

Cristiane de Paula Oliveira

**Produção de partículas tipo-áxion e fótons
escuros nas colisões elétron-íon e nas colisões de
íons pesados**

Porto Alegre, Rio Grande do Sul, Brasil

23 de agosto de 2023

Cristiane de Paula Oliveira

**Produção de partículas tipo-áxion e fótons escuros nas
colisões elétron-íon e nas colisões de íons pesados**

Dissertação realizada sob orientação de Dr. Magno Valério Trindade Machado e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Universidade Federal do Rio Grande do Sul – UFRGS

Instituto de Física

Programa de Pós-Graduação em Física

Orientador: Magno Valério Trindade Machado

Porto Alegre, Rio Grande do Sul, Brasil

23 de agosto de 2023

Cristiane de Paula Oliveira

Produção de partículas tipo-áxion e fótons escuros nas colisões elétron-íon e nas colisões de íons pesados/ Cristiane de Paula Oliveira. – Porto Alegre, Rio Grande do Sul, Brasil, 23 de agosto de 2023-

76 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Magno Valério Trindade Machado

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal do Rio Grande do Sul – UFRGS
Instituto de Física

Programa de Pós-Graduação em Física, 23 de agosto de 2023.

1. Partículas tipo-áxion. 2. Fótons escuros. I. Magno Valério Trindade Machado.
II. Universidade Federal do Rio Grande do Sul. III. Instituto de Física. IV. Título

CDU 02:141:005.7

Para todas as meninas que sonharam em ser cientistas.

Agradecimentos

Ao meu orientador, professor Magno, que acreditou em mim e aceitou me orientar. Sua orientação foi essencial para o desenvolvimento deste trabalho.

A minha mãe, Marilei, sem seu apoio eu nunca teria chegado onde cheguei. Agradeço por sempre me incentivar a fazer o que me deixasse feliz.

À minha psicóloga, Maitê, que me acompanhou durante todo o mestrado e esteve sempre me lembrando que sou capaz de tudo que me propor a fazer, mesmo quando eu não acredito nisso.

A todos os meus amigos. Gostaria de agradecer a todo pessoal da extensão, meus amigos que a física trouxe, a galerinha “mó good vibes”, a “girizada mais gurizao”, ao pessoal do Foro de RDs e a todos aqueles que fizeram parte em algum momento da minha história na física.

Aos meus amigos que fizeram da pandemia um lugar menos solitário, João Pedro, Nicholas, Lara, Mônica, Daniela, Stéfani e Jamile. A presença de vocês foi o que manteve a minha sanidade nesse momento difícil. Espero conseguir retribuir tudo o que vocês me concederam.

Às novas amizades que fiz no último ano e me trouxeram novas perspectivas de vida, Rosana, Victoria e Juliane. Aprendi muito com vocês e espero continuar crescendo juntas.

Permito-me agradecer também aos meus gatos, Donatella, Preto e Matilda, que fizeram um excelente trabalho como pets de suporte emocional.

Por fim, agradeço ao CAPES por minha bolsa de mestrado, sem ela eu não teria condições para desenvolver essa pesquisa.

Lista de publicações

- C. P. Oliveira, D. Hadjimichef and M. V. T. Machado, *Production of the axion-like particles on electron–nucleus and ultraperipheral heavy ion collisions*, J. Phys. G **48**, no.8, 085005 (2021).
- C. P. Oliveira, D. Hadjimichef and M. V. T. Machado, *Compton-like dark photon production in electron–nucleus collisions*, J. Phys. G **49**, no.3, 035001 (2022).

Apresentações em conferências

- XLI Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos. *Production of axion-like particles in ultraperipheral heavy ion collisions*. 2021
- XV Hadron Physics. *Production of dark photons in electron-nucleus collisions via Compton-like process*. 2021

Press Release

Procurando por fótons escuros, mensageiros do Universo invisível

A matéria que conhecemos representa menos de 5% do Universo. O restante é preenchido com matéria escura invisível e energia escura. De acordo com certas teorias conhecidas como modelos de setor escuro, acredita-se que a matéria escura é constituída de partículas que interagem com a matéria usual através da gravitação, e é por isso que sabemos sobre ela, mas não através das forças fundamentais eletromagnéticas, fortes e fracas. Isso torna a sua detecção experimental um desafio. Uma ideia que cresce em popularidade é que a matéria escura pode não interagir diretamente com a matéria comum. Em vez disso, pode ser parte de um setor escuro de partículas e forças que existem completamente separadas, mas paralelas àquelas que compõem o mundo que experimentamos todos os dias. Os físicos estão esperançosos de que possam acessar esse setor escuro através de algo chamado “portal”, um raro processo hipotético que estabelece uma conexão entre partículas comuns e as chamadas partículas escuras. Tal matéria escura interagiria com a matéria regular e consigo mesma através de forças de setor escuro ainda a serem descobertas. Os cientistas acreditam que os fótons escuros podem ser mediadores de tal força escura, assim como os fótons são portadores da força eletromagnética entre partículas carregadas que conhecemos.

Em certas teorias para o setor escuro, os fótons escuros podem ou não ser massivos (os fótons têm massa nula). Embora a ideia de fótons pesados exista há quase 30 anos, ela ganhou novo interesse há apenas alguns anos, quando os teóricos sugeriram que ela poderia explicar, por exemplo, por que vários experimentos detectaram mais pósitrons de alta energia – os parceiros de antimatéria dos elétrons – do que os cientistas esperavam na radiação cósmica do espaço. Este excesso de pósitrons poderia potencialmente resultar de partículas de matéria escura que se aniquilam umas às outras. Entretanto, os dados não descartam a possibilidade de que haja uma nova força entre as partículas de matéria escura, com o fóton escuro massivo como seu portador.

Se existem fótons escuros, os pesquisadores querem produzi-los em laboratório. Se eles também interagem com a matéria comum, podem ser observados sob as condições certas. Neste contexto, os efeitos dos fótons escuros em dados de experimentos de física de partículas e astrofísica podem ser vislumbrados de alguma maneira. Esforços recentes descartaram a sua existência com certas propriedades (um dado intervalo de massa e de seu acoplamento com a matéria). Os colisores futuros e mesmo o Large Hadron Collider (LHC, no CERN) atual podem ser experimentos ideais para explorar fótons escuros com massas e vidas-médias que outros experimentos não foram sensíveis.



Figura 1 – O setor escuro consiste em partículas que não se acoplam aos campos conhecidos do Modelo Padrão, mas interagem através de um mediador, que pode ser fótons escuros (portal vetorial), escalares escuros (portal de Higgs), partículas tipo- $\tilde{\chi}$ (portal pseudoescalar), neutrinos estéreis (portal de neutrino). Esses mediadores podem fornecer um portal para candidatos a matéria escura ou serem os próprios candidatos. A imagem foi extraída da revista *Symmetry Magazine* [1].

O estudo realizado na dissertação de mestrado da aluna Cristiane Oliveira (UFRGS), publicado na revista internacional *Journal of Physics G*, propôs investigar a sensibilidade dos futuros colisores elétron-íon na busca por fótons escuros. A busca proposta foi de fótons escuros que decaem em pares múon-anti múon, um modo de decaimento muito promissor e claro. Verificou-se que o experimento planejado como uma extensão do LHC, o *Large Electron Hadron Collider (LHeC)* pode ter uma alta sensibilidade na busca por partículas do setor escuro, incluindo fótons escuros. O estudo mostrou que o número de eventos é significativo para massas dos fótons escuros da ordem de Giga elétron-volts (GeV). Se essas partículas forem encontradas, isso mudará significativamente a física como a conhecemos, e sua identificação pode ser uma das maiores descobertas do século. Isso transformaria completamente a maneira como vemos nosso Universo.

Artigo científico

OLIVEIRA, Cristiane de Paula; HADJIMICHEF, Dimiter; MACHADO, Magno V. T. [Compton-like dark photon production in electron–nucleus collisions](#). *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 49, no.3, 035001 (13 páginas).

Contatos:

Cristiane de Paula Oliveira, Grupo de Física de Partículas de Altas Energias

(GFPAE), Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre,
Brasil, cristiane.p.oliveira@ufrgs.br

“Sometimes I’ll start a sentence and I don’t even know where it’s going. I just hope I find it along the way.” – Michael Scott

Resumo

A fotoprodução de partículas tipo-áxion (ALPs) é investigada em colisões de elétron-íon e nas colisões ultraperiféricas de íons pesados, considerando a produção Primakoff de um núcleo e uma Lagrangiana efetiva para o acoplamento de partículas tipo-áxion a fótons. O modelo é empregado para calcular a seção de choque integrada e o número de eventos como uma função da massa da partícula tipo-áxion e do acoplamento áxion-fóton. Previsões são apresentadas para colidores de elétron-íon e próton-núcleo, e núcleo-núcleo para colisões ultraperiféricas no Large Hadron Collider. Os resultados mostram que um número considerável de eventos pode ser produzido nos experimentos planejados, especialmente para baixas massas da partícula tipo-áxion de poucos GeV. Cálculos numéricos são previstos dentro da cobertura cinemática das máquinas planejadas, como o Electron Ion Collider (EIC), Large Hadron Collider (LHC) e o Future Circular Collider (FCC), entre outros. Além disso, a criação de fótons escuros (dark photons) foi estudada, apresentando previsões para a sua produção na região cinemática do Large Electron-Ion Collider (LHeC). O processo adjacente é o espalhamento tipo-Compton e foi analisado em termos da massa do fóton escuro e do parâmetro de mistura cinética.

Palavras-chaves: Setor escuro na física de partículas elementares. Partículas tipo-áxion. Fótons escuros. Colisões elétron-íon. Colisões de íons pesados ultrarrelativísticos ultraperiféricas.

Abstract

Photoproduction of axion-like particles (ALPs) is investigated in electron-ion collisions and in ultraperipheral collisions of heavy ions, considering the Primakoff production of a nucleus and an effective Lagrangian for the axion-photon coupling. The model is employed to calculate the integrated cross-section and the number of events as a function of the axion-like particle mass and axion-photon coupling. Predictions are presented for electron-ion and proton-nucleus colliders, as well as nucleus-nucleus collisions for ultraperipheral collisions at the Large Hadron Collider. The results show that a considerable number of events can be produced in planned experiments, especially for low masses of the axion-like particle of a few GeV. Numerical calculations are expected to fall within the kinematic coverage of planned machines such as the Electron Ion Collider (EIC), Large Hadron Collider (LHC), and the Future Circular Collider (FCC), among others. Additionally, the creation of dark photons has been studied, providing predictions for their production in the kinematic region of the Large Electron-Ion Collider (LHeC). The adjacent process is Compton-type scattering and has been analyzed in terms of the dark photon mass and the kinetic mixing parameter.

Key-words: Dark sector in elementary particle physics. Axion-like particles. Dark photons. Electron-ion collisions. Ultraperipheral heavy ion collisions.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	O setor escuro na física de partículas	14
1.2	Propriedades da matéria escura	21
2	BREVE INTRODUÇÃO AOS MODELOS PADRÃO COSMOLÓGICO E DE PARTÍCULAS	25
2.1	Modelo Padrão Cosmológico	25
2.2	Modelo Padrão da Física de Partículas	30
3	PANORAMA SOBRE PESQUISAS DA PRODUÇÃO DE ALPS E FÓTONS ESCUROS	33
3.1	Partículas tipo-áxion (ALPs)	33
3.2	Fótons escuros	37
4	ESTUDO I: PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS TIPO-ÁXION EM COLISÕES DE ELÉTRON-NÚCLEO E COLISÕES ULTRAPERIFÉRICAS DE ÍONS PESADOS	41
4.1	Formalismo teórico	43
4.2	Resultados numéricos e previsões	45
5	ESTUDO II: PRODUÇÃO TIPO-COMPTON DE FÓTONS ESCUROS EM COLISÕES ELÉTRON-NÚCLEO	51
5.1	Formalismo teórico	53
5.2	Resultados numéricos e previsões	56
6	CONCLUSÃO	63
	REFERÊNCIAS	65

1 Introdução

1.1 O setor escuro na física de partículas

Em física de partículas, a matéria escura é o nome dado a um novo tipo de matéria que não interage de maneira relevante com nada que podemos ver, sendo assim, basicamente invisível para nós. Ela é chamada de “escura” porque não emite, reflete ou absorve luz. No entanto, a interação gravitacional da matéria escura fornece uma base muito sólida para a sua existência [2, 3]. A primeira sugestão de sua presença foi feita por Zwicky nos anos 1930 [4, 5]. Ele estava estudando os movimentos das galáxias no aglomerado de Coma. Estudando as velocidades de dispersão no aglomerado, Zwicky encontrou uma grande discrepância entre o valor da massa do aglomerado deduzida pelo teorema do virial [6, 7] e a massa esperada pela luminosidade de seus componentes. O teorema do virial fornece uma equação que relaciona a energia cinética total média $\langle K \rangle$ com a energia potencial média $\langle V \rangle$ de um sistema em equilíbrio:

$$2\langle K \rangle + \langle V \rangle = 0. \quad (1.1)$$

Supondo que o aglomerado possui N galáxias, então sua energia cinética total média é dada por:

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2} \sum_i^N m_i v_i^2 = \frac{1}{2} v^2 \sum_i^N m_i = \frac{1}{2} M_c v^2, \quad (1.2)$$

onde v é a velocidade média das galáxias e M_c é a massa total do aglomerado. Agora, considerando o aglomerado como sendo esférico, sua energia potencial total média é dada por:

$$\langle V \rangle = -\frac{1}{2} \sum_i^N \sum_{j>i}^N \frac{G m_i m_j}{R_{ij}} = -\frac{3}{5} \frac{G M_c^2}{R_c}, \quad (1.3)$$

onde R_{ij} é a distância efetiva entre duas galáxias e R_c é o raio efetivo do aglomerado de Coma. A soma é feita sobre todos os pares possíveis de galáxias. Temos em mãos os dois termos da Eq. (1.1) e podemos obter a velocidade média das galáxias do aglomerado:

$$v^2 = \frac{3}{5} \frac{G M_c}{R_c}. \quad (1.4)$$

Porém, observações baseadas na luminosidade total do aglomerado de Coma mostram que as velocidades médias eram muito maiores do que as esperadas pela Eq. (1.4) por um fator

de 400 ou 100. Uma forma de explicar essa discrepância foi postular a existência de uma nova forma de matéria não visível: a matéria escura. Na época, Zwicky não contava com o gás quente no aglomerado. Hoje, por observações no raio X, sabemos que a maior parte do conteúdo bariônico do aglomerado é composta por esse gás quente e que a discrepância entre a massa observada pela dispersão de velocidades e pela matéria luminosa foi reduzida para um fator de 5 a 6 vezes [8]. Ainda assim, 85% da matéria dos aglomerados é composta por matéria escura.

A ideia da existência de uma nova forma de matéria invisível foi deixada de lado por muitas décadas até ser revisitada para explicar a tendência das curvas de rotação de galáxias observadas por Rubin e colaboradores [9, 10, 11]. Nesses trabalhos, as velocidades rotacionais de galáxias espirais são medidas através do desvio para o vermelho (redshift), e esses dados são utilizados para calcular a distribuição de massa correspondente. Aplicando as leis da mecânica newtoniana, deveríamos esperar que:

$$F = \frac{GmM(r)}{r^2} = \frac{mv^2(r)}{r}, \quad (1.5)$$

onde $v(r)$ corresponde à velocidade rotacional, r é a distância ao centro galáctico, e $M(r)$ é a massa total dentro de uma distância r . A curva de rotação é o gráfico da velocidade rotacional como função da distância ao centro da galáxia, dada pela relação:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (1.6)$$

Pela distribuição de luminosidade de galáxias espirais, esperamos que a galáxia seja composta por um bojo central denso e um disco que se torna mais fino em regiões mais externas da galáxia. Se assumimos que o bojo possui uma densidade constante para $r \ll R_c$, a massa cresce com o volume, ou seja, $M(r) \propto r^3$. Para distâncias muito grandes, $r \gg R_c$, a massa deveria ser independente de r . Assim, é esperado que a velocidade aumente linearmente com r até atingir um máximo e então comece a decair conforme $1/\sqrt{r}$. No entanto, os resultados mostram que as curvas de rotação se tornam aproximadamente planas até o fim do disco visível, indicando novamente a existência de uma quantidade considerável de matéria invisível.

Mais recentemente, outros efeitos gravitacionais da presença da matéria escura foram observados no fenômeno do lenteamento gravitacional. Essa técnica explora o princípio da relatividade geral de que objetos massivos causam uma curvatura no espaço-tempo [12, 13]. Dessa forma, objetos podem agir como lentes gigantes, distorcendo as imagens de objetos que estão atrás deles. A separação angular entre diferentes imagens é dada por:

$$\theta = \sqrt{4GM \frac{d_{LS}}{d_L d_S}}, \quad (1.7)$$

onde M é a massa do objeto agindo como lente, d_{LS} é a distância da lente até a fonte, e d_L , d_S são as distâncias até o observador da lente e da fonte, respectivamente. Portanto, a separação angular está ligada à massa do objeto agindo como lente, neste caso, aglomerados de galáxias. A distribuição de massa pode ser calculada a partir do “raio de Einstein”, $R_E = \theta d_L$, ou em casos mais complexos, pelas posições e formatos dos objetos fonte. Novamente, a massa total da lente apresenta divergência com a massa calculada pela luminosidade. Isso leva a pensar que uma grande fração da massa desses aglomerados é composta por matéria escura.

A existência de matéria escura também pode ser inferida comparando a massa determinada pela luminosidade e a massa determinada pela emissão de raio X, como no Aglomerado da Bala [14, 15]. A emissão de raio X da componente eletrônica permite medir a temperatura do gás. Pela equação do equilíbrio hidrostático, podemos obter informações sobre a massa da seguinte forma:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}, \quad (1.8)$$

onde P é a pressão do gás, $M(r)$ é a massa do gás no raio r , e $\rho(r)$ é a densidade do gás também no raio r . Para relacionar a Eq. (1.8) com a temperatura, utilizamos a equação de estado de um gás ideal:

$$PV = Nk_B T, \quad (1.9)$$

onde V é o volume do gás, k_B é a constante de Boltzmann, e N é o número total de elétrons e núcleos ionizados no gás, que pode ser expresso como $N = M/m_p\mu$, onde M é a massa total do gás, m_p é a massa do próton, e $\mu \simeq 0,6$ é o peso molecular médio. Podemos escrever $\rho = M/V$, e, portanto, a equação do equilíbrio hidrostático fica da seguinte forma:

$$\frac{d \log \rho}{d \log r} + \frac{d \log T}{d \log r} = -\frac{G\mu m_p M(r)}{k_B T(r)r}. \quad (1.10)$$

Fora do núcleo, a temperatura de um aglomerado é razoavelmente constante. O perfil de densidade para grandes distâncias segue uma lei de potência com índice entre -2 e -1,5. Para um aglomerado típico, a temperatura para a massa bariônica deve seguir a relação:

$$k_B T \approx (1,3 - 1,8) keV \left(\frac{M(r)}{10^{14} M} \right) \left(\frac{1 \text{ Mpc}}{r} \right). \quad (1.11)$$

A discrepância entre a temperatura obtida utilizando esse resultado e a temperatura observada sugere novamente a existência de uma quantidade substancial de matéria escura em aglomerados.

Esse método foi usado para estudar o Aglomerado da Bala, que se formou a partir da colisão de dois aglomerados menores [16]. Quando esses dois aglomerados colidiram, as componentes bariônicas da matéria colidiram e desaceleraram. Porém, as componentes da

matéria escura passaram entre si sem interagir e desacelerar. A colisão entre esses dois aglomerados mostrou a separação das componentes de matéria ordinária e matéria escura de cada aglomerado. Essa separação pode ser vista comparando imagens de raio X da matéria luminosa, feitas com o telescópio Chandra, e medidas da massa total do aglomerado, feitas por observações de lenteamento gravitacional. O que torna este aglomerado tão interessante é que ele mostra o comportamento da matéria escura. Enquanto podemos ver a matéria bariônica se afastando do centro da colisão em velocidades baixas, a matéria escura está se movendo na frente deles com velocidades altas. Isso aponta para o comportamento não-colisional da matéria escura e implica que suas interações devem ser muito fracas.

Outra evidência para a existência de matéria escura vem de escalas cosmológicas, com medidas da radiação cósmica de fundo [17, 18, 19]. A radiação cósmica de fundo é constituída por fótons emitidos no início do Universo, na era da recombinação, quando elétrons livres e núcleos se combinam em átomos, permitindo que os fótons se desacoplem da matéria e viajem livremente pelo Universo. O espectro da radiação cósmica de fundo é bem descrito pela radiação de um corpo negro. A temperatura é proporcional à energia média dos fótons, e esses fótons sofreram desvio para o vermelho devido à expansão do Universo. Portanto, hoje eles correspondem a uma temperatura mais baixa. No entanto, esses fótons ainda retêm informações sobre o estado do Universo nas escalas de tempo da recombinação e, portanto, informações sobre as propriedades da matéria nessa época.

Hoje, podemos observar a radiação cósmica de fundo como um espectro de corpo negro com temperaturas de $T_0 = 2,725$ K. Medidas de precisão foram feitas para encontrar pequenas anisotropias na distribuição angular das temperaturas da radiação cósmica de fundo. A temperatura observada como função da posição angular no céu varia muito pouco com relação à média:

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \frac{T(\theta, \phi) - \bar{T}}{\bar{T}}. \quad (1.12)$$

Essa diferença de temperatura pode ser escrita em função da posição angular usando uma série de harmônicos esféricos (uma expansão em harmônicos de Fourier):

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (1.13)$$

onde $Y_{lm}(\theta, \phi)$ são os harmônicos esféricos e a_{lm} são os momentos de multipolo. Em grandes escalas, as anisotropias são extremamente pequenas, e, portanto, a variância de um dado momento pode ser definida como:

$$C_l = \langle |a_{lm}| \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2. \quad (1.14)$$

No limite de pequenos ângulos, l se torna o número de onda. Como o comprimento de onda angular é $\lambda = 2\pi/l$, momentos de multipolo grandes correspondem a escalas angulares pequenas. Consequentemente, a informação da radiação cósmica de fundo pode ser

representada como uma função do momento de multipolo. A pressão dos fótons relativísticos tende a diminuir as anisotropias de temperatura, porém bárions não-relativísticos pesados tendem a formar um halo denso de matéria, criando anisotropias consideráveis. A competição entre os bárions e fótons cria ondas acústicas no plasma bárion-fóton e é responsável pelas oscilações acústicas observadas. Cada pico da distribuição pode ser relacionado a um parâmetro cosmológico.

As medidas mais recentes da radiação cósmica de fundo são da Colaboração Planck [20]. De acordo com essas observações, o Universo é composto por 68,3% de energia escura, 26,8% de matéria escura e 4,9% de matéria bariônica. Assim, a matéria escura constitui cerca de 85% de toda a massa presente no Universo. Enquanto sua existência é um fato consolidado, o problema sobre sua composição e natureza ainda está em aberto, constituindo um dos principais enigmas da física até hoje.

A partir dessas várias observações experimentais, podemos inferir as propriedades básicas que a matéria escura deve ter se o(s) candidato(s) forem partículas. Ela não interage eletromagneticamente e, portanto, deve ser neutra, não podendo decair em fótons ou pares de partículas carregadas. Colisões com átomos neutros levariam à excitação ou ionização se a energia colisional fosse alta o suficiente (colisões inelásticas ou reativas). Na ausência de tais processos, excluem-se candidatos com grande energia colisional, sejam eles partículas não relativísticas com massa muito alta ou partículas relativísticas com baixa massa. Essas restrições mostram que, em termos gerais, a matéria escura se comporta como um gás ideal sob a influência da gravitação, mas a energia cinética das partículas candidatas deve ser menor do que a energia de excitação de átomos e moléculas mais comuns.

Fica claro, portanto, que precisamos de uma física além do Modelo Padrão da física de partículas para explicar a existência da matéria escura. Diversos candidatos, com diferentes massas e sujeitos a diferentes tipos de interações, foram propostos ao longo dos anos. Na Figura 2, podemos observar muitas outras possíveis explicações para a natureza da matéria escura.

No contexto da física de partículas elementares, a matéria escura parece ser um novo tipo de partícula que possui massa e, portanto, é sujeita à gravidade [2]. As interações gravitacionais nos permitem detectar a presença da matéria escura, mas não nos fornecem pistas sobre sua composição. As interações entre as partículas de matéria escura e a matéria ordinária no Modelo Padrão (SM) seriam cruciais para esclarecer sua natureza, no entanto, essas interações parecem ser tão fracas que não foram identificadas em experimentos até o momento. A existência da matéria escura sugere a presença de um setor escuro (dark sector, DS) que pode ser tanto fracamente acoplado quanto completamente desacoplado das interações do Modelo Padrão. Esse setor pode ser extremamente simples, mas também pode esconder uma estrutura rica e intrincada, com matéria e interações próprias.



Figura 2 – Mapa das possíveis soluções para o problema da matéria escura. Figura extraída da Ref. [21].

Do ponto de vista da organização de uma estratégia para testar a existência e a composição de um setor escuro [22], uma clara diferença conceitual emerge imediatamente em relação ao caso de uma partícula massiva fracamente interagente (WIMP). O modelo de WIMP está atualmente enfrentando desafios devido aos resultados nulos em experimentos de detecção direta e indireta [23]. Ao identificar a partícula de matéria escura como uma relíquia térmica¹ do início do Universo com interações fracas e uma massa em torno da escala eletrofraca, isso sugeriu exatamente onde procurar na cinemática de colisores de partículas. Por outro lado, explorar um setor escuro genérico poderia facilmente se tornar um esforço considerável e sem um princípio organizador claro em mente.

A princípio, é possível começar a classificar possíveis conexões, denominadas de portais, com o mundo visível através do qual o setor escuro se manifesta (além dos efeitos gravitacionais). Usando a linguagem de operadores efetivos como uma metodologia organizadora, temos esquematicamente a seguinte estrutura para o Lagrangiano [24]:

$$\mathcal{L}_{SM/DS} = \mathcal{O}_4 + \frac{1}{\Lambda} \mathcal{O}_5 + \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{O}_6 + \dots, \quad (1.15)$$

onde os operadores são agrupados em dimensão crescente e a quantidade dimensional Λ é uma escala que define e controla a intensidade da interação efetiva. Em particular, podemos dar como exemplo as seguintes possibilidades:

¹ Relíquias térmicas são partículas formadas em equilíbrio térmico com o Universo primordial. A abundância dessas partículas é a quantidade remanescente no presente dessas partículas criadas logo após o Big Bang.

- *Portal Vetorial*

Permitir interações dentro dos componentes do setor escuro parece bastante natural. A possibilidade mais simples é uma interação de calibre $U(1)$ dentro do setor escuro – modelado como um análogo escuro do magnetismo e contemplando a existência de um fóton escuro – sob o qual todos os estados no setor escuro são carregados [25]. A simetria local $U(1)$ no setor escuro pode ser espontaneamente quebrada – por meio de um análogo escuro do mecanismo de Higgs – ou não quebrada [26]. No primeiro caso, o fóton escuro é massivo e ele interage com as partículas do Modelo Padrão através de uma mistura ϵ com o fóton ordinário, $\mathcal{L}_{SM/DS} = \epsilon F_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$, com F sendo o tensor do campo eletromagnético e B o tensor associado com o campo do fóton escuro. Esse é um exemplo de uma interação de um portal de dimensão 4 na Eq. (1.15). Se a simetria $U(1)$ não é quebrada, o fóton escuro se mantém sem massa e totalmente desacoplado do setor do Modelo Padrão. Nesse caso, o fóton escuro sem massa poderia interagir com o setor do Modelo Padrão através de operadores de maior dimensão gerados pela troca de campos mensageiros pesados se comunicando entre os dois setores. Na linguagem da Eq. (1.15), as principais interações do fóton escuro com os campos do SM são dadas neste caso por operadores de dimensão 5, gerando momentos de dipolo elétrico e magnético para férmions do Modelo Padrão.

- *Portal Pseudoescalar*

Partículas tipo-áxion são pseudo bósons Nambu-Goldstone de simetrias globais que se quebram espontaneamente, e eles populam várias extensões de alta energia do Modelo Padrão. Entre elas, o caso mais atraente é o do áxion QCD, cuja existência garante uma solução natural para o problema CP na Cromodinâmica Quântica (QCD) [27]. Ao mesmo tempo, partículas tipo-áxion (ALPs) são potencialmente boas candidatas para a matéria escura, já que eles explicam a abundância de matéria escura que observamos hoje por meio do mecanismo de desalinhamento. Um portal com o setor visível é frequentemente identificado com o acoplamento do áxion a com o termo violante da carga-paridade $F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$, com \tilde{F} sendo o dual do tensor intensidade de campo, F . Na Eq. (1.15), esse é o típico exemplo de uma interação de portal de dimensão cinco, $\mathcal{L}_{SM/DS} = (a/f) F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$, com a escala Λ identificada como f , a constante de decaimento do áxion.

- *Portal de Neutrino*

Neutrinos do Modelo Padrão são, em princípio, candidatos legítimos de matéria escura já que eles são neutros e estáveis. Entretanto, eles não podem compor toda a matéria escura observada por conta da sua massa e magnitude do acoplamento serem muito pequenas [28, 29, 30]. Uma solução óbvia é postular a existência de neutrinos estéreis mais pesados, com interações mais fracas que satisfazem as restrições da formação de

estruturas cósmicas e densidades do espaço de fase. Um neutrino estéril é um bom candidato a matéria escura se sua massa está no intervalo de keV [31]. Neutrinos estéreis poderiam fornecer uma ligação entre partículas do Modelo Padrão e o setor escuro, além de gerar massas de neutrinos ativos através do mecanismo gangorra (seesaw). Esse é outro exemplo de um portal de dimensão quatro, dado esquematicamente por $\mathcal{L}_{SM/DS} = y\bar{L}\tilde{H}N + h.c.$, com L sendo o dubleto de lépton de mão esquerda, \tilde{H} o conjugado do campo de Higgs, N o neutrino estéril e y o acoplamento de Yukawa.

Para completar, também mencionamos o portal de Higgs, no qual o principal operador seria na forma $(\mu\phi + \lambda\phi^2)H^\dagger H$, onde H é o campo de Higgs e ϕ é um estado escalar genérico do setor escuro [32, 33]. Essa possibilidade é menos bem definida (poderíamos adicionar vários campos escalares e estes também para operadores de ordens maiores) e tem motivação teórica duvidosa. Campos escalares, diferentes dos modos Goldstone, são sempre problemáticos devido à sua peculiaridade de não desacoplamento da física no ultravioleta.

1.2 Propriedades da matéria escura

No setor escuro, a matéria escura possui novas propriedades que não foram exploradas no paradigma de WIMP. Além de ser composta por mais de um componente, ela pode interagir consigo mesma, geralmente parametrizada em termos de uma simetria de calibre $U(1)$ carregada por fótons escuros (possivelmente quebrada, com fótons escuros tornando-se massivos). Um modelo tão rico de matéria escura abre caminho para muitos testes observacionais. Podemos mencionar os seguintes:

- Observações derivadas da dinâmica, principalmente não-colisional, da matéria escura na galáxia (abrangendo desde os limites em colisões de galáxias, como no caso do Aglomerado da Bala, até a elipticidade da distribuição de massa do halo de matéria escura) [34];
- Distribuição de massa de matéria escura achatada (disco de matéria escura) sugerida pela possibilidade de a matéria escura formar estados ligados, semelhantes a átomos da matéria ordinária, e, portanto, parcialmente termalizada como a matéria bariônica [35];
- Novas seções de choque para detecção direta e indireta devido à força de longo alcance (em contraste com as interações de contato das WIMPs) e à possível milicarga carregada pela matéria escura [36, 37];
- Cálculo diferente para a abundância de relíquia: matéria escura com múltiplos componentes requer equações de Boltzmann acopladas com novos canais de decaimento.

Além disso, os fatores de Sommerfeld são aumentados devido à força escura e podem modificar de forma significativa as seções de choque relevantes.

O acoplamento do portal ao setor escuro pode se manifestar em experimentos de alta energia por meio de processos nos quais alguma (ou toda) a energia desaparece, ou em experimentos de precisão nos quais os valores de observáveis conhecidos com alta precisão são modificados [38]. Se a interação do portal também envolve operadores acoplados com estados do Modelo Padrão de diferentes sabores, eles podem ser testados em experimentos de física de sabores. Finalmente, estados de férmions no setor escuro podem ser identificados de maneira natural como neutrinos estéreis. Eles podem participar de oscilações, contribuir para a interpretação de experimentos com neutrinos e ser procurados diretamente como estados de neutrinos pesados.

Diferentes áreas experimentais de física de partículas proporcionam testes promissores para a presença do setor escuro, como por exemplo:

- Buscas por áxion e partículas tipo-áxion (incluindo fótons escuros) [39]: experimentos de laser (“direcionar luz através de uma parede”), conversão de matéria escura (via o processo Primakov²) em cavidades de micro-ondas (“haloscópios”) ou conversão de fótons no sol (“helioscópios”);
- Experimentos de colisores: experimentos de beam-dump³ de elétron e prótons (nos quais fótons escuros são emitidos por bremsstrahlung) assim como eventos de energia faltante (no qual um ou mais estados finais são fótons escuros) no Large Hadron Collider (LHC) e colisores futuros [40, 41];
- Decaimento de estados neutros [42, 43]: experimentos de decaimento de nêutrons, Káon raros e mésons B em estados finais invisíveis. Estes estados finais podem ser tanto fótons escuros quanto outros estados de matéria que fazem parte do setor escuro;
- Oscilações de neutrino e busca por neutrinos pesados [44, 45];
- Medidas de precisão [46, 47]: limites nos momentos de dipolo magnético e elétrico anômalos, assim como experimentos de física atômica (relógios atômicos e outras medições de alta precisão dos níveis de energia atômicos).

² O processo Primakoff é a conversão de áxions em fótons na presença de um campo eletromagnético muito forte.

³ Experimentos de beam-dump utilizam um feixe de alta intensidade que é completamente absorvido por um alvo espesso. Um detector é colocado a dezenas ou centenas de metros após uma região de proteção passiva feita de concreto e/ou rocha.

Muitas das pesquisas acima já estão em andamento em experimentos atuais ou propostos [48, 49, 50]. Em suma, as possibilidades para testes experimentais do setor escuro são variadas e envolvem diferentes áreas de conhecimento.

Neste trabalho, o foco não é na pesquisa por candidatos viáveis para matéria escura. O objetivo principal é investigar partículas propostas para constituírem o setor escuro, como discutimos na introdução: partículas tipo-áxion e fótons escuros. Estes podem compor parte da matéria escura com composição múltipla, mas não são os componentes dominantes. Dessa forma, desenvolvemos estudos para a produção de partículas do setor escuro em colisores de partículas, utilizando a capacidade de resolução dos aceleradores atuais e futuros.

Trataremos de dois casos:

1. produção de partículas tipo-áxion (ALPs), $\gamma N \rightarrow aN$, em colisões elétron-íon e nas colisões ultraperiféricas de íons pesados relativísticos;
2. produção de fótons escuros em processos tipo-Compton⁴ em colisões lépton-próton ou lépton-núcleo.

No primeiro caso, os ALPs são gerados via mecanismo de fotoprodução de ALPs, e as análises são feitas em termos da massa do ALP, m_a , e seu acoplamento efetivo a dois fótons, $g_{a\gamma\gamma}$. Predições são feitas para os futuros colisores elétron-íon propostos (EIC, LHeC e JLEIC), bem como em colisões ultraperiféricas próton-núcleo e núcleo-núcleo nos aceleradores RHIC e LHC. Predições para as taxas de eventos sem cortes cinemáticos são fornecidas. Uma investigação sobre a produção de ALPs em colisões fóton-fóton no contexto de colisões ultraperiféricas íon-íon foi feita na iniciação científica durante a graduação e embasou o trabalho de conclusão de curso [51].

No segundo caso, analisou-se a produção de fótons escuros γ' em processos $\gamma e \rightarrow \gamma' e$ nas colisões ep e eA . Taxas de eventos são previstas sem cortes cinemáticos para os futuros colisores propostos, como EicC, JLEIC, EIC e LHeC, como função da massa do fóton escuro, $m_{\gamma'}$, e do parâmetro de mistura cinética, ε . No caso do LHeC, estudamos em detalhes a sensibilidade projetada deste experimento para a pesquisa de fótons escuros, identificando os principais canais de background. Os dois trabalhos foram publicados nas referências [52] e [53], respectivamente.

O texto desta dissertação está organizado da seguinte forma: No Capítulo 2, fazemos um breve resumo dos tópicos necessários para a compreensão das investigações realizadas neste trabalho, incluindo: i) Um resumo conciso do Modelo Padrão Cosmológico, com foco

⁴ O espalhamento Compton usual é o espalhamento de um fóton de alta frequência após uma interação com uma partícula carregada, geralmente um elétron. Isso resulta em uma diminuição na energia do fóton. No caso do espalhamento tipo-Compton, o espalhamento é de um fóton do Modelo Padrão se convertendo em um fóton escuro.

no parâmetro de densidade associado à matéria escura. ii) Uma breve discussão sobre o Modelo Padrão da física de partículas elementares. No Capítulo 3, apresentamos as técnicas e metodologias experimentais e teóricas utilizadas na pesquisa por partículas tipo-áxion e fótons escuros. No Capítulo 4, detalhamos as investigações realizadas durante o projeto de mestrado, que foram previamente mencionadas. No último capítulo, apresentamos um resumo conciso dos resultados obtidos e discutimos as perspectivas futuras.

2 Breve introdução aos modelos padrão cosmológico e de partículas

Nas últimas décadas, tem havido um considerável esforço, tanto experimental quanto teórico, para compreender a natureza da matéria escura [39]. Atualmente, várias abordagens experimentais estão sendo exploradas em aceleradores de altas energias e experimentos de baixa energia. Na física de partículas, o paradigma predominante ainda se concentra no modelo de Partículas Massivas Fracamente Interagentes (WIMPs), que descreve adequadamente a densidade de relíquia correspondente e as propriedades gerais esperadas para a matéria escura. No Modelo Padrão, apenas algumas partículas poderiam ser consideradas como candidatos viáveis para a matéria escura (por exemplo, neutrinos, que são neutros e interagem via interações fracas, mas são ultrarrelativísticos). Para entendermos melhor as implicações relacionadas à densidade de relíquia, a próxima subseção discutirá o Modelo Padrão Cosmológico.

2.1 Modelo Padrão Cosmológico

A relatividade geral e o Modelo Padrão Cosmológico fornecem uma descrição do espaço, tempo e gravidade [54, 55]. Essa descrição é apoiada por um grande número de confirmações experimentais que estão em concordância com as previsões teóricas. Para construir um modelo cosmológico completo, precisamos de três ingredientes principais: as Equações de Einstein, que relacionam a geometria do Universo com seu conteúdo de matéria e energia; as métricas, que descrevem as simetrias do problema; e as equações de estado, que especificam as propriedades físicas do conteúdo de matéria e energia.

As equações de campo de Einstein podem ser derivadas a partir de princípios: primeiro, a equação é invariante sob transformações de coordenadas gerais; segundo, a equação tende à Lei de Newton no limite de campos fracos; e terceiro, a equação é diferencial em segunda ordem e linear nas derivadas segundas [56]. No final, a equação resultante é:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G_N}{c^4}T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

onde $R_{\mu\nu}$ e R são, respectivamente, o tensor e escalar de Ricci (obtidos pela contração do tensor de curvatura de Riemann), $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico, G_N é a constante de Newton, $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento e Λ é a chamada constante cosmológica. Nessa equação, a geometria do Universo, descrita pelos termos do lado esquerdo, é determinada pelo seu conteúdo de energia, descrito pelos termos do lado direito.

Para resolver as equações de Einstein, assumimos as propriedades de homogeneidade e isotropia do Universo. Essas propriedades, que simplificam a análise matemática, são confirmadas por muitas observações. Observações da radiação cósmica de fundo mostraram uma isotropia extraordinária. Além disso, há evidências diretas de isotropia provenientes de levantamentos de galáxias, que sugerem uma distribuição homogênea em escalas de aproximadamente 100 Mpc. Isso significa que esferas com diâmetros maiores que 10 Mpc centradas em qualquer ponto do Universo devem conter aproximadamente a mesma quantidade de matéria. Isotropia e homogeneidade implicam em uma forma específica de métrica, na qual o elemento de linha pode ser expresso como:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right), \quad (2.2)$$

onde $a(t)$ é o fator de escala, k é a curvatura espacial, podendo ter valores $k = -1, 0, +1$.

As equações de Einstein podem ser resolvidas usando essa métrica, com uma de suas componentes levando à equação de Friedmann:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_{tot}, \quad (2.3)$$

onde ρ_{tot} é a densidade de média total de energia do Universo. Podemos introduzir o parâmetro de Hubble na forma:

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}. \quad (2.4)$$

Vemos, a partir da Eq. (2.3), que o Universo é plano ($k = 0$) quando sua densidade de energia é igual à densidade de energia crítica, ρ_c , definida por:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N} \approx 5 \times 10^{-6} \text{ GeV}/\text{cm}^3. \quad (2.5)$$

Frequentemente, expressamos a abundância de uma substância no Universo em unidades de ρ_c . Assim, definimos o parâmetro de densidade Ω_i de uma espécie i (ou seja, matéria, radiação ou energia do vácuo) em termos de sua densidade ρ_i :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}. \quad (2.6)$$

Portanto, teremos:

$$\Omega = \sum_i \Omega_i, \quad (2.7)$$

em termos do qual podemos escrever a Eq. (2.3) como:

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2}. \quad (2.8)$$

Tabela 1 – Classificação de modelos cosmológicos baseados no valor da densidade média em termos da densidade crítica.

$\rho < \rho_c$	$\Omega < 1$	$k = -1$ GeV	Aberto
$\rho = \rho_c$	$\Omega = 1$	$k = 0$ GeV	Plano
$\rho > \rho_c$	$\Omega > 1$	$k = +1$ GeV	Fechado

O sinal de k é, portanto, determinado pelo fato de ser maior, igual ou menor que 1 (veja a Tabela 1).

Os valores para Ω_i evoluem com o tempo de forma diferente, dependendo da equação de estado da componente [57]. Uma forma geral para a taxa de expansão é:

$$\left(\frac{H(z)}{H_0}\right) = \left[\Omega_X(1+z)^{3(1+\alpha_X)} + \Omega_K(1+z)^2 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4\right], \quad (2.9)$$

onde M e R representam matéria e radiação (fótons e todos os sabores de neutrinos). Usamos a notação $\Omega_K = -k/a_0^2 H_0^2$ e X se refere a uma substância genérica com equação de estado $p_X = \alpha_X \rho_X$ (em particular para a constante cosmológica $\alpha_\Lambda = -1$) e z é o redshift.

Os valores atualizados para Ω_i são os seguintes: $\Omega_R = 8,6 \times 10^{-5}$, $\Omega_M = 0,31$ e $\Omega_\Lambda = 0,69$. A matéria não-relativística consiste de bárions e matéria escura, com $\Omega_B = 0,049$ e $\Omega_{DM} = 0,26$.

A cosmologia nos informa que o Modelo Padrão de partículas elementares, revisado a seguir, é incompleto [58]. O modelo de extensão deste deve conter partículas que constituiriam a matéria escura não-bariônica. Além disso, deve existir um mecanismo para produzir a abundância correta da matéria escura, $\Omega_{DM} \approx 0,26$. Candidatos populares têm origens que não estão diretamente relacionadas ao problema da matéria escura. Alguns deles são, em ordem de energia de repouso, i) WIMPZILLA, ii) WIMP, iii) matéria espelho, iv) neutrinos estéreis, v) áxions e vi) grávitons. Dado um modelo concreto para o candidato em física de partículas, segue o cálculo da abundância cosmológica correspondente da matéria escura produzida [59]. No que segue, discutimos brevemente alguns exemplos de tais cálculos para dar um panorama dos vários mecanismos de produção de matéria escura.

Dependendo do mecanismo de produção, a matéria escura resultante pode ser “fria”, “morna” ou “quente”. De maneira simplificada, as velocidades das partículas de matéria escura fria são tão pequenas que elas não influenciam na formação de estrutura em grandes escalas. De maneira simplificada, as velocidades das partículas de matéria escura morna são tão pequenas que elas não influenciam a formação de estruturas em grandes escalas. No caso das partículas de matéria escura quente, suas velocidades são altas, e suas energias cinéticas não permitem que as partículas se aglomerem em halos de galáxias e podem desagregar até mesmo aglomerados de galáxias. Este tipo de matéria escura é descartado pelas evidências experimentais. A matéria escura morna é o caso intermediário,

podendo eliminar a estrutura nas menores escalas observáveis de galáxias anãs, mas não influencia a formação de grandes halos como o da nossa Via Láctea. Modelos de matéria escura fria têm alguns problemas para explicar observações em pequenas escalas, enquanto os modelos de matéria escura quente têm algumas vantagens.

Além disso, os candidatos a partículas de matéria escura podem ser divididos em várias classes de acordo com o mecanismo de sua produção no Universo primitivo. Discutimos aqui apenas a classe popular de candidatos referidos como “reliquias térmicas”. Por definição, uma reliquia térmica é suposta a estar em equilíbrio termodinâmico em tempos primordiais. Em algum momento da evolução, as partículas saem do equilíbrio e após esse evento, o seu número em um volume comóvel permanece constante. O processo é chamado de congelamento, o “freeze-out”. Para as reliquias térmicas, apenas o valor da massa da partícula determina se ela será quente, morna ou fria. Para exemplificar, definimos o caminho de transmissão livre (TL) para uma dada espécie de partícula de matéria escura com massa M_D como um tamanho de horizonte a uma temperatura quando as partículas ainda são relativísticas, $T \sim M_D$. Claramente, a estrutura será removida em todas as escalas menores que essa. Mais tarde, as partículas se tornam não-relativísticas e não podem se mover muito mais longe. A estrutura é preservada em escalas maiores. O tamanho do horizonte em $T \sim M_D$, expandido até o tempo presente, é dado por [59]:

$$L_{TL} \simeq \frac{M_{\text{Planck}}}{T_0 M_D}. \quad (2.10)$$

Para $M_D \sim 1$ eV, teremos $L_{TL} \sim 100$ Mpc. Está claro que modelos com um grande L_{TL} serão excluídos. Por outro lado, para $M_D \sim 1$ keV encontramos $L_{TL} \sim 0,1$ Mpc. Isto corresponde ao tamanho de uma galáxia anã.

Portanto, isso dá o limite inferior para a massa das partículas de matéria escura mornas: $M_D > 1$ keV. Para reliquias térmicas, a matéria escura resultante será definitivamente fria se o congelamento ocorrer quando as partículas forem não-relativísticas, isto é, em temperaturas menores que a massa da partícula, $T < M_D$. O WIMP e, em particular, o neutralino associado a modelos supersimétricos pertencem a esta classe de matéria escura.

Uma dada espécie de partícula, i , chegará à abundância de equilíbrio desde que as reações que as mantenham em equilíbrio químico possam prosseguir com rapidez suficiente. Isso significa que o tempo médio livre τ entre interações é menor que a idade do Universo, ou seja, $\tau < t_U$. Essa condição também pode ser escrita como $n\sigma v > H$. No equilíbrio térmico, a densidade numérica das partículas não-relativísticas é dada por [59]:

$$n_i(T) = g_i \left(\frac{m_i T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m_i/T}. \quad (2.11)$$

Neste regime, a densidade numérica decresce exponencialmente com a diminuição da temperatura T . Quando as taxas de reações tornam-se menores que a taxa de expansão, as partículas não podem mais alcançar o valor de equilíbrio, e posteriormente, as concentrações

de partículas em um volume comóvel permanecem constantes. Quanto mais interagentes são as partículas, mais tempo elas permanecem em equilíbrio, e menor serão suas abundâncias no freeze-out, como mostra a Figura 3. Definimos a abundância Y de partículas como a razão do número de partículas pela densidade de entropia s , ou seja, $Y = n/s$.

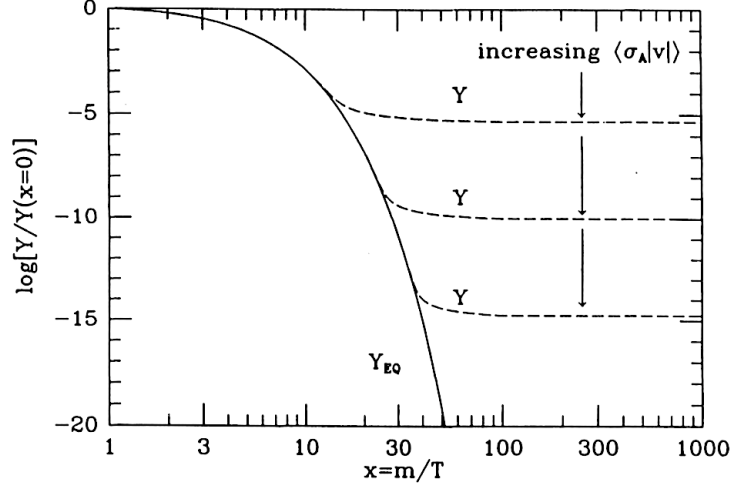


Figura 3 – Uma visão esquemática da densidade numérica comóvel de uma espécie estável à medida que ela evolui através do processo de freeze-out térmico. Figura extraída da Ref. [59].

A concentração no freeze-out, n , é determinada pela condição $n_f \sigma v \approx H$, que pode ser escrita da seguinte forma [59]:

$$n_f \approx \frac{H}{\langle\sigma v\rangle} \approx \frac{T_f^2}{M_{\text{Planck}} \langle\sigma v\rangle}. \quad (2.12)$$

Após o freeze-out, a razão entre n e a densidade de entropia s permanece constante. Em particular, a densidade presente é dada por $n_0 = n_f s_0 / s_f$. Portanto, teremos [59]:

$$\Omega_{DM} \equiv \frac{mn_0}{\rho_c} = \frac{mn_f s_0}{s_f \rho_c} \sim \frac{m}{T_f} \frac{1}{\langle\sigma v\rangle} \frac{T_0^3}{M_{\text{Planck}} \rho_c}. \quad (2.13)$$

A temperatura de freeze-out T_f não pode ir muito abaixo da massa da partícula m . Obtém-se $x_f \equiv m/T_f = 20 - 30$ para praticamente todos os valores interessantes da seção de choque de aniquilação. Levando em conta todos os fatores numéricos na estimativa acima, obteremos [59]:

$$\Omega_{DM} = \frac{16\pi^2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{45}} \frac{x_f g_0}{\sqrt{g_*(T_f)}} \frac{T_0^3}{M_{\text{Planck}}^3 H_0^2} \frac{1}{\langle\sigma v\rangle}. \quad (2.14)$$

Para a aniquilação de onda- s σ_0/v . Portanto, obtemos numericamente o seguinte [59]:

$$\Omega_{DM} \approx 0,2 \frac{pb}{\sigma_0}. \quad (2.15)$$

Notamos que seções de choque da ordem de grandeza de picobarns são aproximadamente daquelas na escala eletrofraca, $1 pb \approx \alpha^2 / (100 GeV)^2$. Esta é a razão pela

qual partículas massivas fracamente interagentes (WIMPs), associadas, por exemplo, a extensões supersimétricas do Modelo Padrão, são consideradas como candidatos naturais a matéria escura. Outra parametrização útil é dada pela seguinte equação [59]:

$$\Omega_{DM} \approx 0,2 \frac{3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}. \quad (2.16)$$

Esta expressão é amplamente utilizada para a discussão dos resultados de busca direta e indireta de matéria escura e as estratégias correspondentes.

2.2 Modelo Padrão da Física de Partículas

No Modelo Padrão da Física de Partículas, a matéria é composta por quarks e léptons. Suas interações são mediadas por partículas chamadas de bósons de calibre [60, 61].

Existem seis léptons conhecidos, e eles ocorrem em pares chamados de gerações, que podem ser representados como:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L. \quad (2.17)$$

Cada geração é composta por um lépton carregado com carga elétrica $-e$ e um neutrino neutro. Esses léptons são o elétron e , o múon μ e o lépton tau τ . Os neutrinos correspondentes são o neutrino do elétron ν_e , o neutrino do múon ν_μ e o neutrino do tau ν_τ . Os neutrinos possuem massas muito baixas. Cada lépton possui seu antilépton correspondente. As propriedades de cada lépton estão listadas na Tabela 2. As antipartículas associadas possuem a mesma massa, mas com carga elétrica e número leptônico com sinal invertido (na verdade, troca de sinal de todos os números quânticos aditivos).

Nome e símbolo	Massa	Q	L_e	L_μ	L_τ	Tempo de vida
Elétron e^-	0,511	-1	1	0	0	Estável
Neutrino do elétron ν_e	$< 2 \text{ eV}/c^2$	0	1	0	0	Estável
Múon μ^-	105,7	-1	0	1	0	$2,197 \times 10^{-6}$
Neutrino do múon ν_μ	$< 0,19$	0	0	1	0	Estável
Tau τ^-	1777,0	-1	0	0	1	$2,906 \times 10^{-13}$
Neutrino do múon ν_μ	$< 18,2$	0	0	0	1	Estável

Tabela 2 – Propriedades dos léptons [62]. Todos possuem spin $\frac{1}{2}$. As massas são mostradas em unidades de MeV/c^2 .

Assim como os léptons, existem seis tipos de quarks, ou sabores, que ocorrem em pares e são denotados por:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L. \quad (2.18)$$

Os quarks com linha são autoestados fracos relacionados a autoestados de massa pela matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \hat{V}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Cada geração consiste de quark com carga $+\frac{2}{3}$ (u , c ou t) junto com um quark com carga $-\frac{1}{3}$ (d , s ou b) em unidades de e . Esses quarks se chamam quark down (d), up (u), strange (s), charm (c), bottom (b) e top (t). As propriedades dos quarks são mostradas na Tabela 3. Cada quark também possui sua antipartícula correspondente, com a mesma massa, mas com todos os números quânticos aditivos opostos. Os quarks também possuem carga de cor, que ocorre em três tipos: vermelho, verde e azul, e por isso, participam da interação forte. Quarks nunca são observados em estados livres, mas sim em estados confinados em hádrons.

Nome	Símbolo	Massa	Q	Tempo de vida	Principal decaimento
down	d	$\approx 0,3$	-1/3		
up	u	$\approx 0,3$	2/3		
strange	s	$\approx 0,5$	-1/3	$10^{-8} - 10^{-10}$	$s \rightarrow u + X$
charm	c	$\approx 1,5$	2/3	$10^{-12} - 10^{-13}$	$c \rightarrow s + X$
bottom	b	$\approx 4,5$	-1/3	$10^{-12} - 10^{-13}$	$b \rightarrow c + X$
top	t	≈ 171	2/3	$\sim 10^{-25}$	$t \rightarrow b + X$

Tabela 3 – Propriedades dos quarks [62]. Todos possuem spin $\frac{1}{2}$. As massas, em GeV/c^2 são as massas constituintes, ou seja, massas calculadas a partir de hádrons ligados e modelos de ligação de quarks. Nos principais modos de decaimento, X representa qualquer outra partícula permitida pelas leis de conservação.

O fóton γ é o bóson de calibre que media a interação eletromagnética. As interações fracas são mediadas por três bósons de calibre: W^+ , W^- e Z . Já as interações fortes são mediadas por 8 glúons G . Além disso, existe o bóson de Higgs, que confere massa a todas as partículas do Modelo Padrão com as quais o campo interage por meio do mecanismo de Higgs. Podemos ver um resumo das propriedades desses bósons na Tabela 4.

Nome	Símbolo	Carga	Spin	Massa	Interação	Intervalo
Fóton	γ	0	+1	0	Eletromagnética	∞
Bosón W	W^\pm	± 1	+1	80,4	Fraca	10^{-18}
Bóson Z	Z^0	0	+1	91,2	Fraca	10^{-18}
Glúon	$G_{i=1,\dots,8}$	0	+1	0	Forte	10^{-15}
Higgs	H	0	0	125		

Tabela 4 – Propriedades dos bósons de calibre [62]. As massas mostradas são em unidades de GeV/c^2 .

O Modelo Padrão é baseado na teoria de calibre $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, que sofre uma quebra espontânea de simetria:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_Q, \quad (2.20)$$

onde Y e Q são os geradores de hipercarga fraca e carga elétrica, respectivamente, enquanto $SU(3)_C$ descreve a interação forte. Essa quebra espontânea de simetria resulta na geração dos bósons de calibre massivos W^\pm e Z , bem como no campo escalar de Higgs.

Como mencionado anteriormente, os candidatos a matéria escura na versão de partículas surgem em extensões (mínimas ou não) do Modelo Padrão. Um exemplo comum são os modelos supersimétricos, nos quais o candidato a WIMP é o neutralino. No próximo capítulo, revisaremos as partículas do setor escuro de nosso interesse: partículas tipo-áxion (ALPs) e fótons escuros.

3 Panorama sobre pesquisas da produção de ALPs e fótons escuros

3.1 Partículas tipo-áxion (ALPs)

A teoria que descreve a dinâmica das interações fortes entre quarks e glúons é a Cromodinâmica Quântica (QCD). Nos anos 1970, percebeu-se que a interação forte poderia, teoricamente, violar a simetria da combinação das transformações de conjugação de carga e inversão espacial, chamada de simetria CP. No entanto, os resultados experimentais mostravam que a simetria CP era respeitada com uma precisão extremamente alta pela interação forte. Esse problema ficou conhecido como problema CP forte. Esse problema ficou conhecido como problema CP forte. Na física de partículas, CP significa a combinação do operador paridade P , que realiza a inversão dos eixos coordenados em relação à origem, e do operador conjugação de carga C , que inverte todos os números quânticos aditivos e transforma uma partícula em sua antipartícula correspondente.

Para entender como o problema CP surge na interação forte, é necessário analisar como a lagrangiana da QCD se comporta sob a simetria CP. A lagrangiana da QCD é escrita da seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \bar{q}_j(i\gamma^\mu D_\mu - m_j)q_j, \quad (3.1)$$

onde o índice j se refere a todos os sabores de quarks, e D_μ é a derivada covariante dada por:

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a. \quad (3.2)$$

$G_{\mu\nu}^a$ é o tensor de força do campo (com $a = 1, \dots, 8$), q_i (\bar{q}_i) é o espinor (espinor adjunto) representando o quark de sabor i , e o campo de glúons é denotado por G_μ^a . As matrizes geradoras são definidas como $T_a = \frac{1}{2}\lambda_a$, onde λ_a são as matrizes de Gell-Mann [63].

A operação de paridade muda o sinal de todas as coordenadas espaciais, enquanto a coordenada temporal permanece inalterada, ou seja, ela transforma o vetor $x^\mu = (t, \mathbf{x})$ no vetor $\tilde{x}^\mu = (t, -\mathbf{x})$. A invariância em relação à paridade da lagrangiana exige que:

$$P\mathcal{L}(x)P^{-1} = \mathcal{L}(\tilde{x}). \quad (3.3)$$

Nesse caso, esperamos que a transformação de paridade nas novas coordenadas seja igual

à lagrangiana nas coordenadas originais. Na QCD, temos:

$$Pq(x)P^{-1} = \eta_P \gamma_0 q(\tilde{x}), \quad (3.4)$$

$$P\bar{q}(x)P^{-1} = \eta_P \bar{q}(\tilde{x})\gamma_0, \quad (3.5)$$

$$PG_0P^{-1} = G_0(\tilde{x}), \quad (3.6)$$

$$PG_iP^{-1} = -G_i(\tilde{x}), \quad (3.7)$$

onde n_P é um parâmetro que pode ter valores $n_P = \pm 1$.

A conjugação de carga não muda as coordenadas espaço-temporais, sendo a única mudança induzida pelos campos. Se a lagrangiana da QCD é invariante sob a transformação de conjugação de carga, então:

$$C\bar{q}qC^{-1} = \bar{q}q, \quad (3.8)$$

$$C\bar{q}\gamma_\mu \frac{\lambda_a}{2} qC^{-1} = -\eta(a)\bar{q}\gamma_\mu \frac{\lambda_a}{2} q, \quad (3.9)$$

$$CG_\mu^a C^{-1} = -\eta(a)G_\mu^a, \quad (3.10)$$

onde:

$$\eta(a) = \begin{cases} +1 & \text{se } a = 1, 3, 4, 6, 8 \\ -1 & \text{se } a = 2, 5, 7. \end{cases} \quad (3.11)$$

O coeficiente $\eta(a)$ é uma consequência da estrutura SU(3) da QCD.

Aplicando essas transformações à lagrangiana da QCD, constatamos que a conjugação de carga é conservada, enquanto a paridade é violada. Portanto, a simetria combinada CP é violada. De acordo com a formulação matemática da Cromodinâmica Quântica, a violação da simetria CP poderia ocorrer. No entanto, nenhuma violação da simetria CP foi observada nos experimentos envolvendo apenas a interação forte.

Para que o funcional de energia de qualquer teoria quântica de campos dê valores finitos de energia, todos os termos relevantes na lagrangiana devem se anular no infinito. Na QCD, temos um termo que não se anula na integral de ação:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \frac{\theta_{QCD} g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}, \quad (3.12)$$

onde foi introduzido o parâmetro θ_{QCD} e usamos o dual do tensor de força do campo de glúons:

$$\tilde{G}_a^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G_a^{\alpha\beta}. \quad (3.13)$$

O parâmetro θ_{QCD} pode ser extraído experimentalmente através do momento de dipolo elétrico do nêutron, $d_n \sim e\theta_{QCD}\mu_q/m_n^2 \sim 6 \times 10^{-17}\theta_{QCD} e.\text{cm}$, onde $\mu_q = m_u m_d / (m_u + m_d)$ e $m_{u,d}$ são as massas dos quarks u e d . Como $|d_n| < 2,9 \times 10^{-26} e.\text{cm}$, isso implica num valor extremamente pequeno para o parâmetro de CP forte, $\theta_{QCD} < 10^{-9}$.

Fazendo uma transformação axial, com γ^5 sendo o operador axial ou quiral e β a fase quiral da massa dos quarks:

$$q \rightarrow \exp(i\beta\gamma^5)q, \quad (3.14)$$

em todos os sabores de quarks, a lagrangiana obtém um termo extra:

$$\frac{g^3\beta}{16\pi^2}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (3.15)$$

Esse termo contém contribuições que só se anulam no limite em que os quarks não possuem massa, denominado de limite quiral.

Outro mecanismo que permite a conservação da simetria CP nas interações fortes é a imposição de uma quebra espontânea de simetria quiral global na lagrangiana do Modelo Padrão. Isso implica a existência de uma nova partícula escalar chamada áxion. A forma do termo envolvendo o áxion é:

$$\mathcal{L}_a = \xi \frac{a}{f_a} \frac{g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (3.16)$$

onde ξ é um coeficiente dependente de modelo e f_a é a constante de decaimento do áxion.

A palavra “áxion” pode ter diversos significados. Ela foi inicialmente cunhada por Wilczek para nomear a partícula associada à anomalia axial na QCD e na solução do problema CP forte de Peccei-Quinn [64]. O áxion QCD adquire massa devido à quebra de simetria quiral na QCD, dando origem a um modelo descrito por um único parâmetro: a constante de decaimento f_a , também conhecida como escala de quebra de simetria U_{PC} . Na Teoria Quântica de Campos, o termo é usado genericamente para se referir a bósons de Goldstone pseudoescalares da quebra espontânea de simetrias quirais globais, tipicamente gerando um modelo com dois parâmetros: a massa do áxion m_a e a constante de decaimento f_a . Na teoria de cordas e supergravidade, o termo “áxion” é mais geral e pode se referir a campos de matéria ou campos pseudoescalares associados à geometria de dimensões espaciais compactas [65].

Desde a introdução do áxion QCD, percebeu-se que este seria um bom candidato para a matéria escura. Com a generalização do termo para partículas tipo-áxion (ALPs), os áxions passaram a desempenhar um importante papel na compreensão de problemas cosmológicos, como a inflação, as condições iniciais do Universo e a constante cosmológica [66]. Como discutido no capítulo anterior, as curvas de rotação das galáxias indicam a presença de um potencial gravitacional não explicado pela matéria visível. Essa discrepância entre a massa inferida pela gravidade e a massa observada ocorre em várias escalas do Universo. A ideia mais popular é que a matéria escura é composta por partículas elementares que foram produzidas nos primeiros momentos do Big Bang. No entanto, nenhuma partícula do Modelo Padrão da física de partículas se encaixa no papel de ser estável, fria e interagir tão fracamente quanto o necessário. O áxion é uma partícula que

interage muito fracamente e poderia ter sido produzido em quantidade suficiente para constituir a matéria escura [67]. O áxion é uma partícula que interage muito fracamente e poderia ser produzida em quantidade suficiente para constituir a matéria escura. Nesse cenário, os áxions poderiam compor a densidade de energia da matéria escura fria, ou seja, que foi criada em repouso ou com dispersão de velocidades muito baixa. Além disso, os áxions são efetivamente não-colisionais, o que significa que a única interação significativa a longo prazo é a gravitacional [68].

Os áxions também podem desempenhar um papel importante no estudo da bariogênese, devido à sua relação com a violação da simetria CP. O Modelo Padrão não fornece uma explicação satisfatória para a assimetria entre matéria e antimatéria em favor dos bárions em vez dos antibárions. Os áxions podem estar relacionados a soluções para esse problema [69].

Existem várias tentativas de detecção direta de áxions de matéria escura, como o experimento Axion Dark Matter eXperiment (ADMX). Nesse experimento, os áxions de matéria escura entram em uma cavidade onde interagem com um campo magnético e se convertem em fótons que podem ser detectados. A geometria da cavidade é projetada para que essa conversão seja ressonante, aumentando assim a taxa de conversão [70].

A emissão de áxions também é uma das formas propostas de perda de energia em estrelas e supernovas. As propriedades observadas de estrelas podem ser usadas para estabelecer limites na existência desse canal de emissão de áxions, e os próprios áxions emitidos podem ser alvos de pesquisa. Os limites astrofísicos provenientes de observações estelares são aplicáveis independentemente de os áxions serem ou não a matéria escura, uma vez que, nesse contexto, os áxions são produzidos diretamente e não dependem da presença de uma população cósmica específica [71].

A massa m_a e a constante de acoplamento f_a do áxion ainda são temas de discussão teórica [73]. O áxion original postulado por Peccei e Quinn teria uma massa da ordem de 100 keV. No entanto, modelos cosmológicos baseados em observações sugerem um valor de $m_a \sim 6 \mu\text{eV}$. O experimento ADMX está trabalhando para detectar áxions com uma massa da ordem de $m_a \sim 2 \mu\text{eV}$. Os limites astronômicos obtidos por observações indiretas colocam a faixa $10^{-3} \text{ eV} < m_a < 2 \text{ eV}$ [72]. Na Figura 4, podemos ver os intervalos para a massa do áxion e a constante de decaimento inferidos por diversos métodos [72].

Se o áxion for definitivamente descoberto, ele resolveria uma das questões do Modelo Padrão de física de partículas. Mais especificamente, ele validaria o mecanismo de Peccei-Quinn para proteger a interação forte dos efeitos da violação CP, como evidenciado pela ausência de um momento de dipolo elétrico do nêutron. Além disso, o áxion pode ser uma componente da matéria escura da Galáxia, respondendo à questão sobre o que constitui a forma predominante de matéria em nosso Universo [39]. Neste trabalho de mestrado, analisamos a fotoprodução de partículas tipo-áxion (ALPs) em regimes cinemáticos de

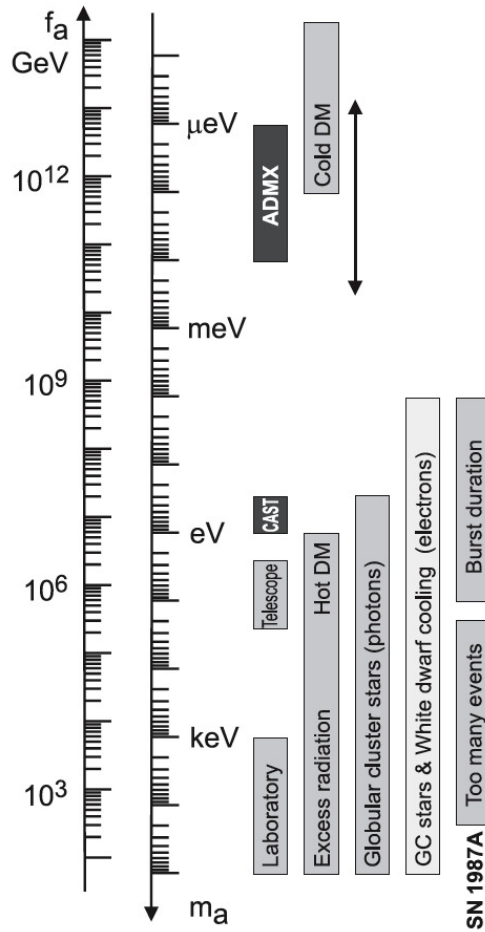


Figura 4 – Restrições para a massa do áxion m_a e constante de decaimento f_a advindas das observações astrofísicas, cosmológicas, e experimentos de laboratório. Figura extraída da Ref. [72].

aceleradores de íons pesados ultrarrelativísticos e também em colisores elétron-íon propostos para o futuro. Estimamos as taxas de produção e as sensibilidades desses experimentos na busca por ALPs. O modelo teórico utilizado envolve um acoplamento entre fótons e ALPs, e as seções de choque de produção dependem da massa da ALP, m_a , e do acoplamento efetivo da ALP a dois fótons, $g_{a\gamma\gamma}$.

3.2 Fótons escuros

A ideia de que partículas de matéria escura podem pertencer a um setor escuro, isolado do Modelo Padrão, é uma das hipóteses mais simples para a identificação de partículas de matéria escura no intervalo de massa sub-GeV [74, 75, 76]. O conceito de um “fóton escuro”, também conhecido como “fóton oculto” ou “fóton massivo” e denotado por γ' , foi introduzido pela primeira vez por Holdom em 1986 [26]. Ele propôs a possível existência de um bóson de spin-1 adicional que atua como mediador de uma simetria escura $U(1)_D$. Esse grupo de simetria se mistura cineticamente com a hipercarga $U(1)_Y$

do Modelo Padrão.

É esperado que o acoplamento desse bóson de calibre adicional à carga elétrica seja suprimido por um fator que, a princípio, é desconhecido e cobre cerca de dez ordens de magnitude no intervalo $10^{-12} - 10^{-2}$. A mistura cinética entre o fóton escuro e o fóton do Modelo Padrão fornece um “portal” através do qual o setor escuro pode ser acessado, potencialmente permitindo a investigação das propriedades das partículas pertencentes a esse setor escuro.

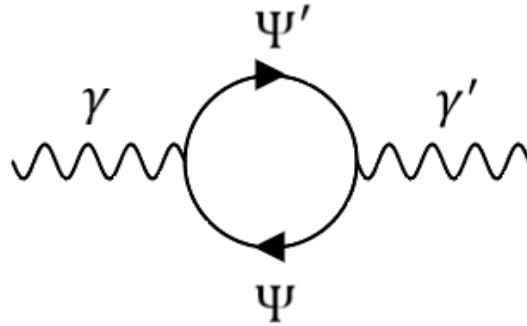


Figura 5 – Diagrama mostrando a mistura cinética do fóton do Modelo Padrão com um fóton escuro ao nível de um loop. Ψ é qualquer partícula massiva carregada sob tanto a hipercarga $U(1)_Y$ quanto a simetria isolada $U(1)_D$. Figura extraída da Ref. [77].

A Figura 5 mostra um diagrama de como a mistura cinética pode ocorrer, assumindo que um dubleto de partículas de matéria escura $\Psi(\Psi')$ exista, carregadas tanto sob o grupo de calibre da hipercarga do Modelo Padrão quanto sob a nova simetria escura. A interação entre o fóton escuro e o fóton do Modelo Padrão ocorre ao nível de loop, e as partículas $\Psi(\Psi')$ podem ter massas elevadas.

É importante observar que o fóton escuro não é o único candidato possível a mediador escuro. Existem outros portais viáveis, que podem ser mediados por partículas escuras com diferentes spins, resultando em diferentes tipos de interações. Por exemplo, enquanto o fóton escuro tem spin um e media o “portal vetorial”, um escalar escuro poderia mediar o chamado “portal escalar”. Da mesma forma, um campo mediador fermiônico escuro (como um neutrino de mão direita) poderia mediar o “portal de neutrino”, e um áxion pseudoescalar poderia mediar o “portal de áxion”. Em princípio, qualquer número de novos grupos de calibre poderiam ser adicionados ao Modelo Padrão, desde que sua simetria não seja quebrada. Portanto, muitas extensões possíveis do modelo de setor escuro mínimo são viáveis e foram propostas, revelando uma variedade de diferentes possíveis assinaturas experimentais e sugerindo um grande número de novos candidatos a matéria escura.

Para introduzir os parâmetros fundamentais que descrevem um fóton escuro,

o acoplamento e a massa, consideramos um modelo mínimo em que o setor escuro é representado apenas por um único grupo de calibre extra $U(1)_D$. Supondo um mediador vetorial, a lagrangiana pode ser escrita na seguinte forma [77]:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{\cos\theta_W}F'_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \quad (3.17)$$

Aqui, B_μ e A'_μ são os campos mediadores da simetria $U(1)_Y$ do Modelo Padrão e do grupo de calibre escuro $U(1)_D$, respectivamente. $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ é o tensor de força do campo de $U(1)_Y$, e $F'_{\mu\nu} = \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu$ é o tensor correspondente de $U(1)_D$. θ_W é o ângulo de mistura fraco, e ε é o parâmetro de mistura cinética. O parâmetro adimensional ε determina a magnitude do acoplamento entre o fóton escuro e o fóton do Modelo Padrão. A mistura através de loops (como na Figura 5) torna essa constante pequena. O termo de mistura na Eq. (3.17) pode ser removido redefinindo o campo da hipercarga $B_\mu \rightarrow B_\mu + \varepsilon A'_\mu$, e então o acoplamento do fóton escuro à corrente eletromagnética ordinária se torna [77]:

$$\mathcal{L}_{dark,\gamma} = -e\varepsilon A'_\mu J_{em}^\mu. \quad (3.18)$$

Integrando os campos no diagrama de loop da Figura 5, obtemos a seguinte expressão para o parâmetro ε [77]:

$$\varepsilon = \frac{g_Y g_D}{16\pi^2} \log\left(\frac{m_\psi}{m_{\psi'}}\right) \sim 10^{-3} - 10^{-1}. \quad (3.19)$$

Aqui, g_Y é a constante de acoplamento eletrofraca do Modelo Padrão (com $\alpha = g_Y^2/(4\pi) \simeq 1/137$ sendo a constante de estrutura fina da QED), e g_D é a constante de acoplamento escura entre o fóton escuro γ' e as partículas de matéria escura no setor escuro. Em alguns casos, as contribuições de um loop desaparecem, e diagramas de dois loops se tornam a contribuição dominante, reduzindo o acoplamento para a faixa de $10^{-5} - 10^{-3}$ [26, 78, 79, 80, 81].

De acordo com modelos baseados em cordas, valores tão pequenos quanto 10^{-12} podem ser esperados [82, 83, 84]. Portanto, em geral, o valor da mistura cinética pode variar em um intervalo bastante amplo, e não existem, a princípio, restrições teóricas que o limitem. O mesmo é válido para o outro parâmetro da teoria, a massa $m_{\gamma'}$ do fóton escuro. Os esforços mais recentes têm se concentrado principalmente na investigação no intervalo entre 1 MeV e 10 GeV, com o limite inferior sendo determinado pelas observações existentes em aceleradores e por restrições astrofísicas ou cosmológicas, enquanto o limite superior é definido pelo alcance máximo de experimentos de colisores de altas energias.

Neste trabalho de mestrado, investigamos a produção de fótons escuros em processos tipo-Compton, especificamente o processo $\gamma e \rightarrow \gamma' e$, onde um fluxo de fótons é gerado a partir de um íon pesado na aproximação de fóton equivalente (EPA). Analisamos a interação desses fótons escuros com elétrons nas cinemáticas relevantes para futuros

colisores elétron-íon. Realizamos uma análise detalhada da sensibilidade desses processos nos colisores Large Electron-Ion Collider (LHeC) e Future Circular Collider no modo eA (FCC- eA).

4 Estudo I: Produção de partículas tipo-áxion em colisões de elétron-núcleo e colisões ultraperiféricas de íons pesados

Áxions e partículas tipo-áxion são componentes significativos de extensões do Modelo Padrão, historicamente associados à resolução do problema CP forte [85, 86]. Essas partículas tipo-áxion também são consideradas como candidatos viáveis para a matéria escura fria e têm sido fundamentais em diversas aplicações na cosmologia e astrofísica [65, 87]. Por exemplo, na astrofísica, os áxions são considerados como uma parte importante nos processos de resfriamento estelar, enquanto na cosmologia desempenham papéis cruciais na evolução térmica do Universo e na radiação cósmica de fundo. Os limites de exclusão dessas partículas, em muitos casos, favorecem massas relativamente baixas para as partículas tipo-áxion, geralmente abaixo da escala de MeV [39]. No entanto, modelos com massas acima de 1 GeV têm atraído crescente interesse na física de colisores, especialmente no Large Hadron Collider (LHC) [70, 88, 89, 90, 91, 92, 93].

Acredita-se que se as partículas tipo-áxion acoplam-se às partículas do Modelo Padrão com um acoplamento na faixa de $g_a \sim 10^{-5} - 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$, então sua massa deve ser maior que 1 MeV [70]. O acoplamento com as partículas do Modelo Padrão depende da massa do áxion QCD, como no caso do acoplamento com fótons, onde $g_{a\gamma\gamma} \approx \left((0, 203) \frac{E}{N} - 0, 39 \right) (m_a/\text{GeV}^2)$. Aqui, E e N representam as anomalias eletromagnéticas e de cor da corrente axial associada ao áxion, respectivamente. Normalmente, para modelos unificados, $E/N = 8/3$, considerando que é igual a zero em casos de desaparecimento da carga elétrica do novo quark pesado [85, 86].

Partículas tipo-áxion que ocupam esta região no espaço de parâmetros têm potencial para serem produzidas e detectadas em colisores de altas energias, como o LHC, ou em colisores e^+e^- como partículas de vida longa [94, 95, 96]. Entretanto, o maior desafio é que a taxa de produção dessas partículas é altamente suprimida devido ao acoplamento pequeno. Portanto, a definição de cortes adequados deve ser estudada com grande cuidado para que o background seja efetivamente suprimido.

A pesquisa por partículas tipo-áxion em colisões ultraperiféricas de íons pesados e colisões próton-próton no LHC tem sido objeto de investigação recente [97, 98, 99, 100, 101]. Partículas escalares e pseudoescalares, denotadas como ϕ , podem ser produzidas em processos de fusão de fótons, nos quais a seção de choque total para a produção na

aproximação de largura estreita é dada por [102]:

$$\sigma_\phi \approx \frac{8\pi}{m_\phi} \Gamma(\phi \rightarrow 2\gamma) \mathcal{L}_{\gamma\gamma}(m_\phi). \quad (4.1)$$

Aqui, $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$ representa a luminosidade de fótons, e $\Gamma(\phi \rightarrow 2\gamma) \propto g_{a\gamma\gamma}$ é a largura de decaimento da partícula ϕ em fótons [97].

Colisões ultraperiféricas de núcleo-núcleo são aquelas em que as reações são quase elásticas, com o parâmetro de impacto da colisão sendo muito maior do que o dobro do raio do núcleo, ou seja, $b > 2R_A$. Além disso, o estado final dessas colisões apresenta uma grande lacuna na rapidez em relação à partícula produzida. Utilizando a aproximação de Weizsäcker-Williams, a luminosidade total de fóton-fóton, $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$, para colisões exclusivas, escala com Z^4 , onde Z é o número atômico do núcleo. Isso aumenta a taxa de sinal em relação ao background, que é relativamente baixo. Para partículas tipo-áxion que decaem em fótons, o principal background vem do espalhamento luz-luz (LbyL) e da produção de pares e^+e^- [97]. Uma primeira evidência do subprocesso $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \gamma$ foi observado no ATLAS em colisões ultraperiféricas de chumbo-chumbo [97, 103, 104]., e posteriormente investigada pelo CMS [97, 105].

Com base nessas análises, ambas as colaborações forneceram restrições na região de massa $m_a = 5 - 50$ GeV [105, 106]. Em relação a íons pesados no LHC, em um estudo recente [107], foi proposto que a probabilidade de conversão de fótons em partículas tipo-áxion, $P(a \rightarrow \gamma)$, poderia ser extraída dos dados de produção de fótons diretos. Usando medidas do fator de modificação nuclear $R_A A^\gamma$. Com essa abordagem, um limite superior esperado para o acoplamento $g_{a\gamma\gamma}$ poderia ser determinado. Um fator adicional na proposta é o chamado fator BL (em torno de 10-100 T.m), onde B é a intensidade do campo magnético ao longo do trajeto do fóton e L é a distância percorrida pelo fóton.

A produção de partículas tipo-áxion em experimentos de beam-dump tem se tornado uma área de grande interesse na literatura recente [108, 109, 110]. A produção de partículas tipo-áxion de baixa massa ocorre devido ao espalhamento coerente de prótons nos núcleos. Por exemplo, em experimentos de alvo fixo de prótons atuais, temos uma oportunidade para procurar por partículas tipo-áxion no intervalo de massa de MeV até GeV [108, 109]. Um exemplo disso é o experimento NA62, que utiliza prótons de 400 GeV em um alvo de berílio [111]. Por outro lado, no experimento NA62 que utiliza um feixe de elétrons de 100 GeV como primário, fótons são produzidos a partir da radiação bremsstrahlung de elétrons e pósitrons do chuveiro eletromagnético e absorvidos pelo alvo [112]. Nesse último caso, as perspectivas de viabilidade para a produção de partículas tipo-áxion na reação Primakoff, $\gamma A \rightarrow aA$ foi investigada [113, 114]. A região do espaço de parâmetros estudada compreende é $5 \times 10^{-5} \leq g_{a\gamma\gamma} \leq 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ e $0.01 \leq m_a \leq 0.1$ GeV.

Neste trabalho, publicado na Ref. [52], faremos uso do grande fluxo de fótons

equivalentes de feixes de elétrons de alta energia em colisões elétron-núcleo (eA) e em colisões ultraperiféricas (UPC) para realizar busca por partículas tipo-áxion em máquinas futuras. Por exemplo, colidores eA de altas luminosidades foram propostos em anos recentes como o Electron Ion Collider (EIC) [115], o Large Hadron Electron Collider (LHeC) [116] e o Future Circular Collider (FCC-eh) [117]. Os colidores elétron-núcleo podem ser complementares a estudos atuais em colisões ultraperiféricas realizadas no LHC e RHIC [118, 119, 120, 121] devido a sua alta luminosidade (veja Tabela 1).

As seções de choque e o número de eventos para fotoprodução de partículas tipo-áxion nesses experimentos são calculados em termos da massa da partícula, m_a , e do seu acoplamento com fótons, $g_{a\gamma\gamma}$. A respeito do espaço de parâmetros a ser investigado é relativamente amplo, abrangendo $0, 1 < m_a < 50$ GeV e $10^{-5} < g_{a\gamma\gamma} < 10^{-3}$ GeV $^{-1}$. Isso cobre uma parte da sensibilidade relacionada a experimentos de beam-dump e também considera as restrições atuais provenientes de colidores, como o LEP e LHC, que limitam a região $1 < m_a < 100$ GeV [122].

A inovação do estudo presente é a primeira previsão da fotoprodução de partículas tipo-áxion no contexto de colisões lépton-íon. Isso é de grande importância para os programas de física nesses colidores, e o estudo fornece informações úteis para pesquisas por partículas tipo-áxion com massas de poucos GeV. Será mostrado que o número de eventos é maior (para um dado acoplamento e massa) em comparação com colisões ultraperiféricas, mesmo que suas energias de centro de massa (CM) sejam menores.

4.1 Formalismo teórico

Aqui, a fotoprodução de partículas tipo-áxion via reação Primakoff $\gamma A \rightarrow aA$ e seu decaimento será estudada com uma abordagem de Lagrangiana efetiva, incluindo o acoplamento entre partículas tipo-áxion e fótons. O fóton se converte em uma partícula tipo-áxion ao passar pelo campo eletromagnético de um núcleo, que pode ser descrito como um espalhamento elástico do fóton no alvo nuclear. A Lagrangiana simplificada tem a forma usual [123]:

$$\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a - \frac{1}{2} m_a^2 a^2 - \frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma} a F^{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}, \quad (4.2)$$

com $F_{\mu\nu}$ sendo o tensor campo eletromagnético ($\tilde{F}_{\mu\nu}$ sendo seu tensor dual) e o espaço de parâmetros é caracterizado pela massa da partícula tipo-áxion m_a e o acoplamento efetivo a dois fótons $g_{a\gamma\gamma}$. A largura de decaimento mínima é dada por [70]

$$\Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3}{64\pi}, \quad (4.3)$$

onde o tempo de vida da partícula tipo-áxion aumenta rapidamente conforme a massa diminui.

O acoplamento entre a partícula tipo-áxion e o fóton é dependente do modelo; no entanto, uma boa aproximação é que a taxa de decaimento escala com m_a^3 . Isso significa que, para uma partícula tipo-áxion leve com massa $m_a < 2m_e$, a taxa de decaimento eventualmente se tornará tão pequena que a partícula deixará o detector e aparecerá como uma partícula invisível. No contexto da teoria de perturbação, para $m_a \ll \Lambda_{QCD}$, a taxa de decaimento torna-se [70]:

$$\Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{4\pi\alpha^2 m_a^3}{\Lambda^2} \left[C_{\gamma\gamma} + \sum_f \frac{N_c^f Q_f^2}{16\pi^2} c_{\gamma\gamma} B_1 \left(\tau_f = \frac{4m_f^2}{m_a^2} \right) + \frac{2\alpha}{\pi} \frac{C_{WW}}{s_w^2} B_2 \left(\tau_W = \frac{4m_W^2}{m_a^2} \right) \right] \quad (4.4)$$

Aqui, N_c^f é a multiplicidade de cor dos férmions, Q_f é sua carga elétrica, e $B_{1,2}$ são suas funções de loop. Em nossa análise, consideraremos um acoplamento efetivo, $g_{\gamma\gamma} \approx C_{\gamma\gamma}/\Lambda$, tomando o coeficiente efetivo $C_{\gamma\gamma} = 1$ e variando a escala de alta energia Λ associada à simetria UV quebrada. Para o áxion QCD, $g_{a\gamma\gamma}$ e m_a estão imediatamente relacionados, mas essa conexão é relaxada para partículas tipo-áxion, que não necessariamente se acoplam a glúons, e para as quais a massa e o acoplamento a fóton são parâmetros livres.

É esperado que o modo de produção Primakoff seja a contribuição dominante para partículas tipo-áxion que se acoplam a fótons. No referencial de laboratório (núcleo alvo em repouso), podemos calcular o espectro de fótons equivalentes para um feixe de elétrons ou de núcleos. O próximo passo é calcular a probabilidade desses fótons emitirem uma partícula tipo-áxion antes de serem absorvidos pelo alvo. Considerando o processo no referencial de centro de massa, tanto o projétil quanto o núcleo alvo estão se movendo e o espectro de fótons deve ser considerado para cada um deles, levando finalmente a um processo $\gamma + \gamma \rightarrow a$. A seção de choque diferencial do processo elástico $\gamma A \rightarrow aA$ no referencial de laboratório é dado por [110, 114]:

$$\frac{d\sigma_{\gamma A \rightarrow aA}}{dt} = \frac{\alpha_{em} g_{a\gamma\gamma}^2}{8} \frac{F_{el}^2(t)}{t^2} (t - t_{min}), \quad (4.5)$$

onde F_{el} é o fator de forma para o espalhamento elástico de fóton e $t_{min} = m_a^4/(4\omega^2)$. O fator de forma inelástico subdominante foi desconsiderado. A energia do fóton incidente é rotulada por ω e a energia da partícula tipo-áxion por ω_a , respectivamente. Para um núcleo de spin zero, o fator de forma no vértice núcleo-fóton dependente de $t = -q = 2m_A(\omega - \omega_a)$ é descrito aproximadamente por [78]:

$$F_{el}(t) \approx Z \left(\frac{\kappa_Z^2 t}{1 + \kappa_Z^2 t} \right) \left(\frac{1}{1 + \frac{t}{t_A}} \right), \quad (4.6)$$

com $\kappa_Z = 111Z^{-1/3}/m_e$ e $t_A = (0,164 \text{ GeV}^2)A^{-2/3}$ dado um número atômico Z e uma massa atômica A . O primeiro fator na Eq. (4.6) parametriza a blindagem do elétron, ou seja, o fator de forma atômico elástico, enquanto o segundo é relacionado ao tamanho nuclear finito (o fator de forma nuclear elástico) [78]. A seção de choque integrada em t do

processo Primakoff se torna [110, 114]:

$$\sigma(\gamma A \rightarrow aA) = \int_{t_{\min}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dt} dt = \frac{8Z^2\pi^2}{m_a^3} \Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) \left(\frac{t_A^2}{t_-^3} \right) \left[(t_+ + 2t_{\min}) \log \left(\frac{t_A + t_{\min}}{1/\kappa_Z^2 + t_{\min}} \right) - 2t_- \right] \quad (4.7)$$

onde $t_{\pm} \equiv t_A \pm 1/\kappa_Z^2$. A seção de choque fotonuclear acima é fracamente dependente de m_a e ω . Para íons pesados relativísticos e $m_a \leq 1$ GeV, as condições $t_A \gg 1/\kappa_Z^2$ e $t_A \gg t_{\min}$ são satisfeitas. Neste caso, a expressão é dada por:

$$\sigma(\gamma A \rightarrow aA) \approx 8g_{a\gamma}^2 \alpha_{em} Z^2 \left[\log \left(\frac{t_A}{1/\kappa_Z^2 + t_{\min}} \right) - 2 \right]. \quad (4.8)$$

Vamos assumir que a razão de ramificação das partículas tipo-áxion em fótons é igual a 1, $\text{Br}(a \rightarrow \gamma\gamma) = \Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma)/\Gamma_{\text{tot}} = 1$, tendo em mente que as taxas de eventos são menores conforme a razão de ramificação diminui. Um canal de produção similar seria possível se partículas tipo-áxion se acoplassem a glúons [110], que é preferível para alvos de prótons em vez de núcleos. O mecanismo principal para a produção exclusiva de um méson pseudoescalar é através da mistura entre fótons e mésons vetoriais. Foi mostrado que na região $m_{\pi^0} < m_a < m_{\eta}$ o acoplamento entre partícula tipo-áxion é substituído pela mistura entre partícula tipo-áxion e méson pseudoescalar (P), onde uma mistura dependente de m_a com o pión neutro e mésons eta são denotadas por $\langle a\pi^0 \rangle$ e $\langle a\eta \rangle$ respectivamente. Na região de pequeno t a seção de choque diferencial é dada por [110, 124]:

$$\frac{\sigma_{\gamma p \rightarrow ap}}{dt} \approx \left(\frac{f_{\pi}}{f_a} \right)^2 \sum_{P=\pi^0, \eta} |\langle aP \rangle|^2 \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow Pp}}{dt}, \quad (4.9)$$

com f_{π} e f_a sendo as constantes de decaimento do pión e da partícula tipo-áxion, respectivamente. Explicitamente, a mistura entre $a - P$ é dada por [124]:

$$\langle a\pi^0 \rangle \approx \frac{1}{2} \frac{\delta_I m_a^2}{m_a^2 - m_{\pi}^2}, \quad \langle a\eta \rangle \approx \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{m_a^2 - m_{\pi}^2/2}{m_a^2 - m_{\eta}^2}, \quad (4.10)$$

onde a violação de isospin é definida por $\delta_I = (m_d - m_u)/(m_d + m_u)$. Não analisaremos este canal de acoplamento de áxions a glúons neste trabalho.

Na próxima seção, a seção de choque da fotoprodução de partículas tipo-áxion para alvos nucleares será aplicada no processo de espalhamento elétron-núcleo e colisões ultraperiféricas de íons pesados. O objetivo principal é prover previsões para as máquinas futuras EIC, LHeC e colisões ultraperiféricas nos modos de alta luminosidade/energia do LHC.

4.2 Resultados numéricos e previsões

No espalhamento elétron-núcleo, a seção de choque para a fotoprodução de partículas tipo-áxion usando a aproximação de fóton equivalente é dada por [118]:

$$\sigma(eA \rightarrow eaA) = \int d\omega dQ^2 \frac{d^2 N_e}{d\omega dQ^2} \sigma(\gamma^* A \rightarrow aA), \quad (4.11)$$

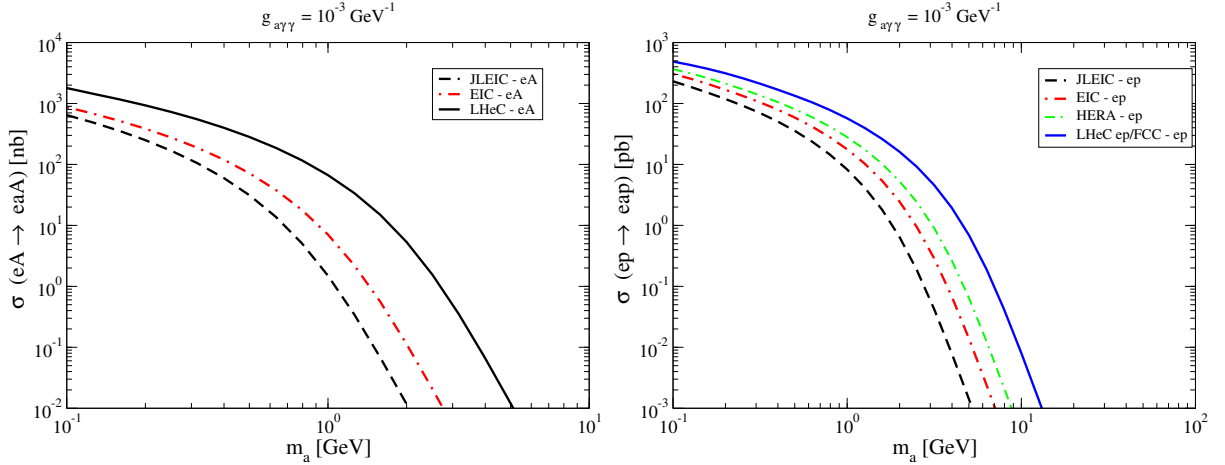


Figura 6 – Seção de choque para a fotoprodução de partículas tipo-áxion em colisões de eA (painel esquerdo) e ep (painel direito) como função da massa da partícula para energias de colidores futuros de eA e ep EIC, LHeC/FCC- ep e JLEIC. Para comparação, a seção de choque para a energia de DESY-HERA ($\sqrt{s} \simeq 320$ GeV) também é apresentada. No modo ep as energias de centro de massa correspondentes são $\sqrt{s} = 63$ GeV (JLEIC), 140 GeV (EIC) e 1,3 TeV/3,5 TeV (LHeC/FCC), respectivamente. No modo íon as energias são $\sqrt{s} = 40$ GeV (JLEIC), 85 GeV (EIC) and 820 GeV (LHeC). Núcleos de ouro são considerados para o colisor EIC e de chumbo para os restantes.

onde ω é a energia do fóton emitido do elétron (com energia E_e) no referencial de repouso do alvo e Q^2 é a virtualidade do fóton. A seção de choque fotonuclear é dada pela Eq. (4.7), onde a energia do fóton pode ser escrita em termos da energia do centro de massa do sistema γA , $W_{\gamma A}$. O fluxo de fótons em elétrons é dado por [125]:

$$\frac{d^2 N_e}{d\omega dQ^2} = \frac{\alpha_{em}}{\pi\omega Q^2} \left[\left(1 - \frac{\omega}{E_e}\right) \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q^2}\right) + \frac{\omega^2}{2E_e^2} \right]. \quad (4.12)$$

O fluxo de fótons é dominado por pequenos valores de Q^2 , em que seu mínimo é $Q_{min} = m_e^2 \omega^2 / E_e(E_e - \omega)$ e seu máximo é limitado pela perda de energia do elétron, $Q_{max} = 4E_e(E_e - \omega)$.

A seção de choque da fotoprodução em colisões ultraperiféricas é calculada integrando o fluxo de fótons do núcleo e a seção de choque de produção de partículas tipo-áxion. Nas colisões pA o núcleo é a fonte de fótons quase reais e o processo principal é a fotoprodução de partículas tipo-áxion a partir de prótons, $\gamma p \rightarrow ap$. O fluxo de fótons é o número de fótons emitidos pelo núcleo. Portanto, a seção de choque do processo $pA \rightarrow paA$ é dado por [125]:

$$\sigma(pA \rightarrow paA) = \int d\omega \frac{dN_A}{d\omega} \sigma(\gamma p \rightarrow ap), \quad (4.13)$$

onde ω é a energia do fóton emitido pelo núcleo e $W_{\gamma p}$ é a energia de centro de massa do

sistema γp . O fluxo de fótons emitido pelo núcleo é dado por [125]:

$$\frac{dN_A}{d\omega} = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi\omega} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} [K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)] \right], \quad (4.14)$$

onde $\xi = (R_A + R_p)\omega/\gamma_L$, com $\gamma_L = \sqrt{s}/2m_p$ sendo o fator de Lorentz. Os raios do próton e do núcleo são R_p e R_A , respectivamente. $K_0(x)$ e $K_1(x)$ correspondem às funções de Bessel modificadas.

Usando a seção de choque de fotoprodução de partículas tipo-áxion, na Eq. (4.7), para a interação entre fóton-núcleo, obtivemos a seção de choque integrada no espalhamento eA em colisões elétron-íon e colisões ultraperiféricas de pA . Na Figura 6, painel esquerdo, a seção de choque total para a reação $eA \rightarrow eaA$ é mostrada como função da massa da partícula tipo-áxion no intervalo de $0.1 \leq m_a \leq 5$ GeV. Seguindo estudos realizados pela Colaboração ATLAS [106] na busca por partículas tipo-áxion, consideramos o acoplamento fixo $g_{a\gamma\gamma} = 1/\Lambda = 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ ($\Lambda = 1 \text{ TeV}$) que define a normalização da seção de choque. Previsões são apresentadas para energias dos colisores EIC [115] (linha tracejada e pontilhada), JLEIC [126] (linha tracejada) e LHeC [116] (linha sólida).

Encontramos que a seção de choque integrada do processo de espalhamento $eA \rightarrow eaA$ decresce monotonicamente com a massa da partícula tipo-áxion e alcança valores mais altos na região de pequenas massas. As energias projetadas correspondentes são resumidas na Tabela 5 Para o acoplamento constante considerado aqui, $\Lambda = 1 \text{ TeV}$, para uma massa pequena, por exemplo $m_a = 1 \text{ GeV}$, obtemos aproximadamente 1.5 nb, 7 nb e 70 nb em JLEIC, EIC and LHeC, respectivamente. A seção de choque aumenta em torno de duas ordens de magnitude para pequenas massas, $m_a \sim 100 \text{ MeV}$. Na Figura 6 (painel direito) os resultados numéricos para colisões elétron-próton (ep) são apresentados. No mesmo gráfico, previsões para FCC- ep ($\sqrt{s} = 3.5 \text{ TeV}$) [117] também são mostradas, o que é numericamente similar ao run do LHeC- ep . Para $m_a = 1 \text{ GeV}$, a seção de choque vai de 10 pb no JLEIC para 60 pb no LHeC/FCC, enquanto que obtemos 230 pb e 480 pb para $m_a = 100 \text{ MeV}$. Por questão de comparação, também apresentamos as previsões para o colisor de ep DESY-HERA (linha pontilhada, com $E_e = 27.5 \text{ GeV}$ e $E_p = 920 \text{ GeV}$) que é similar ao colisor EIC para massa de partículas tipo-áxion menores. A seção de choque de ep é suprimida por um fator de Z^2 comparado com colisões eA . As previsões apresentadas para o modo ep podem ser comparadas com a produção de partículas tipo-áxion por um subprocesso Compton $e^-p \rightarrow e^-\gamma \rightarrow e^-a$, investigado na Ref. [127]. Nesse estudo o fóton vem do fluxo de fótons equivalentes do próton na aproximação de Weizsäcker-Williams Usando o mesmo acoplamento, encontra-se em [127] o valor $\sigma(e^-p \rightarrow e^-a) \simeq 100 \text{ fb}$ nas energias do LHeC/FCC-eh para $m_a = 10 \text{ GeV}$ A fotoprodução (Primakoff) apresentada aqui nos dá $\sigma_{phot}(e^-p \rightarrow e^-ap) \simeq 10 \text{ fb}$ no LHeC para a mesma massa da partícula tipo-áxion.

Na Figura 7 previsões são apresentadas as seções de choque de fotoprodução

de partículas tipo-áxion como uma função da massa da partículas em colisões próton-núcleo no RHIC [128] e LHC [117]. A seção de choque para colisões pAu no RHIC é denotada pela linha tracejada e pontilhada. Para $m_a = 100$ MeV (1 GeV), temos $(pAu \rightarrow paAu) \sim 100$ (0.5) nb. A linha sólida representa as colisões pPb no LHC, onde $\sigma(pPb \rightarrow pePb) \sim 800$ (80) nb para $m_a = 100$ MeV (1 GeV).

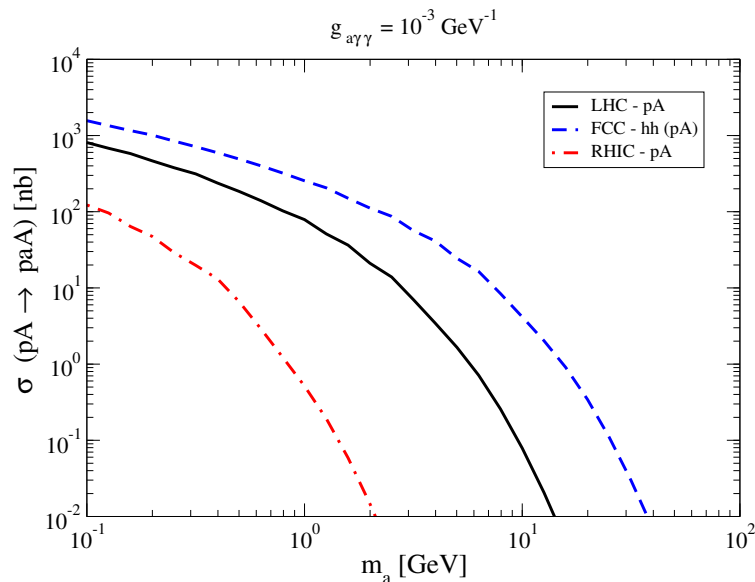


Figura 7 – Seção de choque para a fotoprodução de partículas tipo-áxion em espalhamento pA em colisões ultraperiféricas como uma função da massa da partícula para um acoplamento ao fóton fixo, $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$. Previsões são feitas para energias do RHIC ($A = 179$) e LHC ($A = 208$), incluindo o colisor FCC-hh no modo de íons pesados.

Os valores para FCC-hh no modo íons pesados [117] (linha tracejada) são mais altos por um fator de 2 que o LHC - pA. Na Tabela 5, os resultados baseados em algumas configurações do acelerador são calculados, apresentando a seção de choque e número de eventos correspondente para $m_a = 1$ e 10 GeV. Verificou-se que a seção de choque para a fotoprodução de partículas tipo-áxion em colisões ultraperiféricas de pA é maior que em colisões ep pois o fluxo de fótons do núcleo é maior do que do feixe de e^- . Ressaltamos que os números de eventos listados são para um acoplamento relativamente alto. Valores menores são obtidos no caso $g_{a\gamma\gamma} < 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ já que a seção de choque na Eq. (4.7) escala com $g_{a\gamma\gamma}^2$.

Em relação aos eventos selecionados em estado final, assumimos a procura por partículas tipo-áxion no canal de decaimento difóton, $e + A \rightarrow e + a + A \rightarrow e + \gamma\gamma + A$. Esse decaimento é caracterizado por dois fótons quase colineares muito próximos ao eixo do feixe de e^- devido aos pequenos ângulos da emissão da partícula tipo-áxion. O background é principalmente devido a interações eletromagnéticas do feixe de fótons com o alvo, que produz fótons adicionais ou pares elétron-pósitron. A assinatura correspondente é caracterizada pela presença de um par de fótons com a massa invariante igual a massa da

Tabela 5 – Seções de choque e número de eventos para a fotoprodução de partículas tipo-áxion para espalhamento eA e colisões ultraperiféricas pA para $m_a = 1$ e 10 GeV (para um acoplamento fixo $g_{a\gamma\gamma} = 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$). Os números de eventos listados são para um acoplamento relativamente alto.

$\Lambda = 1 \text{ TeV}$ fixo	EIC (eA)	LHeC (eA)	JLEIC (eA)	RHIC (pAu)	LHC (pPb)
E_{tot} (em GeV)	18×100	$60 \times 2.8 \cdot 10^3$	10×40	100×100	$7 \cdot 10^3 \times 2.778 \cdot 10^3$
Lum. integrada	10 fb^{-1}	10 fb^{-1}	150 fb^{-1}	4.5 pb^{-1}	2 pb^{-1}
σ ($m_a = 1(10) \text{ GeV}$)	$7 \text{ nb} (0.7 \text{ fb})$	$69 \text{ nb} (50 \text{ fb})$	$1.5 \text{ nb} (3.4 \text{ fb})$	$0.5 \text{ nb} (0.07 \text{ fb})$	$78 \text{ nb} (79 \text{ pb})$
No. eventos ($\times 10^6$)	$70 (7 \times 10^{-6})$	$668 (5 \times 10^{-4})$	$225 (5 \times 10^{-4})$	$2 \times 10^{-3} (3 \times 10^{-10})$	$0.16 (1.6 \times 10^{-4})$

partícula tipo-áxion e elétron e núcleo isolados (espalhamento coerente). Os backgrounds do Modelo Padrão para esse sinal são dominados por subprocessos QED, $e + A \rightarrow e + \gamma + A \rightarrow e + \gamma\gamma + A$, com um fóton de emissão real no estado final e pequena contribuição decorrente do subprocesso $e + A \rightarrow e + \gamma + A$. Além disso, em massas mais altas temos a contribuição da produção Primakoff de η, η' e a produção nuclear coerente $\gamma A \rightarrow A\omega (\pi^0[\gamma\gamma]\gamma)$. Normalmente, uma otimização da eficiência da seleção de eventos deve ser feita. A significância estatística correspondente \mathcal{S} é dada por $\mathcal{S} = S/\sqrt{S+B}$, com S e B sendo o número de eventos de sinais e de background, respectivamente. Foi mostrado na Ref. [127] que impondo cortes relevantes na energia transversa total, E_T , momento transverso do fóton, p_T^γ e no ângulo entre \vec{p}_γ e \vec{p}_e , $\theta(\gamma e)$, a significância estatística é melhorada. Uma melhora impressionante em \mathcal{S} é obtida impondo um corte adicional no ângulo entre os momentos dos dois fótons, $\theta(\gamma\gamma)$.

Finalmente, calculamos os resultados numéricos para as colisões ultraperiféricas de AA no LHC e FCC-hh. A expressão é similar ao caso pA , onde agora $\xi = 2R_{A\omega}/\gamma_L$ e a seção de choque correspondente é dada por:

$$\sigma(AA \rightarrow AaA) = 2 \int d\omega \frac{dN_A}{d\omega} \sigma(\gamma A \rightarrow aA), \quad (4.15)$$

onde a seção de choque fotonuclear é dada pela Eq. (4.7).

Os resultados são apresentados na Tabela 6, considerando as energias de 5.5 TeV, 10.6 TeV and 39 TeV em colisões PbPb. Eles correspondem ao run atual e também ao run de altas energias (HE-LHC) e ao FCC-hh no modo íons pesados [117]. A previsão é feita no intervalo de massas $3 \leq m_a \leq 40 \text{ GeV}$ com $\Lambda = 1 \text{ TeV}$. Os valores da seção de choque por espalhamento luz-por-luz (LbyL do inglês Light by Light) também é mostrado, como previsto pelo gerador de eventos SUPERCHIC3 [129]. Os resultados mostram que a seção de choque da produção de partículas tipo-áxion podem ser relevantes apenas em pequenas massas e são desprezíveis para massas maiores (no FCC-hh para pequenas massas a seção de choque é da mesma ordem que os resultados LbyL). A contribuição para a produção exclusiva central de difótons é negligenciável comparado com o canal LbyL, tendo valores 167/333/380 nb para as energias de 5.5/10.6/39 TeV, respectivamente [99]. Neste trabalho não impusemos quaisquer critério de seleção experimental. Entretanto, sabemos que este

Tabela 6 – Predições para as seções de choque (em unidades de nb) associadas a fotoprodução de ALPs nas colisões ultraperiféricas PbPb no LHC. A seção de choque para o processo de espalhamento luz-por-luz (LbL) é também apresentada.

Energia do colisor (TeV)	LbL	$m_a = 3$ GeV	$m_a = 5$ GeV	$m_a = 15$ GeV	$m_a = 40$ GeV
5.5 (LHC)	18000	2013	100	0.025	6×10^{-6}
10.6 (HE-LHC)	27000	9139	754	0.34	1.4×10^{-4}
39.0 (FCC-hh)	52000	84567	15986	45	0.025

procedimento é importante para entender qual o papel da contribuição de ALPs ao canal de difótons nos experimentos que medem colisões ultraperiféricas.

Finalmente, resumimos brevemente nossos principais resultados neste estudo de produção de ALPs nas colisões eA e AA analisada a região de massa $0.1 \leq m_a \leq 50$ GeV. A seção de choque integrada para a sua produção é suprimida para grande massa $m_a \gg 10$ GeV nas colisões eA e ep . Apresentamos as predições para os aceleradores em planejamento JLEIL, EIC, LHeC e FCC-eh. Destes estudos infere-se que a melhor janela de massa para busca por ALPs neste contexto corresponde a $m_\pi \leq m_a \leq 5$ GeV. Nas colisões ultraperiféricas pA a seção de choque tem valores similares àquelas para o LHeC. Já nas colisões ultraperiféricas AA no LHC, a seção de choque é menor que o espalhamento luz-por-luz e produção exclusiva central de difótons, exceto para massas muito pequenas do ALP. Uma fonte de incerteza teórica é o acoplamento efetivo ALP-fóton, $g_{a\gamma\gamma} = 1/\Lambda$, o qual foi fixo em 10^{-3} GeV $^{-1}$ nos cálculos numéricos apresentados aqui. A seção de choque escalará na forma $\sigma(g_{a\gamma\gamma}) = \left(\frac{g_{a\gamma\gamma}}{10^{-3} \text{ GeV}}\right)^2 \sigma(\Lambda = 1 \text{ TeV})$. Portanto, dada uma massa do ALP, os resultados apresentados podem ser substituídos usando um acoplamento diferente permitido pelos limites de exclusão atuais para produção de ALPs, $10^{-5} < 1/\Lambda < 10^{-3}$ GeV $^{-1}$.

5 Estudo II: Produção tipo-Compton de fótons escuros em colisões elétron-núcleo

Muitos tipos de modelos que exploram a física além do Modelo Padrão possuem em comum a presença de novos bósons vetoriais $U(1)$ [130]. Um novo bóson vetorial de calibre não teria massa se uma nova simetria $U(1)$ não fosse quebrada. Isso implicaria uma força de longo alcance se ela se acoplasse à matéria ordinária, a menos que o acoplamento fosse muito pequeno. Esse caso seria permitido se o acoplamento primário fosse a um setor escuro e conectado apenas por operadores de ordens maiores ou, alternativamente, por mistura cinética com o fóton [131, 132]. No caso da mistura cinética, esse cenário induziria uma pequena carga elétrica fracionária para partículas do setor escuro [26]. Além disso, qualquer nova simetria de calibre $U(1)$ deve ser livre de anomalias. Um problema importante é como essas anomalias são canceladas. Os dois principais cenários de cancelamento de anomalias são então classificados de acordo com o fato das anomalias cancelarem-se nos campos do Modelo Padrão ou se requerem a adição de novas partículas. Esses casos foram explorados na literatura [133]-[134]. Os novos bósons de calibre $U(1)$ são geralmente chamados de fótons escuros e considerados potencialmente conectados à matéria escura [40, 135, 41].

A respeito das buscas pelo fóton escuro em colidores de hádrons, no LHC os modos de produção predominantes são decaimentos de mésons (π^0 , η) para $m_{\gamma'} < 500$ MeV, fóton escuro misturando com mésons vetoriais leves para $500 \text{ MeV} < m_{\gamma'} < 1$ GeV, e processos tipo Drell-Yan para massas mais altas. A produção direta de fótons escuros de rápido decaimento e de longa vida é estudada no LHCb usando dois múons de baixo momento transversal [136, 137]. Os fótons escuros não tendem a ser altamente impulsionados na direção transversa, portanto, os limites são competitivos até em massas mais altas. Os experimentos LHCb [136, 137] e CMS [138] apresentaram o limite em fótons escuros decaindo (decaimento visível) para massas acima de 10 GeV. Além disso, o LHCb tem fornecido fortes restrições para a massa do fóton escuro, $2m_\mu < m_{\gamma'} < 0.5$ GeV.

Um grande número de experimentos futuros foi proposto buscando por γ' produzidos nas reações próton-próton do LHC, usando detectores dedicados sensíveis a matéria escura de longa vida. Os experimentos FASER e FASER2 [139, 140] esperam fornecer alta sensibilidade a fótons escuros. Seguindo a mesma metodologia, os experimentos MATHUSLA [141] e CODEX-b [142] são planejados para operar na próxima década [40].

Recentemente, a produção de fótons escuros em colisões elétron-próton (ep) de alta energia foi estudada [143]. A seção de choque de produção via o processo $e + p \rightarrow e + \gamma' + X$, com X sendo o estado hadrônico final, é computada considerando o bremsstrahlung do elétron no espalhamento elétron-párton. O estudo é limitado ao regime de espalhamento

profundamente inelástico, caracterizado por uma virtualidade relativamente grande da troca de fótons virtuais, $Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$. O sinal é dado pelo decaimento deslocado de fótons escuros para dilétons. O número esperado de decaimentos por um dado deslocamento é computado para um intervalo de massa $10 \leq m_{\gamma'} \leq 700 \text{ MeV}$ como função do parâmetro de mistura cinética ε . Os autores forneceram a sensibilidade projetada para buscas por fótons escuros no Large Hadron Electron Collider (LHeC) e no Future Circular Collider no modo ep (FCC-he). Foi mostrado que uma não observação de um sinal nesses colisores pode excluir fótons escuros com mistura cinética $\varepsilon \gtrsim 10^{-5}$ no caso de hádrons de estados finais com $p_T > 5 \text{ GeV}$.

Aqui apresentamos um trabalho, publicado na Ref. [53], que se concentra na produção de fótons escuros via processo tipo-Compton, $e + \gamma \rightarrow e + \gamma'$, em colisões elétron-íon (eA) de altas energias. Existem muitas propostas para colisores de elétron e íon na escala de GeV e TeV. O formalismo teórico é o modelo de mistura cinética com fótons visíveis. É feita uma busca por fótons escuros massivos em colisores projetados, como o Electron Ion Collider (EIC) [115], o Large Hadron Electron Collider (LHeC) [116] e o Future Circular Collider (FCC-eh) [117]. Os colisores de eA podem ser complementares aos estudos atuais realizados em experimentos de alvo fixo e beam-dump. A seção de choque total e o número de eventos para a produção de fótons escuros nesses experimentos são calculados em termos da massa, $m_{\gamma'}$, e do parâmetro de mistura cinética, ε .

Em relação ao espaço de parâmetros investigado, será considerado o intervalo de massa de $100 < m_{\gamma'} < 500 \text{ MeV}$ e parâmetro de mistura $\varepsilon \sim 10^{-3}$. A razão é cobrir as restrições atuais para fótons escuros visíveis vindos dos dados de colisores. De fato, a respeito do intervalo de massa, nossa busca é baseada no decaimento de fótons escuros em estados finais do Modelo Padrão visíveis, especialmente o canal de dilépton. Apenas decaimentos em léptons para os quais $m_{\gamma'} > 2m_\ell$ ($> 1 \text{ MeV}$ para e^+e^- e $> 211 \text{ MeV}$ para $\mu^+\mu^-$) são permitidos, e o canal de decaimento hadrônico começa a dominar para $m_{\gamma'} > 600 \text{ MeV}$. Nas Refs. [144, 40], um compilado de restrições para decaimentos visíveis de fótons escuros de aceleradores e experimentos de alvo fixo é apresentado. Reproduzimos na Figura 8 as restrições apresentadas nas análises da Ref. [40].

Curiosamente, recentemente foi proposto a detecção de fótons escuros através do processo de espalhamento tipo-Compton inverso, $p + \gamma' \rightarrow p + \gamma$, no contexto da astrofísica de raios cósmicos [145]. Espera-se que esse método seja capaz de sondar fótons escuros com massas muito pequenas, da ordem de $m_{\gamma'} < 10^{-2} \text{ eV}$, usando a sensibilidade projetada do telescópio de raios X eROSITA [145]. Além disso, calculamos a fotoprodução correspondente de partículas tipo-áxion no mesmo contexto de colisores de elétron-íon, incluindo previsões para colisões ultraperiféricas [52].

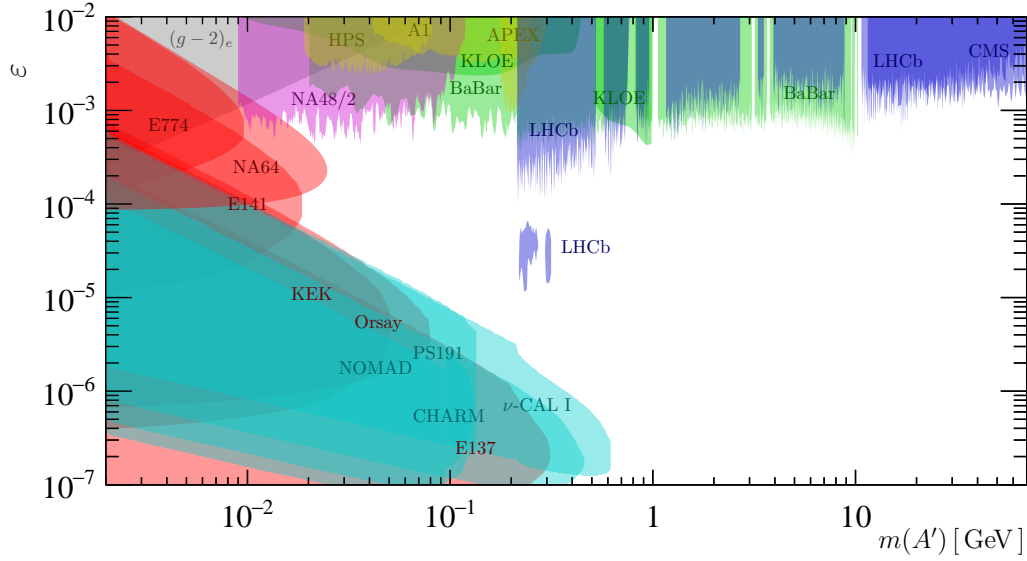


Figura 8 – Compilado de restrições atuais em decaimentos visíveis de fótons escuros (A') de experimentos de beam-dump, acelerador e alvo fixo. Figura extraída da Ref. [40].

5.1 Formalismo teórico

É considerado bem motivado fenomenologicamente um modelo de fótons escuros dado pelo modelo de mistura cinética. A abordagem introduz um grupo $U(1)_D$ que controla as interações entre as partículas no setor escuro. O fóton escuro poderia se misturar com o fóton ordinário [146, 26, 147], $\mathcal{L}_{mix} = -(\varepsilon/2)F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}$, com $F'_{\mu\nu} = \partial_{[\mu}A'_{\nu]}$ e A'_μ é o campo de calibre do campo de calibre massivo escuro. Conforme a simetria eletrofraca se quebra, isso introduz uma interação efetiva entre os férmions (tendo cargas exatamente como as eletromagnéticas) e o fóton escuro na seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{\gamma'f} = e\varepsilon\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A'_\mu. \quad (5.1)$$

O próprio fóton escuro poderia ser ele mesmo o mediador entre o setor visível e o escuro, mas a conexão também pode ser realizada de formas diferentes [144]. Nesse trabalho, são considerados fótons escuros massivos e os processos são determinados pelo parâmetro de mistura e massa. Isso implica alto poder preditivo, levando a abordagem da mistura cinética ser considerada um modelo referência descrevendo a fenomenologia dos fótons escuros.

Focamos no decaimento do fóton escuro em diléptons. Particularmente, no caso em que $m_{\gamma'} > 2m_l$ a largura de decaimento parcial do fóton escuro em diléptons é dada por [148]:

$$\Gamma(\gamma' \rightarrow \ell^+\ell^-) = \frac{1}{3}\alpha_{em}\varepsilon^2 m_{\gamma'} \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{m_{\gamma'}^2}} \left(1 + \frac{2m_\ell^2}{m_{\gamma'}^2}\right). \quad (5.2)$$

Deve-se notar que em um cenário não-mínimo de mistura cinética, o mediador do fóton escuro não é o único estado acessível do setor escuro. No caso de partículas escuras leves, eles podem popular uma região de massa estendida. O termo de interação de um férmion escuro χ , com o fóton escuro é similar com o acoplamento QED na sua forma elementar, $\mathcal{L}_D \sim \sqrt{4\pi\alpha_D}\bar{\chi}\gamma^\mu\chi A'_\mu$, onde α_D é a constante de acoplamento associada com o grupo de calibre $U(1)_D$ no setor escuro. Nesses cenários, a taxa de decaimento do fóton escuro para o par $\bar{\chi}\chi$ ($m_{\gamma'} > 2m_\ell$) é dada pela equação acima com as substituições $\alpha_{em}\varepsilon^2 \rightarrow \alpha_D$ e $m_\ell \rightarrow m_\chi$.

A produção tipo-Compton de fótons escuros, $\gamma e \rightarrow \gamma' e$, é relevante em cenários de futuros colidores de lépton-fóton [149, 150] ou experimentos de laser com elétrons [151]. Aqui, investigamos o caso onde um grande fluxo de fótons é fornecido por íons pesados ultrarrelativísticos em colidores de elétron-íon. A seção de choque diferencial, $d\sigma/d\Omega$, para o processo tipo-Compton é bastante conhecida na literatura (Refs. [152, 153, 77]). A seção de choque integrada (total) como função da energia do centro de massa (\hat{s}) do sistema fóton-elétron toma a forma aproximada [152, 77]:

$$\sigma(\gamma + e \rightarrow e + \gamma') = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \approx \frac{4\pi\alpha_{em}^2\varepsilon^2}{\hat{s}} \ln\left(\frac{1-x'^2}{x}\right), \quad (5.3)$$

onde $x = m_e/\hat{s}$ e $x' = m_{\gamma'}/\hat{s}$. A seção de choque de Compton do Modelo Padrão é recuperada ao definir a massa do fóton escuro a zero e o parâmetro de mistura cinética igual à unidade [152, 153]. Na próxima seção, a expressão dada pela Eq. (5.3) será a quantidade de input principal para nossos cálculos numéricos.

Na Figura 9 é mostrada a seção de choque, Eq. (5.3), como função da energia do fóton, E_γ , para valores fixos da massa do fóton escuro: $m_{\gamma'} = 10$ MeV e $m_{\gamma'} = 1$ GeV. O painel esquerdo mostra os resultados numéricos para feixe de elétrons de 3.5 GeV (cinemática EicC planejadas) e o painel à direita se refere a energia de 60 GeV (típica da cinemática do LHeC). O comportamento típico de E_γ vem da dependência na energia de centro de massa do sistema elétron-fóton, $\sigma \sim 1/\hat{s}$. Para $m_{\gamma'} \gg m_e$ e $x' \ll 1$ a seção de choque tem pouca dependência na massa do fóton escuro. Isso é evidente na expressão aproximada na Eq. (5.3).

Em configurações de alvo fixo, a produção tipo-Compton é uma das reações contribuintes. Como apontado na Ref. [152], o fluxo abundante de fótons gerado em um alvo com alta densidade de elétrons geralmente não é utilizado. No entanto, o principal processo em colisões eA com um núcleo em repouso é a produção de fótons escuros massivos por meio da radiação de estado inicial ou final de um único elétron atingindo o alvo com número atômico Z . Portanto, por uma questão de completude, introduzimos uma breve discussão desse processo no contexto de experimentos de feixe de fótons atuais e futuros [154] e experimentos de beam-dump de elétrons [155]. Esse processo é semelhante ao bremsstrahlung usual, exceto pelo acoplamento do fóton escuro aos elétrons, que é ε , e

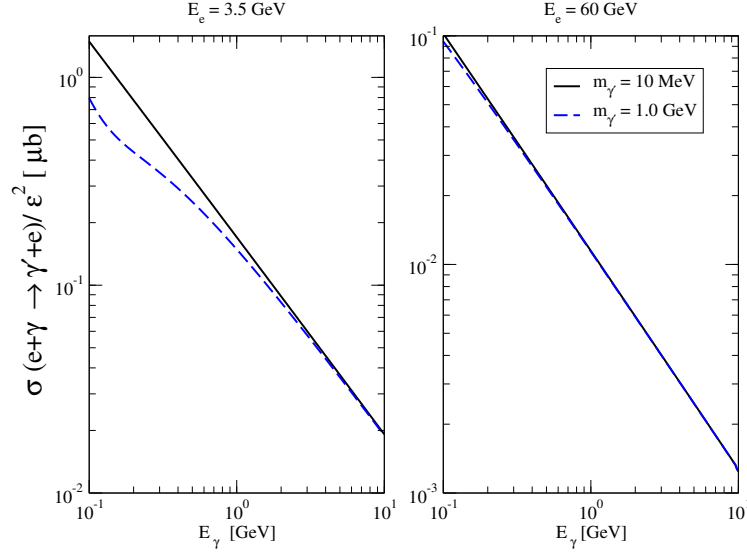


Figura 9 – Seção de choque dividida pelo parâmetro de mistura cinética ao quadrado (em μb) para a produção tipo-Compton de fótons escuros, $e + \gamma \rightarrow \gamma' + e$, como uma função da energia do fóton, E_γ (in GeV), com energia do feixe de elétrons fixa: (Painel esquerdo) cálculo numérico para $E_e = 3.5$ GeV para dois valores da massa do fóton escuro, $m_{\gamma'} = 10$ MeV (linha sólida) e 1 GeV (linha tracejada); (Painel direito) mesma notação para $E_e = 60$ GeV.

pela sua massa, que é muito maior do que a massa do elétron, $m_{\gamma'} \gg m_e$. Para um elétron incidente com energia E_e , a seção de choque diferencial para produzir um fóton escuro massivo com energia $E_{\gamma'} \equiv \xi E_e$ é dada por [156, 157, 78]:

$$\frac{d\sigma(e + Z \rightarrow e + \gamma' + Z)}{d\xi d \cos \theta_{\gamma'}} \approx \frac{8\alpha_{em}^3 \varepsilon^2 E_e^2 \xi \sqrt{1 - \frac{m_{\gamma'}^2}{E_e^2}}}{U^2} \kappa_Z \left[\left(1 - \xi + \frac{\xi^2}{2}\right) - \frac{(1 - \xi)^2 m_{\gamma'}^2 (E_e^2 \xi \theta_{\gamma'}^2)}{U} \left(m_{\gamma'}^2 - \frac{U\xi}{1 - \xi}\right) \right], \quad (5.4)$$

onde $\theta_{\gamma'}$ é o ângulo no referencial de laboratório entre o fóton escuro emitido e o elétron incidente. A seção de choque dada acima é obtida no limite $\xi \theta_{\gamma'}^2 \ll 1$. A virtualidade do elétron intermediário no bremsstrahlung do estado inicial é definida como $U(\xi, \theta_{\gamma'}) = E_e \xi \theta_{\gamma'}^2 + m_{\gamma'}^2 (1 - \xi) / \xi + m_e^2 \xi$. Uma expressão aproximada para a seção de choque total pode ser obtida ao desprezar a massa do elétron e fazer a integral angular, o que faz a seção de choque integrada em ξ ser escrita como [156, 157]:

$$\sigma(e + Z \rightarrow e + \gamma' + Z) \approx \frac{8}{3} \frac{\alpha_{em}^2 \varepsilon^2 \sqrt{1 - (m_{\gamma'}/E_e)^2}}{m_{\gamma'}^2} \kappa_Z \log \left[\max \left(\frac{m_e^2}{m_{\gamma'}^2}, \frac{m_{\gamma'}^2}{E_e^2} \right) \right]^{-1}, \quad (5.5)$$

onde κ_Z é um fluxo efetivo de fótons integrado no variável cinemática $t = -q^2$, com $q = P_i - P_f$, onde P_i e P_f são o quadrimomento inicial e de saída do núcleo alvo, respectivamente. Usando os fatores de forma elástico elétrico ($G_{2,el}$) e inelástico ($G_{2,in}$) do

núcleo alvo, a quantidade κ_Z (o fluxo efetivo de fótons escuros) é dado por [78]:

$$\kappa_Z = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt [G_{2,el}(t) + G_{2,in}(t)] \frac{t - t_{\min}}{t^2}, \quad (5.6)$$

$$G_{2,el}(t) = Z^2 \left(\frac{a^2 t}{1 + a^2 t} \right)^2 \left(\frac{1}{1 + t/d} \right)^2, \quad G_{2,in}(t) = Z \left(\frac{\tilde{a}^2 t}{1 + \tilde{a}^2 t} \right)^2 \left[\frac{1 + t/\tilde{d}}{\left(1 + \frac{t}{t_0}\right)^4} \right]^2 \quad (5.7)$$

Os limites de integração são, respectivamente $t_{\min} = (m_{\gamma'}^2/2E_e)^2$ e $t_{\max} = m_{\gamma'}^2$. O primeiro fator em $G_{2,el}$ parametriza a blindagem eletrônica com $a = 111Z^{-1/3}/m_e$ e a segunda caracteriza o tamanho finito do núcleo, com $d = 0.164 \text{ GeV}^2 A^{-2/3}$. No fator de forma inelástico, $\tilde{a} = 773Z^{-2/3}/m_e$, $\tilde{d} = 4m_p^2/(\mu_p^2 - 1)$ e $t_0 = 0.71 \text{ GeV}^2$ (m_p é a massa do próton e $\mu_p^2 = 2.79$).

Na próxima seção, a seção de choque de produção de fótons escuros massivos em um processo tipo-Compton será aplicada a processos de colisões de elétron-núcleo. Os íons ultrarrelativísticos serão tratados como fontes de fótons quase-reais descritos pela aproximação de fótons equivalentes. O principal objetivo é fornecer previsões para as máquinas futuras de elétron-íon a altas luminosidades.

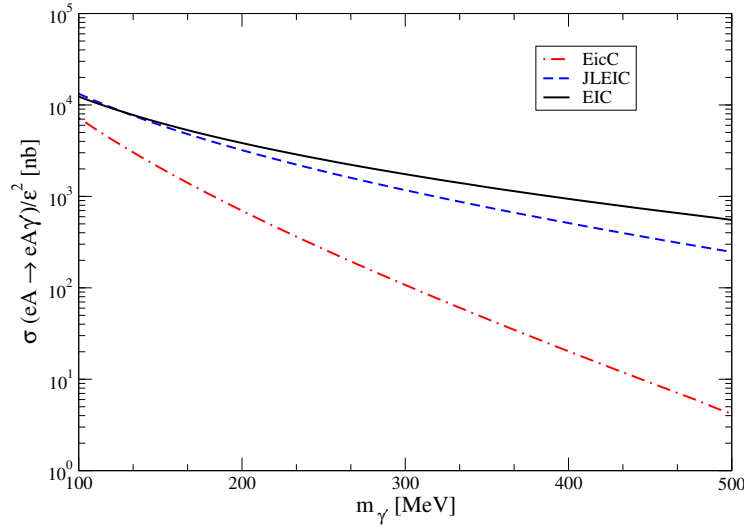


Figura 10 – Seção de choque (em nb) para a produção tipo-Compton de fótons escuros em colisões elétron-núcleo como uma função de sua massa, $m_{\gamma'}$, a energias fixas de colidores eA planejados: EicC, JLEIC and EIC (colidores de baixa energia). No modo íon, as energias de centro de massa são $\sqrt{s} = 12 \text{ GeV}$ (EicC), $\sqrt{s} = 40 \text{ GeV}$ (JLEIC) e 85 GeV (EIC), respectivamente. A seção de choque é dividida pelo parâmetro de mistura cinética ao quadrado e apresentada no intervalo de massas $100 \leq m_{\gamma'} \leq 500 \text{ MeV}$.

5.2 Resultados numéricos e previsões

No espalhamento elétron-íon, a seção de choque da produção de fóton escuro no processo tipo-Compton, $\gamma + e \rightarrow \gamma' + e$, usando a aproximação de fótons equivalentes, é

dada por [118]:

$$\sigma(e + A \rightarrow e + \gamma' + A) = \int d\omega \frac{dN_A}{d\omega} \sigma(\gamma + e \rightarrow \gamma' + e), \quad (5.8)$$

onde ω é a energia do fóton emitido pelo núcleo e \sqrt{s} é a energia do centro de massa do sistema γe . O espectro de fótons emitidos pelo núcleo é apresentado como [121, 120, 119]:

$$\frac{dN_A}{d\omega} = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi\omega} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} [K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)] \right]. \quad (5.9)$$

onde $\xi = (R_A)\omega/\gamma_L$ e $\gamma_L = \sqrt{s}/2m_p$ é o fator de Lorentz. As quantidades $K_\alpha(x)$ são as funções de Bessel de segundo tipo, que possuem o comportamento assintótico $K(x) \sim e^{-x}$ para $x \gg 1$.

Usando a seção de choque de produção do fóton escuro para o processo tipo-Compton, na Eq. (5.3), obtivemos as seções de choque integradas em espalhamentos eA no regime cinemático de EICs planejadas. Começamos com colisores de energias mais baixas, com energias de centro de massa de dezenas de GeV.

Na Figura 10, a seção de choque total (em unidades de nb) para a reação $e + A \rightarrow e + \gamma' + A$ é mostrada como função da massa do fóton escuro. Seguindo estudos na Ref. [143] em colisores ep , consideramos o intervalo de massas $100 \leq m_{\gamma'} \leq 500$ MeV.

Os resultados foram divididos pelo parâmetro de mistura cinética ao quadrado ε^2 , que define a normalização da seção de choque. As previsões são apresentadas para as energias dos colisores planejados: EicC [158] (linha tracejada e pontilhada), JLEIC [126] (linha tracejada) e EIC [115] (linha sólida). Observamos que a seção de choque integrada no processo de espalhamento $eA \rightarrow e\gamma'A$ decresce monotonicamente com a massa do fóton escuro e atinge valores significativos na região de massas pequenas. As energias de projeto correspondentes para cada colisor estão resumidas na legenda da Figura 10.

Agora, vamos investigar a ordem de grandeza da seção de choque eA : se considerarmos o parâmetro de mistura cinética $\varepsilon = 3 \times 10^{-4}$, obtemos cerca de 0.9 pb em $m_{\gamma'} = 100$ MeV até 45 fb em $m_{\gamma'} = 500$ MeV (energia do EIC). A estimativa da taxa de eventos nesses colisores pode ser obtida usando sua luminosidade típica, $\mathcal{L} \sim 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Isso nos dá uma taxa de eventos da ordem de 10^{-3} Hz para $m_{\gamma'} = 100$ MeV usando o parâmetro de mistura $\varepsilon = 3 \times 10^{-4}$, a qual diminui em 2 ou 3 ordens de magnitude para $m_{\gamma'} = 500$ MeV. Para um run de um ano, $t \simeq 10^7$ s, obtemos cerca de 10^4 eventos no cenário de massas menores.

Na Figura 11, previsões são apresentadas para a seção de choque da produção de fótons escuros (em unidades de μn e dividida por ε^2) como uma função de sua massa em colisores de altas energias (escala de TeV) baseados no complexo LHC como o colisor LHeC [116, 159, 117]. A seção de choque para colisões ePb no LHeC são rotuladas pela linha sólida, enquanto para colisões eA no HE LHC e FCC-eA [117] linhas ponto-tracejadas e

tracejadas foram usadas, respectivamente. A energia de centro de massa para cada colisor é mostrada explicitamente na legenda da Figura 11. Para $m_a = 100$ MeV (500 MeV) e $\varepsilon = 3 \times 10^{-4}$, temos $\sigma(ePb \rightarrow e\gamma'Pb) \sim 1$ (0.1) pb. A pequena variação de magnitude para uma dada massa é devido ao comportamento $\sim 1/\hat{s}$ da seção de choque da produção tipo-Compton. A ordem de magnitude da seção de choque integrada é similar a do colisor EIC no mesmo intervalo de massa. Na Tabela 7, os resultados para $\text{Br}(\gamma' \rightarrow e^+e^-) \times \sigma$ e número de eventos correspondente, N_{ev} , são apresentados para $m_a = 200$ and 500 MeV (para parâmetro de mistura cinética fixo $\varepsilon = 3 \times 10^{-4}$). A razão de ramificação no canal de dielétron considerada é extraída da Ref. [160]. As luminosidades correspondentes de cada colisor são mostradas na legenda. Verificamos que a seção de choque para a produção de fótons escuros através do processo tipo-Compton atinge unidades de picobarns para esse parâmetro de mistura e número de eventos típicos $\sim 10^4$ para um run de um ano. A situação é problemática para valores mais baixos de ε . Valores menores são obtidos no caso $\varepsilon < 10^{-4}$ já que a seção de choque na Eq. (5.3) escala com ε^2 . Pode-se concluir da análise que o LHeC e FCC-eA podem testar uma região cinemática que é complementar a outros experimentos presentes e planejados.

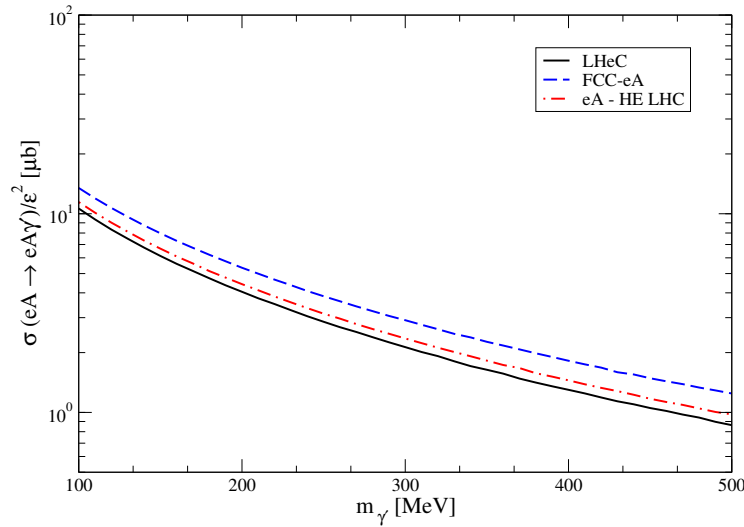


Figura 11 – Seção de choque (em μb) para a produção tipo-Compton de fótons escuros em colisões elétron-núcleo como uma função de sua massa, $m_{\gamma'}$, em energias fixas de colisores de eA : LHeC, eA HE LHC e FCC-eA (colisores de altas energias). No modo íon, as energias de centro de massa são $\sqrt{s} = 0.85$ TeV (LHeC), $\sqrt{s} = 1.09$ TeV (eA HE LHC) e 2.17 TeV (FCC-eA), respectivamente. A seção de choque é dividida pela mistura cinética ao quadrado e apresentada no intervalo de massa $100 \leq m_{\gamma'} \leq 500$ MeV.

Para fornecer uma análise mais quantitativa, estimamos o número esperado de decaimentos de γ' com um dado deslocamento. Ou seja, do vértice primário dentro da região de interação, o fóton escuro surge e decai após uma distância finita em e^+e^- . Assumindo nenhum background e eficiência de sinal de 100%, ou seja, $\epsilon_{\text{eff}} = 1$, o número

Tabela 7 – Seção de choque multiplicada pela razão de ramificação $\text{Br}(\gamma' \rightarrow e^+e^-)$ (número de eventos, N_{ev}) para a produção tipo-Compton de fótons escuros no espalhamento eA para $m_{\gamma'} = 200$ e 500 MeV e mistura cinética fixa $\varepsilon = 3 \times 10^{-4}$. Predições para colidores de altas energia LHeC ($\mathcal{L} = 7 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), eA HE LHC ($\mathcal{L} = 18 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) e FCC-eA ($\mathcal{L} = 54 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

$m_{\gamma'}$ [MeV]	LHeC	eA HE LHC	FCC-eA
200	0.40 pb (9×10^3)	0.40 pb (5.7×10^3)	0.53 pb (1.2×10^4)
500	30 fb (7×10^2)	33 fb (8×10^2)	47 fb (1.0×10^3)

de decaimentos é dado por [143, 161]:

$$N_d = \epsilon_{\text{eff}} \mathcal{L}_{\text{int}} \text{Br}(\gamma' \rightarrow e^+e^-) \sigma_{eA}(\sqrt{s_{eA}}, \varepsilon, m_{\gamma'}) \int F(\theta, \gamma) \left[e^{-\frac{L_{\text{min}}}{\ell_{\gamma'}}} - e^{-\frac{L_{\text{max}}}{\ell_{\gamma'}}} \right] d\theta d\gamma, \quad (5.10)$$

onde \mathcal{L}_{int} é a luminosidade integrada, $F(\theta, \gamma)$ é a distribuição de probabilidade para o fóton escuro com o fator de boost de Lorentz γ e o ângulo θ entre seu momento e o eixo do feixe. O comprimento de decaimento médio no referencial de laboratório $\ell_{\gamma'} = \gamma\beta\tau$, é dado aproximadamente por:

$$\ell_{\gamma'} \approx (1.6 \times 10^{-2} \mu\text{m}) \left(\frac{\gamma}{10^2} \right) \left(\frac{10^{-8}}{\varepsilon^2} \right) \left(\frac{5 \times 10^{-2} \text{ GeV}}{m_{\gamma'}} \right). \quad (5.11)$$

Seguindo [143], na nossa estratégia de busca por fótons escuros, consideramos os valores de referência $L_{\text{min}} = 200$ e μm $L_{\text{max}} \rightarrow \infty$. Isso significa que a Eq. (5.10) fornece o número total de decaimentos ocorridos com um deslocamento do vértice principal de pelo menos $200 \mu\text{m}$.

Em relação à cinemática para o fóton escuro do processo de produção tipo-Compton, nas Eq. (5.3) e Eq. (5.8-5.9), vemos que a contribuição mais proeminente advém do fóton incidente com energias próximas ao limiar. O momento do fóton escuro, \vec{p} , no referencial de laboratório, pode ser obtido pela conservação do quadrimomento. Na Figura 12a, as linhas de contorno são mostradas para $N_d = 2 \times 10^2$, 2×10^3 e 2×10^4 decaimentos esperados do fóton escuro na energia do LHC. Para a luminosidade integrada, consideramos um run de um ano.

Repetimos a análise acima para o cenário FCC-eh. Na Figura 12b, as linhas de contorno são mostradas para $N_d = 2 \times 10^3$, 2×10^4 e 2×10^5 decaimentos esperados de fóton escuro na energia do FCC-eh. Comparado com as predições para LHeC/FCC no modo eh apresentado na Ref. [143], nossos resultados são realçados por um fator $\sim Z^2$ devido ao alto fluxo de fótons na Eq. (5.9). A estimativa de eficiências realísticas necessita de uma simulação completa da resposta do detector ao sinal, o que está além do escopo deste trabalho. Porém, espera-se que ela não afete significativamente as principais conclusões.

No que diz respeito ao background, os eventos selecionados no estado final estão relacionados ao canal dilépton, $e + A \rightarrow e + (e^+e^-) + A$. Experimentalmente, buscamos um

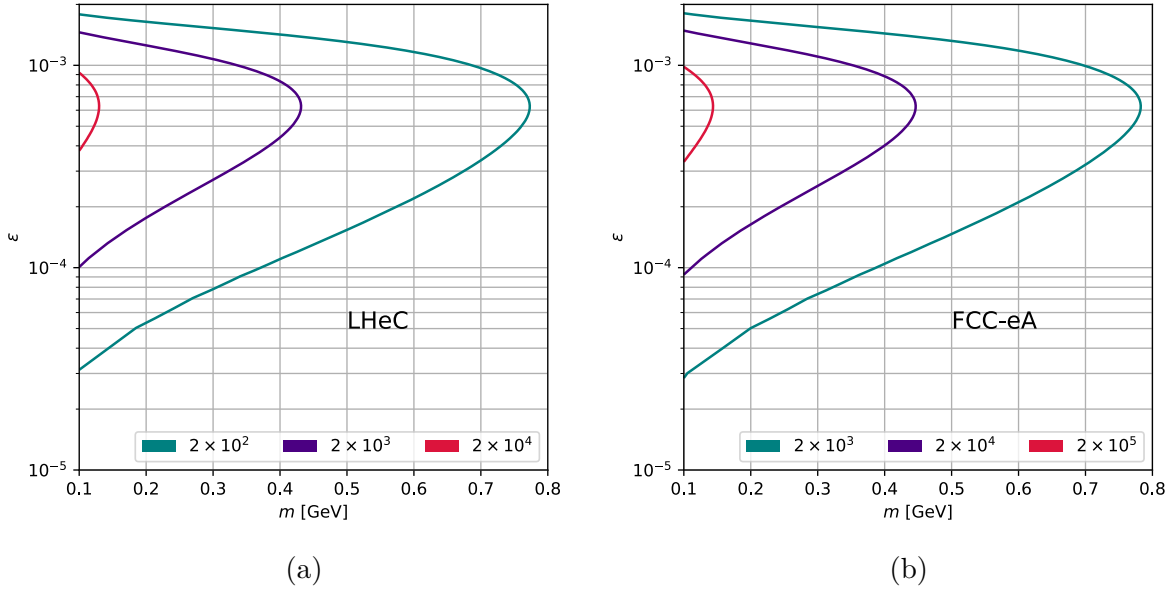


Figura 12 – (a) Mapa de contorno do espaço de parâmetros para $N_d = 2 \times 10^2$, 2×10^3 e 2×10^4 decaimentos esperados de fótons escuros no LHeC no modo eA (painel esquerdo). Aqui, zero background e 100% eficiência de sinal foram supostos. (b) Contorno do espaço de parâmetros $N_d = 2 \times 10^3$, 2×10^4 e 2×10^5 no FCC-eh no modo eA (painel direito).

fóton escuro visível decaindo em um par e^+e^- . O background do Modelo Padrão para esse sinal é dominado pelo processo Bethe-Heitler (BH) e Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS). Espera-se que a contribuição de BH tenha uma taxa maior. A seção de choque para esse processo é assintoticamente $\sigma_\infty^{\text{BH}} \simeq \frac{28Z^2\alpha_{em}^3}{9m_e^2} [\log(183/Z^{1/3}) - (1/42)]$ [162]. Isso nos dá $\sigma_\infty^{\text{BH}} \approx 45$ b. O processo BH tem uma taxa muito alta, mas pode ser controlado se considerarmos sua cinemática bastante diferente da do sinal. Predições para DVCS nuclear (coerente) são escassas. Na Ref. [163], a seção de choque para a produção de DVCS foi calculada para um alvo de chumbo. Como exemplo, para a virtualidade de um fóton virtual incidente de $Q^2 = 8$ GeV², a seção de choque pode ser parametrizada como $\sigma_{\text{DVCS}}(\gamma^* + Pb \rightarrow \gamma + Pb) = 2.15 \mu\text{b}(W_{\gamma A}/100 \text{ GeV})^{0.55}$ (no intervalo de energia de centro de massa do sistema fóton-núcleo, $10 \leq W_{\gamma A} \leq 10^3$ GeV). Análises similares foram feitas nas Refs. [164, 165] e em altas energias a seção de choque para chumbo tem a magnitude em unidades de μb .

Vamos dar um exemplo de redução do background de BH, se considerarmos um intervalo de massa invariante com tamanho Δm em torno de $m_{\gamma\gamma}$. Para θ_{cm} medido em relação ao eixo dos fótons incidentes no processo $\gamma + \gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$, após cortes cinemáticos, a

seção de choque é aproximadamente dada por [78]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{cut}}^{\text{BH}} &\approx \frac{16\alpha_{em}^4 \kappa_Z \Delta m}{\pi m_{\gamma'}^3} (1 - \xi_{\text{min}}) \log \left(\frac{1}{(1 - \xi_{\text{min}})(\theta_R)_{\text{min}}} \right) \\ &\times \left[\tanh^{-1} (\cos \theta_{cm})_{\text{max}} - \frac{1}{2} (\cos \theta_{cm})_{\text{max}} \right], \end{aligned} \quad (5.12)$$

onde θ_R é o ângulo do elétron em recuo. Considerando $E_e = 16$ GeV (energia planejada para o feixe de elétrons para um alvo de chumbo), $m_{\gamma'} = 100$ MeV e exigindo $\xi > 0.9$, $\theta_R > 0.1$ e $\cos \theta_{cm} < 0.5$, obtém-se $\sigma_{\text{cut}}^{\text{BH}} \approx (67 \mu\text{b}) \frac{\Delta m}{0.1 \text{ GeV}}$. Isto é, a contribuição de BH pode ser reduzida à região de sinal, $[m_{\gamma'} - \Delta m, m_{\gamma'} + \Delta m]$, para aproximadamente o mesmo tamanho que a contribuição de sinal.

A fim de estimar o efeito nos resultados ao introduzir o background do processo BH, linhas de contorno são mostradas na Figura 13, para (a) o LHeC no modo de íons pesados e (b) o FCC-eA. Assumimos uma resolução de massa do detector de aproximadamente 1%, aplicamos os cortes discutidos previamente e consideramos uma luminosidade total de 1 ab^{-1} (LHeC) e 3 ab^{-1} (FCC-eA). Usando a significância do sinal a um nível de confiança de 90%, consideramos dois cenários. No primeiro cenário, assumimos uma eficiência de acionamento de 100%, o que é representado pelas bandas mais largas em azul nas figuras 13a e 13b. No segundo cenário, exigimos uma eficiência de 20%, o que é representado pelas regiões em vermelho nas figuras. Nossa estimativa da sensibilidade projetada para fótons escuros no LHeC e FCC-eA pode ser comparada com a sensibilidade potencial em decaimentos de fótons escuros visíveis em aceleradores e experimentos de alvos fixos apresentados na Figura 9 para o intervalo de massa de $m_{\gamma'} = [0.1, 1]$ GeV. As estimativas apresentadas revelam a sensibilidade dos colisores eA para pequenas massas na escala de GeV e acoplamentos $\varepsilon < 5 \times 10^{-4}$. As conclusões são semelhantes às apresentadas na Ref. [143], onde a sensibilidade das buscas por fótons escuros é discutida para LHeC/FCC-eh no modo ep .

Resumindo nossas descobertas, investigamos a produção de fótons escuros, descritos por meio de um modelo de mistura cinética, em colisões eA na seguinte faixa de massa: $100 \leq m_{\gamma'} \leq 500$ MeV. O grande número de fótons quase-reais disponíveis nas colisões com íons ultrarrelativísticos nos permitiu estimar a seção de choque de produção com base no espalhamento tipo-Compton, $e + \gamma \rightarrow e + \gamma'$.

Nos concentramos na busca por fótons diretos massivos que decaem em diléptons. Calculamos as previsões para os cortes cinemáticos em futuros colisores eA , como o EicC, JLEIC e EIC (em baixas energias), bem como para os experimentos LHeC e FCC-eA no LHC (em escalas de TeV). As seções de choque, $\text{Br}(\gamma' \rightarrow e^+e^-)\sigma$, e o número de eventos, N_{ev} , em colisores EIC foram previstos pela primeira vez sem a imposição de critérios de corte cinemáticos ou aceitação do detector. Tipicamente, ao considerar todo o espaço de fase, obtivemos $\text{Br}(e^+e^-)\sigma(\varepsilon = 3 \times 10^{-4}) \sim 0.4 \text{ pb}$ e $N_{ev} \sim 10^3$. Calculamos também o

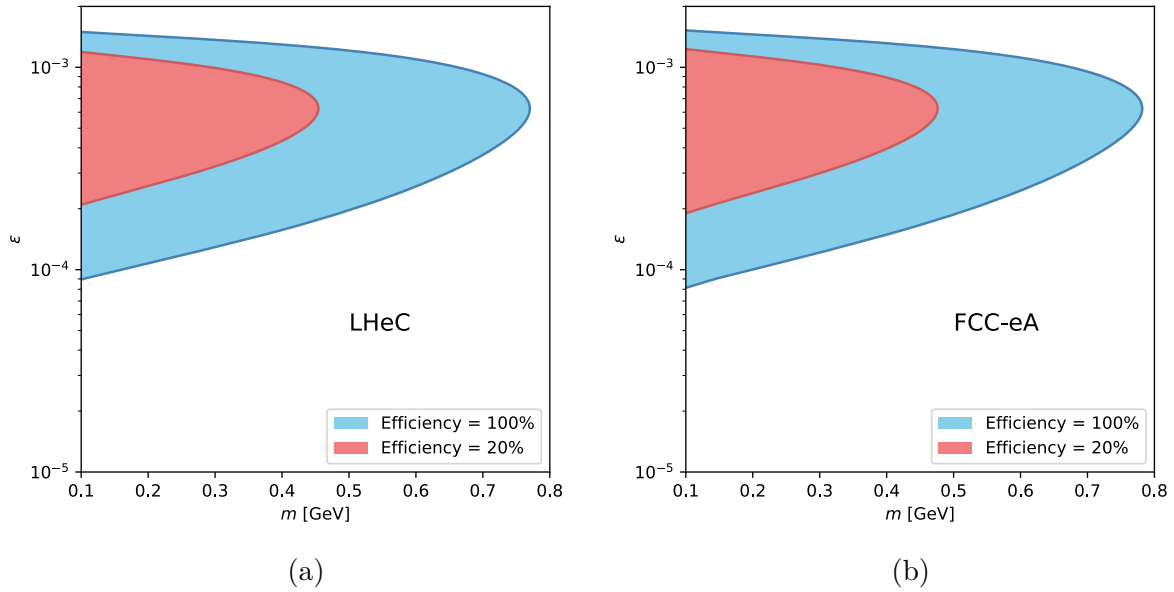


Figura 13 – Sensibilidade projetada ao nível de confiança de 90% de buscas por fótons escuros (a) no modo íon do LHeC e (b) FCC-eA através de decaimentos deslocados de fótons escuros. As áreas em vermelho correspondem a uma eficiência de reconstrução de 20% enquanto as áreas estendidas em azul correspondem a uma eficiência de 100%.

mapa de contorno do espaço de parâmetros, com especialização para o caso dos colisores LHeC e FCC-eA.

A sensibilidade projetada, a um nível de confiança de 90%, foi analisada usando critérios de corte para reduzir o background proveniente do processo Bethe-Heitler e diferentes cenários para a eficiência do sinal. As estimativas apresentadas revelam uma sensibilidade dos colisores eA para massas baixas na escala de GeV e acoplamentos no intervalo $\varepsilon < 5 \times 10^{-4}$.

6 Conclusão

Nesta dissertação, diferentes modelos em física de partículas para elementos do setor escuro são estudados. A saber, as partículas tipo-áxion (ALPs) e os fótons escuros. Estas partículas podem interagir com partículas de matéria escura ou constituir uma dada componente em modelos viáveis para a matéria escura. Os modelos utilizados são extensões mais simples do Modelo Padrão das partículas elementares. A sensibilidade dos experimentos futuros na busca por ALPs e fótons escuros foi analisada. Nos dois casos, o ponto de partida foi o acoplamento efetivo destas a fótons ou mistura cinética com fótons, respectivamente. Os colisores envolvendo íons ultrarrelativísticos fornecem um grande fluxo de fótons quase-reais que escala com Z^2 . Portanto, analisamos a produção de ALPs em colisões elétron-íon e íon-íon, bem como a produção de fótons escuros em colisões elétron-íon para os processos tipo-Compton. A fenomenologia derivada destes modelos permite fazer estimativas das taxas de eventos e entender quais são os principais processos de background. Analisamos as sensibilidades dos colisores eA propostos EIC, JLEIC, LHeC, tanto quanto os colisores futuros e atuais que medem colisões ultraperiféricas de íons pesados no RHIC e LHC. Além disso, a dissertação contém uma breve revisão sobre matéria escura, o modelo padrão cosmológico e de partículas, bem como o status atual da busca por ALPs e fótons escuros no contexto de colisores.

No Capítulo 1, a Introdução, apresentamos uma breve introdução aos temas de matéria escura, delineamos quais são as suas principais características e os métodos observacionais mais comuns. Não foi nosso intuito disponibilizar uma revisão detalhada desses temas, pois o objetivo principal era analisar a fenomenologia de candidatos associados ao setor escuro. Também fizemos um breve resumo sobre as estratégias atuais para testar a existência e composição do setor escuro. Demos um enfoque sobre a classificação de possíveis conexões, denominadas de portais, com o mundo visível através dos quais o setor escuro se manifesta. Mencionamos rapidamente os portais vetoriais, pseudoescalares e de neutrinos, bem como o portal de Higgs. Discutimos rapidamente os testes observacionais, com ênfase em aceleradores. No próximo capítulo, o Capítulo 2, revisitamos brevemente o Modelo Padrão (SM) da física de partículas e o modelo padrão cosmológico. Neste último, apresentamos rapidamente a evolução térmica das partículas de matéria escura e sua solução, com o objetivo de apresentar a sua abundância de relíquia. Fica claro, neste contexto, por que as partículas massivas fracamente interagentes (WIMPs) são os candidatos usuais para matéria escura.

No Capítulo 3, especializamos para o caso da produção de ALPs e fótons escuros. Mostramos resumidamente os modelos mais simples que embasam a fenomenologia correspondente. O conceito teórico de áxions foi discutido no contexto do problema CP na QCD

e sua generalização para partículas tipo-áxion. Apresentamos o panorama experimental de suas buscas e os limites em sua massa e acoplamentos com fótons. No caso dos fótons escuros, a ênfase foi no modelo mínimo onde o setor escuro é representado por apenas um único grupo de calibre extra. A fenomenologia pertinente é apresentada nesta hipótese de mediador vetorial, discutida em termos da massa do fóton escuro e do parâmetro de mistura cinética.

Nos Capítulos 4 e 5, expomos os dois estudos realizados na dissertação: a produção direta de ALPs em colisões elétron-íon e íon-íon, e a produção de fótons escuros em colisões lépton-íon. Nestes capítulos, investigamos os modelos mínimos utilizando os altos fluxos de fótons disponibilizados pelos íons ultrarrelativísticos. Exploramos a viabilidade na busca por essas partículas propostas para o setor escuro e delimitamos o espaço de parâmetros dos modelos para a procura em colisores. Em especial, para o caso de fótons escuros, estudamos com mais detalhes a sensibilidade do colisor proposto LHeC. As limitações e incertezas teóricas dos modelos foram discutidas nestes capítulos. Os resultados apresentados nestes capítulos foram publicados em revistas de circulação internacional com revisão por pares nas referências [52] e [53].

Ao longo do trabalho, exploramos modelos fenomenológicos para partículas do setor escuro e testamos a viabilidade desses modelos por meio da pesquisa direta deles em experimentos de colisões lépton-íon e íon-íon. Investigamos também se esses modelos podem levar a taxas de eventos relevantes e que possam ser observadas em colisores futuros. Estudar esses modelos de setor escuro será interessante, pois pode enriquecer a física da matéria escura e fornecer uma melhor compreensão da evolução do nosso Universo. Devemos lembrar que existe a possibilidade de que a matéria escura possa ser multicomponente na natureza. A abundância de relíquia de matéria escura nos modelos multicomponentes é calculada resolvendo equações de Boltzmann acopladas para os candidatos que constituem o modelo. Modelos de matéria escura não térmica também são considerados na literatura para explicar a auto-interação da matéria escura. Em perspectiva futura, faz-se necessário estudar esses modelos de ALPs e fótons diretos acima mencionados em maiores detalhes, incluindo cortes cinemáticos para uma eliminação mais eficiente do background e estudar modelos mais complexos para a produção dessas partículas. Na mesma linha de investigação, a produção de ALPs nas interações fóton-fóton é promissora, dadas as melhorias na detecção desse tipo de evento no LHC através da identificação (tagging) dos prótons em colisões pp e pA nos espalhamentos luz-por-luz. Além disso, os prospectos de detecção das partículas do setor escuro nos colisores elétron-pósitron ou de múons futuros, como é caso do International Linear Collider (ILC) [166] e as análises feitas pela International Muon Collider Collaboration [167], são promissores.

Referências

- [1] Sarah Charley. Voyage into the dark sector, 2018. Artwork by Sandbox Studio, Chicago with Ana Kova.
- [2] A. Arbey and F. Mahmoudi. Dark matter and the early Universe: a review. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 119:103865, 2021.
- [3] Gianfranco Bertone and Dan Hooper. History of dark matter. *Rev. Mod. Phys.*, 90(4):045002, 2018.
- [4] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6:110–127, 1933.
- [5] Horace W. Babcock. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, 498:41–51, January 1939.
- [6] J. H. Jeans. The dynamical theory of gases. *Nature*, 117:299, 1926.
- [7] T. L. Hill. *Statistical Mechanics*. Addison-Wesley Publishing Company, INC, 956.
- [8] C. Jones and W. Forman. The structure of clusters of galaxies observed with Einstein. *Astrophysical Journal*, 276:38–55, January 1984.
- [9] Vera C. Rubin and Jr. Ford, W. Kent. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophysical Journal*, 159:379, February 1970.
- [10] V. C. Rubin, Jr. Ford, W. K., and N. Thonnard. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa -> Sc. *Astrophysical Journal*, 225:L107–L111, November 1978.
- [11] V. C. Rubin, Jr. Ford, W. K., and N. Thonnard. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 (R=4kpc) to UGC 2885 (R=122kpc). *Astrophysical Journal*, 238:471–487, June 1980.
- [12] Albert Einstein. On The influence of gravitation on the propagation of light. *Annalen Phys.*, 35:898–908, 1911.
- [13] Albert Einstein. Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science*, 84(2188):506–507, December 1936.
- [14] R. Sadat. Clusters of galaxies and mass estimates. *ASP Conf. Ser.*, 126:349, 1997.

-
- [15] Rocco Piffaretti and Riccardo Valdarnini. Total mass biases in X-ray galaxy clusters. *Astron. Astrophys.*, 491:71, 2008.
- [16] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J. Lett.*, 648:L109–L113, 2006.
- [17] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, 142:419–421, July 1965.
- [18] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, John C. Mather, R. A. Shafer, and E. L. Wright. The Cosmic Microwave Background spectrum from the full COBE FIRAS data set. *Astrophys. J.*, 473:576, 1996.
- [19] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, and D. T. Wilkinson. Cosmic Black-Body Radiation. *Astrophys. J.*, 142:414–419, 1965.
- [20] Planck Collaboration. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 641:A6, September 2020.
- [21] Gianfranco Bertone and Tim Tait, M. P. A new era in the search for dark matter. *Nature*, 562(7725):51–56, 2018.
- [22] Valerio Marra, Rogerio Rosenfeld, and Riccardo Sturani. Observing the dark sector. *Universe*, 5(6):137, 2019.
- [23] Jonathan L. Feng. Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 48:495–545, 2010.
- [24] Christopher Arzt. Reduced effective Lagrangians. *Phys. Lett. B*, 342:189–195, 1995.
- [25] Brian Batell, Nikita Blinov, Christopher Hearty, and Robert McGehee. Exploring Dark Sector Portals with High Intensity Experiments. In *Snowmass 2021*, 7 2022.
- [26] Bob Holdom. Two U(1)’s and Epsilon Charge Shifts. *Phys. Lett. B*, 166:196–198, 1986.
- [27] R. D. Peccei. The Strong CP problem and axions. *Lect. Notes Phys.*, 741:3–17, 2008.
- [28] P. Serra, F. Zalamea, A. Cooray, G. Mangano, and A. Melchiorri. Constraints on neutrino – dark matter interactions from cosmic microwave background and large scale structure data, 2009.
- [29] Ryan J. Wilkinson, Céline Boehm, and Julien Lesgourgues. Constraining dark matter-neutrino interactions using the CMB and large-scale structure. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2014(05):011–011, may 2014.

-
- [30] Gianpiero Mangano, Alessandro Melchiorri, Paolo Serra, Asantha Cooray, and Marc Kamionkowski. Cosmological bounds on dark-matter-neutrino interactions. *Physical Review D*, 74(4), aug 2006.
- [31] Torsten Bringmann, Jasper Hasenkamp, and Jörn Kersten. Tight bonds between sterile neutrinos and dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2014(07):042–042, jul 2014.
- [32] Maxim Pospelov, Adam Ritz, and Mikhail B. Voloshin. Secluded WIMP Dark Matter. *Phys. Lett. B*, 662:53–61, 2008.
- [33] Gordan Krnjaic. Probing Light Thermal Dark-Matter With a Higgs Portal Mediator. *Phys. Rev. D*, 94(7):073009, 2016.
- [34] Scott W. Randall, Maxim Markevitch, Douglas Clowe, Anthony H. Gonzalez, and Marusa Bradac. Constraints on the Self-Interaction Cross-Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56. *Astrophys. J.*, 679:1173–1180, 2008.
- [35] David A. Buote, Tesla E. Jeltema, Claude R. Canizares, and Gordon P. Garmire. Chandra evidence for a flattened, triaxial dark matter halo in the elliptical galaxy ngc 720. *Astrophys. J.*, 577:183–196, 2002.
- [36] Emidio Gabrielli, Luca Marzola, Martti Raidal, and Hardi Veermäe. Dark matter and spin-1 milli-charged particles. *JHEP*, 08:150, 2015.
- [37] Emidio Gabrielli, Luca Marzola, Edoardo Milotti, and Hardi Veermäe. Polarization observables for millicharged particles in photon collisions. *Phys. Rev. D*, 94(9):095014, 2016. [Erratum: Phys.Rev.D 95, 119903 (2017)].
- [38] Stefania Gori et al. Dark Sector Physics at High-Intensity Experiments. *eprint arXiv:2209.04671*, 9 2022.
- [39] Peter W. Graham, Igor G. Irastorza, Steven K. Lamoreaux, Axel Lindner, and Karl A. van Bibber. Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 65:485–514, 2015.
- [40] Matt Graham, Christopher Hearty, and Mike Williams. Searches for Dark Photons at Accelerators. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 71:37–58, 2021.
- [41] Andrea Caputo, Alexander J. Millar, Ciaran A. J. O’Hare, and Edoardo Vitagliano. Dark photon limits: A handbook. *Phys. Rev. D*, 104(9):095029, 2021.
- [42] M. Fabbrichesi, E. Gabrielli, and B. Mele. Hunting down massless dark photons in kaon physics. *Phys. Rev. Lett.*, 119(3):031801, 2017.

- [43] D. Barducci, M. Fabbrichesi, and E. Gabrielli. Neutral Hadrons Disappearing into the Darkness. *Phys. Rev. D*, 98(3):035049, 2018.
- [44] Indrani Chakraborty, Himadri Roy, and Tripurari Srivastava. Searches for heavy neutrinos at multi-TeV muon collider : a resonant leptogenesis perspective. *European Physical Journal C*, 83(4):280, April 2023.
- [45] J. Baglio and C. Weiland. Searching for heavy neutrinos with WWH production. In *International Workshop on Future Linear Colliders*, 2 2019.
- [46] A. Gutierrez-Rodriguez, M. Koksál, A. A. Billur, and M. A. Hernandez-Ruiz. Studies on the anomalous magnetic and electric dipole moments of the tau-neutrino in pp collisions at the LHC. *Eur. Phys. J. A*, 55(8):139, 2019.
- [47] Xibo Zhang and Jun Ye. Precision measurement and frequency metrology with ultracold atoms. *National Science Review*, 3(2):189–200, 03 2016.
- [48] Rouven Essig et al. Working Group Report: New Light Weakly Coupled Particles. In *Snowmass 2013: Snowmass on the Mississippi*, 10 2013.
- [49] Jim Alexander et al. Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report. In *Dark Sectors 2016 Workshop*, 8 2016.
- [50] M. S. Safronova, D. Budker, D. DeMille, Derek F. Jackson Kimball, A. Derevianko, and Charles W. Clark. Search for new physics with atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.*, 90:025008, Jun 2018.
- [51] Cristiane de Paula Oliveira. Estudo da produção de partículas tipo-áxion nas colisões de íons pesados, 2019. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharel em Física), UFRGS (Universidade Federal do Rio Grande do Sul), Porto Alegre, Brasil (<http://hdl.handle.net/10183/206658>).
- [52] C. P. Oliveira, D. Hadjimichef, and M. V. T. Machado. Production of the axion-like particles on electron–nucleus and ultraperipheral heavy ion collisions. *J. Phys. G*, 48(8):085005, 2021.
- [53] C. P. Oliveira, D. Hadjimichef, and M. V T. Machado. Compton-like dark photon production in electron–nucleus collisions. *J. Phys. G*, 49(3):035001, 2022.
- [54] Viatcheslav Mukhanov. *Physical Foundations of Cosmology*. Cambridge University Press, 2005.
- [55] Scott Dodelson. *Modern Cosmology*. Academic Press, Amsterdam, 2003.
- [56] Hans C. Ohanian and Remo Ruffini. *Gravitation and Spacetime*. Cambridge University Press, 3 edition, 2013.

- [57] Lars Bergström. Nonbaryonic dark matter: Observational evidence and detection methods. *Rept. Prog. Phys.*, 63:793, 2000.
- [58] V. A. Rubakov. Cosmology and dark matter. *CERN Yellow Rep. School Proc.*, 5:129, 2022.
- [59] Igor Tkachev. Cosmology and Dark Matter. In *2016 European School of High-Energy Physics*, volume 5, pages 259–294, 2017.
- [60] Mary K. Gaillard, Paul D. Grannis, and Frank J. Sciulli. The standard model of particle physics. *Rev. Mod. Phys.*, 71:S96–S111, Mar 1999.
- [61] Cliff Burgess and Guy Moore. *The Standard Model: A Primer*. Cambridge University Press, 2006.
- [62] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8), 08 2022. 083C01.
- [63] Vid Oberki and Jernej F. Kamenik. The strong cp problem and axions seminar. In , 2017.
- [64] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, Jun 1977.
- [65] David J. E. Marsh. Axion Cosmology. *Phys. Rept.*, 643:1–79, 2016.
- [66] David J. E. Marsh. Axions and ALPs: a very short introduction. In *Proceedings, 13th Patras Workshop on Axions, WIMPs and WISPs, (PATRAS 2017): Thessaloniki, Greece, 15 May 2017 - 19, 2017*, pages 59–74, 2018.
- [67] Scott Dodelson. 1 - the standard model and beyond. In Scott Dodelson, editor, *Modern Cosmology*, pages 1 – I. Academic Press, Burlington, 2003.
- [68] Pierre Sikivie. Axion Cosmology. *Lect. Notes Phys.*, 741:19–50, 2008. [,19(2006)].
- [69] R. D. Peccei. The Strong CP Problem. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 3:503–551, 1989.
- [70] Martin Bauer, Mathias Heiles, Matthias Neubert, and Andrea Thamm. Axion-Like Particles at Future Colliders. *Eur. Phys. J.*, C79(1):74, 2019.
- [71] Georg G. Raffelt. Astrophysical axion bounds. *Lect. Notes Phys.*, 741:51–71, 2008. [,51(2006)].
- [72] Leanne D Duffy and Karl van Bibber. Axions as dark matter particles. *New Journal of Physics*, 11(10):105008, oct 2009.

-
- [73] P. Sikivie. Axions, domain walls, and the early universe. *Phys. Rev. Lett.*, 48:1156–1159, Apr 1982.
- [74] Nima Arkani-Hamed, Douglas P. Finkbeiner, Tracy R. Slatyer, and Neal Weiner. A theory of dark matter. *Phys. Rev. D*, 79:015014, Jan 2009.
- [75] Maxim Pospelov and Adam Ritz. Astrophysical Signatures of Secluded Dark Matter. *Phys. Lett. B*, 671:391–397, 2009.
- [76] Dan Hooper, Neal Weiner, and Wei Xue. Dark Forces and Light Dark Matter. *Phys. Rev. D*, 86:056009, 2012.
- [77] Alessandra Filippi and Marzio De Naponi. Searching in the dark: the hunt for the dark photon. *Rev. Phys.*, 5:100042, 2020.
- [78] James D. Bjorken, Rouven Essig, Philip Schuster, and Natalia Toro. New Fixed-Target Experiments to Search for Dark Gauge Forces. *Phys. Rev. D*, 80:075018, 2009.
- [79] Nima Arkani-Hamed and Neal Weiner. LHC Signals for a SuperUnified Theory of Dark Matter. *JHEP*, 12:104, 2008.
- [80] Rouven Essig, Jared Kaplan, Philip Schuster, and Natalia Toro. On the Origin of Light Dark Matter Species. *eprint arXiv:1004.0691*, 4 2010.
- [81] Matthew Baumgart, Clifford Cheung, Joshua T. Ruderman, Lian-Tao Wang, and Itay Yavin. Non-Abelian Dark Sectors and Their Collider Signatures. *JHEP*, 04:014, 2009.
- [82] Mark Goodsell, Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. Naturally Light Hidden Photons in LARGE Volume String Compactifications. *JHEP*, 11:027, 2009.
- [83] Mark Goodsell and Andreas Ringwald. Light Hidden-Sector U(1)s in String Compactifications. *Fortsch. Phys.*, 58:716–720, 2010.
- [84] Michele Cicoli, Mark Goodsell, Joerg Jaeckel, and Andreas Ringwald. Testing String Vacua in the Lab: From a Hidden CMB to Dark Forces in Flux Compactifications. *JHEP*, 07:114, 2011.
- [85] Kiwoon Choi, Sang Hui Im, and Chang Sub Shin. Recent progress in the physics of axions and axion-like particles. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 71(1):225–252, Sep 2021.
- [86] Luca Di Luzio, Maurizio Giannotti, Enrico Nardi, and Luca Visinelli. The landscape of qcd axion models. *Physics Reports*, 870:1–117, Jul 2020.

-
- [87] Giorgio Galanti. Axion-like particles and high energy astrophysics, 2019.
- [88] Ken Mimasu and Verónica Sanz. Alps at colliders, 2015.
- [89] Javad Ebadi, Sara Khatibi, and Mojtaba Mohammadi Najafabadi. New probes for axionlike particles at hadron colliders. *Physical Review D*, 100(1), Jul 2019.
- [90] M.B. Gavela, J.M. No, V. Sanz, and J.F. de Trocóniz. Nonresonant searches for axionlike particles at the lhc. *Physical Review Letters*, 124(5), Feb 2020.
- [91] Gholamhossein Haghighat, Daruosh Haji Raissi, and Mojtaba Mohammadi Najafabadi. New collider searches for axionlike particles coupling to gluons. *Phys. Rev. D*, 102(11):115010, 2020.
- [92] V. P. Goncalves and W. K. Sauter. Exclusive axionlike particle production by gluon – induced interactions in hadronic collisions. *Phys. Lett. B*, 811:135981, 2020.
- [93] Jonathan L. Feng, Iftah Galon, Felix Kling, and Sebastian Trojanowski. Axionlike particles at FASER: The LHC as a photon beam dump. *Phys. Rev. D*, 98(5):055021, 2018.
- [94] J. de Blas et al. The CLIC Potential for New Physics. *eprint arXiv:1812.02093*, 3/2018, 12 2018.
- [95] F. Abudinén et al. Search for Axion-Like Particles produced in e^+e^- collisions at Belle II. *Phys. Rev. Lett.*, 125(16):161806, 2020.
- [96] S. C. İnan and A. V. Kisselev. A search for axion-like particles in light-by-light scattering at the CLIC. *JHEP*, 06:183, 2020.
- [97] Simon Knapen, Tongyan Lin, Hou Keong Lou, and Tom Melia. Searching for Axionlike Particles with Ultraperipheral Heavy-Ion Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 118(17):171801, 2017.
- [98] V. P. Goncalves and B. D. Moreira. Dark photons from pions produced in ultraperipheral $PbPb$ collisions. *Phys. Lett. B*, 808:135635, 2020.
- [99] R. O. Coelho, V. P. Goncalves, D. E. Martins, and M. S. Rangel. Production of axionlike particles in $PbPb$ collisions at the LHC, HE–LHC and FCC: A phenomenological analysis. *Phys. Lett. B*, 806:135512, 2020.
- [100] C. Baldenegro, S. Hassani, C. Royon, and L. Schoeffel. Extending the constraint for axion-like particles as resonances at the LHC and laser beam experiments. *Phys. Lett. B*, 795:339–345, 2019.

-
- [101] Cristian Baldenegro, Sylvain Fichet, Gero von Gersdorff, and Christophe Royon. Searching for axion-like particles with proton tagging at the LHC. *JHEP*, 06:131, 2018.
- [102] Simon Knapen, Tongyan Lin, Hou Keong Lou, and Tom Melia. Searching for axionlike particles with ultraperipheral heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 118:171801, Apr 2017.
- [103] Morad Aaboud et al. Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC. *Nature Phys.*, 13(9):852–858, 2017.
- [104] Georges Aad et al. Observation of light-by-light scattering in ultraperipheral Pb+Pb collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. Lett.*, 123(5):052001, 2019.
- [105] Albert M Sirunyan et al. Evidence for light-by-light scattering and searches for axion-like particles in ultraperipheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. *Phys. Lett. B*, 797:134826, 2019.
- [106] Georges Aad et al. Measurement of light-by-light scattering and search for axion-like particles with 2.2 nb⁻¹ of Pb+Pb data with the ATLAS detector. *JHEP*, 11:050, 2021.
- [107] Yi Yang and Cheng-Wei Lin. Search for axion(-like) particles in heavy-ion collisions. *JHEP*, 07:082, 2022.
- [108] Babette Döbrich, Joerg Jaeckel, Felix Kahlhoefer, Andreas Ringwald, and Kai Schmidt-Hoberg. ALPtraum: ALP production in proton beam dump experiments. *JHEP*, 02:018, 2016.
- [109] Lucian Harland-Lang, Joerg Jaeckel, and Michael Spannowsky. A fresh look at ALP searches in fixed target experiments. *Phys. Lett. B*, 793:281–289, 2019.
- [110] Daniel Aloni, Cristiano Fanelli, Yotam Soreq, and Mike Williams. Photoproduction of Axionlike Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 123(7):071801, 2019.
- [111] Eduardo Cortina Gil et al. The Beam and detector of the NA62 experiment at CERN. *JINST*, 12(05):P05025, 2017.
- [112] J. Bernhard. Status and Plans for the NA64 Experiment. *J. Phys. Conf. Ser.*, 1468(1):012023, 2020.
- [113] D. Banerjee et al. Search for Axionlike and Scalar Particles with the NA64 Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 125(8):081801, 2020.
- [114] R. R. Dusaev, D. V. Kirpichnikov, and M. M. Kirsanov. Photoproduction of axionlike particles in the NA64 experiment. *Phys. Rev. D*, 102(5):055018, 2020.

- [115] A. Accardi et al. Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier: Understanding the glue that binds us all. *Eur. Phys. J. A*, 52(9):268, 2016.
- [116] J. L. Abelleira Fernandez et al. A Large Hadron Electron Collider at CERN: Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector. *J. Phys. G*, 39:075001, 2012.
- [117] Frederick Bordry, Michael Benedikt, Oliver Brüning, John Jowett, Lucio Rossi, Daniel Schulte, Steinar Stapnes, and Frank Zimmermann. Machine Parameters and Projected Luminosity Performance of Proposed Future Colliders at CERN. *eprint arXiv:1810.13022*, 10 2018.
- [118] Spencer Klein and Peter Steinberg. Photonuclear and Two-photon Interactions at High-Energy Nuclear Colliders. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 70:323–354, 2020.
- [119] Gerhard Baur, Kai Hencken, Dirk Trautmann, Serguei Sadovsky, and Yuri Kharlov. Coherent gamma gamma and gamma-A interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. *Phys. Rept.*, 364:359–450, 2002.
- [120] A. J. Baltz. The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC. *Phys. Rept.*, 458:1–171, 2008.
- [121] Carlos A. Bertulani, Spencer R. Klein, and Joakim Nystrand. Physics of ultraperipheral nuclear collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 55:271–310, 2005.
- [122] Joerg Jaeckel and Michael Spannowsky. Probing MeV to 90 GeV axion-like particles with LEP and LHC. *Phys. Lett. B*, 753:482–487, 2016.
- [123] Howard Georgi, David B. Kaplan, and Lisa Randall. Manifesting the Invisible Axion at Low-energies. *Phys. Lett. B*, 169:73–78, 1986.
- [124] Daniel Aloni, Yotam Soreq, and Mike Williams. Coupling QCD-Scale Axionlike Particles to Gluons. *Phys. Rev. Lett.*, 123(3):031803, 2019.
- [125] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, and V. G. Serbo. The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. *Phys. Rept.*, 15:181–281, 1975.
- [126] Todd Satogata and Yuhong Zhang. JLEIC - A Polarized Electron-Ion Collider at Jefferson Lab. *ICFA Beam Dyn. Newslett.*, 74:92–182, 2018.
- [127] Chong-Xing Yue, Ming-Ze Liu, and Yu-Chen Guo. Searching for axionlike particles at future *ep* colliders. *Phys. Rev. D*, 100(1):015020, 2019.
- [128] Spencer R. Klein. Ultra-peripheral Collisions at RHIC: An Experimental Overview. *eprint arXiv:1502.06662*, 2 2015.

-
- [129] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze, and M. G. Ryskin. Exclusive LHC physics with heavy ions: SuperChic 3. *Eur. Phys. J. C*, 79(1):39, 2019.
- [130] Paul Langacker. The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons. *Rev. Mod. Phys.*, 81:1199–1228, 2009.
- [131] Bogdan A. Dobrescu. B-L mediated supersymmetry breaking. *Phys. Lett. B*, 403:285–290, 1997.
- [132] Bogdan A. Dobrescu. Massless gauge bosons other than the photon. *Phys. Rev. Lett.*, 94:151802, 2005.
- [133] Durmus A. Demir, Gordon L. Kane, and Ting T. Wang. The Minimal U(1)' extension of the MSSM. *Phys. Rev. D*, 72:015012, 2005.
- [134] A. L. Dos Santos and D. Hadjimichef. Astrophysical aspects of milli-charged dark matter in a Higgs–Stueckelberg model. *Mod. Phys. Lett. A*, 30(18):1550089, 2015.
- [135] Marco Fabbrichesi, Emidio Gabrielli, and Gaia Lanfranchi. The Dark Photon. *eprint arXiv:2005.01515*, 5 2020.
- [136] Roel Aaij et al. Search for Dark Photons Produced in 13 TeV pp Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 120(6):061801, 2018.
- [137] Roel Aaij et al. Search for $A' \rightarrow \mu^+\mu^-$ Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 124(4):041801, 2020.
- [138] Albert M Sirunyan et al. Search for a Narrow Resonance Lighter than 200 GeV Decaying to a Pair of Muons in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = \text{TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 124(13):131802, 2020.
- [139] Jonathan L. Feng, Iftah Galon, Felix Kling, and Sebastian Trojanowski. ForwArd Search ExpeRiment at the LHC. *Phys. Rev. D*, 97(3):035001, 2018.
- [140] Akitaka Ariga et al. FASER's physics reach for long-lived particles. *Phys. Rev. D*, 99(9):095011, 2019.
- [141] David Curtin et al. Long-Lived Particles at the Energy Frontier: The MATHUSLA Physics Case. *Rept. Prog. Phys.*, 82(11):116201, 2019.
- [142] Vladimir V. Gligorov, Simon Knapen, Michele Papucci, and Dean J. Robinson. Searching for Long-lived Particles: A Compact Detector for Exotics at LHCb. *Phys. Rev. D*, 97(1):015023, 2018.
- [143] Monica D'Onofrio, Oliver Fischer, and Zeren Simon Wang. Searching for Dark Photons at the LHeC and FCC-he. *Phys. Rev. D*, 101(1):015020, 2020.

-
- [144] Philip Ilten, Yotam Soreq, Mike Williams, and Wei Xue. Serendipity in dark photon searches. *JHEP*, 06:004, 2018.
- [145] Liangliang Su, Lei Wu, and Bin Zhu. Probing ultra-light dark photon from inverse Compton-like scattering. *Phys. Rev. D*, 105(5):055021, 2022.
- [146] L. B. Okun. LIMITS OF ELECTRODYNAMICS: PARAPHOTONS? *Sov. Phys. JETP*, 56:502, 1982.
- [147] Peter Galison and Aneesh Manohar. TWO Z's OR NOT TWO Z's? *Phys. Lett. B*, 136:279–283, 1984.
- [148] Sarah Andreas, Carsten Niebuhr, and Andreas Ringwald. New Limits on Hidden Photons from Past Electron Beam Dumps. *Phys. Rev. D*, 86:095019, 2012.
- [149] D. Alesini et al. IRIDE White Book, An Interdisciplinary Research Infrastructure based on Dual Electron linacs&lasers. *eprint arXiv:1307.7967*, 7 2013.
- [150] G. I. Gakh, M. I. Konchatnij, and N. P. Merenkov. Photoproduction of Triplets on Free Electrons and the Search for the Dark Photon. *J. Exp. Theor. Phys.*, 127(2):279–298, 2018.
- [151] Stanley J. Brodsky, Emil Mottola, Ivan J. Muzinich, and Mark Soldate. LASER INDUCED AXION PHOTOPRODUCTION. *Phys. Rev. Lett.*, 56:1763, 1986. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 57, 502 (1986)].
- [152] Sankha S. Chakrabarty and Igal Jaeglé. Search for dark photon, axion-like particles, dark scalar, or light dark matter in Compton-like processes. *eprint arXiv:1903.06225*, 3 2019.
- [153] Shang Wang, Changbo Fu, De-Chang Dai, Hongwei Wang, Gongtao Fan, Xiguang Cao, and Yugang Ma. Searching for dark matter particles using Compton scattering. *Chin. Phys. C*, 45(9):093001, 2021.
- [154] Sreemanti Chakraborti, Jonathan L. Feng, James K. Koga, and Mauro Valli. Gamma factory searches for extremely weakly interacting particles. *Phys. Rev. D*, 104(5):055023, 2021.
- [155] M. Battaglieri et al. Dark Matter Search in a Beam-Dump EXperiment (BDX) at Jefferson Lab – 2018 Update to PR12-16-001. *eprint arXiv: 1910.03532*, 10 2019.
- [156] Yung-Su Tsai. AXION BREMSSTRAHLUNG BY AN ELECTRON BEAM. *Phys. Rev. D*, 34:1326, 1986.

-
- [157] Yu-Sheng Liu and Gerald A. Miller. Validity of the Weizsäcker-Williams approximation and the analysis of beam dump experiments: Production of an axion, a dark photon, or a new axial-vector boson. *Phys. Rev. D*, 96(1):016004, 2017.
- [158] Daniele P. Anderle et al. Electron-ion collider in China. *Front. Phys. (Beijing)*, 16(6):64701, 2021.
- [159] P. Agostini et al. The Large Hadron-Electron Collider at the HL-LHC. *J. Phys. G*, 48(11):110501, 2021.
- [160] Mauro Raggi and Venelin Kozhuharov. Results and perspectives in dark photon physics. *Riv. Nuovo Cim.*, 38(10):449–505, 2015.
- [161] Daniel Dercks, Jordy De Vries, Herbi K. Dreiner, and Zeren Simon Wang. R-parity Violation and Light Neutralinos at CODEX-b, FASER, and MATHUSLA. *Phys. Rev. D*, 99(5):055039, 2019.
- [162] Yung-Su Tsai. Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons. *Rev. Mod. Phys.*, 46:815, 1974. [Erratum: *Rev. Mod. Phys.* 49, 421–423 (1977)].
- [163] Magno V. T. Machado. Nuclear DVCS at small- x using the color dipole phenomenology. *Eur. Phys. J. C*, 59:769–776, 2009.
- [164] B. Z. Kopeliovich, Ivan Schmidt, and M. Siddikov. Shadowing in Compton scattering on nuclei. *Phys. Rev. D*, 81:094013, 2010.
- [165] V. P. Gonçalves and D. S. Pires. Deeply virtual Compton scattering at small- x in future Electron - Ion Colliders. *Phys. Rev. C*, 91(5):055207, 2015.
- [166] Alexander Aryshev et al. The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021. *eprint arXiv:2209.13128*, 3 2022.
- [167] Carlotta Accettura et al. Towards a Muon Collider. *eprint arXiv:2303.08533*, 3 2023.