

La corriente estelar de Sagitario inmersa en un halo de materia oscura fermiónica

S. Collazo^{1,2}, M.F. Mestre² & C.R. Argüelles^{2,3}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

³ *International Center for Relativistic Astrophysics Network, Italia*

Received: 09 February 2024 / Accepted: 05 April 2024

©The Authors 2024

Resumen / Bajo el supuesto de que la materia oscura es una partícula fermiónica neutra distribuida a escalas galácticas según el modelo Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR), se evaluó si un modelo de física de primeros principios como este es capaz de reproducir las observaciones 6D de la corriente estelar de Sagitario que orbita en la Vía Láctea. La predicción de esta corriente estelar (es decir, brazo anterior, brazo posterior y cuerpo principal) se realizó utilizando un algoritmo de *spray*, dentro del cual se definieron los componentes bariónicos y de materia oscura tanto del huésped como del progenitor. En un escenario como este, se demuestra que un modelo de halo fermiónico en simetría esférica es capaz de reproducir las características principales de la corriente estelar.

Abstract / Under the assumption that dark matter is a neutral fermionic particle distributed on galactic scales according to the Ruffini-Argüelles-Rueda (RAR) model, it was evaluated whether a first principle physics model of this kind is capable of reproducing the 6D observations of the stellar stream of Sagittarius orbiting the Milky Way. The prediction of this stellar stream (i.e. leading arm, trailing arm and main body) was carried out using a *spray* algorithm, within which the baryonic and dark mass components of the host and progenitor were defined. Under a scenario like this, it is demonstrated that such a spherically symmetric fermionic-halo model is capable of reproducing the main features of the stream.

Keywords / dark matter — Galaxy: halo — galaxies: individual (Milky Way, Sagittarius dSph)

1. Introducción

Las corrientes estelares son excelentes trazadoras del potencial gravitatorio de la Galaxia. Esto se debe, en parte, a que desde hace casi dos décadas se posee acceso a un conjunto completo de datos en el espacio de fases 6D de las estrellas que los componen, incluyendo posiciones en la esfera celeste, movimientos propios, velocidades radiales y distancias (ver e.g. Ibata et al., 2020; Mateu, 2023). A su vez, debido a la trayectoria de algunos progenitores, las estrellas eyectadas pueden tener distancias apocéntricas que exceden a aquellas asociadas a los trazadores de la curva de rotación Galáctica, incluso fuera del plano del disco, convirtiendo a las corrientes estelares en buenas trazadoras del potencial gravitatorio de la Vía Láctea a grandes escalas. En particular, la corriente de Sagitario, desde su primer detección en todo el plano del cielo en Majewski et al. (2003a), ha sido un trazador fundamental para poner restricciones a distintos modelos de materia oscura. Estos incluyen desde variantes de modelos provenientes de simulaciones cosmológicas dentro del paradigma de la materia oscura fría (Law et al., 2005), hasta modelos puramente fenomenológicos con simetría triaxial (Law & Majewski, 2010), entre otros.

Sin embargo, como fue remarcado en Law & Majewski (2010), existe una dificultad clara en reconciliar los modelos triaxiales que mejor ajustan los datos con aquellos asociados a la materia oscura fría, limitando

el acceso a una comprensión de la naturaleza y masa de esta última. Así, en este trabajo y por primera vez en la literatura, se modelizará la corriente de Sagitario utilizando un modelo de materia oscura basado en física de primeros principios cuyos perfiles de densidad dependen de la masa del candidato de materia oscura e incluyen la naturaleza cuántica de la misma. Este modelo se denomina en la literatura como el modelo RAR (Ruffini et al., 2015), en particular su versión extendida (Argüelles et al., 2018, 2021), el cual modeliza los halos de materia oscura como un sistema autogravitante de fermiones neutros en el marco de la Relatividad General. Muy poca investigación ha sido desarrollada en esta dirección a la fecha, pudiendo citar el trabajo de materia oscura bosónica de Robles et al. (2015) el cual estudió efectos de marea en galaxias enanas hipotéticas como satélites de nuestra Galaxia, sin contrastar con datos reales.

La solución más general para los perfiles RAR presentan una morfología del tipo *núcleo compacto-halo dividido*, donde el núcleo compacto y denso está gobernado por degeneración fermiónica y puede funcionar como alternativa a los agujeros negros supermasivos en los centros galácticos (Argüelles et al., 2018, 2019). Siendo un perfil semi-analítico proveniente de la integración de ecuaciones de equilibrio, estos halos fermiónicos cubren escalas radiales que van desde fracción de miliparsec (donde los fermiones están en un régimen degene-

rado) hasta el borde galáctico. El modelo RAR ha sido aplicado a la Vía Láctea, explicando su curva de rotación (Argüelles et al., 2018; Argüelles & Collazo, 2023) y al mismo tiempo, por medio del núcleo compacto de materia oscura, ha podido reproducir las órbitas de las estrellas S que orbitan SgrA* en el centro de nuestra Galaxia (Becerra-Vergara et al., 2021). En este trabajo se mostrará que este modelo de halo de materia oscura, en conjunto con una componente bariónica, pueden reproducir las características principales de la corriente estelar de Sagitario que orbita nuestra Galaxia.

2. Observaciones

Las observaciones utilizadas en este trabajo fueron tomadas de Ibata et al. (2020) y constan de un mapa 6D de las estrellas que componen la corriente estelar eyectada por la galaxia esferoidal enana de Sagitario (Sgr dSph). En el espacio de las velocidades, los datos se componen de las dos componentes del movimiento propio y una componente de velocidad en dirección radial. Los datos correspondientes al espacio de las configuraciones corresponden a las coordenadas cartesianas de 3500 estrellas RR Lyrae. En Ibata et al. (2020) se utilizaron los datos de Gaia DR2 y se redujeron con la ayuda del algoritmo STREAMFINDER (Malhan & Ibata, 2018). El número de estrellas filtradas resultó ser de $\sim 2 \times 10^5$. Posteriormente, a la distribución de estrellas en el espacio de las velocidades le ajustaron una función analítica para representar los movimientos propios y las velocidades radiales (ver Ec. (1) de Ibata et al., 2020).

Los datos de las estrellas filtradas se representaron en el sistema de coordenadas heliocéntrico de Sgr, con longitudes y latitudes (A_{\odot}, B_{\odot}) , respectivamente. Este sistema se propuso originalmente en Majewski et al. (2003b), aunque en Ibata et al. (2020) se utilizó la convención sugerida por Koposov et al. (2012) de invertir el eje de las latitudes respecto a la definición original. Como resultado, el plano ecuatorial de este sistema de coordenadas tiene como polo norte aquel punto con coordenadas galactocéntricas $(l, b) = (93.8^{\circ}, 13.5^{\circ})$. Por otro lado, se ha elegido la convención de longitudes positivas en la dirección del brazo anterior de la corriente de estrellas, mientras que el origen de las longitudes coincide con el centro del perfil de King ajustado al cuerpo principal del progenitor.

3. Potencial galáctico y algoritmo de *spray*

Se modelará el potencial gravitatorio de la Vía Láctea a través de una componente bariónica y una de materia oscura. La primera está compuesta de un bulbo central tipo esfera de Plummer y dos discos de Miyamoto-Nagai (Miyamoto & Nagai, 1975), correspondientes a un disco fino y un disco grueso. Las fórmulas vienen dadas, respectivamente, por las expresiones:

$$\Phi_{\text{P}}(r) = -\frac{GM_{\text{P}}}{\sqrt{r^2 + b_{\text{P}}^2}}, \quad (1)$$

$$\Phi_{\text{MN}}(R, z) = -\frac{GM_{\text{MN}}}{\sqrt{R^2 + \left(a_{\text{MN}} + \sqrt{z^2 + b_{\text{MN}}^2}\right)^2}}. \quad (2)$$

En las fórmulas anteriores, r es la distancia galactocéntrica, R es la distancia radial galactocéntrica, z es la coordenada perpendicular al plano galactocéntrico y a_{MN} , b_{MN} y b_{P} son factores de escala. Por otro lado M_{P} y M_{MN} son las masas del bulbo y del disco, respectivamente. Todos los parámetros libres de la componente bariónica fueron tomados de Pouliaxis et al. (2017).

Con respecto al halo de materia oscura, se seguirá el modelo enunciado en la introducción (modelo RAR extendido), que consiste en la suposición de que esta componente está formada de un sistema autogravitante de fermiones neutros en un marco general relativista. La descripción detallada del mismo puede seguirse de Argüelles et al. (2018). Lo más importante a destacar es que es un modelo basado en física de primeros principios el cual utiliza un enfoque mecánico estadístico y la definición de una función de distribución del espacio de las fases de granulado grueso para describir el sistema de partículas. Esta función es del tipo Fermi-Dirac e incluye la física del principio de exclusión de Pauli y la evaporación de partículas del sistema. Las ecuaciones a resolver son la ecuación de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) en conjunto con ecuaciones de estado que resultan de integrar la función de distribución en el espacio de momentos. Así, el modelo RAR depende de 4 parámetros libres, que son la masa m del fermión y tres parámetros que describen las propiedades termodinámicas del sistema, a ser el parámetro de degeneración θ_0 , el parámetro de energía corte W_0 y el parámetro de temperatura β_0 .

El halo de materia oscura de la Vía Láctea consistirá en el modelo RAR ajustado en Becerra-Vergara et al. (2020, 2021) con una masa del fermión de $m = 56$ keV, cuyo perfil de materia oscura, que puede verse en la Fig. 1, desarrolla una morfología tipo *núcleo denso-halo diluido*. El núcleo denso y compacto, que reemplaza a la suposición tradicional de un agujero negro supermasivo, es capaz de reproducir las órbitas de las estrellas del cúmulo S ubicadas en la región de Sgr A* Becerra-Vergara et al. (2021). A su vez, el halo diluido es capaz de reproducir la curva de rotación de la Galaxia.

Por otro lado, se ha demostrado en Gibbons et al. (2014) que la presencia del campo gravitatorio del progenitor en las estrellas eyectadas es necesaria para reproducir correctamente a la corriente de estrellas de Sgr. Por ello, modelaremos al campo gravitatorio del progenitor como el ejercido por una componente bariónica y un halo de materia oscura RAR. El agregar una componente oscura adicional a los bariones fue sugerido en Vasiliev & Belokurov (2020), ya que discuten sobre el hecho de que una componente bariónica sola no es suficiente para poder reproducir todas las observaciones. Así, se utilizará una esfera de Plummer de $M_{\text{P,Sgr}} = 10^8 M_{\odot}$ y una longitud de escala de $b_{\text{Sgr}} = 0.3$ kpc para modelar a la componente bariónica del progenitor. Con respecto a la distribución de materia oscura del satélite, se considerarán dos puntos del perfil de masa acumulada para ajustar al progenitor una distribución de materia oscura RAR. Estos son $(1.2 \pm 0.6) \cdot 10^8 M_{\odot}$ a 1.55 kpc del centro de Sgr y $(4.5 \pm 0.67) \cdot 10^8 M_{\odot}$ a 4 kpc. El primer dato fue tomado de Walker et al. (2009), mientras que el segundo de Vasiliev & Belokurov (2020). Los valores de los parámetros libres del modelo están detallados en

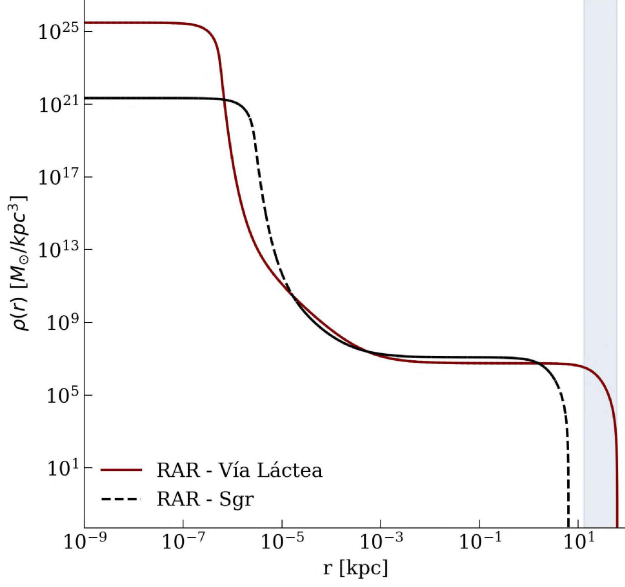


Fig. 1. Perfil de densidad de materia oscura para el halo de la Vía Láctea y el correspondiente a la galaxia de Sagitario, según se indica en el texto principal. En ambos casos, se puede ver la misma morfología, un núcleo compacto de materia oscura en la escala del miliparsec que decae abruptamente para dar lugar al halo diluido. Luego, ambos perfiles caen de manera politrópica en el límite del sistema. La región sombreada corresponde a los límites en donde se mueve el progenitor de la corriente estelar.

la Tabla 1, implicando una masa total del progenitor de $\approx 9 \times 10^8 M_\odot$.

El algoritmo a utilizar para generar la predicción de la corriente estelar de Sgr será un algoritmo estilo *spray*, el cual es un generador de condiciones iniciales en el espacio de las fases para las estrellas eyectadas del satélite, a medida que este recorre su órbita en torno a la galaxia huésped. La referencia de dicho algoritmo es Gibbons et al. (2014). Se modelará la eyección de las estrellas desde los puntos L1 y L2 de Lagrange, la posición de los cuales, a su vez, será aproximada a una distancia r_t desde el centro del progenitor, en la dirección de la recta que une el centro del satélite con el centro de la Vía Láctea. La variable r_t se conoce como *radio de marea*, y su expresión será tomada del trabajo de Gajda & Lokas (2016). Las estrellas serán eyectadas con una velocidad muestreada aleatoriamente de una distribución gaussiana multivariable, con media igual a la velocidad instantánea del satélite al momento de la eyección, y como dispersión se tomará al tensor de dispersión de velocidades del progenitor, el cual será tomado como isotrópico.

Para llevar a cabo el proceso de eyección, se debe integrar la órbita del progenitor hacia atrás en el tiempo para luego hacerla evolucionar nuevamente hacia el presente, pero esta vez liberando un par de estrellas desde los puntos de Lagrange cada un intervalo fijo de tiempo. Las condiciones iniciales en posición y velocidad del satélite para la integración hacia el pasado fueron tomadas de Gibbons et al. (2014) y Vasiliev & Belokurov (2020). Posteriormente, la órbita de cada estrella

Tabla 1. Parámetros libres de los modelos RAR. En el caso del halo de la Vía Láctea, son los parámetros que ajustan las observaciones de las trayectorias de las estrellas del cúmulo S (Becerra-Vergara et al., 2020, 2021). Con respecto a Sgr, estos son los parámetros que ajustan el halo a las mediciones mencionadas en esta sección.

Parámetro	RAR - Vía Láctea	RAR - Sgr
mc^2 [keV]	56	56
θ_0	37.766	31.611
W_0	66.341	56.065
β_0	$1.198 \cdot 10^{-5}$	$2.436 \cdot 10^{-8}$

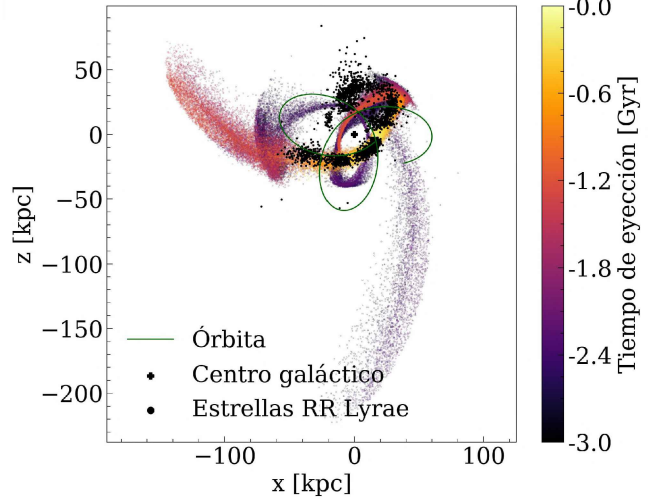


Fig. 2. Corriente estelar de Sgr proyectada en el plano xz del sistema de coordenadas galactocéntrico.

liberada es integrada por el algoritmo, en el potencial conjunto de la Vía Láctea y el satélite en movimiento. Se liberarán $\sim 10^5$ estrellas a lo largo de todo el recorrido, cuyas órbitas serán integradas hasta el presente. La configuración final que presenten todas las estrellas eyectadas será la que se analizará en la siguiente sección.

4. Resultados y conclusiones

La corriente estelar eyectada por la galaxia esferoidal enana de Sgr se puede ver en las Figs. 2 a 6. En todas ellas, la barra de color codifica los tiempos de eyección de cada estrella, correspondiendo el 0 al tiempo actual.

Lo más importante a destacar es la capacidad de los halos esféricos de materia oscura fermiónica, en reproducir las características más importantes de la corriente de estrellas, y al mismo tiempo explicar la dinámica de las estrellas S que orbitan el centro Galáctico y la curva de rotación Galáctica. En el espacio de las configuraciones (Figs. 2 y 3), se puede distinguir que la distribución de estrellas eyectadas sigue la misma tendencia que las observaciones. Además, si bien hay algunas diferencias, hay que recordar que el número de estrellas RR Lyrae es mucho menor al de estrellas eyectadas con el algoritmo de *spray*.

Con respecto al espacio de las velocidades, se puede ver en las Figs. 4–6 como el brazo anterior de la corriente ($\Lambda_\odot > 0$) es bien reproducido por el modelo de poten-

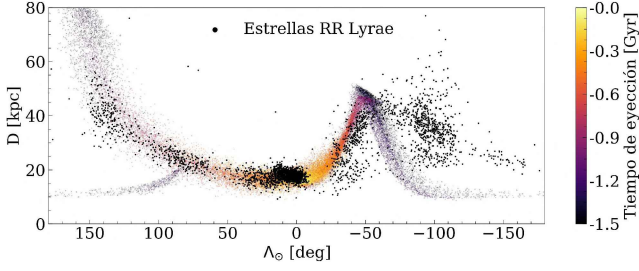


Fig. 3. Corriente estelar de Sgr representada en el espacio de la distancia como función de la longitud.

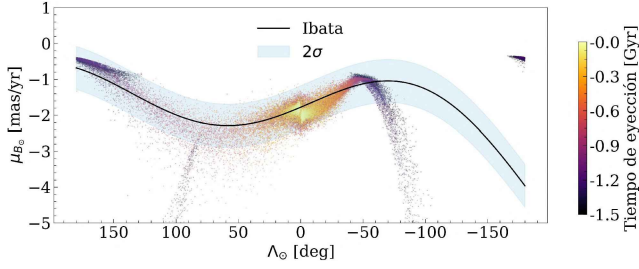


Fig. 4. Componente B_{\odot} del movimiento propio de las estrellas eyectadas como función de la longitud Λ_{\odot} . La línea sólida negra representa las observaciones descritas en la Sec. 2.

cial gravitatorio. Este entra dentro de los límites de 2σ de probabilidad de pertenencia (región sombreada) de las imágenes correspondientes. Por otro lado, el brazo posterior ($\Lambda_{\odot} < 0$) no logra ser reproducido en su totalidad con ninguna de las tres variables. Esto se debe, según fue ampliamente estudiado en el pasado, a que halos en simetría esférica no logran reproducir de manera completa la corriente de Sgr (Helmi, 2004; Johnston et al., 2005; Law & Majewski, 2010), no siendo el halo fermiónico la excepción.

Como conclusión, en este trabajo se ha demostrado que un modelo de halo de materia oscura fermiónica, basado en física de primeros principios, es capaz de reproducir, en buena medida, observables de la Vía Láctea en todas las escalas. Esto no se ha logrado antes por ningún otro modelo. El éxito (parcial) del modelo RAR utilizado en este trabajo, se debe a que la masa total encerrada entre ~ 12 kpc y ~ 80 kpc se condice con los valores inferidos en el trabajo de Gibbons et al. (2014) obtenidos de reproducir la distancia apocéntrica observada de los

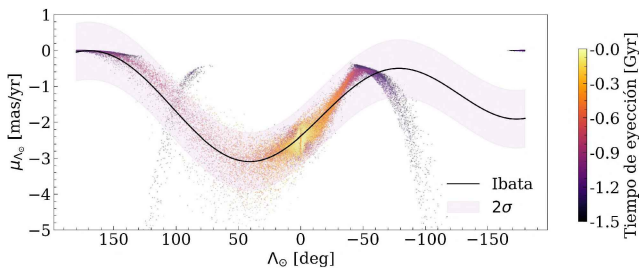


Fig. 5. Componente Λ_{\odot} del movimiento propio de las estrellas eyectadas como función de la longitud Λ_{\odot} . La línea sólida negra representa las observaciones descritas en la Sec. 2.

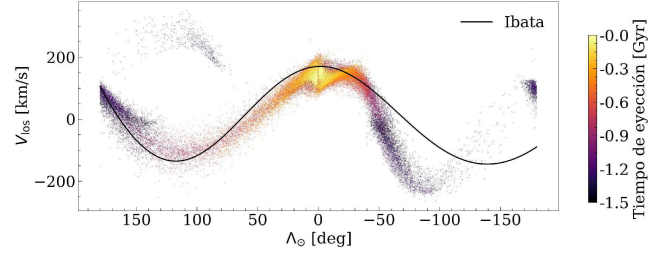


Fig. 6. Velocidad en la línea de la visual de las estrellas eyectadas como función de la longitud Λ_{\odot} . La línea sólida negra representa las observaciones descritas en la Sec. 2.

brazos posterior y anterior junto con el ángulo de precesión.

Como contraparte, resta perfeccionar el modelo de potencial gravitatorio bajo el cual está sujeta la corriente de estrellas, siendo el paso a seguir más relevante, el de incorporar la presencia de la Nube Mayor de Magallanes, según se demostró en Vasiliev et al. (2021).

Referencias

- Argüelles C.R., Collazo S., 2023, *Universe*, 9, 372
 Argüelles C.R., et al., 2018, *Physics of the Dark Universe*, 21, 82
 Argüelles C.R., et al., 2019, *Physics of the Dark Universe*, 24, 100278
 Argüelles C.R., et al., 2021, *MNRAS*, 502, 4227
 Becerra-Vergara E.A., et al., 2020, *A&A*, 641, A34
 Becerra-Vergara E.A., et al., 2021, *MNRAS*, 505, L64
 Gajda G., Lokas E.L., 2016, *ApJ*, 819, 20
 Gibbons S.L.J., Belokurov V., Evans N.W., 2014, *MNRAS*, 445, 3788
 Helmi A., 2004, *ApJL*, 610, L97
 Ibata R., et al., 2020, *The Astrophysical Journal*, 891, L19
 Johnston K.V., Law D.R., Majewski S.R., 2005, *ApJ*, 619, 800
 Koposov S.E., et al., 2012, *ApJ*, 750, 80
 Law D.R., Johnston K.V., Majewski S.R., 2005, *ApJ*, 619, 807
 Law D.R., Majewski S.R., 2010, *ApJ*, 714, 229
 Majewski S.R., et al., 2003a, *ApJ*, 599, 1082
 Majewski S.R., et al., 2003b, *ApJ*, 599, 1082
 Malhan K., Ibata R.A., 2018, *MNRAS*, 477, 4063
 Mateu C., 2023, *MNRAS*, 520, 5225
 Miyamoto M., Nagai R., 1975, *PASJ*, 27, 533
 Pouliaxis E., Di Matteo P., Haywood M., 2017, *A&A*, 598, A66
 Robles V.H., et al., 2015, *ApJ*, 810, 99
 Ruffini R., Argüelles C.R., Rueda J.A., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451, 622
 Vasiliev E., Belokurov V., 2020, *MNRAS*, 497, 4162
 Vasiliev E., Belokurov V., Erkal D., 2021, *MNRAS*, 501, 2279
 Walker M.G., et al., 2009, *ApJ*, 704, 1274