

Disrupciones de marea en el centro de la Vía Láctea: modelo de agujero negro frente a modelo de núcleo de materia oscura fermiónica

Gabriela Sánchez Ariza

Trabajo de Grado para optar al título de Físico

Directora:

Laura Marcela Becerra
Ph.D

Codirectores:

José Fernando Rodríguez
Ph.D

Aldo Alberto Batta
Ph.D

Luis Alberto Núñez
Ph.D

Universidad Industrial de Santander
Facultad de Ciencias
Escuela de Física
Física
Bucaramanga
2026

Tabla de Contenido

Introducción	9
1. Fuerzas de marea	11
1.1. Disrupciones de marea	12
1.1.1. Fases de un TDE	14
1.1.2. Detección de TDEs	21
2. Centro galáctico	23
2.1. Modelo de SMBH	24
2.1.1. Formación de agujeros negros	24
2.1.2. Detección de agujeros negros	25
2.2. Modelo de materia oscura fermiónica	26
2.2.1. Modelo RAR	28
3. Simulaciones numéricas de TDEs	33
3.1. Smooth Particle Hydrodynamics (SPH)	33
3.1.1. Ecuaciones de evolución del fluido	34
3.2. GADGET-3	35
3.2.1. Modelo SMBH	36
3.2.2. Adaptación modelo RAR	36
3.3. Condiciones iniciales y estabilidad	41
3.4. Evolución temporal de la simulación	47
4. Análisis de resultados	50
4.1. Curvas de luz de TDEs	50
4.2. Energía	53
4.2.1. Modelo SMBH	53
4.2.2. Modelo RAR	56
5. Conclusiones	59
Referencias Bibliográficas	61
Apéndice	67

Lista de Tablas

Tabla 1.	Parámetros empleados en la corrección de la aceleración gravitacional en GADGET-3.	41
Tabla 2.	Condiciones iniciales de posición y velocidad de la estrella en las simulaciones para BH y DM.	46
Tabla 3.	Valores característicos de los TDEs obtenidos en las simulaciones para diferentes masas centrales.	53

Lista de Figuras

Figura 1.	Esquema de una estrella de $1 M_{\odot}$ acercándose a un agujero negro de $10^6 M_{\odot}$ en una órbita parabólica.	12
Figura 2.	Distancias de un TDE para tres tipos de estrellas alrededor de un SMBH de $10^6 M_{\odot}$	14
Figura 3.	Distribuciones de densidad de escombros estelares para distintos valores de β	15
Figura 4.	Deformación de una estrella en distintos puntos de su órbita alrededor de un SMBH.	16
Figura 5.	Tasa de retorno de material tras una disrupción de marea.	18
Figura 6.	Curvas de luz multibanda del TDE PS1-10jh.	20
Figura 7.	Curvas de luz bolométrica para distintos TDEs.	21
Figura 8.	Número acumulado de TDEs reportados entre 1995 y 2020.	22
Figura 9.	Imágenes de Sagitario A* obtenidas por el Event Horizon Telescope.	26
Figura 10.	Curva de rotación de la galaxia M31.	27
Figura 11.	Perfiles de densidad de materia oscura en la Vía Láctea para distintas masas fermiónicas.	29
Figura 12.	Curvas de velocidad de rotación de la Vía Láctea para distintas masas fermiónicas.	30
Figura 13.	Órbitas de estrellas del cúmulo S alrededor de Sagitario A*.	31
Figura 14.	Velocidad radial observada y teórica para la estrella S2 y G2.	32
Figura 15.	Comparación de métodos para estimar la densidad a partir de partículas discretas.	34
Figura 16.	Perfiles de masa acumulada para el modelo RAR y el caso de un SMBH.	37
Figura 17.	Potencial gravitacional para el modelo RAR y el caso de un SMBH.	39
Figura 18.	Aceleración gravitacional para el modelo RAR y el caso de un SMBH.	40
Figura 19.	Comparación entre la aceleración del modelo RAR y el modelo de agujero negro.	40
Figura 20.	Configuración inicial de la estrella en la simulación SPH.	42
Figura 21.	Comparación de trayectorias estelares en los modelos de SMBH y RAR.	43

Figura 22.	Evolución de la disrupción de marea de una estrella por un agujero negro de $15 M_{\odot}$.	48
Figura 23.	Evolución de la disrupción de marea de una estrella por un núcleo de materia oscura de $15 M_{\odot}$.	48
Figura 24.	Disrupción de marea de una estrella por agujeros negros de 10^3 y $10^4 M_{\odot}$.	49
Figura 25.	Evolución de la masa y la tasa de acreción para un agujero negro de $15 M_{\odot}$.	52
Figura 26.	Comparación de curvas de luz para simulaciones con agujeros negros y núcleos de materia oscura.	52
Figura 27.	Distribución $dm/d\varepsilon$ para una estrella perturbada por un agujero negro de $15 M_{\odot}$.	54
Figura 28.	Distribución dM/dT para una estrella perturbada por un agujero negro de $15 M_{\odot}$.	55
Figura 29.	Distribuciones $dm/d\varepsilon$ y dM/dT para agujeros negros de 15, 50 y $100 M_{\odot}$.	56
Figura 30.	Distribución $dm/d\varepsilon$ para una estrella perturbada por un núcleo de materia oscura de $15 M_{\odot}$.	57
Figura 31.	Distribución dM/dT para una estrella perturbada por un núcleo de materia oscura de $15 M_{\odot}$.	58
Figura 32.	Distribuciones $dm/d\varepsilon$ y dM/dT para núcleos de materia oscura de 15, 50 y $100 M_{\odot}$.	58
Figura 33.	Disrupción de marea de una estrella por un agujero negro de $100 M_{\odot}$.	67
Figura 34.	Disrupción de marea de una estrella por un agujero negro de $10^3 M_{\odot}$.	68
Figura 35.	Disrupción de marea de una estrella por un agujero negro de $10^4 M_{\odot}$.	68
Figura 36.	Disrupción de marea de una estrella por un núcleo de materia oscura de $100 M_{\odot}$.	68
Figura 37.	Comparación entre los modelos de agujero negro y núcleo fermiónico para $50 M_{\odot}$.	69
Figura 38.	Comparación de curvas de luz para diferentes masas del objeto central.	69
Figura 39.	Curvas de luz para distintas posiciones iniciales de la estrella.	70
Figura 40.	Influencia de la resolución numérica en las curvas de luz.	70

Lista de Apéndices

Apéndice A. Simulaciones hidrodinámicas	67
---	----

Resumen

Título: Disrupciones de marea en el centro de la Vía Láctea: modelo de agujero negro frente a modelo de núcleo de materia oscura fermiónica*

Autor: Gabriela Sánchez Ariza †

Palabras clave: Disrupciones de marea, Sagitario A*, agujeros negros supermasivos, materia oscura fermiónica, modelo RAR, simulaciones hidrodinámicas

Descripción:

La Vía Láctea alberga en su núcleo un objeto compacto llamado Sagitario A* (Sgr A*), con una masa de $\sim 10^6 M_{\odot}$. Generalmente, se considera que este objeto corresponde a un agujero negro supermasivo (SMBH), una hipótesis respaldada por las imágenes obtenidas con el Event Horizon Telescope y el monitoreo de las órbitas de las estrellas del cúmulo S. Sin embargo, estas evidencias no permiten descartar modelos alternativos, como el núcleo de materia oscura fermiónica propuesto en el modelo Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR).

En este trabajo se estudió la dinámica de disrupciones de marea (TDEs), en las cuales una estrella es desgarrada por la acción gravitacional de un objeto central masivo. El análisis se llevó a cabo mediante simulaciones hidrodinámicas considerando dos modelos alternativos para Sgr A*: SMBH y RAR. Para ello se realizaron simulaciones numéricas con el método Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) con el código GADGET-3. En el caso del modelo RAR, el código fue adaptado para incorporar un potencial extendido derivado de su perfil de densidad esféricamente simétrico.

El análisis se centró en las curvas de luz y en la distribución de energías de las partículas ligadas. En el modelo de agujero negro los picos son agudos y concentrados, reflejando un retorno rápido y localizado del material. En contraste, en el modelo RAR los máximos resultan más suaves y desplazados, consecuencia de que el potencial extendido reparte la redistribución del gas en una región más amplia y en escalas de tiempo mayores.

Los resultados muestran que ambos modelos reproducen de manera consistente la dinámica global de un TDE y permiten comparar las diferencias observables entre los dos escenarios considerados.

*Trabajo de Grado

†Facultad de Ciencias. Escuela de Física. Director: Laura Becerra, Ph.D. Codirector: José Rodríguez, Ph.D, Luis Nuñez, Ph.D, Aldo Batta, Ph.D.

Abstract

Title: Tidal Disruption Events in the Galactic Center: Black Hole Model versus Fermionic Dark Matter Core Model[‡]

Author: Gabriela Sánchez Ariza [§]

Keywords: Tidal disruption events, Sagittarius A*, supermassive black holes, fermionic dark matter, RAR model, hydrodynamic simulations

Description:

The Milky Way hosts at its center a compact object known as Sagittarius A* (Sgr A*), with a mass of $\sim 10^6 M_\odot$. This object is generally interpreted as a supermassive black hole (SMBH), a hypothesis supported by images obtained with the Event Horizon Telescope and by monitoring the orbits of stars in the S-star cluster. However, these observations do not completely rule out alternative models, such as the fermionic dark matter core proposed in the Ruffini–Argüelles–Rueda (RAR) model.

In this work, the dynamics of tidal disruption events (TDEs), in which a star is torn apart by the gravitational action of a massive central object, were studied. The analysis was performed through hydrodynamical simulations considering two alternative models for Sgr A*: a SMBH and the RAR fermionic dark matter core. Numerical simulations were carried out using the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method implemented in the GADGET-3 code. For the RAR model, the code was modified to incorporate an extended gravitational potential derived from its spherically symmetric density profile.

The analysis focused on the light curves and on the energy distribution of the bound particles. In the black hole model, the luminosity peaks are sharp and concentrated, reflecting a rapid and localized return of the stellar material. In contrast, in the RAR model the maxima are smoother and temporally shifted, as the extended potential redistributes the gas over a wider region and over longer time scales.

The results show that both models reproduce the global dynamics of a TDE consistently and allow a comparison of the observable differences between the two scenarios considered.

[‡]Degree Work

[§]Faculty of Sciences. School of Physics. Director: Laura Becerra, Ph.D. Co-directors: José Rodríguez, Ph.D., Luis Nuñez, Ph.D., Aldo Batta, Ph.D.

Introducción

En el centro de nuestra galaxia se encuentra un objeto con una masa de $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$, llamado Sagitario A* (Sgr A*) [1]. Su naturaleza se atribuye a un agujero negro supermasivo (SMBH), captado por imágenes obtenidas de la colaboración Event Horizon Telescope (EHT) en el año 2022 [2] y recientemente en el 2024 [3]. Sin embargo, resultados recientes realizados sobre el objeto G2 y las órbitas de las estrellas del cúmulo S, no descartan la posibilidad de que modelos alternativos puedan reproducir las mediciones [4, 5].

Existen hipótesis alternativas a los agujeros negros, por ejemplo, el modelo Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR) [6] propone la existencia de un núcleo de materia oscura fermiónica en lugar de un SMBH en el centro de la Vía Láctea [7][¶]. La densidad de este núcleo es casi uniforme y se mantiene contra la gravedad debido a la presión de degeneración de fermiones, implicando efectos relativistas generales. Estudios recientes indican que los datos de la velocidad de rotación del objeto G2 alrededor de Sgr A* podrían ser más consistentes con el modelo RAR que con un SMBH [9].

La complejidad de identificar el objeto masivo que reside en el núcleo de las galaxias radica en que ni los SMBHs, ni los núcleos de materia oscura, son directamente visibles por medio de los telescopios ópticos. Su existencia se otorga principalmente a partir de la influencia gravitacional que ejercen sobre las estrellas más cercanas al centro galáctico. Por otra parte, la naturaleza de la materia oscura sigue siendo uno de los grandes misterios de la física actual.

Una herramienta clave para poner a prueba ambos modelos son los eventos de disrupción de marea (TDEs), que corresponden a eventos astronómicos que ocurren cuando un cuerpo celeste pasa demasiado cerca de un objeto compacto masivo. En ese punto, conocido como radio de marea, la fuerza de marea generada por el objeto masivo supera la fuerza gravitacional que mantiene unida a la estrella, provocando su desgarramiento. Parte del material estelar es entonces acretado por el objeto compacto [10, 11]. Este proceso genera una gran radiación en multibandas, que puede ser detectada por medio de satélites como ROSAT o sensores ópticos como Zwicky Transient Facility (ZTF) [12, 13].

Las curvas de luz asociadas a estos eventos presentan un comportamiento ca-

[¶]Este modelo se desarrolló principalmente para explicar la distribución de materia oscura en galaxias como la Vía Láctea y no se aplica de manera universal a todas las galaxias [8].

racterístico: inicialmente se presenta un incremento conforme parte del material de la estrella comienza a caer en el agujero negro. Este aumento alcanza un pico, correspondiente al momento de máxima acreción del material en el disco de acreción. Luego, la curva de luz experimenta una disminución gradual mientras el material se estabiliza en el disco [14, 15]. Este patrón ayuda a definir las propiedades del objeto masivo involucrado.

Hasta ahora, no se han observado TDEs de Sgr A*, pero se espera que el Legacy Survey of Space and Time del Observatorio Rubin detecte miles de estos eventos anualmente [16] a partir del 2025. Esto refuerza la importancia de contar con modelos numéricos que permitan anticipar y comparar los posibles escenarios para el objeto central de la galaxia.

Las disrupciones de marea pueden ser modeladas por medio del método computacional Smoothed particle hydrodynamics (SPH). En estas simulaciones se representan los cuerpos interactuantes como un conjunto de partículas individuales, que contienen la información de las propiedades físicas del fluido. Con el código GADGET [17, 18], por ejemplo, es posible simular la interacción gravitatoria y la evolución hidrodinámica de este tipo de escenarios.

En este trabajo, el análisis se llevó a cabo mediante simulaciones hidrodinámicas utilizando el método SPH implementado en el código GADGET-3 [17]. Para el modelo del agujero negro se empleó el potencial newtoniano de una masa puntual, mientras que para el modelo RAR se adaptó el código a fin de incorporar el perfil de densidad extendido derivado de la distribución de materia oscura fermiónica. Las simulaciones se realizaron para estrellas de masas de 15, 50 y 100 M_{\odot} , explorando distintos radios de acreción, resoluciones asociadas al número de partículas y condiciones iniciales en la trayectoria estelar.

El objetivo de este trabajo es comparar los TDEs de una estrella de 1 M_{\odot} dentro del modelo de agujero negro y el modelo RAR a partir de simulaciones hidrodinámicas. De cada simulación realizada se obtuvieron propiedades dinámicas fundamentales de las partículas como masa, posición, velocidad y densidad, que sirvieron para construir las curvas de luz y las distribuciones de energía de las partículas ligadas. Estos resultados permitieron establecer una comparación directa entre ambos escenarios en el entorno del centro galáctico.

De esta manera, la estructura planteado de este trabajo es la siguiente: en el capítulo 2 se presentan los fundamentos teóricos de los TDEs, en el capítulo 3 se describe el centro galáctico y los modelos del objeto central, en el capítulo 4 se detallan los métodos numéricos y las simulaciones empleadas, en el capítulo 5 se analizan los resultados obtenidos en términos de curvas de luz y energías, y finalmente en el capítulo 6 se exponen las conclusiones y trabajos futuras.

1. Fuerzas de marea

La fuerza gravitatoria que actúa sobre un cuerpo celeste cuando se encuentra bajo la influencia de otro objeto masivo no es uniforme sobre su extensión. El lado más cercano a la fuente gravitacional experimenta una atracción mayor que el lado opuesto, lo que genera una fuerza diferencial a lo largo de su diámetro. Esto puede llegar a deformar significativamente la estructura del cuerpo o incluso provocar su rompimiento si la fuerza es lo suficientemente intensa.

A esta interacción se le conoce como fuerza de marea y corresponde a una medida del campo gravitacional no homogéneo [19]. Su nombre proviene de los fenómenos de las mareas oceánicas producidos en la Tierra, debido a su interacción con la Luna. En este caso, la diferencia de gravedad entre el lado cercano y el opuesto de la Tierra genera deformaciones en los océanos, manifestándose en los ciclos de marea alta y baja. Sin embargo, este es un fenómeno que sucede en todo el Universo, incluida la interacción entre un agujero negro supermasivo (SMBH) y una estrella.

Una forma cuantitativa de evidenciar este fenómeno es calculando las componentes de la aceleración relativa entre dos partículas en caída libre [19]:

$$\frac{d^2\xi^i}{dt^2} = -\delta^{ij} \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^j \partial x^k} \right) \xi^k, \quad (1.1)$$

donde δ^{ij} denota el delta de Kronecker, Φ corresponde al potencial gravitacional newtoniano generado por la masa central bajo consideración y ξ^i son las componentes de la separación vectorial entre las dos partículas en el espacio tridimensional euclidiano.

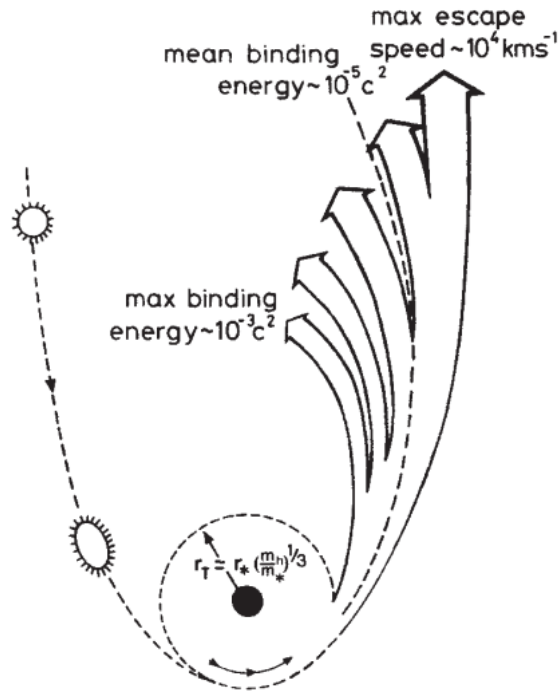
El potencial de marea, dado por el tensor $\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^j \partial x^k}$, cuantifica la variación espacial del campo gravitacional en la región de interés y determina la intensidad de las fuerzas de marea. Así, cuanto mayor sea la intensidad y la variabilidad del campo gravitacional en una región, mayor será la diferencia de aceleración entre las partículas, lo que se traduce en efectos de marea más intensos.

1.1 Disrupciones de marea

Las disrupciones de marea (TDE, por sus siglas en inglés) son fenómenos astrofísicos que ocurren cuando un objeto celeste se acerca a un objeto compacto a una distancia igual o menor que el radio de marea, R_τ . En este punto, la fuerza de marea producida por el objeto compacto supera la fuerza gravitacional que mantiene unido al cuerpo celeste, causando la deformación y desgarramiento del mismo [20]. Luego de su rompimiento, parte de su material es expulsado al espacio, pero otra parte queda ligado al objeto compacto como se muestra en la figura 1.

Figura 1

Esquema de una estrella de $1 M_\odot$ acercándose a un agujero negro de $10^6 M_\odot$ en una órbita parabólica.



Nota. Esquema ilustrativo de un evento de disrupción de marea donde una estrella es desgarrada por las fuerzas gravitacionales de un agujero negro supermasivo. Adaptado de Rees [14].

La expresión de R_τ depende del modelo adoptado para el objeto central. Por ejemplo, un SMBH puede tratarse como una masa puntual concentrada, mientras que el núcleo de materia oscura fermiónica debe considerarse como una distribución extendida. Esta diferencia resulta esencial, ya que condiciona tanto la intensidad de las fuerzas de marea como la distancia a la que la disrupción se produce.

Para el caso del agujero negro, esta relación se puede derivar a partir de un modelo de juguete, en el que la condición de disrupción se define igualando la fuerza de ligadura propia de la estrella F_* con la fuerza debido al campo gravitacional del agujero negro F_{tidal} :

$$\frac{GM_\star^2}{R_\star^2} = \frac{2GM_{bh}M_\star R_\star}{R_\tau^3}, \quad (1.2)$$

donde M_{bh} es la masa del agujero negro, M_\star y R_\star son la masa y radio de la estrella, respectivamente [14, 21]. Al resolver esta igualdad se obtiene:

$$R_{\tau BH} = \left(\frac{M_{bh}}{M_\star} \right)^{1/3} R_\star, \quad (1.3)$$

que constituye una aproximación general para un SMBH.

Definido el radio de marea, resulta natural introducir parámetros adicionales que caracterizan con mayor detalle las condiciones de una disrupción. Entre ellos destaca el parámetro de penetración:

$$\beta = \frac{R_\tau}{r_p}, \quad (1.4)$$

donde r_p denota la separación mínima respecto al objeto central. Este parámetro cuantifica qué tan profundamente una estrella penetra en el campo gravitacional del objeto compacto. Para $\beta < 1$ la estrella se aproxima a una distancia mayor que el radio de marea, por lo que el encuentro es poco profundo y puede resultar en una disrupción parcial o incluso en la supervivencia de la estrella. Por otro lado, $\beta > 1$ corresponden a encuentros más cercanos, con mayor probabilidad de provocar una disrupción total [22, 23].

En este contexto, se entiende por disrupción parcial al escenario en el cual solo una fracción de la estrella se rompe mientras que otra parte sobrevive y continua ligado gravitacionalmente (ver figura 1). Mientras que una disrupción total se da cuando toda la estrella se rompe, transformándose en escombros que orbitan en torno al objeto central.

Además de esto, el resultado de un TDE depende de manera crucial de la estructura interna de la estrella. Por ejemplo, las estrellas de la secuencia principal, como el Sol, pueden ser modeladas como estrellas politrópicas con un índice adiabático $\gamma = 5/3$, representando un gas monoatómico ideal. Esta configuración implica que la materia estelar no se concentra fuertemente en el núcleo, lo que la hace más vulnerable a las fuerzas de marea [20].

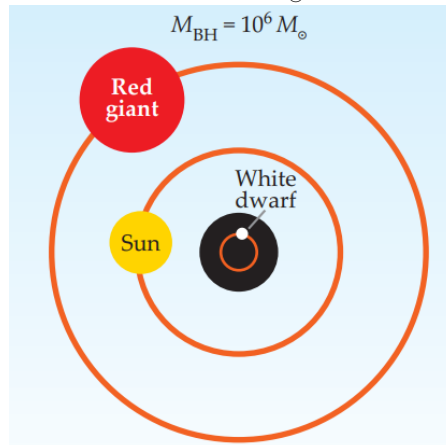
Las enanas blancas, con índice adiabático $\gamma > 5/3$, son estrellas extremadamente compactas que requieren acercarse a distancias tan pequeñas que suelen ser tragadas por el SMBH antes de que se produzca la disrupción, a menos que el agujero negro tenga una masa inferior a $10^5 M_\odot$ [20, 24]. En el extremo opuesto, las gigantes rojas con $\gamma < 5/3$ poseen envolturas externas muy extendidas y poco ligadas gravitacionalmente, lo que las hace propensas a disrupciones parciales incluso a grandes distancias. Estas

diferencias estructurales se reflejan en la escala temporal, la forma de las curvas de luz y en el destino final del material estelar [11, 25].

La Figura 2 muestra una comparación esquemática de los radios de disrupción para una gigante roja, una estrella tipo solar y una enana blanca, todos frente al mismo agujero negro de $10^6 M_\odot$. Mientras que una gigante roja puede ser disgregada a distancias significativamente mayores, una enana blanca solo lo sería si se acerca extremadamente al agujero negro, muchas veces más allá del horizonte de eventos (región del espacio donde la luz no puede escapar de la atracción gravitacional del SMBH).

Figura 2

Distancias de un TDE para tres tipos de estrellas (gigante roja, estrella tipo solar y enana blanca) alrededor de un SMBH de $10^6 M_\odot$.



Nota. Las órbitas representan los radios característicos a los que cada tipo de estrella puede ser destruida por fuerzas de marea. Adaptado de Gezari [20].

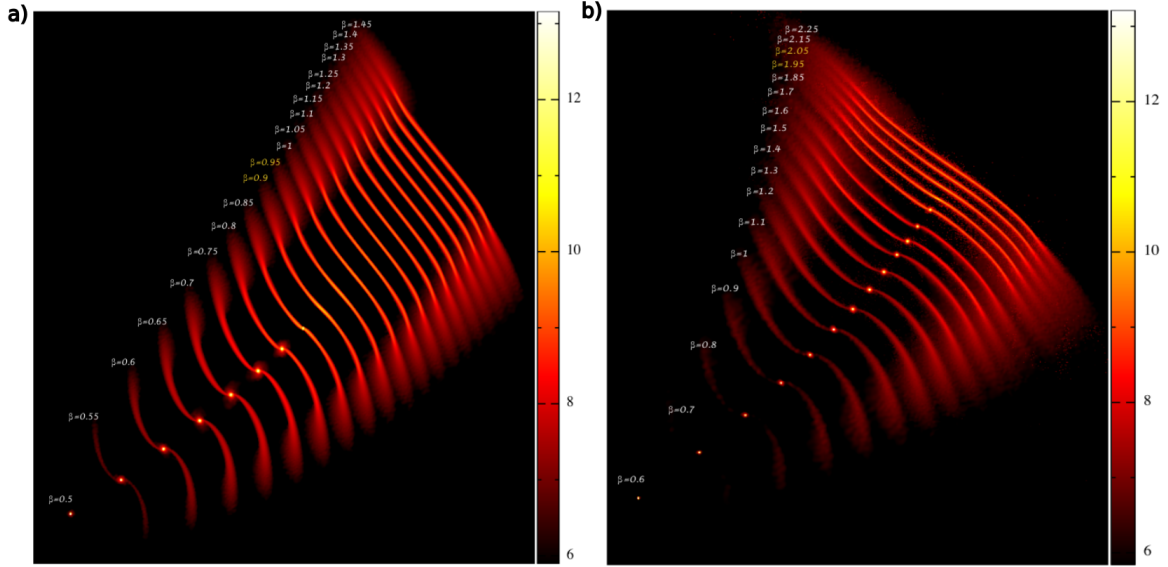
Existe un valor crítico β_d a partir del cual la disrupción es total. Este umbral depende de las propiedades internas de la estrella y debe determinarse mediante simulaciones. En el trabajo de Mainetti et al. [26], se encontró que para estrellas con índice adiabático $\gamma = 5/3$ el valor crítico es $\beta_d \simeq 0,9$, mientras que para $\gamma = 4/3$ aumenta a $\beta_d \simeq 1,95$. En la figura 3 se ilustran estos resultados para estrellas con masas y radios solares orbitando un SMBH de $10^6 M_\odot$. Las imágenes muestran cómo la morfología de los escombros varía con el valor de β y cómo la transición de una disrupción parcial a una total depende sensiblemente del índice adiabático de la estrella.

1.1.1 Fases de un TDE

Las fases de un TDE comprenden, en primer lugar, la aproximación de la estrella al objeto compacto y su deformación por efecto de las fuerzas de marea. Posteriormente, al cruzar el radio de marea, ocurre la disrupción, en la que una parte del material es expulsada mientras el resto queda ligado gravitacionalmente al objeto compacto. Finalmente, el gas ligado retorna, forma un disco de acreción y origina la emisión transitoria característica observada en la curva de luz.

Figura 3

Distribuciones de densidad de escombros estelares para distintos valores del parámetro de penetración β .



Nota. Comparación de las distribuciones de densidad obtenidas mediante simulaciones hidrodinámicas para estrellas politrópicas con índices adiabáticos $\gamma = 5/3$ (panel izquierdo) y $\gamma = 4/3$ (panel derecho), orbitando un agujero negro supermasivo de $10^6 M_{\odot}$ en trayectorias parabólicas. Las simulaciones fueron realizadas con el código *Gadget2* y los mapas están codificados en escala logarítmica de densidad. Adaptado de Mainetti et al. [26].

Aproximación estelar y deformación tidal

Antes de la disrupción, cada elemento de fluido de la estrella puede tratarse como si orbitara al objeto compacto en una trayectoria Kepleriana, con una energía específica asociada. Esta es una descripción simplificada, en la que se asume que la excentricidad de cada elemento es comparable a la del centro de masa estelar. Bajo este esquema, para el caso de un agujero negro la energía total por unidad de masa de cada uno de los elementos del fluido se expresa como:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}v^2 - \frac{GM_{bh}}{r}, \quad (1.5)$$

donde v corresponde a la velocidad de la estrella, r su distancia al objeto compacto, G la constante de gravitación universal y M_{bh} la masa del SMBH. En el caso de una órbita parabólica esta energía es aproximadamente cero, $\varepsilon \approx 0$, lo que implica que la estrella se encuentra justo en el umbral entre estar ligada y no ligada gravitacionalmente al agujero negro [14]. Sin embargo, conforme la estrella se acerca al radio de marea, la interacción gravitacional diferencial con el agujero negro modifica la distribución de energía de los elementos de la estrella.

Esta redistribución da lugar a una dispersión de energías del orden de:

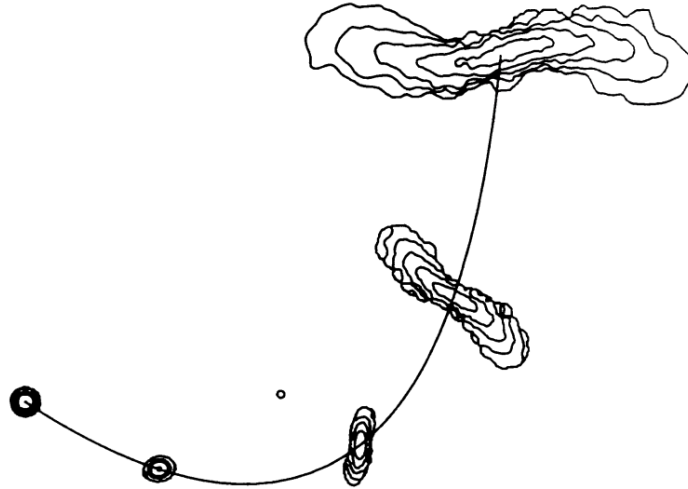
$$\Delta\varepsilon \sim \pm \frac{GM_{bh}R_\star}{R_\tau^2}, \quad (1.6)$$

que determina el destino de los fragmentos de la estrella incluso antes de que se complete la disrupción [14, 27]. Los elementos de fluido que tienen energía negativa quedarán gravitacionalmente ligados al objeto compacto, mientras que aquellos con energía positiva serán expulsados en órbitas hiperbólicas.

La diferencia en la fuerza gravitacional a lo largo de la estrella induce una deformación progresiva: la estrella se estira en la dirección radial hacia el objeto compacto y se comprime en las direcciones perpendiculares (ver figura 4). Esta distorsión modifica su estructura interna y rompe el equilibrio hidrostático original, adaptándose a un nuevo estado perturbado. Como consecuencia, la dispersión en la energía de los escombros se amplía, alcanzando valores comparables o superiores a su energía de ligadura gravitacional. Esto prepara al sistema para la posterior separación de los escombros en trayectorias ligadas y no ligadas, marcando el inicio de la disrupción [28].

Figura 4

Deformación de una estrella en diferentes puntos de su órbita alrededor de un agujero negro supermasivo.



Nota. Contornos de densidad de una estrella ($1 M_\odot$, $1 R_\odot$) con índice adiabático $\gamma = 5/3$ en distintos puntos de su órbita alrededor de un agujero negro supermasivo de $10^6 M_\odot$. Se observa la deformación progresiva causada por las fuerzas de marea que estiran la estrella y provocan la disrupción del material a lo largo de la trayectoria orbital. El pequeño círculo central representa el radio de Schwarzschild del agujero negro. Adaptado de Kochanek [28].

Retorno del material ligado

El material que permanece ligado al SMBH regresa gradualmente al pericentro siguiendo órbitas altamente excéntricas. Los elementos de la estrella que tienen mayor energía negativa retornan primero, mientras que aquellos con menor ligadura orbital lo

hacen más tarde. A medida que las distintas corrientes de escombros convergen en el periastro el gas colisiona consigo mismo disipando energía orbital y perdiendo excentricidad. Como consecuencia, parte del flujo se reorganiza progresivamente circularizado, lo que eventualmente puede dar lugar a la formación de un disco de acreción alrededor del SMBH.

Este proceso marca el inicio de la fase donde el material ligado retorna al agujero negro y alimenta el flujo de acreción. En los casos idealizados de disrupción total, la tasa de retorno de masa sigue una ley de potencias $\dot{M}(t) \propto t^{-5/3}$, derivada originalmente por Rees [14]. Esta relación puede obtenerse de manera sencilla a partir de la dependencia entre el período orbital y la energía específica de los escombros. Para una partícula de energía ε , el período orbital Kepleriano es:

$$T = \frac{2\pi GM_{bh}}{(-2\varepsilon)^{3/2}}, \quad (1.7)$$

de modo que el tiempo de retorno se escala como $T \propto |\varepsilon|^{-3/2}$. Invirtiendo esta relación se obtiene $|\varepsilon| \propto t^{-2/3}$. Como la distribución en energía de los escombros es aproximadamente uniforme ($\frac{dM}{d\varepsilon} \simeq \text{cte}$), la tasa de retorno resulta:

$$\dot{M}(t) = \frac{dM}{d\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} \propto t^{-5/3}. \quad (1.8)$$

Además del decaimiento característico de un TDE, es posible estimar el tiempo y la tasa de acreción en el punto máximo del evento. El retorno inicial está dominado por el escombros más ligado, cuyo período orbital fija una escala mínima de tiempo [11, 29]:

$$t_{min} \simeq 0,11 M_6^{1/2} m_*^{-1} r_*^{3/2} \text{yr}, \quad (1.9)$$

donde $M_6 \equiv M_{BH}/10^6 M_\odot$, $m_* \equiv M_*/M_\odot$ y $r_* \equiv R_*/R_\odot$, y la tasa de retorno máxima se estima como:

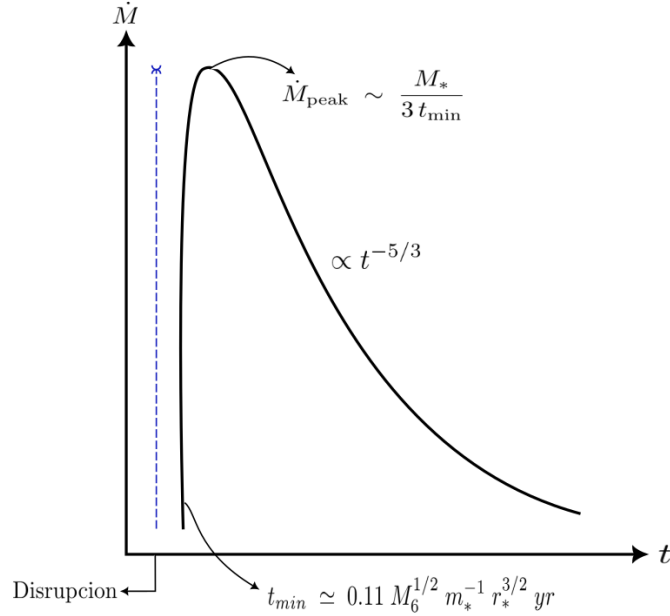
$$\dot{M}_{peak} \sim \frac{M_*}{3t_{min}}. \quad (1.10)$$

Estos resultados definen las escalas características de la curva de retorno de escombros, ilustrada en la figura 5, donde se aprecia el ascenso inicial dominado por el material más ligado, seguido del decaimiento $\propto t^{-5/3}$.

En configuraciones más realistas, la evolución de la tasa de retorno puede desviarse significativamente del modelo ideal. En encuentros parciales, en los que el núcleo estelar sobrevive, o cuando la circularización del flujo es ineficiente, se han observado curvas de luz que se ajustan mejor a leyes de decaimiento más suaves, como $t^{-5/12}$ [29], o incluso exponenciales e^{-t} [30, 31], dependiendo de las condiciones físicas del sistema. Estas variaciones reflejan la sensibilidad del proceso de acreción a la dinámica orbital,

Figura 5

Tasa de retorno de material tras una disrupción de marea.



Nota. Ilustración de la tasa de retorno de material $\dot{M}(t)$ tras una disrupción de marea. El flujo alcanza un máximo \dot{M}_{peak} cuando retorna el material más fuertemente ligado gravitacionalmente y posteriormente decae aproximadamente como $\dot{M} \propto t^{-5/3}$.

la eficiencia de disipación energética y la estructura tridimensional del flujo remanente.

La circularización ocurre como consecuencia de la interacción entre distintas corrientes de escombros. A medida que el material retorna al periastro, pequeñas diferencias en momento angular, excentricidad y fase orbital generan cruces entre flujos. Estas intersecciones del gas provocan colisiones y ondas de choque que disipan energía sin alterar significativamente el momento angular total. Este mecanismo es fundamental para transformar las órbitas elípticas del gas en trayectorias más circulares alrededor del agujero negro [27].

La morfología final del flujo depende críticamente de la eficiencia de circularización, que a su vez está determinada por factores como β , la excentricidad orbital e , la geometría inicial del gas y el perfil de densidad estelar. Simulaciones hidrodinámicas realizadas por Clerici & Gomboc [32] identifican cuatro regímenes distintos de evolución, clasificados según la rapidez y efectividad del proceso:

- *Tipo 1*: baja eficiencia, sin formación de disco visible.
- *Tipo 2*: formación de disco lenta, luego de finalizado el retorno de escombros.
- *Tipo 3*: formación progresiva del disco durante el retorno de material.
- *Tipo 4*: circularización rápida e inmediata mediante auto-intersecciones fuertes.

Curvas de luz

Una vez formado el disco, el material comienza a ser transferido hacia el agujero negro. A medida que el material cae al agujero negro, su energía potencial gravitacional se convierte en energía cinética y calor debido a la fricción y compresión dentro del disco. Este calentamiento provoca la emisión de radiación en diferentes bandas del espectro electromagnético. La luminosidad del disco de acreción, que es la cantidad total de energía radiada por unidad de tiempo, está directamente relacionada con la tasa de acreción del agujero negro $L \propto \dot{M}$ [14, 33].

Dependiendo de factores como la geometría del disco, la opacidad del medio circundante y la tasa de acreción, pueden generarse vientos y emisión anisotrópica. Si la tasa de acreción es suficientemente alta, puede alcanzarse o incluso superarse el límite de Eddington, en el cual la presión de radiación contrarresta la atracción gravitacional del agujero negro. Superado este umbral, parte del gas puede ser expulsado en forma de vientos radiativos, alterando la estructura del flujo de acreción.

La luminosidad correspondiente a este límite, conocida como luminosidad de Eddington, está dada por:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GM_{\text{bh}}m_p c}{\sigma_T} \approx 1,3 \times 10^{38} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{M_{\odot}} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad (1.11)$$

donde m_p es la masa del protón, c la velocidad de la luz y σ_T la sección eficaz de dispersión de Thomson [34]. En TDEs observados, la luminosidad en el pico del evento puede alcanzar o superar este límite, en particular en la banda de rayos X suaves. La emisión UV/óptica suele mantenerse cerca o por debajo del valor de Eddington (con razones $L/L_{\text{Edd}} \sim 0,1 - 1$), mientras que la componente de rayos X puede variar desde valores sub-Eddington ($\sim 10^{-3}$) hasta valores comparables al límite, dependiendo del grado de absorción y del mecanismo dominante de emisión [11, 35].

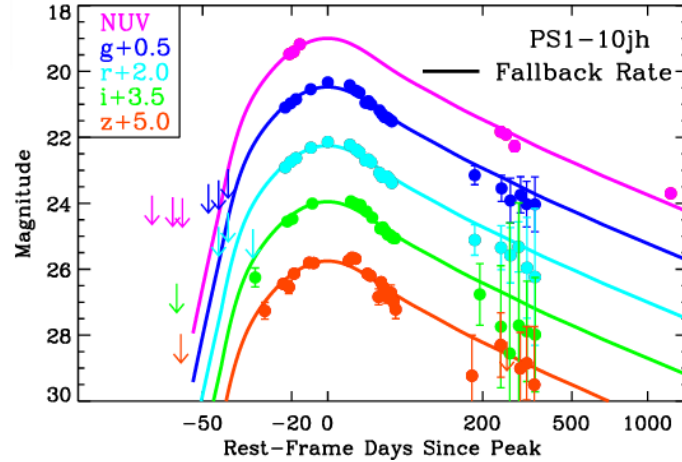
Esta variabilidad sugiere que no toda la radiación proviene del disco de acreción interno. Parte de la luminosidad puede generarse en regiones más externas, como las zonas de colisión entre corrientes de escombros durante el proceso de circularización. Por ello, la observación multibanda resulta esencial para estimar con precisión la tasa de acreción y caracterizar la geometría del flujo que rodea al agujero negro.

En la figura 6 se presentan las curvas de luz para distintas bandas de energía del TDE PS1-10jh. Las observaciones incluyen datos en el rango ultravioleta cercano (NUV) obtenidos por GALEX y en las bandas ópticas g, r, i y z captadas por Pan-STARRS. Los puntos representan mediciones de magnitud en diferentes longitudes de onda, mientras que las líneas de colores corresponden a simulaciones numéricas de la tasa de acreción, realizadas por Guillochon et al. [36].

Las curvas de luz resultantes reflejan el proceso en que el material es acretado por el agujero negro: muestran un aumento significativo en la luminosidad cuando el material comienza a ser acretado, alcanzando un pico que coincide con la máxima tasa

Figura 6

Curvas de luz multibanda del evento de disrupción de marea PS1-10jh.



Nota. Curvas de luz observadas en distintas bandas fotométricas (NUV, g, r, i, z) para el evento de disrupción de marea PS1-10jh. Las líneas representan la simulación numérica de la tasa de caída de material en un TDE, escalada para ajustar la curva de luz a los datos observacionales mostrados por los puntos. Adaptado de Rest et al. [37].

de acreción, seguido de un descenso gradual conforme el material restante se estabiliza en el disco de acreción. Este patrón es característico de los TDEs y depende de los cuerpos interactuantes [14, 15].

Aunque PS1-10jh es uno de los casos mejor estudiados, la forma de la curva de luz puede variar entre diferentes TDEs. En la figura 7 se comparan curvas de luminosidad bolométrica de varios eventos reconstruidas a partir de datos ópticos y UV. Si bien muchas siguen una caída compatible con la ley $t^{-5/3}$, también se observan diferencias en brillo, duración y pendiente, reflejando la diversidad en las condiciones físicas de cada sistema.

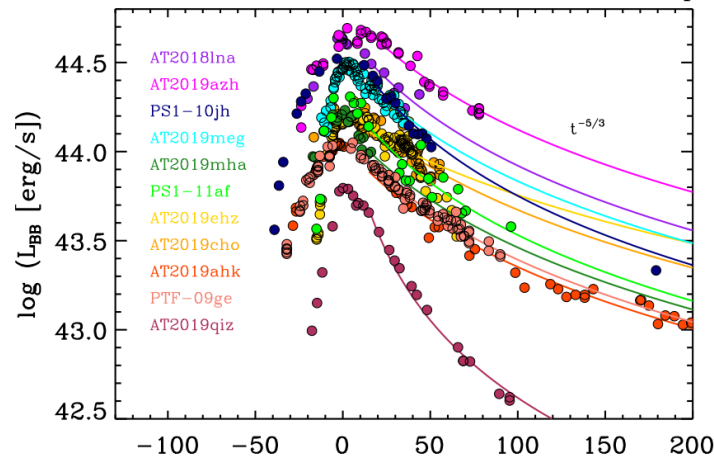
A pesar del creciente número de TDEs observados en galaxias externas, aún no se ha obtenido evidencia observacional de TDEs producidos por Sgr A* sobre estrellas cercanas al centro galáctico. Se anticipa que el Legacy Survey of Space and Time, con su capacidad para observar grandes áreas del cielo de manera continua, será clave para detectar y analizar una amplia variedad de TDEs [16, 38]. Misiones como estas permitirían avanzar en la comprensión de estos eventos y de los objetos compactos que se albergan en los núcleos galácticos.

Decaimiento final del evento

Conforme disminuye la tasa de retorno de escombros, el flujo de acreción se debilita y la luminosidad del sistema decae. El disco remanente puede dispersarse o integrarse al entorno galáctico, marcando el final observable del evento [35]. En algunos casos, el SMBH permanece activo durante semanas o meses; en otros, especialmente si la disrupción fue parcial, el sistema puede estabilizarse con un núcleo estelar remanente [39].

Figura 7

Curvas de luz bolométrica observadas en distintos eventos de disrupción de marea.



Nota. Curvas de luz bolométrica reconstruidas a partir de datos fotométricos en bandas ópticas y ultravioleta para distintos eventos de disrupción de marea. El eje horizontal representa el tiempo en días respecto al máximo de luminosidad ($t = 0$), donde los valores negativos corresponden a días previos al pico y los positivos a días posteriores. Adaptado de Gezari [11].

Observaciones en la banda óptica han registrado curvas de luz que se extienden entre 60 y 400 días, desde el máximo de emisión hasta su disipación. En rayos X, la actividad puede prolongarse durante escalas aún mayores, particularmente en eventos con acreción eficiente y circularización temprana [11, 40]. Desde el punto de vista teórico, se estima que el retorno completo de los escombros puede prolongarse por varios meses o incluso años, según la distribución energética del material disgregado [23].

1.1.2 Detección de TDEs

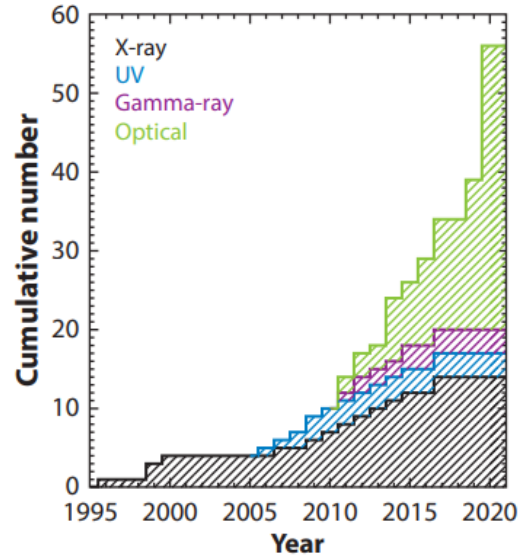
La evidencia observacional de los TDEs comenzó con el satélite de rayos X ROSAT [12]. En la década de 1990 se detectaron cuatro TDEs en rayos X de baja energía (30–200 eV), lo cual es consistente con la formación de un disco de acreción alrededor de un SMBH [11]. Recientemente, se ha aumentado la detección gracias a censos ópticos como la Instalación Zwicky de Transitorios (ZTF), que han revelado características espectroscópicas distintivas, tales como líneas anchas de helio y/o hidrógeno, así como la presencia de fuertes líneas de alta ionización en algunos casos [13]. Las observaciones realizadas en múltiples longitudes de onda como rayos X, UV y óptico, han permitido una exploración detallada, desde las regiones más internas del flujo de acreción hasta el medio circundante [11, 41].

En la figura 8 se muestra el número acumulado de TDEs reportados entre 1995 y 2020 clasificados por la banda en la que fueron descubiertos. El canal óptico (verde) domina en la actualidad, seguido por los rayos gamma (morado), UV (azul) y los rayos X (negro) [11]. Esta evolución refleja el cambio en las estrategias de búsqueda y el desarrollo de instrumentos capaces de realizar monitoreo continuo sobre grandes áreas

del cielo.

Figura 8

Número acumulado de eventos de disrupción de marea descubiertos entre 1995 y 2020.



Nota. Número acumulado de eventos de disrupción de marea clasificados según la banda observacional en la que fueron detectados: óptico (verde), rayos gamma (morado), ultravioleta (azul) y rayos X (negro). Adaptado de Gezari [11].

Además del análisis fotométrico, la espectroscopía ha sido clave en la detección y caracterización de TDEs. Los espectros en el ultravioleta y el óptico muestran líneas anchas, tanto en emisión como en absorción, que evidencian la presencia de gas altamente ionizado y en movimiento en el entorno del SMBH [40]. Estas propiedades espectrales permiten distinguir TDEs de otros transitorios como supernovas o actividad de núcleos activos de galaxias, complementando la información obtenida a partir de curvas de luz.

2. Centro galáctico

En el centro de la Vía Láctea, a una distancia de aproximadamente 26.000 años luz de la Tierra, se encuentra Sgr A*. Este objeto es una fuente de radio muy brillante y compacta, y su estudio brinda la posibilidad de conocer sobre los procesos dinámicos y evolutivos que podrían estar operando en los núcleos de otras galaxias en el universo.

La caracterización de Sgr A* ha sido posible gracias a un esfuerzo científico continuo que se extiende por más de tres décadas. Los trabajos de Ghez et al. [42] y Gillessen et al. [43], basados en más de 20 años de observaciones continuas de las órbitas estelares cerca del centro galáctico, permitieron determinar que la masa del objeto central es de aproximadamente $4 \times 10^6 M_{\odot}$. Estas observaciones lograron seguir con gran precisión las trayectorias orbitales de estrellas individuales, en particular aquellas con órbitas muy elípticas y períodos cortos, lo que posibilitó estudiar directamente el campo gravitacional en las regiones más internas del núcleo galáctico.

La relevancia de estos descubrimientos fue reconocida con el Premio Nobel de física 2020, otorgado a los científicos Roger Penrose, Reinhard Genzel y Andrea Ghez. Mientras que Penrose fue galardonado por sus contribuciones teóricas sobre agujeros negros, Genzel y Ghez fueron reconocidos específicamente por el descubrimiento del objeto supermasivo compacto en el centro de nuestra galaxia [1]. Sus investigaciones independientes, desarrolladas durante décadas usando técnicas de observación diferentes, proporcionaron evidencia sólida de la existencia de un objeto de masa extraordinaria concentrada en una región espacial muy pequeña.

Sin embargo, determinar la naturaleza exacta de Sgr A* presenta desafíos observacionales importantes que han motivado el desarrollo de diferentes enfoques teóricos. Los estudios se han basado principalmente en analizar la influencia gravitacional que el objeto central ejerce sobre las estrellas cercanas, complementado con observaciones en radio e infrarrojo cercano que pueden atravesar el medio interestelar. La interpretación más ampliamente aceptada favorece el modelo de un SMBH, fundamentada en las predicciones de la relatividad general para objetos de esta masa y densidad. Aun así la exploración de modelos alternativos ha ganado importancia, particularmente en este trabajo presentaremos el modelo Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR) [9] como explicación alternativa a las observaciones.

2.1 Modelo de SMBH

La interpretación de Sgr A* como un SMBH se fundamenta en la relatividad general de Einstein, que predice la existencia de regiones del espacio-tiempo donde la gravedad es tan intensa que nada puede escapar, ni siquiera la luz. Esta descripción teórica encuentra un sólido respaldo en las observaciones de las órbitas estelares en el centro galáctico, cuya dinámica es consistente con la presencia de un objeto compacto de varios millones de masas solares. A diferencia de las estrellas de neutrones, que poseen una superficie definida, un SMBH está caracterizado por un horizonte de eventos, es decir, una frontera más allá de la cual ninguna señal puede escapar. Para una masa como la estimada de Sgr A*, el radio de Schwarzschild se calcula en $\sim 1,2 \times 10^7$ km, un valor comparable al radio de la órbita de Mercurio.

Los agujeros negros se clasifican tradicionalmente según su masa en diferentes categorías. Los agujeros negros estelares, con masas típicamente entre $3 - 50M_{\odot}$, se forman como producto final de la evolución de estrellas masivas. En el rango intermedio $10^2 - 10^5M_{\odot}$ se encuentran los denominados agujeros negros de masa intermedia, cuya existencia cuenta con evidencia creciente aunque aún no definitiva [44, 45]. Finalmente, los SMBHs con masas que van desde 10^6 hasta $10^{10}M_{\odot}$, se encuentran en los centros de galaxias y su origen sigue siendo objeto de investigación activa [46]. Sgr A*, con su masa de $\sim 4 \times 10^6M_{\odot}$, se sitúa en el extremo inferior de esta clasificación, lo que lo convierte en un caso de estudio particularmente valioso para entender la transición entre estos diferentes regímenes de masa.

2.1.1 Formación de agujeros negros

Las estrellas son sistemas autogravitantes que se mantienen en equilibrio por la presión térmica generada en su núcleo a través de reacciones de fusión nuclear. Esta presión contrarresta el colapso gravitacional y permite que la estrella mantenga un estado de equilibrio hidrostático durante la mayor parte de su vida. Mientras el núcleo siga produciendo energía mediante la fusión de elementos ligeros, la estrella logra conservar su estructura estable frente a la gravedad que intenta colapsarla.

En su fase principal, la fuente dominante de energía estelar proviene de la fusión de hidrógeno en helio. Una vez agotado el hidrógeno en el núcleo, la estrella entra en una fase de contracción gravitacional que eleva la temperatura central y permite el inicio de nuevas reacciones de fusión. Este proceso da lugar a la fusión secuencial de elementos cada vez más pesados: primero helio en carbono y oxígeno, seguido por la formación de neón, magnesio, silicio, y finalmente hierro en las estrellas más masivas ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) [47].

La síntesis del hierro representa un punto final en la cadena de reacciones nucleares, ya que su núcleo tiene la mayor energía de enlace por nucleón, lo que significa que ya está en la configuración más estable posible desde el punto de vista nuclear. De esta forma su fusión no libera energía, sino que la consume, haciendo que sea inviable

continuar con la fusión y priva al núcleo estelar de la presión necesaria para mantener el equilibrio frente a la gravedad [48]. Cuando la masa de este núcleo de hierro alcanza un valor crítico cercano a $1,4M_{\odot}$, conocido como el límite de Chandrasekhar, la presión de degeneración de los electrones ya no es capaz de sostener la estructura. Se inicia entonces un colapso gravitacional irreversible [49]. Si la masa del núcleo remanente excede este límite, ni la presión de degeneración ni las interacciones nucleares fuertes logran frenar el colapso.

Este proceso explica la formación de agujeros negros con masas típicas de unos pocos a decenas de masas solares. Sin embargo, en el rango supermasivo como Sgr A*, el mecanismo de formación es menos claro. Se han propuesto varios escenarios, entre ellos el crecimiento jerárquico de agujeros negros estelares mediante fusiones y acreción, así como la formación de semillas más masivas a partir del colapso directo de nubes de gas primordial o estrellas supermasivas [50, 51].

2.1.2 *Detección de agujeros negros*

Debido a que los agujeros negros no emiten radiación electromagnética propia, su presencia no puede determinarse de forma directa. Su detección se basa en identificar efectos observables que su intensa gravedad produce sobre el entorno, ya sea alterando la trayectoria de cuerpos cercanos, emitiendo radiación secundaria asociada a la acreción de materia o generando ondas gravitacionales [42, 52, 53]. Estas observaciones han permitido confirmar la existencia de agujeros negros en distintos rangos de masa y en diversos contextos astrofísicos.

■ **Emisión de rayos X en sistemas binarios**

En sistemas binarios, la transferencia de masa desde una estrella hacia un agujero negro produce un disco de acreción que, al calentarse por fricción viscosa, alcanza temperaturas de 10^7 – 10^8 K y emite intensamente en rayos X. El análisis espectroscópico de la estrella compañera y de su curva de velocidad radial permite estimar la masa del objeto compacto. Si esta supera el límite máximo para una estrella de neutrones ($\sim 2,5M_{\odot}$), se confirma la presencia de un agujero negro. Un ejemplo emblemático es Cygnus X-1, identificado como una fuente de rayos X y posteriormente caracterizado con una masa mínima de $14,8 \pm 1,0M_{\odot}$ [54, 55].

■ **Ondas gravitacionales**

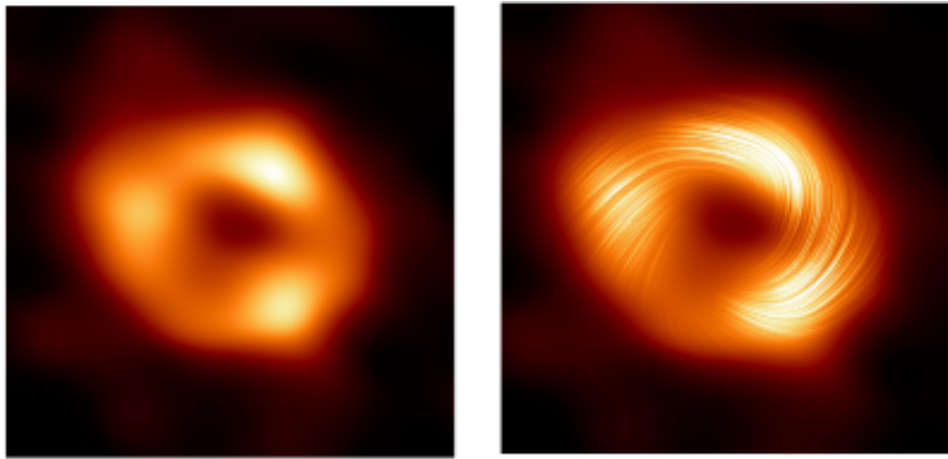
Las ondas gravitacionales son pequeñas ondulaciones del propio tejido del espacio-tiempo, predichas por Albert Einstein en 1916 en su teoría de la relatividad general. El 14 de septiembre de 2015, las colaboraciones LIGO y Virgo detectaron por primera vez una señal de este tipo, GW150914 [53], generada por la fusión de dos agujeros negros estelares de aproximadamente $36 M_{\odot}$ y $29 M_{\odot}$. Este hallazgo marcó un punto importante en la astrofísica, ya que no solo confirmó de forma directa la existencia de agujeros negros binarios, sino que abrió una nueva ventana observacional independiente de la radiación electromagnética.

- **Interferometría de muy larga base (VLBI)**

VLBI es una técnica observacional que combina datos de radiotelescopios separados por miles de kilómetros, funcionando como un único telescopio virtual cuyo tamaño equivale a la mayor distancia entre sus antenas. Gracias a esta técnica, en 2019 el EHT obtuvo la primera imagen de un agujero negro, correspondiente a M87* [56], y posteriormente la de Sgr A* [2]. Más recientemente, se publicaron las versiones polarizadas de estas observaciones [3, 57], que permiten inferir la estructura y orientación de los campos magnéticos en las inmediaciones del horizonte de eventos (ver figura 9).

Figura 9

Imágenes de Sagitario A obtenidas por la colaboración Event Horizon Telescope.*



Nota. A la izquierda se muestra la primera imagen de Sagitario A* publicada en 2022, donde se observa el anillo de emisión alrededor de la sombra del objeto compacto [2]. A la derecha se presenta la imagen polarizada, que revela la orientación de la luz y proporciona información sobre la estructura del campo magnético en las cercanías del horizonte de eventos [3]. Adaptado de la colaboración Event Horizon Telescope.

Las distintas técnicas de detección han consolidado la existencia de agujeros negros en diversos regímenes de masa, aunque también han impulsado la exploración de escenarios alternativos. Algunos estudios sugieren que el objeto en el centro galáctico podría no ser un agujero negro convencional, sino otra forma de objeto compacto supermasivo [4, 5, 58]. Estas hipótesis, basadas en simulaciones relativistas y análisis polarimétricos, siguen siendo preliminares por su dependencia en supuestos específicos y limitaciones de los modelos [59].

2.2 Modelo de materia oscura fermiónica

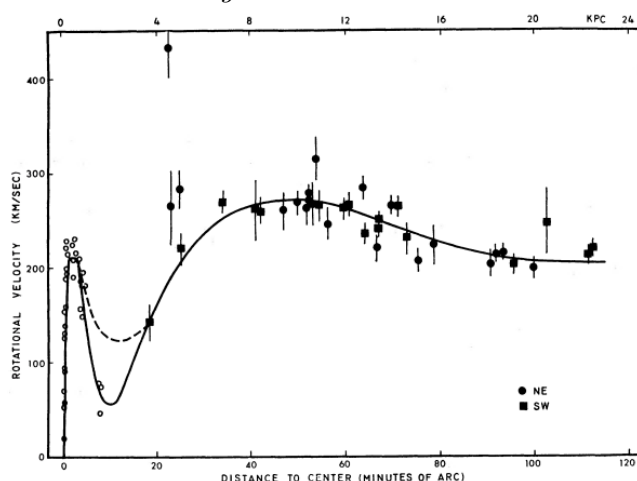
El concepto de materia oscura se remonta a 1933, cuando Fritz Zwicky analizando el cúmulo de Coma aplicó el teorema del virial para estimar su masa total [60]. Sus resultados mostraron que la masa necesaria para mantener unidas a las galaxias del cúmulo era más de un orden de magnitud superior a la que podía deducirse de la luz

emitida por las estrellas y el gas interestelar. Para explicar esta discrepancia, Zwicky postuló la existencia de una forma de materia invisible, a la que denominó materia oscura, que ejercería la atracción gravitatoria adicional requerida.

Posteriormente, a finales de la década de 1970, Vera Rubin y Kent Ford estudiaron las curvas de rotación de galaxias espirales con espectrografía de alta precisión [61]. Según la distribución de materia visible, la velocidad de rotación de las estrellas y el gas debería disminuir con la distancia al centro galáctico, siguiendo una ley de tipo kepleriano. Sin embargo, sus observaciones, como en el caso de la galaxia M31 (Andrómeda) mostrada en la Figura 10, revelaron que las velocidades se mantenían prácticamente constantes incluso en regiones muy alejadas del núcleo. Este comportamiento indicaba la presencia de extensos halos de materia no visible que dominaban la dinámica galáctica, consolidando así la hipótesis de la materia oscura como un componente esencial de la estructura cósmica.

Figura 10

Curva de rotación observada de la galaxia M31.



Nota. Curva de rotación de la galaxia M31 donde los puntos representan mediciones observacionales en las direcciones nordeste (NE) y suroeste (SW). La línea continua corresponde al ajuste polinomial que mejor describe los datos observacionales. Adaptado de Rubin [61].

Las evidencias acumuladas en las últimas décadas han permitido establecer que la materia oscura constituye aproximadamente el 27 % del contenido total de energía del universo, mientras que la materia bariónica (compuesta por protones, neutrones y electrones, responsable de formar estrellas, planetas y gas interestelar) representa cerca del 5 %. El restante 68 % corresponde a la energía oscura, asociada a la aceleración de la expansión cósmica [62].

Además de la dinámica de los cúmulos y la velocidad de rotación de galaxias, diversas observaciones han reforzado la necesidad de un componente de materia no visible. El análisis de lentes gravitacionales, tanto fuertes como débiles, muestra desviaciones de la luz que solo pueden explicarse por la presencia de concentraciones masivas invisibles [63, 64]. Las anisotropías del fondo cósmico de microondas [65], medidas por misiones como WMAP y Planck, confirman que el patrón de fluctuaciones primordiales solo es

consistente con un universo dominado por materia oscura fría no bariónica [62, 66].

Asimismo, las simulaciones cosmológicas de formación y evolución de estructuras, desde las primeras galaxias hasta los cúmulos actuales, reproducen la distribución observada de materia a gran escala únicamente cuando se incluye un componente dominante de materia oscura [67]. La concordancia entre todas estas líneas de evidencia ha convertido la hipótesis de la materia oscura en un pilar del modelo cosmológico estándar Λ CDM (Lambda Cold Dark Matter), aunque su naturaleza física y composición exacta continúan siendo uno de los mayores enigmas de la física moderna.

Dentro del paradigma Λ CDM, que corresponde a un modelo cosmológico que explica la expansión del universo, la formación de estructuras y la distribución de la materia, existen muchos candidatos de materia oscura de naturaleza bosónica o fermiónica (ver referencias dentro [68]). El candidato tradicional ha sido una partícula masiva de interacción débil WIMP, típicamente concebida como un leptón neutro pesado [69]. Sin embargo, estudios realizados por Argüelles et al. [9] proponen candidatos fermiónicos autogravitantes en un régimen semidegenerado, conocida como modelo RAR.

2.2.1 *Modelo RAR*

El modelo RAR [6] propone que tanto el núcleo como el halo de una galaxia están compuestos por fermiones de materia oscura, estas partículas son denominadas como darkinos y tienen una masa en reposo en el rango de 48 y 345 keV/c^2 . El nombre se deriva de su relación con la materia oscura “dark matter” y los “inos” como sufijo relacionado con las partículas conocidas como neutrinos estériles. Estos son partículas hipotéticas que no participan en interacciones electromagnéticas, fuertes ni débiles, interactuando únicamente a través de la gravedad [70].

El hecho de que los darkinos sean fermiones tiene profundas implicaciones para la estructura propuesta por el modelo RAR. Como toda partícula fermiónica, están sujetas al principio de exclusión de Pauli, que prohíbe que dos fermiones ocupen simultáneamente el mismo estado cuántico si comparten todos sus números cuánticos. Esta restricción genera un efecto cuántico conocido como presión de degeneración, donde incluso en condiciones de temperatura extremadamente bajas, los fermiones ejercen una presión interna que no depende de interacciones electromagnéticas o nucleares, sino del ordenamiento impuesto por la mecánica cuántica.

Esta presión es la que impide que el núcleo denso de darkinos colapse bajo su propia gravedad, funcionando de manera análoga a la que estabiliza a las enanas blancas (sostenidas por electrones degenerados) y a las estrellas de neutrones (sostenidas por neutrones degenerados). Gracias a este mecanismo, es posible la existencia de configuraciones compactas, estables y sin horizonte de eventos, con masas y radios que concuerdan con los valores inferidos para Sgr A*, ofreciendo así una alternativa viable al modelo de SMBH.

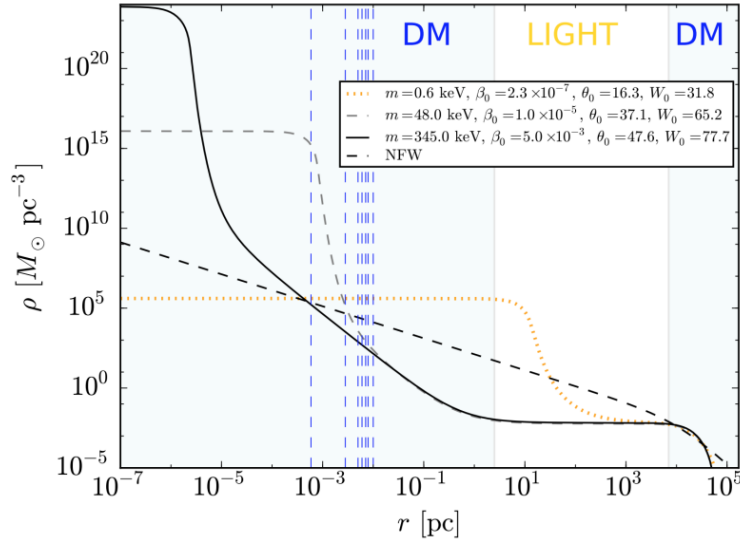
La formulación matemática del modelo combina la estadística de Fermi–Dirac

con las ecuaciones de Einstein para un espacio–tiempo en simetría esférica, bajo la suposición de un tensor energía–momento de fluido perfecto. La estructura de equilibrio se obtiene resolviendo la ecuación de Tolman–Oppenheimer–Volkoff (TOV), que describe el balance entre la presión total y la gravedad en un sistema autogravitante relativista. Esta combinación de elementos permite capturar tanto los efectos relativistas, dominantes en el núcleo, como los cuánticos, esenciales para sostenerlo frente a la contracción gravitatoria [9].

En la figura 11 se observa el perfil de densidad de materia oscura para la Vía Láctea, desde las regiones más internas del núcleo hasta los confines del halo galáctico. La curva sólida negra muestra que, en el centro ($r < 10^{-6}$ pc), la densidad es prácticamente constante. A medida que se aleja del núcleo ($10^{-5} \lesssim r \lesssim 10$ pc) se produce una caída abrupta que conduce a un plateau extendido y diluido ($r \gtrsim 10$ pc), donde la materia oscura presenta un comportamiento casi clásico y las interacciones gravitatorias dominan. En las regiones externas del halo, el perfil sigue una ley de potencia aproximada $\rho \propto r^{-2}$, lo que da lugar a la parte plana de la curva de rotación, y decae más rápidamente en las zonas más lejanas.

Figura 11

Perfiles de densidad de materia oscura en la Vía Láctea para distintas masas fermiónicas.



Nota. Perfiles de densidad de materia oscura evaluados para tres masas fermiónicas representativas: 0,6, 48 y 345 keV. Para comparación se incluye el perfil teórico tipo NFW (curva negra punteada). Las líneas azules verticales indican la posición de las estrellas del cúmulo S. Las etiquetas “DM–LIGHT–DM” en la parte superior identifican las regiones dominadas por materia oscura (núcleo y halo externo) y por materia bariónica luminosa en la región intermedia. Adaptado de Rueda [9].

Este comportamiento contrasta de manera notable con el perfil propuesto por Navarro, Frenk y White (NFW), representado en la figura por la línea punteada negra, el cual predice una densidad decreciente de la forma $\rho \propto r^{-1}$, característica de simulaciones de materia oscura fría sin efectos cuánticos [71]. Mientras que el modelo RAR, en

cambio, predice un núcleo denso y finito que transiciona suavemente hacia un halo diluido, ajustándose mejor a los perfiles observados.

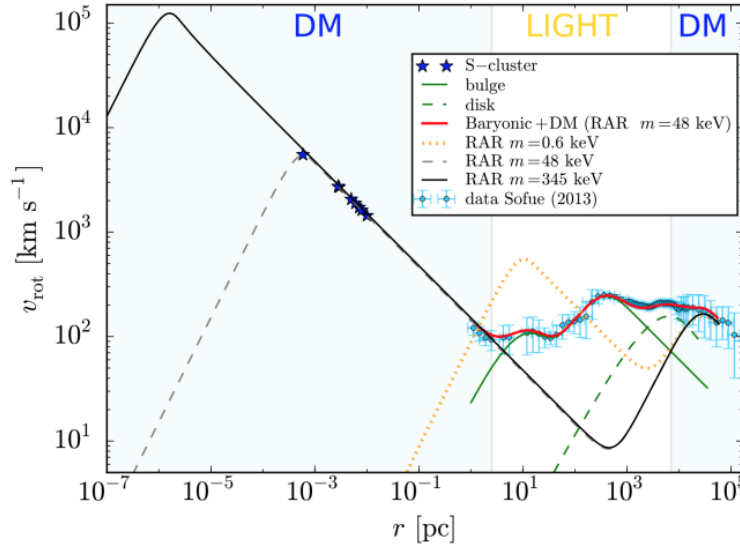
Este perfil de densidad está directamente relacionado con la curva de rotación galáctica (ver figura 12). La curva de rotación galáctica describe la variación de la velocidad orbital de los objetos en función de su distancia radial r al centro de la galaxia, constituyendo una herramienta clave para inferir la distribución de masa. Esta velocidad se calcula como:

$$v_{rot}(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r') r'^2 dr', \quad (2.1)$$

donde G es la constante de gravitación universal, $M(r)$ la masa total encerrada dentro del radio r y $\rho(r)$ el perfil de densidad total (materia bariónica y materia oscura). En el núcleo cuántico, la densidad casi constante implica un aumento lineal de $v_{rot}(r)$, en contraste con el modelo NFW, que predice un perfil pronunciado hacia el centro. En la región intermedia, la velocidad alcanza un máximo asociado a la caída de densidad, para luego estabilizarse en el plateau del halo y reproducir la zona plana observada en las curvas de rotación de galaxias espirales.

Figura 12

Curvas de velocidad de rotación de la Vía Láctea para distintas masas fermiónicas.



Nota. Curvas de velocidad de rotación de la Vía Láctea evaluadas para tres masas fermiónicas representativas: 0,6, 48 y 345 keV. Las etiquetas “DM–LIGHT–DM” en la parte superior indican las regiones dominadas por materia oscura (núcleo y halo externo) y por materia bariónica luminosa en la región intermedia. Adaptado de Rueda [9].

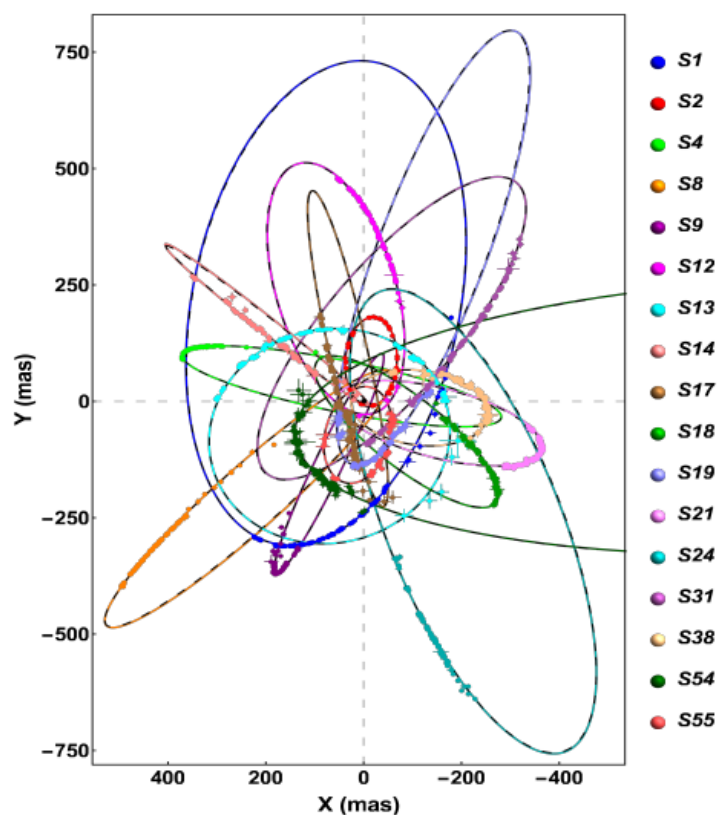
El análisis combinado de la curva de rotación y el perfil de densidad permite restringir la masa de los darkinos mediante observaciones de estrellas cercanas al centro galáctico. En particular, el núcleo cuántico debe ser más pequeño que el pericentro de la estrella S2, lo que excluye darkinos más ligeros que 48 keV y fija un rango permitido

de $48 \text{ keV} \lesssim mc^2 \lesssim 345 \text{ keV}$.

Argüelles et al. [9] analizaron la influencia gravitacional de Sgr A* sobre el cúmulo de estrellas S y el objeto G2, ubicados en la cercanía del centro galáctico. En la figura 13 se compararon las órbitas de 17 estrellas del cúmulo S para el modelo RAR (líneas de color sólidas) y para el modelo del agujero negro (líneas punteadas negras). Ambos modelos logran reproducir de forma satisfactoria las trayectorias observadas, sin embargo, en ciertos casos el RAR ofrece un ajuste más consistente con los datos.

Figura 13

Órbitas de estrellas del cúmulo S alrededor de Sagitario A.*



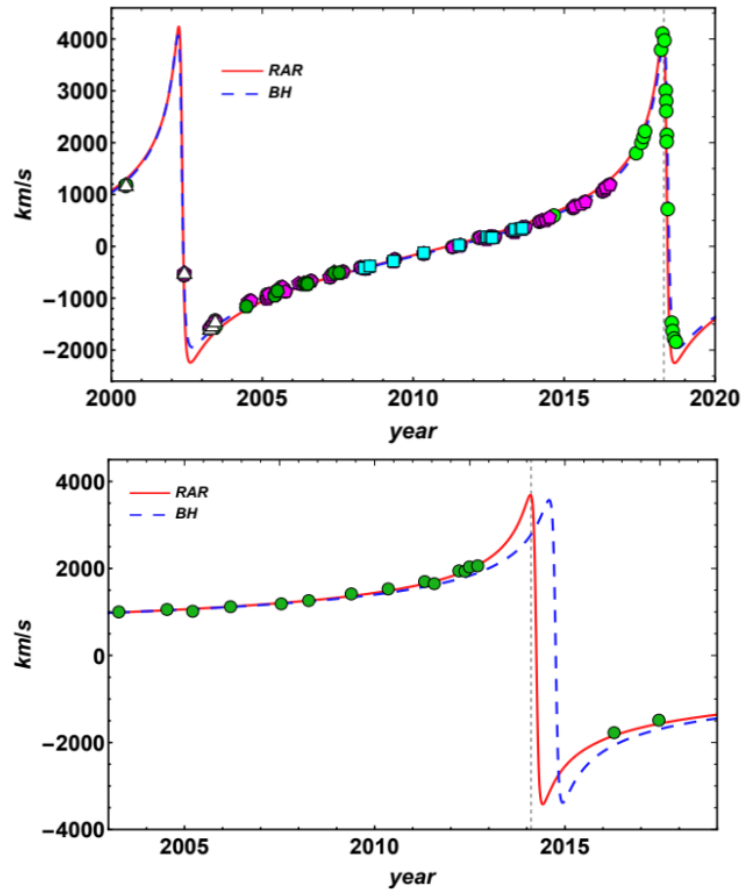
Nota. Órbita de 17 estrellas del cúmulo S alrededor de Sagitario A*. La curva segmentada en color negro corresponde al modelo de agujero negro, mientras que las curvas sólidas de colores corresponden al modelo RAR. Las órbitas están proyectadas en el plano del cielo, donde x representa la ascensión recta y y la declinación. Adaptado de Becerra [72].

Un análisis complementario, presentado en la figura 14, compara la velocidad radial en la línea de visión para las estrellas S2 y G2. Aunque ambos modelos reproducen de forma similar los datos de S2, el modelo RAR (línea sólida) muestra un mejor ajuste para G2, en particular en las regiones donde el modelo de agujero negro (línea punteada) presenta desviaciones notorias respecto a las observaciones.

Las anteriores comparaciones se basan en parámetros ajustados de ambos modelos y en el χ^2 reducido, el cual mide la calidad del ajuste entre el modelo teórico y los datos observacionales, normalizado por el número de grados de libertad. Este criterio se

Figura 14

Velocidad radial observada y teórica para las estrellas S2 y G2.



Nota. Comparación entre la velocidad radial observada (puntos) y la predicha por modelos teóricos (líneas) en la línea de visión para la estrella S2 (panel superior) y G2 (panel inferior). Las líneas sólidas corresponden al modelo RAR, mientras que las líneas punteadas representan el modelo de agujero negro. Aunque ambos modelos reproducen de manera similar los datos de S2, el modelo RAR proporciona un ajuste significativamente mejor para los datos de G2. Adaptado de Becerra [7].

aplica tanto a las posiciones proyectadas como a las velocidades radiales de las estrellas en la línea de visión.

Estos resultados muestran que el modelo RAR puede reproducir con gran precisión las órbitas estelares observadas en el centro galáctico, alcanzando un desempeño comparable e incluso superior al del modelo de agujero negro en ciertos casos. Esta evidencia respalda la viabilidad del modelo RAR como una alternativa teórica para describir la naturaleza de Sgr A*.

En lo que sigue, se presentará un análisis detallado de ambos escenarios, el de un SMBH y el núcleo fermiónico de materia oscura, con el fin de evaluar sus implicaciones en la dinámica estelar y en los procesos de disrupción de marea.

3. Simulaciones numéricas de TDEs

El estudio de las disrupciones de marea constituye un problema altamente complejo, en el que influyen fenómenos gravitacionales extremos y procesos hidrodinámicos de carácter no lineal. Estos fenómenos no pueden abordarse únicamente mediante soluciones analíticas simples ya que el paso de una estrella por las cercanías de un objeto compacto conduce a su deformación, fragmentación y redistribución de masa en escalas espaciales y temporales muy diversas. Es por esto que los métodos numéricos se convierten en una herramienta indispensable para explorar escenarios que de otra manera serían inaccesibles.

En este trabajo se emplea el método Smooth Particle Hydrodynamics (SPH), una técnica lagrangiana que permite resolver las ecuaciones de la hidrodinámica. Las simulaciones se llevaron a cabo con el código GADGET-3, ampliamente utilizado en astrofísica computacional, que incorpora la dinámica gravitacional de N cuerpos junto con una implementación eficiente del SPH.

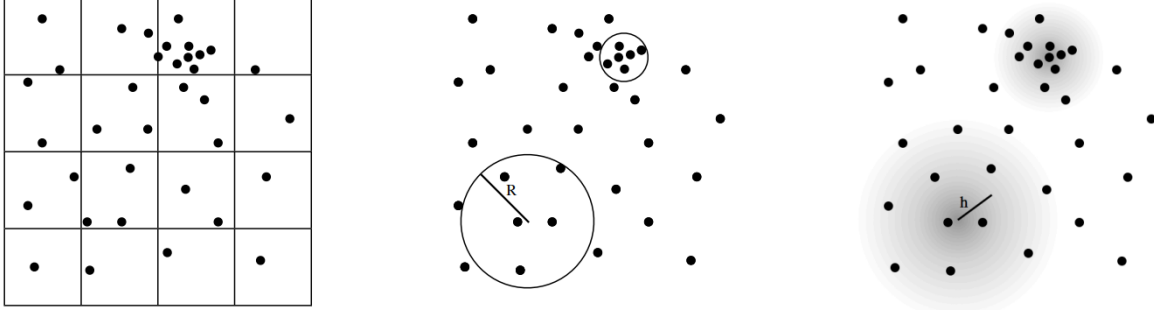
3.1 Smooth Particle Hydrodynamics (SPH)

El método computacional SPH fue formulado inicialmente por Gingold & Monaghan [73] y Lucy [74] en 1977, y se utiliza para modelar la dinámica de un medio continuo. Se trata de una técnica lagrangiana, en la que el fluido se representa como un conjunto discreto de partículas que tienen propiedades físicas como masa, densidad, energía interna y velocidad. A diferencia de los métodos basados en mallas fijas, SPH no requiere de una grilla espacial predefinida, lo que le otorga gran flexibilidad para describir geometrías irregulares, fragmentación y deformaciones extremas del medio.

En la figura 15 se muestran de manera esquemática distintas formas de estimar magnitudes físicas de un fluido a partir de un conjunto de partículas discretas. En los métodos basados en mallas fijas (panel izquierdo), los valores se asignan a celdas predefinidas, lo que genera problemas de resolución en regiones con fuertes gradientes. Una variante consiste en calcular las propiedades dentro de un volumen de muestreo de radio constante (panel central), aunque este enfoque introduce variaciones significativas. En contraste, el enfoque SPH (panel derecho) calcula la densidad como una suma ponderada sobre las partículas vecinas mediante un kernel de suavizado de longitud h , lo que permite obtener un campo continuo y bien definido en todo el dominio.

Figura 15

Comparación de métodos para estimar la densidad a partir de un conjunto discreto de partículas.



Nota. Comparación de diferentes métodos utilizados para estimar la densidad a partir de un conjunto discreto de partículas. En el panel izquierdo se muestra la asignación en una malla fija. El panel central representa el muestreo dentro de un volumen esférico de radio R . El panel derecho corresponde al método Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH), que emplea un kernel de suavizado con longitud característica h . Adaptado de Price [75].

3.1.1 Ecuaciones de evolución del fluido

Por medio de una función de suavizado es posible calcular las propiedades físicas del fluido hidrodinámico en cualquier punto dentro del dominio de la simulación. Por ejemplo, la densidad del fluido en la posición \vec{r} se calcula realizando una suma ponderada sobre partículas cercanas:

$$\rho(\vec{r}) = \sum_b m_b W(|\vec{r} - \vec{r}_b|, h_b); \quad h_b = \eta \left(\frac{m_b}{\rho_b} \right)^{1/3}, \quad (3.1)$$

donde h_b corresponde a una longitud de suavizado que indica la distancia promedio de influencia entre las partículas, W es la función del kernel de suavizado (función de peso) y η es un parámetro que especifica h_b en términos del espaciamiento medio de las partículas. Además, m_b y r_b corresponden a la masa y posición de la partícula vecina del punto de prueba, respectivamente.

El lagrangiano para un sistema de partículas es:

$$L = \sum_b m_b \left[\frac{1}{2} v_b^2 - u_b(\rho_b, s_b) \right] + \sum_{a,b} \frac{G m_a m_b}{r}, \quad (3.2)$$

donde u_b representa la energía interna, ρ_b la densidad local y s_b es la entropía específica de la partícula. A partir de las ecuaciones de Euler–Lagrange se obtienen las expresiones que describen la conservación de la masa (3.3), del momento lineal (3.4) y de la energía (3.5):

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \vec{v}_a \cdot \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} \rho_b \nabla_a W_{ab} - \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} (\rho_b \vec{v}_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \approx -\rho (\nabla \cdot \vec{v}), \quad (3.3)$$

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} = - \sum_b m_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab} + \sum_b \frac{Gm_a m_b}{|\vec{r}_a - \vec{r}_b|^3} (\vec{r}_a - \vec{r}_b) \approx -\frac{\nabla P}{\rho} + \vec{g}, \quad (3.4)$$

$$\frac{du_a}{dt} = \frac{P_a}{\rho_a^2} \sum_b m_b \vec{v}_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab} \approx -\frac{P}{\rho} \nabla \cdot \vec{v}, \quad (3.5)$$

donde P_a y P_b corresponde a la presión alrededor de cada partícula y \vec{g} la aceleración gravitacional. Estas ecuaciones permiten estudiar la evolución del fluido y forman el grupo completo de ecuaciones de SPH sin disipación.

3.2 GADGET-3

GAlaxies with **D**ark matter and **G**as int**E**ract**T** (GADGET)* [17] es un código ampliamente utilizado en astrofísica computacional para simulaciones cosmológicas que abarcan desde la colisión y fusión de galaxias hasta la formación de estructuras a gran escala en el Universo. El código sigue la evolución de un sistema de N cuerpos auto-gravitantes y sin colisiones, e incluye de manera opcional la dinámica del gas. Para ello combina un algoritmo de árbol jerárquico en el cálculo de las fuerzas gravitacionales con la técnica de SPH, lo que le permite representar fluidos de forma eficiente y flexible.

En las simulaciones hidrodinámicas implementadas en GADGET, el comportamiento termodinámico del fluido se describe mediante una ecuación de estado politrópica, que vincula la densidad y la energía interna:

$$u = \frac{A(s)}{\gamma - 1} \rho^{\gamma-1}, \quad (3.6)$$

donde u representa la energía interna específica, ρ la densidad, γ el índice adiabático y $A(s)$ una función entrópica que depende de la entropía s . Este formalismo permite controlar de manera compacta la evolución termodinámica del gas dentro de las simulaciones, asegurando que procesos como la compresión o la expansión adiabática del fluido queden correctamente modelados.

En todas las simulaciones realizadas con GADGET-3, las cantidades físicas fueron expresadas en unidades del radio solar R_\odot y la masa solar M_\odot para las magnitudes

*En este [enlace](#) podrá encontrar información de GADGET.

de longitud y masa, respectivamente. Para el tiempo se adoptó como unidad el tiempo dinámico de la estrella definido como:

$$t_{dyn} = \sqrt{\frac{R_{\odot}^3}{GM_{\odot}}} = 1591,97 \text{ seg.} \quad (3.7)$$

3.2.1 *Modelo SMBH*

En GADGET-3 se pueden realizar simulaciones con seis distintos tipos de partículas, en este trabajo se usarán dos: las tipo 0 son partículas de gas ideal y van a componer la estrella de secuencia principal, y la tipo 5 corresponde a un agujero negro. A pesar de que el agujero negro se defina como una partícula, se tienen en cuenta variables relacionadas con su naturaleza, entre estas el radio de acreción igual a $0,3 R_{\odot}$. Este actúa como un límite para las partículas de gas ideal, cuando estas lo cruzan ya no se tienen en cuenta como parte de la estrella, se eliminan del código, y transfieren masa al agujero negro.

La interacción entre las partículas de la estrella y el agujero negro se modela mediante la gravitación newtoniana clásica. El potencial gravitacional asociado al agujero negro se escribe como:

$$\phi_{BH}(r) = -\frac{GM_{BH}}{r}, \quad (3.8)$$

y de este potencial se deriva la aceleración gravitacional (fuerza por unidad de masa) que experimenta cada partícula de gas:

$$\vec{a}_{BH}(r) = -\frac{GM_{BH}}{r^3} \vec{r}, \quad (3.9)$$

donde G es la constante de gravitación universal, M_{BH} es la masa del agujero negro, r la distancia radial de cada partícula de gas ideal respecto a la posición del agujero negro, y así, \vec{r} es el vector que va desde el agujero negro a cada partícula de gas.

3.2.2 *Adaptación modelo RAR*

Un aspecto importante es que GADGET-3 naturalmente no está adaptado para simular núcleos de materia oscura fermiónica, como los planteados en el modelo RAR. Para superar esta limitación, se implementó un procedimiento de adaptación en el que el núcleo fermiónico fue tratado de manera análoga a la partícula de agujero negro que maneja GADGET-3, pero modificando la forma de la aceleración gravitacional.

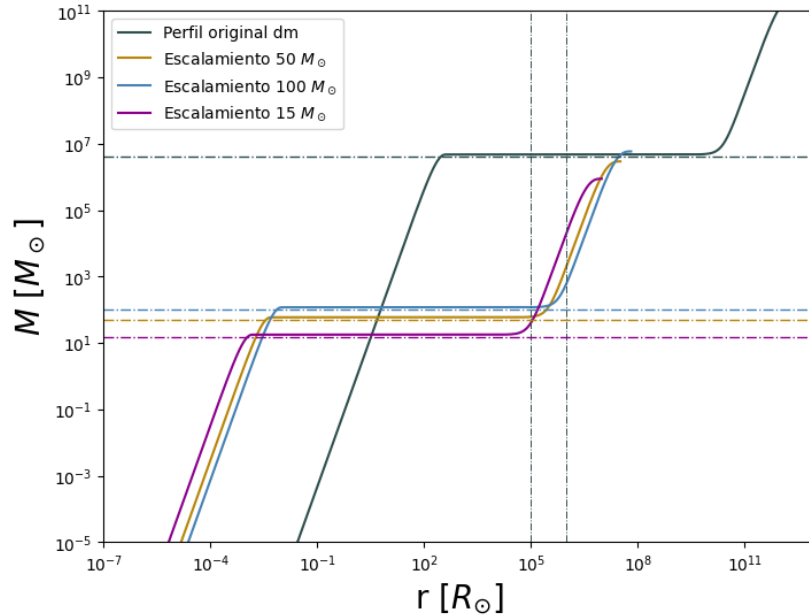
A partir del perfil de densidad propuesto por Argüelles et al. [9] (figura 11), se calcula la masa acumulada dentro de un radio r :

$$M_{DM}(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \rho(r) dr, \quad (3.10)$$

la cual describe cómo se distribuye la materia desde el núcleo hasta el halo. Con esta función de masa se tiene la base para calcular tanto el potencial gravitacional como las fuerzas que experimentan las partículas estelares. En la figura 16 se muestra el perfil de masa acumulada correspondiente al modelo RAR (líneas sólidas) y al modelo de SMBH (líneas punteadas).

Figura 16

Perfiles de masa acumulada para el modelo RAR y el caso de un agujero negro supermasivo.



Nota. Perfiles de masa acumulada obtenidos para el modelo Ruffini–Argüelles–Rueda (líneas sólidas) y para el caso de un agujero negro supermasivo (líneas punteadas gruesas). Además del perfil original asociado a Sgr A*, se muestran versiones escaladas a masas de $15 M_{\odot}$, $50 M_{\odot}$ y $100 M_{\odot}$. Las líneas verticales punteadas indican la región correspondiente a las órbitas de las estrellas del cúmulo S, lo que permite comparar el comportamiento del perfil de masa en la región de interés para cada escenario considerado.

El modelo RAR proporciona un perfil de densidad calibrado para la masa de Sgr A*. Sin embargo, con el fin de realizar una comparación consistente entre este perfil y el modelo del agujero negro en diferentes escalas fue necesario reescalar el perfil original hacia masas menores, como lo son $15 M_{\odot}$, $50 M_{\odot}$ y $100 M_{\odot}$. Este procedimiento se llevó a cabo mediante un factor de escala definido como:

$$b = \frac{M_{SgrA^*}}{M_n}, \quad (3.11)$$

donde $M_{SgrA^*} \approx 4 \times 10^6 M_\odot$ correspondiente a la masa de Sgr A*, y M_n es la masa de interés. La aplicación de este factor permite ajustar las escalas de radio y densidad de la siguiente manera:

$$r' = \frac{r}{b}, \quad \rho'(r') = \rho(r) b^2. \quad (3.12)$$

De modo que se conserva su forma funcional, pero se adapta a cada uno de los casos de masa trabajados. De esta manera, se obtienen perfiles análogos que permiten comparar los resultados del modelo RAR con los del modelo de agujero negro. La Figura 16 ilustra el efecto del escalamiento en los perfiles de masa, mostrando que la forma general del perfil se mantiene, mientras que las escalas de radio y masa se ajustan según el valor de b definido en la ecuación (3.11).

El potencial gravitacional para una distribución de masa extendida esféricamente simétrica, se calcula mediante la solución directa de la ecuación de Poisson. En coordenadas esféricas se escribe como:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi_{DM}}{dr} \right) = 4\pi G \rho(r), \quad (3.13)$$

obteniendo así que para un punto ubicado a distancia r del centro del núcleo de materia oscura, el potencial se expresa como:

$$\phi_{DM}(r) = G \frac{M_{DM}(r)}{r} + 4\pi G \int_r^\infty \rho(r') r' dr' \equiv \phi_{int}(r) + \phi_{ext}(r), \quad (3.14)$$

donde el potencial interior actúa de manera similar al de una masa puntual como en el modelo del agujero negro. En la figura 17 se presenta el potencial gravitacional para el modelo RAR y para un agujero negro puntual. Al igual que en el caso de la masa, se consideran tanto el perfil original de Sgr A* como los casos escalados.

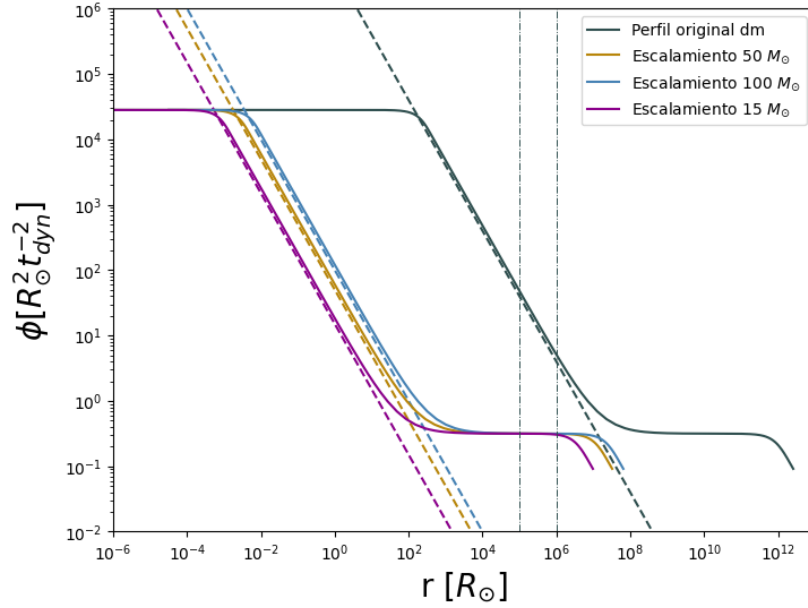
La aceleración que experimenta una partícula de prueba se obtiene como el gradiente negativo del potencial gravitacional:

$$\vec{a}_{DM}(r) = - \frac{GM_{DM}(r)}{r^3} \vec{r}. \quad (3.15)$$

En la gráfica 18 se comparan los perfiles de aceleración para el modelo RAR y para el modelo del agujero negro para las masas de interés, el cual tiene un comportamiento de $1/r^2$ cercano a la región central de la galaxia, o bien, de las estrellas del cúmulo S.

Figura 17

Potencial gravitacional para el modelo RAR y el caso de un agujero negro supermasivo.



Nota. Potencial gravitacional como función del radio para el modelo RAR (líneas sólidas) y para un agujero negro puntual (líneas punteadas gruesas). Se incluyen el perfil original correspondiente a Sgr A* y los casos escalados a $15 M_{\odot}$, $50 M_{\odot}$ y $100 M_{\odot}$. Las líneas verticales señalan la ubicación de las estrellas del cúmulo S, mostrando la región para comparar entre ambos escenarios.

La diferencia entre la aceleración de los dos modelos se presenta en la gráfica 19, ajustada con una ley de potencias (línea punteada roja) de la forma:

$$|\Delta\vec{a}(r)| \approx -Ar^{\alpha}, \quad (3.16)$$

donde A y α son parámetros libres. Esto se aplicó a cada una de las masas consideradas en las simulaciones, y en todos los casos el comportamiento del error relativo pudo representarse con una ley de potencias de la forma $1/r^2$.

Las cantidades utilizadas para implementar esta corrección en el código se resumen en la tabla 1, donde se presentan la masa total considerada, la amplitud A , el exponente α y el factor de escalamiento b correspondiente a cada escenario.

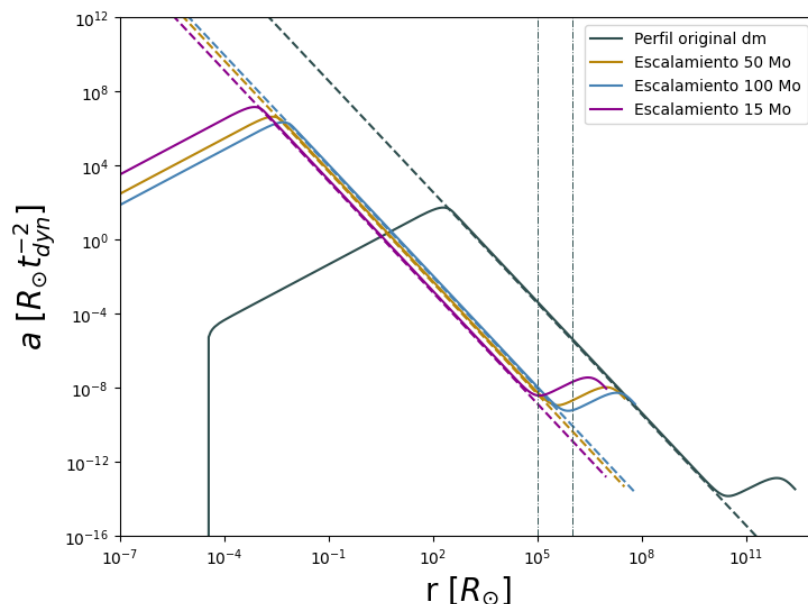
El valor obtenido del ajuste se incorpora posteriormente como una rutina correctiva en el código. La aceleración utilizada en las simulaciones se construye sumando a la aceleración puntual del agujero negro la corrección obtenida del ajuste:

$$\vec{a}_{\text{total}}(r) = \vec{a}_{\text{BH}}(r) + \Delta\vec{a}(r), \quad (3.17)$$

lo que permitió asegurar la adecuada escalabilidad del perfil en el marco de las simulaciones hidrodinámicas. Así, en el límite central, la fuerza gravitacional producida por

Figura 18

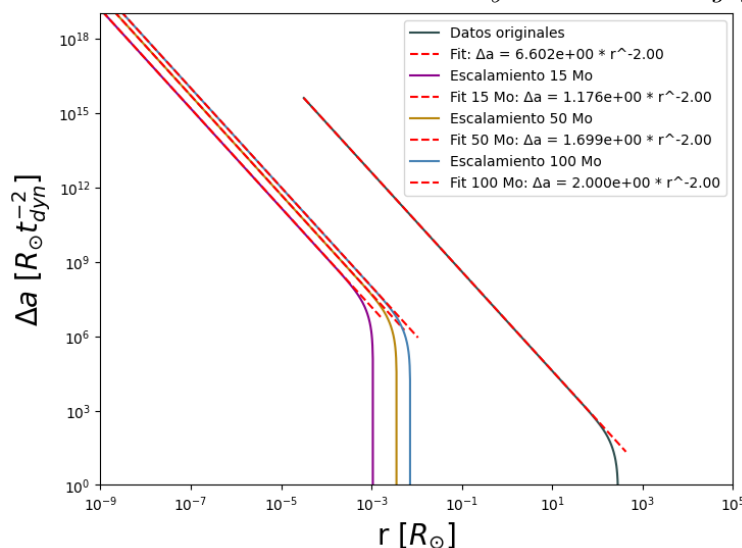
Aceleración gravitacional para el modelo RAR y el caso de un agujero negro supermasivo.



Nota. Aceleración gravitacional para el modelo RAR (líneas sólidas) y para un agujero negro puntual (líneas punteadas gruesas). Se muestran el perfil original asociado a Sgr A* y los casos escalados a $15 M_{\odot}$, $50 M_{\odot}$ y $100 M_{\odot}$. Las líneas verticales indican la posición radial de las estrellas del cúmulo S en cada escenario, lo que permite comparar en la región de interés.

Figura 19

Comparación entre la aceleración del modelo RAR y el modelo de agujero negro.



Nota. Diferencia entre la aceleración calculada con el modelo Ruffini–Argüelles–Rueda y el modelo de agujero negro puntual. Se comparan el perfil original asociado a Sgr A* (curva negra) y los perfiles escalados a masas de $50 M_{\odot}$ (curva verde) y $100 M_{\odot}$ (curva amarilla), junto con sus respectivos ajustes representados por las curvas punteadas en rojo.

Tabla 1

Parámetros empleados en la corrección de la aceleración gravitacional en el código GADGET-3 para implementar un núcleo de materia oscura fermiónica.

$M [M_{\odot}]$	b	$A [R_{\odot}^3 t_{dyn}^{-2}]$	α
15	266666	1.17	
50	80000	1.69	-2.00
100	40000	2.00	
Sgr A*	1	6.60	

Nota. Los parámetros A , b y α corresponden a los coeficientes utilizados en la parametrización del potencial gravitacional del núcleo fermiónico. Estos valores permiten reproducir el perfil de aceleración obtenido a partir del modelo RAR para distintas masas del objeto central.

el núcleo extendido reproduce la dependencia radial característica de un objeto compacto puntual, mientras que a mayores escalas introduce correcciones que reflejan la naturaleza extendida del perfil del modelo RAR.

3.3 Condiciones iniciales y estabilidad

Para construir las condiciones iniciales de la estrella en las simulaciones se utilizó un perfil estelar generado con el código MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics) [76]. Este código permite obtener la estructura interna de una estrella en función de su radio, proporcionando parámetros fundamentales como la densidad, la presión y la energía interna. Dichos perfiles, calculados bajo el supuesto de simetría esférica, fueron empleados como referencia para distribuir partículas de SPH que reprodujeran fielmente la configuración inicial de la estrella. El procedimiento seguido puede resumirse en los siguientes pasos:

1. La construcción de la distribución de partículas se realizó mediante el método Monte Carlo, que consiste en asignar posiciones aleatorias (x, y, z) a cada partícula dentro de una esfera de radio R_* correspondiente al radio estelar. Una vez determinada la posición, se verifica que la densidad en dicho punto fuera coherente con el perfil de densidad obtenido de MESA. Si la condición se cumple, la partícula era aceptada como parte del conjunto de SPH, si no la posición se descarta y se generaba una nueva. Este procedimiento se repite hasta alcanzar el número total de partículas requerido.

De esta manera, la estrella inicial quedó representada como una nube discreta de partículas de SPH que conserva de forma estadística la distribución de masa del modelo estelar. En el panel superior de la figura 20 se ilustra la distribución inicial de partículas obtenidas.

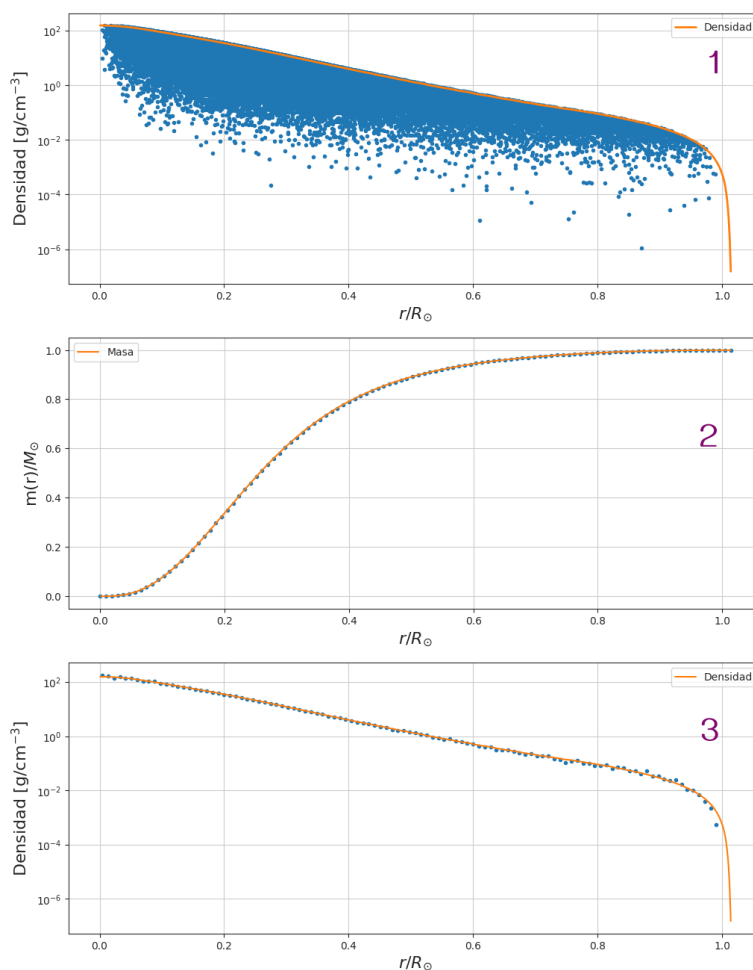
2. Una vez generada la distribución inicial de partículas es necesario organizarlas de manera que reproduzcan con fidelidad el perfil de densidad estelar obtenido con MESA. Para ello se emplea un procedimiento de cascarones concéntricos, donde el radio de la estrella se divide en intervalos y se cuenta el número de partículas

presentes en cada uno de ellos. Cada partícula aceptada se le asigna una masa idéntica de forma que la suma de todas las partículas reproduzca la masa global del modelo estelar.

- Finalmente, se verifica que la acumulación de partículas dentro de los cascarones coincidiera con el perfil esperado, lo cual se refleja en el panel medio e inferior de la figura 20, donde se comparan los resultados obtenidos a partir de las partículas con los perfiles teóricos de MESA. En el panel inferior se observa que el perfil de densidad calculado a partir de los cascarones sigue de manera consistente la tendencia de MESA, mientras que en el panel medio se ilustra la distribución acumulada de masa en función del radio, mostrando nuevamente una concordancia satisfactoria.

Figura 20

Configuración inicial de la estrella en la simulación SPH.



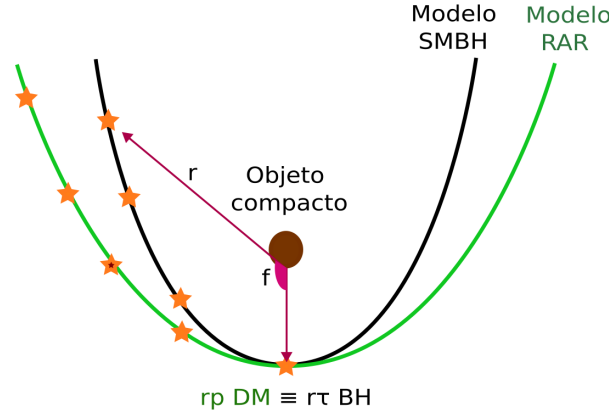
Nota. Configuración inicial de la estrella representada mediante partículas SPH. En el panel superior se muestra la distribución de 10^5 partículas generadas mediante un muestreo de Monte Carlo a partir del perfil estelar obtenido con el código MESA. El panel central presenta la masa acumulada en función del radio, mientras que el panel inferior muestra el perfil de densidad radial. Los cascarones construidos a partir de las partículas reproducen adecuadamente la estructura estelar calculada con MESA.

Una vez se construye la estrella, ésta se ubica a una distancia de $5R_{\tau BH}$ sobre una órbita parabólica kepleriana, ya que representan trayectorias no ligadas en las que la estrella permanece más tiempo cerca del objeto central. Este escenario maximiza la transferencia de energía y momento angular, y por lo tanto, genera las condiciones más extremas de TDEs.

Para establecer una comparación consistente entre los dos modelos, SMBH y RAR, se adoptó la condición que el periastro de la trayectoria parabólica estelar r_p en el modelo de materia oscura sea el $R_{\tau BH}$ definido para el agujero negro (ec. 1.3), ver figura 21. Es importante destacar que el radio de marea no coincide en los dos modelos, puesto que depende de la naturaleza del objeto central y de cómo se distribuye su masa.

Figura 21

Comparación de trayectorias estelares en los modelos de agujero negro supermasivo y núcleo de materia oscura fermiónica.



Nota. Comparación de trayectorias estelares en el escenario de un agujero negro supermasivo (línea negra) y de un núcleo de materia oscura fermiónica descrito por el modelo Rufini–Argüelles–Rueda (línea verde). La trayectoria de la estrella se inicia desde posiciones diferentes en cada modelo, pero ambas coinciden cuando el periastro del modelo RAR corresponde al mismo radio de marea del modelo de agujero negro ($r_{pDM} = r_{\tau BH}$).

A continuación, se analiza el movimiento de las partículas estelares en ambos potenciales a partir del marco clásico de fuerzas centrales, con el fin de describir las condiciones que determinan sus trayectorias. Una partícula de prueba experimenta una fuerza que actúa a lo largo de la línea que la conecta con el centro de masa del núcleo (modelo RAR o modelo SMBH), y cuya magnitud depende únicamente de la distancia de separación. Esta configuración geométrica implica que el momento angular de cada partícula se conserva a lo largo de su trayectoria orbital:

$$L = m_{\star} r^2 \dot{f} = \text{cte}, \quad (3.18)$$

donde m_{\star} es la masa de la partícula y f el ángulo entre la posición de la estrella y la posición del periastro. Esta conservación implica que se confina el movimiento de cada partícula a un plano fijo en el espacio, determinado por su posición y velocidad iniciales.

La energía total por unidad de masa, conocida como energía específica, determina el tipo de órbita que describe una partícula de prueba. Esta energía se define como la suma de la energía cinética específica y el potencial gravitacional del objeto compacto:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}v^2 + \phi(r), \quad (3.19)$$

donde v es la velocidad de la estrella. Esta velocidad esta dada por una componente radial, que apunta desde el centro de la órbita, y una componente tangencial, que es perpendicular a la dirección radial:

$$\vec{v} = v_r \hat{r} + v_f \hat{f}. \quad (3.20)$$

En coordenadas polares, estas componentes se expresan como:

$$v_r = \dot{r}, \quad v_f = r\dot{f} = \frac{L}{m_\star r}. \quad (3.21)$$

Las partículas con energía específica negativa ($\varepsilon < 0$) se encuentran gravitacionalmente ligadas al centro galáctico y describen órbitas cerradas. En el límite donde $\varepsilon = 0$, las partículas siguen trayectorias parabólicas que las llevan al infinito con velocidad nula. Finalmente, las partículas con energía específica positiva ($\varepsilon > 0$) poseen suficiente energía cinética para escapar del campo gravitacional del núcleo, describiendo órbitas hiperbólicas que las alejan definitivamente del sistema.

El potencial efectivo juega un papel crucial para determinar las características del movimiento orbital. Este potencial combina el potencial gravitacional del centro galáctico con el término centrífugo asociado al momento angular:

$$\phi_{eff}(r) = -\phi(r) + \frac{k^2}{2r^2}, \quad (3.22)$$

donde $\phi(r)$ es el potencial asociado a cada modelo (SMBH o RAR) y $k = L/m_\star$ es el momento angular específico. Este potencial determina los puntos de retorno de las órbitas y las regiones energéticamente permitidas. Los mínimos del potencial efectivo corresponden a órbitas circulares, mientras que para energías específicas mayores, las partículas describen órbitas elípticas entre dos puntos de retorno.

La trayectoria de la partícula de prueba se determina a partir de las ecuaciones 3.19 y de 3.18:

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{2(\varepsilon - \phi_{eff})}, \quad \frac{df}{dt} = \frac{k}{r^2}, \quad (3.23)$$

combinando estas expresiones, se obtiene la relación entre la distancia radial y el ángulo recorrido:

$$\frac{dr}{df} = \frac{r^2}{k} \sqrt{2(\varepsilon - \phi_{eff})}, \quad (3.24)$$

integrando la parte radial de esta ecuación desde el radio de marea $R_{\tau Bh}$ hasta la posición inicial deseada r_i , y para la integral con respecto al ángulo sería $f(R_{\tau Bh}) = 0$ hasta nuestro punto de interés que sería $f(r_i)$:

$$f(r_i) = \int_{R_{\tau BH}}^{r_i} \frac{k}{r^2 \sqrt{-2\phi_{eff}}} dr. \quad (3.25)$$

Finalmente, la velocidad total de la estrella en cualquier punto se obtiene a partir del potencial efectivo:

$$v_{orb} = \sqrt{-2\phi(r_i)}, \quad (3.26)$$

y puede descomponerse en sus componentes radial y angular según:

$$v_f = \frac{k}{r_i}, \quad v_r^2 = v_{orb}^2 - v_f^2, \quad (3.27)$$

de este modo, se construyen trayectorias parabólicas para ambos modelos que permitan comparar la dinámica de la estrella

Las simulaciones realizadas con GADGET-3 operan en coordenadas cartesianas, por lo que, al final del análisis para cada modelo, las posiciones y velocidades de las partículas se transforman a este sistema de coordenadas:

$$x = -r_i \sin f, \quad y = -r_i \cos f, \quad z = 0, \quad (3.28)$$

por simplicidad la órbita de la estrella se da en el plano $x - y$, con $z = 0$, de modo que las velocidades correspondientes se obtienen derivando con respecto al tiempo:

$$\dot{x} = \dot{r}_i \sin f + r_i \cos f \dot{f}, \quad \dot{y} = \dot{r}_i \cos f - r_i \sin f \dot{f}, \quad \dot{z} = 0. \quad (3.29)$$

En el cuadro 2 se presentan las condiciones iniciales empleadas para cada simulación de las distintas masas para el objeto compacto.

Agujero negro como masa puntual

En coordenadas cilíndricas la trayectoria seguida por la estrella alrededor de un agujero negro puede expresarse de forma analítica como:

Tabla 2

Condiciones iniciales de posición (x_i, y_i) y velocidad (v_{x_i}, v_{y_i}) de la estrella en las simulaciones para los modelos de agujero negro y de materia oscura fermiónica.

$M [M_\odot]$	BH				DM			
	$x_i [R_\odot]$	$y_i [R_\odot]$	$v_{x_i} \times 10^6 [\text{cm s}^{-1}]$	$v_{y_i} \times 10^6 [\text{cm s}^{-1}]$	$x_i [R_\odot]$	$y_i [R_\odot]$	$v_{x_i} \times 10^6 [\text{cm s}^{-1}]$	$v_{y_i} \times 10^6 [\text{cm s}^{-1}]$
15	-9.7	7.2	7.2	-14.4	-10.5	6.4	46.4	-68.9
50	-14.5	10.9	10.5	-21.0	-15.8	9.3	6.6	-98.2
100	-18.3	13.7	13.2	-26.4	-19.1	13.1	71.5	-12.7

Nota. Las velocidades están expresadas en cm s^{-1} y las posiciones en R_\odot , obtenidas a partir del reescalamiento del sistema a masas de 15, 50 y 100 M_\odot .

$$r = \frac{k^2/\mu}{1 + e \cos f}, \quad (3.30)$$

donde r es la distancia entre la estrella y el objeto central, e la excentricidad orbital ($e = 1$ para una órbita parabólica), $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ el parámetro gravitacional reducido y k el momento angular específico.

El periastro se alcanza cuando $f = 0$, en el caso del agujero negro este punto coincide con el radio de marea, que marca la distancia mínima a la que la estrella puede acercarse sin ser completamente destruida por las fuerzas de marea:

$$R_{\tau BH} = \frac{k^2}{2\mu}, \quad (3.31)$$

el momento angular se mantiene constante, la ecuación de la órbita puede reescribirse de manera más directa como:

$$r = \frac{2R_{\tau BH}}{1 + \cos f}. \quad (3.32)$$

Luego de esto se define la posición inicial que será el punto de partida de la trayectoria de la estrella r_i , y haciendo uso de 3.32 se puede obtener el ángulo f :

$$f = \cos^{-1} \left(\frac{2R_{\tau BH}}{r_i} - 1 \right), \quad (3.33)$$

así, una vez conocido el ángulo y la posición inicial, se puede calcular la velocidad orbital total de la estrella 3.20 en esa posición a partir de la energía específica 3.19 para una órbita parabólica:

$$v_{BH} = \sqrt{\frac{2GM_{BH}}{r_i}}. \quad (3.34)$$

A partir de la conservación del momento angular, se obtiene la velocidad angular de la estrella v_f , y a su vez la velocidad radial v_r :

$$v_f = \frac{\sqrt{2\mu R_{\tau BH}}}{r_i}, \quad v_r = \sqrt{v_{BH}^2 - v_f^2}. \quad (3.35)$$

3.4 Evolución temporal de la simulación

Durante la evolución numérica de los TDEs, el código GADGET-3 genera archivos de salida en intervalos de tiempo definidos por cada usuario, conocidos como snapshots. Cada snapshot contiene el estado completo del sistema en ese instante: posiciones y velocidades de todas las partículas SPH, así como sus propiedades termodinámicas: densidad, energía interna, presión, etc. A partir de ellos es posible seguir la trayectoria de la estrella hacia el objeto central, su deformación progresiva, la disgregación en corrientes de escombros y la formación de un disco de acreción.

Para analizar los resultados de las simulaciones realizadas con GADGET-3, se utilizó la herramienta SPLASH (SPH Particle Analysis and Visualization) desarrollada por D. Price [77]. SPLASH permite la visualización interactiva de las simulaciones SPH, mostrando las partículas en tres dimensiones y proyectándolas sobre diferentes planos de coordenadas.

En este trabajo se realizaron simulaciones hidrodinámicas en las que se variaron tres parámetros: la masa del núcleo, el número de partículas empleadas para representar a la estrella y el punto inicial de su trayectoria orbital. Con el fin de establecer una comparación directa entre los modelos, se consideraron tres valores característicos de la masa del núcleo: $15 M_{\odot}$, $50 M_{\odot}$ y $100 M_{\odot}$, los cuales se han utilizado de manera consistente a lo largo de esta sección. Una descripción más detallada de los distintos casos explorados puede consultarse en el apéndice A.

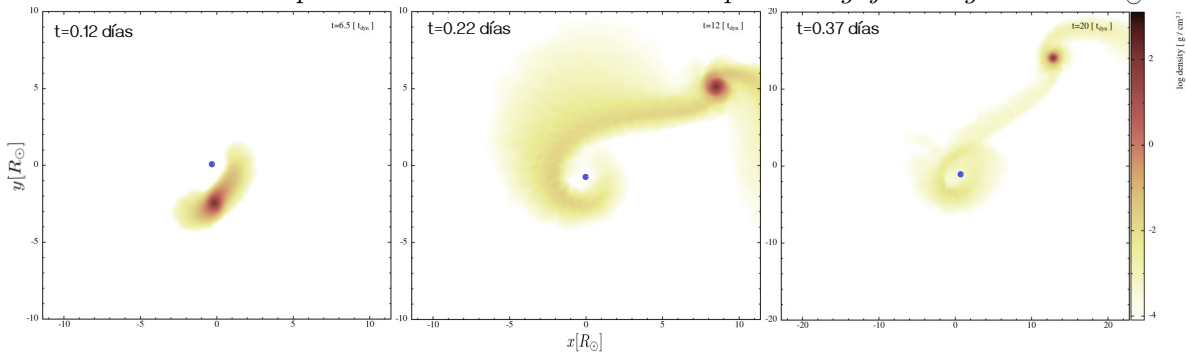
Para ilustrar la evolución de la estrella alrededor de un agujero negro, en la figura 22 se presentan tres snapshots seleccionados de la simulación, generados con SPLASH. Cada panel corresponde a un instante distinto del tiempo de la simulación y muestra los contornos de densidad en el plano ecuatorial de un TDE de una estrella de $1 M_{\odot}$ por un agujero negro de $15 M_{\odot}$. Esta representación permite observar la deformación de la estrella por efecto de las mareas, así como la formación de corrientes de escombros alrededor del núcleo.

En la figura 23 se observan los mismos tres instantes de tiempo que en la figura del agujero negro, pero en este caso se simuló un núcleo de materia oscura fermiónica de $15 M_{\odot}$. En este escenario la estrella pasa antes por el pericentro de su trayectoria y tarda más en distribuirse alrededor del núcleo fermiónico.

Por otro lado, en la figura 24 se muestra un instante de tiempo de la simulación de un agujero negro de $1.000 M_{\odot}$ (derecha) y uno de $10.000 M_{\odot}$ (izquierda), ilustrando

Figura 22

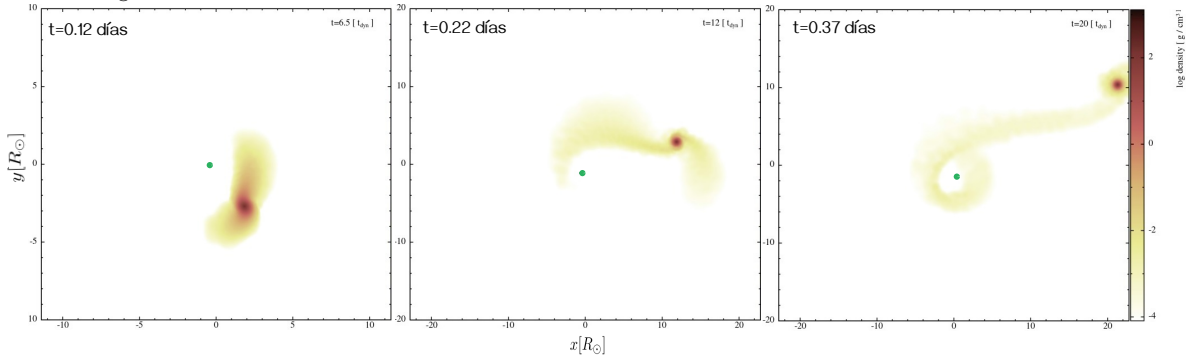
Evolución de la disrupción de marea de una estrella por un agujero negro de $15 M_{\odot}$.



Nota. Contornos de densidad en el plano ecuatorial durante la disrupción de marea de una estrella de $1 M_{\odot}$ por un agujero negro de $15 M_{\odot}$. El objeto central se localiza en el origen del sistema de coordenadas (x, y) y se indica con un punto azul. Cada panel corresponde a un instante distinto de la simulación hidrodinámica y muestra la deformación progresiva de la estrella, así como la acreción de parte de su material por el objeto compacto.

Figura 23

Evolución de la disrupción de marea de una estrella por un núcleo de materia oscura de $15 M_{\odot}$.

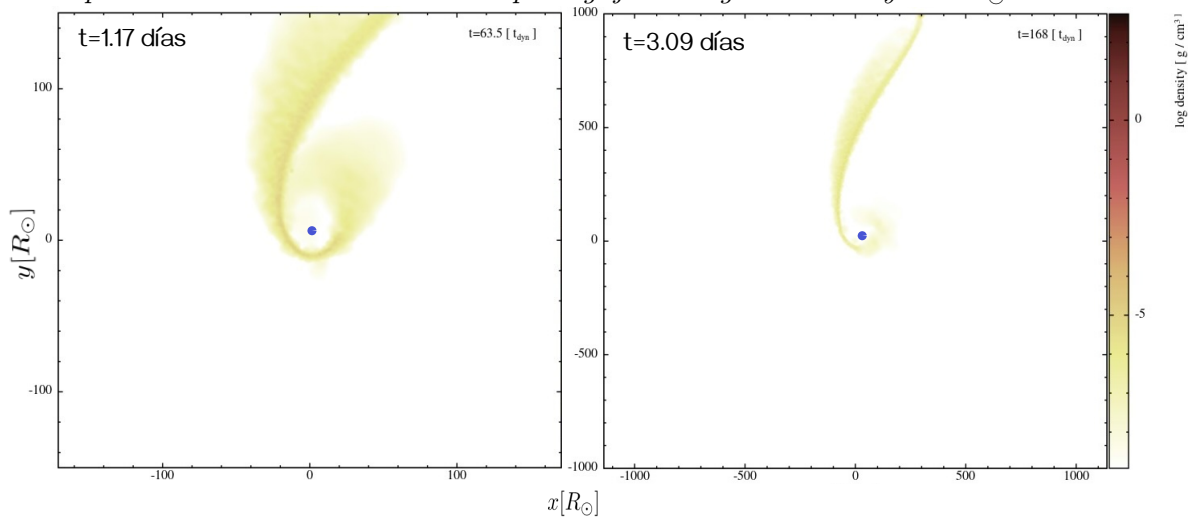


Nota. Contornos de densidad en el plano ecuatorial durante la disrupción de marea de una estrella de $1 M_{\odot}$ por un núcleo de materia oscura de $15 M_{\odot}$. El objeto central se localiza en el origen del sistema de coordenadas (x, y) y se indica con un punto verde. Cada panel corresponde a un instante diferente de la simulación hidrodinámica y muestra la deformación progresiva de la estrella, así como la acreción de parte de su material por el objeto central.

cómo la dinámica estelar y la extensión de los escombros dependen de la masa del objeto central.

Figura 24

Disrupción de marea de una estrella por agujeros negros de 10^3 y $10^4 M_\odot$.



Nota. Contornos de densidad en el plano ecuatorial durante la disrupción de marea de una estrella de $1 M_\odot$ por agujeros negros de $10^3 M_\odot$ (panel izquierdo) y $10^4 M_\odot$ (panel derecho). El objeto central se localiza en el origen del sistema de coordenadas (x, y) y se indica con un punto azul. Los paneles muestran la deformación de la estrella y la acreción de parte de su material por el objeto compacto.

4. Análisis de resultados

En primer lugar, para determinar las configuraciones finales de las simulaciones se exploraron distintos escenarios variando el número de partículas de gas ideal, masa del núcleo y posiciones iniciales de la estrella para el modelo del agujero negro (ver apéndice A). De estas condiciones finalmente se tomaron núcleos de 15, 50 y 100 M_{\odot} , se usaron 10^5 partículas de gas ideal y la posición inicial de la estrella corresponde a 5 veces el radio de marea del agujero negro, $R_{\tau BH}$. Estas configuraciones se aplicaron al modelo RAR para poder realizar una correcta comparación entre modelos.

Los resultados de estas simulaciones permiten derivar la curva de luz de cada disrupción de marea, calculada tanto en su forma habitual a partir de la tasa de acreción \dot{M} como mediante la distribución de energías (dM/dT), considerando el período orbital asociado a cada partícula ligada al objeto compacto.

Este enfoque permite comparar de manera directa los resultados obtenidos para los diferentes modelos de objeto central, modelo SMBH y RAR, evaluando las diferencias en la dinámica de las partículas ligadas y la evolución de la luminosidad sin necesidad de resolver toda la complejidad de la interacción estelar cercana al horizonte.

Es importante destacar que el análisis se limita a la región exterior del centro galáctico, donde se encuentran las estrellas del cúmulo S en el caso de Sgr A*. En estas zonas, los efectos relativistas son despreciables por lo que es posible realizar un análisis newtoniano y obtener curvas de luz consistentes con el comportamiento global de las partículas ligadas. Por el contrario, un estudio cercano al horizonte de eventos requeriría la inclusión de efectos relativistas y modificaciones profundas al código GADGET-3, lo que excede el alcance de este trabajo y constituye un problema independiente que deberá abordarse en estudios futuros.

4.1 Curvas de luz de TDEs

El análisis de las curvas de luz constituye una de las formas más directas y clásicas de estudiar los TDEs. En este primer enfoque se calcula la luminosidad a partir de la tasa de cambio de la masa \dot{M} del objeto compacto, la cual se puede escribir como:

$$L = \eta \dot{M} \Delta \varepsilon, \quad (4.1)$$

donde η es un coeficiente de eficiencia radiativa, que es $\eta = 1$ cuando todo el material que hay en la superficie del agujero negro es acretado, y $\Delta\varepsilon \sim GM_\odot/R_\odot$ corresponde a la energía gravitacional por unidad de masa de la estrella [29].

Al reescalar esta expresión con el tiempo dinámico (ec. 3.7), se obtiene la forma práctica empleada en este trabajo:

$$L = \frac{\dot{M} R_\odot^2}{t_{dyn}^2}, \quad (4.2)$$

donde M_\odot y R_\odot son la masa y el radio solares respectivamente, mientras que t_{dyn} corresponde al tiempo dinámico característico del sistema. Esta relación proporciona una estimación directa de la luminosidad asociada al material retornando al objeto central y permite construir la curva de luz clásica para cada simulación.

El procedimiento comenzó con la lectura de los snapshots generados por las simulaciones hidrodinámicas en GADGET-3. En cada snapshot se identificaron las partículas gravitacionalmente ligadas al objeto central, aplicando un radio máximo de corte para excluir las que escapaban. Estas partículas se organizaron en cascarones concéntricos de ancho radial fijo, lo que permitió calcular la masa encerrada en cada intervalo como la suma de las masas de las partículas incluidas en él. La integración de todos los cascarones hasta el radio de corte proporciona la masa acumulada del objeto compacto en ese instante de tiempo.

De esta forma, el aumento de la masa del objeto compacto se obtiene de manera directa al seguir la evolución temporal de la masa acumulada. A medida que las partículas se asientan en el disco de acreción, la masa efectiva del objeto central aumenta (véase panel izquierdo de la figura 25). Para cuantificar este crecimiento se define la tasa de acreción como la derivada temporal de la masa acumulada $\dot{M}(t) = dM(t)/dt$, la cual se evalúa a partir de la serie de masas acumuladas en los instantes de tiempo. Se aplicó un suavizado local sobre la serie temporal, este procedimiento reduce el ruido y las oscilaciones puntuales propias de la simulación, preservando la tendencia de crecimiento y posterior decaimiento esperada, y ofreciendo una evolución continua y coherente (panel derecho de la figura 25).

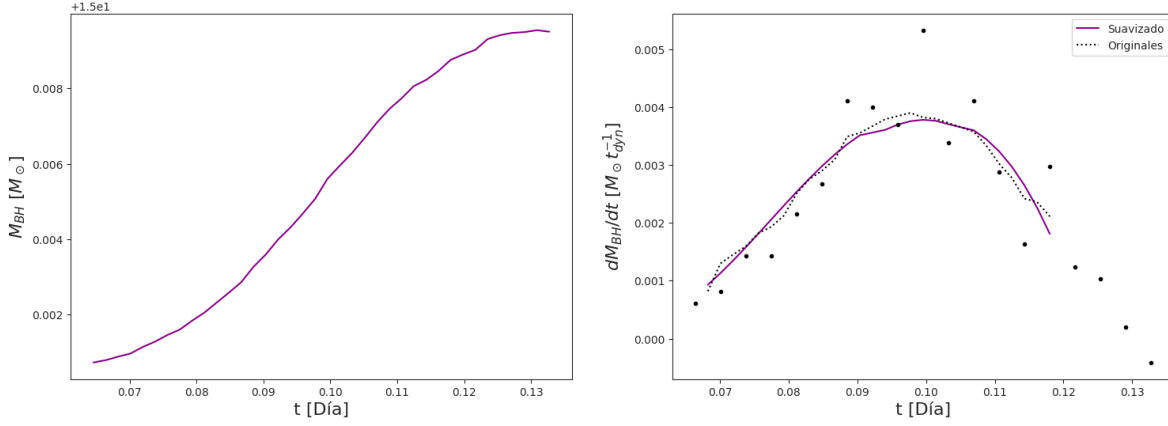
El mismo procedimiento se aplicó a las simulaciones de 15, 50 y 100 M_\odot en ambos modelos, con el fin de comparar la evolución temporal de la luminosidad y de la tasa de acreción. En la figura 26 se presentan las curvas de luz obtenidas para el modelo de agujero negro (izquierda) y para el modelo RAR (derecha).

En todos los casos, las luminosidades obtenidas se encuentran dentro del rango característico de TDEs $L \sim 10^{42}-10^{44}$ erg s⁻¹ [11], lo que respalda la consistencia física de los resultados. No obstante, las limitaciones computacionales impidieron realizar un ajuste más detallado de la fase de decaimiento.

En la tabla 3 se resumen los valores característicos obtenidos para t_{\min} (ec. 1.9) y \dot{M}_{peak} (ec. 1.10) en las simulaciones de disrupción de marea. Cabe señalar que

Figura 25

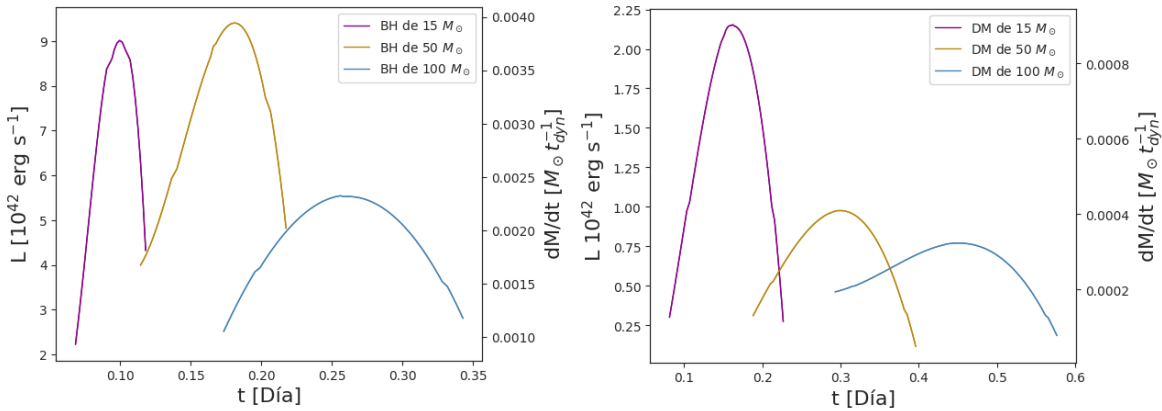
Evolución de la masa y la tasa de acreción para un agujero negro de $15 M_{\odot}$.



Nota. Evolución temporal para el caso de un agujero negro de $15 M_{\odot}$, donde $t = 0$ corresponde al instante en que la estrella pasa por el radio de marea del modelo de agujero negro ($R_{\tau \text{BH}}$). El panel izquierdo muestra el cambio de la masa del agujero negro $M_{\text{BH}}(t)$ dentro del intervalo temporal considerado, mientras que el panel derecho presenta la tasa de acreción $\dot{M}(t)$.

Figura 26

Comparación de curvas de luz para disrupciones de marea en los modelos de agujero negro y núcleo de materia oscura.



Nota. Comparación de las curvas de luz obtenidas en las simulaciones para agujeros negros (panel izquierdo) y núcleos de materia oscura fermiónica (panel derecho) con masas de 15, 50 y $100 M_{\odot}$. En el eje izquierdo se muestra la luminosidad estimada, mientras que en el eje derecho se presenta la correspondiente tasa de acreción \dot{M} . El tiempo $t = 0$ corresponde al instante en que la estrella atraviesa el radio de marea del modelo de agujero negro ($R_{\tau \text{BH}}$).

las expresiones teóricas empleadas para estimar estas cantidades fueron originalmente formuladas para masas cercanas a la de Sgr A*.

La figura 26 y la tabla 3 comparan los resultados obtenidos para los modelos de agujero negro y RAR para distintas masas centrales. En ambos casos, al incrementar la masa del objeto central, el tiempo en el que se empieza a acretar materia se prolonga y la intensidad de la luminosidad disminuye, ya que el aumento de masa implica un radio

Tabla 3

Valores obtenidos a partir de las simulaciones hidrodinámicas realizadas en este trabajo.

$M [M_\odot]$	Teórico		BH simulado		DM simulado	
	$t_{\text{mín}} [\text{día}]$	$\dot{M}_{\text{peak}} [M_\odot t_{\text{dyn}}^{-1}]$	$t_{\text{mín}} [\text{día}]$	$\dot{M}_{\text{peak}} [M_\odot t_{\text{dyn}}^{-1}]$	$t_{\text{mín}} [\text{día}]$	$\dot{M}_{\text{peak}} [M_\odot t_{\text{dyn}}^{-1}]$
15	0.16	0.039	0.07	0.0038	0.08	0.0009
50	0.28	0.022	0.12	0.0041	0.17	0.00041
100	0.40	0.015	0.17	0.0024	0.28	0.00032

Nota. Valores característicos de los TDEs obtenidos en las simulaciones para diferentes masas centrales. Se muestran $t_{\text{mín}}$ y \dot{M}_{peak} estimados a partir de las curvas de luz teóricas, junto con los valores correspondientes a los modelos de BH y RAR.

de marea mayor y un retorno más lento del material ligado. En el modelo RAR, las curvas se muestran más amplias y suaves debido al carácter extendido de su potencial gravitacional, donde la redistribución de energía y el retorno del material ocurren de forma gradual en una región espacial extensa.

4.2 Energía

El análisis estadístico de la distribución de energías específicas proporciona información valiosa sobre el estado del sistema. La función de distribución $\frac{dm}{d\varepsilon}$ describe cómo se distribuye la masa estelar en función de la energía específica. Esta distribución evoluciona temporalmente a medida que las fuerzas de marea redistribuyen las energías de las partículas, transfiriendo material desde estados ligados hacia estados no ligados.

La tasa a la cual el sistema pierde masa debido a la evolución de las energías específicas se calcula aplicando la regla de la cadena:

$$\frac{dm}{dT} = \frac{dm}{d\varepsilon} \cdot \frac{d\varepsilon}{dT}, \quad (4.3)$$

donde $dm/d\varepsilon$ se obtiene directamente de los datos de la simulación y T corresponde al período orbital de cada partícula ligada. El primer factor es la distribución diferencial de masa por energía específica, mientras que el segundo factor es la tasa de cambio de energía específica derivada anteriormente.

El producto de estos términos cuantifica la eficiencia con la cual el sistema transfiere material desde estados ligados hacia estados no ligados, proporcionando una medida cuantitativa de la tasa de disrupción de la estrella.

4.2.1 Modelo SMBH

En el modelo del agujero negro, la energía específica (ec. 3.19) de cada partícula se escribe como:

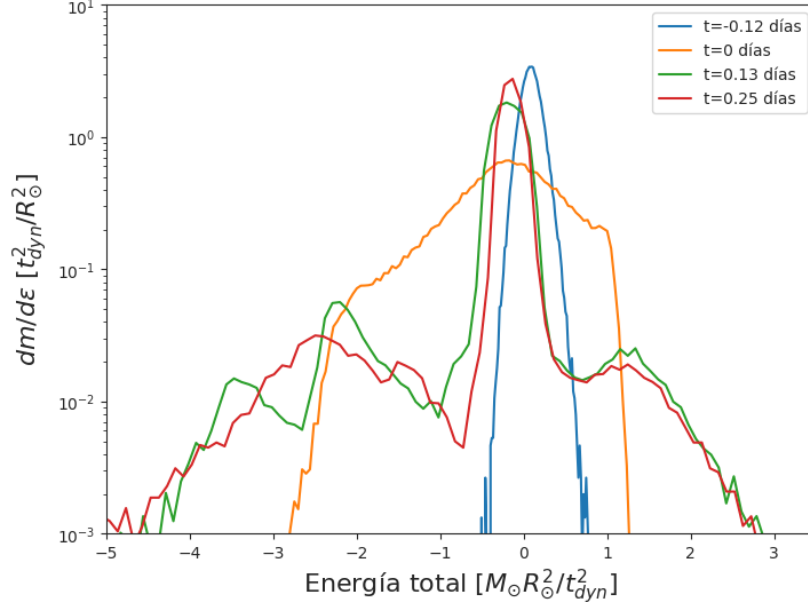
$$\varepsilon = \frac{1}{2}v^2 - \frac{GM_{bh}}{r}, \quad (4.4)$$

la cual permite clasificar las partículas en órbitas ligadas ($\varepsilon < 0$) o en órbitas no ligadas ($\varepsilon > 0$). En todas las simulaciones del modelo de agujero negro, se estableció como condición que la estrella debía atravesar el radio de marea $r_{\tau BH}$. Antes de alcanzar este punto crítico, las partículas de la estrella se encontraban en un estado transitorio, con aproximadamente la mitad de ellas ligadas y la otra mitad no ligadas, reflejando la redistribución inicial de energía producida por las fuerzas de marea.

Al pasar por $r_{\tau BH}$, la mayoría de las partículas adquiere energía negativa respecto al agujero negro, quedando ligadas gravitacionalmente y formando la corriente de retorno que alimentará el disco de acreción. Esto se observa claramente en la figura 27 para el caso de una masa de $15 M_{\odot}$: antes de pasar por $r_{\tau BH}$ (azul) la distribución de energía presenta una dispersión alrededor de cero, mientras que justo al pasar por $r_{\tau BH}$ se tiene que $t = 0$ días (curva amarilla), la mayor parte de las partículas se concentra en valores negativos de energía, indicando que ahora están vinculadas al potencial del agujero negro. Luego de esto parte del material de la estrella queda ligado y el otro es expulsado (curva naranja y verde).

Figura 27

Distribución $dm/d\varepsilon$ para una estrella perturbada por un agujero negro de $15 M_{\odot}$.



Nota. Función $dm/d\varepsilon$ en función de la energía total de una estrella perturbada por un agujero negro de $15 M_{\odot}$, evaluada en cuatro instantes distintos de la simulación. El tiempo $t = 0$ corresponde al momento en que la estrella atraviesa el radio de marea del modelo de agujero negro ($R_{\tau BH}$).

A partir de la expresión (ec. 1.7), la derivada de la energía respecto al periodo orbital es:

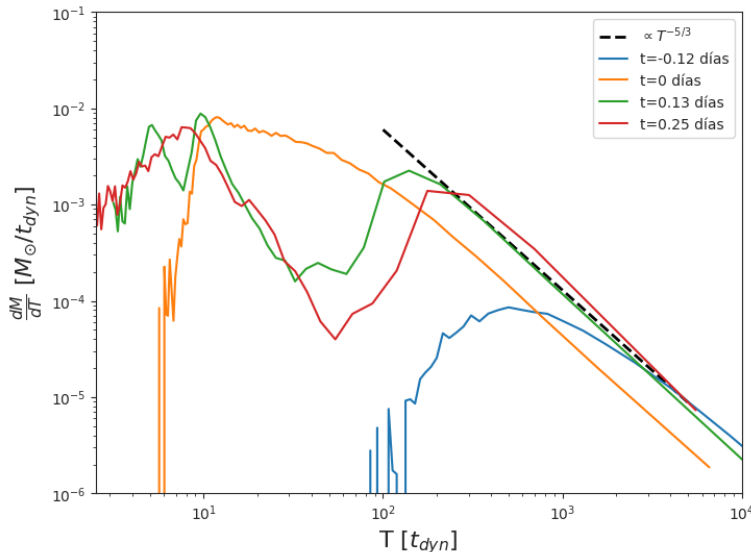
$$\frac{d\varepsilon}{dT} = -\frac{1}{3} (2\pi GM_{BH})^{2/3} T^{-5/3}, \quad (4.5)$$

esta relación muestra que la energía de las partículas ligadas disminuye de manera característica como $T^{-5/3}$, lo que constituye la base de la tasa de retorno de masa $dm/dt \propto t^{-5/3}$ en disrupciones de marea.

En los resultados obtenidos a partir de la energía específica se observan ciertos valles en la distribución de partículas (ver figura 28). Este comportamiento está directamente relacionado con las condiciones iniciales de las simulaciones, ya que en nuestro caso se trabajó con una órbita parabólica $e = 1$, lo cual acentúa este tipo de irregularidades. Un efecto similar también ha sido reportado en la literatura, por ejemplo Clerici & Gomboc [27] presentan distribuciones de energía con pequeñas depresiones asociadas al retorno de material, aunque en sus simulaciones no se utiliza una configuración estrictamente parabólica sino órbitas con distintas excentricidades y un potencial post-newtoniano.

Figura 28

Distribución de masa en función del período orbital para una estrella perturbada por un agujero negro de $15 M_{\odot}$.



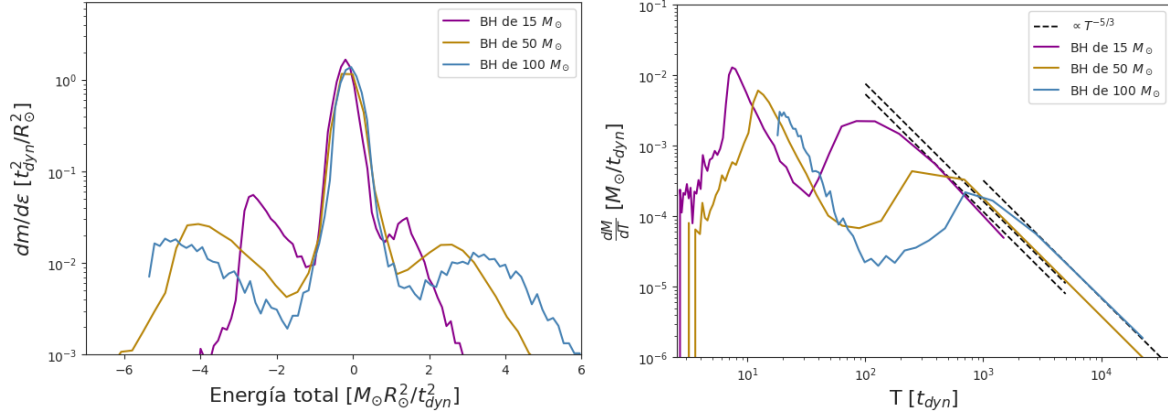
Nota. Distribución de masa en función del período orbital $\frac{dM}{dT}$ para el caso de una estrella perturbada por un agujero negro de $15 M_{\odot}$, evaluada en cuatro instantes distintos de la simulación. El tiempo $t = 0$ corresponde al momento en que la estrella atraviesa el radio de marea del modelo de agujero negro ($R_{r,BH}$). La línea punteada negra indica la pendiente teórica esperada para el régimen de acreción en eventos de disrupción de marea, caracterizada por $\dot{M} \propto t^{-5/3}$.

En la figura 29 se comparan las distribuciones de energía y las tasas de retorno para los casos de 15, 50 y $100 M_{\odot}$, evaluadas en el instante de acreción máxima t_{peak} . Las simulaciones muestran que el incremento de masa produce una redistribución más

amplia en energía y un retorno de escombros más tardío, siguiendo la tendencia teórica $\dot{M} \propto T^{-5/3}$.

Figura 29

Distribuciones $dm/d\varepsilon$ y dM/dT para disrupciones de marea con agujeros negros de distintas masas.



Nota. Distribución de masa en función de la energía específica $dm/d\varepsilon$ (panel izquierdo) y del período orbital dM/dT (panel derecho) para disrupciones de una estrella por agujeros negros de 15, 50 y 100 M_{\odot} , evaluadas en el instante correspondiente al máximo de acreción t_{peak} de cada simulación. La línea punteada negra representa la pendiente teórica $\dot{M} \propto t^{-5/3}$, característica del régimen de acreción en eventos de disrupción de marea.

4.2.2 Modelo RAR

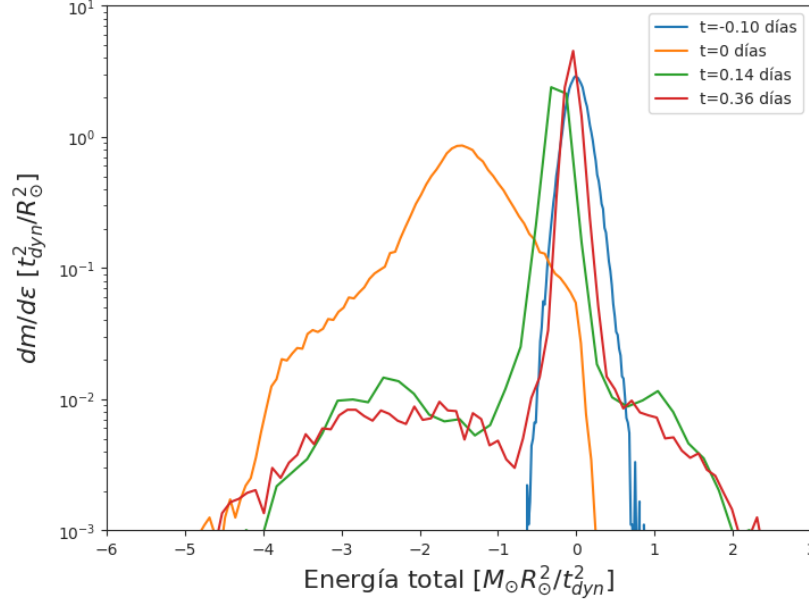
En un inicio se consideró realizar un análisis exacto para el modelo RAR, calculando de manera rigurosa los períodos orbitales en el potencial extendido. Sin embargo, este procedimiento resultaría extremadamente complejo y con un costo computacional prohibitivo, ya que requeriría integrar trayectorias individuales de cada partícula. Teniendo en cuenta las comparaciones previas presentadas en este trabajo entre los dos modelos se observa que en la región del cúmulo de estrellas S ambos presentan un comportamiento muy similar (ver figuras 16-19). En consecuencia, se adoptó como referencia el período orbital del agujero negro, introduciendo únicamente la corrección correspondiente al modelo RAR a través de la constante asociada.

Para la obtención de las distribuciones $dm/d\varepsilon$ (ver figura 30) y dM/dT (ver figura 31) no se emplea directamente la masa de $15M_{\odot}$, como en el escenario del agujero negro puntual, sino la masa efectiva encerrada en la región de interés, calculada a partir del perfil de densidad del núcleo fermiónico. La comparación entre las distintas masas de interés en este trabajo se pueden observar en la figura 32.

Al comparar las figuras 27 y 30 se observa que en el instante inicial de la simulación (línea azul), las partículas se concentran alrededor de $\varepsilon = 0$, indicando un estado cercano al equilibrio. Al pasar por el pericentro ($t = 0$, línea naranja), las partículas adquieren energías más negativas y se vuelven más ligadas al objeto central, efecto que

Figura 30

Distribución $dm/d\varepsilon$ para una estrella perturbada por un núcleo de materia oscura fermiónica de $15 M_\odot$.



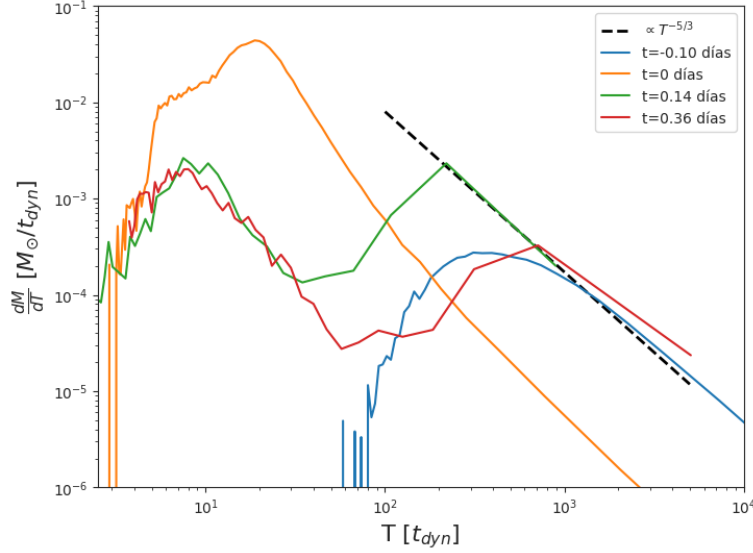
Nota. Función $dm/d\varepsilon$ en función de la energía total de una estrella perturbada por un núcleo de materia oscura fermiónica de $15 M_\odot$, evaluada en cuatro instantes distintos de la simulación. El tiempo $t = 0$ corresponde al momento en que la estrella atraviesa el radio de marea definido para el modelo de agujero negro ($R_{\tau \text{BH}}$), utilizado como referencia para comparar ambos escenarios.

resulta más evidente en el modelo RAR. En etapas posteriores (líneas verde y roja), parte del material permanece ligado mientras otra fracción es expulsada, comportamiento característico de los TDEs.

Esta evolución se refleja también en las distribuciones $\frac{dM}{dT}$ mostradas en las figuras 28 y 31. En el modelo de agujero negro, el retorno de material es más concentrado en el tiempo y las curvas siguen de forma más cercana la pendiente teórica $\dot{M} \propto t^{-5/3}$, característica del régimen de acreción de un TDE. En contraste, el modelo RAR exhibe un decaimiento más gradual y prolongado, resultado de su potencial extendido, que atenúa la redistribución de energía y prolonga la fase de acreción en escalas temporales mayores.

Figura 31

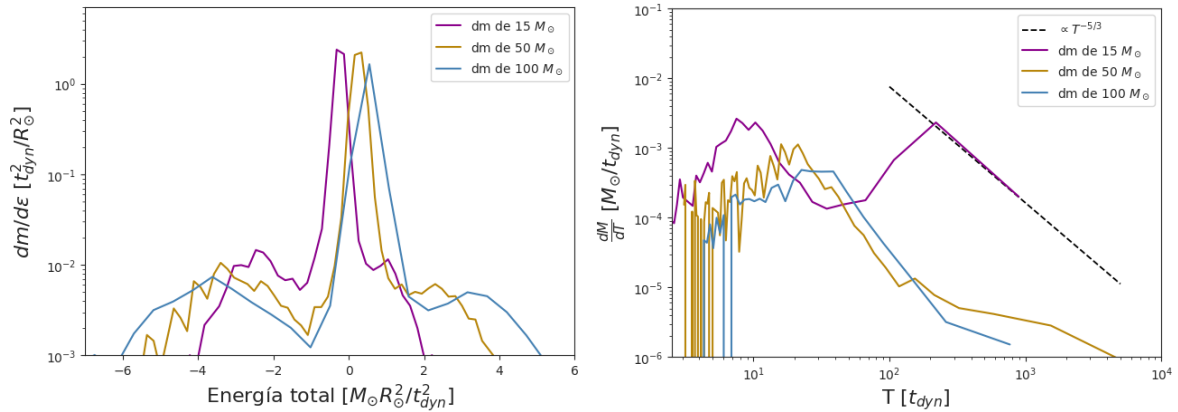
Distribución de masa en función del período orbital para una estrella perturbada por un núcleo de materia oscura de $15 M_\odot$.



Nota. Distribución de masa en función del período orbital $\frac{dM}{dT}$ para el caso de una estrella perturbada por un núcleo de materia oscura fermiónica de $15 M_\odot$, evaluada en cuatro instantes distintos de la simulación. El tiempo $t = 0$ corresponde al momento en que la estrella atraviesa el radio de marea del modelo de agujero negro ($R_{\tau\text{BH}}$), utilizado como referencia para comparar ambos escenarios. La línea punteada negra representa la pendiente teórica $\dot{M} \propto t^{-5/3}$, característica del régimen de acreción en eventos de disrupción de marea.

Figura 32

Distribuciones $dm/d\varepsilon$ y dM/dT para disrupciones de marea en núcleos de materia oscura de distintas masas.



Nota. Distribución de masa en función de la energía específica $dm/d\varepsilon$ (panel izquierdo) y del período orbital dM/dT (panel derecho) para disrupciones de una estrella por núcleos de materia oscura fermiónica de 15, 50 y $100 M_\odot$, evaluadas en el instante correspondiente al máximo de acreción t_{peak} de cada simulación. La línea punteada negra indica la pendiente teórica $\dot{M} \propto t^{-5/3}$, característica del régimen de acreción en eventos de disrupción de marea.

5. Conclusiones

El objetivo central de este trabajo fue analizar los TDEs en el centro galáctico considerando dos escenarios distintos para el objeto compacto: el modelo clásico de un SMBH y el modelo RAR. Este estudio buscó evaluar si ambos modelos pueden reproducir de manera consistente la disrupción de una estrella del cúmulo S, así como comparar las diferencias en las curvas de luz y en las distribuciones de energía asociadas al retorno de masa.

En la región del cúmulo S, se encuentran las estrellas mejor observadas alrededor de Sgr A* y los resultados muestran que ambos modelos producen dinámicas muy similares. La principal diferencia va en que el agujero negro corresponde a una masa puntual mientras que el núcleo fermiónico es un núcleo extendido. Sin embargo, en la región interna, el modelo RAR puede imitar con gran fidelidad el comportamiento de un agujero negro, pero a escalas mayores comienzan a manifestarse las discrepancias ligadas a la extensión del potencial.

Para alcanzar el objetivo de este trabajo, se implementaron simulaciones hidrodinámicas con el código GADGET-3, basado en el método de SPH. En el caso del SMBH se utilizó la descripción puntual del potencial newtoniano, mientras que para el modelo RAR se adaptó el código a fin de incluir el perfil de densidad extendido del núcleo fermiónico, calculando la masa acumulada, el potencial y la fuerza correspondientes. Las simulaciones finales se realizaron para estrellas modeladas con 10^5 partículas de gas ideal, con masas de 15, 50 y $100 M_{\odot}$, y órbitas parabólicas inicializadas a $5 r_{\tau BH}$, lo que permitió cubrir un rango representativo de configuraciones.

El análisis clásico de las curvas de luz mostró diferencias notables entre los dos modelos. En el caso del agujero negro, las curvas presentan picos más agudos y pronunciados, correspondientes a un retorno de masa más rápido y concentrado en el tiempo. En contraste, para el modelo RAR los picos aparecen desplazados y suavizados, reflejando que el potencial extendido redistribuye el material de forma menos abrupta y prolonga el intervalo temporal del retorno. Este resultado es consistente con la idea de que mientras el agujero negro concentra toda la masa en un punto, el núcleo fermiónico genera un efecto gravitacional más gradual.

El análisis de la distribución de energías reveló la presencia de picos y valles en ambos modelos. En nuestro caso, los valles se explican por las condiciones iniciales de órbitas estrictamente parabólicas, que enfatizan la acumulación de partículas con

energías similares en determinados intervalos.

Este estudio estuvo limitado por diversas simplificaciones necesarias para hacerlo computacionalmente viable. En primer lugar, todas las simulaciones se realizaron bajo un marco newtoniano, sin incluir efectos relativistas que serían relevantes en las cercanías del horizonte de eventos. Finalmente, por restricciones de tiempo de cómputo, no fue posible extender las simulaciones hasta la escala de masas de Sgr A* $\sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$, por lo que los resultados deben interpretarse como extrapolaciones controladas a partir de masas intermedias.

Como continuidad de este trabajo, sería deseable incorporar efectos relativistas y estudiar la formación del disco de acreción en ambas configuraciones, lo que permitiría obtener curvas de luz más realistas y compararlas directamente con observaciones. Asimismo, sería de gran interés extender las simulaciones a escalas de masas comparables a Sgr A* y evaluar diferencias observacionales entre SMBH y RAR en distintos rangos de energía electromagnética. Finalmente, el análisis de trayectorias estelares a mayores radios, donde el potencial RAR se aparta del comportamiento kepleriano, podría ofrecer predicciones claras que ayuden a distinguir observacionalmente entre un SMBH y un núcleo de materia oscura fermiónica.

Referencias Bibliográficas

- [1] Genzel R, Eisenhauer F, Gillessen S. The galactic center massive black hole and nuclear star cluster. *Rev Mod Phys.* 2010;82(1):3121-95.
- [2] Event Horizon Telescope Collaboration. First Sagittarius A* Event Horizon Telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole in the center of the Milky Way. *Astrophys J Lett.* 2022;930(2):L12.
- [3] Event Horizon Telescope Collaboration. First Sagittarius A* Event Horizon Telescope results. VII. Polarization of the ring. *Astrophys J Lett.* 2024;964(2):L25.
- [4] Vagnozzi S, Roy R, Tsupko OY, Medeiros L, Hamaus N, Allahyari A, et al. Horizon-scale tests of gravity theories and fundamental physics from the Event Horizon Telescope image of Sagittarius A*. *Class Quantum Grav.* 2023;40(16):165007.
- [5] Gómez G, Rodríguez JF. New non-Abelian Reissner-Nordström black hole solutions in the generalized SU(2) Proca theory and some astrophysical implications. *Phys Rev D.* 2023;108(2):024069.
- [6] Ruffini R, Argüelles CR, Rueda JA. On the core-halo distribution of dark matter in galaxies. *Mon Not R Astron Soc.* 2015;451(1):622-8.
- [7] Becerra-Vergara EA, Argüelles CR, Krut A, Rueda JA, Ruffini R. Geodesic motion of S2 and G2 as a test of the fermionic dark matter nature of our galactic core. *Astron Astrophys.* 2020;641:A34.
- [8] Argüelles CR, Krut A, Rueda JA, Ruffini R. Novel constraints on fermionic dark matter from galactic observables I: the Milky Way. *Phys Dark Universe.* 2018;21:82-9.
- [9] Argüelles CR, Becerra-Vergara EA, Rueda JA, Ruffini R. Fermionic dark matter: physics, astrophysics, and cosmology. *Universe.* 2023;9(4):197.
- [10] Kremer K, Lu W, Rodriguez CL, Lachat M, Raskin C, Lombardi JC, et al. Tidal disruptions of stars by black hole remnants in dense star clusters. *Astrophys J.* 2019;881(1):75.
- [11] Gezari S. Tidal disruption events. *Annu Rev Astron Astrophys.* 2021;59(1):21-58.

- [12] Komossa S, Bade N. The giant X-ray outbursts in NGC 5905 and IC 3599: follow-up observations and outburst scenarios. *Astron Astrophys.* 1999;343:775-87.
- [13] Hammerstein E, van Velzen S, Gezari S, Schulze S, Yao Y, Ward C, et al. The final season reimaged: 30 tidal disruption events from the ZTF-I survey. *Astrophys J.* 2023;942(1):9.
- [14] Rees MJ. Tidal disruption of stars by black holes of 10^6 – 10^8 solar masses in nearby galaxies. *Nature.* 1988;333:523-6.
- [15] Lodato G, King AR, Pringle JE. Stellar disruption by a supermassive black hole: is the light curve really proportional to $t^{-5/3}$? *Mon Not R Astron Soc.* 2009;392:332-40.
- [16] Bućar Bricman K, van Velzen S, Bellm EC. Rubin observatory's survey strategy performance for tidal disruption events. *Astrophys J Suppl Ser.* 2023;268(1):13.
- [17] Springel V, Yoshida N, White SDM. GADGET: a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations. *New Astron.* 2001;6(2):79-117.
- [18] Springel V. The cosmological simulation code GADGET-2. *Mon Not R Astron Soc.* 2005;364(4):1105-34.
- [19] Thorne KS, Blandford RD. *Modern classical physics: optics, fluids, plasmas, elasticity, relativity, and statistical physics.* Princeton: Princeton University Press; 2017.
- [20] Gezari S. The tidal disruption of stars by supermassive black holes. *Phys Today.* 2014;67(5):37-43.
- [21] Lopez M, Batta A, Ramirez-Ruiz E, Martinez I, Samsing J. Tidal disruptions of stars by binary black holes: modifying the spin magnitudes and directions of LIGO sources in dense stellar environments. *Astrophys J.* 2019;877(1):56.
- [22] Stone N, Sari R, Loeb A. Consequences of strong compression in tidal disruption events. *Mon Not R Astron Soc.* 2013;435(3):1809-24.
- [23] Guillochon J, Ramirez-Ruiz E. Hydrodynamical simulations to determine the outcome of tidal disruption events. *Astrophys J.* 2013;767(1):25.
- [24] Law-Smith J, MacLeod M, Guillochon J, Macias P, Ramirez-Ruiz E. Low-mass white dwarfs with hydrogen envelopes as a missing link in the tidal disruption menu. *Astrophys J.* 2017;841(2):132.
- [25] MacLeod M, Guillochon J, Ramirez-Ruiz E. The tidal disruption of giant stars and their contribution to the flaring supermassive black hole population. *Astrophys J.* 2012;757(2):134.

- [26] Mainetti D, Lupi A, Campana S, Colpi M, Coughlin ER, Guillochon J, et al. The fine line between total and partial tidal disruption events. *Astron Astrophys.* 2017;600:A124.
- [27] Clerici A, Gomboc A. A study on tidal disruption event dynamics around an Sgr A*-like massive black hole. *Astron Astrophys.* 2020;642:A111.
- [28] Evans CR, Kochanek CS. The tidal disruption of a star by a massive black hole. *Astrophys J Lett.* 1989;346:L13-6.
- [29] Lodato G, Rossi EM. Tidal disruptions by rotating supermassive black holes: effects on the fallback rate of debris. *Mon Not R Astron Soc.* 2011;410(1):359-67.
- [30] Holoien TWS, Prieto JL, Bersier D, Kochanek CS, Stanek KZ, Shappee BJ, et al. ASASSN-14ae: a tidal disruption event at 200 Mpc. *Mon Not R Astron Soc.* 2014;445(3):3263-77.
- [31] Holoien TWS, Kochanek CS, Prieto JL, Stanek KZ, Dong S, Shappee BJ, et al. ASASSN-14li: a model tidal disruption event. *Astrophys J.* 2016;827(2):127.
- [32] Clerici A, Gomboc A. A study on tidal disruption event dynamics around an Sgr A*-like massive black hole. *Astron Astrophys.* 2020;642:A111.
- [33] Ulmer A. Flares from the tidal disruption of stars by massive black holes. *Astrophys J.* 1999;514(1):180-7.
- [34] Begelman MC, Blandford RD, Rees MJ. Theory of extragalactic radio sources. *Rev Mod Phys.* 1984;56(2):255-351.
- [35] Komossa S. Tidal disruption of stars by supermassive black holes: status of observations. *J High Energy Astrophys.* 2015;7:148-57.
- [36] Guillochon J, Manukian H, Ramirez-Ruiz E. PS1-10jh: the disruption of a main-sequence star of near-solar composition. *Astrophys J.* 2014;783(1):23.
- [37] Gezari S, Chornock R, Rest A, Huber ME, Forster K, Berger E, et al. An ultraviolet–optical flare from the tidal disruption of a helium-rich stellar core. *Nature.* 2012;485:217-20.
- [38] van Velzen S, Holoien TWS, Onori F, Hung T, Sanyal A. Optical-ultraviolet tidal disruption events. *Space Sci Rev.* 2020;216(8):124.
- [39] Ryu T, Krolik J, Noble S. Tidal disruptions of main-sequence stars. I. Observable quantities and their dependence on stellar and black hole mass. *Astrophys J.* 2020;904(2):98.
- [40] van Velzen S, Gezari S, Hammerstein E, Roth N, Frederick S, Ward C, et al. Seventeen tidal disruption events from the first half of ZTF survey observations: entering a new era of population studies. *Astrophys J.* 2021;908(1):26.

- [41] Wiseman P, Wang Y, Sullivan M, Kelsey L, Shingles LJ, Magee MR, et al. Multiwavelength observations of the extraordinary accretion event AT2021lwx. *Mon Not R Astron Soc.* 2023;522(3):3992-4002.
- [42] Ghez AM, Salim S, Weinberg NN, Lu JR, Do T, Dunn JK, et al. Measuring distance and properties of the Milky Way's central supermassive black hole with stellar orbits. *Astrophys J.* 2008;689(2):1044-62.
- [43] Gillessen S, Plewa PM, Eisenhauer F, Sari R, Waisberg I, Habibi M, et al. An update on monitoring stellar orbits in the galactic center. *Astrophys J.* 2017;837(1):30.
- [44] Greene JE, Strader J, Ho LC. Intermediate-mass black holes. *Annu Rev Astron Astrophys.* 2020;58(1):257-312.
- [45] Mezcua M. Observational evidence for intermediate-mass black holes. *Int J Mod Phys D.* 2017;26(11):1730021.
- [46] Kormendy J, Ho LC. Coevolution (or not) of supermassive black holes and host galaxies. *Annu Rev Astron Astrophys.* 2013;51(1):511-653.
- [47] Woosley SE, Heger A, Weaver TA. The evolution and explosion of massive stars. *Rev Mod Phys.* 2002;74(4):1015-71.
- [48] Heger A, Fryer CL, Woosley SE, Langer N, Hartmann DH. How massive single stars end their life. *Astrophys J.* 2003;591:288-300.
- [49] Chandrasekhar S. The maximum mass of ideal white dwarfs. *Astrophys J.* 1931;74:81-2.
- [50] Volonteri M. Formation of supermassive black holes. *Astron Astrophys Rev.* 2010;18(3):279-315.
- [51] Begelman MC, Volonteri M, Rees MJ. Formation of supermassive black holes by direct collapse in pre-galactic haloes. *Mon Not R Astron Soc.* 2006;370:289-98.
- [52] Narayan R. Black holes in astrophysics. *New J Phys.* 2005;7:199.
- [53] Abbott BP, Abbott R, Abbott TD, Abernathy MR, Acernese F, Ackley K, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys Rev Lett.* 2016;116:061102.
- [54] Remillard RA, McClintock JE. X-ray properties of black-hole binaries. *Annu Rev Astron Astrophys.* 2006;44:49-92.
- [55] Orosz JA, McClintock JE, Aufdenberg JP, Remillard RA, Reid MJ, Narayan R, et al. The mass of the black hole in Cygnus X-1. *Astrophys J.* 2011;742(2):84.
- [56] Event Horizon Telescope Collaboration. First M87 Event Horizon Telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole. *Astrophys J Lett.* 2019;875(1):L1.

- [57] Event Horizon Telescope Collaboration. First M87 Event Horizon Telescope results. VII. Polarization of the ring. *Astrophys J Lett.* 2021;910(1):L12.
- [58] De Laurentis M, De Martino I, Della Monica R. The galactic center as a laboratory for theories of gravity and dark matter. *Rep Prog Phys.* 2023;86(10):104901.
- [59] Event Horizon Telescope Collaboration. First Sagittarius A* Event Horizon Telescope results. VIII. Physical interpretation of the polarized ring. *Astrophys J Lett.* 2024;964(2):L26.
- [60] Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv Phys Acta.* 1933;6:110-27.
- [61] Rubin VC, Ford WKJ. Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *Astrophys J.* 1970;159:379-403.
- [62] Planck Collaboration. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron Astrophys.* 2020;641:A6.
- [63] Clowe D, Bradač M, Gonzalez AH, Markevitch M, Randall SW, Jones C, et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys J Lett.* 2006;648(2):L109-13.
- [64] Massey R, Kitching T, Richard J. The dark matter of gravitational lensing. *Rep Prog Phys.* 2010;73(8):086901.
- [65] Madhavacheril MS, Sehgal N, Sherwin BD, Addison G, Battaglia N, Calabrese E, et al. Evidence of lensing of the cosmic microwave background by dark matter halos. *Phys Rev Lett.* 2015;114(15):151302.
- [66] Hinshaw G, Larson D, Komatsu E, Spergel DN, Bennett CL, Dunkley J, et al. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological parameter results. *Astrophys J Suppl Ser.* 2013;208(2):19.
- [67] Springel V, White SDM, Jenkins A, Frenk CS, Yoshida N, Gao L, et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature.* 2005;435:629-36.
- [68] Feng JL. Dark matter candidates from particle physics and methods of detection. *Annu Rev Astron Astrophys.* 2010;48:495-545.
- [69] Del Popolo A. Non-baryonic dark matter in cosmology. *AIP Conf Proc.* 2013;1548(1):2-63.
- [70] Argüelles CR, Ruffini R, Bianco CL, Rueda JA. On the distribution of dark matter in galaxies: quantum treatments. *J Korean Phys Soc.* 2014;65(6):801-6.
- [71] Navarro JF, Frenk CS, White SDM. A universal density profile from hierarchical clustering. *Astrophys J.* 1997;490:493-508.

- [72] Becerra-Vergara EA, Argüelles CR, Krut A, Rueda JA, Ruffini R. Hinting a dark matter nature of Sgr A* via the S-stars. *Mon Not R Astron Soc Lett.* 2021;505(1):L64-8.
- [73] Gingold RA, Monaghan JJ. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. *Mon Not R Astron Soc.* 1977;181(3):375-89.
- [74] Lucy LB. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *Astron J.* 1977;82:1013-24.
- [75] Price DJ. Smoothed particle hydrodynamics and magnetohydrodynamics. *J Comput Phys.* 2012;231(3):759-94.
- [76] Paxton B, Marchant P, Schwab J, Bauer EB, Bildsten L, Cantiello M, et al. Modules for experiments in stellar astrophysics (MESA): binaries, pulsations, and explosions. *Astrophys J Suppl Ser.* 2015;220(1):15.
- [77] Price DJ. SPLASH: an interactive visualisation tool for smoothed particle hydrodynamics simulations. *Publ Astron Soc Aust.* 2007;24(3):159-73.

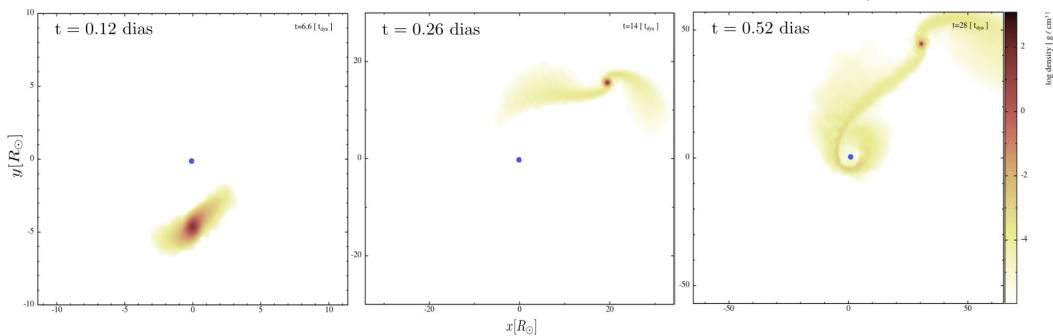
A. Simulaciones hidrodinámicas

Con el fin de complementar los resultados presentados en el cuerpo principal de este trabajo, en este apéndice se recopilan todas las simulaciones hidrodinámicas llevadas a cabo. El objetivo es documentar de manera ordenada las distintas configuraciones exploradas y dejar constancia de los escenarios considerados en la comparación entre el modelo de agujero negro supermasivo (SMBH) y el modelo de núcleo de materia oscura fermiónica (RAR).

En primer lugar, se presentan las simulaciones correspondientes al modelo de agujero negro. En la figura 33 se observa el caso de un SMBH de $100 M_{\odot}$, donde la estrella es progresivamente deformada hasta generar un flujo de escombros que rodea al objeto central. Posteriormente, en las figuras 34 y 35 se muestran los escenarios con agujeros negros de $1,000 M_{\odot}$ y $10,000 M_{\odot}$, respectivamente. Estos casos permiten ilustrar cómo el incremento de la masa central intensifica la fuerza de marea, produciendo disrupciones más rápidas y un transporte más eficiente del material hacia la región de acreción.

Figura 33

Disrupción de marea de una estrella por un agujero negro de $100 M_{\odot}$.

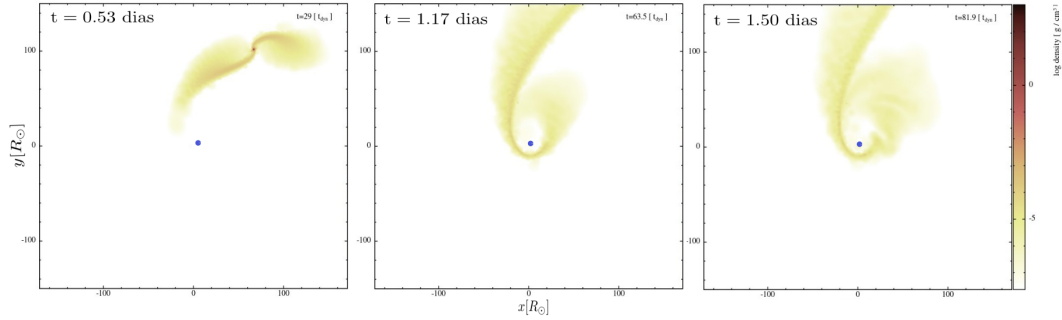


Nota. Contornos de densidad sobre el plano ecuatorial durante la disrupción de marea de una estrella de $1 M_{\odot}$ por un agujero negro de $100 M_{\odot}$ ubicado en el centro (punto azul) del sistema de coordenadas (x, y) . Cada panel representa un instante distinto de la simulación hidrodinámica.

En contraste, la figura 36 recoge un ejemplo representativo del modelo RAR, correspondiente a un núcleo fermiónico de $100 M_{\odot}$. A diferencia del caso puntual del agujero negro, el perfil extendido del núcleo modifica la dinámica de la disrupción, alterando la geometría de los escombros.

Figura 34

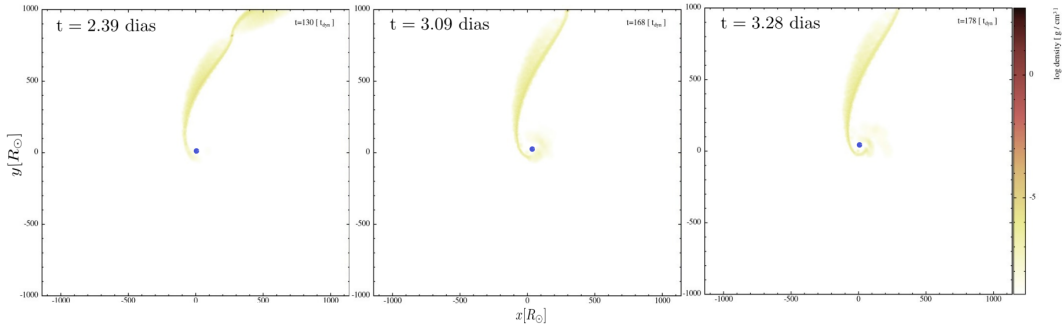
Disrupción de marea de una estrella por un agujero negro de $10^3 M_\odot$.



Nota. Contornos de densidad sobre el plano ecuatorial durante la disrupción de marea de una estrella de $1 M_\odot$ por un agujero negro de $10^3 M_\odot$. Cada panel muestra distintos instantes de la evolución de la simulación.

Figura 35

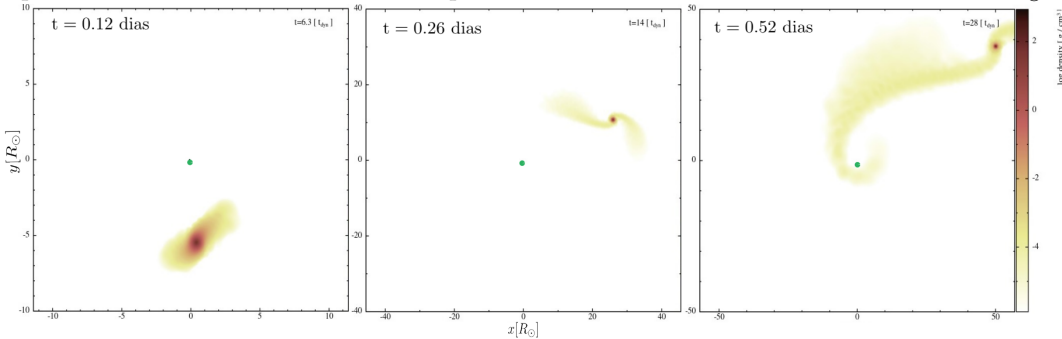
Disrupción de marea de una estrella por un agujero negro de $10^4 M_\odot$.



Nota. Contornos de densidad sobre el plano ecuatorial durante la disrupción de marea de una estrella de $1 M_\odot$ por un agujero negro de $10^4 M_\odot$. Cada panel corresponde a un instante distinto de la simulación.

Figura 36

Disrupción de marea de una estrella por un núcleo de materia oscura de $100 M_\odot$.



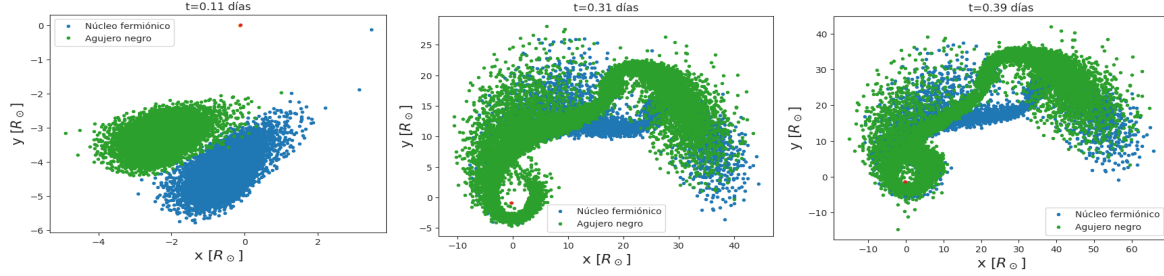
Nota. Contornos de densidad en el plano ecuatorial durante la disrupción de marea de una estrella de $1 M_\odot$ por un núcleo de materia oscura fermiónica de $100 M_\odot$ ubicado en el origen del sistema de coordenadas (punto verde).

Una comparación directa entre los dos modelos se presenta en la figura 37, donde se muestran simultáneamente los resultados de una disrupción por un objeto de

$50M_{\odot}$ en ambos escenarios: agujero negro (en azul) y núcleo fermiónico (en verde). Esta comparación evidencia diferencias en la distribución espacial de las partículas y en la evolución temporal de la disrupción.

Figura 37

Comparación entre los modelos de agujero negro y núcleo fermiónico para $50 M_{\odot}$.

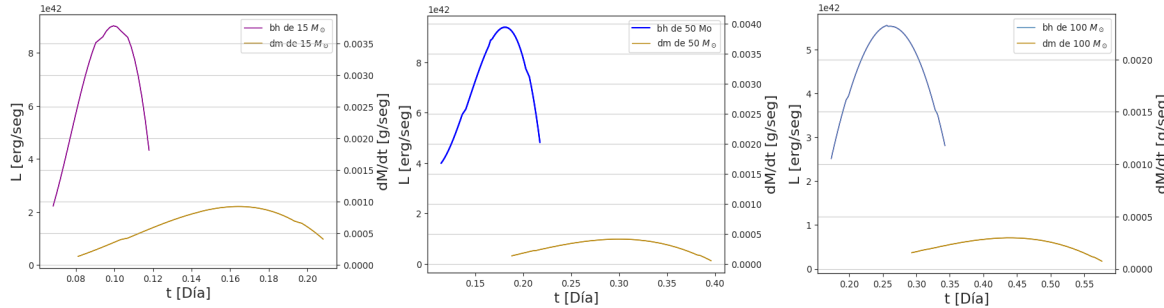


Nota. Distintos instantes de tiempo para un objeto central de $50 M_{\odot}$ comparando el modelo de agujero negro (azul) y el modelo RAR (verde), visualizados mediante la distribución de partículas de la simulación SPH.

Finalmente, la figura 38 presenta las curvas de luz asociadas a cada simulación, resumidas para masas de 15, 50 y $100M_{\odot}$. Allí se aprecia que aunque ambos modelos exhiben el decaimiento característico esperado en un TDE, el ritmo y la forma de las curvas difieren de manera sistemática.

Figura 38

Comparación de curvas de luz para diferentes masas del objeto central.

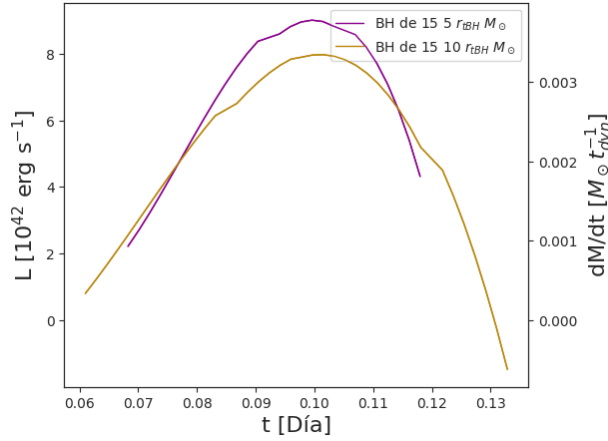


Nota. Comparación de las curvas de luz obtenidas en las simulaciones. El panel izquierdo corresponde a $15 M_{\odot}$, el panel central a $50 M_{\odot}$ y el panel derecho a $100 M_{\odot}$.

Con el fin de evaluar la influencia de la posición inicial de la estrella sobre la evolución del evento, se realizaron simulaciones adicionales para el caso del agujero negro de $15M_{\odot}$, variando la distancia inicial entre 5 y 10 veces el radio de marea ($R_{\tau BH}$). En la figura 39 se comparan las curvas de luz obtenidas para ambos escenarios. Se observa que la diferencia en la evolución general de la luminosidad no es significativa: el caso con una posición inicial más alejada presenta un máximo de luminosidad ligeramente menor y un desplazamiento temporal leve del pico. No obstante, el tiempo de cómputo requerido aumenta considerablemente al incrementar la distancia inicial, debido a que la trayectoria estelar se prolonga antes del paso por el periastro.

Figura 39

Curvas de luz para distintas posiciones iniciales de la estrella.

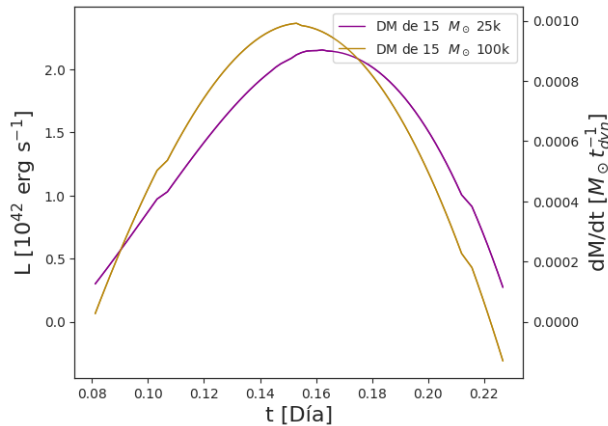


Nota. Curvas de luz para una estrella perturbada por un agujero negro de $15 M_{\odot}$, considerando posiciones iniciales de $5R_{\tau \text{BH}}$ y $10R_{\tau \text{BH}}$. Se muestra la luminosidad L (eje izquierdo) y la tasa de acreción \dot{M} (eje derecho).

Por otro lado, con el fin de analizar la influencia de la resolución numérica en los resultados, se realizaron simulaciones adicionales para el modelo RAR con un mismo sistema estelar de $15M_{\odot}$, variando el número de partículas de gas ideal que representan la estrella. En la figura 40 se comparan las curvas de luz obtenidas con resoluciones de 25k y 100k partículas. El incremento en el número de partículas permite una mejor resolución espacial del fluido y una descripción más continua de la redistribución de masa durante la disrupción. Aunque ambas curvas siguen la misma tendencia general, la simulación con 100k partículas presenta una variación más suave en la luminosidad y una mejor definición del máximo, lo que evidencia la sensibilidad del método SPH a la resolución numérica.

Figura 40

Influencia de la resolución numérica en las curvas de luz.



Nota. Curvas de luz obtenidas para un sistema con núcleo fermiónico y una estrella de $15 M_{\odot}$, utilizando resoluciones de 25k y 100k partículas de gas.