

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

FELIPE AUGUSTO HENCKLAIN

Aniquilação de matéria escura em torno de buracos negros de massa estelar.

São Carlos
2024

FELIPE AUGUSTO HENCKLAIN

Aniquilação de matéria escura em torno de buracos negros de massa estelar.

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 Viana – Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo.

São Carlos
2024

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.

RESUMO

Descobertas na Astrofísica e na Cosmologia desde o último século indicam que o Universo possui uma massa muito maior do que a representada pela matéria até então conhecida. A matéria adicional, incapaz de interagir com a luz, seria constituída por um elemento cuja natureza permanece uma das grandes incógnitas da Física moderna, a matéria escura (DM). Uma das hipóteses em destaque na comunidade atualmente é a de que esta matéria escura seria constituída por partículas massivas que interagem fracamente, as WIMPs (*Weakly Interactiv Massive Particles*). Neste modelo, espera-se que ocorra a auto aniquilação da matéria escura em regiões com densidades muito altas, produzindo sinais detectáveis de raios-gama, no que seria uma forma indireta de detecção da matéria escura. Conquanto alguns objetos, como galáxias-anãs, aglomerados de galáxias e o Centro Galáctico sejam fortes candidatos à detecção indireta, é sabido que halos de matéria podem sofrer uma contração adiabática em torno de buracos negros em seu centro, o que causa um aumento significativo da densidade, e, conseqüentemente, da ocorrência de auto-aniquilação, formando estruturas conhecidas como *spikes*. Nos últimos anos vários candidatos a buracos negros de massa estelar relativamente próximos a Terra têm sido descobertos por técnicas cada vez mais acuradas. O objetivo deste trabalho é verificar se os spikes de matéria escura em torno de tais buracos negros, se formados por processos adiabáticos, são capazes de produzir sinais detectáveis por telescópios de raios-gama, presentes ou futuros, assim como compará-los com outros objetos emissores de raios-gama, em especial galáxias-anãs.

1 INTRODUÇÃO

Apesar de haver um longo histórico de uso do termo “matéria escura”, foi o suíço Fritz Zwicky, na década de 1930, quem deu início ao chamado problema da matéria escura, ou seja, a constatação de que a massa do Universo observada em processos gravitacionais é bem maior do que a massa da matéria ordinária, observada através de ondas eletromagnéticas. Ao analisar a dispersão de velocidades de galáxias do Aglomerado de Coma, Zwicky observou que a massa contida no aglomerado deveria ser muito maior do que a esperada [1]. Desde então, uma série de outras observações apontando para o mesmo resultado têm se acumulado e refinado o problema. Merece destaque o trabalho de Rubin e Ford sobre como as curvas de rotações das galáxias não se comportavam da forma esperada se elas contivessem apenas a matéria observada. Mais tarde, a descoberta de anisotropias na radiação cósmica de fundo (CMB) trouxe a Cosmologia para o

problema, com a conclusão de que aproximadamente 27% da massa/energia do Universo [2] é constituída de matéria escura. O desenvolvimento das simulações computacionais também foi um importante passo, mostrando que a DM é crucial para a formação de superestruturas, como os aglomerados de galáxias. Apesar dos significativos avanços, a verdadeira natureza da DM permanece uma incógnita.

Nas últimas décadas várias hipóteses para explicar a DM foram propostas, e algumas acabaram se popularizando por algum tempo, como a hipótese de que a DM seria formada por objetos por objetos massivos compactos, os MACHOs, ou a de que os fenômenos relacionados a DM seriam causados por uma modificação na dinâmica newtoniana conhecida como MOND. Atualmente, no entanto, a comunidade tem aderido cada vez mais à hipótese de que a matéria escura seria composta por partículas massivas que interagem apenas fracamente, as WIMPs.

Como a matéria escura interage gravitacionalmente, ela deve se concentrar em torno de objetos massivos, atingindo altas densidades. Se a DM for de fato constituída por WIMPs, é esperado que nestas regiões de alta densidade elas sofram auto aniquilação, produzindo partículas do modelo padrão, em especial raios gama. A observação de raios gama produzidos pela aniquilação de DM é o objetivo da chamada detecção indireta de matéria escura. Enquanto a detecção indireta em objetos como o Centro Galáctico e galáxias-anãs tenha sido amplamente discutida nos últimos anos [3], a possibilidade de detecção indireta em torno de outros objetos massivos permanece em aberto. Em particular, buracos negros de massa estelar são potencialmente bons candidatos para esta pesquisa.

O principal objetivo deste trabalho é investigar a potencialidade de micro-halos de matéria escura formados em torno de buracos negros de massa estelar próximos a Terra na emissão de raios gama produzidos por auto aniquilação.

2 MATERIAIS E MÉTODOS

2.1 – Detecção Indireta

Como a matéria escura interage gravitacionalmente, ela deve se acumular em torno de objetos astrofísicos massivos, como o Centro Galáctico, galáxias-anãs ou buracos negros. A região em que há uma contração do halo de matéria escura devido a presença de um objeto massivo se denomina *spike* de matéria escura. Nestas regiões de alta densidade, em muitos modelos das WIMPs, é esperado que aconteça auto aniquilação, ou seja, o encontro e aniquilação mútua de duas partículas de DM, produzindo pares de partículas/antipartículas do Modelo Padrão, como bósons de

calibre, quarks/antiquarks e léptons/antiléptons [4]. Estas partículas, por sua vez, decaem em outras mais estáveis, como prótons, elétrons, neutrinos e raios gama, que eventualmente serão detectados por telescópios na Terra. Enquanto a engenharia reversa para reconstituir os caminhos percorridos por partículas carregadas como prótons e elétrons possa ser bastante trabalhosa devido a desvios nas trajetórias causados por campos magnéticos, e a detecção de neutrinos exija equipamentos altamente sensíveis, a detecção de raios gama parece ser a melhor alternativa para identificar as fontes dos processos de auto aniquilação, já que são partículas neutras e possuem um grande caminho livre médio.

Para compreender o fluxo de raios gama [5] gerados por auto aniquilação em uma região com densidade volumétrica de matéria escura ρ_{DM} , devemos considerar a taxa de aniquilação Γ_{ann} neste objeto, uma medida da probabilidade de duas partículas de DM se encontrarem e se aniquilarem. A taxa de aniquilação, portanto, será proporcional à seção de choque ponderada pela distribuição de velocidades, $\langle \sigma_{ann} v \rangle$, e à densidade de partículas de DM, n ,

$$\Gamma_{ann} = \frac{dn}{dt} = -\langle \sigma_{ann} v \rangle n^2 = -\langle \sigma_{ann} v \rangle \frac{\rho_{DM}^2}{m_{DM}^2}. \quad (1)$$

O fluxo de raios-gama, ou seja, o número de fótons por energia, por unidade de área e de tempo, é a integral da taxa de aniquilação no volume observado,

$$\frac{d\Phi_{ann}}{dE} = -\frac{1}{2} \int_{\{l.o.s.\}} dV \frac{1}{4\pi s^2} \frac{dN}{dE} \Gamma_{ann} = \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{8\pi m_{DM}^2} \frac{dN}{dE} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\{l.o.s.\}} ds \rho_{DM}^2, \quad (2)$$

onde o fator $\frac{dN}{dE}$ é o espectro de raios-gama por aniquilação e m_{DM} é a massa da partícula de matéria escura. A integral é realizada na linha de visada do objeto (l.o.s.), e podemos separá-la em uma integral no ângulo sólido Ω e outra na variável s , a distância entre a Terra e o local da aniquilação. Um fator 1/2 é adicionado para evitar contagens duplas.

É interessante notar que a equação (2) pode ser dividida em duas partes: os termos fora da integral representam apenas parâmetros ligados a Física de Partículas do modelo adotado, como a massa e a seção de choque das partículas. Já os termos dentro da integral dependem de parâmetros astrofísicos do objeto estudado. Para estudar a efetividade de um objeto em emitir raios-gama, podemos comparar estas integrais para diferentes objetos, independentemente do modelo de partícula adotado. Chamamos estas integrais simplesmente de *J-factors*, ou seja,

$$J = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{l.o.s.} ds \rho_{DM}^2. \quad (3)$$

Os *J-factors* são usualmente medidos em GeV^2/cm^5 . Como os valores podem ser altos, é comum usar-se o $\log_{10} J$ nas comparações.

2.2 – Matéria Escura na Via Láctea

Diferentes modelos de distribuição da matéria escura na Via-Láctea têm sido adotados na literatura [6]. Entre eles, temos modelos que surgem de simulações de N corpos, como é o caso do modelo Navarro, Frenk and White (NFW) e o mais recente perfil Einasto. Outros perfis são exibidos na figura 1. É interessante notar que os perfis convergem para distâncias além da distância do sistema solar ao GC. Em regiões mais internas, no entanto, há uma considerável divergência. Objetos localizados próximos ao GC são, portanto, altamente dependentes do modelo de distribuição adotado, enquanto objetos mais distantes não o são.

Neste trabalho é adotado o perfil de densidade Einasto, dado por

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{2}{\alpha}\left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha - 1\right]\right), \quad (4)$$

onde r é a distância ao GC, ρ_0 é uma densidade típica em uma distância típica r_s . Neste trabalho é adotado $\alpha = 0.17$, $r_s = 28.44 \text{ kpc}$ e $\rho_0 = 0.033 \text{ GeV/cm}^3$.

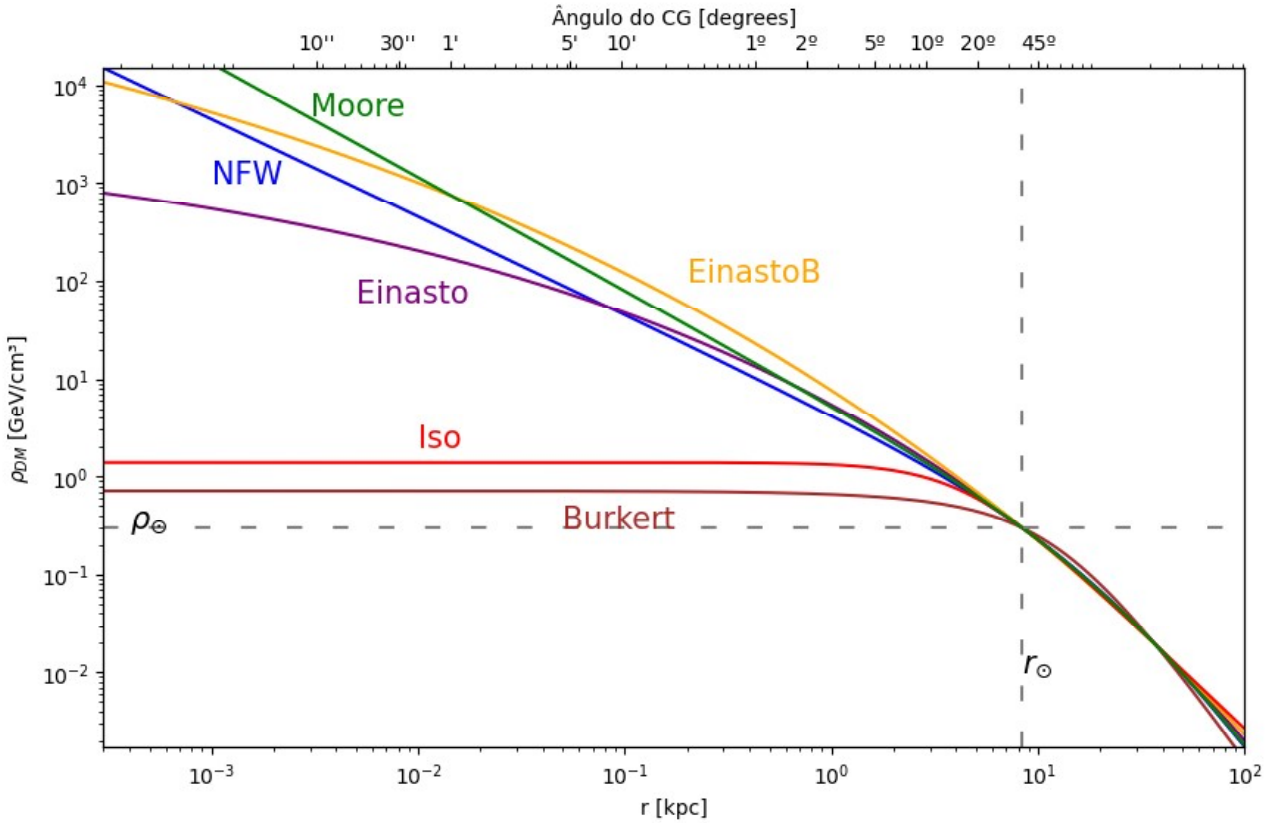


Figura 1: Densidade de matéria escura na Via Láctea em função da distância ao Centro Galáctico de acordo com diferentes modelos. Adaptado de CIRELLI, et al [6]

2.3 – Contração Adiabática de halos de matéria escura.

Para estudar os *spikes* de matéria escura em torno dos buracos negros de massa estelar, seguimos o modelo de contração adiabática proposto por Gondolo e Silk [3]. Consideremos um halo de matéria escura que segue o perfil de densidade

$$\rho_i(r_i) = \rho_i^0 \left(\frac{r_s^i}{r} \right)^\gamma, \quad (5)$$

em que ρ_0 é uma densidade característica a uma distância r_s^i do centro halo e γ é um parâmetro adimensional. A massa de matéria escura contida em uma esfera de raio r_i centrada neste halo é a integral do perfil de densidade no volume da esfera,

$$M_{DM}(r_i) = \int dV \rho(r) = 4\pi \rho_i^0 r_s^{i\gamma} \int_0^{r_i} \frac{r^2}{r^\gamma} dr = 4\pi \rho_i^0 r_s^{i\gamma} \frac{r_i^{3-\gamma}}{3-\gamma}. \quad (6)$$

. Se um buraco negro surge no centro deste halo, a matéria escura irá se contrair em torno dele, formando um *spike* com um novo perfil do tipo

$$\rho_f(r_f) = \rho_f^0 \left(\frac{r_s^f}{r} \right)^A. \quad (7)$$

onde, mais uma vez, ρ_f^0 é uma densidade característica a uma distância r_s^f do centro halo e A é um parâmetro adimensional. Calculando a massa de maneira análoga a equação (6), desta vez em uma esfera de raio r_f , obtém-se

$$M_{DM}(r_f) = 4\pi \rho_f^0 r_s^{fA} \frac{r_f^{3-A}}{3-A}. \quad (8)$$

Considerando que a massa de matéria escura se conserva, podemos igualar as equações (6) e (8), de onde tem-se

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

Fazendo $r_i = r_i^0$ e $r_f = r_f^0$,

$$\frac{\rho_i^0 r_s^{i3}}{3-\gamma} = \frac{\rho_f^0 r_s^{f3}}{3-A}. \quad (10)$$

Finalmente, dividindo a igualdade (9) pela igualdade (10),

$$\frac{r_f}{r_f^0} = \left(\frac{r_i}{r_i^0} \right)^{\frac{3-\gamma}{3-A}}. \quad (11)$$

Seja agora o momento angular do sistema. Inicialmente, uma partícula a uma distância r_i do centro do halo tem uma velocidade v_i devido a atração gravitacional da massa de matéria escura contida neste raio, $M_{DM}(r_i)$,

$$v_i = \sqrt{\frac{GM_{DM}(r_i)}{r_i}}. \quad (12)$$

Após o surgimento de um buraco negro de massa M_{BH} no centro do halo, considerando que a sua massa é muito maior que a massa de matéria escura, uma partícula a uma distância r_f , terá uma velocidade

$$v_f = \sqrt{\frac{GM_{BH}}{r_f}}. \quad (13)$$

Considerando que o momento angular se conserva,

$$L_i = L_f \rightarrow mr_i v_i = mr_f v_f. \quad (14)$$

Substituindo as expressões (11) e (12) em (14),

$$r_i M_{DM}(r_i) = r_f M_{BH}. \quad (15)$$

Usando a massa de matéria escura calculada em com a equação (6),

$$r_f^0 M_{BH} = \frac{4\pi\rho_i^0 r_i^{0^4}}{3-\gamma}. \quad (16)$$

Dividindo a equação (16) por (15), tem-se uma nova relação entre r_f e r_i

$$\frac{r_f}{r_f^0} = \left[\frac{r_i}{r_i^0} \right]^{4-\gamma}. \quad (17)$$

Comparando as razões (11) e (17),

$$A = \frac{2\gamma - 9}{\gamma - 4}. \quad (18)$$

A presença de um buraco negro no centro de um halo de DM leva a uma contração adiabática da mesma, com conservação da massa e do momento angular, havendo uma relação simples entre o fator de inclinação do perfil de densidade antes e depois da contração dada pela equação (18).

Para obter o perfil de densidade completo do *spike* em torno dos buracos negros de massa estelar, é necessário fazer mais algumas hipóteses. Como estes objetos são relativamente pequenos quando comparados com as dimensões galácticas, podemos considerar que as distribuições de matéria escura em seu entorno são localmente constantes, ou seja, $\gamma = 0$. Substituindo na equação (18), obtém-se $A = 9/4$.

Muito próximo ao buraco negro, a densidade cresce muito e atinge um limite relacionado à taxa de aniquilação da DM, Γ_{ann} , que é uma medida da probabilidade de duas partículas de matéria escura se encontrarem e se aniquilarem, portanto proporcional a seção de choque ponderada pela distribuição de velocidades, $\langle \sigma_{ann} v \rangle$, e ao quadrado da densidade de partículas de DM, n , de

acordo com a equação (1). Como no período considerado não há criação de novas partículas de DM, a taxa de aniquilação é igual a taxa de variação da densidade de partículas,

$$\Gamma_{ann} = \frac{dn}{dt} . \quad (19)$$

Resolvendo esta equação, recupera-se que, para um objeto de idade τ ,

$$n(\tau) = \frac{1}{\langle \sigma_{ann} v \rangle \tau} , \quad (20)$$

logo, a distribuição de DM atinge uma densidade máxima dada por

$$\rho_{max} = \frac{m_{DM}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle \tau} . \quad (21)$$

Apesar de a densidade máxima ser muito alta, ela é alcançada somente em um raio muito próximo ao objeto, denominado raio do *core*. Diferentes modelos consideram que dentro do *core* a densidade é máxima pode ser constante, ou então que ela cresce com um fator 1/2. A contribuição do *core* para os *J-factors* se mostrou muito pequena, portanto eles não serão considerados neste trabalho.

Na figura 2 é mostrado esquematicamente como o perfil de densidade varia com o raio no interior do spike.

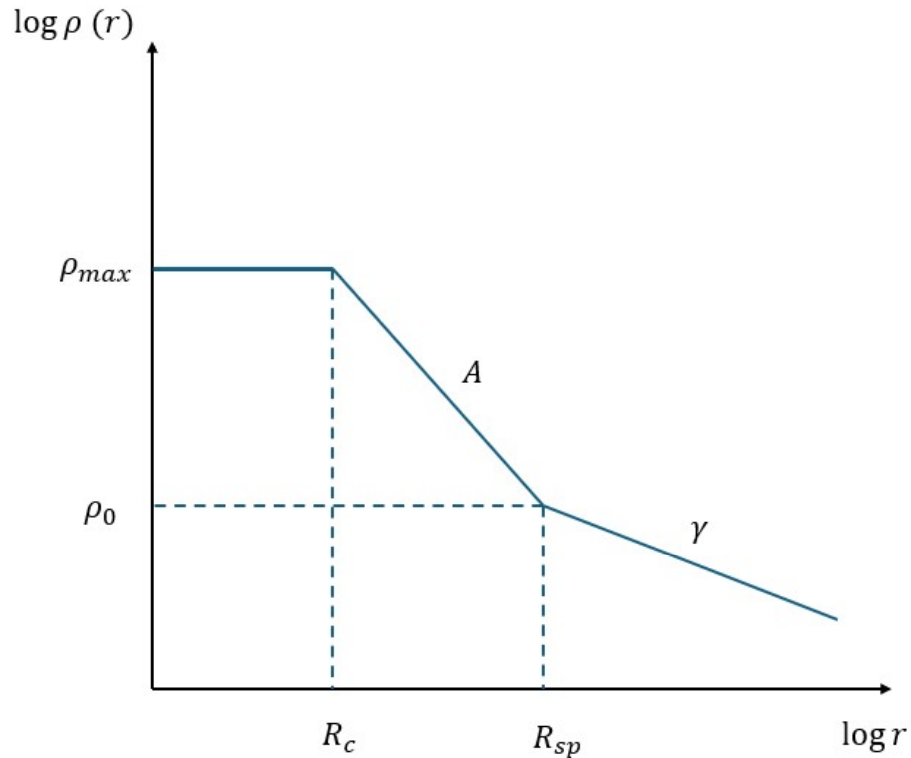


Figura 2: gráfico esquemático do perfil de densidade de um *slope* de matéria escura, com a densidade como função da distância ao centro. Adaptado de GONDALO, et. al [3]

Para raios menores que o raio do *core*, a densidade satura em uma densidade máxima, que na representação foi adotada como constante. Entre o raio do *core* e o limite do *spike*, chamado raio do *spike*, o perfil de densidade decresce com um fator A. No raio do *spike*, a densidade se iguala a densidade do meio exterior a ele, e o perfil volta a decrescer com o fator γ , se confundindo com o halo de DM do meio.

O perfil de densidade do *spike* é, então, da forma

$$\rho(r) = \rho_0 \left[\frac{r_s}{r} \right]^{9/4}. \quad (22)$$

Para obter o perfil de densidade completo, é necessário conhecer uma densidade característica ρ_0 em um determinado raio característico r_s . O modo mais fácil de obter isso é considerando a densidade no próprio raio de *spike*. As densidades de DM locais ρ_0 , nas posições dos buracos negros de massa estelar foram calculadas usando o perfil Einasto - equação (4) - para o halo da Via Láctea, através de dados astrométricos descritos na próxima sessão.

No cálculo do raio do *spike*, é preciso levar em consideração a definição do raio de influência r_h [7], ou seja, qual o raio máximo de distância ao buraco negro em que uma partícula continuaria em órbita ao seu redor. Seja um halo constituído por partículas com uma dispersão de velocidades σ . No raio de influência, é necessário que a força de atração gravitacional do buraco negro seja igual a força centrípeta da partícula com velocidade σ

$$\frac{m\sigma^2}{r_h} = \frac{GM_{BH}}{r_h^2} \rightarrow r_h = \frac{GM_{BH}}{\sigma^2}. \quad (23)$$

Assumindo que a densidade segue um perfil isotérmico [8], ou seja,

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}, \quad (24)$$

a massa contida no interior do raio de influência deve ser

$$M(r_h) = \int_0^{r_h} \rho(r) dV = \int_0^{GM_{BH}/\sigma^2} \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2} 4\pi r^2 dr = 2M_{BH}. \quad (25)$$

Como o raio de influência é igual ao raio do *spike*,

$$M(R_{sp}) = 2M_{BH}. \quad (26)$$

A massa de DM contida no interior do raio de *spike* do halo deve ser igual ao dobro da massa do buraco negro. Portanto,

$$M(R_{sp}) = \int_0^{R_{sp}} \rho(r) dV = \int_0^{R_{sp}} \rho_0 \left[\frac{r_{sp}}{r} \right]^{9/4} 4\pi r^2 dr = \frac{16}{3} \pi \rho_0 R_{sp}^3. \quad (27)$$

Igualando as equações (26) e (17), obtém-se uma fórmula para o raio de *spike*,

$$R_{sp} = \sqrt[3]{\frac{3M_{BH}}{8\pi\rho_0}}. \quad (28)$$

Substituindo os perfis de densidade em (3), os *J-factors* dos *spikes* são dados por

$$J(\theta_{max}) = \int_0^{\theta_{max}} 2\pi \sin \theta \, d\theta \int_{l.o.s.} ds \, \rho_0^2 \left[\frac{r_{sp}}{r} \right]^{9/2}, \quad (29)$$

em que θ_{max} é o ângulo de abertura ocupado pelo *spike*, ou seja,

$$\theta_{max} = \tan^{-1} \left(\frac{R_{sp}}{D} \right), \quad (30)$$

e D é a distância do buraco negro a Terra. Note que a integral é realizada na variável s , enquanto o integrando é uma função de r , sendo necessária realizar a transformação $r = \sqrt{D^2 \sin^2 \theta + s^2}$.

2.4 – Buracos Negros de Massa Estelar

Desde que Karl Schwarzschild resolveu as equações de campo de Einstein em 1915 e concluiu que haveria objetos de massa tão compacta que nem a luz seria capaz de escapar de sua atração gravitacional, os buracos negros têm sido extensivamente estudados na Astrofísica. Apesar de não haver limitações para suas massas na definição de Schwarzschild – bastando que esta massa esteja suficientemente compactada - a hipótese de que os buracos negros surgem como resultado da evolução de estrelas muito massivas impõe um limite que vai de aproximadamente 5 a 30 massas solares. A observação de buracos negros que fogem a estes limites, como os buracos negros supermassivos nos centros das galáxias, que não poderiam, portanto, ter surgido por simples evolução estelar, levou a uma nova categorização destes objetos. Atualmente, a categoria de buracos negros de massa estelar se refere exclusivamente a faixa de massa destes objetos, nada tendo a ver com seu processo de formação.

Como mencionado na sessão anterior, neste trabalho foi considerado que a densidade de DM segue um perfil isotérmico. Para isso, é necessário que o tempo de relaxamento do halo em torno do buraco negro, isto é, o tempo que ele levou para entrar em equilíbrio termodinâmico, se virializado, seja menor do que o tempo de relaxamento do halo da Via-Láctea. Caso contrário, se um buraco negro de massa estelar se formou quando o halo da Via-Láctea já havia se virializado, a dispersão de velocidades das partículas do halo seria da ordem daquilo que é observado hoje, em torno de 100 km/s, e o potencial gravitacional do buraco negro não seria suficiente para capturar essas partículas e formar *spikes* consideráveis. [9].

Apesar de observações astrométricas que sugeriam a presença de buracos negros de massa estelar existirem há algumas décadas, técnicas cada vez mais refinadas como as microlentes

gravitacionais têm aumentado significativamente o número de candidatos a buracos negros de massa estelar conhecidos. Abaixo, na tabela 1, são listados os 17 candidatos a buracos negros que se encontram a uma distância da Terra menor que 10kpc. A proximidade destes objetos os torna interessantes para a pesquisa de fluxo de raios gama, já que as principais alternativas a eles, as galáxias-anãs, se encontram a distâncias muito maiores.

Tabela 1: Lista dos buracos negros de massa estelar a uma distância de menos de 10kpc da Terra. Elaborada pelo compilador.

Designação	Distância $D(kpc)$	Massa $M_{BH}(M_{\odot})$	Ascensão Reta	Declinação
Gaia BH1 [10]	0.478	9.62	17h28min41.10s	-00°34'51.52''
Gaia BH3 [11]	0.591	32.70	19h39min18.72s	+14°55'54.2''
Gaia BH2 [12]	1.16	8.93	13h50min16.728s	-59°14'20.42''
Gaia18ajz [13]	1.18	12.0	18h30min14.460s	-08°13'12.756''
A0620-00 [14]	1.44	11.0	06h22min44.503s	-00°20'44.72''
MOA-2011-BLG-191 [15]	1.58	7.1	17h51min40.2082s	-29°53'26.50''
XTE J1118+480 [17]	1.7	6.5	11h18min11s	+48°02'13''
GRS 1124-683 [16]	1.7	6.95	11h26min26.60s	-68°40'32.3''
Cygnus X-1 [18]	2.25	15	19h58min21.676s	+35°12'05.78''
V404 Cygni [19]	2.39	9	20h24min03.83s	+33°52'02.2''
GRO J0422+32 [20]	2.49	3.97	04h21min42.723s	+32°54'26.94''
MACHO-96-BLG-5 [21]	2.5	5.30	18h05min2.50s	-27°42'17''
GS 2000+25 [22]	2.7	7.50	20h02min50s	+25°14'11''
Gaia18cbf [23]	2.84	2.65	16h04min38.862s	-41°06'17.32''
Cygnus X-3 [24]	3.4	2.4	20h32min25.766s	+40°57'28.26''
MACHO-98-BLG-6 [21]	3.5	3.17	17h57min28.26''	-28°42'45''
GRO J1655-40 [25]	3.7	5.31	16h54min00.137s	-39°50'44.90''
MACHO-99-BLG-22 [26]	4.8	7.5	18h05min05.28s	-28°34'41.70''
4U 1543-475 [27]	9.1	9.4	15h47min08.277s	-47°40'10.28''

Há evidências da existência de um *spike* de matéria escura para ao menos dois destes buracos-negros: A0620-00 e XTE J1118+480, sistemas binários de buracos negros acompanhados por estrelas. De acordo com [28], a diminuição de aproximadamente 1ms por ano no período orbital das estrelas companheiras destes buracos negros, aproximadamente 50 vezes maior do que a prevista, poderia ser explicada pela presença de um *spike* de matéria escura.

3 RESULTADOS

Os resultados do cálculo dos parâmetros dos perfis de densidade assim como o valor dos J-factors são exibidos na tabela 2.

Tabela 2: Parâmetros obtidos para os *spikes* de matéria escura em torno de buracos negros de massa estelar a menos de 10 kpc da Terra. Elaborada pelo compilador.

Designação	Distância ao GC $r(kpc)$	$\rho_0(GeV/cm^3)$	$R_{sp}(pc)$	$\log_{10} J(\theta_{max})$ (GeV^2/cm^5)
Gaia BH1	7.79	0.3374	5.08	21.458
Gaia BH3	7.85	0.3333	7.63	23.563
Gaia BH2	7.50	0.3586	4.83	20.675
Gaia18ajz	7.14	0.3880	5.19	20.833
A0620-00	9.47	0.2451	5.88	19.954
MOA-2011-BLG- 191	6.62	0.4364	4.19	20.157
XTE J1118+480	9.06	0.2638	4.82	20.072
GRS 1124-683	7.64	0.3477	4.49	19.482
Cygnus X-1	7.78	0.3380	5.86	19.377
V404 Cygni	7.85	0.3333	4.96	20.019
GRO J0422+32	10.59	0.2034	4.46	18.703
MACHO-96-BLG-5	5.71	0.5476	3.53	19.638
GS 2000+25	7.40	0.3663	4.53	19.157
Gaia18cbf	5.72	0.5474	2.80	18.775
Cygnus X-3	8.31	0.3041	3.29	18.151
MACHO-98-BLG-6	4.71	0.7317	2.70	19.094
GRO J1655-40	4.70	0.7341	3.20	19.026

MACHO-99-BLG- 22	3.44	1.1497	3.09	19.516
4U 1543-475	4.40	0.8080	3.75	19.138

Os valores dos raios dos *spikes* se mostraram bastante altos. Isso se deve a hipótese de que o perfil de densidade segue uma distribuição isotérmica. Apesar de improvável de que esta hipótese seja aplicável a todos os buracos negros observados, em particular nos de origem estelar, é possível que pelo menos alguns deles exibam esse comportamento. O alto *J-factor* relacionado os torna candidatos em potencial para a busca de sinais de raios-gama no entorno deles.

Outra consequência interessante é de que a existência de *spikes* em torno destes buracos negros seria uma evidência de que eles não são resultado de evolução estelar. A observação de *spikes*, portanto, seria uma evidência de que estes buracos negros são primordiais.

Os dados obtidos demonstram a tendência de que buracos negros mais próximos a Terra possuam maiores raios de *spike* e, consequentemente, maiores *J-factors*. Isso torna estes buracos negros ainda mais vantajosos, já que, conforme explicitado, os modelos de perfis de densidade de DM da Via Láctea convergem para distâncias maiores do GC. Buracos negros mais próximos do GC e, consequentemente, distantes da Terra têm raios de *spike* menores. Os seus *J-factors* são menores, devido tanto aos tamanhos do *spike*, quanto às distâncias.

No histograma da figura 3 são comparados os *J-factors* dos buracos negros com os de algumas galáxias-anãs. Os *J-factors* das galáxias anãs foram calculados por GERINGER-SAMETH em [29]. Com algumas exceções como Segue 1 e Ursa Major II, os *J-factors* das galáxias-anãs tendem a ser em torno de duas ordens de grandeza menores que os dos buracos negros. Destaca-se Gaia BH3, o maior buraco negro de massa estelar conhecido na Via Láctea, com aproximadamente 33 massas solares. O raio do *spike* associado é de quase 7 pc e um *J-factor* de $10^{23} \text{ GeV}^2/\text{cm}^5$, quase 4 ordens de grandeza maior do que a tendência das galáxias-anãs.

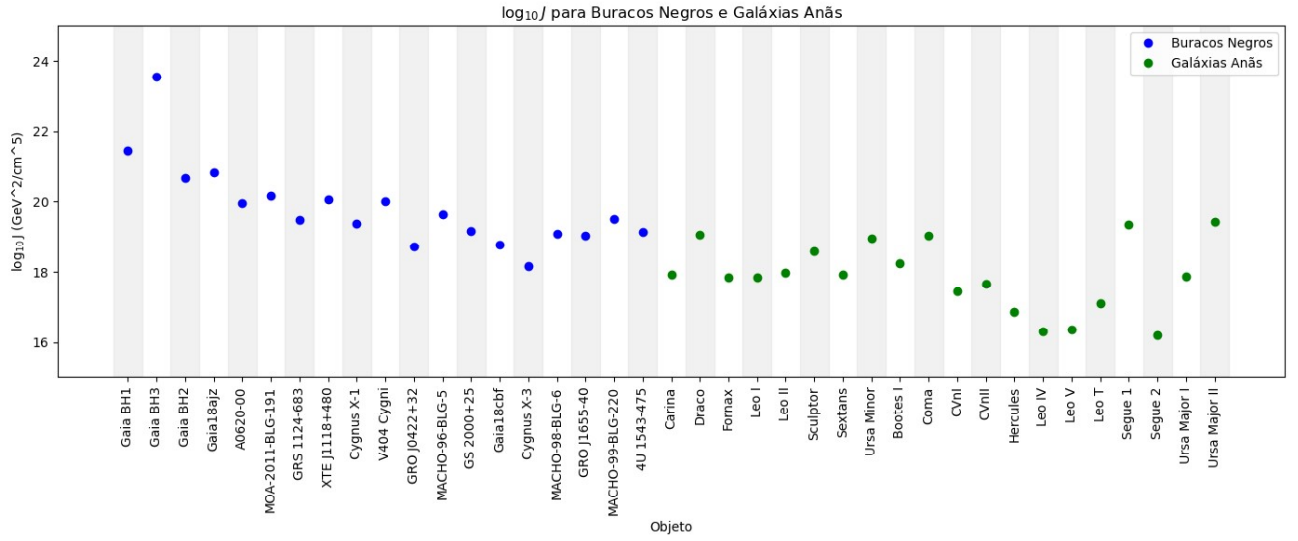


Figura 3: Histograma dos J-factors dos buracos negros de massa estelar a menos de 10kpc e de galáxias-anãs. Elaborado pelo compilador.

4 CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS

A formação de grandes *spikes* de matéria escura em torno de buracos negros de massa estelar depende fortemente de algumas hipóteses, principalmente da dispersão de velocidades das partículas de DM, o que por sua vez depende do processo de formação destes buracos negros. A observação dos *spikes* seria uma forte evidência de que estes buracos negros devem ser primordiais. Ainda que nem todos eles cumpram este requisito, os altos *J-factors* obtidos mostram que é vantajoso procurar sinais de raios-gama em seu entorno. A comparação com galáxias-anãs mostra o grande impacto da distância nos *J-factors*, em torno de duas ordens de grandeza menores para as galáxias-anãs.

Os resultados mostram o grande potencial de buracos negros de massa estelar como candidatos a busca de sinais de raios-gama produzidos por aniquilação de matéria escura, o que demonstra a necessidade de mais pesquisas sobre o tema e sugere a possibilidade de mais um grupo de alvos para telescópios de raios-gama, presentes ou futuros.

REFERÊNCIAS

1. BERTONE, Gianfranco; HOOPER, Dan. **"A History of Dark Matter."** Reviews of Modern Physics, v.90, n.4, 45002, 2018.
2. ACHARYA, B. S. et al. **"Science with the Cherenkov Telescope Array"**. *arXiv preprint*, arXiv:1709.07997v2 [astro-ph.IM], 2018..
3. GONDOLO, Paolo; SILK, Joseph. **"Dark matter annihilation at the galactic center."** Physical Review Letters, v.83, n.9, p.1719,1999.
4. BERGSTRÖM, L. **"Dark Matter Evidence, Particle Physics Candidates and Detection Methods"**. Annalen der Physik, edição especial DARK MATTER, 524, 2012.
5. GONDOLO, P.; GELMINI, G. **"Cosmic abundances of stable particles: Improved Analysis"**. Nuclear Physics B, Elsevier, v. 360, n. 1, p. 145–179, 1991.
6. 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, n. 03, p. 051–051, 2011.
7. MERRITT, D. **"Single and Binary Black Holes and their Influence on Nuclear Structure."** Carnegie Observatories Astrophysics Series, Vol. 1: Coevolution of Black Holes and Galaxies, edited by L. C. Ho. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.
8. BOVY, J. **"Dynamics and Astrophysics of Galaxies"**. Princeton University Press, Princeton, NJ (em preparação), 2023. Disponível em <https://galaxiesbook.org/>. Acesso em 01/11/2024.
9. ESCRIVÀ, A. et al. **"Primordial Black Holes."** In Black Holes in the Era of Gravitational-Wave Astronomy, edited by M. Arca Sedda, E. Bortolas, and M. Spera, p. 261-377. Elsevier, 2024
10. EL-BADRY, Kareem et al. **"A Sun-like star orbiting a black hole."** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v.518, n.1, p.1057–1085, 2023.

11. PANUZZO, P. et al. **"Discovery of a dormant 33 solar-mass black hole in pre-release Gaia astrometry."** *Astronomy & Astrophysics*, v.686, n.L2, 2024.
12. TANIKAWA, Ataru et al. **"Search for a Black Hole Binary in Gaia DR3 Astrometric Binary Stars with Spectroscopic Data."** *The Astrophysical Journal*, v.946, n.2, p.79, 2023.
13. HOWIL, K. et al. **"Uncovering the Invisible: A Study of Gaia18ajz, a Candidate Black Hole Revealed by Microlensing."** *arXiv*, v.2403, n.09006, 2024.
14. MCCLINTOCK, J. E.; REMILLARD, R. A. **"The black hole binary A0620-00"**. *The Astrophysical Journal*, v. 308, p. 110-122, 1986.
15. SAHU, K. C. et. al. **"An isolated stellar-mass black hole detected through astrometric microlensing"**. *The Astrophysical Journal*, v. 933, n. 1, p. 83, 2022.
16. SIMBAD Astronomical Database. **"GU Mus"**. Strasbourg, França: Centre de Données astronomiques de Strasbourg, disponível em: <https://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=GU+Mus>. Acesso em: 25/10/2024.
17. CHATTERJEE, D. et. al. **"Properties of the black hole candidate XTE J1118+480 with the TCAF solution during its jet activity induced 2000 outburst"**. *Astrophysics and Space Science*, 2019.
18. MILLER-JONES, J. C. A. et al. **"Cygnus X-1 contains a 21-solar mass black hole—Implications for massive star winds."** *Science*, v.371, n.6533, p.1046-1049, 2021.
19. BERNARDINI, F et al. **"Events leading up to the 2015 June outburst of V404 Cyg"**. *The Astrophysical Journal Letters*, v. 818, n. 1, p. L5, 2016.
20. GELINO, D. M.; HARRISON, T. E. **"GRO J0422+32: The lowest mass black hole?"** *The Astrophysical Journal*, v. 599, p. 1254-1259, 2003.
21. ABDURRAHMAN et. al. **"On the possibility of stellar lenses in the black hole candidate microlensing events MACHO-96-BLG-5 and MACHO-98-BLG-6"**. *The Astrophysical Journal*, v. 912, n. 2, p. 146, 2021.
22. GS 200 FILIPPENKO, A. V.; MATHESON, T.; BARTH, A. J. **"A black hole in the X-ray nova GS 2000+25"**. *The Astrophysical Journal*, v. 455, n. 2, p. L139, 1995.

23. KRUSZYŃSKA, K. et al. **“Lens parameters for Gaia18cbf – a long gravitational microlensing event in the Galactic plane?”** Astronomical Observatory, University of Warsaw, Poland, 2022.
24. ZDZIARSKI, Andrzej A et.al. **“Cyg X-3: a low-mass black hole or a neutron star”**. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, v. 429, n. 1, p. L104–L108, 11 fevereiro 2013.
25. SALA, G. et.al. **“The highly ionized disk wind of GRO J1655-40”**. Astronomy & Astrophysics, 2006.
26. MEREGHETTI et. al. **“X-Ray Observations of the Isolated Black Hole Candidate OGLE-2011-BLG-0462 and Other Collapsed Objects Discovered through Gravitational Microlensing”**. The Astrophysical Journal, v. 934, n. 1, 26 julho 2022.
27. ÖZEL, F. et al.. **„The black hole mass distribution in the galaxy“**. The Astrophysical Journal, v. 725, n. 2, p. 1918, 2010. DOI: 10.1088/0004-637X/725/2/1918.
28. CHAN, M. H.; LEE, C. M. **“Indirect Evidence for Dark Matter Density Spikes around Stellar-Mass Black Holes“**. The Astrophysical Journal Letters, 943, L11, 2023.
29. GERINGER-SAMETH, A. et al. **“Dwarf galaxy annihilation and decay emission profiles for dark matter experiments”**. The Astrophysical Journal, v. 809, n. 1, p. 1-23, 2015.