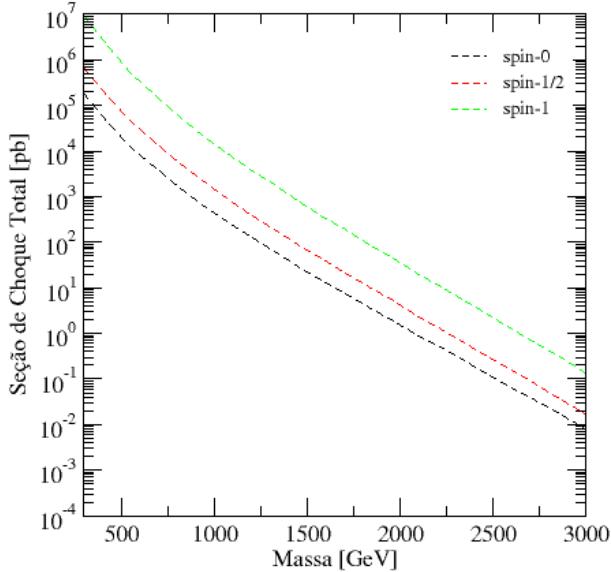
Figura 19 – Seção de choque para a produção do par díon-antídion via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $5g_D$ e carga elétrica $5e$, em colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.



díons com carga magnética $5g_D$ e carga elétrica $200e$.

Os resultados apresentados nas Figuras (15, 16, 17, 18, 19 e 20) estão de acordo com os resultados das seções anteriores, eles indicam que a produção de díons em colisões elásticas próton-próton no LHC, via fusão de fótons, é fortemente influenciada pela massa e pelo spin das partículas. Podemos perceber nas figuras que a seção de choque total diminui rapidamente com o aumento da massa do díon (M_d). Novamente enfatizamos que isso reflete a dependência energética dos processos de produção de partículas massivas,

Figura 20 – Seção de choque para a produção do par díon-antídíon via fusão de fótons para os três tipos de spin, com carga magnética $5g_D$ e carga elétrica $200e$, em colisões próton-próton com energia de centro de massa de 14 TeV.



onde as altas massas tornam o processo menos provável devido à diminuição da densidade espectral de fótons equivalente para energias mais altas.

Conforme analizado nos resultados anteriores, a produção de díons de spin-1 apresenta as maiores seções de choque, seguidas pelos díons de spin-1/2 e, por último, os de spin-0. Isso ocorre porque partículas com maior spin possuem mais graus de liberdade, aumentando a probabilidade de interação.

Os valores adotados para n_e e n_m resultam em uma constante de estrutura fina efetiva α_d significativamente elevada, como veremos adiante. Isso amplifica a probabilidade de produção, especialmente para partículas de spin maior, e reforça que díons com altas cargas elétrica e magnética podem ser observáveis no LHC, dependendo das condições experimentais.

Esses resultados sugerem que, sob as condições analisadas, a produção de díons no LHC é possível e que partículas com menor massa e maior spin apresentam maior probabilidade de detecção. Contudo, a observação experimental exigirá alta luminosidade integrada e detectores capazes de identificar as assinaturas características, como as trilhas helicoidais esperadas para partículas carregadas com momentos magnéticos e elétricos.

4.6 Número de Eventos para a Produção de Díons

Para estimar a frequência com que díons podem ser produzidos no LHC calculamos o número de eventos esperados que representa a quantidade de vezes que um determinado

processo físico pode ocorrer em um experimento. Esse número é determinado pela equação:

$$N = \sigma \mathcal{L} , \quad (4.14)$$

onde N é o número de eventos, σ é a seção de choque total do processo e \mathcal{L} representa a luminosidade integrada.

A seção de choque total (σ) caracteriza a probabilidade de ocorrência de um processo específico nas colisões de partículas, enquanto a luminosidade integrada (\mathcal{L}) fornece uma medida cumulativa do número de colisões ao longo do tempo.

Conforme descrito pelo CERN [94], existem dois tipos principais de luminosidade: A luminosidade instantânea, que refere-se ao número de colisões potenciais por unidade de área (ou seção de choque) em um determinado período de tempo. Ela é um parâmetro crucial para avaliar o desempenho de um acelerador. E a luminosidade integrada, que define-se como a integral ao longo do tempo da luminosidade instantânea e é expressa em inversos de femtobarn (fb^{-1}). Esse valor é essencial para determinar o volume de dados coletados em um experimento. Quanto maior a luminosidade integrada, mais dados serão acumulados, aumentando a chance de detectar processos raros como a produção de díons.

Em nosso caso, utilizaremos a luminosidade integrada acumulada no LHC para colisões próton-próton, que até o momento atinge $160,4 \text{ fb}^{-1}$, para calcular a taxa de produção de eventos de díons em diferentes cenários experimentais. Pela equação (4.14) podemos calcular o número de eventos para a produção de díons, cujos resultados são apresentados nas Tabelas (1), (2) e (3). Nessas tabelas consideramos diferentes cenários experimentais como massas dos díons de 1000 GeV e 3000 GeV, e exploramos uma ampla faixa de valores para as cargas elétrica e magnética.

Na Tabela (1) são apresentados os números de eventos para a produção de díons de spin-0, com massas de 1000 e 3000 GeV, e cargas elétricas $n_e = 1$ e $n_e = 200$, além de cargas magnéticas $n_m = 1$ e $n_m = 5$.

Tabela 1 – Tabela de eventos para a produção de díons com massas de 1000 e 3000 GeV, considerando os números de carga elétrica $n_e = 1$ e 200, número de carga magnética $n_m = 1$ e 5, e díons com spin-0.

$\gamma\gamma \rightarrow \text{Díon} \mid n_e = 1 \text{ e } n_m = 1$			
M_d (GeV)	Luminosidade - \mathcal{L}	Total Seção de Choque	Eventos pp - Drees
1000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$3,99 \times 10^5 \text{ fb}$	$6,39 \times 10^7$
3000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$6,73 \text{ fb}$	$1,07 \times 10^3$
$\gamma\gamma \rightarrow \text{Díon} \mid n_e = 200 \text{ e } n_m = 5$			
M_d (GeV)	Luminosidade - \mathcal{L}	Total Seção de Choque	Eventos pp - Drees
1000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$4,07 \times 10^4 \text{ fb}$	$6,52 \times 10^6$
3000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$6,81 \times 10^3 \text{ fb}$	$9,78 \times 10^5$

A Tabela (2) mostra os números de eventos correspondentes à produção de díons com spin-1/2, para as mesmas massas e combinações de carga elétrica e magnética.

Tabela 2 – Tabela de eventos para a produção de díons com massas de 1000 e 3000 GeV, considerando os números de carga elétrica $n_e = 1$ e 200 , número de carga magnética $n_m = 1$ e 5 , e díons com spin-1/2.

$\gamma\gamma \rightarrow \text{Díon} \mid n_e = 1 \text{ e } n_m = 1$			
M_d (GeV)	Luminosidade - \mathcal{L}	Seção de Choque Total	Eventos pp - Drees
1000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$1,31 \times 10^6 \text{ fb}$	$2,10 \times 10^8$
3000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$1,66 \times 10^1 \text{ fb}$	$2,66 \times 10^3$
$\gamma\gamma \rightarrow \text{Díon} \mid n_e = 200 \text{ e } n_m = 5$			
M_d (GeV)	Luminosidade - \mathcal{L}	Seção de Choque Total	Eventos pp - Drees
1000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$1,39 \times 10^9 \text{ fb}$	$2,22 \times 10^{11}$
3000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$1,79 \times 10^4 \text{ fb}$	$2,87 \times 10^6$

Finalmente, na Tabela (3), são exibidos os números de eventos para díons com spin-1, também considerando massas de 1000 e 3000 GeV, cargas elétricas $n_e = 1$ e $n_e = 200$, e cargas magnéticas $n_m = 1$ e $n_m = 5$.

Tabela 3 – Tabela de eventos para a produção de díons com massas de 1000 e 3000 GeV, considerando os números de carga elétrica $n_e = 1$ e 200 , número de carga magnética $n_m = 1$ e 5 , e díons com spin-1.

$\gamma\gamma \rightarrow \text{Díon} \mid n_e = 1 \text{ e } n_m = 1$			
M_d (GeV)	Luminosidade - \mathcal{L}	Seção de Choque Total	Eventos pp - Drees
1000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$1,41 \times 10^7 \text{ fb}$	$2,26 \times 10^9$
3000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$1,24 \times 10^6 \text{ fb}$	$1,98 \times 10^8$
$\gamma\gamma \rightarrow \text{Díon} \mid n_e = 200 \text{ e } n_m = 5$			
M_d (GeV)	Luminosidade - \mathcal{L}	Seção de Choque Total	Eventos pp - Drees
1000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$1,48 \times 10^3 \text{ fb}$	$2,37 \times 10^5$
3000	$160,4 \text{ fb}^{-1}$	$1,31 \times 10^2 \text{ fb}$	$2,10 \times 10^4$

As Tabelas (1), (2) e (3) mostram que, à medida que as massas dos díons aumentam, o número de eventos esperados diminui significativamente, especialmente para valores mais altos de n_e e n_m . Isso é consistente com a expectativa de que a produção de partículas mais pesadas seja menos provável devido às limitações energéticas das colisões. Além disso, a produção de díons com spins diferentes demonstra variações nas seções de choque e, consequentemente, no número de eventos.

Esses resultados têm implicações significativas para os experimentos realizados no LHC, especialmente no que diz respeito à busca por partículas exóticas e nova física.

4.7 Constante de Estrutura Fina dos Díons

A constante de estrutura fina é fundamental na natureza, pois caracteriza a intensidade da interação eletromagnética entre partículas carregadas. Ela está diretamente relacionada à probabilidade de processos que envolvem fótons e partículas eletricamente carregadas. No caso dos díons, essa constante é ajustada para descrever interações que envolvem tanto cargas elétricas quanto magnéticas, dependendo dos números de carga elétrica n_e e carga magnética n_m como mostra a equação (4.5).

Com base nos limites estabelecidos nesta dissertação, onde o número de carga elétrica varia de 1 a 200, o número de carga magnética varia de 1 a 5, e a massa dos díons está entre 1000 e 3000 GeV, calculamos a constante de estrutura fina α_d para os valores máximos e mínimos dessas variáveis. Os resultados são apresentados na Tabela (4).

Tabela 4 – Constante de estrutura fina do díon considerando diferentes números de carga elétrica $n_e = 1$ e 200 , número de carga magnética $n_m = 1$ e 5 , e díons com massa de 1000 e 3000 GeV.

$\alpha_d - M_d = 1000$ GeV		
n_e	n_m	α_d
1e	1g	33,5582
200e	5g	1124,79
$\alpha_d - M_d = 3000$ GeV		
n_e	n_m	α_d
1e	1g	27,9651
200e	5g	937,323

A partir dos resultados apresentados na Tabela (4), observa-se que α_d é inversamente proporcional à massa da partícula e diretamente proporcional aos números de carga elétrica n_e e carga magnética n_m . Isso indica que, à medida que n_e e n_m aumentam, as interações eletromagnéticas dos díons se tornam mais intensas. Em termos práticos, díons com maiores cargas têm interações mais fortes com campos eletromagnéticos e outras partículas. Isto está de acordo com nossos resultados.

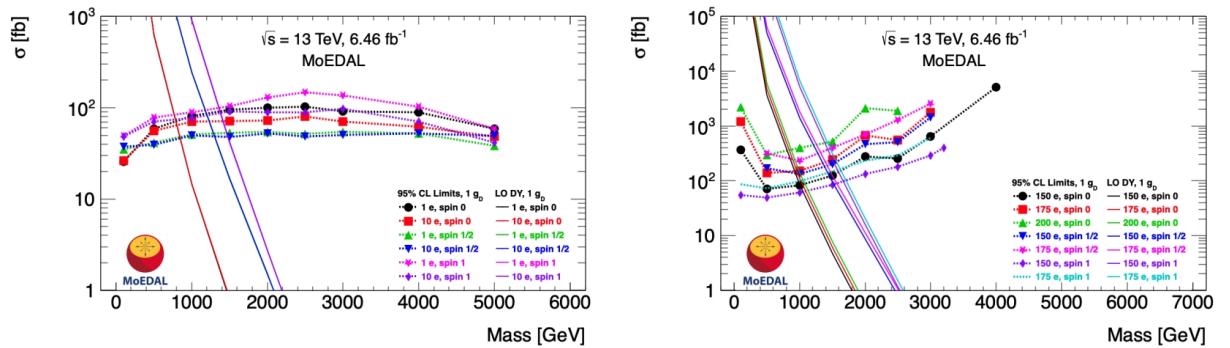
Esse comportamento tem implicações importantes em experimentos de física de partículas, pois díons com maiores cargas seriam mais facilmente detectados devido à sua interação mais intensa. Assim, o aumento da constante de estrutura fina para díons com maiores cargas magnéticas e elétricas sugere uma maior complexidade nas interações eletromagnéticas, o que deve ser levado em consideração tanto em estudos teóricos quanto experimentais. Além disso, isso oferece um caminho para investigar teorias além do Modelo Padrão e explorar novas propriedades desses estados exóticos de partículas.

4.8 Comparação dos Resultados Teóricos com a Busca Experimental no MoEDAL

Nesta seção, comparamos os resultados teóricos apresentados nesta dissertação com os limites experimentais obtidos na primeira busca por díons no experimento MoEDAL, como visto em [5]. Os resultados teóricos obtidos nesta dissertação indicam que a produção de díons pode ocorrer de maneira significativa em colisões próton-próton a uma energia de centro de massa de 14 TeV, dependendo dos parâmetros escolhidos, como a carga magnética e elétrica dos díons, e o spin. Nas seções anteriores mostramos as seções de choque calculada para os três tipos de spin (0, 1/2 e 1) e para uma faixa de massas dos díons variando de 1000 GeV a 3000 GeV. A produção de díons por fusão de fótons pode ser observada em condições experimentais semelhantes às do LHC, desde que as condições de luminosidade e a resolução do detector sejam adequadas.

Como já falado em alguns pontos nesta dissertação, na primeira busca por díons realizada no MoEDAL foi usado o mecanismo DY utilizando um modelo de produção com seção de choque calculada em primeira ordem. Limites de massa foram obtidos para díons com carga magnética até $5g_D$ e carga elétrica até 200e, com spins 0, 1/2 e 1, sendo os limites de massa no intervalo de 830 a 3180 GeV. O limite superior da seção de choque foi determinado em 30 fb, com uma luminosidade integrada de 6.46 fb^{-1} , correspondente à exposição do experimento durante o Run-2 do LHC. Na Figura (21) temos os resultados encontrados pelo MoEDAL que mostra o comportamento da seção de choque com limites superiores a 95% de nível de confiança para a produção de pares de díons com spin-0, 1/2 e 1, com carga magnética $1g_D$ e múltiplas cargas elétricas, em colisões pp a 13 TeV. As linhas sólidas representam os cálculos da seção de choque em primeira ordem.

Figura 21 – Limites superiores da seção de choque a 95% de nível de confiança para a produção de pares de díons pelo mecanismo DY com spin-0, 1/2 e 1, com carga magnética $1g_D$ e múltiplas cargas elétricas, em colisões pp a 13 TeV. As linhas sólidas representam os cálculos da seção de choque em primeira ordem.



Fonte: Imagem retirada da referência [5]

Ao comparar os resultados teóricos com os limites experimentais do MoEDAL, observamos que os limites de massa para a produção de díons com carga magnética de até $5g_D$ e carga elétrica até $200e$ estão dentro do intervalo dos limites experimentais estabelecidos. Estipulamos que os limites de massa para os díons, com valores de carga elétrica de $1e$ a $200e$, estejam na faixa de 1000 GeV a 3000 GeV, o que é compatível com os limites experimentais do MoEDAL.

A comparação entre os resultados também mostra que, para os menores números de cargas elétricas, como $1e$, os limites de massa para os díons teóricos são comparáveis ou melhores do que os limites obtidos na primeira busca. Essa concordância sugere que, com um aumento na luminosidade integrada e melhorias nos detectores, a detecção de díons poderá ser possível nas próximas etapas do experimento.

A comparação entre os resultados teóricos e experimentais indica que a produção de díons é uma possibilidade real no LHC, mas ainda está abaixo do limite de detecção atual do MoEDAL, devido à sensibilidade do detector e à luminosidade limitada da busca realizada. No entanto, com o aumento da luminosidade e a evolução das capacidades experimentais, como esperado para futuras fases de execução do LHC, a detecção de díons pode se tornar viável. Isto possibilita que a busca por essa partícula hipotética sejam intensificadas.

4.9 Conclusão

Neste capítulo, analisamos a produção de díons em colisões próton-próton dentro do limite de energia estimado, ressaltando a importância dos spins e das cargas elétricas e magnéticas nas seções de choque. Observamos que a produção de díons é significativa, com a seção de choque total apresentando um aumento notável à medida que o spin da partícula gerada cresce. Isso indica que díons com spins mais altos têm uma probabilidade maior de serem produzidos por partículas carregadas durante uma colisão, o que pode levar a novas observações e estudos experimentais.

Além disso, constatamos que a seção de choque total também aumenta com o aumento da carga elétrica dos díons. Esse resultado enfatiza a relevância das características de carga na dinâmica das interações, sugerindo que díons com cargas elétricas mais altas podem ser mais propensos a serem produzidos e detectados em experimentos.

Por outro lado, um aspecto importante identificado foi a relação inversa entre a massa do díon e a probabilidade de sua produção. À medida que a massa do díon aumenta, a probabilidade de produzi-lo diminui, devido à supressão na seção de choque para massas elevadas. Essa relação destaca a complexidade das interações em alta energia e a necessidade de considerar não apenas as características da partícula, mas também os

limites de energia das colisões.

Também calculamos o número de eventos esperados para a produção de díons na atual fase de execução do experimento, o que nos permitiu estimar a frequência com que essa partícula exótica pode ser produzida no LHC. Observamos que a constante de estrutura fina dos díons é inversamente proporcional à massa da partícula e diretamente proporcional aos números de carga elétrica e magnética. Com base nesses resultados, foi possível determinar que a produção de díons depende exclusivamente desses parâmetros.

Por fim, realizamos a comparação entre os resultados teóricos obtidos nesta dissertação e os resultados experimentais da primeira busca realizada pelo MoEDAL. Essa comparação revelou importantes *insights* sobre a viabilidade da detecção de díons no LHC, além de destacar as diferenças e semelhanças entre as previsões teóricas e os limites experimentais estabelecidos até o momento.

Em suma, os resultados obtidos para a produção de díons com spins 0, $1/2$ e 1, via fusão de fótons, considerando as variações nas cargas magnéticas de $1 g_D$ a $5 g_D$ e nas cargas elétricas de $1 e$ a $200 e$, oferecem um panorama significativo sobre as interações eletromagnéticas em colisões de alta energia. Essas descobertas não apenas contribuem para o entendimento atual da física de partículas, mas também abrem caminho para investigações futuras sobre estados exóticos de partículas e suas implicações no contexto do Modelo Padrão e além.

5 CONCLUSÕES

Nesta dissertação, investigamos o fascinante campo das partículas hipotéticas exóticas, especificamente os díons, que possuem tanto carga elétrica quanto magnética. Exploramos sua relevância teórica e implicações potenciais que vão além do Modelo Padrão da física de partículas. A descoberta dos díons poderia fornecer respostas cruciais para questões fundamentais da física, particularmente em relação às interações entre as partículas elementares e a natureza das forças fundamentais.

Uma das principais implicações teóricas da descoberta dos díons seria a compreensão da unificação das forças fundamentais da natureza como eletromagnética, fraca e forte em uma teoria abrangente. Além disso, os díons poderiam oferecer uma explicação para a quantização da carga elétrica, indicando que a carga é um múltiplo inteiro de uma carga fundamental. Os díons também estão intimamente ligados aos monopolos magnéticos, cuja existência teria implicações profundas nas teorias de campo e na física de partículas. Portanto, a descoberta de díons poderia esclarecer tanto a natureza quanto a origem dos monopolos magnéticos.

Este trabalho focou na produção de díons via fusão de fótons em colisões próton-próton a uma energia de centro de massa de 14 TeV, levando em consideração díons com diferentes spins (0, 1/2 e 1). Nossos resultados indicam que díons com spin-1/2 e spin-1 têm uma probabilidade maior de produção em comparação com díons de spin-0. Além disso, a produção de díons mostrou-se diretamente dependente de suas cargas elétrica e magnética, com nossos cálculos envolvendo díons com carga magnética de $1g_D$ até $5g_D$ e carga elétrica variando entre $1e$ e $200e$. Em nossos cálculos do número de eventos esperados, vimos que os resultados reforçam a forte dependência do número de eventos com a massa e as cargas dos díons. Para díons mais leves e com menores cargas o número de eventos esperado é alto, tornando-os alvos promissores para buscas experimentais. No entanto, para díons mais pesados ou com maiores cargas, o número de eventos se reduz substancialmente, o que pode tornar a detecção um desafio experimental, especialmente considerando as limitações atuais dos detectores.

Atualmente, o único experimento com capacidade para detectar díons é o MoEDAL, embora nossos estudos proponham um mecanismo de produção distinto, o de fusão de fótons, em vez do processo de Drell-Yan. Em certos regimes, especialmente em altas energias, o mecanismo de fusão de fótons pode ser mais promissor para a produção de díons do que o Drell-Yan.

Teoricamente, a produção de díons por fusão de fótons é viável em colisões de alta

energia, como as realizadas no LHC. No entanto, a detecção dessas partículas apresenta desafios significativos. Devido à sua dupla carga, os díons teriam assinaturas únicas nos detectores, como trilhas helicoidais causadas pela interação simultânea com os campos elétrico e magnético. A identificação dessas assinaturas exige tecnologias de detecção avançadas e a distinção de sinais de díons em meio a outras partículas carregadas é uma tarefa complexa, uma vez que a carga magnética impõe a necessidade de métodos de detecção específicos. Consequentemente, a produção de díons seria um processo raro e qualquer evidência de sua existência exigiria uma análise detalhada dos dados experimentais para identificar suas características únicas.

Este trabalho ressalta a importância da interação entre previsões teóricas robustas e avanços experimentais, destacando que o progresso na física de partículas depende tanto do desenvolvimento de novas ideias quanto da capacidade de testá-las em cenários experimentais inovadores.

Em conclusão, este trabalho contribui para a pesquisa sobre partículas exóticas hipotéticas, especialmente os díons produzidos no LHC. A busca por essas partículas representa um campo desafiador, mas promissor dentro da física de partículas. Embora até o momento não tenhamos evidências experimentais positivas, a busca contínua por díons e por novas formas de física permanece uma das fronteiras mais empolgantes para os experimentos futuros. A comunidade científica está cada vez mais preparada para explorar esses limites na esperança de abrir novas janelas para a compreensão do universo.

REFERÊNCIAS

- 1 HAYRAPETRYAN, A. et al. Search for supersymmetry in final states with disappearing tracks in proton-proton collisions at $s = 13$ tev. *Physical Review D*, v. 109, n. 7, p. 072007, 2024. CMS-SUS-21-006, CERN-EP-2023-209.
- 2 MARSH, D. J. E. Axion cosmology. *Physics Reports*, v. 643, p. 1–79, 2016. KCL-PH-TH-2015-50.
- 3 SERVANT, G.; TAIT, T. M. P. Is the lightest kaluza-klein particle a viable dark matter candidate? *Nuclear Physics B*, v. 650, p. 391–419, 2003.
- 4 REIS, J. T.; SAUTER, W. K. Production of magnetic monopoles and monopolium in peripheral collisions. *Physical Review D*, APS, v. 96, n. 7, p. 075031, 2017.
- 5 ACHARYA, B. et al. First search for dyons with the full moedal trapping detector in 13 tev pp collisions. *Physical Review Letters*, American Physical Society, v. 126, p. 071801, Feb 2021.
- 6 GONÇALVES, V. P.; SAUTER, W. K. Radion production in exclusive processes at cern lhc. *Physical Review D*, v. 82, p. 056009, 2010.
- 7 GONÇALVES, V. P.; SAUTER, W. K.; THIEL, M. Diffractive z boson pair production at the lhc in the large extra dimensions scenario. *Physical Review D*, v. 89, n. 7, p. 076003, 2014.
- 8 GONÇALVES, V. P.; SAUTER, W. K. Probing the dilaton in central exclusive processes at the lhc. *Physical Review D*, v. 91, p. 035004, 2015.
- 9 SAUTER, W. K. Production of exotic particles in electron-positron collisions. *Brazilian Journal of Physics*, v. 53, n. 1, p. 18, 2023.
- 10 SCHWINGER, J. S. A magnetic model of matter: A speculation probes deep within the structure of nuclear particles and predicts a new form of matter. *Science*, v. 165, p. 757–761, 1969.
- 11 DIRAC, P. A. M. Quantised singularities in the electromagnetic field. *Proceedings of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 133, p. 60–72, 1931.
- 12 POLYAKOV, A. M. Particle spectrum in quantum field theory. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, v. 20, p. 194, Sep 1974.
- 13 HOOFT, G. Magnetic monopoles in unified gauge theories. *Nuclear Physics B*, v. 79, n. 2, p. 276–284, 1974.
- 14 L'YI, W. S. et al. Analytic dyon solution in $SU(n)$ grand unified theories. *Physical Review Letters*, American Physical Society, v. 49, p. 1229–1231, Oct 1982.

15 MA, Z. Monopole and dyon solutions in $su(5)$ unified gauge theory. *Nuclear Physics B*, v. 231, p. 172–188, 1984.

16 BJORAKER, J.; HOSOTANI, Y. Stable monopole and dyon solutions in the einstein-yang-mills theory in asymptotically anti-de sitter space. *Physical Review Letters*, APS, v. 84, n. 9, p. 1853, 2000.

17 NOLAN, B. C.; WINSTANLEY, E. On the existence of dyons and dyonic black holes in einstein-yang-mills theory. *Classical and Quantum Gravity*, IOP Publishing, v. 29, n. 23, p. 235024, 2012.

18 SEN, A. Kaluza-klein dyons in string theory. *Physical Review Letters*, APS, v. 79, n. 9, p. 1619, 1997.

19 DABHOLKAR, A.; GOMES, J.; MURTHY, S. Counting all dyons in $n = 4$ string theory. *Journal of High Energy Physics*, v. 05, p. 059, 2011.

20 GOMEZ, C.; MANJARIN, J. J. Dyons, k-theory and m-theory. *ArXiv Preprint hep-th/0111169*, 2001.

21 WITTEN, E. Dyons of charge $e\theta/2\pi$. *Physics Letters B*, v. 86, n. 3, p. 283–287, 1979. ISSN 0370-2693.

22 ACHARYA, B. et al. The physics programme of the moedal experiment at the lhc. *International Journal of Modern Physics A*, v. 29, p. 1430050, 2014.

23 PINFOLD, J. et al. Technical design report of the moedal experiment. *MoEDAL Collaboration*, 6 2009.

24 MoEDAL Collaboration. *MoEDAL Experiment at CERN*. 2023. Disponível em: <<https://alice-collaboration.web.cern.ch/>>. Acesso em: 08 de dezembro 2023.

25 FERMI, E. On the theory of collisions between atoms and electrically charged particles. *Zeitschrift für Physik*, v. 29, p. 315, 1924.

26 WEIZSACKER, C. F. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Zeitschrift für Physik*, v. 88, p. 612–625, 1934.

27 WILLIAMS, E. J. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Physical Review*, American Physical Society, v. 45, p. 729–730, May 1934.

28 ALICE. *A Large Ion Collider Experiment - CERN*. 2023. Disponível em: <<https://alice-collaboration.web.cern.ch/>>. Acesso em: 08 de dezembro 2023.

29 SERGUEI, C. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, v. 716, p. 30–61, 2012.

30 CMS Collaboration. *Compact Muon Solenoid - CERN*. 2023. Disponível em: <<https://cms.cern/collaboration>>. Acesso em: 08 de dezembro 2023.

31 GEORGES, A. et al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, v. 716, p. 1–29, 2012.

32 ATLAS Collaboration. *A Toroidal LHC ApparatuS - CERN*. 2023. Disponível em: <<https://atlas.cern/>>. Acesso em: 08 de dezembro 2023.

33 LHCb Collaboration. *Large Hadron Collider Beauty - CERN*. 2023. Disponível em: <<https://lhcb.web.cern.ch/>>. Acesso em: 08 de dezembro 2023.

34 GIOVANNI, A. et al. The totem experiment at the cern large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, IOP Publishing, v. 3, n. 08, p. S08007, 2008.

35 LATINO, G. The totem experiment at lhc. *arXiv preprint arXiv:0805.3968*, 2008.

36 ADRIANI, O. et al. *LHCf Experiment: Technical Design Report*. [S.l.], 2006.

37 SAKO, T. et al. Performance of the prototype detector for the lhcf experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 578, n. 1, p. 146–159, 2007.

38 BERTI, E. The lhcf experiment: Present status and physics results. *arXiv preprint arXiv:1710.03991*, 2017.

39 PINFOLD, J. The moedal experiment at the lhc. In: EDP SCIENCES. *EPJ Web of Conferences*. [S.l.], 2017. v. 145, p. 12002.

40 PINFOLD, J. The moedal experiment at the lhc - a progress report. *Universe*, MDPI, v. 5, n. 2, p. 47, 2019.

41 ACHARYA, B. et al. Search for highly-ionizing particles in pp collisions during lhc run-2 using the full moedal detector. *arXiv preprint arXiv:2311.06509*, 11 2023.

42 MoEDAL. *Supplemental Material for: "Search for Highly-Ionizing Particles in pp Collisions During LHC Run-2 Using the Full MoEDAL Detector"*. 2023. Disponível em: <<https://figshare.com/s/329f3867b27aef555d77>>. Acesso em: 20 de fevereiro 2024.

43 ALVES, J. et al. The lhcb detector at the lhc. *Journal of Instrumentation*, v. 3, p. S08005, 2008.

44 PINFOLD, J. L. The moedal experiment: A new light on the high-energy frontier. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London.*, v. 377, n. 2161, 2019.

45 MoEDAL. *MoEDAL hunts for dyons*. 17 february, 2020. Acessado em: 15 de agosto de 2023. Disponível em: <<<https://home.cern/news/news/moedal-hunts-dyons>>>.

46 ACHARYA, B. et al. Search for magnetic monopoles with the moedal forward trapping detector in 2.11 fb^{-1} of 13 tev proton–proton collisions at the lhc. *Physics Letters B*, v. 782, p. 510–516, 2018.

47 ALWALL, J. et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, v. 07, p. 079, 2014.

48 ACHARYA, B. et al. Magnetic monopole search with the full moedal trapping detector in 13 tev pp collisions interpreted in photon-fusion and drell-yan production. *Physical Review Letters*, American Physical Society, v. 123, p. 021802, Jul 2019.

49 BALL, R. D. et al. Parton distributions with lhc data. *Nuclear Physics B*, v. 867, p. 244–289, 2013.

50 BALTZ, A. J. et al. Two-photon interactions with nuclear breakup in relativistic heavy ion collisions. *Physical Review C - Nuclear Physics*, APS, v. 80, n. 4, p. 044902, 2009.

51 ATLAS. Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the atlas detector at the lhc. *Nature physics*, Nature Publishing Group UK London, v. 13, n. 9, p. 852–858, 2017.

52 ATLAS et al. Observation of light-by-light scattering in ultraperipheral pb+pb collisions with the atlas detector. *arXiv preprint arXiv:1904.03536*, 2019.

53 BELFORTE, S. et al. Evidence for light-by-light scattering and searches for axion-like particles in ultraperipheral pbpb collisions at sqrt (s_{nn})= 5.02 tev. *Physics Letters B*, v. 797, p. 1–27, 2019.

54 HARLAND-LANG, L. A. et al. The production of a diphoton resonance via photon-photon fusion. *Journal of High Energy Physics*, Springer, v. 2016, n. 3, p. 1–27, 2016.

55 SILVEIRA, G. G. et al. Central $\mu^+ \mu^-$ production via photon-photon fusion in proton-proton collisions with proton dissociation. *Journal of High Energy Physics*, Springer, v. 2015, n. 2, p. 1–24, 2015.

56 D'ENTERRIA, D.; SHAO, H. Observing true tauonium via two-photon fusion at e+ e- and hadron colliders. *Physical Review D*, APS, v. 105, n. 9, p. 093008, 2022.

57 CHIESA, M.; MELE, B.; PICCININI, F. Multi higgs production via photon fusion at future multi-tev muon colliders. *The European Physical Journal C*, Springer, v. 84, n. 5, p. 1–17, 2024.

58 VIDOVIĆ, M. et al. Impact-parameter dependence of the electromagnetic particle production in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Physical Review C*, APS, v. 47, n. 5, p. 2308, 1993.

59 İNANÇ, S.; INAN, S. C. Probe of unparticles at the lhc in exclusive two lepton and two photon production via photon-photon fusion. *Journal of High Energy Physics*, IOP Publishing, v. 2009, n. 09, p. 069, 2009.

60 DOUGALL, T.; WICK, S. D. Dirac magnetic monopole production from photon fusion in proton pollisions. *The European Physical Journal A*, Springer, v. 39, n. 2, p. 213–217, 2009.

61 SZCZUREK, A. Heavy quark production in photon-nucleon and photon-photon collisions. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, Springer, v. 26, n. 2, p. 183–194, 2002.

62 KLASSEN, M. Perspectives of photon physics at future colliders. *arXiv preprint arXiv:1906.09280*, 2019.

63 BERTULANI, C. A. et al. Particle production by $\gamma\gamma$ interactions in future electron-ion colliders. *arXiv preprint arXiv:2409.00814*, 2024.

64 ENNADIFI, S. E. On light-by-light interaction in qed. *International Journal of Theoretical Physics*, Springer, v. 63, n. 9, p. 1–9, 2024.

65 ENGEL, R.; RANFT, J. Hadronic photon-photon interactions at high energies. *Physical Review D*, APS, v. 54, n. 7, p. 4244, 1996.

66 BOHR, N. *On the Theory of the Decrease of Velocity of Moving Electrified Particles on Passing Through Matter: Phil. Mag. 25 (1913) 10–31.* [S.l.]: Elsevier, 1987. 47–71 p. (Niels Bohr Collected Works, v. 8).

67 BUDNEV, V. M. et al. The two-photon particle production mechanism. physical problems. applications. equivalent photon approximation. *Physics Reports*, Elsevier, v. 15, n. 4, p. 181–282, 1975.

68 SILVA, J. V. B. *Estados Ligados de Monopolos Magnéticos em Colisões de Alta Energia.* Dissertação (Dissertação de Mestrado) — Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2023.

69 BERTULANI, C. A. et al. Physics of ultra-peripheral nuclear collisions. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Annual Reviews, v. 55, n. 1, p. 271–310, 2005.

70 BALTZ, A. J. et al. The physics of ultraperipheral collisions at the lhc. *Physics Reports*, Elsevier, v. 458, n. 1-3, p. 1–171, 2008.

71 GRUTOLLA, D. D. Physics of ultra-peripheral collisions with alice at the lhc. *Nuovo Cimento C*, v. 38, p. 2, 2015.

72 KRYSHEN, E. Overview of alice results on ultra-peripheral collisions. In: EDP SCIENCES. *EPJ Web of Conferences*. [S.l.], 2019. v. 204, p. 01011.

73 MALEK, F.; COLLABORATION, A. et al. Ultra-peripheral collisions physics with atlas. In: IOP PUBLISHING. *Journal of Physics: Conference Series*. [S.l.], 2023. v. 2586, n. 1, p. 012010.

74 KLEIN, S. R. Ultra-peripheral collisions and hadronic structure. *Nuclear Physics A*, Elsevier, v. 967, p. 249–256, 2017.

75 KLUSEK-GAWENDA, M. *Production of Pairs of Mesons, Leptons and Quarks in Ultraperipheral Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions.* Tese (Doutorado) — Cracow, INP, Krakow University, 2015.

76 DREES, M.; ZEPPENFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. *Physical Review D*, American Physical Society, v. 39, p. 2536–2546, May 1989.

77 IANCU, E. Qcd in heavy ion collisions. *arXiv preprint arXiv:1205.0579*, 2012.

78 ESKOLA, K. J.; HONKANEN, H. A perturbative qcd analysis of charged-particle distributions in hadronic and nuclear collisions. *Nuclear Physics A*, Elsevier, v. 713, n. 1-2, p. 167–187, 2003.

79 BIELAJEW, A. F. et al. Fundamentals of the monte carlo method for neutral and charged particle transport. *The University of Michigan*, v. 1, 2001.

80 NAHUM, A. E. Condensed-history monte-carlo simulation for charged particles: What can it do for us? *Radiation and environmental biophysics*, Springer, v. 38, p. 163–173, 1999.

81 CARUSO, F. Sobre o método de weizsäcker-williams e suas primeiras aplicações. *Monografia do CBPF, MO-001/09*, p. 36–37, 2009.

82 NORDHEIM, G. et al. The disintegration of high energy protons. *Physical Review*, American Physical Society, v. 51, p. 1037–1045, Jun 1937.

83 JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. New York-London-Sydney: John Wiley and Sons, Inc., 1962. 641 p.

84 REIS, J. T. *Fotoprodução de Monopólos Magnéticos e Monopolium em Colisões de Altas Energias*. Dissertação (Dissertação de Mestrado) — Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2016.

85 THOMSON, M. *Modern Particle Physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2013.

86 KNIEHL, B. A. Elastic ep scattering and the weizsäcker-williams approximation. *Physics Letters B*, v. 254, n. 1, p. 267–273, 1991. ISSN 0370-2693.

87 ALWALL, J. et al. Madgraph 5: going beyond. *Journal of High Energy Physics*, Springer, v. 2011, n. 6, p. 1–40, 2011.

88 HAGIWARA, K. et al. Taudecay: A library to simulate polarized tau decays via feynrules and madgraph5. *The European Physical Journal C*, Springer, v. 73, p. 1–12, 2013.

89 GAMBERG, L. P.; MILTON, K. A. Dual quantum electrodynamics: Dyon-dyon and charge-monopole scattering in a high-energy approximation. *Physical Review D*, American Physical Society, v. 61, p. 075013, Mar 2000.

90 GAMBERG, L. P.; MILTON, K. A. Eikonal scattering of monopoles and dyons in dual qed. In: *5th Workshop on QCD (QCD 2000)*. [S.l.: s.n.], 2000. p. 176–185.

91 KUROCHKIN, Y. et al. On production of magnetic monopoles via $\gamma\gamma$ fusion at high energy pp collisions. *Modern Physics Letters A*, World Scientific, v. 21, n. 38, p. 2873–2880, 2006.

92 SHTABOVENKO, V.; MERTIG, R.; ORELLANA, F. New developments in feyncalc 9.0. *Computer Physics Communications*, Elsevier, v. 207, p. 432–444, 2016.

93 MERTIG, R.; BOHM, M.; DENNER, A. Feyn calc: Computer algebraic calculation of feynman amplitudes. *Computer Physics Communications*, v. 64, p. 345–359, 1991.

94 CERN. *High Luminosity LHC: Frequently Asked Questions*. 2024. Acessado em: 19 de setembro de 2024. Disponível em: <<[>>](https://home.cern/resources/faqs/high-luminosity-lhc)