

Cristiane de Paula Oliveira

**Estudo da produção de partículas tipo-áxion
nas colisões de íons pesados**

Porto Alegre, Brasil

2019

Cristiane de Paula Oliveira

Estudo da produção de partículas tipo-áxion nas colisões de íons pesados

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial para obtenção do título de Bacharela em Física.

Universidade Federal do Rio Grande do Sul – UFRGS

Instituto de Física

Orientador: Magno Valério Trindade Machado

Porto Alegre, Brasil

2019

Agradecimentos

Ao meu orientador, professor Magno, que acreditou em mim e aceitou me orientar.

Aos meus pais, Marilei e Pedro, sem seu apoio eu nunca teria chegado onde cheguei. Agradeço por sempre me incentivarem a fazer o que me deixasse feliz.

A minha psicóloga, Maitê, que me acompanhou durante boa parte da graduação e me fez perceber que as coisas não são tão ruins quanto eu imaginava.

A todos os meus amigos, em especial à “gurizada mais gurizão”: Grasielle, João Pedro, Anderson, Eduardo, Otávio e Érico; ao “grupo mó good vibes”: Daniela, Isadora, Stéfani, Júlio, Thais e Vitor. Outras pessoas que me deixam muito feliz por tê-las encontrado na física são Mônica, Roberta, Letícia e Lara.

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

Por fim, agradeço ao CNPq por minha bolsa de iniciação científica e à PRAE pelo auxílio financeiro.

Resumo

Áxions foram propostos historicamente como uma solução para o problema da simetria CP nas interações fortes fundamentais através do mecanismo de Peccei-Quinn. Weinberg e Wilczek, então, identificaram que este mecanismo dá origem a uma nova partícula pseudoescalar, o áxion QCD. As evidências experimentais contra os modelos iniciais para áxions associados à escala fraca levou a introdução de “áxions invisíveis”, os quais tornaram-se bons candidatos a matéria escura. O conceito inicial de áxion QCD foi generalizado para partículas tipo-áxion, as quais podem ser motivadas teoricamente por modelos de extensão do Modelo Padrão. O objetivo deste trabalho é o estudo teórico sobre a produção de partículas escalares e pseudoescalares produzidas em colisões de íons pesados através de fusão de fótons, como aquelas existentes no Large Hadron Collider (LHC) no modo Pb-Pb.

Palavras-chaves: áxion. aproximação de fótons equivalentes. colisões ultraperiferais de íons pesados.

Abstract

Axions have been proposed as a solution to the CP symmetry problem in the fundamental strong interactions through the Peccei-Quinn mechanism. Weinberg and Wilczek then identified that this mechanism gives rise to a new pseudo-scalar particle, the QCD axion. Experimental evidence against early models for weak-scale associated axions led to the introduction of “invisible axions”, which became good candidates for dark matter. The initial concept of the QCD axion was generalized to axionlike particles, which can be theoretically motivated by Standard Model extension models. The aim of this work is the theoretical study on the production of scalar and pseudo-scalar particles produced by photons fusion in heavy-ion collisions, such as those in the Large Hadron Collider (LHC) in Pb-Pb mode.

Key-words: axion. equivalent photon approximation. ultraperipheral heavy-ion collision.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	6
2	PRODUÇÃO DE ÁXIONS NA FUSÃO DE FÓTONS	11
2.1	Aproximação de fótons equivalentes	11
3	PRODUÇÃO DE ÁXIONS EM COLISÕES ULTRAPERIFERAIS DE ÍONS PESADOS	20
3.1	Seção de choque de Breit-Wigner	21
3.2	Aproximação de carga pontual	21
3.3	Aproximação de monopolo	22
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	26
5	PERSPECTIVAS FUTURAS	29
	REFERÊNCIAS	30

1 Introdução

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria que descreve a dinâmica das interações fortes entre quarks e glúons. 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. Porém, resultados experimentais mostravam que a simetria CP era respeitada com precisão extremamente alta pela interação forte. Esse problema ficou conhecido como problema CP forte. Em 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 vermos como o problema CP surge na interação forte, precisamos analisar como a lagrangiana da QCD se transforma frente à simetria CP. A lagrangiana da QCD é escrita da forma

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \bar{q}_j(i\gamma^\mu D_\mu - m_j)q_j, \quad (1.1)$$

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

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a. \quad (1.2)$$

As matrizes geradoras são definidas por $T_a = \frac{1}{2}\lambda_a$, onde λ_a são as matrizes de Gell-Mann¹.

A operação de paridade muda o sinal de todas as coordenadas espaciais, enquanto a coordenada temporal permanece inalterada, ou seja, 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

$$P\mathcal{L}(x)P^{-1} = \mathcal{L}(\tilde{x}). \quad (1.3)$$

Nesse caso, esperamos que a transformação de paridade nas novas coordenadas seja igual à lagrangiana nas coordenadas originais. Na QCD temos

$$Pq(x)P^{-1} = \eta_P\gamma_0q(\tilde{x}), \quad (1.4)$$

$$P\bar{q}(x)P^{-1} = \eta_P\bar{q}(\tilde{x})\gamma_0, \quad (1.5)$$

$$PG_0P^{-1} = G_0(\tilde{x}), \quad (1.6)$$

$$PG_iP^{-1} = -G_i(\tilde{x}), \quad (1.7)$$

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

A operação de conjugação de carga transforma uma partícula em sua antipartícula correspondente. A conjugação de carga não muda as coordenadas espaço-temporais,

sendo a única mudança induzida pelos campos. Se a lagrangiana da QCD é invariante à transformação de conjugação de carga, então

$$C\bar{q}qC^{-1} = \bar{q}q \quad (1.8)$$

$$C\bar{q}\gamma_\mu\frac{\lambda_a}{2}qC^{-1} = -\eta(a)\bar{q}\gamma_\mu\frac{\lambda_a}{2}q \quad (1.9)$$

$$CG_\mu^aC^{-1} = -\eta(a)G_\mu^a, \quad (1.10)$$

onde

$$\eta(a) = \begin{cases} +1 & \text{se } a = 1, 3, 4, 6, 8 \\ -1 & \text{se } a = 2, 5, 7. \end{cases} \quad (1.11)$$

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:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \frac{\theta_{QCD}g^2}{32\pi^2}G_{\mu\nu}^a\tilde{G}_a^{\mu\nu}, \quad (1.12)$$

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

$$\tilde{G}_a^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}G_a^{\alpha\beta}. \quad (1.13)$$

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

$$q \rightarrow \exp(i\beta\gamma^5)q, \quad (1.14)$$

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

$$\frac{g^3\beta}{16\pi^2}G_{\mu\nu}^aG_a^{\mu\nu}. \quad (1.15)$$

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

$$\mathcal{L}_a = \xi \frac{a}{f_a} \frac{g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (1.16)$$

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

A palavra “áxion” pode ter diversos sentidos. Ela foi cunhada inicialmente por Wilczek para nomear a partícula associada com a anomalia axial na QCD e na solução do problema CP forte de Peccei-Quinn². O áxion QCD adquire massa da quebra de simetria quiral da QCD, dando um modelo descrito por um único parâmetro: a constante de decaimento f_a , também chamada de escala de quebra de simetria U_{PC} . Na Teoria Quântica de Campos, o termo se aplica genericamente para bósons de Goldstone pseudoescalares da quebra espontânea de simetrias quirais globais, tipicamente dando 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 compactas³.

Desde a introdução do áxion QCD, percebeu-se que este seria um bom candidato à matéria escura. Com a generalização do termo para partículas tipo-áxion (ALPs), áxions passaram a ter um importante papel na compreensão de problemas cosmológicos, como a inflação, condições iniciais cosmológicas e a constante cosmológica⁴.

A matéria escura é um conceito familiar para astrônomos. Graças aos estudos sobre as curvas de rotação das galáxias, podemos ver que a matéria escura produz um potencial gravitacional que não pode ser explicado pela matéria visível. Na realidade, a diferença entre a matéria existente inferida pela gravidade e a matéria que vemos existe em quase todas as escalas observadas. A ideia mais popular é que a matéria escura é constituída por partículas elementares produzidas nos primórdios do Big Bang. Porém, nenhuma partícula do Modelo Padrão da física de partículas se encaixa no papel de ser estável, fria, e que se acopla tão fracamente⁵.

O áxion é uma partícula que interage muito fracamente e poderia ser produzida em quantidade suficiente para constituir a matéria escura. Neste caso, o áxion pode compor a densidade de energia de matéria escura fria, ou seja, que foi criada em repouso ou com dispersão de velocidades muito baixa. Os áxions também são efetivamente não-colisionais, ou seja, a única interação significativa a longo prazo é a gravitacional⁶.

Áxions também podem ser úteis para estudar a bariogênese graças ao seu papel na violação CP⁷, já que o Modelo Padrão também não propõe nenhuma maneira de resolver o problema da assimetria entre matéria e antimatéria em favor de bárions, em vez de antibárions.

Existem algumas tentativas de detecção direta dos áxions de matéria escura, como é o caso do experimento *Axion Dark Matter eXperiment* (ADMX). O áxion de matéria escura entra numa cavidade, onde ele interage com um campo magnético, e se converte em um fóton que é então detectado. A geometria dessa cavidade é construída de forma que essa conversão é ressonante, de modo a aumentar a taxa de conversão⁸.

Emissão de áxions é uma das formas propostas de perda de energia de estrelas e supernovas. As propriedades observadas de estrelas podem ser usadas para limitar a existência desse canal, e os áxions emitidos podem ser procurados. Os limites astrofísicos estelares se aplicam independente se o áxion é matéria escura ou não, porque neste caso os áxions são produzidos diretamente e não dependem de uma população cósmica⁹.

A massa m_a e a constante de acoplamento f_a do áxion ainda são matéria de discussão teórica¹⁰. O áxion original postulado por Peccei e Quinn teria a massa da ordem de 100 keV. Modelos cosmológicos baseados em observações colocam um valor de $m_a \sim 6 \mu\text{eV}$. O experimento ADMX está trabalhando para encontrar áxions com massa da ordem de $m_a \sim 2 \mu\text{eV}$. Os limites astronômicos obtidos por observações indiretas são de $10^{-3} \text{ eV} < m_a < 2 \text{ eV}$ ¹¹. Na figura, 1, vemos os intervalos para a massa do áxion e constante de decaimento inferidas por diversos métodos.

Se o áxion for definitivamente descoberto, ele finalmente 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 componente da matéria escura da Galáxia, respondendo a questão sobre o que constitui a forma predominante de matéria no nosso universo¹². Na próxima seção, analisaremos a produção de áxions em aceleradores terrestres.

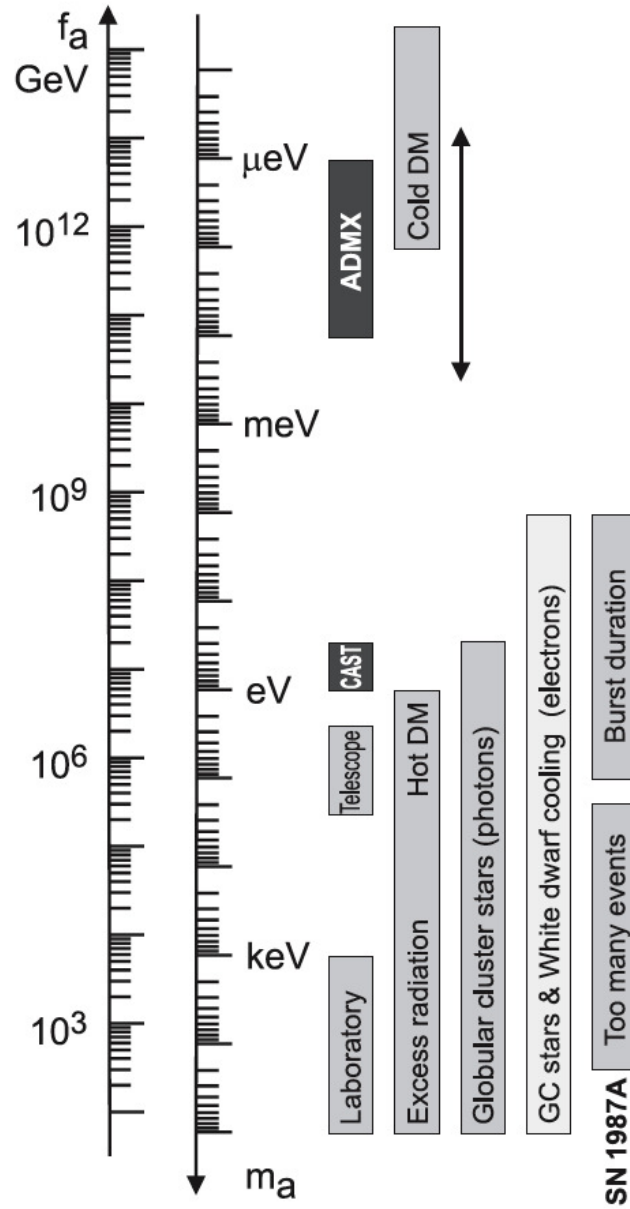


Figura 1 – Restrições para a massa do áxion m_a e constante de decaimento f_a advindas das observações astrofísicas, cosmológicas, e experimentos de laboratório¹¹.

2 Produção de áxions na fusão de fótons

Nesta seção, revisaremos o formalismo de fótons equivalentes produzidos por hádrons carregados ou íons pesados. Essa quantidade será um dos ingredientes para obtermos a seção de produção de áxions nos modos próton-próton e íon-íon no Large Hadron Collider (LHC). Investigaremos a interação eletromagnética dos mesmos, que é dominante para suas interações em grande parâmetro de impacto do espalhamento. Nosso foco será na colisão de íons pesados relativísticos, que serão as fontes das nuvens de fótons quase-reais que darão origem à produção de áxions via a fusão dos mesmos, $\gamma\gamma \rightarrow a$.

2.1 Aproximação de fótons equivalentes

A aproximação de fótons equivalentes é uma alternativa semi-clássica padrão para as regras de Feynman para o cálculo das seções de choque da interação eletromagnética. Nessa abordagem, o intenso campo eletromagnético é uma fonte de fótons que pode induzir reações em colisões íon-íon¹³.

Em 1924, Fermi introduziu uma correspondência entre o campo eletromagnético da luz e o de uma partícula carregada. Independentemente, Weizsäcker e Williams generalizaram o método de Fermi para o caso relativístico. Esse método se baseia no fato de que os campos de uma partícula carregada se movendo rapidamente são similares aos campos de um pulso de radiação. O campo eletromagnético em torno de um íon pesado é muito intenso, devido à ação coerente de todos os fótons no núcleo.

O intenso campo eletromagnético pode ser visto como uma nuvem de fótons que podem ser chamados de “equivalente”. Durante a colisão de dois íons, esses fótons podem colidir entre si ou com outros núcleos.

Como neste trabalho vamos considerar a descrição de colisões ultraperiferais de íons pesados, o parâmetro de impacto deve ser maior que a soma dos raios dos dois núcleos ($b > R_1 + R_2$). O parâmetro de impacto é a distância entre os centros dos núcleos no plano transversal ao eixo de colisão.

Uma visão esquemática dos íons relativísticos se espalhando pode ser vista na figura 2. São mostrados íons de carga Ze se movendo rapidamente com $v \approx c$. Esses núcleos são contraídos pela contração de Lorentz-Fitzgerald.

O método dos fótons equivalentes é baseado em conceitos tanto clássicos quanto quânticos. Queremos determinar o número de fótons equivalentes $n(\omega)$, que é expresso

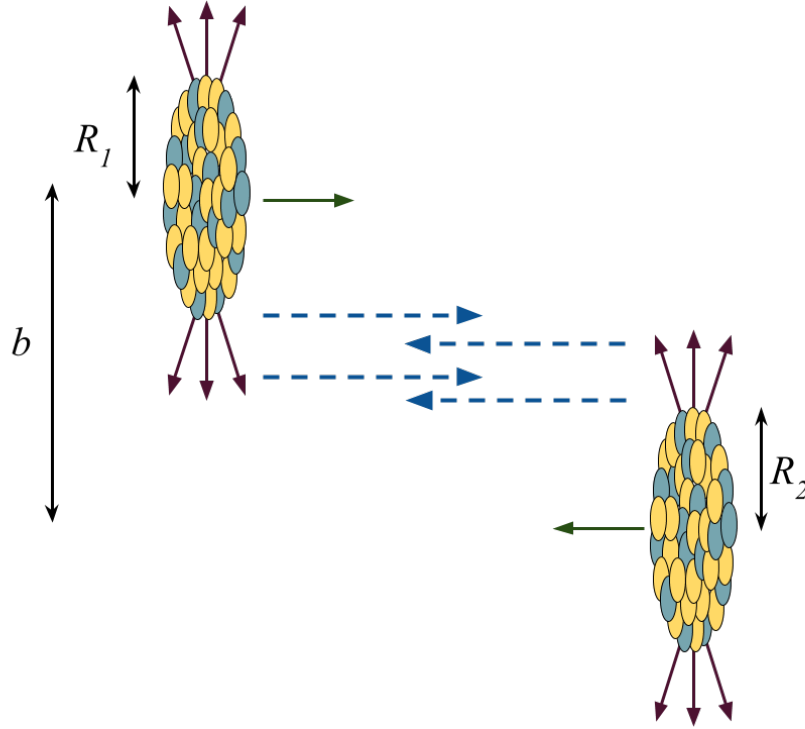


Figura 2 – Diagrama esquematizando o formalismo dos fótons equivalentes. Temos dois íons com raios R_1 e R_2 em rota de colisão com parâmetro de impacto $b > R_1 + R_2$. Essa condição garante que a colisão seja ultraperiférica e, portanto, quase-elástica. Próximo aos núcleos há um intenso campo eletromagnético que pelo formalismo dos fótons equivalentes podem ser descritos como pulsos de radiação.

pela equação

$$n(\omega) = \int_{R_{min}}^{\infty} 2\pi b db N(\omega, b), \quad (2.1)$$

onde $N(\omega, b)$ denota o fluxo de fótons equivalentes diferencial em relação à energia do fóton ω e o parâmetro de impacto b . A parte quântica envolve a descrição da interação entre o fóton emitido e a partícula alvo.

A seção de choque total para a colisão de dois fótons na reação $A_1 A_2 \rightarrow A_1 A_2 X$, onde um fóton tem energia ω_1 e outro energia ω_2 , e onde depois da colisão produz-se um estado final X tem a forma

$$\sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 A_2 X} = \int d\omega_1 d\omega_2 n(\omega_1) n(\omega_2) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(\omega_1, \omega_2). \quad (2.2)$$

Vamos derivar $N(\omega, b)$, que depende do parâmetro de impacto e energia do fóton. Para isso, precisamos determinar o espectro de frequência $I(\omega, b)$. Consideramos uma partícula de carga q , que no referencial K se move com uma velocidade $v \approx c$ ao longo do eixo z e passa por um ponto de observação P no referencial K com velocidade $v = \hat{z}v$. No referencial K' , a partícula está em repouso na origem.

Aqui, o ponto P pode ser considerado um ponto de interação com outra partícula. Em relação à origem de S , o ponto P está localizado nas coordenadas $(b, 0, 0)$, sendo que

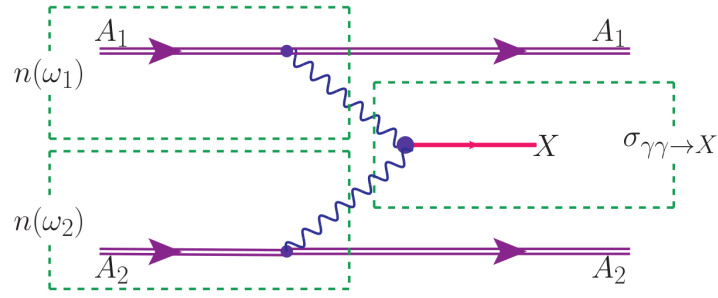


Figura 3 – Diagrama esquematizando a evolução temporal do processo, incluindo o fluxo de fótons equivalente em cada íon e a fusão de fótons produzindo a ressonância X ¹³.

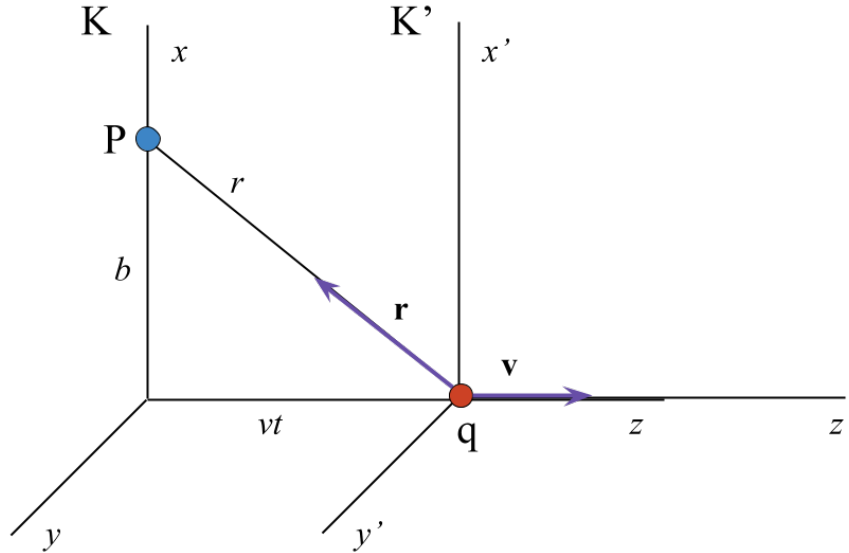


Figura 4 – Representação dos sistemas de coordenadas inerciais K e K' para descrição da carga q .

as coordenadas espaciais de q como função do tempo em S são $(0, 0, vt)$. Os referenciais K e K' coincidem no tempo $t = t' = 0$. O parâmetro de impacto b é a distância de menor aproximação entre q e P .

O campo elétrico \mathbf{E} e magnético \mathbf{B} podem ser obtidos pelos pelos potenciais eletromagnéticos

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

No referencial de repouso da carga, os potenciais são dados por:

$$\Phi'(r', t') = \frac{1}{4\pi} qr' e^{-mr'}, \quad \mathbf{A}' = 0. \quad (2.4)$$

Aqui, introduzimos uma massa m para o fóton, que será anulada nos resultados finais,

para evitar que o campo tenha intervalo infinito. Portanto, o campo tem a forma

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \nabla'\Phi' - \frac{\partial\mathbf{A}'}{\partial t'}, \\ &= \frac{r'}{r'} \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r'^2} (1 + mr') e^{-mr'}.\end{aligned}\quad (2.5)$$

Nota-se que no referencial de repouso da carga, o campo é puramente elétrico e nota-se ainda que estamos usando as unidades de Heaviside-Lorentz.

No ponto P , o campo elétrico tem componentes

$$\begin{cases} E'_x(r', t') = \frac{1}{4\pi} \frac{qb}{r'^3} (1 + mr') e^{-mr'}, \\ E'_y(r', t') = 0, \\ E'_z(r', t') = \frac{1}{4\pi} \frac{-qvt'}{r'^3} (1 + mr') e^{-mr'} \end{cases}\quad (2.6)$$

Aqui, $r' = r'(t') = \sqrt{b^2 + (vt')^2}$. As coordenadas temporais são

$$t' = \gamma(t - vz) = \gamma t. \quad (2.7)$$

A transformação do referencial S' para o S é dado por

$$\begin{cases} E_x = \gamma(E'_x + \beta B'_y), & \gamma(B'_x - \beta E'_y), \\ E_y = \gamma(E'_y - \beta B'_x), & \gamma(B'_y + \beta E'_x), \\ E_z = E'_z & B_z = B'_z \end{cases}\quad (2.8)$$

Então, o campo eletromagnético no ponto P no referencial S é

$$\begin{cases} E_x(r, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\gamma b}{r^3} (1 + mr) e^{-mr}, \\ E_z(r, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\gamma vt}{r^3} (1 + mr) e^{-mr}, \\ B_y(r, t) = \beta E_x. \end{cases}\quad (2.9)$$

Vemos que, nesse referencial, o campo eletromagnético tem uma componente magnética.

Aqui, introduzimos os invariantes de Lorentz

$$\begin{aligned}I_1 &= \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}, \\ I_2 &= \mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2.\end{aligned}\quad (2.10)$$

Nosso objetivo é substituir o campo eletromagnético por um pulso efetivo de ondas planas de radiação eletromagnética. Esse pulso deve satisfazer $I_1 = I_2 = 0$. Podemos ver que, quando $\beta \rightarrow 1$, temos de fato $\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{B} = 0$ e $\mathbf{E}_1^2 - \mathbf{B}^2 \rightarrow 0$. Vamos analisar agora o vetor de Poynting, densidade de fluxo de energia associada com o campo eletromagnético

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}. \quad (2.11)$$

O vetor de Poynting no eixo z , ou seja, a direção de movimento da carga ultrarrelativística, corresponde a um pulso estreito de radiação eletromagnética no ponto de observação P :

$$S_z = E_x B_y = \frac{q^2}{16\pi^2} \frac{\beta\gamma^2 b^2}{[b^2 + (\gamma vt)^2]^3} \left(1 + m\sqrt{b^2 + (\gamma vt)^2}\right)^2 e^{-2m\sqrt{b^2 + (\gamma vt)^2}}. \quad (2.12)$$

O método de Weizsäcker-Williams aproxima os campos \mathbf{B} e \mathbf{E} de uma carga relativística como pulsos de ondas eletromagnéticas planas. Esses pulsos são chamados de pulsos equivalentes. Nesse método, se assume que o efeito dos componentes de várias frequências da radiação equivalente se adiciona incoerentemente. Usando a equação que define a relação entre o vetor de Poynting e o espectro de frequência de cada pulso

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \int d^2b \cdot S(t, b) = \int_0^{\infty} d\omega \int d^2b I(\omega, b), \quad (2.13)$$

obtemos dois espectros de frequência

$$\begin{aligned} I_1(\omega, b) &= 2|E_x(\omega, b)|^2, \\ I_2(\omega, b) &= 2|E_z(\omega, b)|^2. \end{aligned} \quad (2.14)$$

A transformação de $E(t) \rightarrow E(\omega)$ é feita calculando-se a transformada de Fourier do campo integrando-se em t . Aqui, também fazemos o limite eletromagnético $m \rightarrow 0$ com a condição ultrarrelativística $v = c\beta$. Assim, os pulsos de radiação têm espectro de frequência dados por

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{Ze}{\pi\beta} \right)^2 \frac{1}{b^2} \left(\frac{b\omega}{\gamma\beta} \right)^2 K_1^2 \left(\frac{b\omega}{\gamma\beta} \right) \quad (2.15)$$

e

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{Ze}{\pi\beta} \right)^2 \frac{1}{b^2} \left(\frac{b\omega}{\gamma\beta} \right)^2 K_0^2 \left(\frac{b\omega}{\gamma\beta} \right), \quad (2.16)$$

onde K_0 e K_1 são funções de Bessel modificadas de segunda espécie.

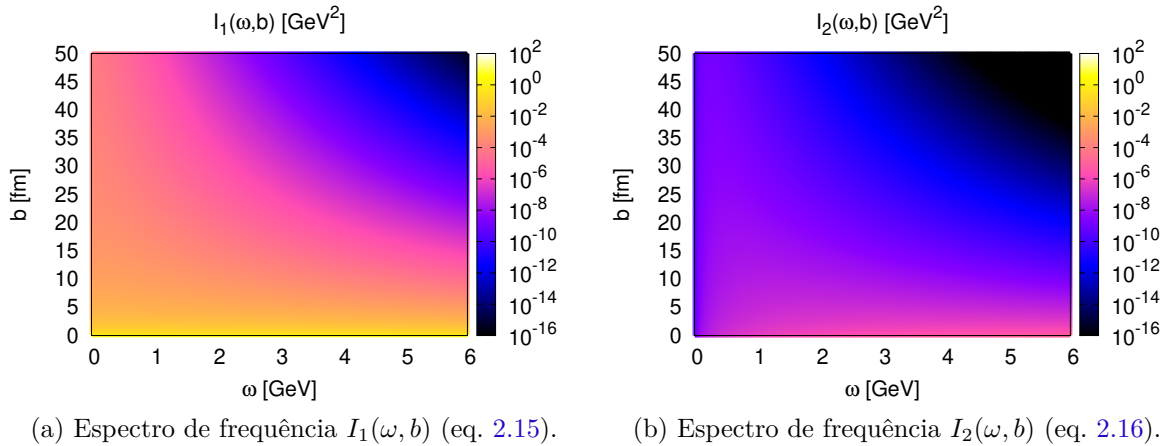


Figura 5 – Espectros de frequência dos pulsos equivalentes de radiação como função do parâmetro de impacto b e energia do fóton ω . As intensidades nos dois casos estão na mesma escala. Podemos observar que o espectro de frequência I_1 é mais significativo que o espectro de frequência I_2 . Por isso, é comum desprezar o termo I_2 no cálculo do número de fótons equivalentes.

Agora determinamos o fluxo de fótons equivalentes para um núcleo com carga Ze . A relação entre o espectro de frequência e espectro de fótons equivalentes dependente

$N(\omega, b)$ é

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} [I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b)]. \quad (2.17)$$

Vamos utilizar a constante de estrutura fina $\alpha \simeq 1/137$. Nas unidades de Heaviside-Lorentz, escrevemos a relação $e^2 = 4\pi\alpha$. Também definimos

$$u = \frac{\omega b}{\gamma\beta} \quad (2.18)$$

e escrevemos a forma final do fluxo de fótons virtuais para uma carga pontual.

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2\alpha}{\pi^2\beta^2} \frac{1}{\omega} \frac{1}{b^2} u^2 \left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(u) \right]. \quad (2.19)$$

As unidades do fluxo de fótons equivalentes é $\text{GeV}^{-1}\text{fm}^{-2}$ ou, equivalentemente, GeV .

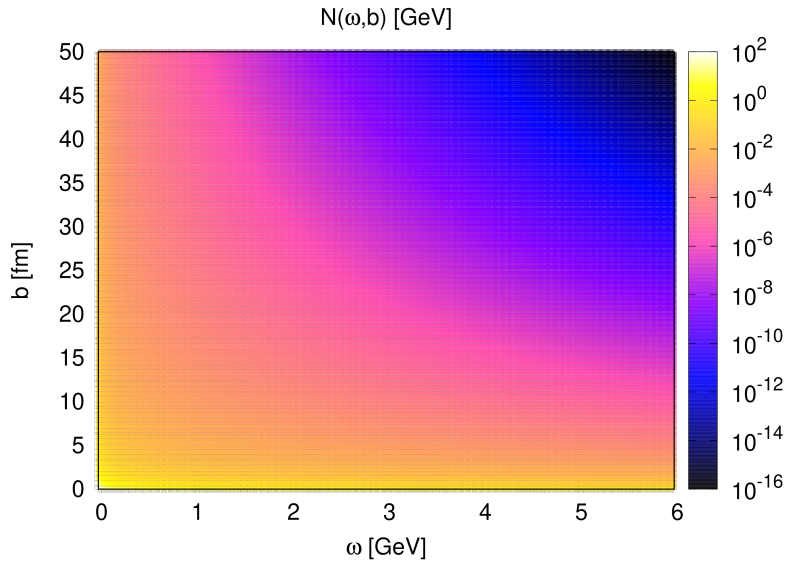


Figura 6 – Fluxo de fótons equivalentes em função do parâmetro de impacto b e energia do fóton para uma carga pontual. Podemos perceber que $N(\omega, b)$ é mais intenso para pequenos valores do parâmetro de impacto e energia do fóton.

Como o núcleo é um objeto estendido, é mais realista considerar uma distribuição de cargas. Primeiramente consideramos o 4-potencial, que é composto pelas funções que descrevem os campos de radiação Φ e \mathbf{A}

$$A^\nu = (\Phi, \mathbf{A}). \quad (2.20)$$

Além disso, a 4-corrente é composta pela densidade de carga ρ e densidade de corrente \mathbf{J}

$$J^\nu = (\rho, \mathbf{J}). \quad (2.21)$$

Consideramos um fóton sem massa, portanto, escrevemos uma das equações de Maxwell no calibre $\partial_\nu A^\nu = 0$

$$\square A^\nu(r) = J^\nu(r). \quad (2.22)$$

No referencial K' da carga em movimento, a relação entre a corrente e a densidade é expressa por

$$J'^\nu(r') = \rho(r')u'^\nu, \quad (2.23)$$

com a 4-velocidade da distribuição de carga simétrica sendo $u'^\nu = (1, 0, 0, 0)$, no referencial do observador $u^\nu = \gamma(1, 0, 0, \beta)$. Outro vetor que define o momentum do fóton em cada referencial tem a forma $k'^\nu = (\omega', \mathbf{k}')$ e $k^\nu = (\omega, \mathbf{k})$. Feita a transformada de Fourier da densidade de corrente obtemos

$$J'^\nu(k') = \int_{-\infty}^{\infty} d^4x' e^{ik'r'} J'^\nu(r') \quad (2.24)$$

$$= 2\pi\delta(\omega')\rho(|\mathbf{k}'|)u'^\nu \quad (2.25)$$

$$= 2\pi\delta(k' \cdot u')\rho(\sqrt{-k'^2})u'^\nu. \quad (2.26)$$

Feita a transformada para o potencial eletromagnético, obtemos

$$A^\nu(k) = -\frac{1}{k^2}J^\nu(k) \quad (2.27)$$

$$= -2\pi\delta(k \cdot u)\frac{\rho(\sqrt{-k^2})}{k^2}u^\nu \quad (2.28)$$

$$= -2\pi\delta(k \cdot u)Ze\frac{F(-k^2)}{k^2}u^\nu. \quad (2.29)$$

Aqui, introduzimos o fator de forma do núcleo com número de carga Z .

A função delta $\delta(k \cdot u)$ reforça a dependência

$$\gamma\omega = \gamma\beta k_z. \quad (2.30)$$

Sabemos que $k = (\omega, \mathbf{k})$, então

$$k^2 = \omega^2 - k_x^2 - k_y^2 - k_z^2. \quad (2.31)$$

Se escrevemos

$$k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (2.32)$$

e

$$k_z = \frac{\omega}{\beta}, \quad (2.33)$$

então

$$k^2 = \omega^2 - \left(\frac{\omega}{\beta}\right)^2 - k_\perp^2 \quad (2.34)$$

$$= -\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 - k_\perp^2. \quad (2.35)$$

Agora, podemos escrever

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_\perp = -iA^0(k)\mathbf{k}_\perp \quad (2.36)$$

$$= 2\pi i\gamma\delta(k \cdot u)Ze \frac{F(-k^2)}{k^2} \mathbf{k}_\perp. \quad (2.37)$$

A transformada de Fourier de $\mathbf{E}(\mathbf{k}_\perp, \omega)$ na direção z é

$$\mathbf{E}_\perp(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \mathbf{E}_\perp(k, \omega) e^{ik_z z} dk_z \quad (2.38)$$

$$= iZe\gamma\mathbf{k}_\perp \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_z z} \frac{F(-k^2)}{k^2} dk_z \quad (2.39)$$

$$= -iZe\gamma\mathbf{k}_\perp \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\frac{\omega}{v}z} \frac{F\left(\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_\perp^2\right)}{\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_\perp^2} d\omega. \quad (2.40)$$

A transformada de Fourier de uma função bidimensional $f(\mathbf{r})$ é

$$f(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int d^2r f(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (2.41)$$

que, sendo f radialmente simétrica, se torna

$$f(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dr r f(r) \int_0^{2\pi} d\Phi \exp(-ikr \cos(\Phi)), \quad (2.42)$$

onde Φ é o ângulo entre \mathbf{k} e \mathbf{r} . Usando a representação integral da função de Bessel, J_0 é

$$J_0(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\theta \cos(z \cos \theta), \quad (2.43)$$

e J_1 podemos representar

$$J_1(z) = -\frac{dJ_0(z)}{dz}. \quad (2.44)$$

Assim, podemos escrever a transformada de Fourier

$$f(\mathbf{k}) = \int_0^\infty dr r J_0(kr) f(r). \quad (2.45)$$

Calculando a expressão para o campo elétrico,

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{x}_\perp) = \int \frac{d^2\mathbf{k}_\perp}{(2\pi)^2} \mathbf{E}_\perp(\omega, \mathbf{k}_\perp) e^{i\mathbf{x}_\perp \cdot \mathbf{k}_\perp} \quad (2.46)$$

$$= -\frac{\mathbf{x}_\perp}{x_\perp^2} \frac{Ze}{\beta} \int \frac{k_\perp dk_\perp}{2\pi} (k_\perp x_\perp) J_1(x_\perp k_\perp) \frac{F\left(\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_\perp^2\right)}{\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_\perp^2}. \quad (2.47)$$

Finalmente, a forma final do fluxo de fótons equivalentes para uma distribuição de carga realista é

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\pi\omega} |\mathbf{E}(\omega, \mathbf{x}_\perp)|^2 \quad (2.48)$$

$$= \frac{Z^2\alpha}{\pi^2\beta^2\omega} \left| \int dk_\perp k_\perp^2 \frac{F\left(\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_\perp^2\right)}{\left(\frac{\omega}{\gamma\beta}\right)^2 + k_\perp^2} J_1(x_\perp k_\perp) \right|^2 \quad (2.49)$$

$$= \frac{Z^2\alpha}{\pi^2\beta^2} \frac{1}{\omega} \frac{1}{b^2} \left| \int d\chi \chi^2 \frac{F\left(\frac{\chi^2 + u^2}{b^2}\right)}{\chi^2 + u^2} J_1(\chi) \right|^2. \quad (2.50)$$

onde J_1 é a função de Bessel. Nessa equação, usamos $u = \frac{\omega b}{\gamma\beta}$ e a variável auxiliar adimensional $\chi = k_{\perp} b$ ^{14,15}.

Na próxima seção, utilizaremos o fluxo de fótons equivalentes discutido acima para obtermos a luminosidade de fótons nos processos de fusão fóton-fóton em colisões de íons pesados. Investigaremos os casos particulares considerando estes pontuais (caso mais simplificado) e também utilizando modelos fenomenológicos para o fator de forma nuclear. Também, analisaremos o caso onde as ressonâncias produzidas na fusão são áxions (ou quaisquer bósons pseudoescalares).

3 Produção de áxions em colisões ultraperiferais de íons pesados

Nesta seção, apresentamos os resultados das análises numéricas referentes à produção de áxions em colisões ultraperiferais de íons pesados ultrarrelativísticos. Analisaremos a incerteza advindo de diferentes aproximações para o fluxo de fótons equivalentes dos íons de chumbo (Pb) do LHC e o modelo de ressonância para a produção de áxions via processo de fusão de fótons.

Em extensões do Modelo Padrão, o áxion se acopla ao setor eletromagnético através de lagrangianas efetivas¹⁶. Nós consideramos uma lagrangiana efetiva de interações de partículas tipo-áxion até a dimensão 5

$$\mathcal{L}_a = \frac{1}{2}\partial_\mu a \partial^\mu a - \frac{1}{2}m_a^2 a^2 - \frac{g_{a\gamma}}{4}aF_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} - \frac{g_{ag}}{2}a\text{Tr}[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \sum_\psi g_a^\psi m_\psi a \bar{\psi}\gamma^5\psi, \quad (3.1)$$

onde $F_{\mu\nu}$ e $G_{\mu\nu}$ são os tensores eletromagnético e de força do campo de glúons, e m_ψ é a massa do férmion ψ ¹⁷. As constantes de acoplamento $g_{a\gamma}$, g_{ag} e g_a^ψ controlam a intensidade das interações do áxion com bósons de calibre e férmions.

Como neste trabalho analisamos a produção de partículas tipo-áxion na fusão de fótons, a lagrangiana efetiva pode ser resumida simplesmente a

$$\mathcal{L}_a = \frac{1}{2}(\partial a)^2 - \frac{1}{2}m_a^2 a^2 - \frac{1}{4}\frac{a}{\Lambda_a}F\tilde{F}, \quad (3.2)$$

onde Λ_a é simplesmente definido como o inverso do acoplamento $g_{a\gamma}$.

Na Figura 7, mostramos o diagrama da produção dessas partículas na colisão de íons pesados.

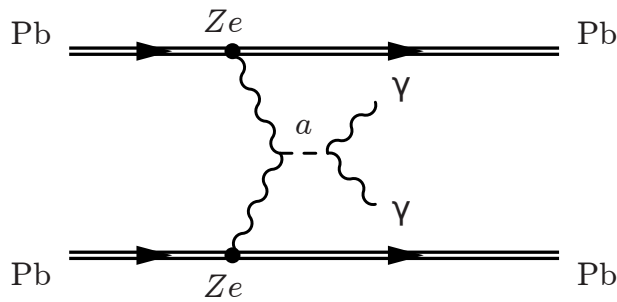


Figura 7 – Produção de partículas tipo-áxion em colisões ultraperiferais entre íons de Pb-Pb¹⁸.

3.1 Seção de choque de Breit-Wigner

No caso de um estado instável, o observável de interesse é seu tempo de vida em repouso τ , ou, equivalentemente, sua largura de decaimento natural, dada por $\Gamma = \hbar/\tau$, que mede a taxa de reação de decaimento¹⁹.

A distribuição de energia de um estado isolado para um estado final possui a forma de uma distribuição de Breit-Wigner

$$N_f(W) \propto \frac{\Gamma_f}{(W - M)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (3.3)$$

onde M é a massa do estado que decai e W é a massa invariante dos produtos do decaimento.

Se um estado instável é produzido numa reação de espalhamento, a seção de choque dessa reação mostrará um aumento descrito pela mesma fórmula de Breit-Wigner. Nesse caso, dizemos que produzimos um estado ressonante. Na vizinhança de uma ressonância de massa M e largura Γ , a seção de choque para a reação $i \rightarrow f$ tem a forma

$$\sigma_{fi} \propto \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - M)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (3.4)$$

onde E é a energia total do sistema.

A seção de choque da produção de áxions na fusão de fótons na aproximação de largura estreita é dada por

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow a) = \frac{8\pi^2}{m_a} \Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) \delta(m_a - W_{\gamma\gamma}). \quad (3.5)$$

Nesse caso, a largura de decaimento estreita corresponde a um tempo de vida longo, e a distribuição de Breit-Wigner se torna uma função delta.

3.2 Aproximação de carga pontual

Para colisões ultraperiferais, a seção de choque de produção de partículas tipo-áxion na aproximação de fótons equivalentes é dada por

$$\sigma_a = \frac{8\pi^2}{m_a} \Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) \mathcal{L}_{\gamma\gamma}(m_a^2) \quad (3.6)$$

onde

$$\Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{64\pi} \frac{m_a^3}{\Lambda_a^2} \quad (3.7)$$

é a largura de decaimento de áxions em fótons, e $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}(m_a^2)$ é a luminosidade fóton-fóton¹⁸.

Para calcular a luminosidade fóton-fóton, consideramos o fluxo de fótons equivalentes de uma partícula pontual relativística

$$N(E, b) = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \left(\frac{E}{\gamma} \right)^2 K_1^2 \left(\frac{Eb}{\gamma} \right), \quad (3.8)$$

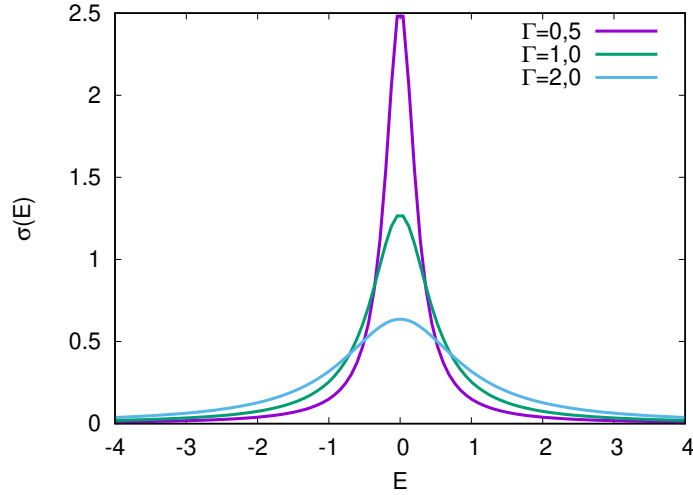


Figura 8 – Distribuição de Breit-Wigner para diferentes valores de largura de decaimento. Na aproximação de largura estreita a distribuição tende a uma função delta de Dirac.

onde γ é o fator de Lorentz do íon, b é o parâmetro de impacto e K_1 é a função de Bessel modificada de segunda espécie. A luminosidade total fóton-fóton para colisões é

$$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}(m_a^2) = \frac{1}{m_a^2} \int d^2b_1 d^2b_2 dE_1 dE_2 N(E_1, b_1) N(E_2, b_2) P(|b_1 - b_2|) \delta(m_a^2 - 4E_1 E_2), \quad (3.9)$$

em que P é a probabilidade da ausência de interações. A sua forma aproximada é $P(|b_1 - b_2|) = \theta(|b_1 - b_2| - 2R_A)$. Nós restringimos as colisões somente para $|b_{1,2}| > R_A$, onde R_A é o raio do íon. Isso justifica a aproximação de partícula pontual. Se desconsiderarmos o termo P , a luminosidade total fóton-fóton pode ser escrita, portanto, como

$$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}(m_a^2) = \frac{1}{m_a^2} \int dE_1 dE_2 n_\gamma\left(\frac{E_1}{E_R}\right) n_\gamma\left(\frac{E_2}{E_R}\right) \delta(m_a^2 - 4E_1 E_2), \quad (3.10)$$

onde $E_R = \gamma/R_A$. O raio do íon é $R_A \simeq 1, 3A^{1/3}$ fm. No caso do chumbo, $A = 208$ e $R \simeq 7$ fm. n_γ atua como uma função de distribuição de fótons. Definindo $x = E_{1,2}/E_R$, $n_\gamma(x)$ toma a forma

$$n_\gamma(x) = \frac{2Z^2\alpha}{\pi} \left\{ xK_0(x)K_1(x) - \frac{x^2}{3} [K_1^2(x) - K_0^2(x)] \right\} \quad (3.11)$$

3.3 Aproximação de monopolo

A distribuição de carga em um núcleo é obtida pelo espalhamento elástico de elétrons pelo núcleo²⁰. A distribuição de carga obtida nesses experimentos é frequentemente parametrizada com a ajuda de dois parâmetros:

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right) \right)^{-1}, \quad (3.12)$$

onde c é o raio do núcleo e a é chamado de parâmetro de difusão da densidade de carga. O fator de forma F é a transformada de Fourier da distribuição de carga. Se $\rho(r)$ é

esfericamente simétrica, então o fator de forma é uma função apenas da virtualidade do fóton q

$$F(q) = \int \frac{4\pi}{q} \rho(r) \sin(qr) r dr = 1 - \frac{q^2 \langle r^2 \rangle}{3!} + \frac{q^4 \langle r^4 \rangle}{5!} + \dots \quad (3.13)$$

Para nosso propósito, é suficiente utilizar o fator de forma de um monopolo

$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2}. \quad (3.14)$$

Esse fator de forma leva a simplificação de várias fórmulas para colisões fóton-fóton, e corresponde à distribuição de carga de Yukawa

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r} \Lambda^2 \exp(-\Lambda r). \quad (3.15)$$

O valor do parâmetro Λ é determinado de modo que a raiz quadrática média do raio seja igual aos valores experimentais, ou seja,

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\frac{6}{\Lambda^2}} = 1 \text{ fm} A^{1/3} \quad (3.16)$$

No caso do íon de chumbo ^{208}Pb , $\Lambda = 0,088 \text{ GeV}$.

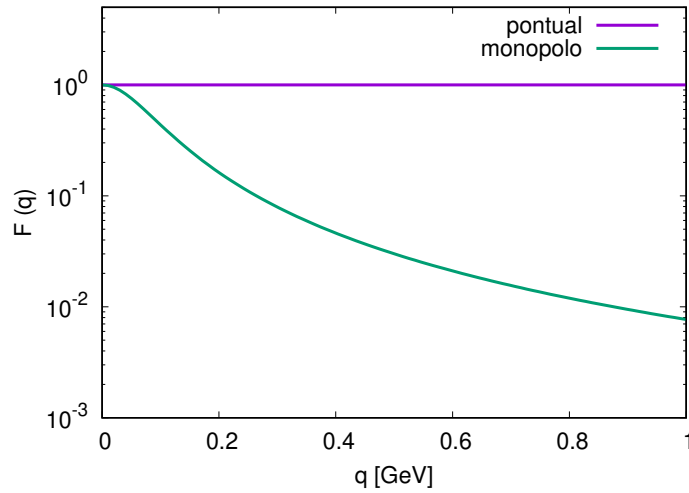


Figura 9 – Comparação entre o fator de forma de uma carga pontual e o fator de forma de um monopolo.

Introduzindo o fator de forma na equação 2.1, obtemos

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \frac{1}{\omega} \left[\frac{\omega}{\gamma} K_1 \left(\frac{b\omega}{\gamma} \right) - \sqrt{\frac{\omega^2}{\gamma^2} + \Lambda^2} K_1 \left(b \sqrt{\frac{\omega^2}{\gamma^2} + \Lambda^2} \right) \right]^2, \quad (3.17)$$

onde K_1 é a função de Bessel modificada de segunda espécie.

Podemos analisar o comportamento do fluxo de fótons equivalentes para o caso do fator de forma de monopolo através da Figura 10. Comparando com a figura similar para o caso da carga pontual (6), percebemos que, para o caso do monopolo, o fluxo

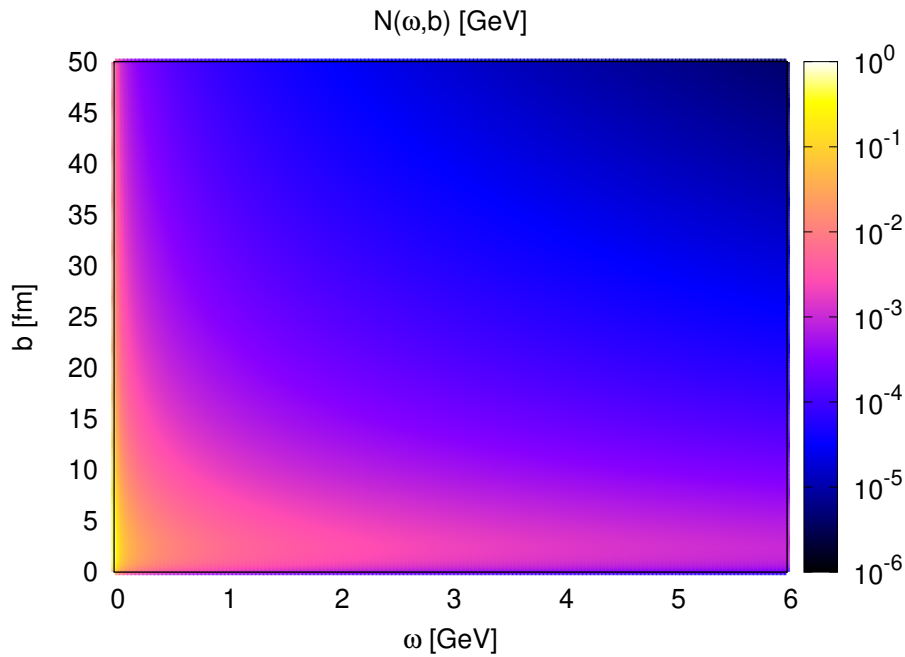


Figura 10 – Fluxo de fótons equivalentes em função do parâmetro de impacto b e energia do fóton para um fator de forma de monopolo. Podemos perceber que $N(\omega, b)$ é mais intenso para pequenos valores do parâmetro de impacto e energia do fóton.

ainda mantém sua propriedade de ser mais intenso para pequenos valores do parâmetro de impacto e energia do fóton.

Na Figura 11, mostramos a distribuição do número de fótons equivalentes como função do parâmetro de impacto. O fluxo de fótons equivalentes foi integrado em função

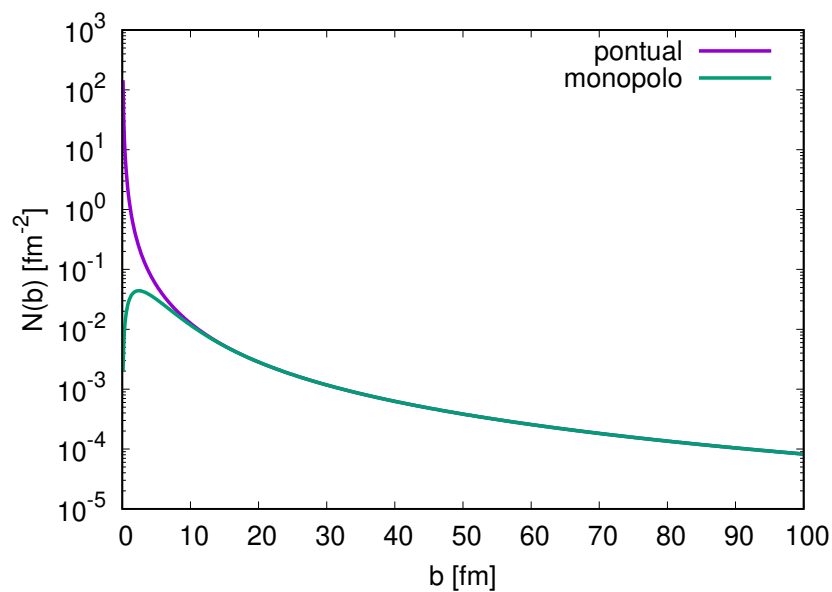


Figura 11 – Número de fótons equivalentes como função do parâmetro de impacto, ou seja, integrado sobre ω .

da energia do fóton

$$N(b) = \int N(\omega, b) d\omega. \quad (3.18)$$

Podemos ver que a maior diferença entre os fatores de forma de carga pontual e monopolo acontecem para $b < 10$ fm. Para valores maiores do parâmetro de impacto, essa diferença se torna menor. Isso é esperado, já que para distâncias maiores, ou seja, $b \gg R_A$, o núcleo aparenta ser uma carga pontual.

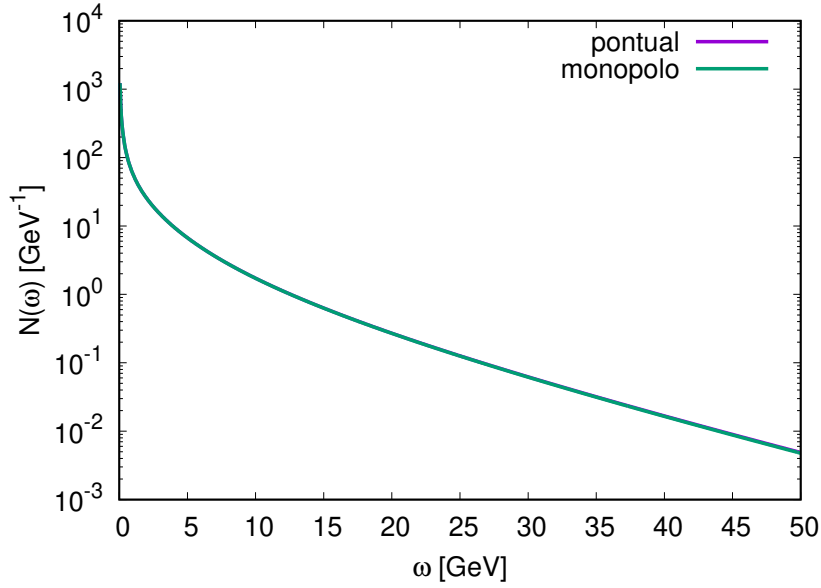


Figura 12 – Número de fótons equivalentes como função da energia do fóton, ou seja, integrado sobre b .

Na Figura 12, mostramos

$$N(\omega) = \int 2\pi b N(\omega, b) db, \quad (3.19)$$

ou seja, o número de fótons equivalentes $N(\omega)$ integrado no parâmetro de impacto. Nessa figura, os limites de integração foram $b \in (14, 100)$ fm, ou seja, $b > 2R_A$. Podemos ver que neste caso a diferença entre os fatores de forma de carga pontual e de monopolo não são significantes. Isso significa que essa quantidade depende pouco da energia do fóton.

Em suma, verificamos que o uso de modelos mais realísticos para a luminosidade de fótons pode trazer alguma incerteza teórica mas a mesma deve ser dominante para processos dominados por pequena energia dos fótons. Na próxima seção, faremos as previsões para a produção de áxions por fusão de fótons usando a aproximação mais simples de partícula pontual para os íons no LHC.

4 Resultados e Discussões

Nesta seção, apresentaremos os principais resultados obtidos para as seções de choque e número de eventos para os *runs* do LHC relativo às energias de centro de massa de $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV e 5,5 TeV nas colisões Pb-Pb com grande parâmetro de impacto, respectivamente. Discutiremos brevemente os processos de *background* para os regimes de massa e acoplamentos utilizados nesta análise, em especial o espalhamento luz por luz. Analisamos também a relação sinal-ruído e concluimos sobre a perspectiva de que este processo possa ser observada no LHC.

Calculamos as seções de choque de produção de áxion para três diferentes valores de massa e constante de acoplamento. Também calculamos as seções de choque para dois valores de energia do centro de massa por núcleon. Uma de 2,76 TeV, que corresponde ao *run* atual do LHC, e outra de 5,5 TeV, que é para um *run* futuro.

Podemos ver que as seções de choque aumentam como aumento da massa da partícula. Comparando com a mesma massa aumenta conforme a energia. Como a seção de choque se relaciona com a probabilidade de ocorrer a colisão, quanto maior a sessão de choque, maior a probabilidade de acontecer a produção da partícula tipo-áxion.

$\sigma(PbPb \rightarrow aPbPb)$	$\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV	$\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV
$m_a = 15$ GeV $\Lambda_a = 17$ TeV	4,9 nb	8,9 nb
$m_a = 40$ GeV $\Lambda_a = 8$ TeV	7,4 nb	16,5 nb
$m_a = 100$ GeV $\Lambda_a = 1$ TeV	107,3 nb	345,3 nb

Tabela 1 – Seções de choque da produção de partículas tipo-áxion.

Para conhecer a significância estatística dos nossos cálculos, precisamos levar em conta efeitos de *background*. Existem dois tipos de *background* importantes na produção de partículas tipo áxion: espalhamento luz por luz e produção de pares elétron-pósitron que são confundidos com um fóton. Na Figura 13, mostramos os diagramas dessas duas reações.

Devido ao aumento do fluxo de fótons proporcional a Z^4 , o principal efeito de *background* não reduzível é o espalhamento luz por luz. O espalhamento luz por luz é um processo quântico que é proibido na teoria clássica da eletrodinâmica²¹. Essa reação é acessível no LHC devido ao intenso campo eletromagnético produzido por íons de chumbo ultrarrelativísticos. As equações de Maxwell não permitem o espalhamento luz por luz. Porém, na Eletrodinâmica Quântica (QED), a reação $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ é relacionada à polarização

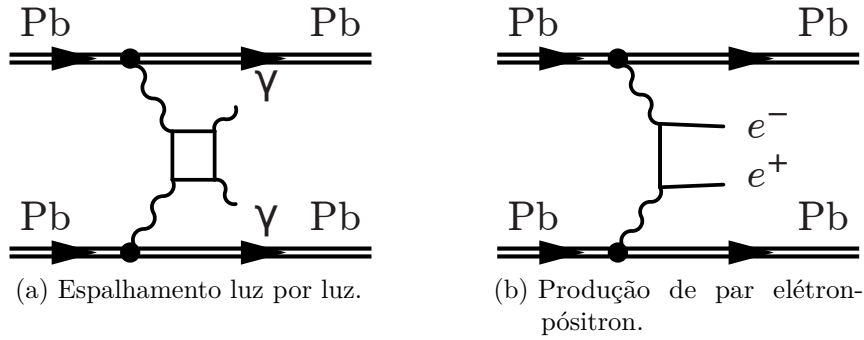


Figura 13 – Os efeitos de *background* dominantes nos sinais de partículas tipo-áxion são de espalhamento luz por luz ($\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$) em colisões ultraperiféricas de Pb-Pb e a produção de um par elétron-pósitron (e^+e^-) em que ambos são confundidos com fótons¹⁸.

do vácuo.

Outro *background* importante vem da produção de pares elétron-pósitron. A seção de choque para a produção de pares elétron-pósitron em colisões de íons pesados são grandes devido à ação coerente de todos os fótons em cada núcleo²². Os pares elétron-pósitron são produzidos em interações envolvendo dois fótons quase-reais.

O número de eventos é dado por

$$N_{eventos} = \sigma \times \mathcal{L}_{int}, \quad (4.1)$$

onde σ é a sessão de choque de produção e \mathcal{L}_{int} é a luminosidade integrada.

Sinal-ruído	$\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV	$\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV
$m_a = 15$ GeV	5/5520	89/11000
$\Lambda_a = 17$ TeV	$9,06 \times 10^{-4}$	$8,05 \times 10^{-3}$
$m_a = 40$ GeV	8/5520	165/11000
$\Lambda_a = 8$ TeV	$1,45 \times 10^{-3}$	$4,50 \times 10^{-2}$
$m_a = 100$ GeV	107/5520	3453/11000
$\Lambda_a = 1$ TeV	$1,56 \times 10^{-2}$	$3,14 \times 10^{-1}$

Tabela 2 – Número de eventos e razão sinal-ruído na produção de áxions

De acordo com Knapen et al. (2017), os valores da luminosidade integrada para as colisões ultraperiféricas de íons de chumbo são $\mathcal{L}_{int} = 1$ nb⁻¹, para o *run* atual com $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, e $\mathcal{L}_{int} = 10$ nb⁻¹, para o *run* futuro de $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV. Ainda segundo Knapen et al. (2017), o número de eventos de *background* são da ordem de 1 evento a cada 0,5 GeV.

Assim, calculamos o número de eventos de produção e número de eventos de *background* mostrados na Tabela 2. A razão sinal-ruído é dada pela razão do número de efeitos de produção e número de efeitos de *background*.

Notamos que para o maior valor de massa do áxion, de $m_a = 100$ GeV, e para a energia futura, de 5,5 TeV, o número de eventos de produção de partículas tipo-áxion seriam de 3 eventos a cada 10 eventos de *background*. Aqui neste trabalho, analisamos a produção de áxions com massas no intervalo de $15 \text{ GeV} \leq m_a \leq 100 \text{ GeV}$. Retornando à primeira figura deste trabalho (Figura 1), percebemos que o intervalo de massas de áxion deste trabalho são muitas ordens de grandeza maiores que aqueles inferidos por observações.

Como analisado nos nossos resultados, as seções de choque aumentam conforme a massa do áxion. Mesmo considerando massas muito maiores, as seções de choque e a razão sinal-ruído ainda são muito pequenas. Dessa forma, a detecção de partículas tipo-áxion produzidas através da fusão de fótons em colisões de íons pesados ainda é um desafio da física de altas energias.

5 Perspectivas futuras

Os áxions correspondem a uma ampla classe de partículas (escalares e pseudo-escalares) que podem desempenhar um papel importante na explicação dos aspectos desconhecidos da cosmologia. Eles também estão bem motivados na física de altas energias, aparecendo em teorias relacionadas com a violação CP no Modelo Padrão, por exemplo, no setor da Cromodinâmica Quântica, nas teorias supersimétricas e teorias com dimensões extra, incluindo a teoria das cordas. Portanto, os aspectos cosmológicos associados aos áxion abre uma janela única da análise e poder preditivo dessas teorias. Um tópico importante é a população de áxions ultraleves criados através do realinhamento do vácuo e seu papel como um candidato de matéria escura com uma fenomenologia distinta. Observações cosmológicas colocam restrições robustas na sua massa e densidade de relíquias neste cenário. Outro ponto importante é o papel desempenhado pelos áxions na formação de galáxias se estes são os candidatos a matéria escura e formas como isso pode ser usado para procurar mais por evidência de áxions. Por exemplo, recentemente investigou-se a formação de estrutura em pequena escala associada a matéria escura advinda de áxions no cenário pós-inflacionário. Neste contexto, foi predita (resultados de simulação numérica) a formação de aglomerados de baixa densidade e alta densidade de áxions gravitacionalmente ligados chamados de *miniclusters* de áxions.

Num projeto futuro, investigaremos a produção e evolução da matéria escura composta de áxions e discutimos suas implicações cosmológicas. Eles são produzidos não-termicamente no início do universo. Para isso, utilizaremos o mecanismo de produção bem conhecido que é chamado de mecanismo de desalinhamento, onde o campo de áxions começa a oscilar coerentemente em torno do mínimo do potencial no momento da transição de fase da QCD. Esta oscilação coerente do campo do áxions se comporta como matéria fria no universo.

Referências

- 1 OBERSKI, V.; KAMENIK, J. F. The strong cp problem and axions seminar. In: . [S.l.: s.n.], 2017.
- 2 PECCEI, R. D.; QUINN, H. R. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 38, p. 1440–1443, Jun 1977. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.1440>>.
- 3 MARSH, D. J. E. Axion Cosmology. *Phys. Rept.*, v. 643, p. 1–79, 2016.
- 4 MARSH, D. J. E. 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*. [S.l.: s.n.], 2018. p. 59–74.
- 5 DODELSON, S. 1 - the standard model and beyond. In: DODELSON, S. (Ed.). *Modern Cosmology*. Burlington: Academic Press, 2003. p. 1 – I. ISBN 978-0-12-219141-1. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780122191411500206>>.
- 6 SIKIVIE, P. Axion Cosmology. *Lect. Notes Phys.*, v. 741, p. 19–50, 2008. [,19(2006)].
- 7 PECCEI, R. D. The Strong CP Problem. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, v. 3, p. 503–551, 1989.
- 8 BAUER, M. et al. Axion-Like Particles at Future Colliders. *Eur. Phys. J.*, C79, n. 1, p. 74, 2019.
- 9 RAFFELT, G. G. Astrophysical axion bounds. *Lect. Notes Phys.*, v. 741, p. 51–71, 2008. [,51(2006)].
- 10 SIKIVIE, P. Axions, domain walls, and the early universe. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 48, p. 1156–1159, Apr 1982. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.48.1156>>.
- 11 DUFFY, L. D.; BIBBER, K. van. Axions as dark matter particles. *New Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 11, n. 10, p. 105008, oct 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088%2F1367-2630%2F11%2F10%2F105008>>.
- 12 GRAHAM, P. W. et al. Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 65, p. 485–514, 2015.
- 13 KŁUSEK-GAWENDA, M. *Production of pairs of mesons, leptons and quarks in ultraperipheral ultrarelativistic heavy ion collisions*. Tese (Doutorado) — The Henryk Niewodniczański Institute of Nuclear Physics Polish Academy of Sciences, Kraków, Poland, 2014.
- 14 HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; BAUR, G. Photon-photon luminosities in relativistic heavy ion collisions at lhc energies. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, v. 68, 03 1995.

- 15 BAUR, G.; FILHO, L. F. Coherent particle production at relativistic heavy-ion colliders including strong absorption effects. *Nuclear Physics A*, v. 518, p. 786–800, 11 1990.
- 16 KIM, J. E.; CAROSI, G. Axions and the strong CP problem. *Reviews of Modern Physics*, v. 82, n. 1, p. 557–601, Jan 2010.
- 17 MIMASU, K.; SANZ, V. Alps at colliders. *Journal of High Energy Physics*, v. 2015, p. 1–25, 2014.
- 18 KNAPEN, S. et al. Searching for axionlike particles with ultraperipheral heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 118, p. 171801, Apr 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.171801>>.
- 19 MARTIN, B. R. Basic concepts. In: *Nuclear and Particle Physics*. John Wiley & Sons, Ltd, 2006. cap. 1, p. 1–31. ISBN 9780470035474. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/0470035471.ch1>>.
- 20 KŁUSEK-GAWENDA, M.; SZCZUREK, A. Exclusive muon-pair production in ultrarelativistic heavy-ion collisions: Realistic nucleus charge form factor and differential distributions. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 82, p. 014904, Jul 2010. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.014904>>.
- 21 AABOUD, M. et al. Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC. *Nature Phys.*, v. 13, n. 9, p. 852–858, 2017.
- 22 HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; BAUR, G. Bremsstrahlung from electrons and positrons in peripheral relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C60, p. 034901, 1999.