

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

MURILLO GREGORIO GREFENER DA SILVA

Pico de matéria escura e aumento do fluxo de raios gama em torno do buraco negro  
no centro galáctico

São Carlos  
2023



MURILLO GREGORIO GREFENER DA SILVA

Pico de matéria escura e aumento do fluxo de raios gama em torno do buraco negro  
no centro galáctico

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Bacharel em Física.

Orientador: Prof. Dr. Aion da Escossia Melo Viana

São Carlos  
2023

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Silva, Murillo Grégorio Grefener da  
Pico de matéria escura e aumento do fluxo de raios  
gama em torno do buraco negro no centro galáctico /  
Murillo Grégorio Grefener da Silva; orientador Aion da  
Escossia Melo Viana -- São Carlos, 2023.  
27 p.

Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Física) --  
Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São  
Paulo, 2023.

1. Matéria escura. 2. Buraco negro. 3. Raios gama. I.  
Viana, Aion da Escossia Melo, orient. II. Título.



## RESUMO

Atualmente, existem diversas evidências que corroboram a existência de uma componente massiva oculta no Universo, denominada matéria escura. Sobre sua distribuição no cosmos, acredita-se que esteja significativamente presente em halos galácticos e que, em alguns cenários, possa se acumular nas proximidades de Buracos Negros, submetendo-se a um processo de contração adiabática, aumentando assim sua densidade e gerando o que é denominado de pico de matéria escura (*dark matter spike*, em inglês). Alguns modelos propõem a matéria escura como sendo uma partícula e que ela pode se aniquilar em pares. Este estudo visa estabelecer limites sobre a seção de choque de aniquilação termicamente média (*thermally averaged annihilation cross section*) de uma partícula de matéria escura,  $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ . Para tanto, foram considerados diversos modelos de contração adiabática de matéria escura gerando picos de densidade, bem como diferentes modelos para essa partícula. Na construção desses limites foram utilizados dois métodos baseados no cálculo de  $\chi^2$  a 95% de nível de confiança. O primeiro método consiste no ajuste do sinal esperado ao sinal observado utilizando mínimos quadrados, supondo que o sinal seja decorrente da aniquilação de matéria escura na região. O segundo método fundamenta-se na premissa de que a fonte seja astrofísica e que a aniquilação de matéria escura não deve modificar a forma do sinal observado, utilizando o teste do  $\chi^2$  para estabelecer o limite de exclusão.

Palavras-chave: Matéria escura. Buraco negro. Raios gama.



# SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO . . . . .	7
2	DETECÇÃO INDIRETA DE MATÉRIA ESCURA E PICOS DE DENSIDADE . . . . .	10
2.1	Contração adiabática devido a um buraco negro . . . . .	11
2.2	Parametrização dos perfis de densidade . . . . .	14
2.3	Impacto no <i>J-factor</i> e no fluxo esperado de raios gama . . . . .	16
3	ANÁLISE DE DADOS . . . . .	19
3.1	Ajuste do sinal esperado ao sinal da fonte utilizando mínimos quadrados . . . . .	19
3.2	Limite de exclusão utilizando o teste do $\chi^2$ . . . . .	20
4	RESULTADOS . . . . .	22
4.1	Limite superior para $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ com ajuste do sinal . . . . .	22
4.2	Construção de um limite de exclusão em $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ . . . . .	22
5	CONCLUSÕES . . . . .	24
	REFERÊNCIAS . . . . .	27



# 1 INTRODUÇÃO

O entendimento atual sobre a existência de Matéria Escura (ME) no Universo é quase incontestável, mas essa conclusão é ainda muito recente, sendo valioso reforçá-la. O que se sabe hoje começou em 1937 com o estudo de Fritz Zwicky sobre a distribuição de velocidades das galáxias no aglomerado de Coma, quando ele concluiu, por meio do teorema do Virial, que a massa gravitacional era cerca de 100 vezes maior que a massa visível (8). Muito tempo depois, em 1983, essa discussão foi retomada por Vera Rubin em sua análise da velocidade de rotação das estrelas em galáxias espirais, cujos resultados poderiam ser explicados por uma alteração no perfil de densidade dessas galáxias, atribuída à presença de ME (7). Mais recentemente, observações de lentes gravitacionais revelaram objetos ocultos com massas superiores às dos objetos visíveis (5), além da colisão de dois aglomerados de galáxias, cujo resultado foi denominado Aglomerado da Bala, em que se observou o desacoplamento dinâmico entre as componentes escura e visível, sustentando a existência da ME juntamente com a hipótese de que ela não interage colisionalmente com a matéria visível ou consigo mesma (3).

Partindo de uma escala cosmológica, a medição das anisotropias angulares das flutuações da radiação cósmica de fundo (conhecida no inglês como *cosmic microwave background, CMB*) permite determinar a escala de tamanho de estruturas observadas (6). Essa escala, juntamente com outras medidas cosmológicas possibilita o cálculo do parâmetro adimensional de densidade da matéria visível, da ME e a “energia escura”, que revelam a proporção de distribuição dessas componentes na energia total do Universo ( $\Omega_b \simeq 0,05$ ;  $\Omega_{cdm} \simeq 0,25$ ;  $\Omega_\Lambda \simeq 0,7$ ). A partir disso, construiu-se o modelo cosmológico mais reconhecido atualmente, o  $\Lambda CDM$  (em que  $\Lambda$  representa a constante cosmológica, proposta por Einstein e fazendo referência à energia escura, e  $CDM$  é sigla de *cold dark matter*, em inglês, cuja tradução é “matéria escura fria”). Esse modelo cosmológico permitiu relacionar a densidade de relíquia da ME com a época de seu *freeze-out* (termo em inglês utilizado para se referir ao momento em que taxa de expansão do Universo supera as taxas de interação de ME com outras partículas, estabilizando sua abundância), fixando qual deveria ser sua seção de choque de aniquilação termicamente média (a partir de agora, vou denotar  $\langle\sigma_{ann}v\rangle$  apenas por “seção de choque”) no valor de aproximadamente  $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

Dada a hipótese de que a ME é composta por partículas de uma espécie não prevista no Modelo Padrão (MP), observam-se apenas os efeitos de sua influência gravitacional, mas ainda não se excluiu a possibilidade de ela poder interagir também por força fraca. Assim, surge o popular modelo de *WIMP* (*Weakly Interacting Massive Particles*, em inglês, cuja tradução é “partículas massivas fracamente

interagentes”). Surpreendentemente, a seção de choque obtida através do cálculo da densidade de relíquia é da mesma ordem de magnitude daquela relacionada às interações por força fraca, respaldando o modelo de *WIMP*. Este fenômeno é conhecido como “o milagre de *WIMP*”.

Embasa a hipótese de existência de ME, a tarefa passa a ser detectá-la. Para isso existem três possibilidades conhecidas: (i) detecção direta medida pelo espalhamento de partículas conhecidas do MP, (ii) detecção por colisores ao medir uma energia transversal faltante em colisões de partículas do MP, e (iii) detecção indireta segundo a hipótese de que partículas de ME acoplam-se não apenas gravitacionalmente com partículas do MP, podendo produzi-las através de um processo de decaimento ou aniquilação. Este trabalho foca na última possibilidade, em especial no caso de aniquilação por pares, como ilustra a Figura 1, considerando  $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  ou  $W^+W^-$  como canais primários, isto é, os pares de partícula-antipartícula gerados por esse mecanismo hipotético, que seguidamente devem passar por um processo de hadronização e, assim, finalmente, produzir fôtons com energias correspondentes.

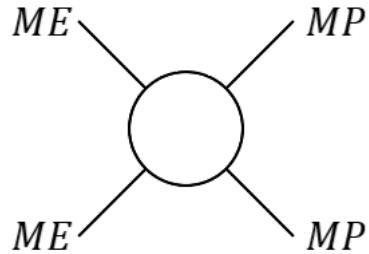


Figura 1 - Esquema inspirado num diagrama de Feynmann, representativo da hipótese de que partículas de ME podem interagir e gerar partículas do MP através de um mecanismo ainda desconhecido.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

A fonte de raios gama HESSJ1745-290, localizada no centro galáctico (CG) e observada em 2004 emitindo fôtons com energias da ordem de teraelétron-volt (TeV) pela *H.E.S.S. collaboration* (4) é explicada por alguns mecanismos astrofísicos, mas ainda não existem conclusões sobre qual é ele de fato. Portanto, é necessário considerar a potencial contribuição da ME, ou ainda que ela seja o mecanismo de contribuição predominante. Este estudo visa calcular o sinal esperado para os fôtons gerados a partir da aniquilação em pares de partículas de ME na região do CG e compará-lo com o sinal observado.

Contudo, como se sabe e será mostrado a seguir, os perfis de densidade convencionais não são capazes de gerar um sinal suficientemente forte, levantando duas hipóteses principais: ou a seção de choque da partícula de ME deve ser muito maior que a de *WIMP*, ou sua densidade no CG deve ser maior do que aquela dada pelos perfis usuais. Como será mostrado na Seção 2, a segunda possibilidade pode ser atingida partindo da conservadora possibilidade de ocorrência de uma contração adiabática de ME no CG em consequência da gravidade de *Sgr A\**. Com isso, tomam-se quatro modelos que

descrevem a distribuição de densidade de ME em nossa Galáxia e investigam-se suas consequências quanto a sua seção de choque. Em especial, isso viabiliza a construção de limites sobre esse parâmetro.

## 2 DETECÇÃO INDIRETA DE MATÉRIA ESCURA E PICOS DE DENSIDADE

Ao considerar a hipótese de que as partículas de ME possam se aniquilar em pares, gerando partículas e antipartículas do MP, é possível derivar a seguinte expressão, que descreve o fluxo esperado por unidade de energia observado a partir de uma distribuição de densidade de ME:

$$\frac{d\Phi}{dE}(E, \phi, \theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{2m_\chi^2} J \sum_f \frac{dN_f}{dE} B_f, \quad (1)$$

em que  $m_\chi$  é a massa da hipotética partícula de ME\*,  $dN_f/dE$  é o espectro de produção de raios gama para o  $f$ -ésimo canal primário de aniquilação, disponibilizado por Cirelli *et al.* (2), e  $B_f$  é o peso da contribuição do  $f$ -ésimo canal de aniquilação no somatório. Para este estudo, consideramos separadamente a contribuição de cada canal como sendo de 100%.

Ainda,  $J$  é denominado “*J-factor*” e dado pela integração do quadrado da densidade de ME,  $\rho^2$ , ao longo da linha-de-visada (em inglês, *line of sight*, ou *l.o.s*) e sobre o ângulo sólido de observação,  $\Delta\Omega$ ,

$$J \equiv \int_{\Delta\Omega(\phi, \theta)} d\Omega' \int_{l.o.s} \rho^2(r(l, \phi')) dl(r, \phi'), \quad (2)$$

em que  $r(l, \phi) = \sqrt{r_\odot^2 - 2lr_\odot \cos(\phi) + l^2}$ , com  $l$  sendo a distância entre o Sol e um dado ponto ao longo da l.d.v., a qual é limitada por  $l_{max} = \sqrt{R^2 - r_\odot^2 \cos^2(\phi)} + r_\odot \cos(\phi)$ , em que  $R \simeq 200$  kpc é o raio do virial da galáxia e  $r_\odot$  é a distância entre o CG e o Sol. Para este trabalho, limitou-se o estudo a uma região bastante próxima de *Sgr A*\*, pois os dados utilizados para os cálculos foram obtidos por uma observação do H.E.S.S. realizada com um ângulo sólido de abertura limitado por  $\phi < 0,1^\circ$ .

A combinação de perfis de densidade usuais, como o Navarro-Frenk-White (NFW), Moore, Burkert, Einasto, entre outros apresentados por Cirelli *et al* (2), ilustrados na Figura 2, e uma seção de choque de *WIMP*,  $\langle \sigma_{ann} v \rangle_{WIMP} \equiv 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , resulta em um fluxo esperado de raios gama advindo de uma região circular de somente  $0,1^\circ$  de raio em torno do CG de uma a oito ordens de magnitude menor que o limite de sensibilidade dos observatórios mais sensíveis da atualidade e de um futuro próximo na faixa de MeV-GeV, que é o caso do Fermi, e TeV, que é o caso do CTA, a depender dos modelos de distribuição de densidade. Cabe ainda salientar que o observatório H.E.S.S. tem uma sensibilidade uma ordem de grandeza menor que a do CTA, com quem compartilha a faixa de energia de detecção (isto é, sua sensibilidade oferece valores por volta de uma ordem de grandeza maiores).

Em resumo, o fato de os fluxos esperados ficarem abaixo dos limites de sensibilidade significa

---

\*No contexto de física de partículas, é comum denotar a partícula de ME pela letra grega “ $\chi$ ”, sendo uma infeliz coincidência com relação ao método de minimização de  $\chi^2$  utilizado neste trabalho.

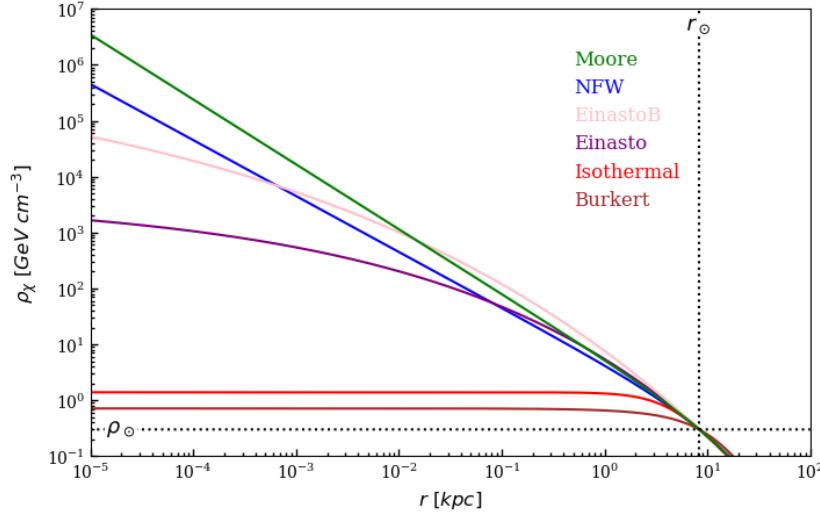


Figura 2 - Modelos Moore, NFW, Einasto, Einasto B, Isothermal (do inglês, isotérmico) e Burkert de perfil de densidade de ME (sem pico) em função da distância ao CG, apresentados por Cirelli *et al* (2). Apresenta-se também, para referência, um valor estimado dessa densidade na região do Sol, onde todos os modelos devem convergir.

Fonte: Elaborada pelo autor.

que sinais provenientes da aniquilação de ME sequer poderiam ser detectados, como sugere a Figura 3, e, portanto, essa hipótese não explicaria o sinal da fonte HESSJ1745-290, tampouco serviria para construir limites sobre a seção de choque dessa partícula.

Portanto, para fazer com que os fluxos esperados se tornem detectáveis e possam ser responsáveis pelo sinal observado, considera-se a ocorrência de um processo de contração adiabática devido à influência gravitacional do buraco negro super massivo (BNSM) central da Via Láctea, o *Sagittarius A\** (*Sgr A\**). Esse processo é demonstrado na Seção 2.1 e mostra como podem surgir picos de densidade em regiões como essa.

## 2.1 Contração adiabática devido a um buraco negro

A influência gravitacional até uma certa distância do BN é tão significativa que viabiliza o processo de contração adiabática de ME, propiciando um pico em sua densidade no CG. Denomina-se  $R_p$  o raio desse pico, tal que  $R_p = 0,2 R_h$ , com  $R_h = GM_{BN}/v_0^2$  sendo o raio de influência do BN e  $v_0$  a dispersão de velocidades das estrelas no halo interno (1). Nesta seção, vamos calcular a inclinação, isto é, a lei de potência que rege esse pico de densidade.

Considera-se um halo de distribuição inicial esférica de ME cujo perfil é definido por

$$\frac{\rho_i(r_i)}{\rho_i^0} = \left( \frac{r_i^0}{r_i} \right)^\gamma, \quad (3)$$

com  $\rho_i^0$  a densidade inicial a uma distância  $r_i^0$  do centro. Ao passo que um BN se forma e cresce

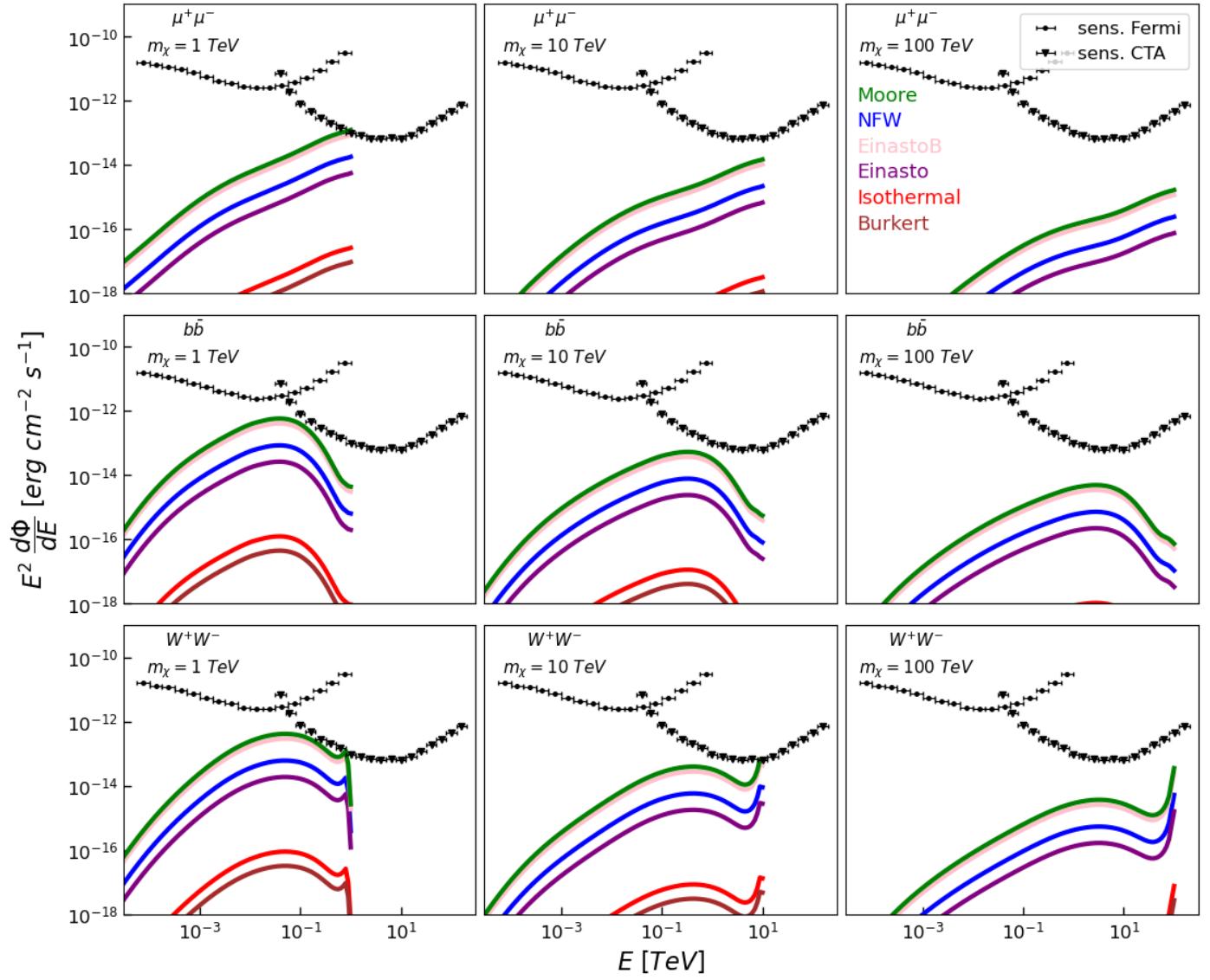


Figura 3 - Comparação entre os limites de sensibilidade dos observatórios Fermi e CTA e o fluxo esperado de raios gama gerados por aniquilação de ME, em função da energia, para os perfis de densidade dos modelos Moore, NFW, Einasto, Einasto B, Isothermal e Burkert, para três canais primários de aniquilação,  $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ , para  $m_\chi = \{1; 10; 100\}$  TeV.

Fonte: Elaborada pelo autor.

no centro dessa distribuição, a influência gravitacional sobre cada partícula aumenta progressivamente. Devido ao fato de que a ME não interage termicamente, esse processo é caracterizado por uma contração adiabática. Isso faz com que as órbitas das partículas se fechem cada vez mais, resultando em uma nova distribuição dada por

$$\frac{\rho_f(r_f)}{\rho_f^0} = \left( \frac{r_f^0}{r_f} \right)^A. \quad (4)$$

Nesse caso, partículas inicialmente a uma distância  $r_i^0$  passam a orbitar a uma distância  $r_f^0$ , e o mesmo para  $r_i$  e  $r_f$ .

A massa de ME no interior da esfera de raio  $r_i$  centrada na origem pode ser calculada a partir da

integração volumétrica de  $\rho_i$ , resultando em

$$M_{\chi,i}(r_i) = 4\pi \frac{\rho_i^0(r_i^0)^3}{3-\gamma} \left( \frac{r_i}{r_i^0} \right)^{(3-\gamma)}, \quad \gamma < 3; \quad (5)$$

e, analogamente,

$$M_{\chi,f}(r_f) = 4\pi \frac{\rho_f^0(r_f^0)^3}{3-A} \left( \frac{r_f}{r_f^0} \right)^{(3-A)}, \quad A < 3. \quad (6)$$

Contudo, esse processo é tal que a massa no interior de uma esfera de raio  $r_i$  antes da contração deve ser igual à massa no interior de uma esfera de raio  $r_f$  após a contração, isto é,

$$M_{\chi,i}(r_i) = M_{\chi,f}(r_f). \quad (7)$$

Em particular, isso vale para  $r_i = r_i^0$  e  $r_f = r_f^0$ , de modo que

$$M_{\chi,i}(r_i^0) = M_{\chi,f}(r_f^0) \quad (8)$$

o que, segundo as Equações 5 e 6, implica em

$$\frac{\rho_i^0 r_i^0}{3-\gamma} = \frac{\rho_f^0 r_f^0}{3-A}. \quad (9)$$

Assim, a Equação 7 garante

$$\left( \frac{r_f}{r_f^0} \right) = \left( \frac{r_i}{r_i^0} \right)^{\frac{3-\gamma}{3-A}}. \quad (10)$$

A simetria esférica do problema implica que na conservação do *momentum* angular,

$$L^2 = m^2 v^2 r^2 = cte, \quad (11)$$

de modo que, se as órbitas são circulares, vale

$$\begin{aligned} F(r) &= \frac{GM(r)m}{r^2} = ma_{cp} = \frac{mv^2}{r} \\ \Rightarrow v^2 &= \frac{GM(r)}{r}. \end{aligned} \quad (12)$$

Substituindo o resultado da Equação 12 na Equação 11, obtemos

$$m^2 G r M(r) = cte \Rightarrow r M(r) = cte. \quad (13)$$

Ora, as Equações 7 e 13 levam a

$$M_{\chi,i}(r_i)r_i = [M_{\chi,f}(r_f) + M_{BN}]r_f,$$

em que  $M_{BN}$  é a massa contida no BN formado. Mas, considerando que a massa do BN é muito maior que a massa de ME contida na esfera de raio  $r_f$ , isto é,  $M_{BN} \gg M_{\chi,f}(r_f)$ , tem-se que

$$M_{\chi,i}(r_i)r_i \approx M_{BN}r_f \quad (14)$$

$$\Rightarrow M_{BN}r_f \approx 4\pi \frac{\rho_i^0 r_i^4}{3 - \gamma} \left( \frac{r_i}{r_i^0} \right)^{-\gamma}.$$

Assumindo uma aproximação suficientemente boa,

$$M_{BN} r_f^0 = 4\pi \frac{\rho_i^0 r_i^{04}}{3 - \gamma}. \quad (15)$$

Dividindo a Equação 15 pela Equação 14, resulta em

$$\frac{r_f}{r_f^0} = \left( \frac{r_i}{r_i^0} \right)^{4-\gamma}. \quad (16)$$

Por fim, juntando a Equação 16 com a Equação 10, vê-se que

$$\begin{aligned} \left( \frac{r_i}{r_i^0} \right)^{\frac{3-\gamma}{3-A}} &= \left( \frac{r_i}{r_i^0} \right)^{4-\gamma} \Rightarrow \frac{3-\gamma}{3-A} = 4-\gamma \\ \Rightarrow A(\gamma) &= \frac{9-2\gamma}{4-\gamma}. \end{aligned} \quad (17)$$

Portanto, um mecanismo como esse, quando aplicado a distâncias suficientemente próximas do buraco negro, pode gerar um perfil com inclinação  $A$  maior do que a original,  $\gamma$ , ou seja, surge um pico nas proximidades do CG. Em geral,  $A = A(r, \gamma)$ , é uma função também da coordenada radial, dependente do modelo de pico. O resultado desse aumento em  $\rho$  próximo a  $Sgr A^*$  leva a um aumento também no fluxo esperado de raios gama.

## 2.2 Parametrização dos perfis de densidade

Nesta subseção serão explicados os dois tipos de distribuição no halo galáctico e os dois tipos de pico estudados, bem como a região de saturação e a barreira física imposta pelo BN.

Halo galáctico: Começando com o modelo de halo NFW, ele descreve a densidade crescente de

ME em função da proximidade do CG, da seguinte forma

$$\rho_{halo}^{NFW}(r) = \rho_s \left( \frac{r}{r_s} \right)^{-1} \left( 1 + \frac{r}{r_s} \right)^{-2}, \quad r \geq R_p, \quad (18)$$

em que

$$\rho_s = \rho_\odot \left( \frac{R_\odot}{r_s} \right) \left( 1 + \frac{R_\odot}{r_s} \right)^2,$$

com  $r_s = 18,6$  kpc sendo apenas uma distância de parametrização,  $R_\odot = 8,2$  kpc a distância entre o Sol e *Sgr A\**, e  $\rho_\odot = 0.383$  GeV cm<sup>-3</sup> a densidade local de ME. Por outro lado, o modelo de halo nucleado (*cored*) é uma distribuição de matéria escura que segue o modelo NFW na região fora do núcleo de raio  $r_c = 1$  kpc, mas com supressão na região do núcleo, da seguinte forma

$$\rho_{halo}^{cored}(r, \gamma_c) = \begin{cases} \rho_{halo}^{NFW}(r_c) \left( \frac{r}{r_c} \right)^{-\gamma_c} & R_p \leq r < r_c \\ \rho_{halo}^{NFW}(r) & r \geq r_c \end{cases}, \quad (19)$$

com inclinação  $\gamma_c = 0, 4$ .

Picos de densidade: Em geral, os modelos de picos de densidade seguirão a parametrização

$$\rho_{pico}(r) = \rho_{halo}(R_p) \left( \frac{r}{R_p} \right)^{-A(r, \gamma)}. \quad (20)$$

O pico Gondolo-Silk (GS) segue a hipótese de contração adiabática demonstrada na Seção 2.1, de modo que  $A(\gamma = 1) = 7/3 = 2, \bar{3}$  para o halo NFW\* e  $A(\gamma = 0, 4) = 8, 2/3, 6 = 2, 2\bar{7}$  para o halo *cored*. O pico com menos aquecimento estelar (em inglês, *less stellar heating*, ou *less SH*), por sua vez, é uma modificação do modelo com aquecimento estelar (*stellar heating*), consistindo este em um amortecimento da densidade de ME em função do “aquecimento” gravitacional ocasionado por bárions das estrelas mais internas do núcleo galáctico, alterando a inclinação para  $A = 1, 5$  independentemente do halo (1). Contudo, acredita-se que o efeito de aquecimento estelar cessa para distâncias do CG menores do que 0,01 pc, permitindo que o processo de contração adiabática aconteça nessa região e faça crescer a densidade com inclinação  $A = 2, \bar{3}$  para o halo NFW e  $A = 2, 2\bar{7}$  para o halo *cored*.

Saturação devido à taxa de aniquilação de ME: Para regiões muito próximas do CG, a densidade de ME é tão alta que sua taxa de aniquilação deixa de ser desprezível e passa a amortecer o aumento

---

\* Apesar de o halo NFW não possuir exatamente  $\gamma = 1$ , o pico acontece apenas para  $r \leq R_p \ll r_s$ , onde

$$\rho_{halo}^{NFW}(r \ll r_s) \simeq \rho_s \left( \frac{r_s}{r} \right).$$

da densidade. A densidade de saturação é definida por

$$\rho_{sat} = \frac{m_\chi}{\langle \sigma_{ann} v \rangle \tau_{BN}} \simeq 3,17 \times 10^{12} \text{ GeV cm}^{-3} \frac{m_\chi}{10 \text{ TeV}} \frac{10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} \frac{10^{10} \text{ ano}}{\tau_{BN}}, \quad (21)$$

com  $\tau_{BN}$  sendo a idade do BN. A partir dela, define-se o raio de saturação,

$$\rho_{sat} = \rho_{halo} \left( \frac{R_{sat}}{R_p} \right)^{-A(r,\gamma)}, \quad (22)$$

sendo aquele para o qual dado perfil de densidade atinge a densidade de saturação. Com isso, pode-se parametrizar o perfil de densidade na região de saturação:

$$\rho(r) = \rho_{sat} \left( \frac{r}{R_{sat}} \right)^{-1/2}, \quad 2R_S \leq r < R_{sat}. \quad (23)$$

em que  $R_S = 2GM_{BN}/c^2$  é o raio de Schwarzschild do BN, onde  $M_{BN} = 4,3 \times 10^6 M_\odot$  e  $M_\odot = 2,0 \times 10^{30}$  kg, de modo que  $R_S = 4,15 \times 10^{-7}$  pc.

**Raio de Schwarzschild:** Esta é uma barreira física para a distribuição de densidade de ME que poderia gerar qualquer sinal além de sua contribuição gravitacional. Isto é, qualquer partícula de ME no interior da esfera de raio  $2R_S$  é inexoravelmente capturada pelo BN e não pode contribuir para um sinal de raios gama, em especial o da fonte HESSJ1745-290, e portanto considera-se uma região de densidade efetiva nula de ME.

### 2.3 Impacto no *J-factor* e no fluxo esperado de raios gama

A combinação entre os dois modelos de halo e os dois modelos de pico, juntamente com as regiões de saturação e do interior do raio de Schwarzschild, possibilita quatro modelos completos de distribuição de densidade de ME na Galáxia para qualquer  $r$ . Os perfis resultantes são apresentados na Figura 4, em comparação com os perfis dos mesmos halos sem a inclusão dos picos resultantes da contração adiabática.

Os valores do *J-factor* correspondentes a esses modelos, bem como a mesma comparação, estão disponíveis na Tabela 1. É importante notar o aumento significativo no *J-factor*, que é o que possibilita o aumento no fluxo esperado sem a necessidade de aumentar a seção de choque.

Analizando os efeitos da variação de  $m_\chi$  e  $\langle \sigma_{ann} v \rangle$  no *J-factor*, conforme ilustrado na Figura 5, observa-se que o *J-factor* diminui com o aumento da seção de choque a despeito da consequente diminuição da densidade de saturação. Também, nota-se uma espécie de degenerescência em determinados valores do *J-factor* em casos de seções de choque muito grandes ou muito pequenas, o que também

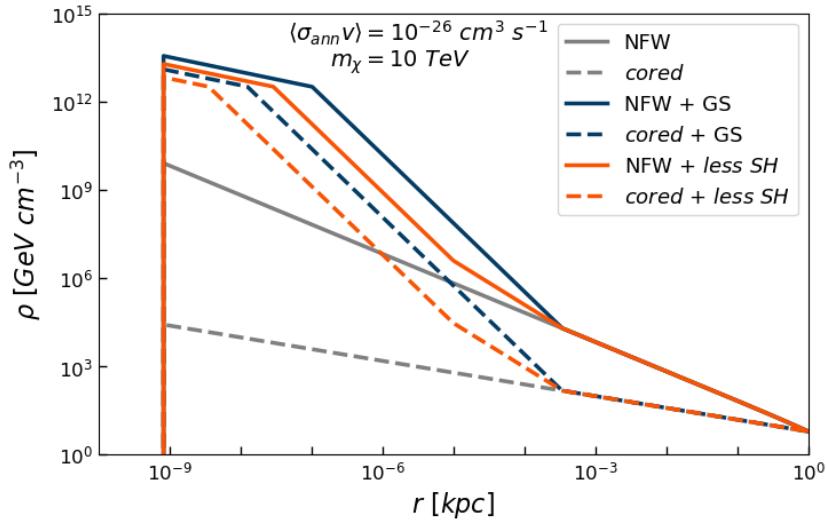


Figura 4 - Perfis de densidade utilizados no estudo, construídos a partir da combinação entre halos, NFW e *cored*, e picos devidos a contração adiabática, GS e *less SH*, em comparação com os mesmos halos sem a hipótese de contração adiabática. Calculado para uma seção de choque  $\langle\sigma_{ann}v\rangle = 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ , e uma massa  $m_\chi = 10 \text{ TeV}$ .

Fonte: Elaborada pelo autor.

	NFW	<i>cored</i>
$J_{\text{sem pico}} [10^{18} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}]$	547	8, 24
$J_{\text{GS}} [10^{22}]$	680	1, 25
$J_{\text{less SH}} [10^{20}]$	$1,56 \times 10^3$	2, 88

Tabela 1 - Valor resultante do *J-factor* para os perfis com pico de densidade em comparação com aqueles sem pico. Os valores foram obtidos considerando os mesmos parâmetros do gráfico da Figura 4.

Fonte: Elaborada pelo autor.

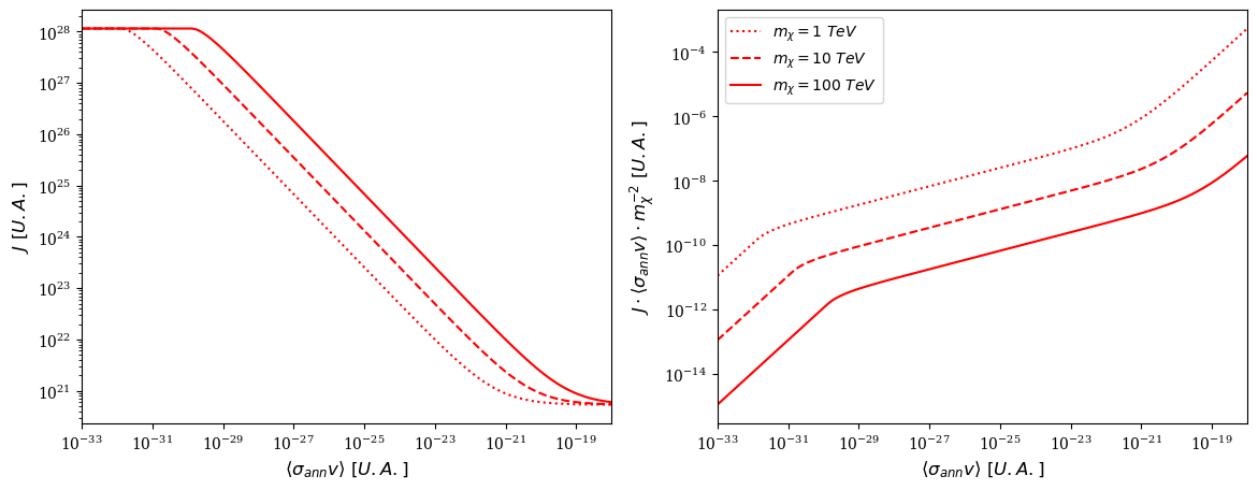


Figura 5 - À esquerda, *J-factor*  $J$  em unidades arbitrárias. À direita, fator de escala  $J \langle\sigma_{ann}v\rangle m_\chi^{-2}$  em unidades arbitrárias. Ambos calculados em função da seção de choque,  $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ , também em unidades arbitrárias, para massas da partícula de ME  $m_\chi = \{1; 10; 100\} \text{ TeV}$ .

Fonte: Elaborada pelo autor.

ocorre devido aos limites inferior e superior da densidade de saturação, conforme sugere a Equação 21.

O resultado líquido para o fator de escala que multiplica o espectro  $dN/dE$  ilustra a complexidade

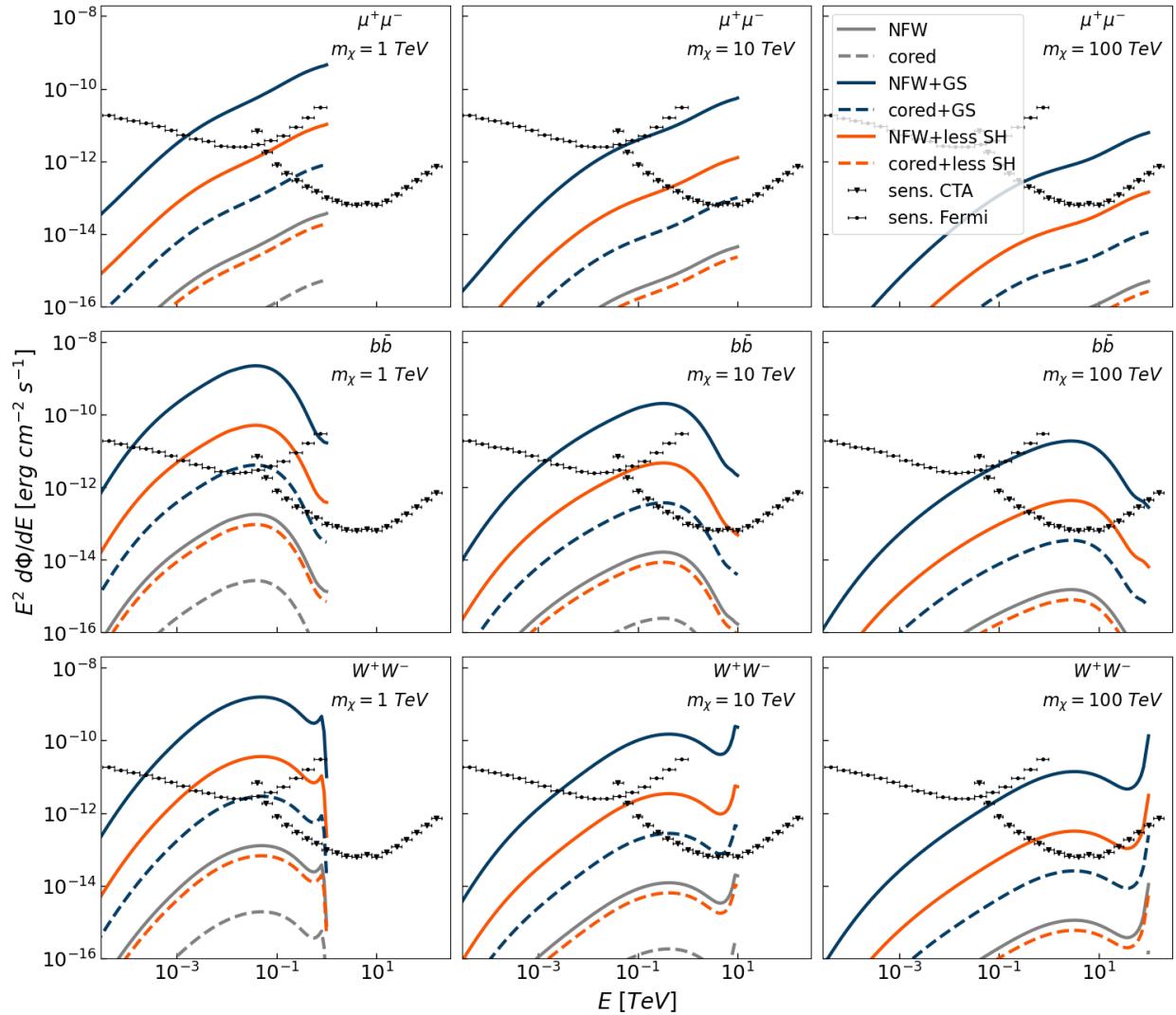


Figura 6 - Comparaçāo entre as sensibilidades dos observatórios Fermi e CTA e o fluxo esperado de raios gama devido à aniquilação de ME na região de observação  $0, 1^\circ$  para os dois halos, NFW e *cored*, com ou sem pico de densidade, GS ou *less SH*, para os canais primários de aniquilação,  $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ , para três diferentes massas para a partícula de ME,  $m_\chi = \{1; 10; 100\}$  TeV.

Fonte: Elaborada pelo autor.

dessa dependência. Em resumo, aumentar a seção de choque ou reduzir a massa poderiam ambos aumentar o fluxo. De fato, quando calculado para os mesmos valores de massa e seção de choque utilizados para construir os gráficos da Figura 3, obtém-se os da Figura 6.

Portanto, se o objetivo é identificar os valores de massa e seção de choque que melhor explicariam o sinal observado ou construiriam um melhor limite, torna-se evidente a necessidade de métodos de ajuste e exclusão eficazes, como os explicados na Seção 3.

### 3 ANÁLISE DE DADOS

Nesta seção, são abordados os métodos de análise de dados utilizados para extrair informações sobre a seção de choque da partícula de ME a partir de dados da fonte HESSJ1745-290. O conjunto de dados em questão é composto por 28 intervalos de energia nos quais foram detectados fluxos de fótons, cada um com sua respectiva barra de erro. Vale destacar que os três intervalos correspondentes aos maiores valores de energia (acima de 19 TeV) apresentam um limite superior nos dados. Isso indica que o instrumento de medição não detectou fluxo nesses intervalos, ou seja, os valores reais estão potencialmente abaixo do limite de sensibilidade. Para os propósitos deste estudo, esses pontos são considerados como tendo um valor de fluxo nulo e uma barra de erro equivalente à sensibilidade do instrumento.

O principal objetivo deste trabalho é a construção de um limite superior para a seção de choque seguindo a hipótese de que a aniquilação de ME nos arredores de *Sgr A\**, ajustando seu sinal ao da fonte HESSJ1745-290. Adicionalmente, considerando uma outra hipótese, a de que o sinal da fonte é de natureza astrofísica, objetiva-se também determinar um limite superior para  $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ . Nesse último cenário, o sinal não é proveniente da aniquilação de ME, a qual, portanto, não poderia gerar um sinal mais intenso do que o observado.

Para ambos, contudo, é essencial explorar em detalhes o método dos mínimos quadrados e o teste do  $\chi^2$  (qui-quadrado), que compartilham princípios fundamentais em sua aplicação, definindo-se

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i^{\text{HESS}} - \Phi_i/\Delta E_i}{y_i^{\text{erro}}} \right)^2, \quad (24)$$

em que  $y_i^{\text{HESS}}$  representa o valor de fluxo por unidade de energia medido no i-ésimo intervalo de energia do H.E.S.S.,  $\Delta E_i$ , para  $N$  pontos. O valor de  $N$  é definido de maneiras diferentes para cada método explorado, e será especificado em cada caso. O termo  $\Phi_i$  denota o fluxo esperado integrado no i-ésimo intervalo de energia, enquanto  $y_i^{\text{erro}}$  é a média artimética das barras de erro superior e inferior associadas à medição de  $y_i^{\text{HESS}}$ .

#### 3.1 Ajuste do sinal esperado ao sinal da fonte utilizando mínimos quadrados

Dado o objetivo de ajustar o espectro do fluxo esperado ao sinal da fonte, optou-se por utilizar o método dos mínimos quadrados na tentativa de encontrar, para uma dada massa  $m_\chi$ , o valor da seção de choque  $\langle\sigma_{ann}v\rangle$  que melhor realizaria esse ajuste. Aqui,  $N$  varia de acordo com a massa fixada, isso porque  $d\Phi/dE$  é definido apenas para energias menores do que  $m_\chi$ , de modo que, se  $y_i$  corresponde a um

intervalo de energia mais alta do que  $m_\chi$ , então o sinal esperado não pode ser ajustado nesse ponto. Explicitamente,  $m_\chi = \{0, 3; 1; 3; 10; 30; 100\}$  TeV  $\rightarrow N = \{3; 9; 15; 21; 26; 28\}$ . Assumindo que o erro na medição de cada ponto dos dados do H.E.S.S. segue uma distribuição gaussiana\*, a minimização do valor de  $\chi^2$  é idêntica à maximização da verossimilhança entre o sinal esperado e o sinal observado.

Com isso em mente, desenvolveu-se um algoritmo que calcula o valor de  $\chi^2$  para 600 valores diferentes de seção de choque, abrangendo o intervalo  $10^{-31} \leq \langle \sigma_{ann} v \rangle \text{ cm}^{-3} \text{ s} \leq 10^{-19}$  com espaçamento logarítmico. Esse método viabilizou a determinação da seção de choque que melhor ajusta o sinal, dando  $\chi^2_{min}$ , enquanto parâmetros são mantidos fixos, como a massa, o canal primário de aniquilação e o modelo de distribuição de densidade.

Como a proposta é ajustar  $N$  pontos com apenas 1 parâmetro, então o número de graus de liberdade é  $df = N - 1$  (do inglês, *degrees of freedom*), sendo possível estabelecer uma quantidade  $\chi^2_{min}/df$  para avaliar a qualidade desse ajuste. Em geral, quanto menor for esse fator, melhor será o ajuste. Via de regra, um ajuste é considerado bom quando  $\chi^2/df \lesssim 1$ .

Nesta metodologia, o valor de  $\langle \sigma_{ann} v \rangle$  que oferece o melhor ajuste é considerado a hipótese nula, e seu número de graus de liberdade passa a ser zero, pois é um modelo fixado. A partir disso, a tarefa é avaliar como  $\chi^2$  varia dada uma variação em  $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ . O número de graus de liberdade, neste caso, passa a ser  $df = 1$  (pois varia-se apenas a seção de choque), segundo o teorema de Wilks. Com isso, todas as seções de choque cujo  $\chi^2$  difere de  $\chi^2_{min}$  por menos de  $\chi^2(p\text{-value} = 0, 10; df = 1) \simeq 2,706$  (valor tabelado) são consideradas como ajustes ao sinal a 90% de nível de confiança (em inglês, *confidence level*, ou *C.L.*). Uma propriedade de simetria do  $\chi^2$  nesse caso farante que os maiores valores do conjunto de seções de choque que satisfazem a essa mesma condição são os limites superiores a 95% *C.L.*

Embora resultados para o ajuste e o limite superior da seção de choque sejam atingidos, o modelo não ajusta suficientemente bem o sinal esperado ao da fonte, como será evidenciado na Seção 4.1. Portanto, é pertinente explorar uma segunda abordagem para o problema, cuja escolha foi inspirada em (1), e detalhada na Subseção 3.2.

## 3.2 Limite de exclusão utilizando o teste do $\chi^2$

Em contraste com o método explicado na Subseção 3.1, este parte da hipótese de que a fonte HESSJ1745-290 tem natureza astrofísica e existe independentemente do fluxo de raios gama decorrentes da aniquilação de ME. Com base nessa premissa, o objetivo passa a ser determinar quais valores para a seção de choque gerariam um sinal tão forte que poderia sobrepor, e arruinar, o sinal observado.

Para realizar essa tarefa, é fundamental o uso do teste do  $\chi^2$ , uma métrica construída de maneira

---

\*Para assumir isto, basta que o erro da medição seja suficientemente simétrico ao valor medido, o que é verdade.

idêntica àquela apresentada na Equação 24. A única diferença é que, neste caso,  $N$  é o número de intervalos de energia em que o fluxo esperado por unidade de energia do modelo excede o valor observado.

O procedimento envolve começar com um valor pequeno de  $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ , de modo que todos os valores de  $\Phi_i / \Delta E_i$  sejam menores do os respectivos  $y_i^{\text{HESS}}$ , isto é,  $N = 0$ . Em seguida, valores progressivamente maiores de seção de choque são considerados, fazendo com que o sinal aumente gradualmente até que, eventualmente,  $\Phi_i / \Delta E_i > y_i^{\text{HESS}}$  em  $N > 0$  intervalos de energia, permitindo o cálculo de  $\chi^2$ . Finalmente, compara-se o valor de  $\chi^2$  com seus valores tabelados. Se  $\chi^2 \geq \chi^2(p\text{-value}=0.05, df=N)$ , então atribui-se ao acaso o fato de o sinal esperado proveniente da aniquilação de ME não interferir no sinal observado, com uma confiança de 95%, e, portanto, pode ser excluída (diz-se “excluída a 95% C.L.”).

## 4 RESULTADOS

Esta seção é dedicada à apresentação dos resultados finais de cada abordagem realizada, de acordo com o que foi apresentado na Seção 3, para diversas combinações de parâmetros. Os resultados dizem respeito aos quatro modelos de distribuição de ME na Galáxia (halos NFW e *cored*, com picos GS e *less SH*), aos três canais primários de aniquilação citados ( $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ ) e  $m_\chi = \{0, 3; 1; 3; 10; 30; 100\}$  TeV).

### 4.1 Limite superior para $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ com ajuste do sinal

A aplicação do método descrito na Subseção 3.1 permitiu a determinação dos valores de  $\langle\sigma_{ann}v\rangle$  que proporcionam o melhor ajuste entre o sinal esperado do fluxo de raios gama por unidade de energia e o sinal proveniente da fonte HESSJ1745-290. Os valores obtidos podem ser visualizados na Figura 7, em que as curvas coloridas são os limites superiores satisfazendo o ajuste do sinal a 95% *C.L.*

O sinal de fluxo esperado resultante dos limites construídos sobre a seção de choque em cada caso são apresentados na Figura 8 e comparados com o fluxo observado de HESSJ1745-290. Ainda, na Tabela 2, é apresentado o fator de qualidade do ajuste, dado por  $\chi^2_{min}/df$ , para cada massa e canal primário considerados.

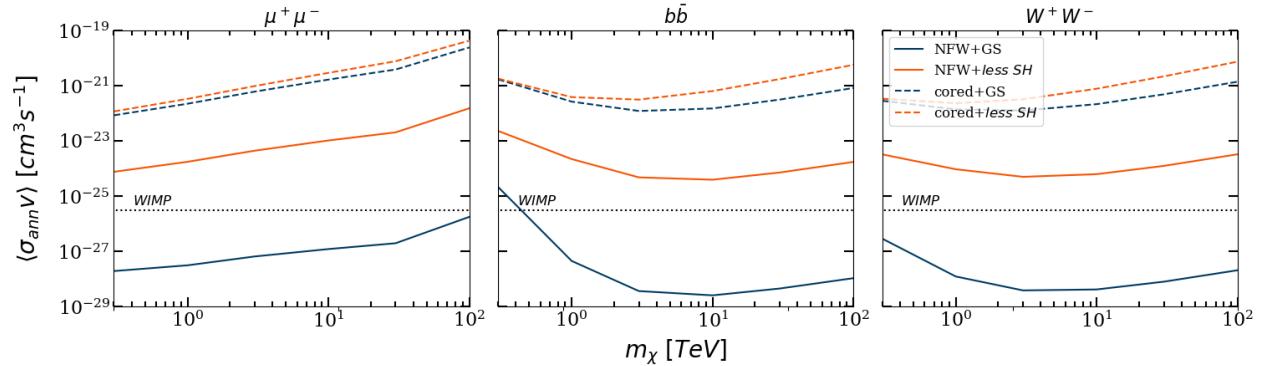


Figura 7 - Limite superior do ajuste a 95% C.L. de  $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ . Calculado para seis diferentes massas da partícula de ME,  $m_\chi = \{0, 3; 1; 3; 10; 30; 100\}$  TeV, para quatro modelos de distribuição de densidade (halos NFW e *cored*, com picos GS ou *less SH*) e os três canais primários de aniquilação mencionados ( $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ ).

Fonte: Elaborada pelo autor.

### 4.2 Construção de um limite de exclusão em $\langle\sigma_{ann}v\rangle$

A aplicação do método descrito na Seção 3.2 permitiu determinar um limite superior de exclusão a 95% *C.L.* para o valor da seção de choque da partícula de ME segundo a hipótese de que o sinal de HESSJ1745-290 tem natureza astrofísica, e não é exclusivamente devido à aniquilação de ME na região

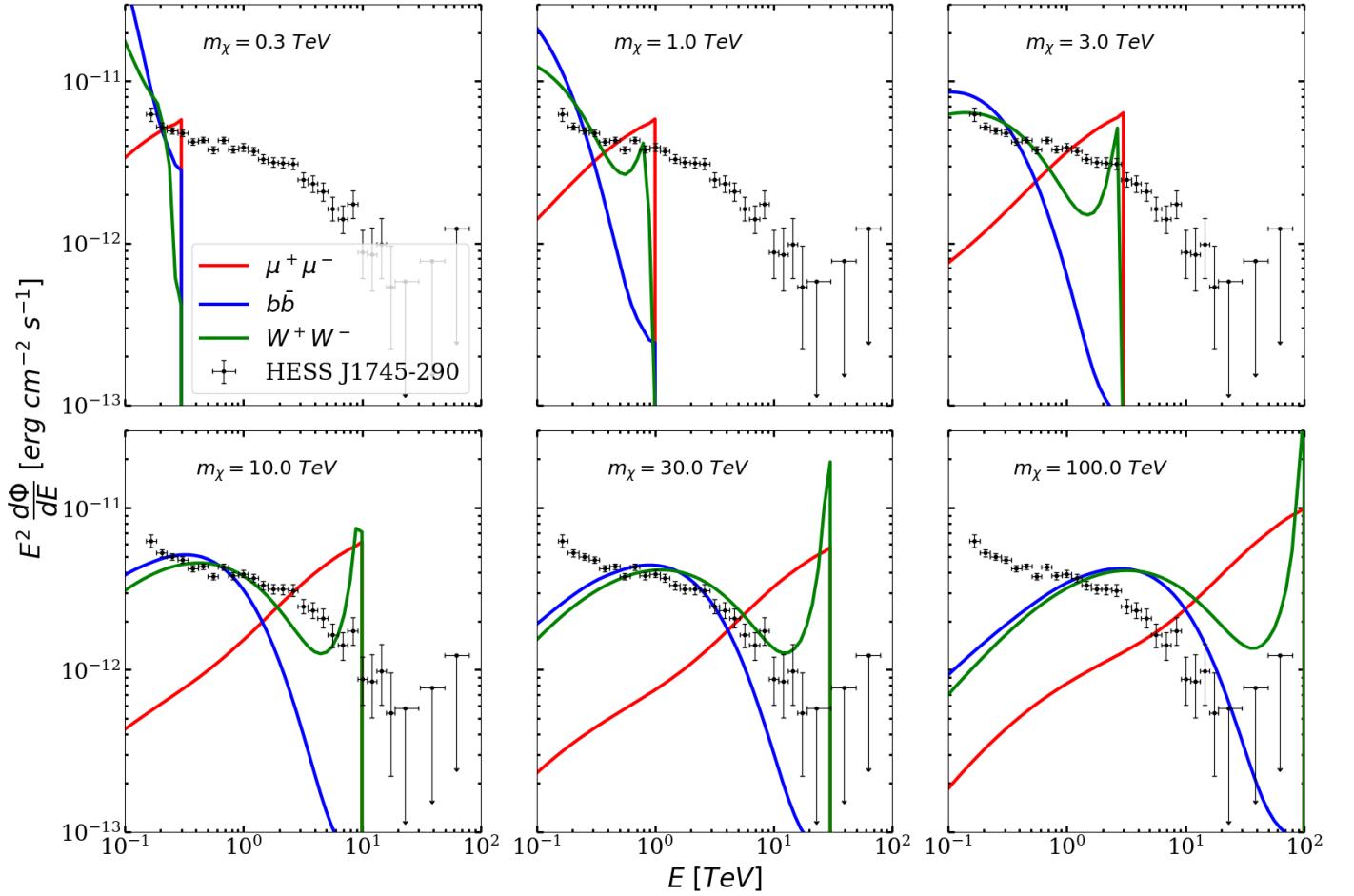


Figura 8 - Resultado do ajuste do sinal esperado ao sinal observado, utilizando os valores de  $\langle \sigma_{ann} v \rangle$  apresentados na Figura 7. Esse resultado varia com o canal primário de aniquilação considerado ( $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ ) e com a massa considerada para a partícula de ME ( $m_\chi = \{0, 1; 1; 3; 10; 30; 100\}$  TeV), mas independe do perfil de densidade considerado.

Fonte: Elaborada pelo autor.

$m_\chi$ [TeV]	0, 3	1	3	10	30	100
$\mu^+\mu^-$	6, 9	52, 5	112	165	176	163
$b\bar{b}$	37, 3	225	131	33	13, 1	50
$W^+W^-$	93	33	36	12, 3	22, 3	62

Tabela 2 - Fator de qualidade do ajuste,  $\chi^2_{min}/df$ , calculado para cada os três canais primário de aniquilação considerados ( $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ ) e seis diferentes massas para a partícula de ME ( $m_\chi = \{0, 1; 1; 3; 10; 30; 100\}$  TeV).

Fonte: Elaborada pelo autor.

do CG. Esses limites são apresentados na Figura 9 para os modelos de distribuição de densidade considerados, para os canais primários de aniquilação considerados e para diferentes massas para partícula de ME.

O sinal de fluxo esperado resultante dos limites superiores de exclusão da seção de choque em cada caso são apresentados na Figura 10 e comparados com o fluxo observado. Neste caso, a proposta não é ajustar um sinal ao outro, e portanto o fator de qualidade não tem papel relevante para a análise.

## 5 CONCLUSÕES

A análise qualitativa dos seis gráficos da Figura 8, sugere que o sinal esperado não possa ser ajustado satisfatoriamente ao sinal da fonte, para qualquer um dos canais primários de aniquilação considerados, ou para qualquer um dos valores considerados para a massa da partícula de ME. Isso é confirmado pela análise quantitativa dos valores da Tabela 2, que são todos de uma a duas ordens de grandeza maiores do que 1. Apesar disso, pode-se concluir que o canal  $\mu^+\mu^-$  é o que melhor ajusta para  $m_\chi = 0, 3$  TeV, enquanto que  $W^+W^-$  o faz para  $m_\chi = \{1; 3; 10\}$  TeV, e, por fim,  $b\bar{b}$  o faz para  $m_\chi = \{30; 100\}$  TeV.

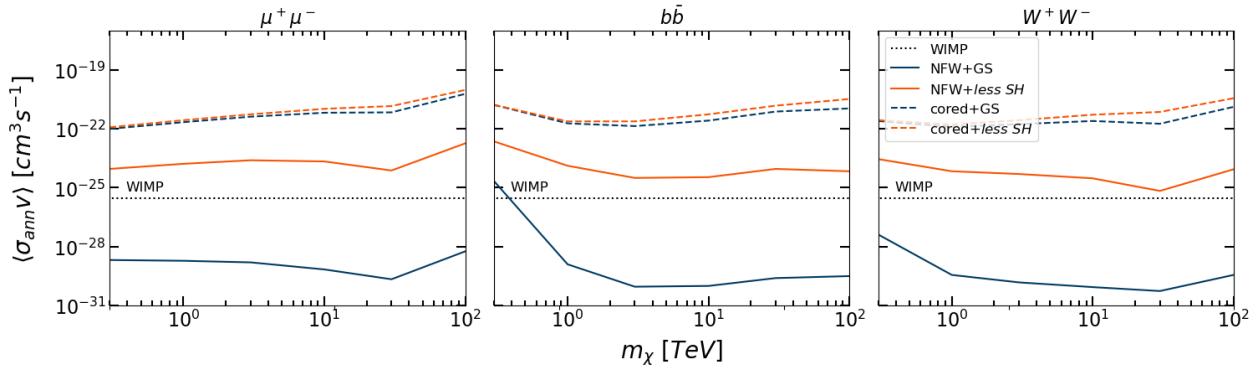


Figura 9 - Limites superiores de exclusão a 95% *C.L.* de  $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ . Calculado para seis diferentes massas da partícula de ME, para os quatro modelos de distribuição de densidade considerados (halos NFW e *cored*, com picos GS ou *less SH*), os três canais primários de aniquilação mencionados ( $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ ) e para seis diferentes massas da partícula de ME ( $m_\chi = \{0, 1; 1; 3; 10; 30; 100\}$  TeV).

Fonte: Elaborada pelo autor.

Portanto, é improvável que a aniquilação de ME no CG através de um desses canais seja a única responsável pela geração do sinal de HESSJ1745-290. Foi essa conclusão, principalmente, que levou à consideração do método descrito na Seção 3.2, que modifica premissas fundamentais sobre essa fonte, tratando-a como uma fonte astrofísica, em grande parte independente da aniquilação de ME na região em questão.

A comparação entre os gráficos exibidos nas Figuras 8 e 10 permite dizer que o método e hipótese alternativos, naturalmente, geram limites melhores sobre a seção de choque, uma vez que o critério para determiná-los é que sejam grandes apenas o suficiente para produzir um fluxo esperado que fique um pouco acima do fluxo observado, com 95% *C.L.* Para ambos os casos, contudo, o comportamento dos limites em função da massa considerada para a partícula de ME é praticamente o mesmo.

Em termos gerais, podemos avaliar a concordância entre os valores obtidos para a seção de choque e os valores previstos pelo modelo de *WIMP*. Tratando do método de ajuste, e desconsiderando que o sinal não se ajustou suficientemente bem, vê-se que os modelos de distribuição de ME são altamente incompatíveis com o modelo de *WIMP*, pois a seção de choque encontrada difere em pelo menos uma

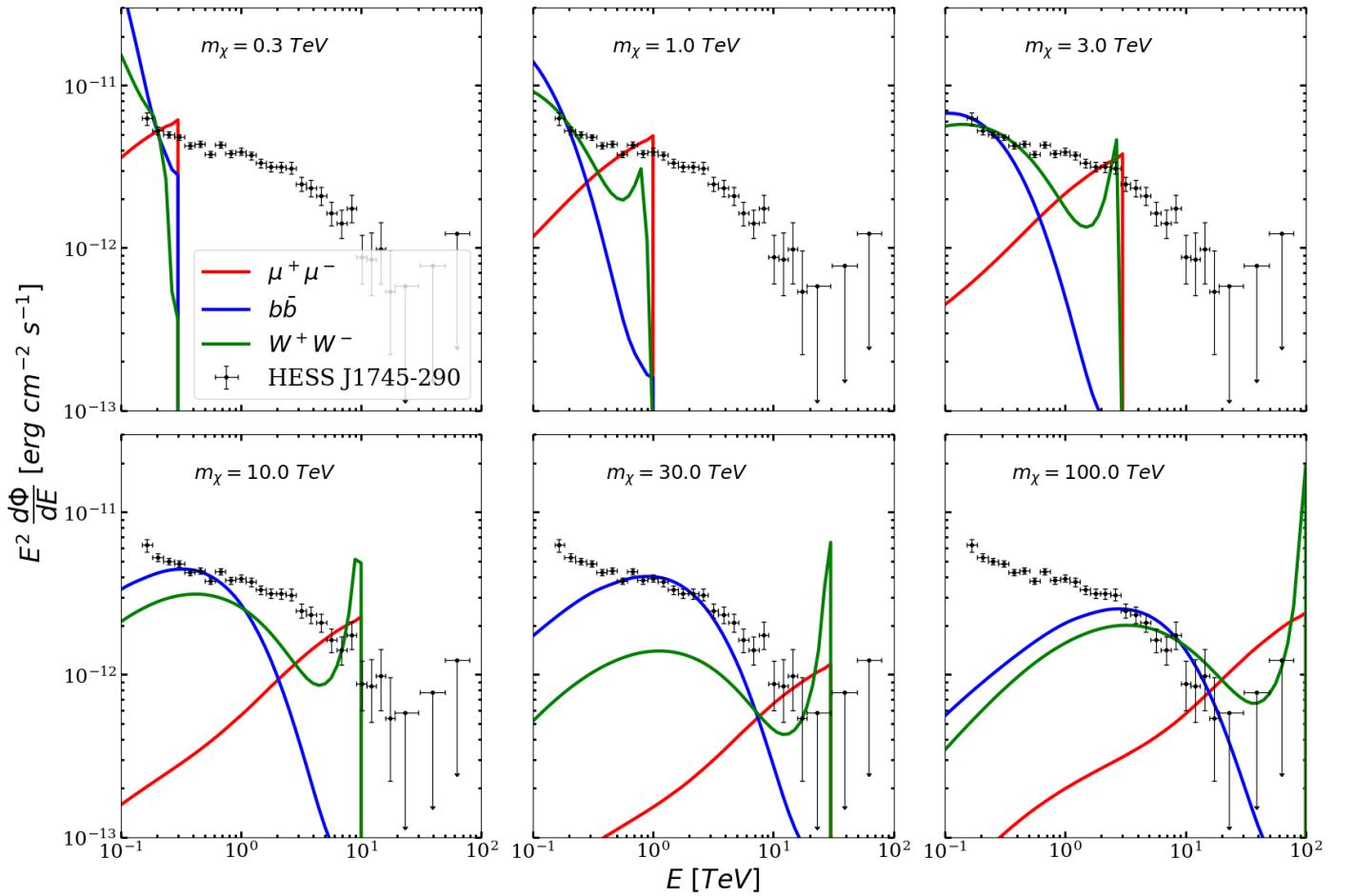


Figura 10 - Sinal esperado ao considerar os limites superiores de exclusão em  $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ , em comparação com o sinal observado de HESSJ1745-290. Calculado para os três canais primários de aniquilação mencionados ( $\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}$  e  $W^+W^-$ ) e para seis diferentes massas da partícula de ME ( $m_\chi = \{0, 1; 1; 3; 10; 30; 100\}$  TeV). Como mencionado na Figura 7, esse resultado independe do perfil de densidade considerado.

Fonte: Elaborada pelo autor.

ordem de magnitude em quase todos os casos. A única exceção é a combinação do modelo NFW+GS e  $m_\chi = 0,3$  TeV através do canal  $b\bar{b}$ .

Por outro lado, na análise realizada com base no método de exclusão, nota-se que três dos quatro modelos de distribuição de densidade não excluem a seção de choque de *WIMP*, e portanto são compatíveis com esse modelo. O único modelo de distribuição que exclui a seção de choque de *WIMP* é o NFW+GS, com exceção do caso em que  $m_\chi = 0,3$  TeV através do canal  $b\bar{b}$ .

Juntamente com essas conclusões, cabem sugestões para modelagens e análises posteriores, começando por completar o modelo atual ao considerar o papel do *branching ratio*,  $B_f$ , um fator que permite combinar o fluxo advindo de mais de um canal de aniquilação simultaneamente, o que possibilita fazer um melhor ajuste do sinal observado ao sinal esperado. Ainda, se o ajuste não for bom o suficiente, é possível admitir um modelo que combine o fluxo esperado de fótons devido à aniquilação de ME com o fluxo de outras fontes astrofísicas potencialmente presentes no CG. Em geral, tais fontes

astrofísicas apresentariam fluxos espectrais que respeitam leis de potência. Essas extensões ao modelo atual podem oferecer uma compreensão mais completa e precisa a respeito dos fenômenos envolvidos na fonte HESSJ1745-290, bem como da natureza da partícula de ME e sua distribuição na Galáxia e no Universo.

## REFERÊNCIAS

- 1 BALAJI, S. *et al.* *Dark matter spikes around Sgr A\* in  $\gamma$ -rays.* **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2023, p. 1-19, 2023.  
 DOI 10.1088/1475-7516/2023/08/063
- 2 CIRELLI, M. *et al.* *Pppc 4 dm id: a poor particle physicist cookbook for dark matter indirect detection.* **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2011, p. 51, 2011.  
 DOI 10.1088/1475-7516/2011/03/051
- 3 CLOWE, D. *et al.* *A direct empirical proof of the existence of dark matter.* **The Astrophysical Journal**, v. 648, p.L109, 2006.  
 DOI 10.1086/508162
- 4 GLICENSTEIN, J.F. *The hess galactic center source and galactic plane diffuse emission.* In: SF2A-2006: Semaine de l'Astrophysique Francaise, 2006, p. 141-144.
- 5 JAIN, B.; WAERBEKE, L. V. *Statistics of dark matter halos from gravitational lensing* **The Astrophysical Journal**, v. 530, p.L1, 2000.  
 DOI 10.1086/312480
- 6 PROFUMO, S. **An introduction to particle dark matter** Singapore, World Scientific Publishing, 2017.
- 7 RUBIN, V.C. *Dark matter in spiral galaxies,* **Scientific American**, v. 248, p. 96-109, 1983.
- 8 ZWICKY, F. *On the masses of nebulae and of clusters of nebulae* **Astrophysical Journal**, v. 86, p. 217, 1937.