

Produção de **matéria escura** em ressonância através de um novo mediador massivo de spin-1

Marcio de Sousa Mateus Junior

Orientador **Prof. Gustavo Gil da Silveira**

- ▶ Introdução
- ▶ Motivação e Objetivos
- ▶ Modelos simplificados
- ▶ Fatorizações aplicadas
- ▶ Produção de ME para processos em ressonância
- ▶ Resultados
- ▶ Conclusão

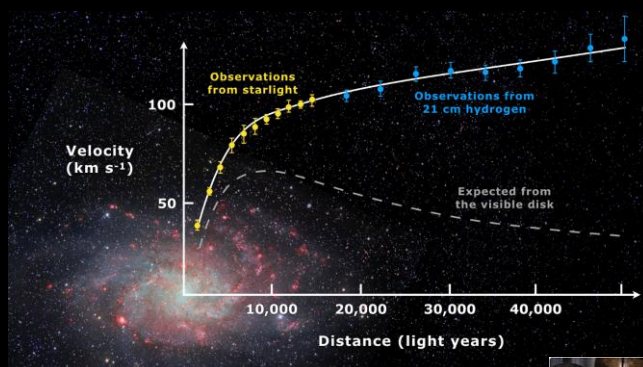
- ✓ SILVEIRA, G. G. da; MATEUS, M. S. Investigation of scalar and fermion dark matter in mono-photon production at high-energy colliders. Eur. Phys. J. C, v. 84, n. 2, p. 181, 2024.
- ✓ SILVEIRA, G. G. da; MATEUS, M. S. Resonant production of vector dm states characterized by monophoton ISR at high-energy colliders. Under peer-review. 2024.
- ✓ MATEUS, M.; SILVEIRA, G. G. da. Investigation of the nature of a massive vector mediator for dark matter through e^+e^- collisions. Astron. Nachr., v. 342, n. 1-2, p. 411–415, 2021.

Introdução

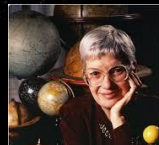
Introdução



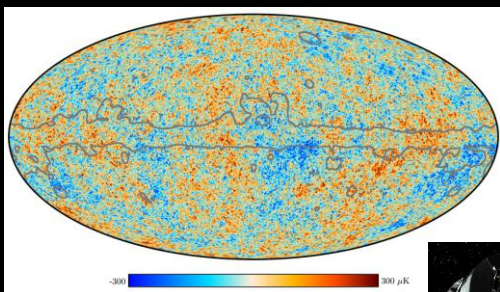
Fritz
Zwicky
1933



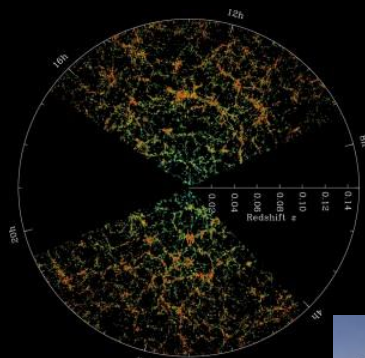
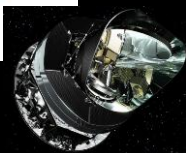
Vera
Rubin
1960



Lenteamento Gravitacional



Radiação Cósmica de
Fundo (CMB)



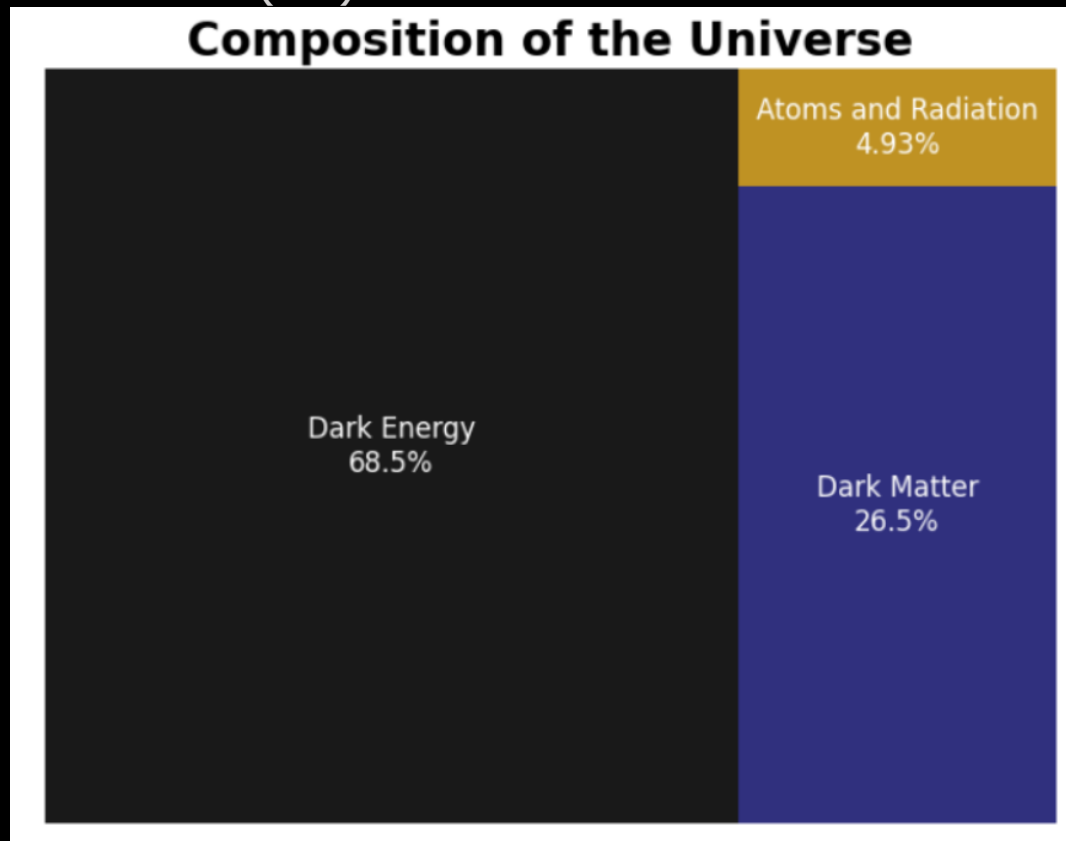
Estruturas de larga
escala



Energia Escura
(SN-Ia)

O problema da ME é uma das questões mais intrigantes da física, e que permanece até hoje sem explicação conclusiva e/ou evidência plausível para uma possível solução.

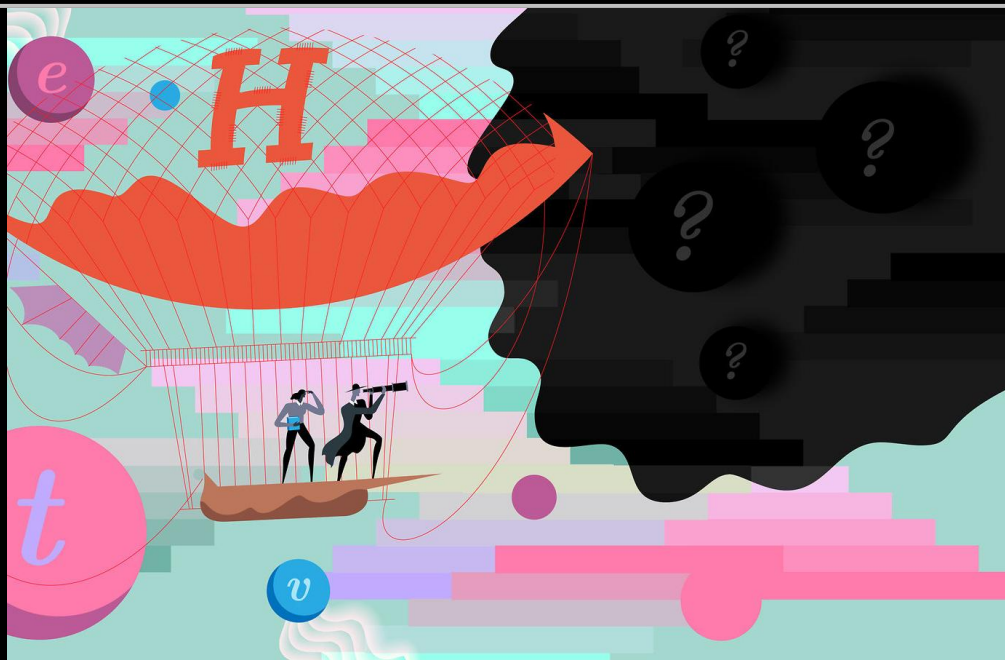
Entretanto, acredita-se que cerca de 26% da composição atual do universo, seja devido à matéria escura (ME).



WORKMAN, R. L. et al. Review of Particle Physics. PTEP, v. 2022, p. 083C01, 2022.

Introdução

A verdadeira natureza da ME
ainda precisa ser determinada.



**É uma
partícula?**

**Possui
spin?**

**Existe um
mediador?**

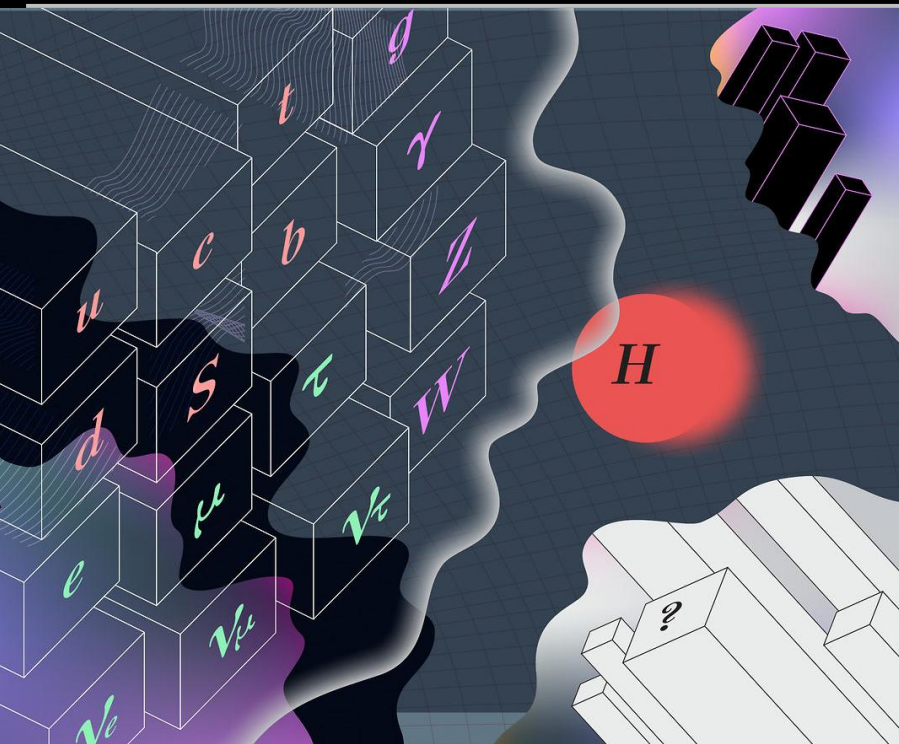
**É leve ou
pesada?**

**Como
interage?**

Evidências Observacionais



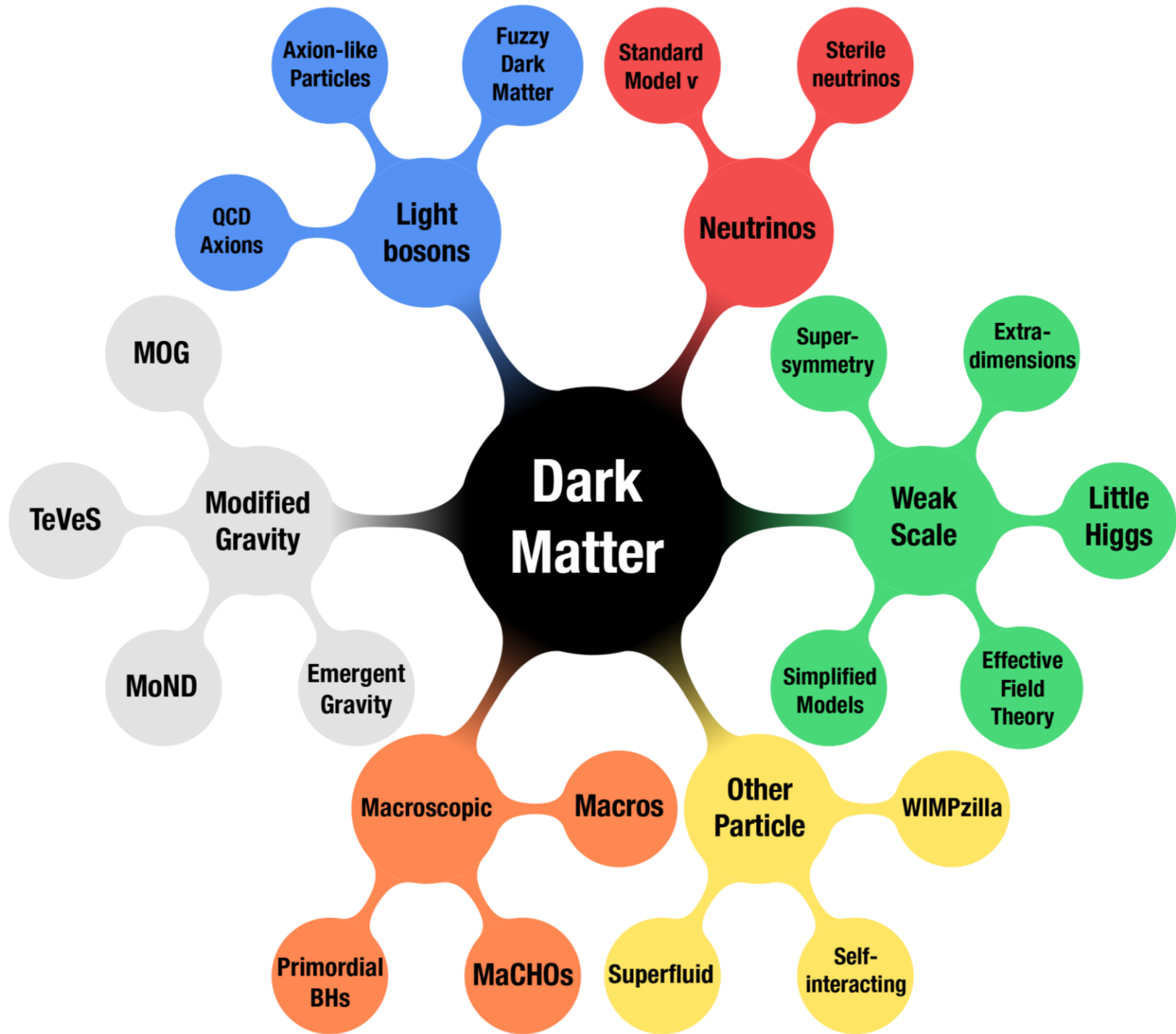
Características da ME



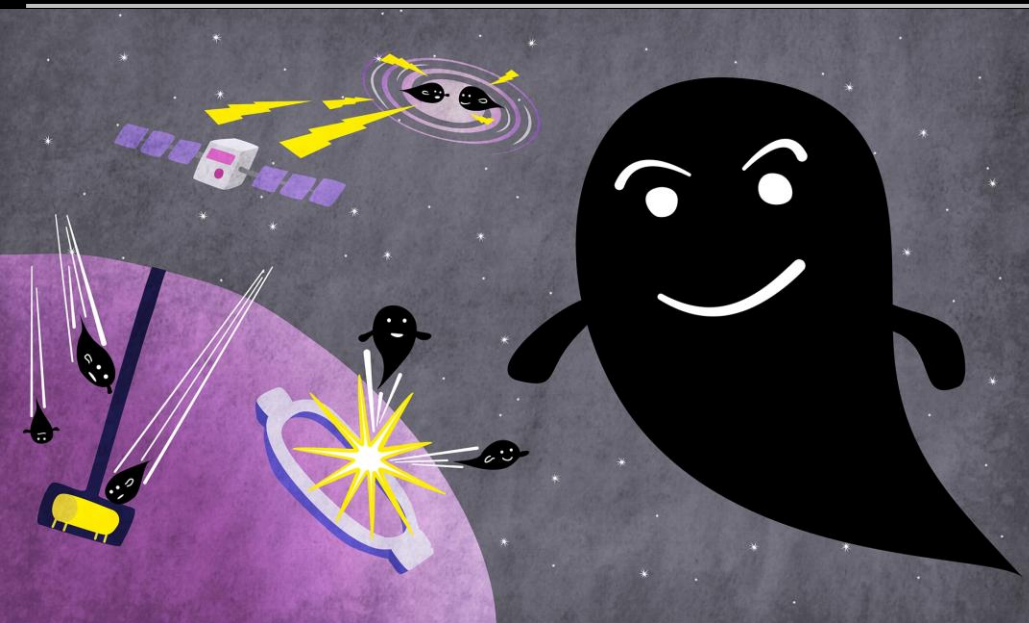
► Atualmente, nenhuma partícula do MP condiz com características esperadas para ME, algumas:

- ❖ Não interagir com a luz de maneira significativa
- ❖ Possuir massa não nula;
- ❖ Ser estável em escalas de tempo cosmológicas.

► É possível então pensar em extensões para o MP, contendo outras partículas com estas características.



Métodos de detecção

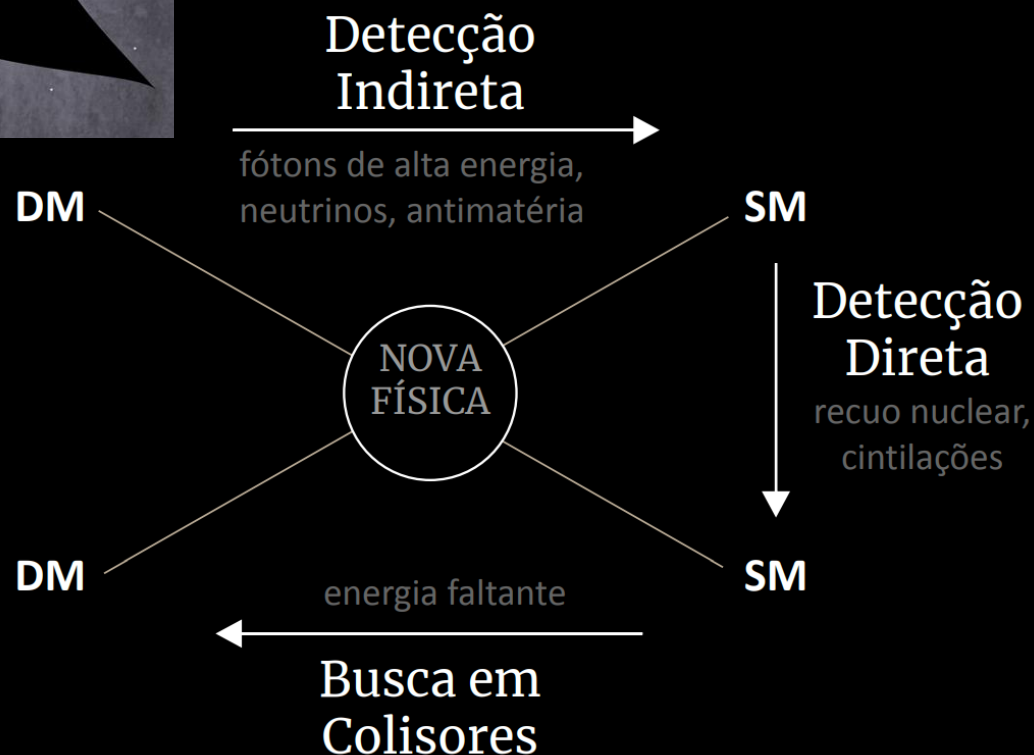


► Podemos categorizar a busca experimental por ME em três grandes grupos:

Detecção Direta

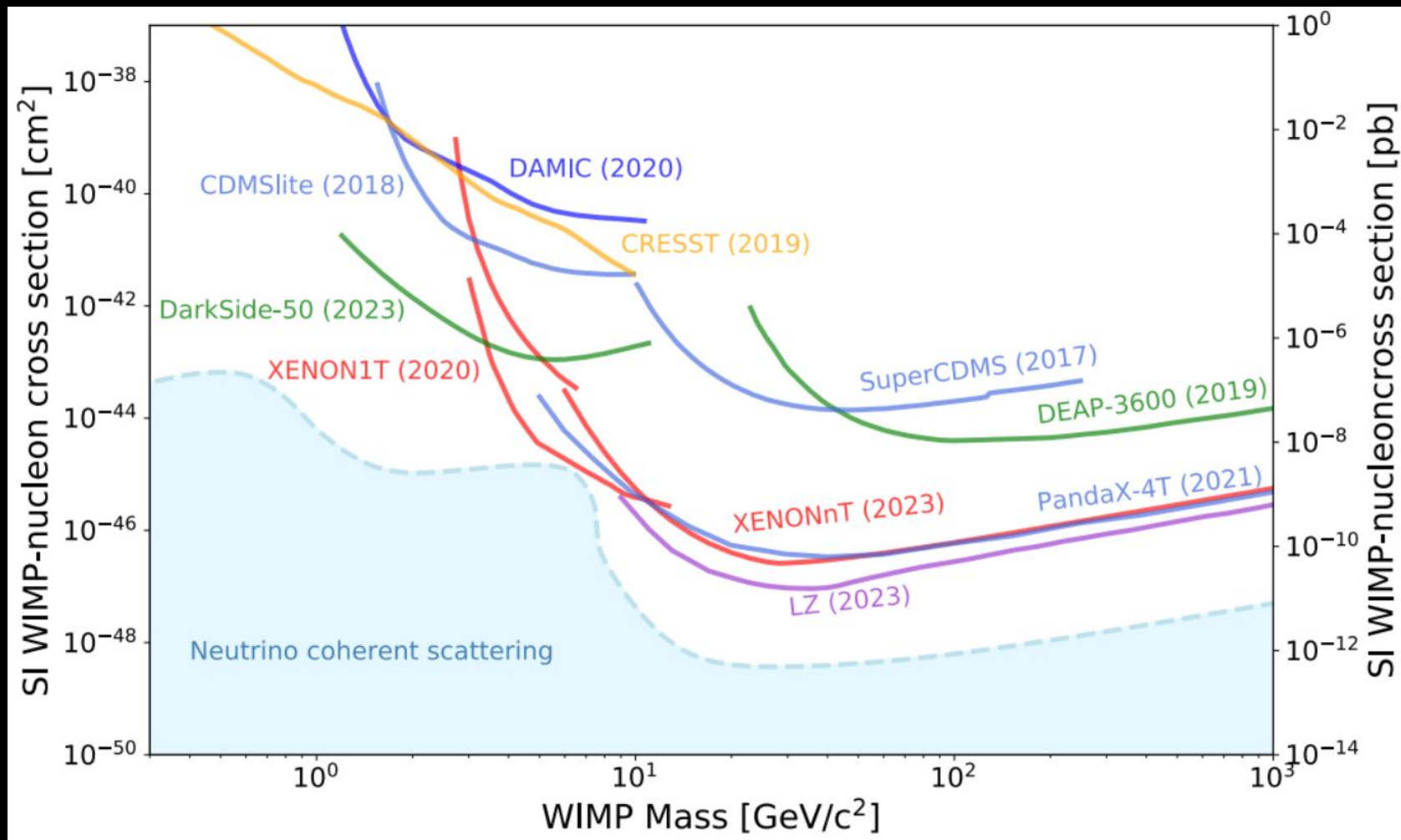
Detecção Indireta

Busca em Colisores



Detecção Direta

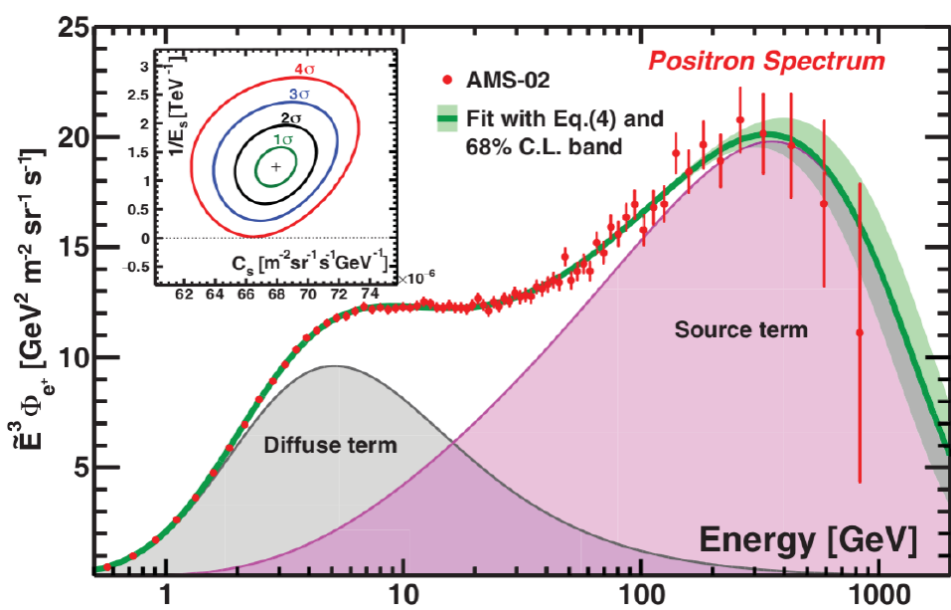
- Alguns limites já impostos experimentalmente para a interação direta de ME com nucleons.



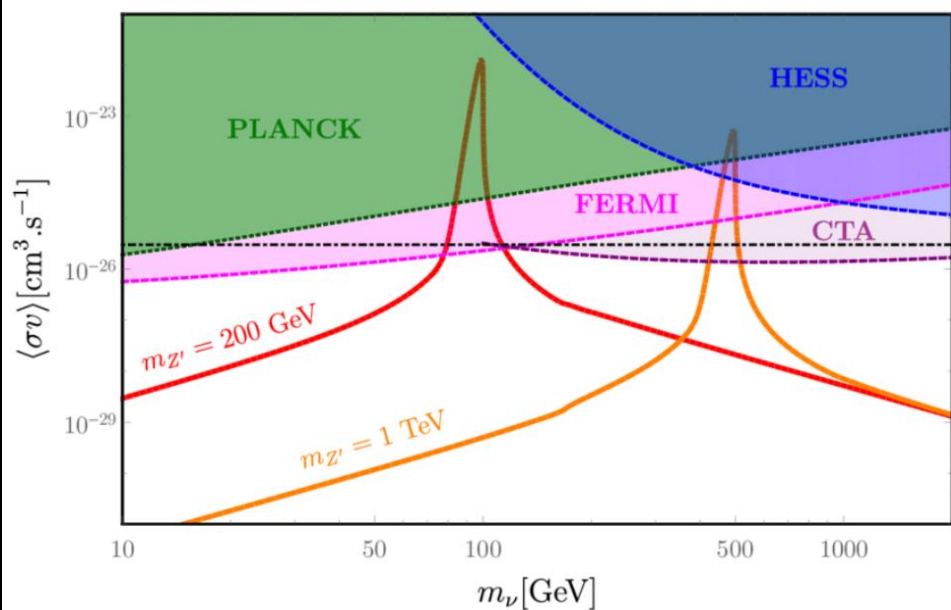
Review of Particle Physics, PTEP, v. 2022, p. 083C01, 2022

Detecção Indireta

- Diferentes experimentos têm encontrado excesso significativo no fluxo de raios cósmicos, o que poderia indicar a aniquilação de ME em regiões de alta densidade do universo observável.



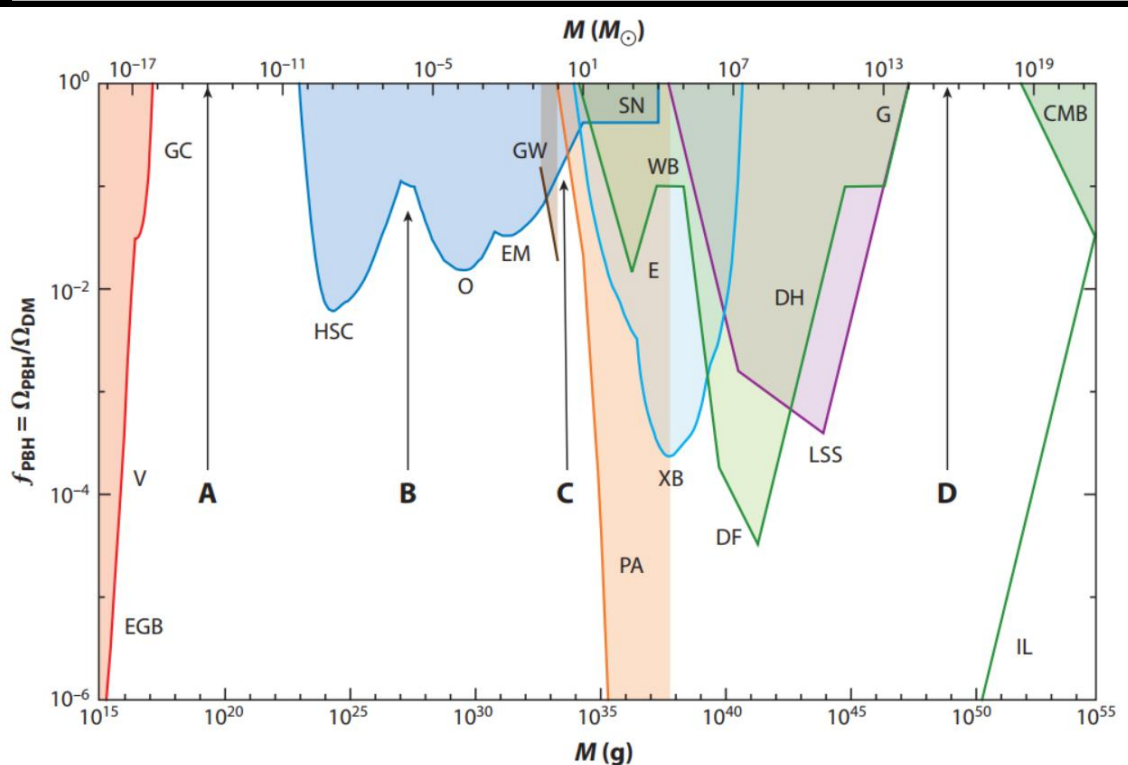
Phys. Rev. Lett. 122, 041102 (2019)



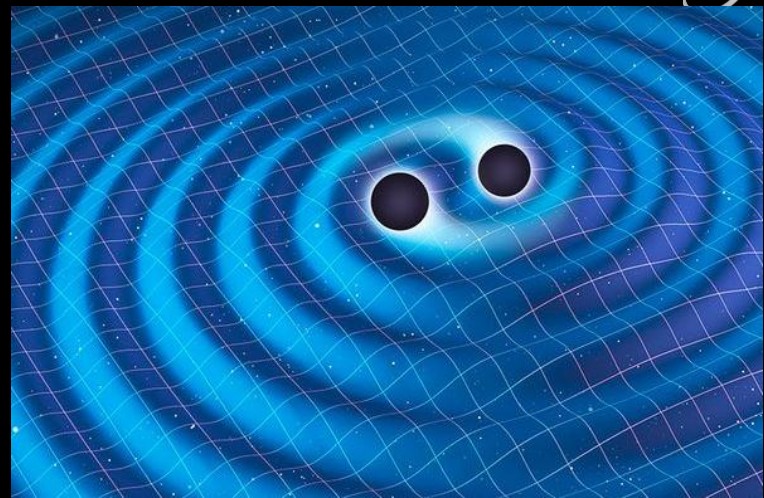
arXiv:1803.04430

- Podemos citar o excesso no fluxo de pósitrons do experimento AMS-02, assim como as promissoras projeções de detecção do CTA.

Detecção Indireta - Objetos Compactos



Annual Review of Nuclear and Particle Science, v. 70, n. 1, p. 355–394, 2020



Salon.com - Getty Images/Mark Garlick/Science Photo Library

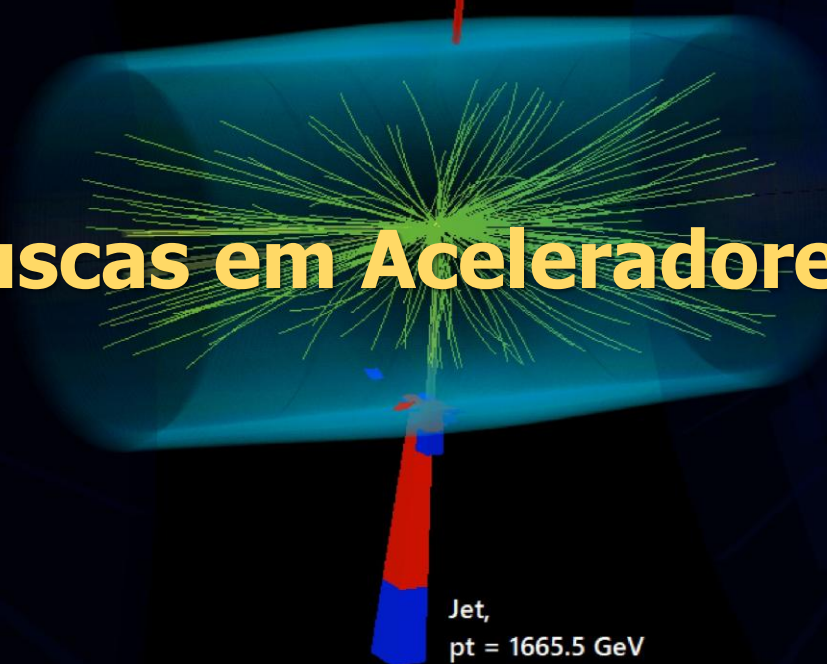
- Recentemente têm se destacado a hipótese de parte da ME ser composta por objetos presentes no halo da galáxia, como buracos negros de massa intermediária.
- Entretanto, são enfrentados desafios como: baixa densidade cosmológica, microlenteamento gravitacional, simulações numéricas, dentre outras.

CMS Experiment at the LHC, CERN

Data recorded: 2018-Jul-14 21:03:24 EDT

Run / Event / LS: 319639 / 1418428259 / 986

Buscas em Aceleradores

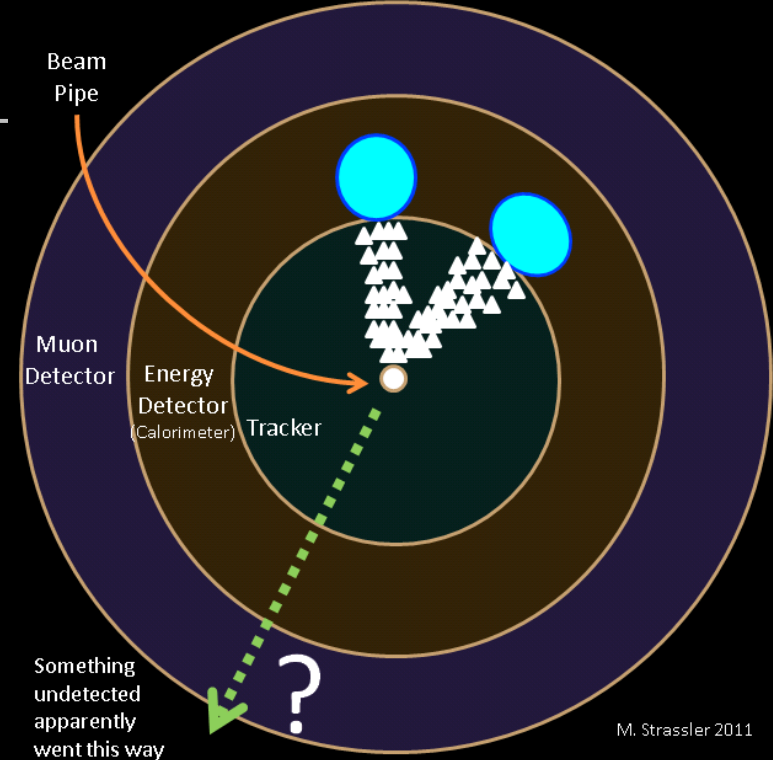


MET,
pt = 1691.82 GeV
eta = 0
phi = 1.726

Jet,
pt = 1665.5 GeV
eta = 0.081
phi = -1.377

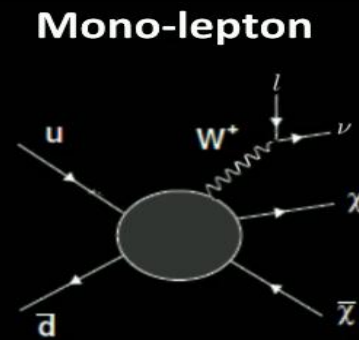
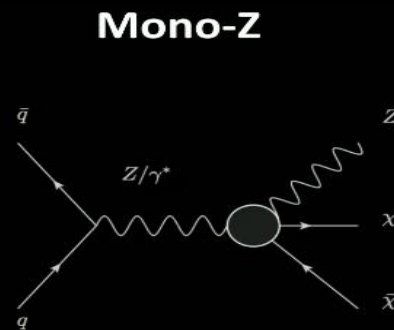
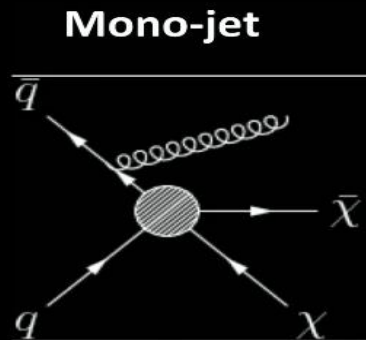
Energia faltante e Mono-X

- ▶ Buscas em colisores se concentram na possível produção de ME.
- ▶ A ME escapa aos detectores, então é necessário um tipo de sinal.
- ▶ Esse sinal pode ser analisado em conjunto com a energia transversa faltante (E_{miss}^T) do processo todo.



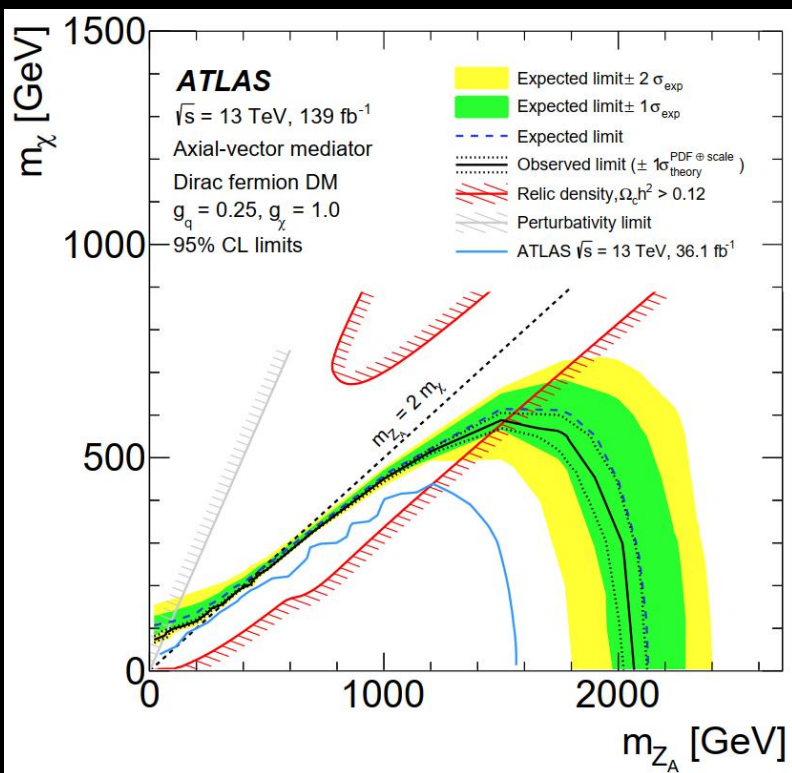
M. Strassler 2011

- ▶ Assim, buscas por sinais isolados de **fótons**, jatos hadrônicos, léptons, etc., ficaram conhecidas como "mono-X".

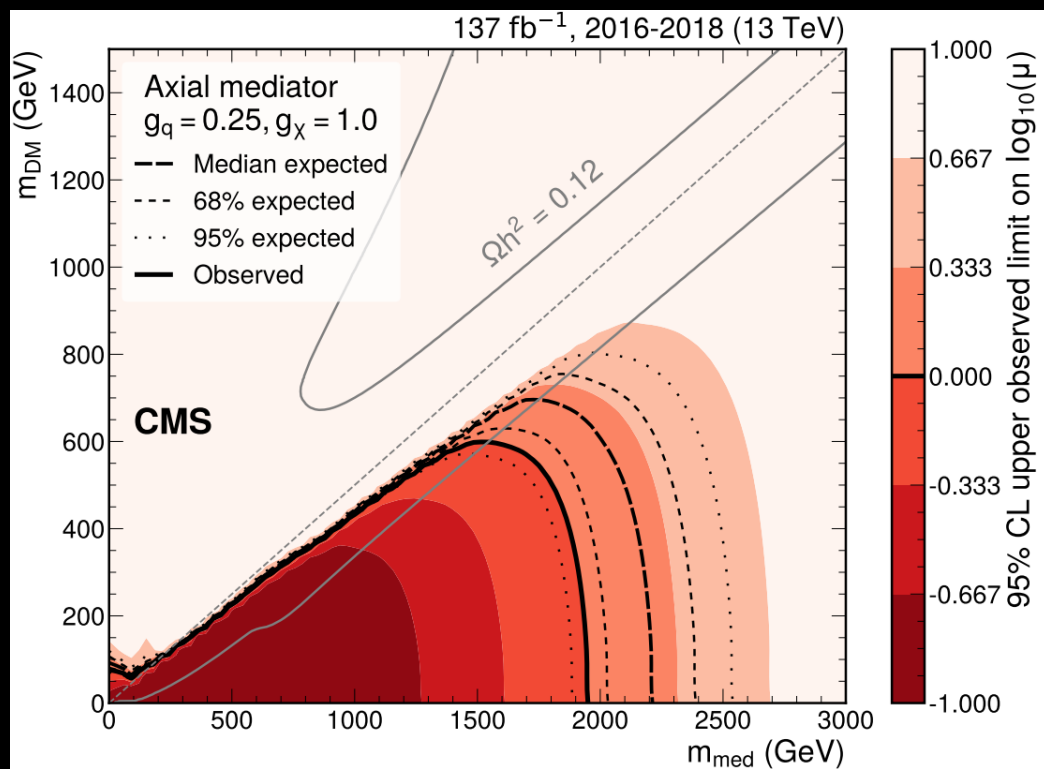


Busca em colisores

- Quando um evento não é observado para um dado conjunto de parâmetros, é possível estabelecer limites quanto a sua existência.



arXiv:2102.10874v1

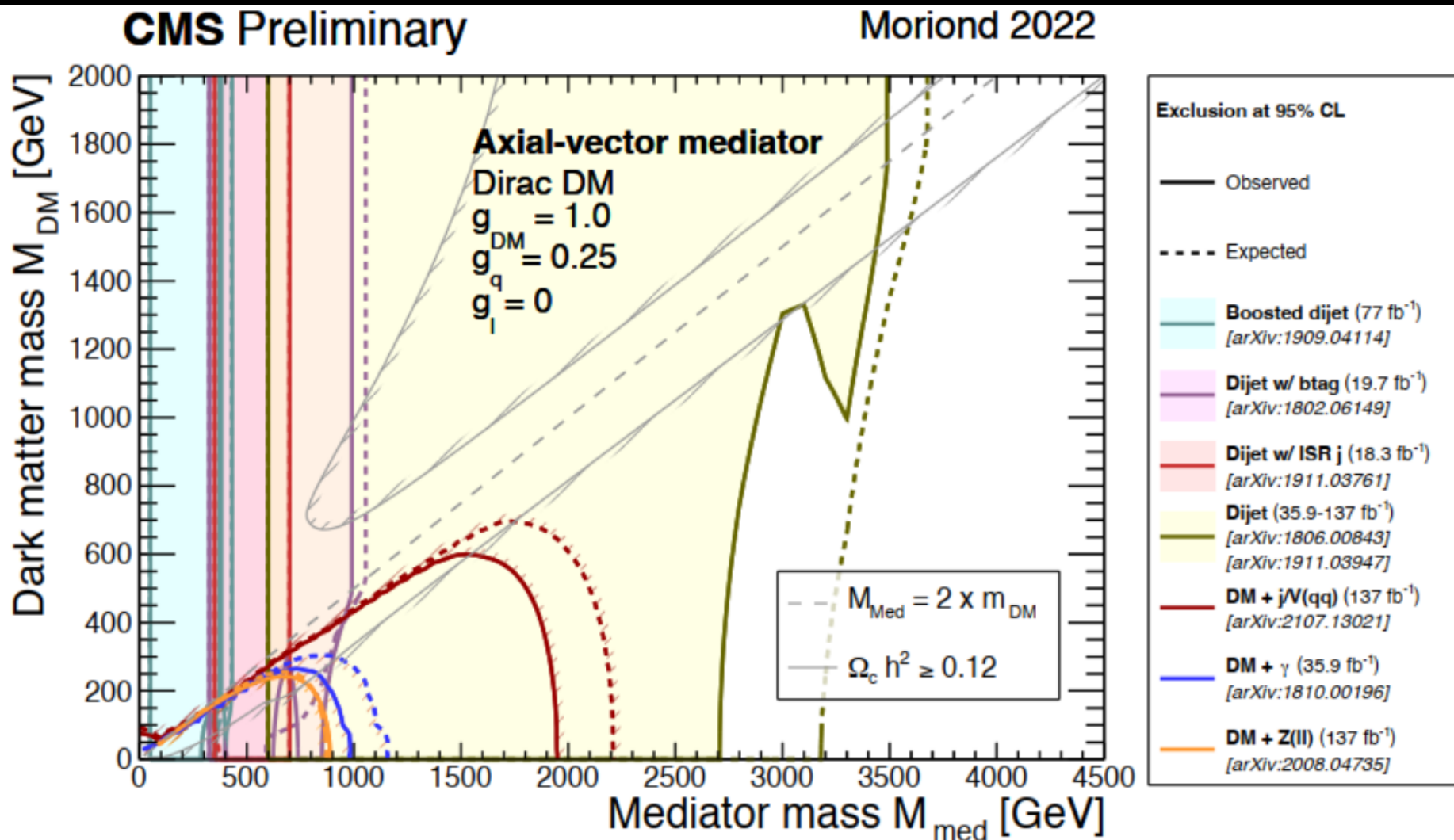


arXiv:2107.13021v2

- Por exemplo, não foram encontrados excessos significativos para mediadores (axial-)vetoriais com até $M_{\text{med}} \approx 1.9 \text{ TeV}$.

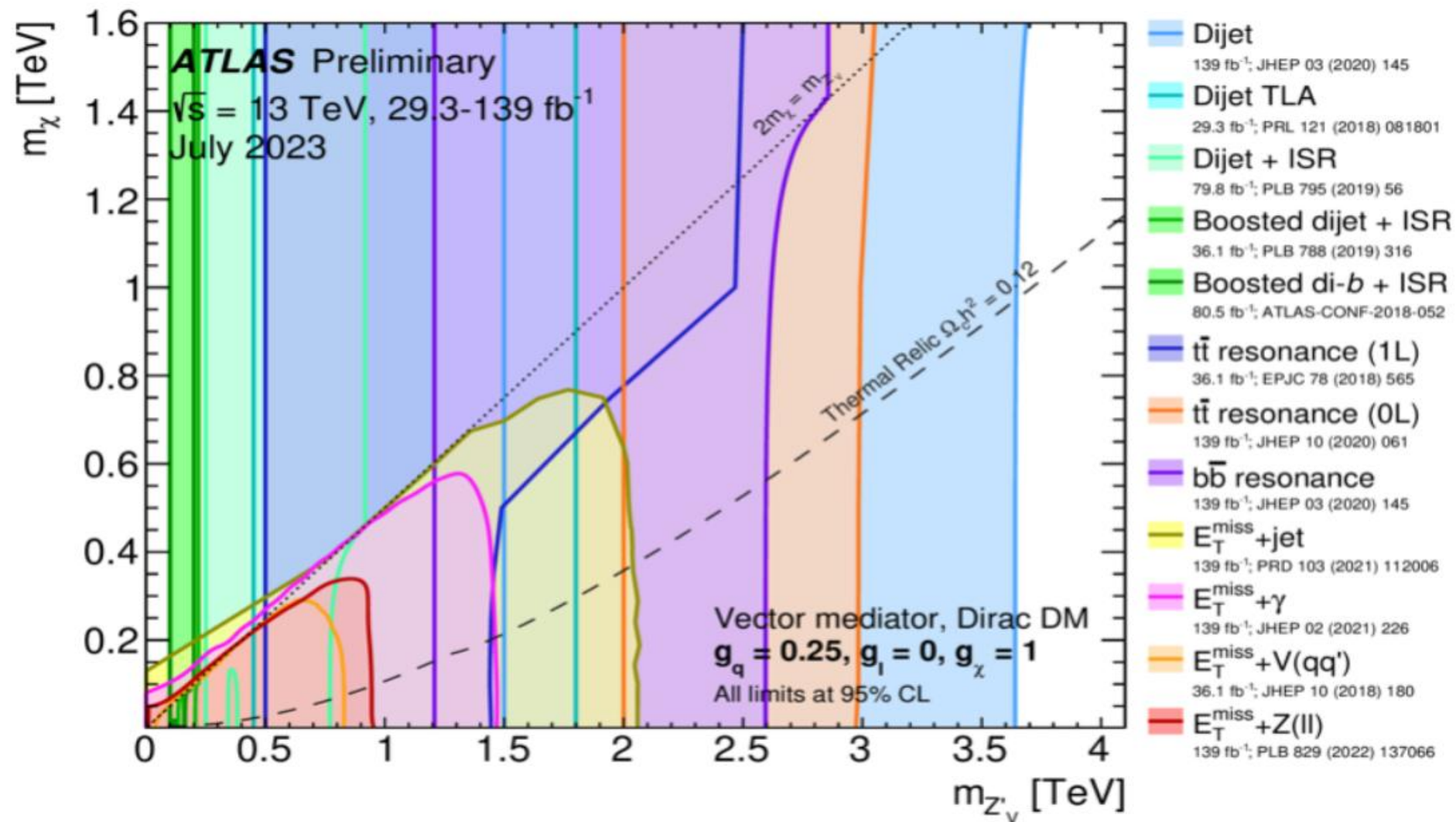
Resultados da literatura

Limites estabelecidos para massas de um candidato à ME e seu mediador vetorial, sem acoplamento com léptons ($g_\ell = 0$).



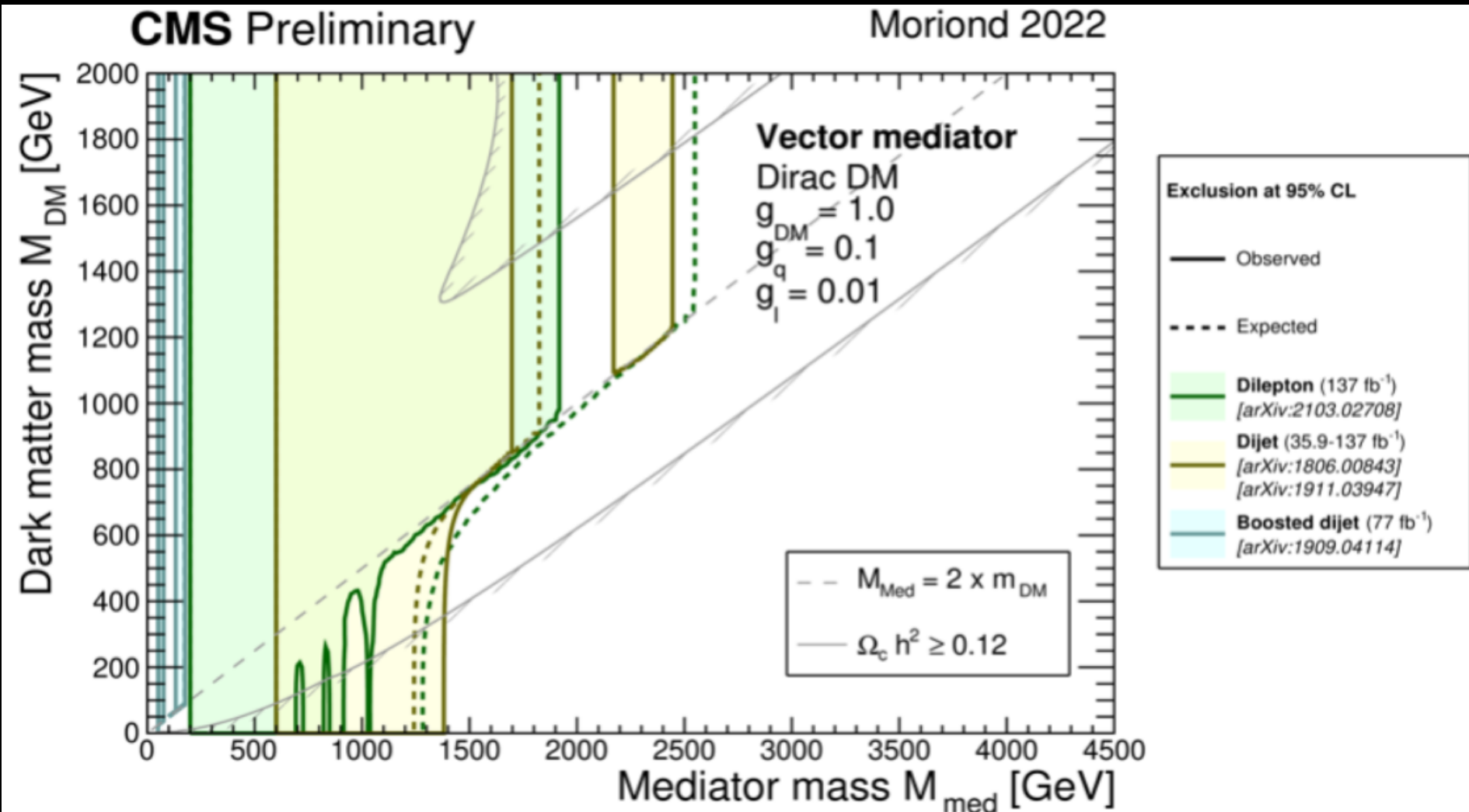
Resultados da literatura

Limites estabelecidos para massas de um candidato à ME e seu mediador axial-vetor, sem acoplamento com léptons ($g_\ell = 0$).



Resultados da literatura

Limites estabelecidos para massas de um candidato à ME e seu mediador vetorial, **com** acoplamento com léptons ($g_\ell = 0.01$), porém um acoplamento menor com quarks $g_q = 0.1$.

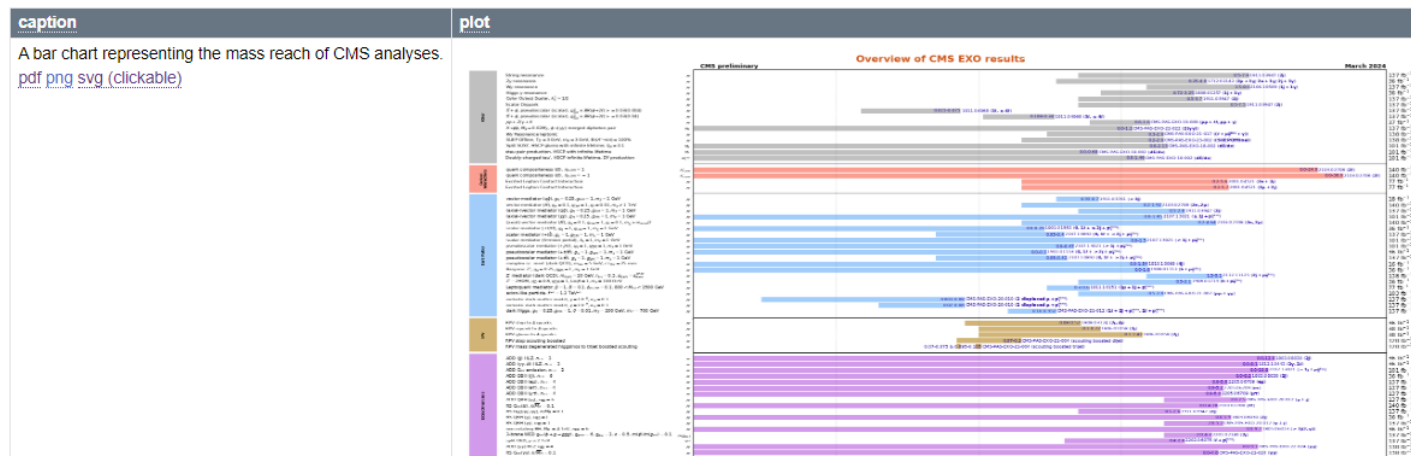


Resumo de resultados e limites

Os resultados mais atualizados destes limites podem ser encontrados nos sumários abaixo:

2024 Moriond

Overall summary plot



<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SummaryPlotsEXO13TeV>

Dark matter summary plots for s -channel, 2HDM+ a , Higgs portal and Dark Higgs models

ATL-PHYS-PUB-2023-018

17 July 2023

Content	Preview
Main document (CDS record) • internal	pdf from CDS
Figures	-
Abstract	

This is an update of summary plots from the Exotics, SUSY, HDBS and Higgs working groups, via the CDM sub-group, for dark matter simplified models with s -channel Spin-1 and Spin-0 mediators, a Two-Higgs-Doublet model with a pseudoscalar mediator (2HDM+ a), Higgs portal models and a Dark Higgs model. Results shown are current as of July 2023.

<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2023-018/>

**O que nos
motivou?**

Processos em ressonância são favorecidos devido a alta seção de choque

HL-LHC será capaz de testar interações do tipo

Como calcular propriedades da ME para processos em ressonância?

literatura costuma ser evasiva nesse regime

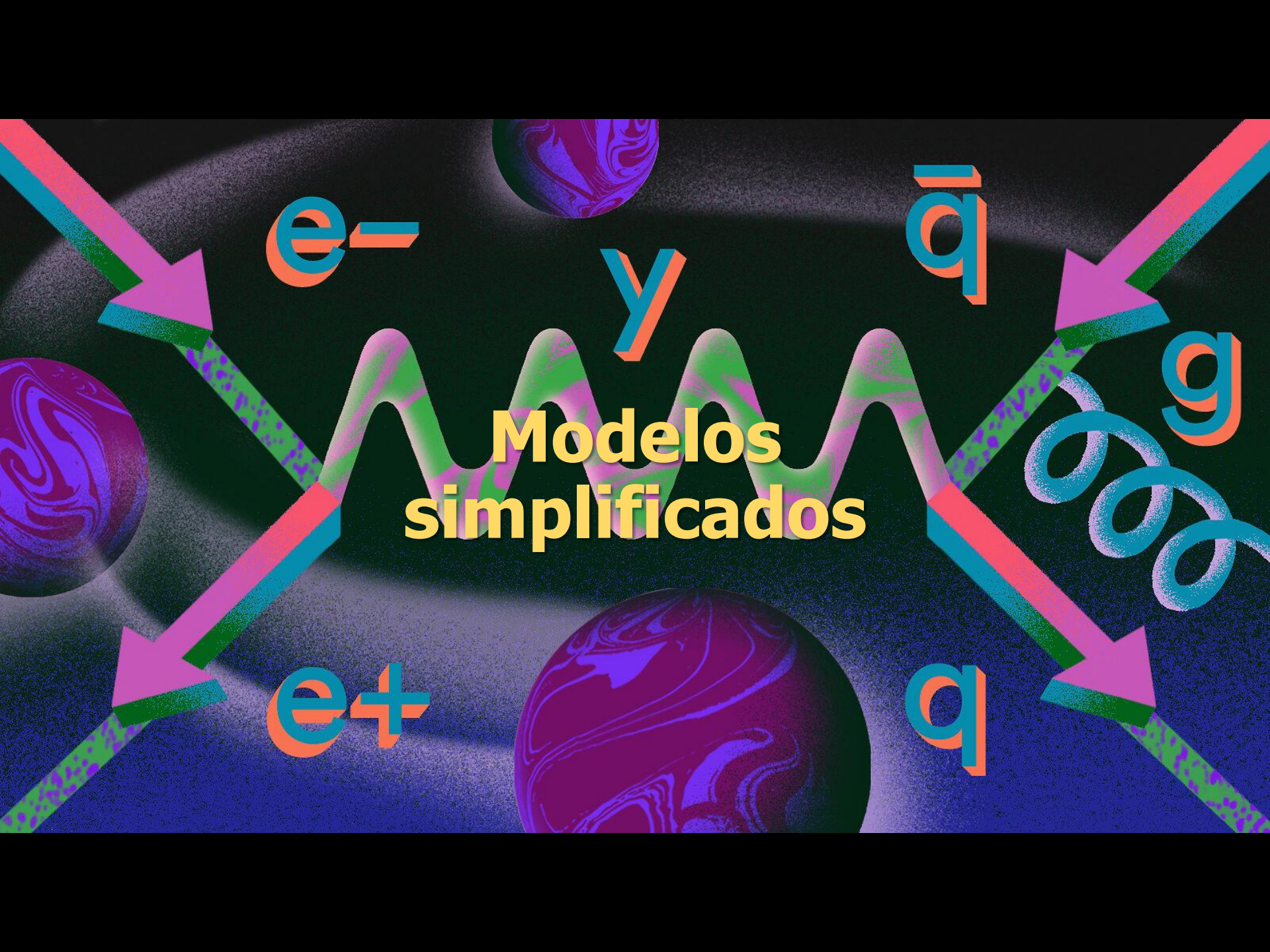
O fóton parece ser um observável interessante para ME.

Baixos limites de exclusão e potencial de observação em outros experimentos.

Objetivos

► De forma resumida, os objetivos deste trabalho foram:

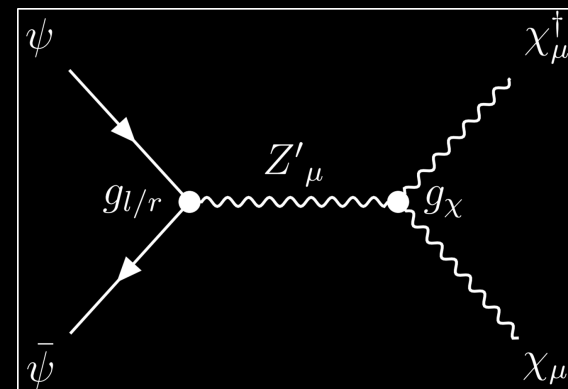
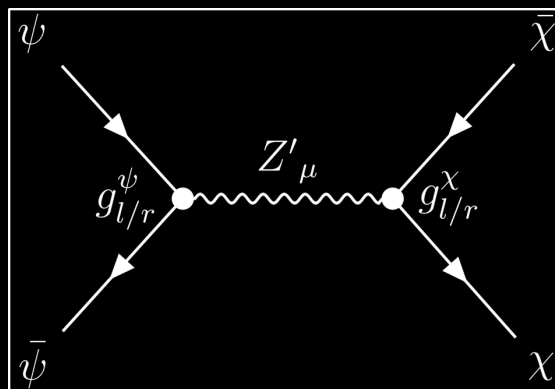
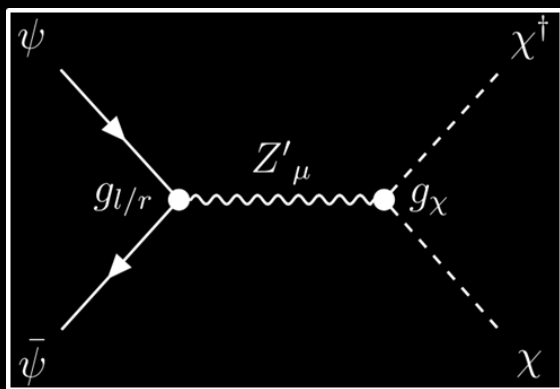
- ❑ Compreender, desenvolver e aplicar um modelo simplificado de produção em ressonância de ME em aceleradores.
- ❑ Desenvolver o estudo da produção de ME com detecção de mono-fóton em colisores de alta energia;
- ❑ Analisar o impacto do cálculo correto da densidade de relíquia para processos em ressonância.
- ❑ Comparar os resultados obtidos e os já reportados na literatura para modelos análogos.



The image features a complex Feynman diagram on a dark, textured background. It depicts an electron-positron annihilation process. On the left, an incoming electron (e^-) and a positron (e^+) are shown as blue arrows pointing towards a central interaction region. On the right, an outgoing antiquark ($\bar{q}$) and a quark (q) are shown as blue arrows pointing away from the same region. A wavy line, representing a photon (γ), connects the two vertices. To the right of the quark line, there is a loop of gluons (g), represented by red curly lines. The entire diagram is overlaid with a large, stylized, multi-colored 'M' shape. The text 'Modelos simplificados' is centered in the middle of the image.

Modelos simplificados

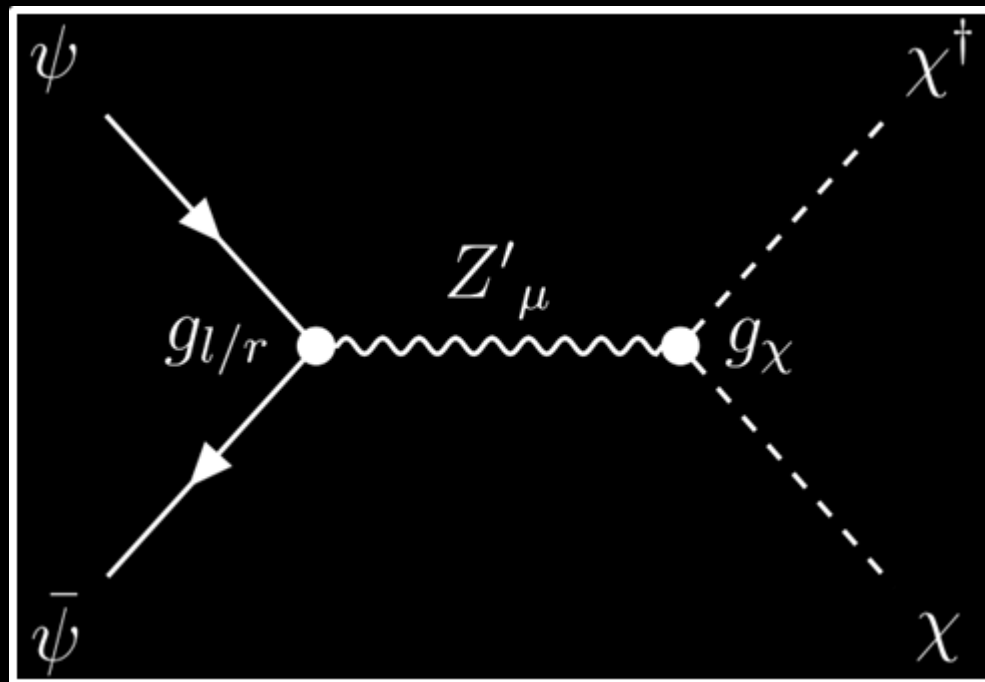
- ▶ Neste trabalho, aplicamos um modelo simplificado para uma ME do tipo WIMP.
- ▶ Esses modelos, principalmente com ME fermion, são já conhecidos na literatura
- ▶ Para o caso de um estado final onde a ME é um férmion, pode ser comparado com resultados obtidos experimentalmente que excluem mediadores e até uma certa massa.



- ▶ Onde o Z' possui propagador análogo ao Z do modelo padrão, na forma:

$$-i \frac{g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}}{q^2 - M^2 + iM\Gamma}$$

ME Escalar



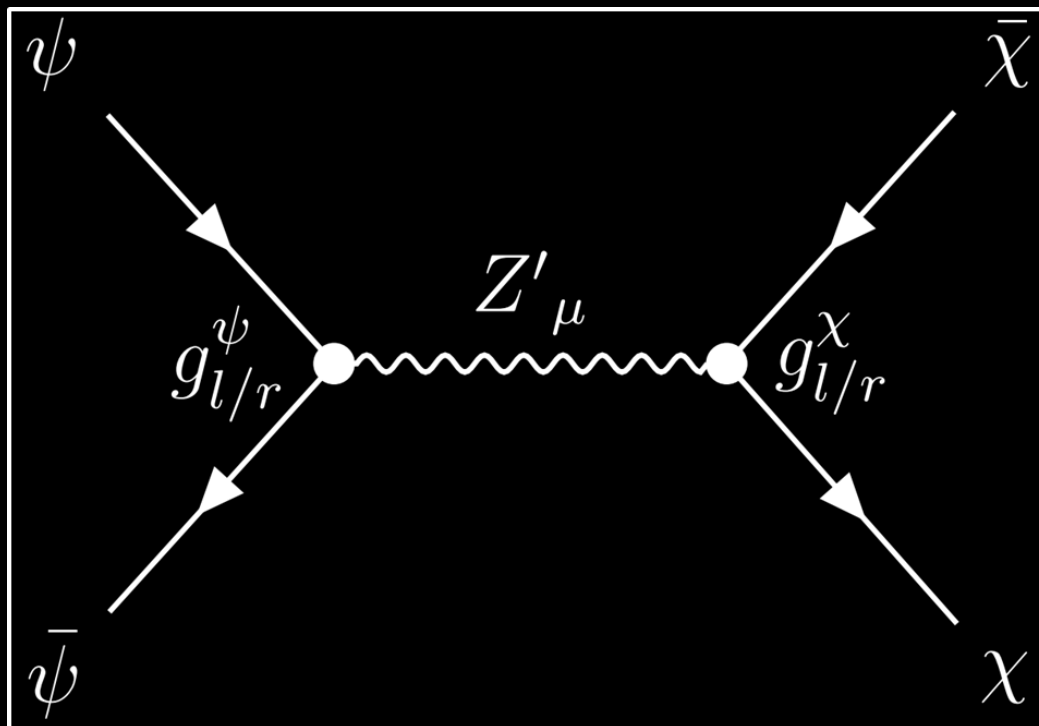
$$\mathcal{L}_{int}^{scalar} \supset \bar{\psi} \gamma^\mu (g_l P_L + g_r P_R) \psi Z'_\mu + g_\chi (\chi^\dagger \partial_\mu \chi - \chi \partial_\mu \chi^\dagger) Z'^\mu$$

Onde:

$$\begin{cases} P_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \\ P_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \end{cases}$$

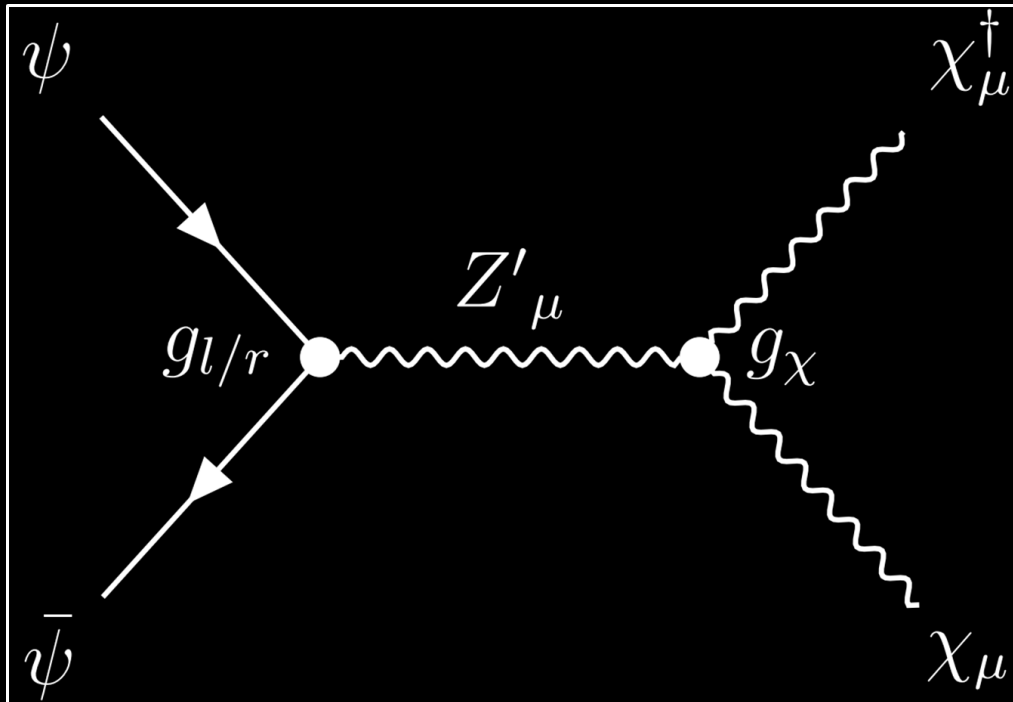
Lagrangianas de Interação com ME

ME Fermiônica



$$\mathcal{L}_{int}^{fermion} \supset [\bar{\psi} \gamma^\mu (g_l P_L + g_r P_R) \psi + \bar{\chi} \gamma^\mu (g_\chi P_L + g_\chi P_R) \chi] Z'_\mu$$

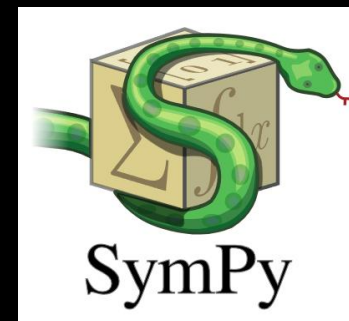
ME Vetorial

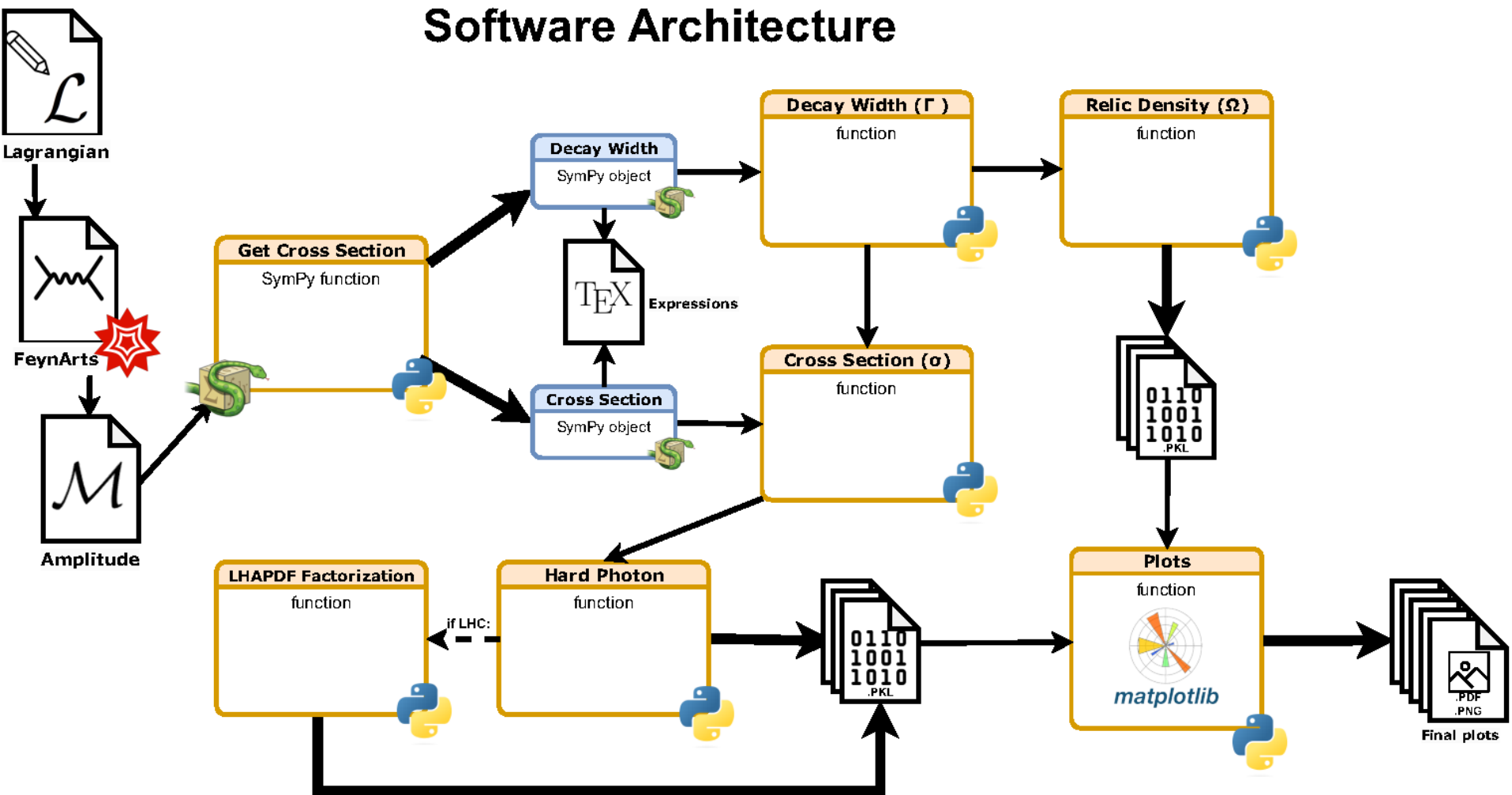


$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^{vector} \supset & \bar{\psi} \gamma^\mu (g_l P_L + g_r P_R) \psi Z'_\mu - i g_\chi (\partial^\mu Z'^\nu - \partial^\nu Z'^\mu) \chi_\mu^\dagger \chi_\nu \\ & - i g_\chi Z'_\mu \chi_\nu^\dagger (\partial^\mu \chi^\nu - \partial^\nu \chi^\mu) + i g_\chi Z'^\mu \chi^\nu (\partial_\mu \chi_\nu^\dagger - \partial_\nu \chi_\mu^\dagger) \end{aligned}$$

Seção de choque total dos processos

- Utilizamos o pacote FeynCalc e FeynArts do software Mathematica para os cálculos das amplitudes, traços e cinemáticas dos processos estudados (exceto a fatorização da ISR).
- Assim como um pacote de manipulação simbólica em Python, o SymPy, para validação das seções de choque e decaimento.





Seção de choque total dos processos

ME Escalar

$$\sigma_{tot}^{escalar} = \frac{g_\chi^2 (g_l^2 + g_r^2) (s(s - 4m_\chi^2))^{3/2}}{192\pi s^2 \left((s - M_{Z'}^2)^2 + \Gamma^2 M_{Z'}^2 \right)}$$

ME Fermiônica

$$\sigma_{tot}^{fermiônica} = \frac{(g_{l\chi}^2 + g_{r\chi}^2) \sqrt{s - 4m_\chi^2} (g_l^2 (s - m_\chi^2) + 6g_l g_r m_\chi^2 + g_r^2 (s - m_\chi^2))}{96\pi \sqrt{s} \left((s - M_{Z'}^2)^2 + \Gamma^2 M_{Z'}^2 \right)}$$

ME Vetorial

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}^{vector} &= g_\chi^2 (g_l^2 + g_r^2) \beta \\ &\times \frac{(-48M_{Z'}^2 m_\chi^6 - 68M_{Z'}^2 m_\chi^4 s + 16M_{Z'}^2 m_\chi^2 s^2 + M_{Z'}^2 s^3 + 192m_\chi^4 s^2 - 96m_\chi^2 s^3 + 12s^4)}{192M_{Z'}^2 m_\chi^4 \sqrt{s} \left[(s - M_{Z'}^2)^2 + \Gamma^2 M_{Z'}^2 \right]} \end{aligned}$$

$$\beta = \sqrt{s - 4m_\chi^2}$$

Larguras de decaimento

ME Escalar

$$\Gamma_{\text{escalar}} = \frac{g_{\chi}^2 (M_{Z'}^2 - 4m_{\chi}^2) \sqrt{1 - \frac{4m_{\chi}^2}{M_{Z'}^2}}}{48\pi M_{Z'}}$$

ME Fermiônica

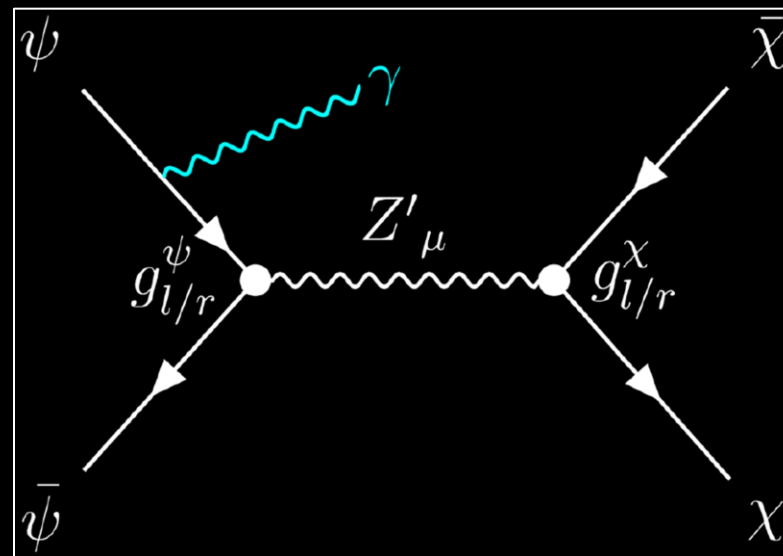
$$\Gamma_{\text{fermion}} = \frac{\sqrt{1 - \frac{4m_{\chi}^2}{M_{Z'}^2}} (g_{l\chi}^2 (M_{Z'}^2 - m_{\chi}^2) + 6g_{l\chi}g_{r\chi}m_{\chi}^2 + g_{r\chi}^2 (M_{Z'}^2 - m_{\chi}^2))}{24\pi M_{Z'}}$$

ME Vetorial

$$\Gamma = \frac{g_{\chi}^2 M_{Z'}^3 (1 - 4m_{\chi}^2/M_{Z'}^2)^{\frac{3}{2}}}{192\pi m_{\chi}^2}$$

Radiação do estado inicial

- Seguindo a abordagem para mono- χ , nos propomos a analisar estes processos no cenário em que um fóton de alta energia é emitido do estado inicial.



- ▶ Entretanto, por se tratar de um fóton muito energético (“hard”), a fatorização deste processo precisa levar em consideração correções de mais alta ordem.
- ▶ Isso pode ser obtido conforme o proposto por Bonneau e Martin (1971), a seguir:

$$\sigma'_{\text{tot}}(\psi\bar{\psi} \rightarrow Z'\gamma \rightarrow \gamma\chi\bar{\chi}) = \hat{\sigma}_{\text{tot}}(\psi\bar{\psi} \rightarrow Z' \rightarrow \chi\bar{\chi})(1 + \delta),$$

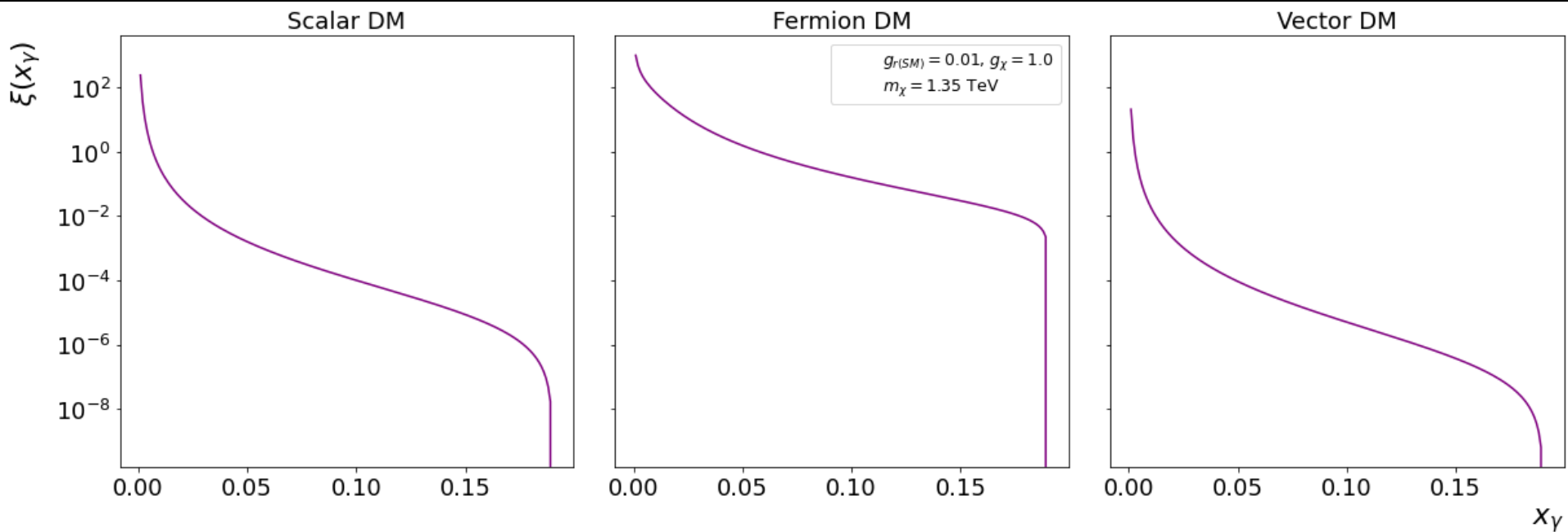
$$\delta = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \left(-1 + 2 \log \frac{\sqrt{\hat{s}}}{m_\psi} \right) \left[\log x_\gamma^{\min} + \frac{13}{12} + \int_{x_\gamma^{\min}}^{x_\gamma^{\max}} dx_\gamma \xi(x_\gamma) \right] - \frac{17}{36} + \frac{\pi^2}{6} \right\}$$
$$\xi(x_\gamma) = \frac{1}{x_\gamma} \left(1 - x_\gamma + \frac{x_\gamma^2}{2} \right) \frac{\hat{\sigma}(\hat{s} - \hat{s}x_\gamma)}{\hat{\sigma}(\hat{s})},$$

Onde:

$$x_\gamma = q_\gamma / E_{\text{beam}}$$

Radiação do estado inicial

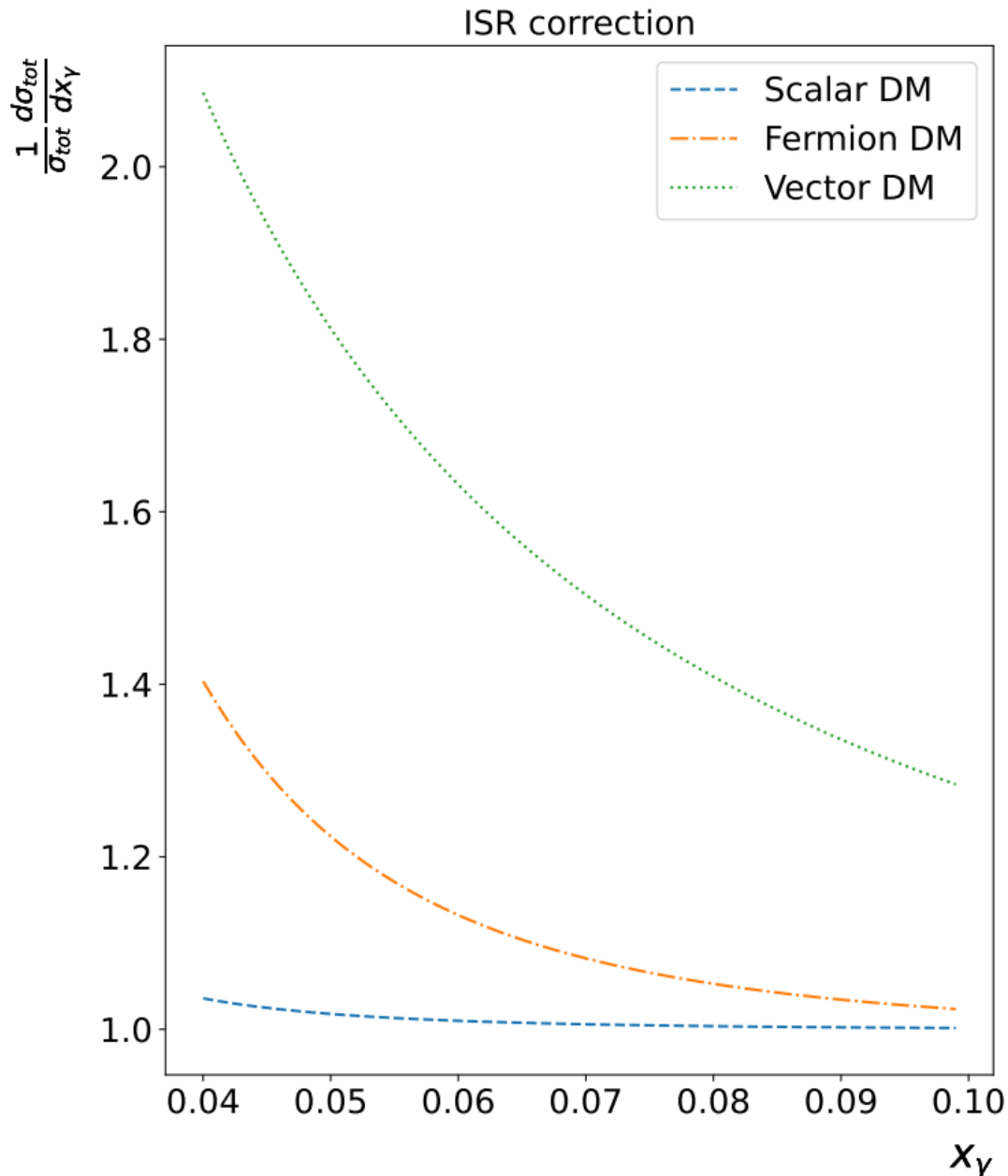
- A variável x_γ representa a fração de energia que o fóton carrega a partir da interação inicial entre os férmions.



Radiação do estado inicial

- Mostramos que a seção de choque total em função de x_γ apresenta uma correção de não desprezível para um intervalo de

$$0.04 \leq x_\gamma \leq 0.10$$



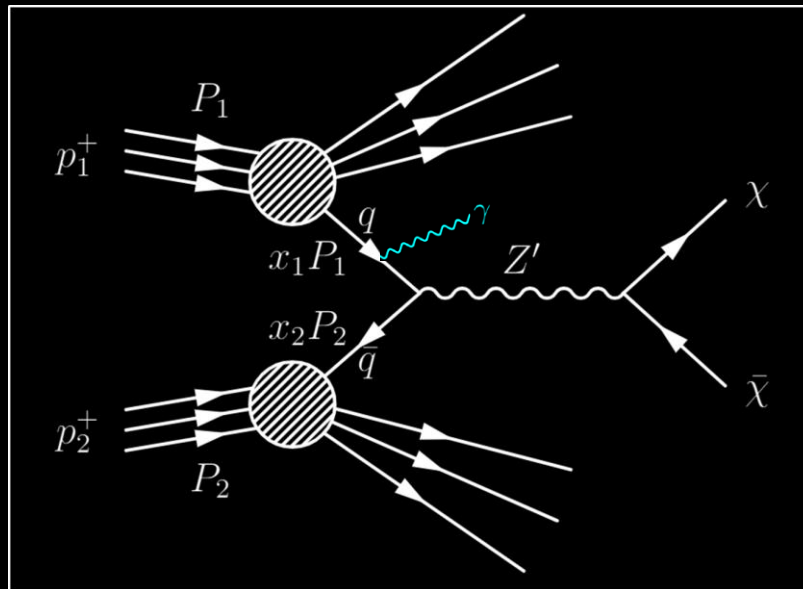
► A fatorização para um “hard-photon” é válida para e^+e^- quanto
para colisões pp

► Para colisões pp precisamos olhar para distribuição de *pártons*
no interior do próton.

Função de densidade de pártons

No caso específico de colisões próton-próton, precisamos entender bem a distribuição de quarks nos processos, antes de aplicar o cálculo anterior.

Isso é feito com o auxílio de uma função experimental auxiliar, chamada Parton Density Function (PDF), que estima a probabilidade de um determinado q_i possuir uma fração de energia x_i com base numa escala fixada Q ($\sim M_{med}$).



Função de densidade de pártons

- Assim, podemos utilizar uma fatorização para is processos que se assemelham aos do tipo Drell-Yan, dada por

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_0^1 \int_{\tau/x_1}^1 dx_1 dx_2 P_{q,\bar{q}}(x_1, x_2) \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow X) \delta(\hat{s} - M^2)$$

Onde a probabilidade de um quark-antiquark existir com fração de energia x_i é:

$$P_{q,\bar{q}}(x_1, x_2) = \sum_{q=1}^{N_f} \{ f_q(x_1, Q^2) f_{\bar{q}}(x_2, Q^2) + f_{\bar{q}}(x_1, Q^2) f_q(x_2, Q^2) \}$$

Função de densidade de pártons

Para avaliar a produção em ressonância, podemos usar que:

$$\tau = \frac{M^2}{s} \qquad \tau \equiv x_1 x_2$$

$$x_1 x_2 s = \hat{s} \qquad \tau s = \hat{s}$$

E obter:

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = F(\tau) = \int_{\tau}^1 P_1(x_1, Q^2) P_2(\tau/x_1, Q^2) \hat{\sigma}(\tau s) \frac{dx_1}{x_1}$$

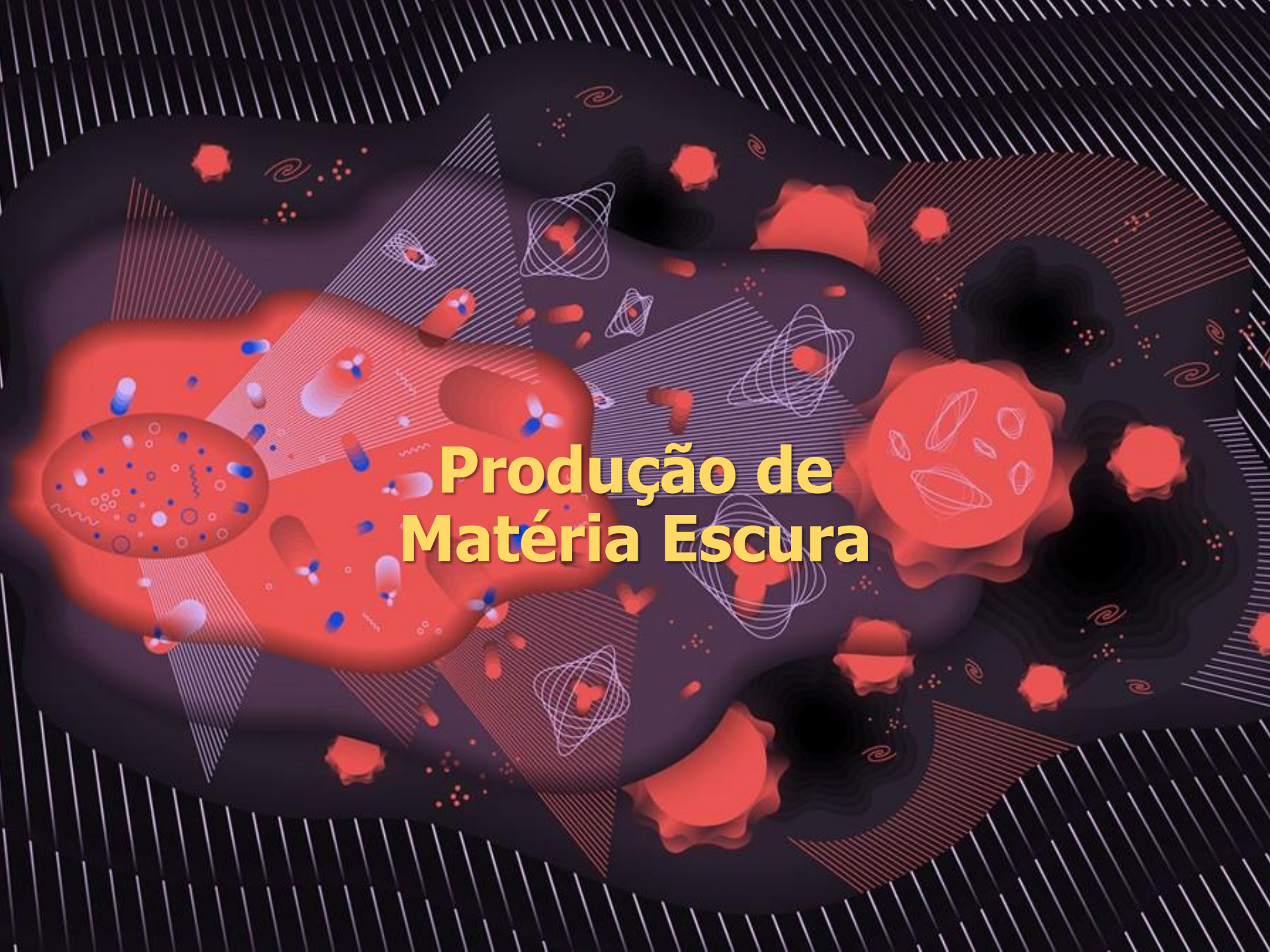
$$\left. M^2 \frac{d\sigma}{dM^2} \right|_{M=M_{\text{med}}} = \tau F(\tau) = \tau \int_{\tau}^1 \frac{dx_1}{x_1} P_{q,\bar{q}}(x_1, \tau/x_1) \hat{\sigma}(\hat{s} = \tau s) \delta(\hat{s} - M^2)$$

Assim...

- ▶ Usando o framework que descrevemos aqui, podemos obter resultados que podem ser comparados com os da literatura
- ▶ Para processos do tipo qq , estas comparações são mais diretas, pois o LHC fornece resultados mais atualizados.
- ▶ Para comparações com experimentos $e + e -$ na faixa de energia estudada, seria necessário aguardar os dados de CLIC, ILC e/ou FCC-ee que estão em fase de planejamento.

Porem...

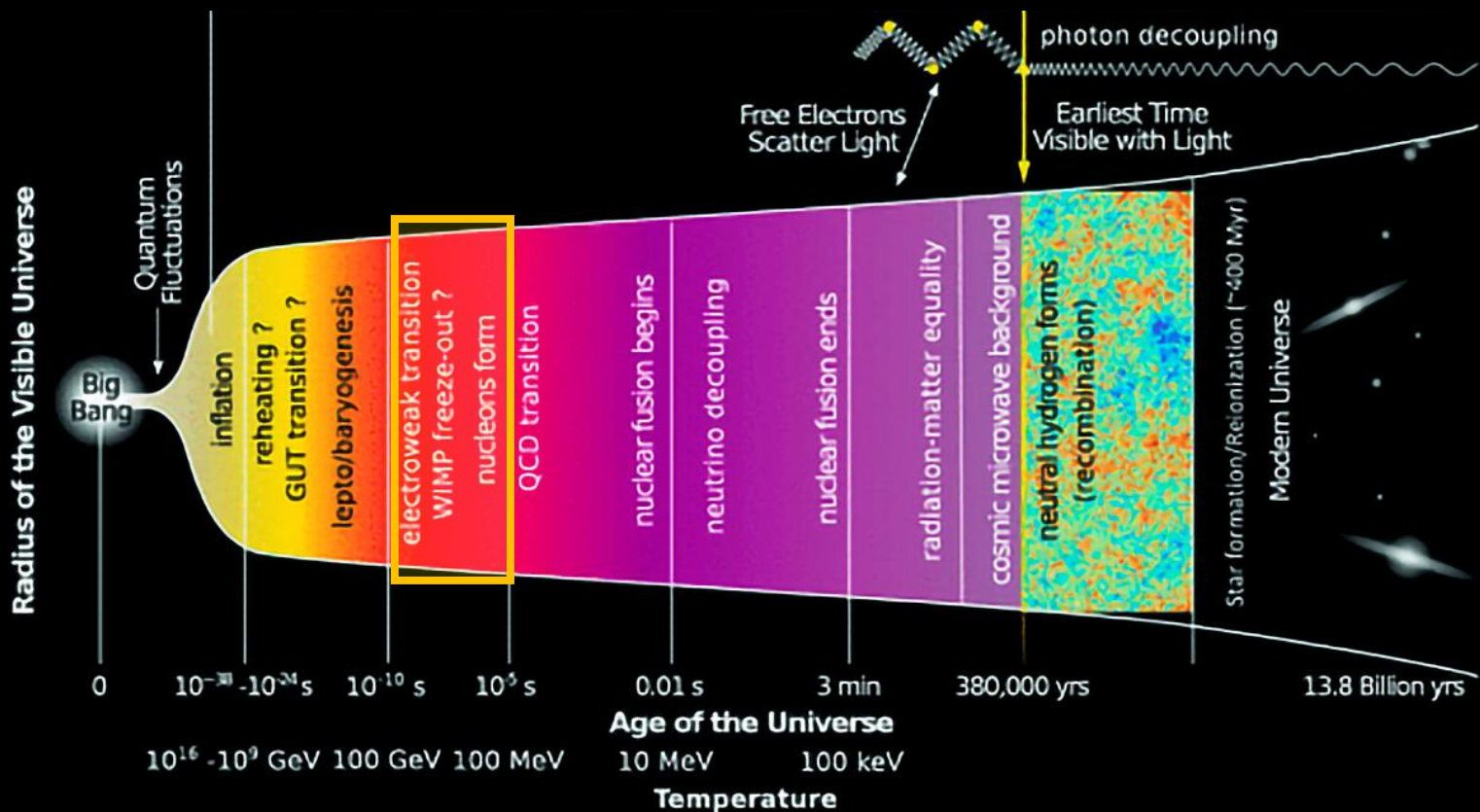
- ▶ Mesmo com um modelo simplificado para ME, precisamos investigar suas propriedades
- ▶ Se este modelo não puder reproduzir características conhecidas da ME, seria apenas mais um modelo de nova física, sem implicações cosmológicas.

An abstract, artistic illustration depicting the production of dark matter. The background is a dark, textured space with a grid of white lines that create a sense of depth and curvature. Scattered throughout are various red and orange shapes, some resembling galaxies or clusters of matter. There are also white, glowing, wireframe-like structures that look like atomic models or complex geometric shapes. The overall color palette is dominated by dark purples, blacks, and vibrant reds and oranges, with some white highlights. The text "Produção de Matéria Escura" is centered in a bold, yellow, sans-serif font.

Produção de Matéria Escura

Produção de ME

- ▶ Mesmo que uma partícula seja detectada em um experimento, é necessário que haja confirmações e análises cruzadas para confirmar que se trata de ME.
- ▶ Uma das formas de se fazer isso, é estimar se um modelo é capaz de reproduzir a quantidade de ME que se estima que exista hoje no universo.



DE ANGELIS A., PIMENTA M. (2018)

Cálculo da densidade de relíquia próximo a uma ressonância

- Da equação de Boltzman, seguindo as recomendações de GONDOLO e GELMINI (1991), podemos estimar a densidade numérica de partículas de ME no universo primordial a partir da expressão *:

$$\frac{dn_{\chi}}{dt} + 3Hn_{\chi} = - [n_{\chi}^2 - n_{\text{eq},\chi}^2] \langle \sigma v \rangle$$

Onde:

$$Y \equiv \frac{n}{T^3}$$

Obtemos:

$$\frac{dY(t)}{dt} = -s [(Y(t))^2 - Y_{\text{eq}}(t)^2] \langle \sigma v \rangle$$

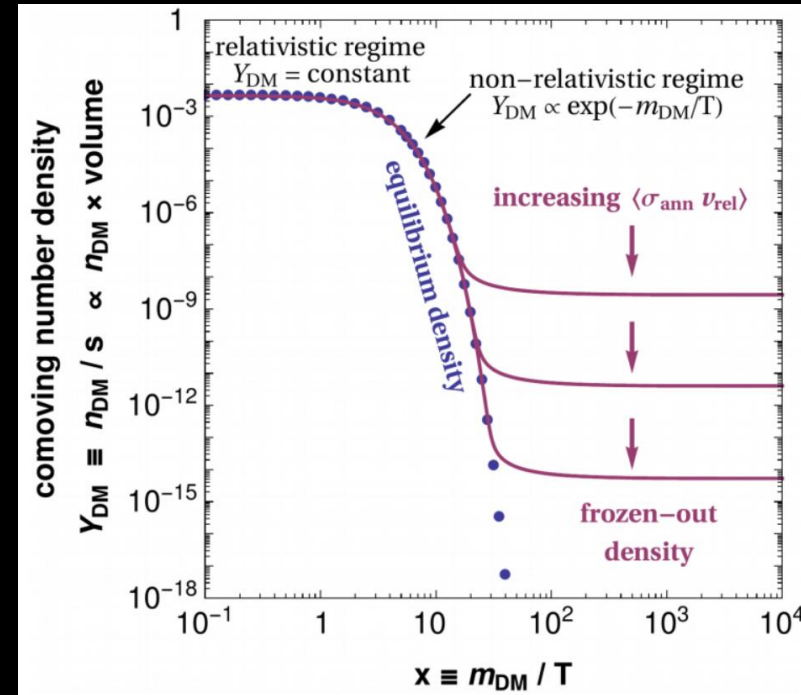
* GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. Nucl. Phys. B, v. 360, p. 145–179, 1991.

Cálculo da densidade de relíquia próximo a uma ressonância

- Definimos que o desacoplamento da ME ocorre quando a abundância de ME deixa de estar em equilíbrio, ou seja:

$$\Delta = \delta Y_{\text{eq}}$$

Quando $\delta > 1.5$. Disso, é possível obter uma expressão aproximada para a abundância total de ME da forma



PETRAKI, K. Slides presentation, *Dark matter candidates*. 2018.

$$\frac{1}{Y_0} = \frac{1}{Y_f} + \sqrt{\frac{45}{\pi}} G \int_{T_0}^{T_f} \sqrt{g_\star} \langle \sigma v \rangle dT$$

Cálculo da densidade de relíquia próximo a uma ressonância

- A densidade adimensional de ME pode ser obtida através da relação*

$$\Omega_{\chi} = \frac{\rho_{\chi,0}}{\rho_c} = \frac{m_{\chi} s_0 Y_0}{\rho_c}$$

$$\Omega_{\chi} h^2 \approx 8.7661 \times 10^{-11} \text{GeV}^{-11} \left[\int_{T_0}^{T_f} \sqrt{g_{\star}} \langle \sigma v \rangle \frac{dT}{m_{\chi}} \right]^{-1}$$

- Que foi a expressão aplicada nesse trabalho, com as devidas correções para regimes em ressonância.
- **Esta expressão pode ser calculada numericamente para obter a abundância de ME.**

* GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nucl. Phys. B*, v. 360, p. 145–179, 1991.

Cálculo da densidade de relíquia próximo a uma ressonância

- A média termal da seção de choque é rotineiramente expandida em termos da velocidade relativa das partículas como:

$$\langle \sigma v \rangle = \sigma \cdot v + \mathcal{O}(v^2)$$

- Para um cálculo mais robusto, poderíamos usar a expressão * :

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{1}{8m_\chi^4 T K_2 \left(\frac{m_\chi}{T} \right)^2} \int_{4m_\chi^2}^{\infty} ds \, \sigma(s) \sqrt{s} (s - 4m_\chi^2) K_1 \left(\frac{\sqrt{s}}{T} \right)$$

- **Entretanto, estas expressões não podem ser utilizadas para regimes onde a produção de ME se dá próximo a um limiar de ressonância.**

* GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. Nucl. Phys. B, v. 360, p. 145–179, 1991.

Densidade de Relíquia para processos em Ressonância

► Para uma seção de choque cujo perfil segue um perfil de Breit-Wigner [1]:

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{4\pi\omega}{p^2} B_i B_f \frac{m_R^2 \Gamma_R^2}{(s - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2}$$

► Para o nosso caso em específico

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{8\pi\omega}{m_\chi^2} \frac{M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2}{(\epsilon - \epsilon_R)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} b_R(\epsilon),$$

$$b_R(\epsilon) \equiv \frac{B_i(1 - B_i)(1 + \epsilon)^{1/2}}{\epsilon^{1/2}(1 + 2\epsilon)} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{b_R^{(l)}}{l!} \epsilon^l.$$

$$\text{Onde: } \epsilon = \frac{s - m_\chi^2}{m_\chi^2} \quad \omega = \frac{2J+1}{(2S+1)^2}$$

- Disso, é possível obter uma expressão para a produção termal de ME em ressonância tal qual:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{res}} = \frac{16\pi}{m_\chi^2} \frac{(2J+1)}{(2S+1)^2} x^{3/2} \pi^{1/2} \frac{M_{Z'} \Gamma_{Z'}}{m_\chi^2} B_i (1 - B_i) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{b_R^{(l)}}{l!} F_l(z_R; x).$$

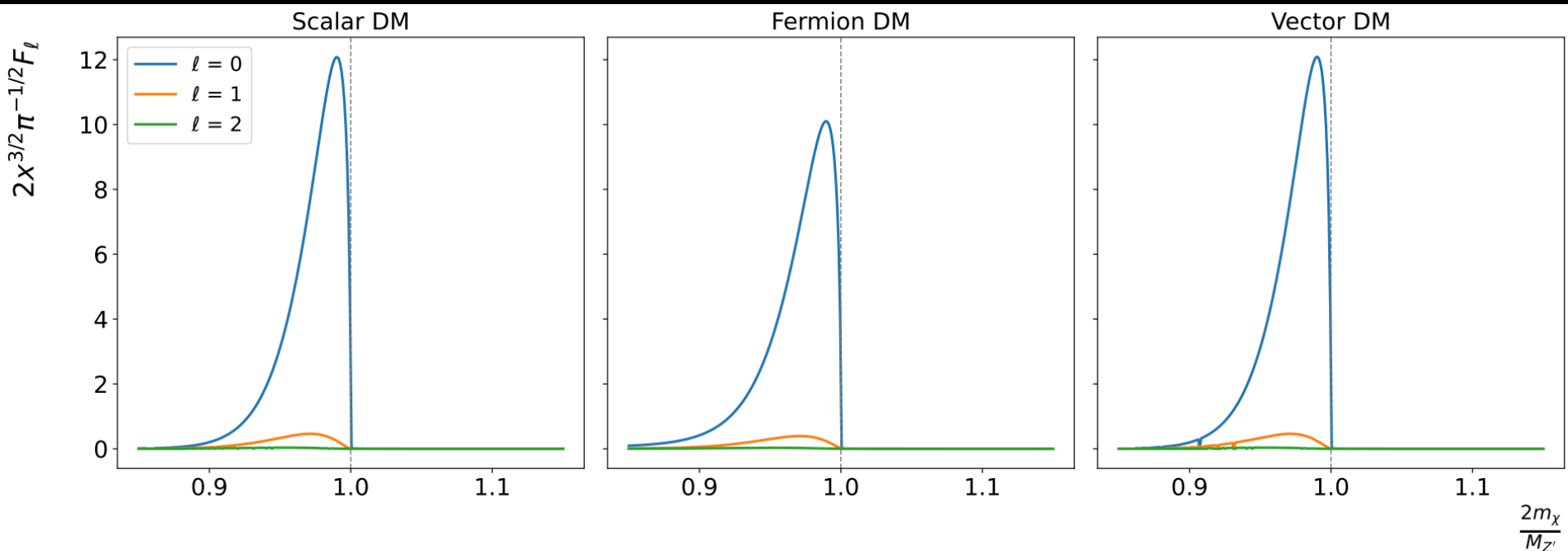
$$F_l(z_R; x) = \text{Re} \frac{i}{\pi} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{(l+1/2)} e^{-x\epsilon}}{(z_R - \epsilon)} d\epsilon,$$

Onde:

$$z_R = \frac{M_{Z'}^2 - m_\chi^2}{m_\chi^2} + i \frac{M_{Z'} \Gamma_{Z'}}{m_\chi^2}$$

* GONDOLO, P.; GELMINI, G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. Nucl. Phys. B, v. 360, p. 145–179, 1991.

- Do perfil abaixo, percebemos que a correção ocorre principalmente quando a razão entre as massas se aproxima a 1, porém é limitada cinematicamente para valores maior que esse limiar.



► Manipulando as equações anteriores, obtemos:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{res}} = \frac{16\pi}{m_\chi^2} \frac{(2J+1)}{(2S+1)^2} x^{3/2} \pi^{1/2} \frac{M_{Z'} \Gamma_{Z'}}{m_\chi^2} B_i (1 - B_i) F(z_R; x).$$

$$F(z_R; x) = \text{Re} \frac{i}{\pi} \int_0^\infty \frac{(1+\epsilon)^{1/2} e^{-x\epsilon}}{(1+2\epsilon)(z_R - \epsilon)} d\epsilon.$$

► **Que foi a expressão utilizada para o cálculo dos resultados principais deste trabalho.**

Portanto...

- ▶ Modelos simplificados podem ser utilizados para gerar previsões e limitar o espaço de busca por ME em colisores.
- ▶ É necessário um cálculo correto da densidade de relíquia de ME, tendo em vista a sua caracterização efetiva como ME.
- ▶ As buscas em colisores limitaram grande parte dos mediadores e partículas de alta massa, porém apenas no intervalo de parâmetros e com a densidade de relíquia calculada de maneira trivial.

Resultados

$$W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+]] - i g s_w$$

$$W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+ + A_\mu$$

$$\frac{1}{2} g^2 W_\mu^+ W_\mu^-$$

$$(W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- -$$

$$g^2 W_\mu^+ W_\mu^- W_\nu^+ W_\nu^- +$$

$$Z^0 W^+ W^-)$$

$$H \phi^+ \phi^-] -$$

$$\phi^- + 2(\phi^0)^2 H^2] -$$

$$\partial_\mu \phi^0) -$$

$$- \phi^- \partial_\mu$$

$$)^2 + 2\phi$$

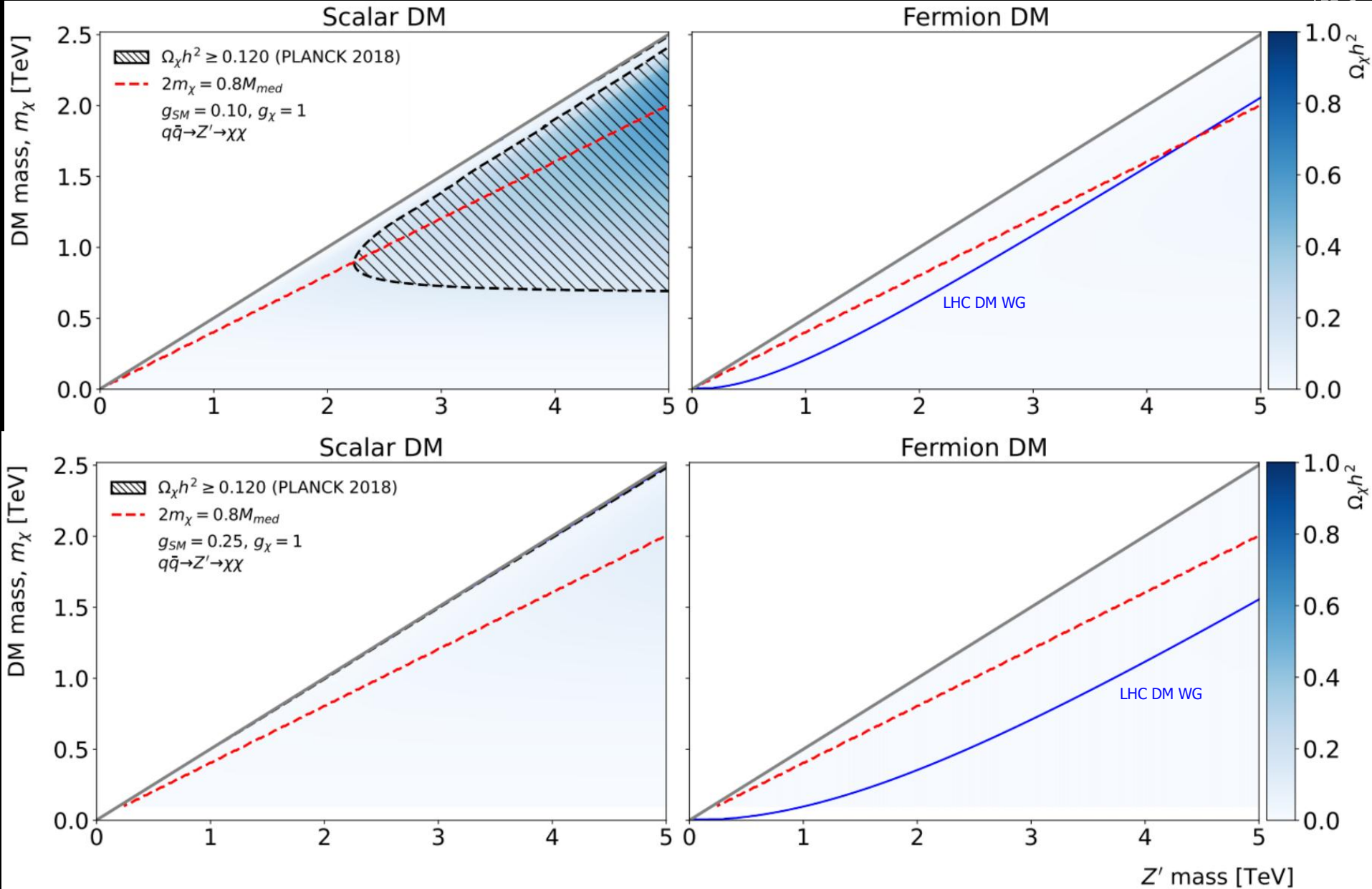
$$Z^0 \phi^0$$

$$\frac{1}{4} g^2 \frac{1}{c_w^2} (Z^0 \phi^0 + (\phi^0)^2 + 2\phi$$

$$- \frac{1}{2} i g^2 \frac{s_w^2}{c_w^2} W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+$$

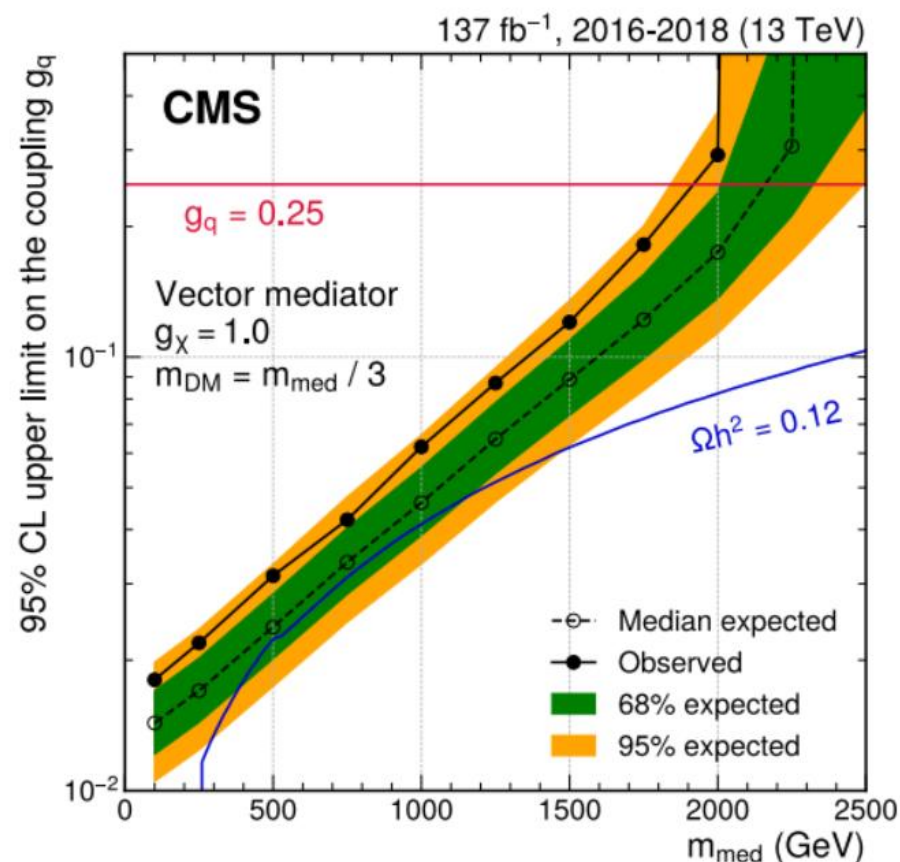
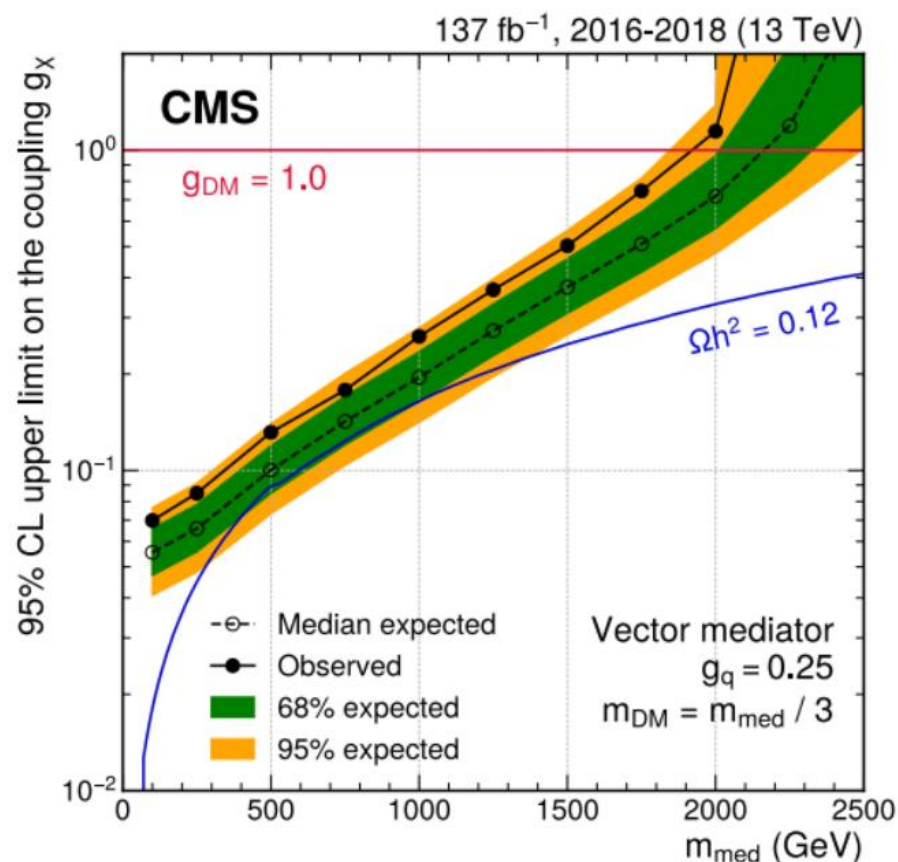
→ **ME Escalar e Fermion - pp**
ME Escalar e Fermion - e^+e^-
Vector DM

Densidade de Relíquia - ME Escalar e Fermiônica - pp



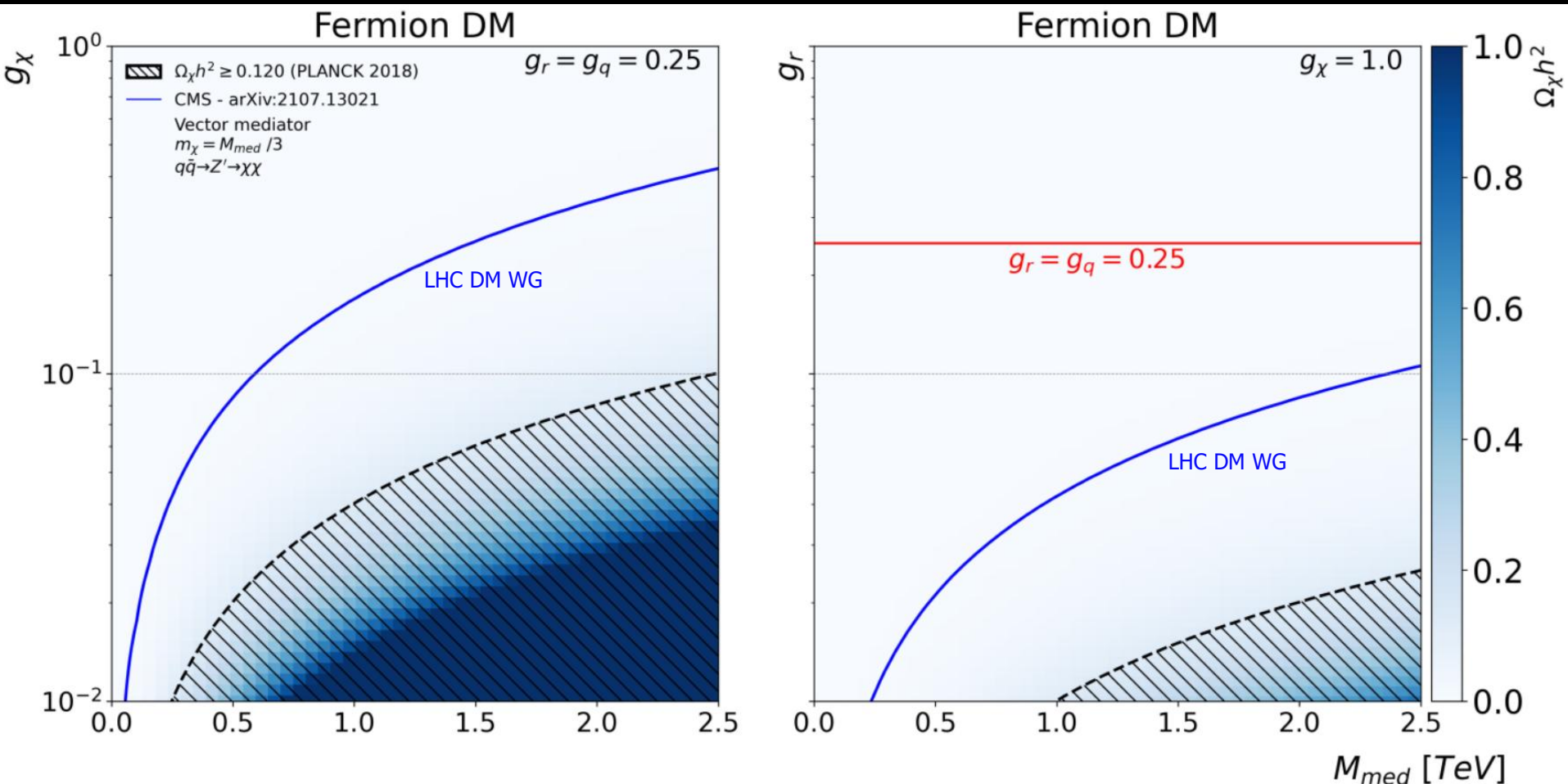
Alguns resultados do CMS para ME

- Limites de exclusão para a produção de ME fermiônica com mediador vetorial, para diferentes acoplamentos e regimes de massa do mediador.

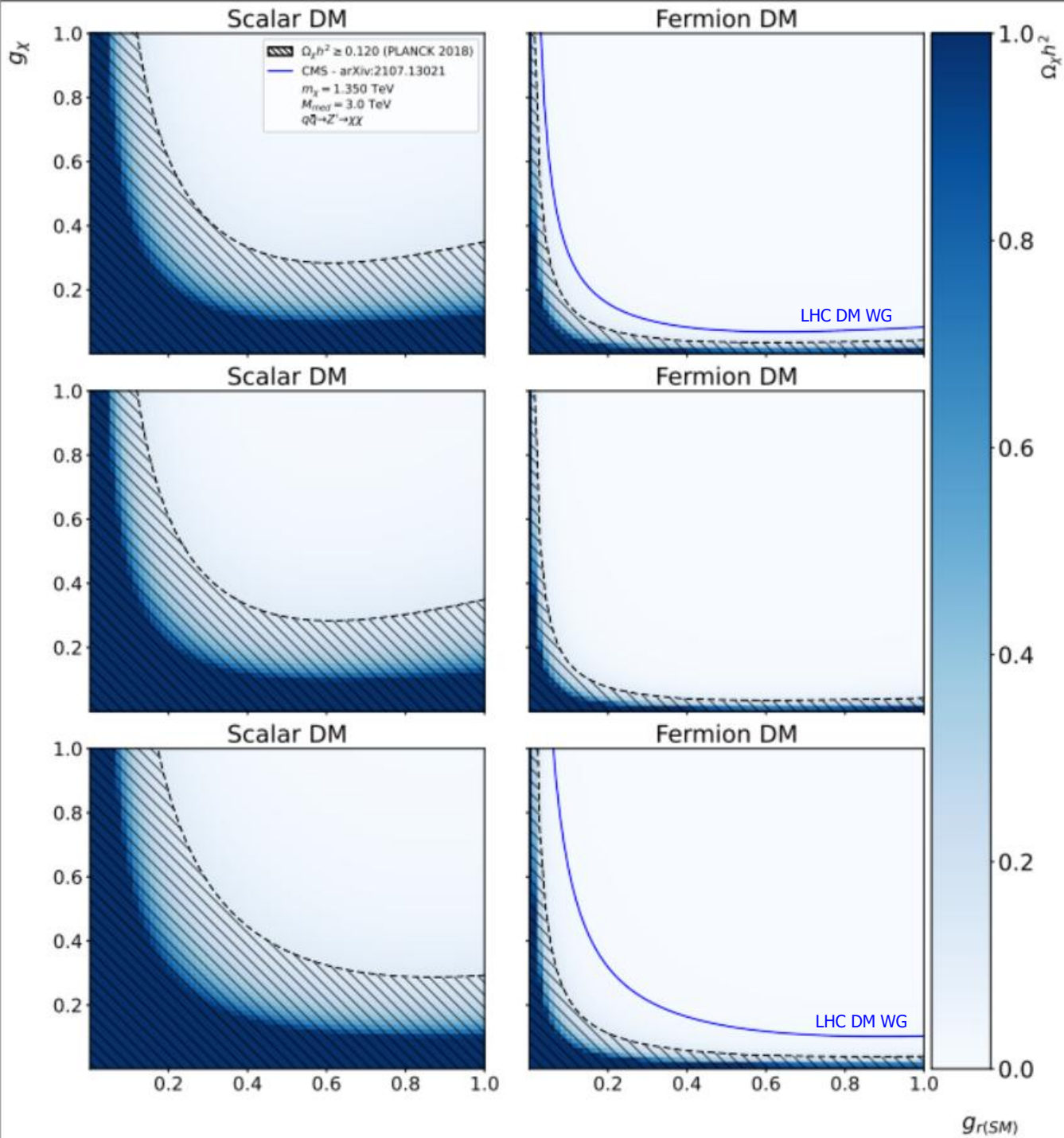


arXiv:2107.13021v2

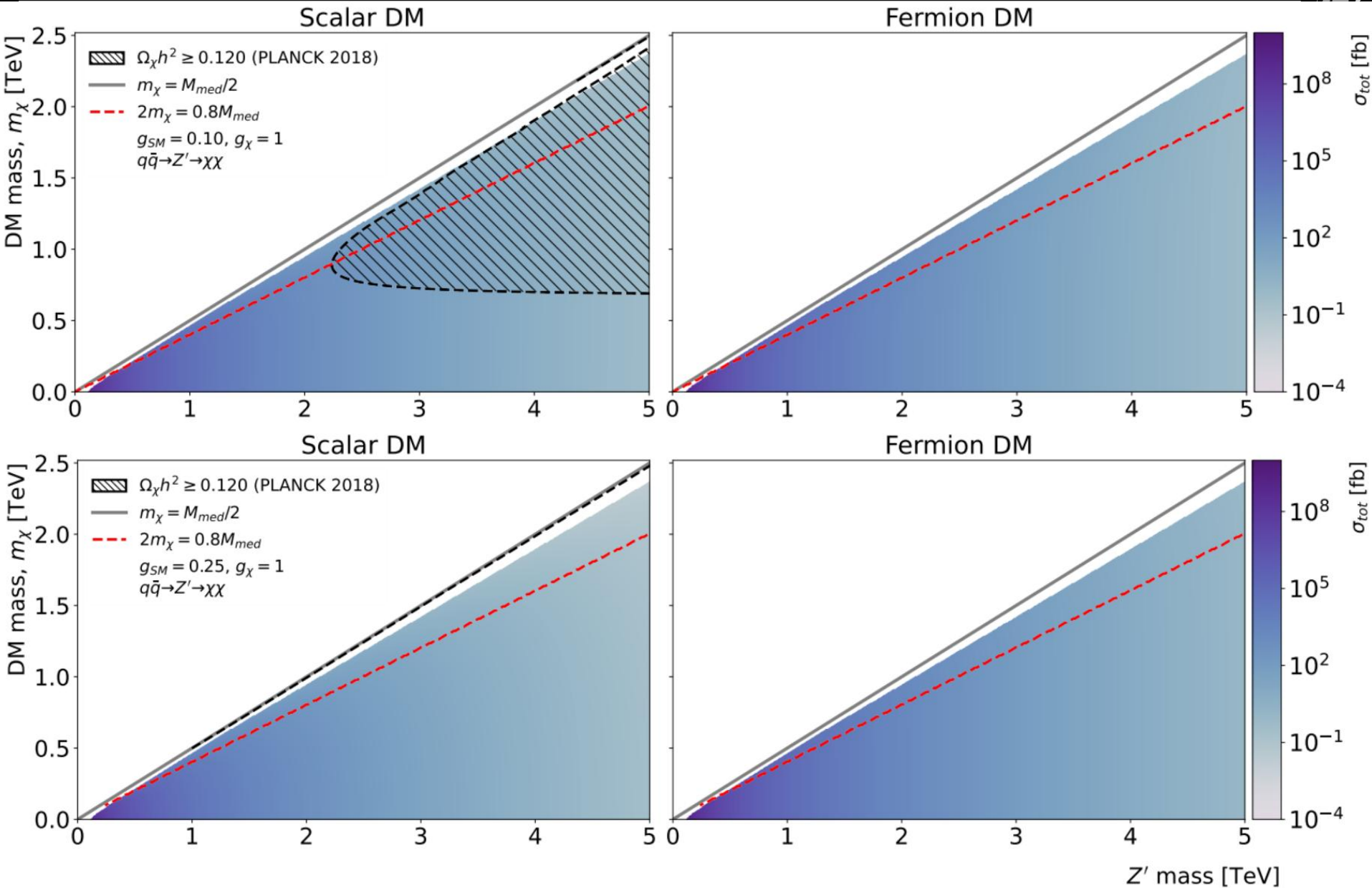
- Podemos perceber uma redução significativa da área excluída por limites cosmológicos, quando aplicado o cálculo correto da densidade de relíquia para processos em ressonância.

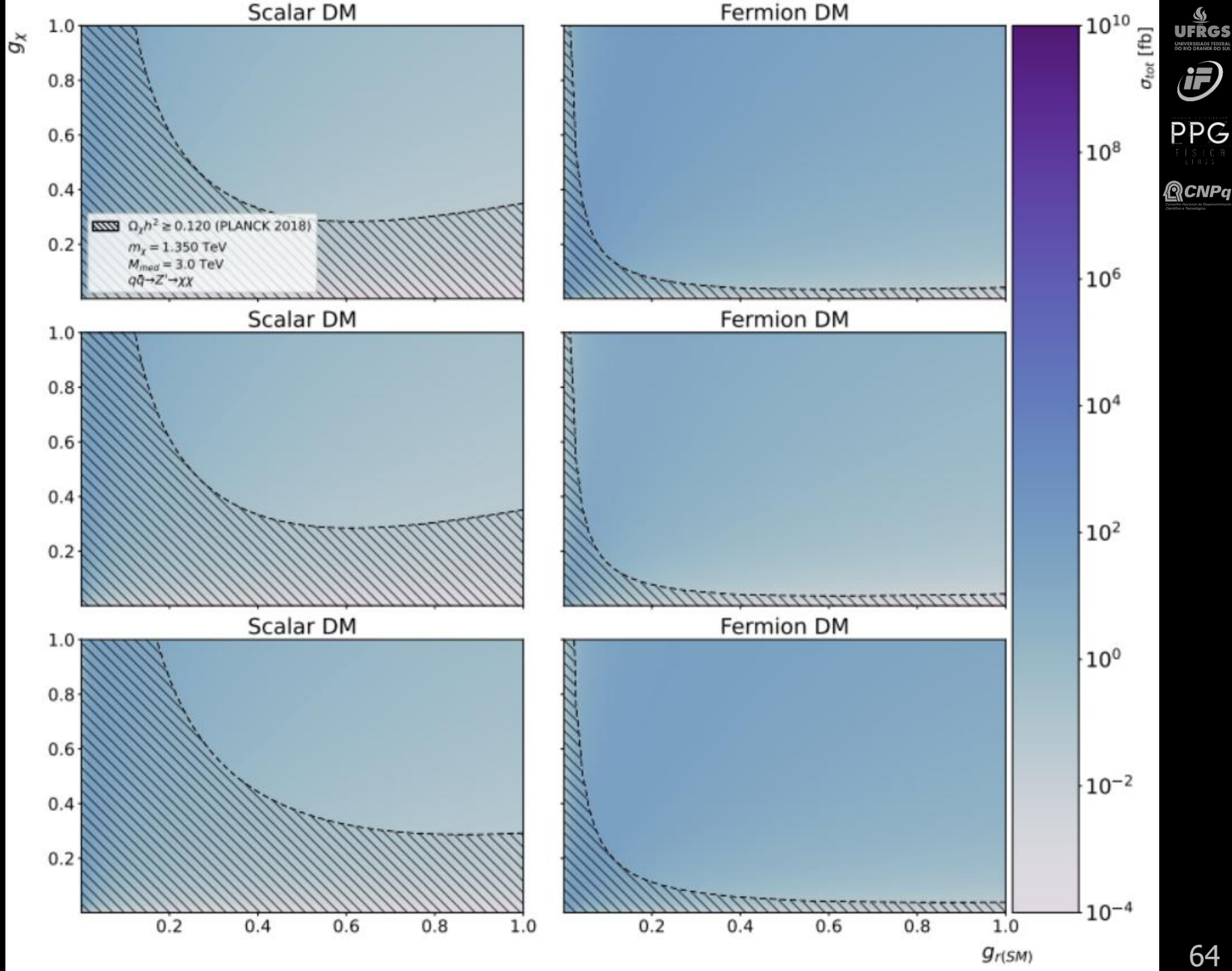


Densidade de Relíquia – Acoplamentos - pp

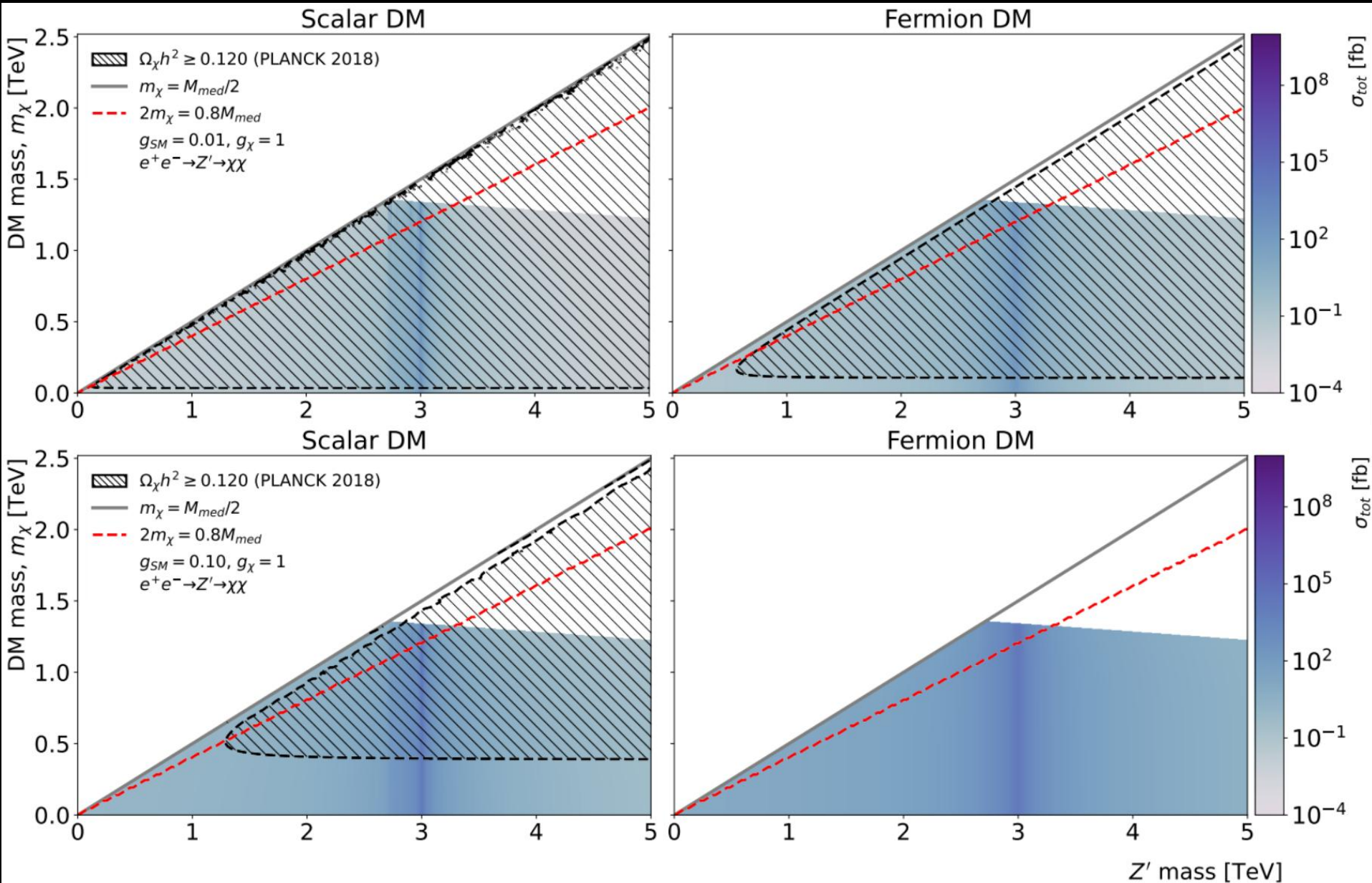


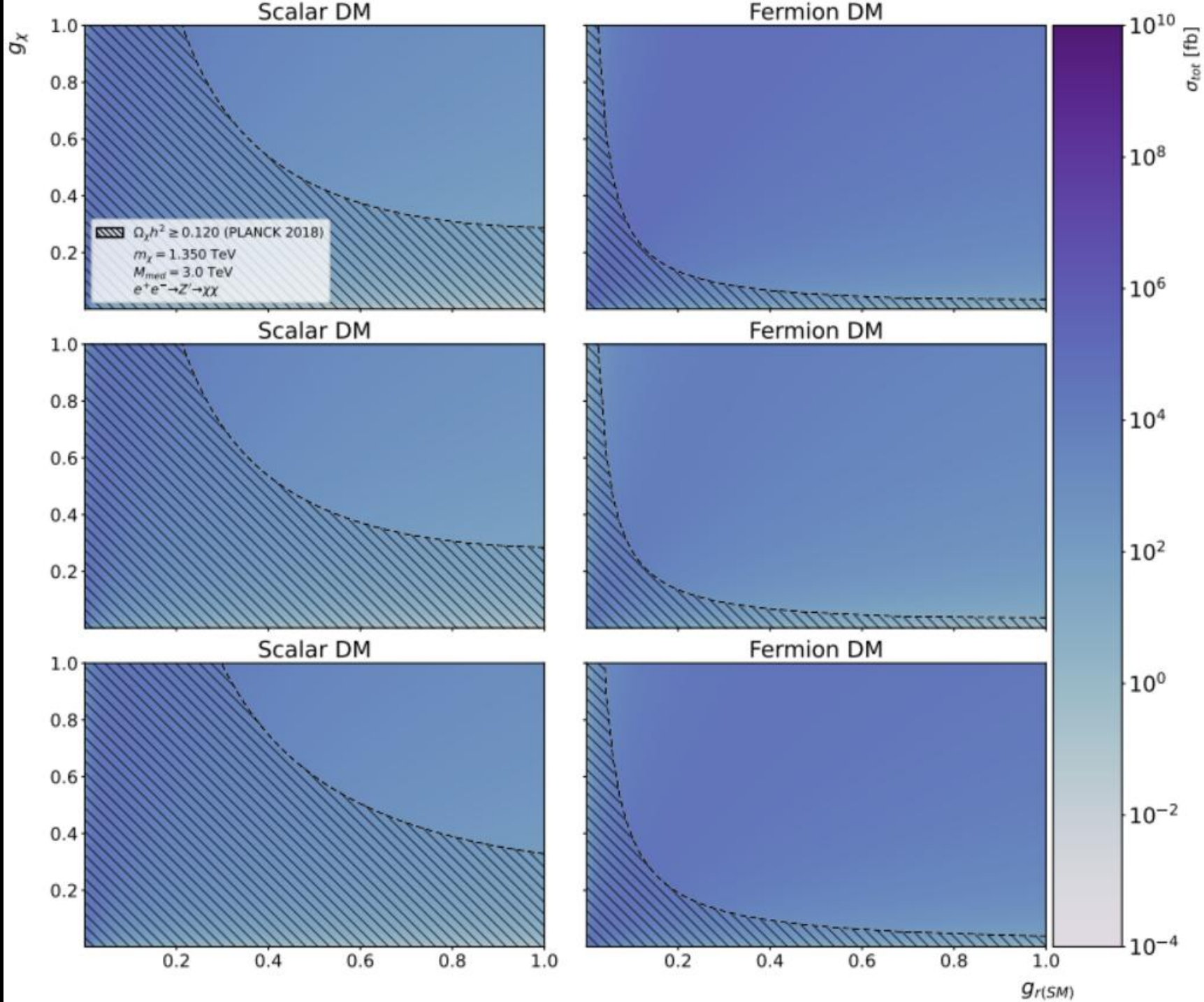
Seção de Choque - ME Escalar e Fermiônica - pp





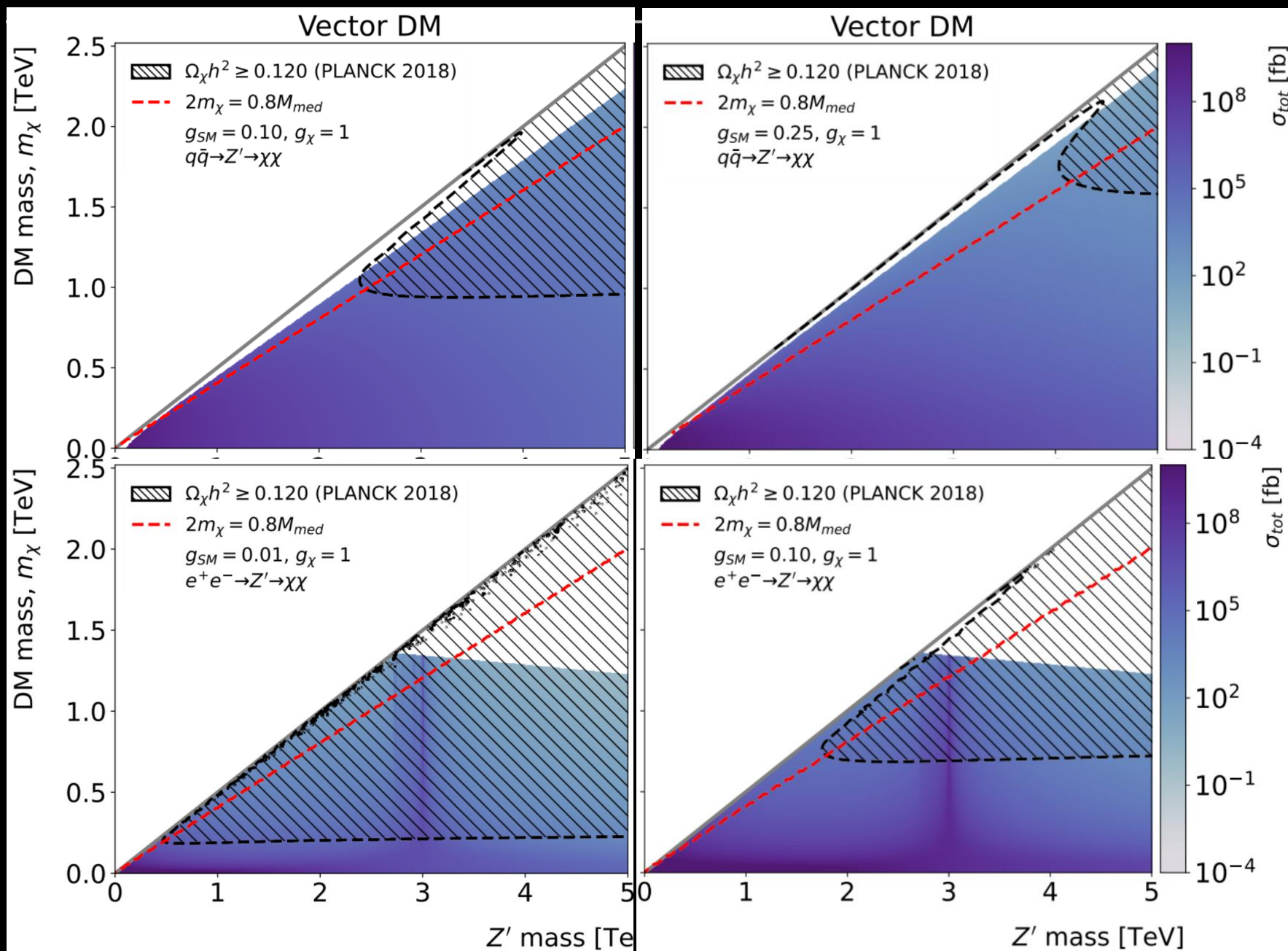
ME Escalar e Fermion - pp
→ **ME Escalar e Fermion** - e^+e^-
Vector DM

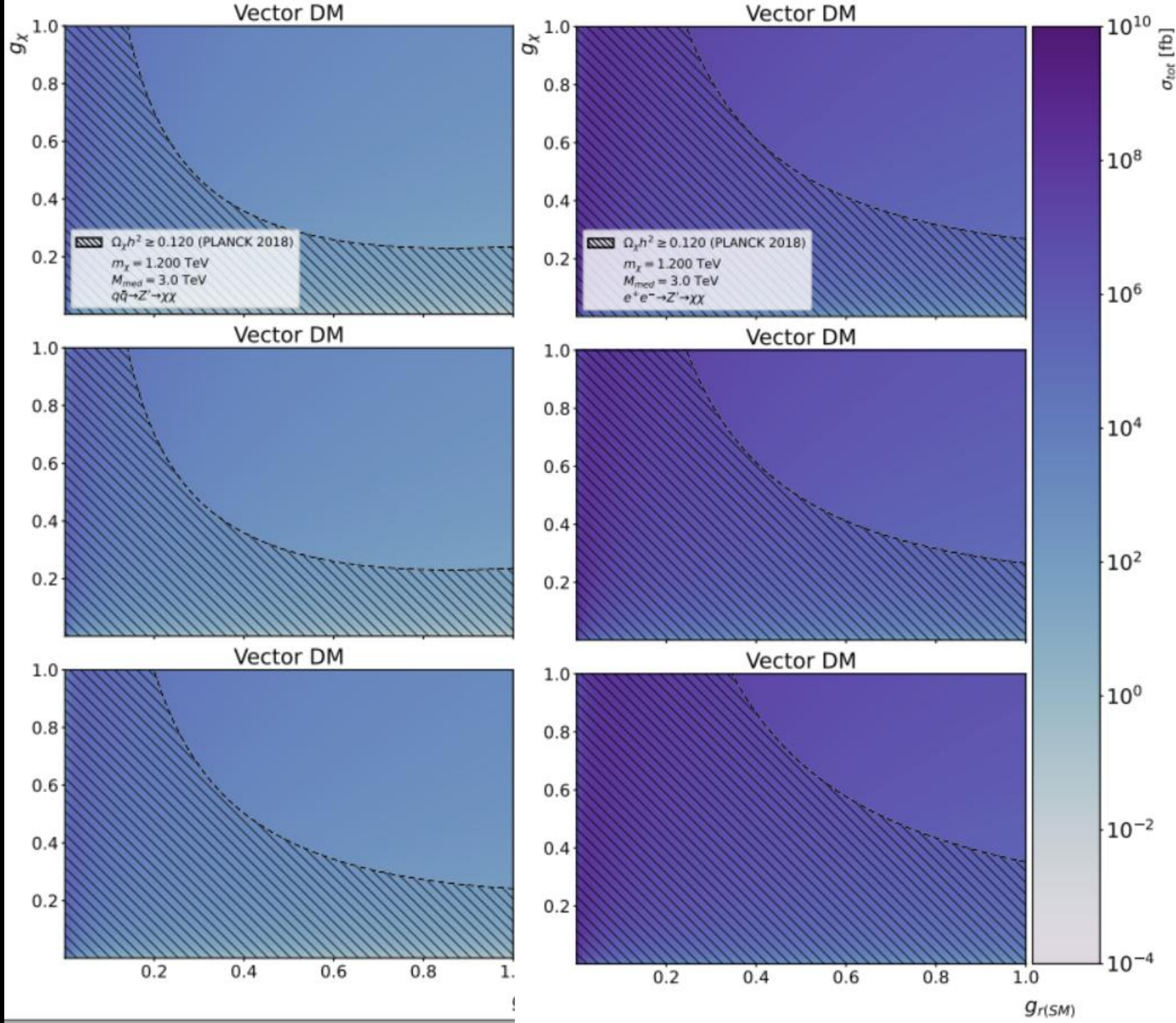




ME Escalar e Fermion - pp
→ ME Escalar e Fermion - e^+e^-
→ **Vector DM**

Matéria Escura Vetorial - pp & e^+e^-





Concluimos que...

- ▶ Modelos simplificados podem ser muito úteis para testar fenomenologia, principalmente resultados com ressonância como os estudados nesse trabalho.
- ▶ A observação de fóton + E_{miss}^T limita a região cinemática dos processos, mas não afeta de maneira significativa as seções de choque, que permanecem com valores viáveis para observação futura.
- ▶ A densidade de relíquia para processos em ressonância diminui conforme o esperado, mas numa taxa que ainda permite que tais processos sejam viáveis como responsáveis pela produção de ME.
- ▶ Procesos analisados previamente precisam levar em consideração a produção em ressonância de ME, uma vez que a região excluída pode ser diferente do reportado.

Ao meu orientador, Prof. Gustavo Gil da Silveira;

Aos membros da banca: Prof. Alexandre, Prof. Thiago,
Prof. Dimiter e Prof. Cesar;

Às agências de fomento, principalmente ao CNPq que financiou
diretamente meu trabalho;

E à minha família...

Muito obrigado!

