



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS ASTRONÓMICAS Y GEOFÍSICAS DE LA PLATA

**FORMACIÓN, EVOLUCIÓN Y DETECCIÓN DE PLANETAS DE TIPO
TERRESTRE EN EL LÍMITE SUBESTELAR**

Tesis para obtener el grado académico de Doctora en Astronomía

LIC. MARIANA B. SÁNCHEZ

Director: Dr. Gonzalo Carlos de Elía (UNLP)

Co-Director: Dr. Juan José Downes (UdelaR)

La Plata, Argentina.

Agosto, 2022

UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS ASTRONÓMICAS Y GEOFÍSICAS DE LA PLATA

**FORMACIÓN, EVOLUCIÓN Y DETECCIÓN DE PLANETAS DE TIPO
TERRESTRE EN EL LÍMITE SUBESTELAR**



Lic. Mariana B. Sánchez



Dr. Gonzalo Carlos de Elía

Director
(UNLP)

Dr. Juan José Downes

Co-Director
(Udelar)



Dr. Daniel Carpintero

Pte. del Jurado
(UNLP)

Dr. Tabaré Gallardo

Jurado
(Udelar)

Dr. Julio Fernández

Jurado
(Udelar)

PREFACIO

Esta Tesis es presentada en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Doctora en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los estudios desarrollados bajo la dirección del Dr. Gonzalo C. de Elía del Instituto de Astrofísica de La Plata y la codirección del Dr. Juan José Downes, de la Universidad de la República, Uruguay, entre los años 2017 y 2022.

Lic. Mariana B. Sánchez
msanchez@fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, agosto de 2022

ORIGINALIDAD

Las ideas, desarrollos, programas de computación y resultados obtenidos son exclusivos del autor y de los directores de la Tesis, salvo que se haga expresa mención al respecto.

Los resultados de este trabajo fueron obtenidos mediante el desarrollo de nuevos modelos numéricos y programas computacionales escritos en distintos lenguaje de programación para un estudio pormenorizado de la formación, evolución y detección de planetas de tipo terrestre orbitando un objeto cercano al límite subestelar. Los mismos fueron presentados en tres publicaciones: una en una revista nacional y dos en una revista internacional, las cuales se citan a continuación:

- *Tidal effects in potentially habitable planets at the sub-stellar mass limit*
Sánchez M., de Elía G., y Downes J Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, 61C, 72 (2020)
- *Tidal and general relativistic effects in rocky planet formation at the substellar mass limit using N-body simulations*
Sánchez M., de Elía G., y Downes J. J., Astronomy & Astrophysics, 637, A78 (2020)
- *Gas disk interactions, tides and general relativistic effects in rocky planet formation at the sub-stellar mass limit*
Sánchez M., de Elía G., y Downes J. J., Astronomy & Astrophysics, 663, A20 (2022)

Resumen

En esta Tesis Doctoral estudiamos la formación, evolución y probabilidad de detección de planetas de tipo terrestre orbitando objetos de masa $0,08 M_{\odot}$ cercana al límite subestelar. Para estudiar el proceso de formación y evolución planetaria en tales sistemas, desarrollamos experimentos numéricos haciendo uso de un código de N -cuerpos preexistente, al cual modificamos incluyendo de manera secuencial efectos relevantes a los escenarios de trabajo.

En una primera instancia, analizamos los procesos de formación y evolución planetaria posteriores a la disipación del gas en el disco. Para ello, se incluyó en el código de N -cuerpos los efectos de marea con la contracción y evolución del período de rotación del objeto central, y efectos de relatividad general. El resultado más importante es que ambos efectos juegan un rol primario en la evolución de los sistemas ya que permiten la supervivencia de planetas de tipo terrestre en órbitas compactas cercanas al objeto central e incluso dentro de la zona habitable.

En una segunda instancia, analizamos la formación y evolución planetaria incluyendo etapas tempranas en las que está presente un disco de gas y etapas posteriores a la disipación del disco. Para la interacción entre los embriones planetarios y el gas del disco adoptamos dos prescripciones diferentes e independientes de la literatura que fueron incluidas en el código de N -cuerpos que previamente modificamos incluyendo los efectos de marea y relatividad general. La estructura del disco de gas es descrita a partir de perfiles radiales de densidad superficial, temperatura y altura. Los resultados indican que las propiedades físicas y orbitales de los planetas dependen fuertemente de la prescripción utilizada para modelar la interacción entre los embriones y el gas. Sólo una prescripción permite la supervivencia de planetas en la zona habitable y, además, da lugar a una distribución de cociente de períodos orbitales de planetas adyacentes que es consistente con la derivada a partir de exoplanetas de tipo terrestre observados alrededor de estrellas con masas $M_{\star} < 0,14 M_{\odot}$.

Finalmente calculamos la probabilidad de detección de los sistemas simulados y de los pocos planetas terrestres observados en torno a objetos cercanos al límite subestelar. Para ello desarrollamos un código que simula tránsitos, cambios en velocidad radial y en movimiento propio de estrellas debido a la interacción con sus sistemas planetarios e incluyendo valores realistas de errores y muestreo temporal. Empleamos un análisis de frecuencias básico para la detección de planetas. Para estrellas a distancias $d \leq 12$ pc los resultados muestran que el método de velocidad radial es el más eficiente y permite la detección de 100 % de sistemas como los observados y de hasta 85 % para los sistemas simulados. Con el método de tránsito se detecta 2 % de los sistemas observados y 1 % de los sistemas simulados. Los resultados muestran que el método de movimientos propios no es capaz todavía de detectar los sistemas de interés pero calculamos que lo será con los datos de Gaia DR5.

Entender la formación y evolución de planetas terrestres en el límite subestelar es fundamental para estimar el número de planetas habitables en la Galaxia. Esta tesis aporta resultados relevantes para el tratamiento teórico de estos sistemas y ofrece estimaciones realistas sobre la detección de las contrapartes observacionales.

Dedicada a todos los curiosos y curiosas que sueñan con descubrir y entender el maravilloso universo en el que vivimos

AGRADECIMIENTOS

Agradezco a mis directores de Tesis Gonzalo y Juan por su apoyo y dedicación a lo largo de estos años tanto en lo laboral como en lo personal.

A los miembros del jurado por su tiempo y sus comentarios constructivos para este trabajo.

A los docentes y compañeros que he tenido en esta facultad por todo lo que he aprendido en este tiempo.

A los docentes y compañeros que tuve en las distintas escuelas y encuentros a los que asistí en distintos lugares, en donde disfruté de un gran intercambio cultural y conocí gente que llevo conmigo.

A Álvaro por su buena predisposición y enseñanza hacia finales de mi doctorado y por su apoyo en proyectos futuros.

A mi mamá y mi papá por todo el apoyo incondicional que tuvieron y tienen conmigo en cada paso que doy, sea donde sea que esté apoyando siempre mis sueños. Los amo.

A mi hermana, que es de los regalos más lindos que me dio la vida, y quien me acompaña en todo momento con un cariño enorme. Te adoro con el alma.

A mi compañero de vida, de aventuras, de sueños, quien me acompaña en todo momento más allá de las distancias, de quien aprendí mucho, y me ayudó a perder el miedo, confiar en mi y perseguir mis sueños. Te amo Murat.

A todos los amigos que me dio la vida que me acompañan siempre. En especial a quienes conocí al comienzo de esta carrera que se convirtieron en mi familia y a quienes quiero muchísimo.

A mis tios y primos de acá y de lejos que llevo en mi corazón. A mi familia del alma, tios Silvia, Adolfo y Pablo por estar siempre presente. En especial a mis abuelos, mi tía Gaby, tía

Ana y tío Tony que hoy me acompañan desde el cielo pero que fueron pilares fundamentales en mi vida y que extrañaré siempre.

Los sueños se cumplen con paciencia y esfuerzo, pero fundamentalmente gracias al amor incondicional de las personas que nos acompañan. Gracias a todas ellas por estar.

Mariana

CONTENIDO

Prefacio	II
Originalidad	III
Resumen	IV
Agradecimientos	VI
Índice de figuras	X
Índice de tablas	XII
Introducción	XIV
1. Consideraciones generales	1
1.1. Antecedentes teóricos	1
1.1.1. Teoría de formación planetaria	1
1.1.2. Concepto de zona habitable	6
1.1.3. Formación de planetas en el límite subestelar	8
1.2. Antecedentes observacionales	9
1.2.1. Métodos de detección	9
1.2.2. Distribución de exoplanetas	12

1.2.3. Exoplanetas en el límite subestelar	13
2. Modelos y método numérico de formación y evolución planetaria	16
2.1. Código de N -cuerpos	16
2.2. Modelado de los efectos de marea	18
2.2.1. Términos de distorsión y disipación por mareas	18
2.2.2. Simulaciones numéricas de prueba	23
2.3. Modelado de efectos de Relatividad General	26
2.3.1. Simulación numérica de prueba	27
2.4. Modelo del disco de gas	28
2.4.1. Estructura del disco de gas	29
2.4.2. Interacciones con el disco de gas	31
2.4.3. Simulaciones numéricas de prueba	38
3. Resultados 1: inclusión de mareas y relatividad	42
3.1. Caracterización del código de N -cuerpos	42
3.2. Resultados de las simulaciones	47
3.2.1. Arquitecturas planetarias	48
3.2.2. Fracción de agua en masa	51
3.2.3. Historia colisional	52
3.2.4. Planetas potencialmente habitables	53
4. Resultados 2: incorporación del disco de gas	59
4.1. Caracterización del código de N -cuerpos	59
4.2. Resultados de las simulaciones	62
4.2.1. Etapa gaseosa	62
4.2.2. Etapa post-gas	70
4.2.3. Planetas simulados vs. exoplanetas confirmados	75
5. Detectabilidad de planetas terrestres en el límite subestelar	79
5.1. Antecedentes	80
5.2. Estructura y desarrollo de SEO	81
5.2.1. Descripción general	82
5.3. Validación de las series temporales sintéticas	90
5.4. Primeros casos de estudio	93
6. Conclusiones y discusión	98
6.1. Sobre la formación y evolución planetaria	98
6.2. Sobre la detectabilidad de planetas	102

Apéndice	131
6.3. Modelo de zona habitable	131
6.4. Cambio en velocidad radial y movimiento propio producido por un sistema planetario	133

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Esquema de formación planetaria del Sistema Solar	2
1.2. Evolución de la luminosidad de estrellas de pre-secuencia principal.	7
1.3. Evolución de la zona habitable de una estrella de tipo solar y de una estrella de tipo espectral M8 en la pre-secuencia principal	7
1.4. Muestra de exoplanetas confirmados orbitando estrellas de secuencia y pre-secuencia principal	14
2.1. Evolución del período de rotación y del radio de un objeto de masa $0,08 M_{\odot}$ durante sus primeros 100 Ma	24
2.2. Simulación de prueba: efecto de marea en el decaimiento orbital	25
2.3. Simulaciones de prueba: precesión del argumento del pericentro por mareas	26
2.4. Simulaciones de prueba: precesión del argumento del pericentro por RG	28
2.5. Mapas del torque normalizado según las prescripciones de Ida20 y CN08	37
2.6. Simulaciones de prueba para testear las prescripciones de Ida20 y CN08	39
3.1. Resultados 1: Distribución inicial de embriones	47
3.2. Resultados 1: Arquitecturas planetarias resultantes	49
3.3. Resultados 1: Porcentaje de colisiones y eyecciones	50
3.4. Resultados 1: Distribución de semieje y masa de los planetas resultantes.	51
3.5. Resultados 1: Historia colisional de los planetas	53
3.6. Resultados: Colisiones acumuladas de planetas sobrevivientes en la ZH	56

3.7. Resultados 1: Porcentaje de acreción de masa de los planetas potencialmente habitables	57
3.8. Resultados 1: Evolución de fracción de masa de planetas potencialmente habitables	57
4.1. Resultados 2: Distribución de semieje y excentricidad de los embriones planetarios durante la etapa gaseosa	63
4.2. Resultados 2: Escalas de decaimiento orbital	64
4.3. Resultados 2: Porcentaje de embriones planetarios dentro de la cavidad ($a < 0,015$ au) durante la etapa gaseosa	65
4.4. Resultados 2: Porcentaje de embriones planetarios que colisionaron entre sí durante la etapa gaseosa	66
4.5. Resultados 2: Medianas de las colisiones acumuladas de los embriones	66
4.6. Resultados 2: Ejemplo de un par de planetas en resonancia de movimientos medios	68
4.7. Resultados 2: Histograma de resonancias	69
4.8. Resultados 2: Ejemplos de embriones planetarios en órbitas conmensurables	71
4.9. Resultados 2: Distribución de e y a de los embriones en la etapa post-gas	72
4.10. Resultados 2: Arquitecturas planetarias finales	74
4.11. Resultados 2: Comparación de las distribuciones acumuladas de los planetas simulados con exoplanetas confirmados	77
5.1. Diagrama de flujo de SEO	83
5.2. Variación de la curva de luz y V_{rad} por manchas estelares	89
5.3. Comparación de las curvas observadas y sintéticas de tránsito del sistema Trappist-1	91
5.4. Comparación de las series temporales observadas y sintéticas de V_{rad} del sistema Teegarden	92
6.1. Evolución de la zona habitable alrededor de una estrella de $0.08 M_{\odot}$ en un período de 1 Ga.	132
6.2. Esquema sistema planetario	133

ÍNDICE DE TABLAS

3.1. Resultados 1: Candidatos a planetas potencialmente habitables	55
4.1. Resultados 2: Candidatos a planetas potencialmente habitables	76
5.1. Sistemas para la validación de SEO	90
5.2. Probabilidad de detección de planetas de tipo terrestre	96

INTRODUCCIÓN

Durante las últimas décadas, los resultados de observaciones y modelos teóricos muestran que la formación de planetas de tipo terrestre es un proceso común a estrellas de distintas masas (e.g. [Cumming et al., 2008](#); [Mordasini et al., 2009](#); [Howard, 2013](#); [Ronco et al., 2017](#)) e incluso alrededor de objetos de masa cercana al límite subestelar (e.g. [Payne y Lodato, 2007](#); [Raymond et al., 2007](#); [Gillon et al., 2017](#)). Estos hallazgos son importantes ya que las estrellas de muy baja masa son las más abundantes de la *Vía Láctea* y en conjunto con las enanas marrones las más cercanas y abundantes en el entorno solar ([Padoan y Nordlund, 2004](#); [Henry, 2004](#); [Bastian et al., 2010](#)). Esto permite realizar búsquedas a gran escala de planetas rocosos mediante diferentes técnicas. Además las estrellas de muy baja masa y las enanas marrones tienen las zonas habitables en regiones muy internas del sistema (e.g. [Selsis et al., 2007](#)), lo que las convierte en blancos ideales para la búsqueda de vida extraterrestre. En zonas internas, cercanas al objeto central, las interacciones de mareas y la relatividad general juegan un rol protagónico en la evolución dinámica de los planetas (e.g. [Bolmont et al., 2011](#)). Los objetos de masa cercana al límite subestelar tienen cambios significativos en sus radios y períodos de rotación durante los primeros 100 Ma por lo que debe incluirse su evolución en el modelado de marea ([Bolmont et al., 2011](#); [Baraffe et al., 2015](#)). Por lo tanto, como los efectos de marea afectan directamente a la evolución del semieje, excentricidad, y período de rotación de los planetas, es necesario incluirlos durante la formación de sistemas planetarios en torno de este tipo de objetos.

Desde un punto de vista teórico, resulta indispensable analizar el proceso de formación planetaria a partir de simulaciones de N -cuerpos. Esta clase de códigos numéricos nos permite estudiar el proceso de acreción así como también describir los principales aspectos dinámicos que tienen lugar durante la formación y evolución de un sistema planetario. Sin embargo, al inicio de este trabajo de tesis no existía un solo código de N -cuerpos que incluya los distintos aspectos dinámicos relevantes en la formación y evolución planetaria alrededor de objetos de baja masa como lo son: los efectos de marea, acoplados con la evolución del radio y del período de rotación del objeto central, los efectos de relatividad general, y las interacciones planeta-disco. En la literatura existen trabajos que han desarrollado simulaciones de N -cuerpos para estudiar la formación planetaria alrededor de enanas marrones y estrellas de muy baja masa incluyendo únicamente efectos gravitatorios (e.g. Payne y Lodato, 2007). Otros trabajos incorporan los efectos de marea y relativistas en simulaciones de N -cuerpos para estudiar la evolución dinámica de sistemas planetarios (e.g. Bolmont *et al.*, 2015), pero sin considerar etapas previas de formación. Por otro lado, existen trabajos que han utilizado simulaciones de N -cuerpos para estudiar la formación de planetas de tipo terrestre en torno a un objeto de masa cercana al límite subestelar en donde consideran una muestra de embriones planetarios inmersos en un disco de gas, que crecen por acreción por guijarros y planetesimales (e.g. Coleman *et al.*, 2019). En este trabajo se demuestra la importancia de la inclusión de las interacciones entre el disco de gas y los embriones ya que afectan directamente a las arquitecturas planetarias. Sin embargo, dichos autores no consideran los efectos de marea ni de relatividad general.

Desde un punto de vista observacional, el descubrimiento de planetas orbitando enanas marrones y estrellas de muy baja masa es un desafío. Aunque la detección de planetas de tipo terrestre es instrumentalmente posible (e.g. Dumusque *et al.*, 2012), la sensibilidad de los instrumentos actuales y las dificultades propias de la observación de estrellas muy tardías limitan el descubrimiento de planetas tipo terrestre alrededor de objetos de tan baja masa. Sin embargo, el desarrollo de sondeos como *Gaia* (e.g. Perryman *et al.*, 2001) revolucionarán nuestro conocimiento del entorno solar mediante el descubrimiento de estrellas de muy baja masa y enanas marrones en un amplio rango de edades (e.g. Torres *et al.*, 2008). La cercanía de esos objetos los hará susceptibles de estudios fotométricos y espectroscópicos sin precedentes. El desarrollo de telescopios terrestres (e.g. LSST, TMT, ELT) y espaciales (e.g. PLATO, JWST) de última generación permitirán estudios eficientes y de muy alta precisión en el óptico e infrarrojo (e.g. Gilmozzi y Spyromilio, 2007; Snellen *et al.*, 2013, 2015).

Estos resultados nos motivaron a responder diversos interrogantes relacionados con la formación, evolución y detección de planetas de tipo terrestre orbitando un objeto de masa cercana al límite subestelar.

Para estudiar la formación y evolución planetaria alrededor de un objeto de masa cercana al límite subestelar, modificamos el código MERCURY de N -cuerpos Chambers (1999), incorporan-

do una subrutina que contiene los efectos de marea acoplados con la contracción y la evolución del período de rotación del objeto central, efectos de relatividad general e interacciones del disco de gas sobre una muestra de embriones planetarios. Los efectos fueron incorporados en el código de manera secuencial. En primer lugar estudiamos la formación y evolución dinámica de una muestra de embriones en una etapa posterior a la disipación del disco de gas. Para ello incorporamos en el código los efectos de marea que tienen acoplados la contracción y la evolución del período de rotación del objeto central (Hut, 1981; Eggleton *et al.*, 1998; Bolmont *et al.*, 2011; Baraffe *et al.*, 2015) y los efectos de relatividad general (Einstein, 1916). Posteriormente incluimos además en el código las interacciones entre una muestra de embriones planetarios y la componente gaseosa. La estructura del disco de gas está dada por perfiles de densidad superficial, temperatura y escala de altura, que dependen de distintos procesos de calentamiento en el disco (Ida *et al.*, 2016). Para tratar las interacciones utilizamos dos prescripciones distintas de la literatura que difieren entre sí cuando las órbitas planetarias son excéntricas e inclinadas (Cresswell y Nelson, 2008; Ida *et al.*, 2020). Ambas prescripciones se basan en el mismo cálculo de los torques cuando las órbitas son circulares y coplanares (Paardekooper *et al.*, 2010, 2011).

Para estudiar la detectabilidad de sistemas planetarios, desarrollamos un simulador de observaciones fotométricas y espectroscópicas de una muestra de estrellas, llamado SEO: SIMULATOR FOR EXOPLANET OBSERVATIONS. A efectos de este trabajo, adaptamos el *software* para estudiar la detección de los sistemas planetarios resultantes de nuestras simulaciones de N -cuerpos y de los exoplanetas observados alrededor de objetos cercanos al límite subestelar (Gillon *et al.*, 2017; Zechmeister *et al.*, 2019). Para ello, tomamos una muestra de estrellas de masa cercana al límite subestelar. A cada estrella le asignamos una arquitectura planetaria. Calculamos luego el cambio en la curva de luz de cada estrella durante los eclipses de los planetas de los sistemas mediante la implementación en el *software* del EXOPLANET (Foreman-Mackey *et al.*, 2021). Además estimamos el cambio en la velocidad radial y movimiento propio de cada estrella como consecuencia de la atracción gravitatoria ejercida por los planetas, a partir de un desarrollo analítico que propusimos en base a un planteo vectorial que involucra a un sistema de N -cuerpos orbitando un objeto central. Este desarrollo involucra las velocidades de cada planeta del sistema con respecto al objeto central, las cuales fueron extraídas de los archivos de salida de simulaciones de N -cuerpos que realizamos con la versión original de MERCURY. La observación de las tres series temporales (cambio en flujo, en velocidad radial y en movimiento propio) es simulada luego mediante la adición de las incertidumbres instrumentales y de los muestreos temporales correspondientes a distintos instrumentos o sondeos. Finalmente, se aplica un análisis de frecuencias a las series temporales y se evalúa qué frecuencias orbitales de los planetas del sistema se logran recuperar. A partir de las frecuencias recuperadas es que estimamos las probabilidades de detección de cada tipo de sistemas para el método de tránsito, de velocidades radiales y movimientos propios (o astrométrico), particularizados a un determinado sondeo fotométrico o espectroscópico.

En función del estudio desarrollado es que organizamos esta Tesis Doctoral de la siguiente manera:

- En el **Capítulo 1** damos los antecedentes teóricos y observacionales en lo que respecta a la formación, evolución y detección de planetas, en particular alrededor de objetos de muy baja masa.
- En el **Capítulo 2** caracterizamos el código de N -cuerpos utilizado para analizar la formación y evolución planetaria en torno a un objeto cercano al límite subestelar. Detallamos además los modelos que empleamos para tratar los efectos de marea, de relatividad general y las interacciones con el disco de gas, los cuales incluimos en una subrutina que incorporamos al código de N -cuerpos.
- En el **Capítulo 3** exponemos las condiciones iniciales de trabajo de un primer conjunto de simulaciones que incluyen los efectos de marea y relatividad general. Describimos además los resultados obtenidos.
- En el **Capítulo 4** exponemos las condiciones iniciales del segundo conjunto de simulaciones que suman a los efectos anteriores las interacciones de los embriones planetarios con el disco de gas. Discutimos también los resultados obtenidos.
- En el **Capítulo 5** presentamos el desarrollo y validación del *software*: SEO. Describimos los primeros casos de estudio, que involucran las probabilidades de detección de los sistemas planetarios resultantes obtenidos en nuestras simulaciones de N -cuerpos y de la pequeña muestra de exoplanetas observados orbitando estrellas de masa cercanas al límite subestelar.
- En el **Capítulo 6** exponemos las conclusiones y discusiones de nuestro trabajo.
- En el **Apéndice** mostramos el desarrollo del modelo de zona habitable utilizado en esta tesis y el desarrollo analítico de la variación de la velocidad de la estrella por la interacción gravitatoria con su sistema planetario implementado en SEO.

A lo largo de esta Tesis mostramos cómo el trabajo realizado permite un mejor entendimiento de los aspectos dinámicos y físicos más importantes involucrados en la formación y evolución de planetas de tipo terrestre alrededor de un objeto de masa cercana al límite subestelar. Exponemos cómo además permite evaluar la detección de estos planetas a partir de datos preexistentes, lo que ayudará a optimizar el diseño de nuevas observaciones para su detección y así corroborar las predicciones hechas por el modelado teórico.

CAPÍTULO

1

CONSIDERACIONES GENERALES

En este capítulo exponemos los conceptos básicos necesarios para un mejor entendimiento de este trabajo de Tesis. Describimos los antecedentes teóricos y observacionales en lo que respecta a la formación, evolución y detección de planetas de tipo terrestre orbitando objetos de muy baja masa, para dar así un marco teórico y observacional a nuestro trabajo.

1.1. Antecedentes teóricos

1.1.1. Teoría de formación planetaria

La teoría de formación planetaria clásica más aceptada propone que los sistemas planetarios se originan en discos de gas y polvo llamados discos protoplanetarios, que circundan las estrellas y que se forman junto con ellas por conservación del momento angular [Safronov](#) (e.g. [1972](#)). El material sólido del disco se ve afectado por distintos procesos físicos hasta que se forman los sistemas planetarios. En la Fig. [1.1](#) mostramos un esquema de los procesos que participan de la formación planetaria y sus escalas de tiempo, asociadas a nuestro Sistema Solar. Describimos a continuación las etapas en las que podemos dividir la formación planetaria a partir de la evolución de un disco de gas y polvo. Las mismas se encuentran desarrolladas en detalle en los trabajos de [Armitage](#) ([2018](#)) y [Raymond y Morbidelli](#) ([2022](#)), y las referencias que estos contienen.

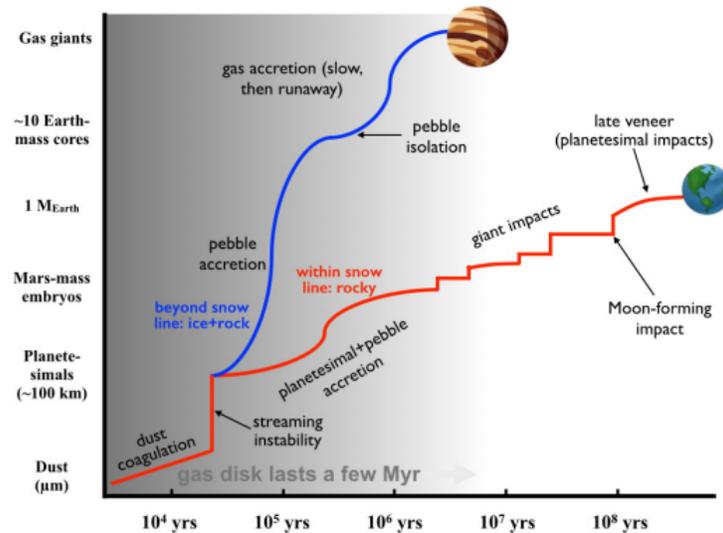


Figura 1.1: Esquema de la formación planetaria del Sistema Solar extraído de [Raymond y Morbidelli \(2022\)](#).

Del polvo a planetesimales

Inicialmente la dinámica de las partículas de polvo está en mayor medida afectada por el gas. Las partículas de polvo se encuentran fuertemente acopladas al gas, que ejerce una fuerza de *arrastre aerodinámico* sobre ellas ([Whipple, 1972](#); [Weidenschilling, 1977](#)). Esta fuerza hace que la velocidad relativa entre las partículas de polvo y el gas se modifique de manera significativa.

La dinámica de las partículas de polvo en dirección perpendicular al plano medio del disco está gobernada por la fuerza gravitatoria ejercida por la estrella central y por una fuerza de arrastre debido a la componente gaseosa. Como consecuencia de estos efectos, las partículas de polvo se asientan en el plano medio del disco, en una escala de tiempo que es inversamente proporcional al tamaño físico de las mismas. Si no se considera crecimiento de las partículas durante el proceso de caída hacia el plano medio, el asentamiento de una partícula de 1 micrón se produce en aproximadamente 10^5 años, suponiendo valores típicos para un disco a 1 au alrededor de una estrella de tipo solar. El proceso de coagulación de partículas durante la caída de las mismas hacia el plano medio disminuye significativamente los tiempos de asentamiento en aproximadamente dos órdenes de magnitud. Más allá de esto, una teoría refinada sobre estos procesos debe también incluir el rol de la turbulencia del disco para establecer las escalas de tiempo de asentamiento de partículas de diferentes tamaños.

Una vez asentadas en el plano medio, las partículas de polvo acopladas al gas se mueven con velocidad subkepleriana y sufren un arrastre en dirección al objeto central. Las partículas de polvo tienen distintas velocidades y tamaños, lo que provoca que se crucen y colisionen

entre sí. Una vez que alcanzan unos pocos metros de tamaño, el tiempo de decaimiento orbital se vuelve menor que el tiempo de colisión, que es de algunos cientos de años, por lo que no se podrían explicar partículas de mayor tamaño con un modelo de simple coagulación (Takeuchi y Lin, 2002). De acuerdo con esto, se requiere encontrar un mecanismo alternativo para formar grandes estructuras que no esté basado en una simple acreción y que sea lo suficientemente rápido para que puedan llegar a formarse los planetesimales (cuerpos del orden de kilómetros), antes de que todo el material migre hacia el objeto central.

Existen varios trabajos que proponen que las partículas se desplazan hacia máximos de presión generando grandes concentraciones de sólidos (Whipple, 1972). Estas concentraciones de sólidos darán lugar a la formación de grandes estructuras a partir de modelos que invocan inestabilidades gravitacionales. Uno de estos modelos fue propuesto por Youdin y Goodman (2005), y es conocido como inestabilidad gravitatoria (*streaming instability*). Este mecanismo se basa en un disco turbulento donde se dan inestabilidades gravitacionales a partir de un incremento en la densidad superficial de sólidos por un acumulamiento local de partículas, las cuales están individualmente acopladas al gas. En efecto, las partículas de manera individual se mueven a velocidad subkepleriana, por lo cual experimentan un decaimiento radial. En una región de sobredensidad, las partículas forman un agrupamiento que, como un todo, se mueve a una velocidad muy cercana a la kepleriana, por lo cual dejará de migrar. Por otro lado, las partículas individuales de su vecindad seguirán orbitando a velocidades subkeplerianas, las cuales pueden pasar a formar parte del agrupamiento durante el proceso de decaimiento. Este proceso conducirá a la formación de agrupamientos de sólidos más grandes y compactos, dando origen a los planetesimales. Un trabajo en donde se analiza el proceso de formación rápida de planetesimales en discos turbulentos por inestabilidad gravitatoria es el de Johansen *et al.* (2007). En este trabajo se muestra cómo objetos del tamaño de Ceres (aproximadamente 10^3 km) logran formarse en unas pocas revoluciones orbitales.

De planetesimales a embriones

En la teoría clásica de formación planetaria, se supone que los cuerpos crecen a partir de una población de planetesimales ya formada. En una primera instancia se produce un crecimiento ordenado, el cual se caracteriza por dos factores: el crecimiento relativo de los cuerpos más masivos es más lento que aquel asociado a los menos masivos, y el radio de los cuerpos se incrementa linealmente en el tiempo (Safronov y Zvjagina, 1969; Nakagawa *et al.*, 1983). Posteriormente, cuando algunos de esos objetos en crecimiento se vuelve significativamente más masivo que el resto, el enfoque gravitatorio del objeto se vuelve fundamental para estudiar su crecimiento. El enfoque es directamente proporcional a la velocidad de escape e inversamente proporcional a la velocidad relativa entre el objeto más masivo y los planetesimales de su entorno. A medida que el objeto crece su velocidad de escape aumenta y además disminuye la velocidad relativa por fricción dinámica. Eso hace que la velocidad relativa sea menor y

el factor de enfocamiento se maximice. Es bajo estas condiciones cuando se inicia una etapa de crecimiento en fuga, la cual es ampliamente conocida como fase de crecimiento *runaway* (Kokubo y Ida, 1996). En términos relativos a sus masas, los cuerpos más grandes crecen más rápido que los más chicos; por eso, si uno de ellos se diferencia en el conjunto de planetesimales, se dispara su crecimiento. Este crecimiento en fuga ocurre en un intervalo de tiempo corto que dependerá de la localización de los cuerpos más grandes. Por ejemplo, este crecimiento ocurrirá en aproximadamente 10^3 años si un cuerpo se localiza en 1 au (Ormel y Klahr, 2010).

En el crecimiento *runaway*, la velocidad relativa entre el objeto en crecimiento y los planetesimales de su vecindad es independiente de la masa. Cuando el objeto crece, perturba el entorno, incrementando la dispersión de velocidades de los planetesimales que intenta acrecer. Cuando la velocidad relativa pasa a ser dependiente de la masa del objeto en crecimiento, cambia el régimen a oligárquico. En este nuevo régimen el radio del objeto en crecimiento se incrementa linealmente en el tiempo, mientras que en términos relativos a sus masas, los cuerpos más grandes vuelven a crecer más lentamente que los más pequeños. Los planetesimales que siguen teniendo altas velocidades relativas comienzan a fragmentarse y contribuyen al crecimiento de los cuerpos más masivos. Cada embrión acrecerá planetesimales en su zona de influencia gravitatoria hasta alcanzar una masa máxima (Hasegawa y Nakazawa, 1990). El ancho de la zona de alimentación del objeto es definido a partir de la distancia máxima sobre la cual es posible perturbar eficientemente a los planetesimales para permitir las colisiones. Una medida de dicha región de influencia está dado por el radio de Hill del objeto, que va a depender de su masa y del semieje de su órbita. Los embriones estarán separados entre 5 y 10 radios de Hill mutuos (Kokubo y Ida, 1998). Este nuevo régimen se dará en una escala temporal del orden de 10^6 años (Ormel y Klahr, 2010).

De embriones a planetas terrestres

Durante la fase gaseosa, mientras los embriones acrecen el material sólido circundante en sus zonas de alimentación, también irán acreciendo lentamente gas del disco. Se formará entonces una atmósfera que estará en equilibrio hidrostático. Posteriormente a la disipación del gas, existirán embriones con zonas de alimentación que pueden superponerse y así dar lugar a perturbaciones, encuentros o colisiones entre ellos. En esta etapa post-gas se pueden producir cambios en los elementos orbitales de los cuerpos, dando lugar al crecimiento de los embriones por impactos gigantes, fragmentación de los mismos o eyección. Pueden ocurrir colisiones entre embriones o con algún planetesimal remanente en el sistema hasta que los cuerpos llegan a tener órbitas estables con zonas de influencia bien separadas. Esta fase es la de grandes impactos y tiene lugar en una escala temporal de aproximadamente 10^8 años, hasta que se forman los planetas de tipo terrestre.

Si durante la etapa gaseosa la densidad de polvo y gas son lo suficientemente grandes, podría tener lugar un proceso de formación de gigantes (Perri y Cameron, 1974; Mizuno, 1980; Pollack

et al., 1996). Si el núcleo sólido de un embrión alcanza una cierta masa crítica igual a la masa de gas acrecida, entonces la envoltura gaseosa no puede mantenerse en equilibrio hidrostático, y la acreción de nuevas cantidades de gas conduce al colapso gravitacional de la envoltura dando inicio a una fase rápida de acreción de gas llamada crecimiento gaseoso descontrolado (*runaway gaseoso*). Esta fase dura aproximadamente 10^5 años, hasta que los cuerpos logran acrecer todo el gas circundante y se forman los planetas gigantes gaseosos. En este trabajo no abordamos la formación de planetas gigantes en detalle, debido a que en el régimen subestelar los discos protoplanetarios observados no son lo suficientemente masivos como para permitir el proceso de formación de planetas gigantes (e.g. Ward-Duong *et al.*, 2018).

Como hemos mencionado, el proceso de formación planetaria se desarrolla en dos etapas: inicialmente, crecimiento de sólidos coexistiendo con el gas del disco, y luego una fase de impactos posterior a la disipación de la componente gaseosa. De acuerdo a lo estudiado por (Cleeves *et al.*, 2016), existe evidencia observacional que muestra que los discos protoplanetarios retienen partículas de polvo de tamaño milimétrico y aun menor durante la etapa gaseosa, aunque el tamaño de los discos de polvo puede ser substancialmente menor que aquel asociado al gas. De acuerdo con esto, embriones y planetesimales deben coexistir con pequeñas partículas sólidas fuertemente acopladas al gas en sus fases más primitivas, lo cual da lugar a que, bajo ciertas circunstancias, el crecimiento planetario se dé fundamentalmente por acreción de pequeñas partículas más que por planetesimales. Esta es la idea básica del paradigma conocido como acreción por guijarros (*pebbles*), el cual fue propuesto por Ormel y Klahr (2010) y luego estudiado en detalle por Lambrechts y Johansen (2012), Jacobson *et al.* (2014) y Johansen y Lambrechts (2017).

Este paradigma propone la acreción de partículas aerodinámicamente pequeñas llamadas guijarros que están ligadas al gas, sobre cuerpos masivos. La acreción de guijarros da lugar a un proceso de crecimiento donde tanto el gas como la gravedad juegan roles importantes. Esta acreción está caracterizada por el asentamiento de las partículas en el potencial gravitatorio del objeto masivo, por lo que el proceso depende de la masa del mismo. Para iniciar el proceso de acreción de pebbles se requiere una masa mínima para el objeto en crecimiento proveniente de los procesos de formación de planetesimales o coagulación entre planetesimales y que dependerá de la velocidad del gas y de un tiempo de fricción relacionado con el tamaño de las partículas. A masas menores, la acreción estará determinada por el enfoque gravitatorio del cuerpo masivo, mientras que a masas mayores, la acreción dependerá del radio de Hill de tal objeto y terminará cuando este alcance una masa de aislamiento que, en términos generales, será una función creciente del semieje orbital. Como los guijarros migran en el disco, los mismos rellenan continuamente la zona de alimentación de los embriones. Cuanto mayor sea el flujo radial de los guijarros, más eficiente será la acreción. El flujo de guijarros será mayor en regiones más externas del disco, más allá de la línea de hielo (distancia radial en el plano medio del disco donde comienza a condensarse el material) ya que las partículas son más difíciles de fragmentar (guijarros de roca y hielo) y por lo tanto son más grandes. De esta forma un cuerpo

más externo alcanza la masa de aislamiento más rápido y se detiene el suministro de guijarros hacia regiones más internas del disco. Esto bloquea el crecimiento de los planetas más internos, lo que explicaría, por ejemplo, por qué existen planetas gigantes por fuera de la línea de hielo y planetas terrestres dentro de la línea de hielo en nuestro Sistema Solar (Lambrechts *et al.*, 2019). Sin embargo, debido a la diversidad de sistemas planetarios descubiertos, es que se necesita seguir explorando este paradigma para un mejor entendimiento de la formación planetaria alrededor de estrellas de distintas masas.

1.1.2. Concepto de zona habitable

Se define la zona habitable (ZH) como la región en torno a una estrella o sistema múltiple de estrellas en la cual un planeta de tipo terrestre puede retener agua líquida en su superficie (Kasting *et al.*, 1993). Esta definición clásica supone que los gases de tipo invernadero más importantes en la atmósfera planetaria son el CO₂ y el H₂O, de manera que el ciclo de carbonosilicato actúa como un termostato que regula la temperatura en la superficie como en el caso de la Tierra (Watson *et al.*, 1981; Walker *et al.*, 1981; Kasting, 1988).

La localización y el ancho de la ZH dependen de la luminosidad estelar. Dado que la luminosidad evoluciona durante ciertos períodos de la vida de la estrella, la ZH también lo hará. Esta evolución está directamente relacionada con el tipo espectral inicial de la estrella. Por ejemplo, una estrella de tipo solar presentará un cambio en su luminosidad acotado dentro de un mismo orden de magnitud, mientras que una estrella menos masiva, presentará un cambio de luminosidad de varios órdenes de magnitud durante el tiempo que permanece en pre-secuencia principal (ver Fig. 1.2). Este cambio en luminosidad se verá reflejado en una evolución en la ZH que será menos acentuada en el caso de una estrella de tipo solar que para el caso de una estrella menos masiva. Además en una estrella más fría, la ZH se localizará en una región mucho más cercana a la estrella (ver Fig. 1.3).

Para calcular la ZH existen distintos estudios que se diferencian entre sí según el modelo de atmósfera planetaria propuesto (Selsis *et al.*, 2007; Kopparapu *et al.*, 2013b; Ramirez y Kaltenegger, 2014). En el Apéndice 6.3 detallamos el modelo utilizado en nuestro trabajo para el cálculo de la zona habitable alrededor de un objeto en el límite subestelar. Destacamos que el hecho de que un planeta de tipo terrestre se localice en la ZH lo convierte en candidato a planeta potencialmente habitable pero no es condición suficiente para confirmar su habitabilidad. Para esto existen otros factores a tener en cuenta, como, por ejemplo, la composición atmosférica, campos magnéticos y tectónica de placas (Martin *et al.*, 2006). En particular, en el caso de estrellas de muy baja masa, el hecho de que la ZH evolucione notablemente durante el primer Ga, afectará significativamente el contenido de volátiles que los planetas puedan conservar (e.g. Luger y Barnes, 2015). Por lo tanto es necesario un estudio que analice de manera simultánea la formación y evolución dinámica de un planeta junto con la variación de la ZH.

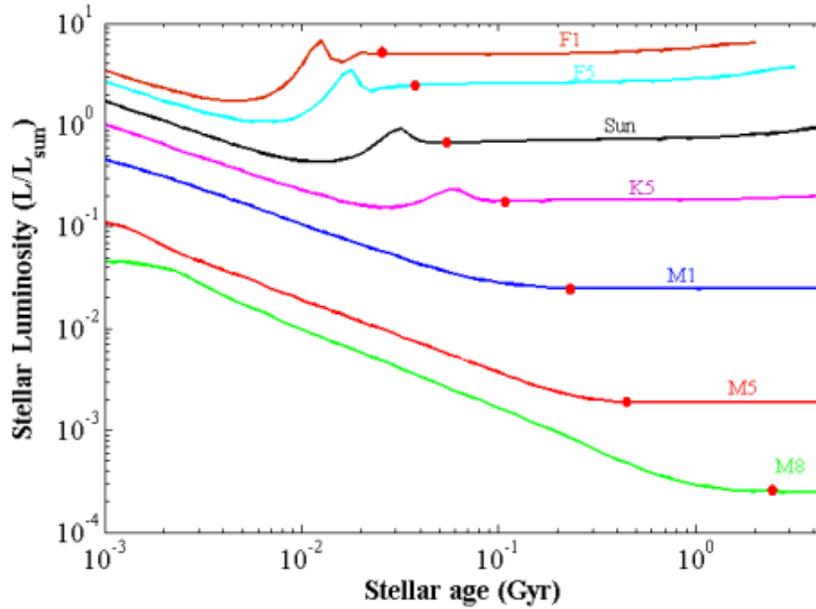


Figura 1.2: Evolución de la luminosidad de estrellas de pre-secuencia principal. Extraído de Ramirez y Kaltenegger (2014). Los puntos rojos representan el momento en que las estrellas alcanzan la secuencia principal.

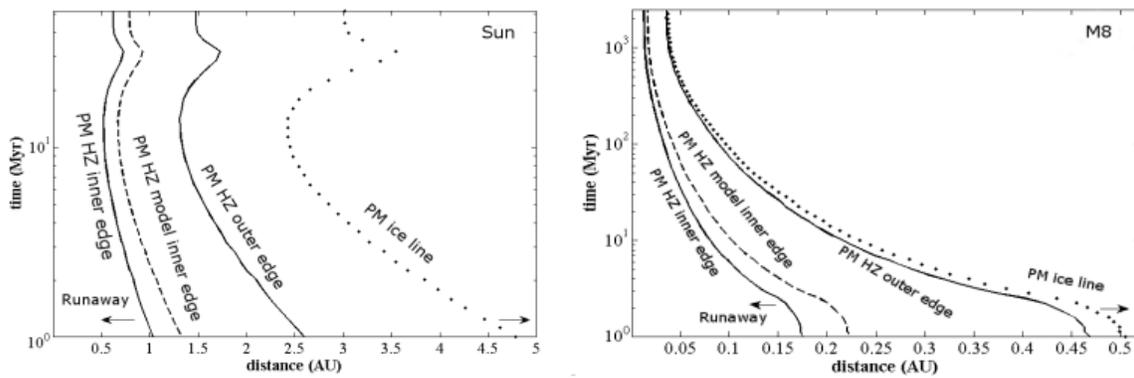


Figura 1.3: Evolución de la ZH de una estrella de tipo solar (izquierda) y de una estrella de tipo espectral M8 (derecha) de presecuencia principal (PM). Figuras tomadas de Ramirez y Kaltenegger (2014).

1.1.3. Formación de planetas en el límite subestelar

Las enanas marrones (EM) son estructuras estelares que no alcanzan la temperatura y densidad centrales necesarias para mantener la fusión estable de hidrógeno. Para una metalicidad solar, la masa mínima que una estrella puede tener para fusionar hidrógeno de manera estable es de $0,072 M_{\odot}$ (Baraffe *et al.*, 2015), que es la masa que separa a las EM de las estrellas de muy baja masa (EMBM) y se conoce con el nombre de límite de masa subestelar. Durante aproximadamente los primeros 100 Ma de su evolución, las EM y EMBM comparten varias propiedades como la presencia de discos protoplanetarios, distribución espacial y continuidad de la función de masa inicial (e.g. Luhman, 2012).

En los últimos años se han detectado sistemas planetarios orbitando EMBM cercanas al límite subestelar y se han caracterizado muy bien discos circunestelares en torno de esta clase de estrellas (e.g. Muirhead *et al.*, 2012; Gillon *et al.*, 2017; Zechmeister *et al.*, 2019; Sabotta *et al.*, 2021; Ricci *et al.*, 2014; Rilinger y Espaillat, 2021). Las estimaciones de las masas de los discos en torno de estrellas de masa cercana al límite subestelar muestran no ser suficientes para formar planetas gigantes bajo la teoría clásica de formación planetaria, pero sí para formar planetas de tipo terrestre (Ward-Duong *et al.*, 2018). El estudio de estos objetos es relevante porque las EMBM son las más abundantes en la Vía Láctea y en conjunto con las EM, son los objetos más cercanos al Sistema Solar (Padoan y Nordlund, 2004; Henry, 2004; Bastian *et al.*, 2010).

El descubrimiento de discos más la detección de los primeros sistemas planetarios en torno de EMBM ha dado lugar al estudio de la formación planetaria alrededor de estos objetos. En la actualidad, existen pocos modelos aplicados al estudio de la formación de planetas en torno de EMBM. Trabajos preliminares como los de Payne y Lodato (2007), Raymond *et al.* (2007), Ciesla *et al.* (2015), y Liu *et al.* (2020) utilizaron simulaciones de N -cuerpos para estudiar la formación planetaria entorno a EM y EMBM. Ellos consideraron solamente efectos gravitatorios, partiendo de distribuciones iniciales de embriones planetarios en órbitas compactas, prediciendo así la formación de sistemas planetarios de tipo terrestre en órbitas más internas que los sistemas que orbitan estrellas más masivas. En otros trabajos como los de Barnes *et al.* (2010) y Bolmont *et al.* (2011, 2013) se estudió la evolución dinámica de sistemas planetarios ya formados alrededor de EM y EMBM mediante simulaciones de N -cuerpos que incluyen efectos de mareas, incorporando la contracción y el incremento de la velocidad de rotación de EM y EMBM, y efectos de relatividad general. Estos autores muestran la importancia de la inclusión del modelo de mareas usado en la dinámica orbital y supervivencia de los cuerpos que se localizan en órbitas internas, cercanas al objeto central. Recientemente, Miguel *et al.* (2020) y Liu *et al.* (2020) estudiaron la formación planetaria en torno a objetos de muy baja masa utilizando modelos de síntesis poblacional que incluyen la formación de planetas de tipo terrestre por acreción por planetesimales y guijarros, respectivamente, inmersos en un disco de gas, llegando a formar planetas de la masa de la Tierra alrededor de estrellas de $0,1 M_{\odot}$. Por otro lado, Coleman *et al.* (2019) estudiaron la formación del sistema Trappist-1, que es un sistema de siete planetas orbitando una estrella de muy baja masa, cercana al límite subestelar (Gillon *et al.*, 2017), in-

corporando en simulaciones de N -cuerpos acreción por guijarros y planetesimales, así como también la migración y el decaimiento orbital de los embriones causada por los torques que ejerce el disco de gas sobre ellos (Cresswell y Nelson, 2008; Paardekooper *et al.*, 2010, 2011), pero sin incluir efectos de marea o de relatividad general. Ellos muestran la relevancia de la inclusión del disco de gas ya que determina la dinámica orbital, en especial de los planetas que se encuentran en órbitas internas, cercanas al objeto central.

Resumiendo, la ZH en torno a EM y EMBM se localiza en regiones internas que se van haciendo cada vez más angostas conforme evolucionan en dirección al objeto central durante el primer Ga. Siendo la ZH una región de interés tan interna en este tipo de sistemas, la acción de las mareas y la relatividad general son efectos a tener en cuenta en los modelos teóricos de formación y evolución. Además, el intercambio natural de momento angular entre los embriones y el gas del disco protoplanetario en las etapas iniciales de estos sistemas, nos obliga a evaluar el rol del gas en las arquitecturas planetarias. Por lo tanto, la inclusión de todos estos efectos en un solo modelo de formación planetaria resulta necesaria para estudiar la formación y evolución de este tipo de sistemas, que al tener la ZH tan cercana al objeto central, convierte a las EM y EMBM en blancos ideales para la búsqueda de vida en el entorno solar.

1.2. Antecedentes observacionales

1.2.1. Métodos de detección

En la actualidad existen varios métodos de detección de exoplanetas en en torno de estrellas de secuencia y pre-secuencia principal. Ellos son: tránsitos planetarios, cambios periódicos de velocidad radial estelar, microlentes gravitacionales, obtención de imágenes directas ópticas o infrarrojas, y astrométrico (cambios periódicos en movimientos propios estelares). A continuación damos una breve descripción de los mismos, que se puede encontrar en detalle, por ejemplo, en el trabajo de Wright y Gaudi (2013).

Tránsitos planetarios

Este método se basa en detectar planetas cuando los mismos transitan por delante de su estrella huésped, lo que produce una disminución periódica en el flujo estelar observado que será proporcional al cociente de los radios proyectados en el cielo del planeta y de la estrella. Conociendo el radio estelar, se podrá determinar entonces el radio planetario. Además, a partir del período obtenido entre tránsitos (que corresponderá al período orbital del planeta), conociendo la masa de la estrella, se podrá determinar el semieje del planeta. El método de tránsito permitirá entonces detectar más fácilmente a planetas de mayor tamaño, y a planetas orbitando estrellas de menor tamaño.

Resaltamos la importancia de la geometría del sistema para que un tránsito planetario pueda ser observable. Esto sucederá siempre que la distancia orbital del planeta sea menor que el cociente entre la resta de los radios de la estrella y del planeta, y el coseno de la inclinación del sistema con respecto al plano perpendicular a la línea de la visual. Cuanto menor es el radio orbital del planeta, mayor es el rango de inclinaciones que permite detectar el tránsito. Por lo tanto, será más fácil detectar planetas en órbitas cercanas al objeto central.

Gracias a las misiones *Kepler* (Borucki *et al.*, 2010) y *K2* (Howell *et al.*, 2014) hubo un salto revolucionario en la detección de planetas ya que a la fecha el método de tránsito es el que más exoplanetas ha confirmado. Sin embargo, es importante recalcar que este método permite determinar radios planetarios y semiejes orbitales (si se conoce el radio y la masa de la estrella huésped), pero no permite determinar masas planetarias.

Velocidad radial

Este método sirve para detectar planetas a partir del análisis de cambios periódicos en la curva de velocidad radial (V_{rad}) de la estrella. Cuando existen planetas orbitando una estrella, aquellos van atrayendo a esta desde distintas direcciones a lo largo de sus órbitas, provocando un cambio en la V_{rad} de la estrella que puede ser medido a partir del efecto Doppler. A partir de este cambio periódico de V_{rad} es que podemos conocer el período orbital del planeta, la amplitud de la curva, la excentricidad y el argumento del pericentro del planeta. Si conocemos la masa estelar, podemos determinar el semieje de la órbita planetaria y estimar la masa mínima planetaria, ya que la masa determinada está pesada por el seno de la inclinación de la órbita respecto al plano perpendicular a la línea de la visual, la cual se desconoce. Este método será entonces más sensible a planetas masivos con periodos orbitales cortos, masas estelares bajas, órbitas excéntricas y estrellas cercanas.

Destacamos que por este método se han detectado planetas durante las últimas dos décadas con varios instrumentos desde Tierra, como por ejemplo *HARPS: High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher* (Mayor *et al.*, 2011)¹, *HIRES: High Resolution Echelle Spectrometer* (Vogt *et al.*, 1994) y *CARMENES: Calar Alto high-Resolution search for M dwarfs with Exoearths with Near-infrared and optical Echelle Spectrographs* (Quirrenbach *et al.*, 2014), siendo el segundo método que más exoplanetas ha detectado. En la actualidad se llega a alcanzar una precisión en los cambios de la velocidad radial de la estrella del orden de 1 m s^{-1} , permitiendo detectar hasta planetas de la masa de la Tierra en torno a estrellas de muy baja masa.

Microlentes gravitacionales

Este método sirve para detectar planetas que orbitan estrellas que hacen de lentes gravitacionales entre una fuente de luz más distante y el observador. Este método puede aplicarse

¹Artículo sin referato, con gran muestra de datos observacionales y cientos de citas.

únicamente cuando la fuente y *la lente* (estrella que alberga al planeta) están alineadas con la línea de la visual. En este caso, la estrella que funciona como lente defleca la luz emitida por la fuente, provocando un aumento en el flujo total observado. Esta magnificación se llama *evento de microlente*. Si la estrella que actúa como lente tiene un planeta orbitándola, entonces se produce un pico adicional en la magnificación que corresponde a la deflexión de la luz de la fuente por la perturbación gravitatoria del planeta. El efecto de la lente está descrito por la ecuación de la lente propuesta por Einstein (1936) y la escala del evento está dada por el anillo de Einstein y dependerá de las distancias entre la lente, la fuente y el observador, la velocidad de la luz y la masa de la estrella que actúa como lente. Por lo tanto, a partir de la determinación de la escala del evento es que podremos inferir la masa estelar. Por otro lado, del intervalo de tiempo de la perturbación planetaria podemos estimar la masa planetaria. El tiempo de la perturbación planetaria tiene que ser lo suficientemente grande para que pueda apreciarse el evento lo cual permitiría también determinar el radio orbital del planeta.

Este método será sensible entonces a planetas masivos orbitando estrellas a grandes distancias del Sistema Solar, por lo que tiene el potencial de describir la real distribución de planetas en la Vía Láctea y no solo en la vecindad solar. En la actualidad, se han detectado con este método aproximadamente un 5% de los exoplanetas confirmados, mayormente desde Tierra con *OGLE: Optical Gravitational Lensing Experiment* (Udalski et al., 1994) y *MOA: Microlensing Observations in Astrophysics* (Bond et al., 2001). En un futuro se espera que este porcentaje se incremente gracias al nuevo telescopio espacial *WFIRST* (renombrado como *Nancy Grace Roman Space Telescope*) (Spergel et al., 2015)².

Imágenes directas

Este método se basa en la detección directa del planeta mediante imágenes ópticas o infrarrojas. Esto es posible siempre y cuando se puedan medir fotones provenientes directamente del planeta, por lo que este debe detectarse como una fuente que pueda resolverse de la estrella huésped. Que el planeta pueda detectarse dependerá de la luz que refleje de la estrella, de la separación angular entre el planeta y la estrella y de aplicar un método de remoción de la imagen estelar. La fracción de luz reflejada del planeta será proporcional al cuadrado del radio del planeta y al albedo del planeta e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre el planeta y la estrella.

A partir del flujo observado del planeta es posible determinar el radio orbital planetario proyectado en el plano perpendicular a la línea de la visual y la masa planetaria. Este método será sensible a planetas masivos localizados a grandes distancias de su estrella huésped. En la actualidad, menos de un 2% de los exoplanetas confirmados han sido detectados por este método, desde los Observatorios Paranal, Gemini y W. M. Keck. Dos de los instrumentos más relevantes en lo que respecta a la observación presente desde Tierra son *SPHERE: Spectro-*

²Artículo sin referato, con cientos de citas.

Polarimetric High-contrast Exoplanet Research (Beuzit *et al.*, 2008) y *GPI: Gemini Planet Imager* (Macintosh *et al.*, 2008), y en lo que respecta a la observación futura desde el espacio, *HabEx: Habitable Exoplanet Observatory*, que permitirá descubrir y caracterizar planetas tipo Tierra orbitando estrellas de tipo solar, en la vecindad solar.

Astrometría

Este método permite detectar planetas a partir de variaciones periódicas en el movimiento propio (μ) de la estrella huésped. Si existe un planeta orbitando a la estrella, este producirá una variación periódica en la velocidad tangencial de la estrella, en el plano perpendicular a la línea de la visual, que se reflejará en una variación en el μ . Esta variación será proporcional a la masa y al radio orbital del planeta, e inversamente proporcional a la masa de la estrella y a su distancia. De acuerdo con esto, este método permite determinar masas y radios orbitales planetarios. Esta metodología entonces será sensible a planetas masivos, órbitas excéntricas, estrellas cercanas y de baja masa.

En la actualidad, con este método solo se ha detectado un objeto de unas $28 M_{\text{Júpiter}}$ (en el régimen subestelar) orbitando un objeto de masa cercana al límite subestelar (Sahlmann *et al.*, 2013), que está catalogado como exoplaneta en la base de datos del *NASA Exoplanet Archive*³. Se espera que en los próximos ciclos de observaciones de la misión *Gaia: Global Astrometric Interferometer for Astrophysics* (Gaia Collaboration *et al.*, 2016) se alcance una precisión tal que se puedan detectar decenas de miles de planetas, suponiendo solo un planeta masivo por estrella, hasta algunos pocos miles de planetas terrestres en órbitas internas (e.g. Perryman *et al.*, 2014) alrededor de estrellas de tipo solar.

1.2.2. Distribución de exoplanetas

Al día de hoy se han confirmado ~ 5060 exoplanetas¹, con diversidad de parámetros físicos y orbitales, alrededor de estrellas con distintas masas y edades y a distancias diferentes mediante los métodos de tránsito, velocidad radial, microlentes gravitacionales e imagen directa. A modo de ejemplo mostramos en la Fig. 1.4 tres distribuciones de exoplanetas confirmados extraídas del *Open Exoplanet Catalogue*⁴. Estas distribuciones muestran la masa mínima planetaria en función del semieje mayor de su órbita, la edad de la estrella huésped como función de la masa planetaria y la distancia a la estrella como función de la masa planetaria. Para cada distribución se discriminan los planetas según el método de detección.

A partir de la distribución de masas en función de semiejes, podemos ver que los métodos de tránsito y V_{rad} permiten recuperar desde planetas tipo terrestres hasta planetas gigantes. Mientras que el método de tránsito es más eficiente para detectar planetas en órbitas internas

³<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>

⁴<http://www.openexoplanetcatalogue.com/correlations/>

($a \lesssim 1$ au), el método de V_{rad} permite además detectar planetas con períodos orbitales mayores, dependiendo de la sensibilidad del instrumento de observación ($a \lesssim 10$ au). Por otro lado, el método de imagen directa es eficiente para detectar planetas masivos en órbitas más externas ($a \gtrsim 3$ au), mientras que el método de microlentes gravitacionales permite detectar planetas mayores a algunas M_{\oplus} y con semiejes $a \sim 2 - 3$ au, que corresponde al valor del radio del anillo de Einstein (Einstein, 1936).

A partir de la distribución de edades estelares y masas planetarias, es que podemos decir que la mayoría de los planetas han sido descubiertos entorno a estrellas con edades $\gtrsim 1$ Ga. Solo unos pocos planetas gigantes han sido detectados, mayormente por imagen directa, en sistemas estelares jóvenes.

Por último, a partir de la distribución de distancias y masas planetarias vemos como los planetas terrestres se detectaron mediante tránsitos a distancias al Sol < 1000 pc y mediante V_{rad} a distancias $\lesssim 100$ pc. Por otro lado, el método de imagen directa solo permite detectar planetas gigantes a distancias al Sol de hasta aproximadamente 200 pc, mientras que con el método de microlentes se detectaron planetas en su mayoría masivos a distancias > 1000 pc, por lo que este es el único método capaz de explorar la verdadera población galáctica de exoplanetas.

1.2.3. Exoplanetas en el límite subestelar

De los exoplanetas descubiertos a la fecha, existen solo unos pocos confirmados entorno a EM y EMBM (e.g. Sumi *et al.*, 2016; Jung *et al.*, 2018; Bennett *et al.*, 2008; Kondo *et al.*, 2019; Ryu *et al.*, 2019) y solo algunos son planetas de tipo terrestre (e.g. Muirhead *et al.*, 2012; Gillon *et al.*, 2017; Astudillo-Defru *et al.*, 2017; Grimm *et al.*, 2018; Crossfield *et al.*, 2019; Dreizler *et al.*, 2020; Sabotta *et al.*, 2021).

La mayoría de los exoplanetas confirmados alrededor de EM son planetas gigantes que fueron detectados por microlentes gravitacionales, mientras que los sistemas de tipo terrestre confirmados orbitando objetos cercanos al límite subestelar se detectaron con los métodos de tránsito y V_{rad} con los sondeos *Kepler/K2*, los espectrógrafos HARPS y *CARMENES* y el telescopio *Trappist: Transiting Planets and Planetesimals Small Telescope* (Jehin *et al.*, 2011).

Los exoplanetas de tipo terrestre alrededor de objetos cercanos al límite subestelar poseen órbitas muy cercanas al objeto central y varios de ellos se encuentran dentro de la ZH por lo que estos sistemas son relevantes para estudios de exobiología. Por sus características, los métodos disponibles más sensibles para su detección son el de tránsito y el de V_{rad} los cuales se siguen empleando para su detección y son la base de misiones espaciales futuras como *PLATO: Planetary Transits and Oscillations of stars* (Rauer *et al.*, 2014) y *JWST: James Webb Space Telescope* (Beichman *et al.*, 2014). Por otro lado, si bien no se ha confirmado ningún planeta por el método astrométrico, la precisión sin precedente de *Gaia* para la medición de movimientos propios promete las primeras detecciones de exoplanetas, aunque habrá que esperar a los ciclos

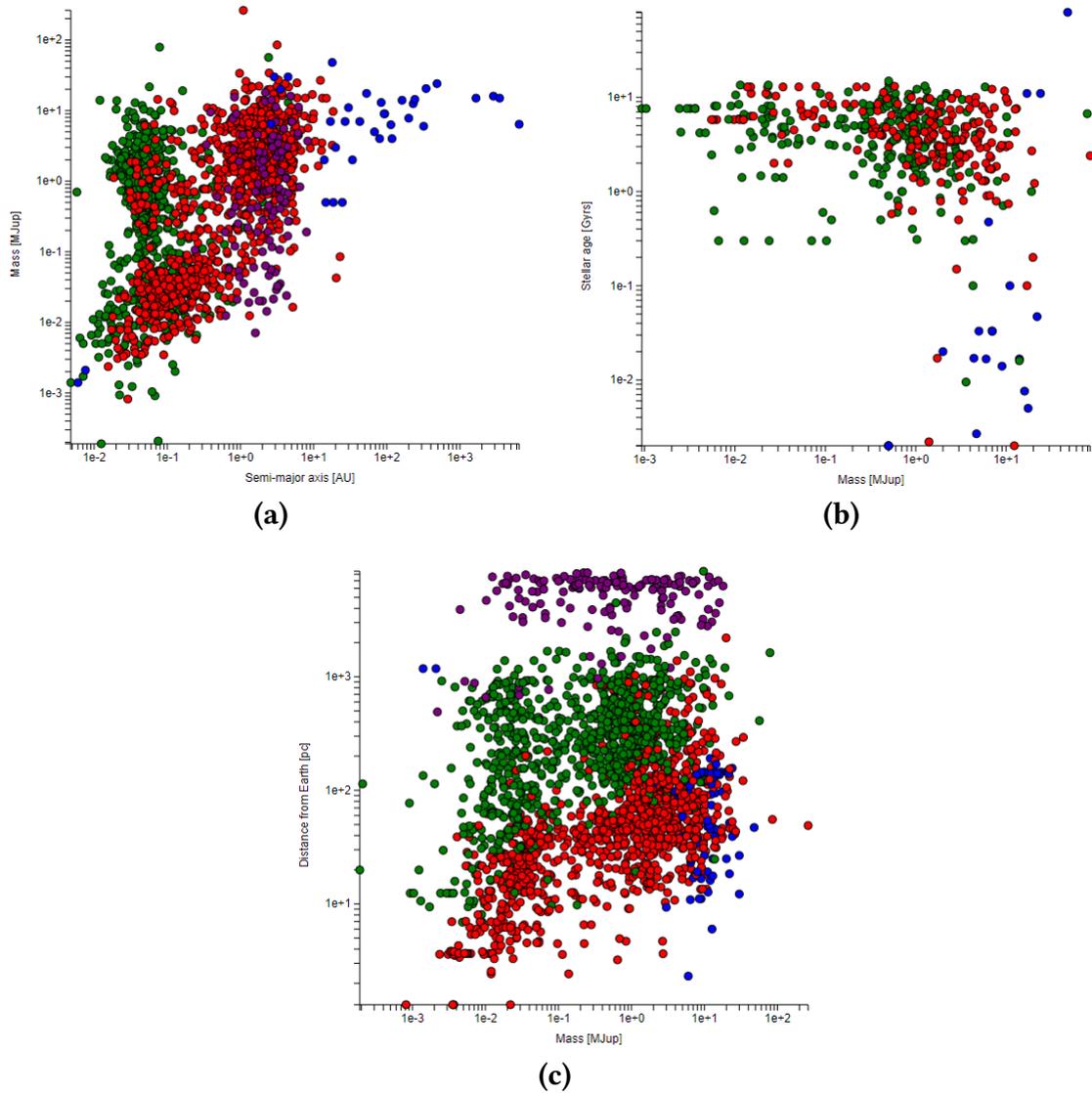


Figura 1.4: Muestra de exoplanetas confirmados orbitando estrellas de secuencia y pre-secuencia principal. (a) Masa planetaria vs. semieje mayor. (b) Masa planetaria vs. edad del sistema. (c) Masa planetaria vs. distancia. Los colores indican el método de detección de cada planeta. Verde: tránsito. Rojo: V_{rad} . Violeta: microlentes. Azul: imagen directa. Imagen tomada de <http://www.openexoplanetcatalogue.com/correlations/>.

de observaciones futuros (e.g. [Perryman et al., 2014](#), [Mateu et al., 2017](#)).

Resumiendo, de los métodos existentes en la actualidad para detectar planetas de secuencia y pre-secuencia principal, los más eficientes para detectar planetas tipo terrestre entorno a objetos de baja masa, en particular aquellos que se localicen en la ZH, son los métodos de tránsito y V_{rad} . Se espera que en un futuro sea posible detectar un mayor número de exoplanetas con estos métodos gracias a los nuevos sondeos que cubrirán una variedad mayor de poblaciones estelares de la Vía Láctea, en edad y tipo espectral. Por lo tanto, cada una de esas poblaciones necesitará de una simulación apropiada e individual de sus observables para determinar cómo se deben hacer las observaciones para maximizar el número de detecciones de planetas tipo terrestres. Por otro lado, en un futuro cercano, también podremos detectar este tipo de planetas con el método astrométrico, por lo que es necesario dar estimaciones de las perturbaciones en los observables que este tipo de objetos de baja masa pueden sufrir por sus sistemas planetarios y así ayudar al diseño eficiente de las observaciones futuras que garanticen su detección.

CAPÍTULO

2

MODELOS Y MÉTODO NUMÉRICO DE FORMACIÓN Y EVOLUCIÓN PLANETARIA

En este capítulo damos los detalles del código numérico utilizado con el que realizamos las simulaciones de N -cuerpos para estudiar la formación y evolución de planetas terrestres en el límite subestelar. Explicamos los modelos utilizados con los que modificamos un código pre-existente en la literatura para incluir efectos dinámicos relevantes en la formación planetaria.

2.1. Código de N -cuerpos

Para estudiar la formación y evolución de planetas de tipo terrestre en el límite subestelar, modificamos la versión original del código MERCURY (Chambers, 1999), el cual está escrito en lenguaje FORTRAN77. En su versión original el código calcula las interacciones gravitatorias de N cuerpos entre sí y con el objeto central que orbitan. Incluye distintos integradores para tratar las interacciones y encuentros cercanos entre los cuerpos y trata las colisiones como perfectamente inelásticas, siendo el cuerpo resultante un mezcla perfecta de los cuerpos que colisionan.

Para hacer uso del código MERCURY se necesitan una serie de archivos y programas. Los archivos de entrada *big.in* y *small.in* son aquellos a modificar por el usuario en donde se dan

parámetros iniciales de los cuerpos. Por un lado, en el *big.in* se asignan las masas, densidades y elementos orbitales o coordenadas y velocidades cartesianas de los N cuerpos más masivos del sistema. Por otro lado, en el *small.in* se asignan los elementos orbitales o coordenadas y velocidades de los cuerpos menores, sin masa, que interactúan con los más masivos y con el objeto central pero no entre sí. Los parámetros orbitales de los cuerpos en tales archivos están referidos a un sistema con origen astrocéntrico. Otro archivo de entrada a modificar por el usuario es el *param.in*, en el que se elige el integrador numérico y se asignan: la masa y radio del objeto central, el paso de integración, la duración de la corrida, y la distancia a partir de la cual un cuerpo es eyectado del sistema. Entre los integradores numéricos que se pueden elegir están: Híbrido, Bulirsch-Stoer, Bulirsch-Stoer conservativo, Simplético de Variables Mixtas y RADAU. El paso de integración se elige como una fracción del período orbital del planeta más interno del sistema.

En esta Tesis consideramos un objeto central de $0,08 M_{\odot}$. Seleccionamos el integrador Híbrido, el cual usa un algoritmo simplético de segundo orden para tratar las interacciones entre objetos con separaciones mayores a 3 radios de Hill y el método Bulirsch-Stoer para resolver encuentros cercanos. Consideramos que un planeta es eyectado del sistema cuando alcanza una distancia $r \geq 100$ au, y que este colisiona con el objeto central cuando alcanza una distancia $r \leq 0,0045$ au, que corresponde al máximo radio de nuestro objeto central en las simulaciones. Este último valor fue fijado para evitar la integración de órbitas de bajo pericentro. En este trabajo, no consideramos cuerpos menores y los parámetros físicos de los cuerpos masivos y el paso de integración son particulares de cada experimento realizado y serán explicados en los capítulos 3 y 4.

Para el desarrollo de este trabajo de Tesis modificamos el programa principal *mercury6.for* incluyendo una subrutina que modela fuerzas externas relacionadas con procesos físicos relevantes en la formación y evolución planetaria:

- Fuerzas de marea entre los planetas y la estrella, que incluyen la contracción y evolución del período de rotación del objeto central.
- Fuerza relativista ejercida por el objeto central sobre los planetas.
- Fuerza que ejerce el disco de gas sobre los planetas.

La inclusión de las fuerzas de marea y relativista es importante ya que las mismas impactan directamente en la dinámica planetaria de sistemas múltiples, en particular sobre aquellos planetas localizados en órbitas cercanas a la estrella. Por lo tanto, tienen una gran influencia en sistemas planetarios orbitando un objeto en el límite subestelar, ya que estos tienen órbitas compactas (Bolmont *et al.*, 2013, 2015). Además, la incorporación de la contracción y evolución del período de rotación del objeto central al modelo de mareas es crucial para determinar la dinámica de aquellos cuerpos que están en órbitas cercanas al objeto central cuando este es

una EM o EMBM, ya que estos objetos se contraen y aumentan su velocidad angular de rotación significativamente durante los primeros 100 Ma (Bolmont *et al.*, 2011). Por otro lado, la inclusión de la fuerza que ejerce el disco de gas sobre los planetas es relevante ya que afecta directamente a la migración y al decaimiento orbital de los planetas y, en consecuencia, a la dinámica y arquitectura planetaria (e.g. Papaloizou y Larwood, 2000; Tanaka y Ward, 2004; Paardekooper *et al.*, 2010, 2011; Cresswell y Nelson, 2008; Ida *et al.*, 2020).

Detallamos en las siguientes secciones los modelos asociados al cálculo de cada una de las fuerzas externas que incluimos en el código de N -cuerpos. Mostramos además las simulaciones de N -cuerpos de prueba realizadas para testear independiente la implementación y buen funcionamiento de cada uno de los modelos.

2.2. Modelado de los efectos de marea

En términos generales, existen dos grandes modelos para describir las mareas: el modelo de equilibrio para excentricidades de bajas a moderadas (Hut, 1981; Eggleton *et al.*, 1998) y el modelo dinámico (Zahn, 1975), para excentricidades altas. En este trabajo utilizamos el modelo de equilibrio ya que cubre el rango de las excentricidades de las órbitas de los planetas involucrados.

El modelo de equilibrio de marea considerado supone que los cuerpos involucrados están formados por un fluido de baja viscosidad (Alexander, 1973), por lo que se trabaja bajo la aproximación de que los cuerpos ajustan sus formas de equilibrio instantáneamente ante la fuerza de marea, considerando las distorsiones armónicas de hasta segundo orden (Darwin, 1908). Hace unos años, este modelo de equilibrio fue estudiado por Bolmont *et al.* (2011), quienes lo aplican al estudio dinámico entre un sistema planetario y una EM, suponiendo una disipación constante para todos los cuerpos involucrados. El modelo considera tanto el efecto de marea que la EM ejerce sobre el planeta, como el de los planetas sobre la EM, durante la evolución orbital de un sistema planetario. En este trabajo tomamos el modelo de equilibrio y le incorporamos la evolución del período de rotación del objeto central, siguiendo el trabajo de Bolmont *et al.* (2011), y la contracción en el tiempo del objeto central, siguiendo los modelos de Baraffe *et al.* (2015).

2.2.1. Términos de distorsión y disipación por mareas

Las interacciones por marea van a producir deformaciones en los cuerpos. Siguiendo el modelo de equilibrio de marea, incorporamos dos términos correspondientes a la disipación y distorsión, considerando tanto la fuerza de marea que la EM ejerce sobre cada planeta como la de cada planeta sobre la EM y despreciando la marea entre planetas. Estos términos de marea llevarán, considerando un marco de referencia astrocéntrico, a la precesión del argumento del

pericentro ω (término de distorsión), y al aumento o decrecimiento del semieje a , al decaimiento de la excentricidad e , y al estado rotacional de los planetas (término de disipación).

La corrección en la aceleración de un cuerpo correspondiente al término de distorsión por marea fue deducida en [Hut \(1981\)](#) y puede encontrarse explícitamente para el caso planeta-estrella en [Beaugé y Nesvorný \(2012\)](#):

$$\vec{f}_\omega = -3\frac{\mu}{r^8} \left[k_{2,*} \left(\frac{M_p}{M_*} \right) R_*^5 + k_{2,p} \left(\frac{M_*}{M_p} \right) R_p^5 \right] \vec{r}, \quad (2.1)$$

donde \vec{r} es el vector posición de cada planeta respecto al objeto central, $r = |\vec{r}|$, $k_{2,*}$ y $k_{2,p}$ son los números Love de potencia de grado 2 de la estrella, que consideramos en el límite subestelar y del planeta, que consideramos de tipo terrestre, respectivamente, $\mu = G(M_* + M_p)$, siendo G la constante de gravitación universal, y M_* , R_* , M_p y R_p la masa y radio de la estrella y del planeta, respectivamente.

La evolución de R_* fue tomada de los modelos de [Baraffe *et al.* \(2015\)](#) mientras que el valor del R_p de cada planeta fue calculado considerando a cada uno como un cuerpo esférico con una densidad volumétrica fija de $\rho = 5 \text{ g cm}^{-3}$. La escala de tiempo asociada a la distorsión por marea fue calculada basándonos en el trabajo de [Sterne \(1939\)](#) y está dada por:

$$t_{\text{marea},\omega} \sim \frac{2\pi a^5}{7,5nf(e)} \left(\frac{M_* M_p}{k_{2,*} M_p^2 R_*^5 + k_{2,p} M_*^2 R_p^5} \right), \quad (2.2)$$

siendo n el movimiento medio de la órbita planetaria definido como $n = (\mu/a^3)^{1/2}$ y $f(e) = (1 - e^2)^{-5} [1 + (3/2)e^2 + (1/8)e^4]$.

La corrección en la aceleración de un cuerpo por el término de disipación de marea, que produce una disminución o aumento de a y un decaimiento de e , fueron deducidos por [Eggleton *et al.* \(1998\)](#) y pueden encontrarse explícitamente para el caso planeta-estrella en [Beaugé y Nesvorný \(2012\)](#):

$$\vec{f}_{ae} = -3\frac{\mu}{r^{10}} \left[\frac{M_p}{M_*} k_{2,*} \Delta t_* R_*^5 \left(2\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{v}) + r^2(\vec{r} \times \vec{\Omega}_* + \vec{v}) \right) + \frac{M_*}{M_p} k_{2,p} \Delta t_p R_p^5 \left(2\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{v}) + r^2(\vec{r} \times \vec{\Omega}_p + \vec{v}) \right) \right], \quad (2.3)$$

donde \vec{v} es el vector velocidad del planeta, $\vec{\Omega}_p = \Omega_{p,x}\check{e}_x + \Omega_{p,y}\check{e}_y + \Omega_{p,z}\check{e}_z$ y $\vec{\Omega}_* = \Omega_*\check{e}_z$, son los vectores velocidad angular de rotación del planeta y de la estrella, respectivamente, donde \check{e}_z es un versor en la dirección normal al plano medio del sistema, y \check{e}_x y \check{e}_y son versores ortogonales en el plano medio. Para calcular cada componente de $\vec{\Omega}_p$ suponemos que la marea produce un rápido alineamiento del eje de rotación del planeta con la normal a su plano orbital. De este modo, calculamos las componentes cartesianas del vector velocidad angular de rotación de un

dato planeta por $\Omega_{p,x} = \Omega_p \sin(i) \sin(\Omega)$, $\Omega_{p,y} = -\Omega_p \sin(i) \cos(\Omega)$ y $\Omega_{p,z} = \Omega_p \cos(i)$, donde i es la inclinación orbital del planeta, y Ω la longitud del nodo ascendente. Los valores de Ω_p y Ω_* serán dados a continuación. Por otro lado, Δt_* y Δt_p son las constantes del modelo para la estrella y cada planeta, respectivamente. Los factores $k_{2,*} \Delta t_*$ y $k_{2,p} \Delta t_p$ están relacionados con los factores de disipación mediante las expresiones:

$$k_{2,p} \Delta t_p = \frac{3R_p^5 \sigma_p}{2G} \quad \text{y} \quad k_{2,*} \Delta t_* = \frac{3R_*^5 \sigma_*}{2G} \quad (2.4)$$

donde σ_p es el factor de disipación constante para cada planeta y σ_* el factor de disipación constante para el objeto central.

La magnitud de la velocidad de rotación del objeto central Ω_* fue calculada siguiendo el modelo de marea propuesto por [Bolmont et al. \(2011\)](#), quienes se aseguraron de que los valores iniciales del modelo coincidieran con las observaciones de EMBM y EM de diferentes edades, presentadas en el trabajo de [Herbst et al. \(2007\)](#). De acuerdo con ello, la magnitud de la velocidad angular de rotación del objeto central Ω_* a un dado tiempo t puede expresarse como:

$$\Omega_*(t) = \Omega_*(t_0) \left[\frac{R_{\text{rot}}^2(t_0)}{R_{\text{rot}}^2(t)} \left(\frac{R_*(t_0)}{R_*(t)} \right)^2 \times \exp \left(\int_{t_0}^t f_t dt \right) \right], \quad (2.5)$$

donde t_0 es un cierto tiempo inicial, y R_{rot}^2 el cuadrado del radio de rotación definido como $R_{\text{rot}}^2 = \frac{I_*}{M_* R_*^2}$, siendo I_* el momento de inercia del objeto central ([Hut, 1981](#)). La función f_t está dada por:

$$f_t = \frac{1}{\Omega_*} \frac{d\Omega_*}{dt}. \quad (2.6)$$

Si consideramos el R_{rot}^2 y el R_* como valores constantes en un dado intervalo de tiempo entonces:

$$f_t = -\frac{\gamma_*}{t_{\text{dis},*}} \left[N_{o1}(e) - \frac{\Omega_*}{n} N_{o2}(e) \right] \quad (2.7)$$

con $\gamma_* = \frac{L}{I_* \Omega_*}$, siendo L el momento angular orbital del planeta que orbita al objeto central, $t_{\text{dis},*}$ la escala de disipación del objeto central (ver Ec. (2.13)), y $N_{o1}(e)$ y $N_{o2}(e)$ funciones que dependen de la excentricidad del planeta que orbita al objeto central dadas por ([Bolmont et al., 2011](#)):

$$No1(e) = \frac{1 + (15/2)e^2 + (45/8)e^4 + (5/16)e^6}{(1 - e^2)^{13/2}}, \quad (2.8)$$

$$No2(e) = \frac{1 + 3e^2 + (3/8)e^4}{(1 - e^2)^5}.$$

Si solo existen planetas de tipo terrestre orbitando al objeto central, la escala de disipación del objeto central será muy grande (ver Ec. (2.13)), dando una f_t pequeña (Bolmont *et al.*, 2011). Luego, si reemplazamos en la Ec. (2.5) la expresión del radio de rotación, y suponemos simetría esférica para determinar el momento de inercia del objeto central, la velocidad de rotación puede aproximarse de la siguiente forma:

$$\Omega_*(t) \sim \Omega_*(t_0) \left(\frac{R_*(t_0)}{R_*(t)} \right)^2. \quad (2.9)$$

En el modelo de equilibrio, en el cual la constante Δt_* es independiente de la frecuencia de oscilación del cuerpo de forma esférica a elipsoidal, el movimiento del planeta afectado por mareas tiende a un estado de pseudo-sincronización (Hut, 1981; Eggleton *et al.*, 1998). Que un planeta esté en un estado de pseudo-sincronización significa que su velocidad de rotación tiende a sincronizarse con la velocidad orbital angular en el pericentro, donde las interacciones por marea son más fuertes (Hut, 1981). En simulaciones preliminares, Leconte *et al.* (2010), Bolmont *et al.* (2011), y Bolmont *et al.* (2013) verificaron el hecho de que el planeta alcanza la pseudo-sincronización rápidamente en su evolución. Debido a esto y al igual que en Bolmont *et al.* (2011), nosotros fijamos cada planeta en pseudo-sincronización en cada paso de integración a lo largo de nuestras simulaciones. Por lo tanto, podemos expresar la magnitud del vector velocidad angular de rotación del planeta de la siguiente forma (Hut, 1981):

$$\Omega_p = \frac{(1 + (15/2)e^2 + (45/8)e^4 + (5/16)e^6)}{(1 + 3e^2 + (3/8)e^4)(1 - e^2)^{3/2}} n. \quad (2.10)$$

Las escalas de tiempo de disipación para órbitas excéntricas están determinadas por la evolución secular de las mareas sobre el semieje y la excentricidad como t_a y t_e respectivamente, según las expresiones (Hansen, 2010; Bolmont *et al.*, 2011, 2013):

$$\frac{1}{t_a} = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = -\frac{1}{t_{\text{dis,p}}} \left[Na1(e) - \frac{\Omega_p}{n} Na2(e) \right] - \frac{1}{t_{\text{dis,*}}} \left[Na1(e) - \frac{\Omega_*}{n} Na2(e) \right], \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{t_e} = \frac{1}{e} \frac{de}{dt} = & -\frac{9}{2t_{\text{dis,p}}} \left[Ne1(e) - \frac{11}{18} \frac{\Omega_p}{n} Ne2(e) \right] \\ & - \frac{9}{2t_{\text{dis},\star}} \left[Ne1(e) - \frac{11}{18} \frac{\Omega_\star}{n} Ne2(e) \right]. \end{aligned} \quad (2.12)$$

donde $t_{\text{dis,p}}$ y $t_{\text{dis},\star}$ son las escalas de tiempo de disipación para órbitas circulares para el planeta y el objeto central, respectivamente dados por:

$$\begin{aligned} t_{\text{dis,p}} &= \frac{1}{9} \frac{M_p}{M_\star(M_p + M_\star)} \frac{a^8}{R_p^{10}} \frac{1}{\sigma_p}, \\ t_{\text{dis},\star} &= \frac{1}{9} \frac{M_\star}{M_p(M_p + M_\star)} \frac{a^8}{R_\star^{10}} \frac{1}{\sigma_\star}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

y $Na1$, $Na2$, $Ne1$ y $Ne2$ son factores que dependen de la excentricidad de la órbita del planeta y están dados por:

$$\begin{aligned} Na1(e) &= \frac{1 + (31/2)e^2 + (255/8)e^4 + (185/16)e^6 + (25/64)e^8}{(1 - e^2)^{15/2}}, \\ Na2(e) &= \frac{1 + (15/2)e^2 + (45/8)e^4 + (5/16)e^6}{(1 - e^2)^6}, \\ Ne1(e) &= \frac{1 + (15/4)e^2 + (15/8)e^4 + (5/64)e^6}{(1 - e^2)^{13/2}}, \\ Ne2(e) &= \frac{1 + (3/2)e^2 + (1/8)e^4}{(1 - e^2)^5}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Si suponemos planetas de tipo terrestre y un objeto central en el límite subestelar, como en el trabajo de Bolmont *et al.* (2011), podemos analizar distintos escenarios dinámicos. Si inicialmente la órbita del planeta es circular, entonces el planeta está en perfecta sincronización, por lo que $\Omega_p = n$ y sólo se mantiene la marea por parte del objeto central, que determina la evolución del planeta. Si $\Omega_p = n < \Omega_\star$, de la Ec. (2.11) se llega a que $\frac{da}{dt} > 0$, por lo que el planeta es empujado hacia afuera. Si en cambio $\Omega_p = n > \Omega_\star$, la Ec. (2.11) muestra que $\frac{da}{dt} < 0$, por lo que el planeta es empujado hacia el objeto central. Por el contrario, si inicialmente la

órbita del planeta es excéntrica ($e > 0,2$), y $\Omega_p \sim \Omega_*$, el efecto de marea por parte del planeta domina porque la escala de tiempo de disipación del planeta será menor. Además se cumple que $Na1(e) \gg Na2(e)$ (Ecs. (2.14)) y de la Ec. (2.11) se llega a que $\frac{da}{dt} < 0$, por lo que el planeta es empujado hacia el objeto central. Esto ocurre en cualquier posición donde se localice el planeta ya que para un cuerpo en pseudo-sincronización, la marea ejercida por el cuerpo actúa siempre de forma tal que hace decrecer su distancia orbital (Leconte *et al.*, 2010). Además, la marea actúa siempre de forma tal que decrece la excentricidad de la órbita. Sin embargo, cuando la excentricidad empieza a decrecer, vuelve a dominar la marea por parte del objeto central. En este caso, si el planeta está localizado más allá del radio de corrotación r_{corot} (distancia orbital en el plano medio donde se cumple que $\Omega_* = n$), entonces $\frac{da}{dt} > 0$ y el planeta es empujado hacia afuera y, por el contrario, si el planeta está por dentro de r_{corot} , $\frac{da}{dt} < 0$ y será empujado hacia la estrella.

A partir de lo explicado en esta sección, podemos ver que la dinámica planetaria se verá afectada directamente por la marea, dando lugar a distintos caminos evolutivos dependiendo de los elementos orbitales, de los parámetros físicos de los planetas y del objeto central.

Estimación de las variables del modelo

La masa de nuestro objeto central es fijada en $0.08 M_\odot$, valor cercano al límite subestelar de masa. Los embriones y planetas involucrados en el trabajo son todos de tipo terrestre (masas y radios menores o del orden de la masa y el radio terrestre). Los números de Love de grado 2 son extraídos del trabajo de Bolmont *et al.* (2015) quienes proponen un $k_{2,*} = 0,307$ para un objeto en el límite subestelar y $k_{2,p} = 0,305$ para la Tierra.

El factor de disipación constante para los planetas de tipo terrestre fue extraído del trabajo de Neron de Surgy y Laskar (1997) que es el mismo valor que el factor de disipación estimado para la Tierra $\sigma_p = 8,577 \times 10^{-50} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Por otro lado, el factor de disipación asociado a un objeto en el límite subestelar es $\sigma_* = 2,006 \times 10^{-60} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, el cual es el factor de disipación asociado a un objeto de $0,08 M_\odot$ (Hansen, 2010).

La magnitud de la velocidad angular de rotación del objeto central fue determinada a partir de la Ec. (2.9) independientemente de la dinámica del sistema planetario. Consideramos que el radio R_* evoluciona de acuerdo a los modelos atmosféricos y de estructura de Baraffe *et al.* (2015). En la Fig. 2.1 mostramos la evolución del período de rotación del objeto central y su correspondiente valor de R_* desde 1 Ma hasta 100 Ma.

2.2.2. Simulaciones numéricas de prueba

Término de disipación

Para testear las expresiones analíticas asociadas al término de disipación por mareas con las escalas temporales asociadas al decaimiento de a y de e , desarrollamos una simulación de

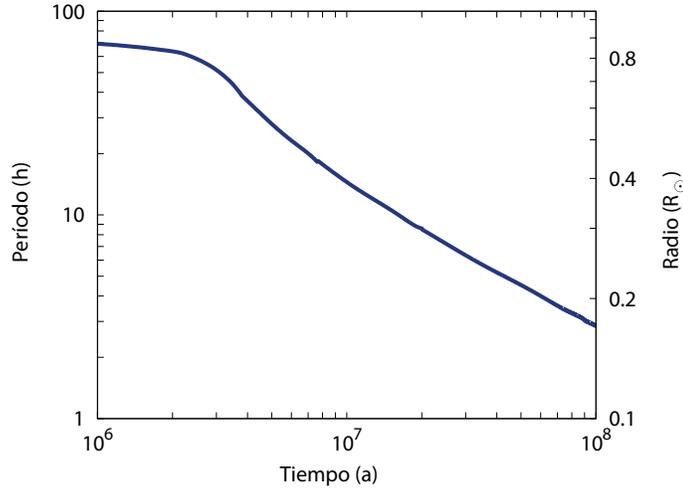


Figura 2.1: Evolución en el tiempo del período de rotación de un objeto de $0,08 M_{\odot}$ según el modelo de [Bolmont et al. \(2011\)](#).

N -cuerpos, utilizando el código MERCURY, en el cual incorporamos el término de disipación por mareas. Nuestro objetivo fue testear el modelo comparando nuestros resultados con los obtenidos por [Bolmont et al. \(2011\)](#) para el caso particular de un planeta de $1 M_{\oplus}$ alrededor de una EM de $0.04 M_{\odot}$. En nuestra simulación utilizamos valores de semieje y excentricidad de $a = 0,017242$ au y $e = 0,744$, extraídos de la Fig. 4 del trabajo de [Bolmont et al. \(2011\)](#) (curva roja de esa figura). Para correr la simulación determinamos el resto de los elementos orbitales de forma aleatoria, fijando la densidad del planeta igual a la densidad de la Tierra y adoptando un valor para el R_{\star} extraído de los modelos de [Baraffe et al. \(2015\)](#) para una EM de $0,04 M_{\odot}$.

En la Fig. 2.2 mostramos la evolución de a , e y el período de pseudo-sincronización P de un planeta de $1 M_{\oplus}$ alrededor de una EM de $0,04 M_{\odot}$, la cual resultó análoga a la estimada por [Bolmont et al. \(2011\)](#). En el panel del medio mostramos además la evolución del r_{corot} , mientras que en el panel inferior incluimos el período de rotación de la EM, P_{\star} (líneas punteadas). De la evolución de a , e y P podemos ver que, como en un principio $P_{\star} > P$, entonces el planeta se mueve en dirección al objeto central. Bajo esta condición, a pesar de que $a = r_{\text{corot}}$, la órbita planetaria no es circular, por lo que el planeta continúa moviéndose hacia la EM. Luego, cuando se cumple que $P_{\star} = P$, la órbita se vuelve circular y $\Omega_p = n$, por lo que esta vez, cuando $a = r_{\text{corot}}$, el planeta comienza a moverse en dirección opuesta a la EM porque $P_{\star} < P$. Esta evolución orbital del planeta está de acuerdo con los escenarios dinámicos que se describieron al final de la sección 2.2.1, si relacionamos los períodos con las velocidades angulares de rotación, siendo $P = 2\pi/\Omega_p$ y $P_{\star} = 2\pi/\Omega_{\star}$.

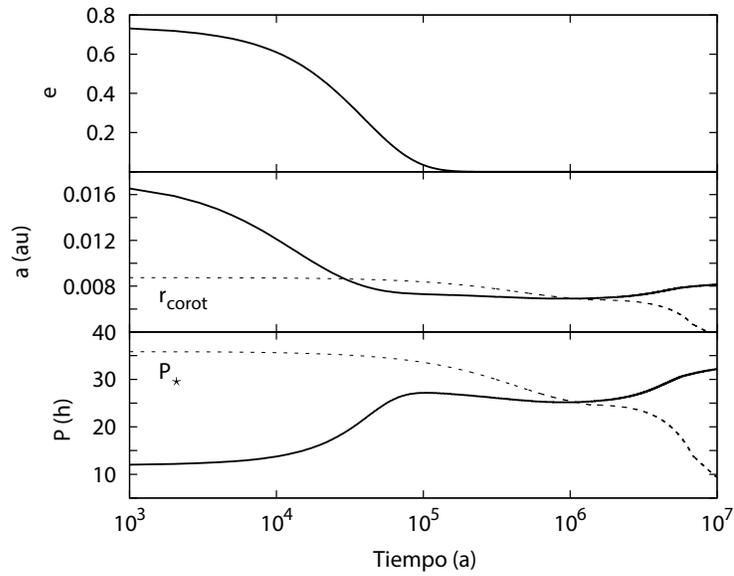


Figura 2.2: Evolución de e , a y el período de pseudo-sincronización de un planeta de $1 M_{\oplus}$ orbitando una EM de $0,04 M_{\odot}$. Las líneas continuas indican los resultados obtenidos considerando los elementos orbitales propuestos por Bolmont *et al.* (2011). Las líneas punteadas indican la evolución de r_{corot} (panel del medio) y del período de rotación de la EM P_* (panel inferior).

Término de distorsión

Para testear la expresión de la fuerza asociada a la distorsión por mareas con la escala temporal, realizamos una simulación de N -cuerpos, utilizando el código MERCURY en el cual incorporamos mediante una subrutina el término de distorsión por mareas.

A modo de ejemplo consideramos un planeta de $1 M_{\oplus}$ con $a = 0,01$ au y $e = 0,1$, orbitando un objeto central de $1 M_{\odot}$ de edad y masa de $0,08 M_{\odot}$. En la Fig. 2.3 mostramos la escala temporal en la que precesa la línea apsidal asociada al planeta. Nuestros resultados muestran que el planeta tiene una precesión de ω de 360° completa en 3060 años. Este valor asociado al efecto de marea está en acuerdo con el tiempo predicho por la escala temporal asociada a la Ec. (2.2).

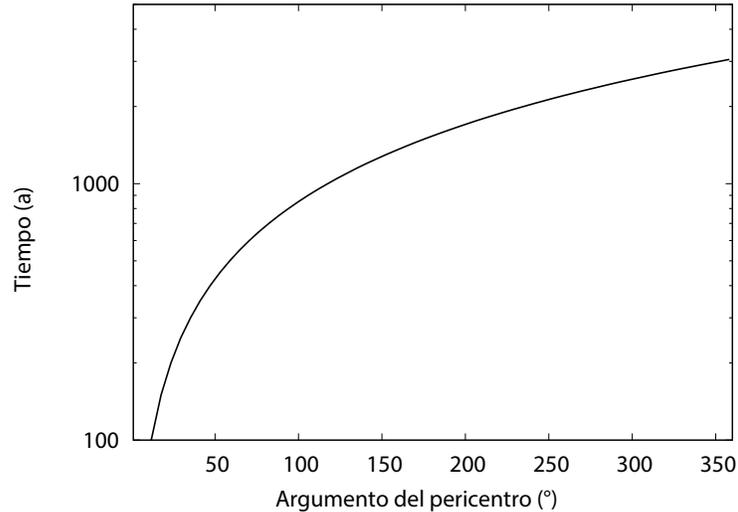


Figura 2.3: Precesión apsidal asociada al término de distorsión por mareas para un planeta de $1 M_{\oplus}$ orbitando un objeto de $0,08 M_{\odot}$ con valores iniciales $a = 0,01$ au y $e = 0,1$. En este ejemplo, el argumento del pericentro completa una órbita en 3060 años.

2.3. Modelado de efectos de Relatividad General

El efecto predominante derivado de la Teoría de la Relatividad General (TRG) que afecta a la dinámica de sistemas planetarios es la precesión del pericentro del planeta (Einstein, 1916). Como trabajamos en el marco de referencia con origen en el objeto central, la corrección en la

aceleración que sufre cada planeta por efectos de relatividad general está dada por:

$$\vec{f}_{\text{GR}} = \frac{GM_{\star}}{r^3 c^2} \left[\left(\frac{4GM_{\star}}{r} - \mathbf{v}^2 \right) \vec{r} + 4(\vec{v} \cdot \vec{r})\vec{v} \right]. \quad (2.15)$$

La Ec. (2.15) fue propuesta por Anderson *et al.* (1975). Esta expresión fue usada por varios trabajos en donde se estudia la evolución dinámica planetaria (Quinn *et al.*, 1991; Shahid-Saless y Yeomans, 1994; Varadi *et al.*, 2003; Benitez y Gallardo, 2008; Zanardi *et al.*, 2018). La escala de tiempo asociada a la precesión del argumento del pericentro está dada por (Einstein, 1916):

$$t_{\text{RG},\omega} = 2\pi \frac{a^{\frac{5}{2}} c^2 (1 - e^2)}{3G^{\frac{3}{2}} (M_{\star} + M_{\text{p}})^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.16)$$

2.3.1. Simulación numérica de prueba

Para testear la expresión de la aceleración asociada a los efectos de relatividad general con la escala temporal, realizamos una simulación de N -cuerpos, utilizando el código MERCURY en el cual incorporamos los efectos de relatividad general que afectan a la precesión del pericentro de un planeta. Consideramos en este caso los mismos parámetros para el planeta y el objeto central que en la simulación de prueba realizada para testear el efecto de la precesión del pericentro del planeta por mareas (ver subsección 2.2.2). En la Fig. 2.4 mostramos la escala temporal en la que precesa la línea apsidal asociada al planeta. Nuestros resultados muestran que el planeta tiene una precesión de ω completa en 14 750 años. Este valor está en acuerdo con el tiempo predicho por la escala temporal de la Ec. (2.16).

Remarcamos que los valores de la escala temporal asociados a los efectos de relatividad general dependen de la masa del objeto central y de la distancia entre el planeta y el objeto central, mientras que los valores de la escala temporal asociados a los efectos de marea dependen además de la masa y el radio planetario y de los números de Love relacionados con la rigidez de los cuerpos. En nuestro ejemplo vemos que la línea apsidal de un planeta de $1 M_{\oplus}$ orbitando un objeto central de masa cercana al límite subestelar con los parámetros elegidos, precesa más rápido por mareas que por los efectos de relatividad general. Sin embargo, si se eligen otros parámetros físicos y orbitales, por ejemplo se disminuye la masa del planeta, o aumenta la distancia al objeto central, los efectos relativistas serán más relevantes que aquellos asociados al término de distorsión por mareas.

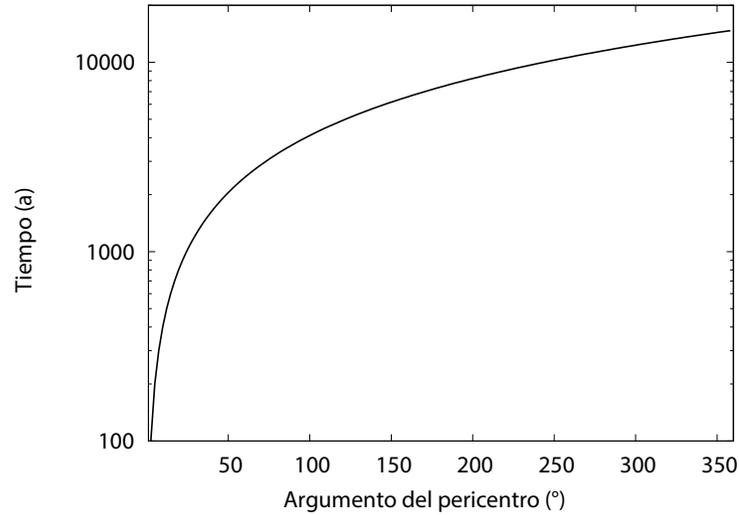


Figura 2.4: Precesión apsidal asociada a los efectos de relatividad general para un planeta de $1 M_{\oplus}$ orbitando un objeto de $0,08 M_{\odot}$ con valores iniciales de $a = 0,01$ au y $e = 0,1$. En este ejemplo, el argumento del pericentro completa una órbita en 14 750 años.

2.4. Modelo del disco de gas

El disco protoplanetario evoluciona bajo la conservación de la masa y del momento angular del sistema estrella-disco. Parte de la masa de la región más interna del disco es acrecida por la estrella y para conservar el momento angular otra parte de la masa migra en dirección opuesta a la estrella. Si el disco tiene simetría axial y es geoméricamente delgado, entonces la dinámica del transporte de material será solo en la dirección radial r en el plano medio del disco y se puede proponer que el mecanismo de transporte de momento angular sea una viscosidad turbulenta (Shakura y Sunyaev, 1973). Esta viscosidad se puede originar por distintos factores, aunque las inestabilidades que se generan en un disco con rotación diferencial kepleriana por la presencia de un campo magnético débil (Balbus y Hawley, 1991) representan un mecanismo ampliamente utilizado. Este proceso recibe el nombre de inestabilidad magneto-rotacional (MRI). Este mecanismo de transporte angular será válido en una región interna del disco, cercana a la estrella, tal que $r \ll r_{\text{ext}}$, con r_{ext} el radio externo del disco. En las regiones donde la disipación de energía por el proceso de viscosidad es pequeña, se vuelve relevante la difusión térmica debida a la irradiación estelar. Este modelo de disco con calentamiento por viscosidad en una región cercana a la estrella y calentamiento por irradiación estelar en la región más externa es explicado en más detalle, por ejemplo, en el trabajo de Hueso y Guillot (2005).

Los embriones planetarios que se encuentren inmersos en el disco de gas evolucionan a partir de un intercambio de momento angular con la componente gaseosa del disco. Dicho intercambio de momento solo se da en localizaciones resonantes, lo que lleva a considerar las

resonancias de corrotación y las resonancias de Lindblad para el cálculo de los torques que ejerce la componente gaseosa del disco sobre los embriones (Goldreich y Tremaine, 1979). Dichos torques dependen de la física del disco, por lo cual es necesario definir perfiles para la estructura del mismo. Para estudiar los efectos de la componente gaseosa sobre una muestra de embriones planetarios, definimos primero los perfiles que describen la estructura del disco según Ida *et al.* (2016) y que van a depender del proceso de calentamiento del mismo. Luego, detallamos como calcular la fuerza que el gas ejerce sobre cada embrión planetario teniendo en cuenta los torques de Lindblad y de corrotación. Para ello seguimos los trabajos de Paardekooper *et al.* (2010, 2011), que calculan los torques ejercidos por la componente gaseosa sobre embriones en órbitas circulares y coplanares, considerando un disco no isotermo. Finalmente, para extender el cálculo de los torques en órbitas planetarias excéntricas y/o inclinadas, es que utilizamos dos prescripciones distintas de la literatura: una prescripción publicada recientemente que se basa en el tratamiento de la fricción dinámica (Ida *et al.*, 2020) y una prescripción clásica que está basada en el ajuste de expresiones analíticas a los resultados de simulaciones hidrodinámicas (Cresswell y Nelson, 2008).

2.4.1. Estructura del disco de gas

En nuestro trabajo de Tesis, adoptamos el modelo propuesto por Ida *et al.* (2016) para describir la estructura del disco en función de los perfiles de densidad superficial del gas Σ_g , la temperatura en el plano medio T_g y la escala de altura $h_g = H_g/r$, donde r es la componente radial en el plano medio del disco y H_g es la altura del disco en dirección perpendicular al plano medio. El modelado de los perfiles depende del mecanismo de calentamiento dominante. En la región interna del disco ($r_0 < r < r_{\text{tran}}$, con r_0 el límite interno del disco y r_{tran} el radio de transición de regímenes de calentamiento) el proceso físico relevante en el calentamiento del disco es la disipación viscosa, mientras que en la región externa ($r_{\text{tran}} < r < r_{\text{final}}$, con r_{final} el límite externo del disco) lo es la irradiación del objeto central (e.g. Hueso y Guillot, 2005). Para la región interna del disco los perfiles para Σ_g , T_g y h_g están dados por:

$$\Sigma_{g,\text{vis}} = 2100 \left(\frac{\dot{M}_g}{10^{-8} M_\odot \text{ a}^{-1}} \right)^{3/5} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{1/5} \left(\frac{\alpha_g}{10^{-3}} \right)^{-4/5} \left(\frac{r}{\text{au}} \right)^{-3/5} \text{ g cm}^{-2}, \quad (2.17)$$

$$T_{g,\text{vis}} = 200 \left(\frac{\dot{M}_g}{10^{-8} M_\odot \text{ a}^{-1}} \right)^{2/5} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{3/10} \left(\frac{\alpha_g}{10^{-3}} \right)^{-1/5} \left(\frac{r}{\text{au}} \right)^{-9/10} \text{ K}, \quad (2.18)$$

$$h_{g,\text{vis}} = 0,027 \left(\frac{\dot{M}_g}{10^{-8} M_\odot \text{ a}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-7/20} \left(\frac{\alpha_g}{10^{-3}} \right)^{-1/10} \left(\frac{r}{\text{au}} \right)^{1/20}, \quad (2.19)$$

donde M_\star es la masa del objeto central, \dot{M}_g la tasa de acreción de gas y α_g el coeficiente viscoso relacionado con la viscosidad $\nu = \alpha_g c_s T_g H_g$ de Shakura y Sunyaev (1973), siendo c_s la velocidad

del sonido para una temperatura T_g en el plano medio del disco. Suponemos que la región interna del disco es ópticamente gruesa y con una opacidad promedio de $\kappa = 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ que se considera constante en toda la región viscosa. Para suavizar el perfil de $\Sigma_{g,\text{vis}}$ en el límite interno del disco, lo multiplicamos por el factor $\tanh[(r - r_0)/(r_0 h_0)]$, donde h_0 es la escala de altura en el límite interno del disco como es sugerido en los trabajos de [Cossou et al. \(2014\)](#), [Matsumura et al. \(2017\)](#) y [Brasser et al. \(2018\)](#).

Para la región externa del disco, los correspondientes perfiles están dados por:

$$\Sigma_{g,\text{irr}} = 2700 \left(\frac{\dot{M}_g}{10^{-8} M_\odot \text{ a}^{-1}} \right) \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{9/14} \left(\frac{\alpha_g}{10^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{-2/7} \left(\frac{r}{\text{au}} \right)^{-15/14} \text{ g cm}^{-2}, \quad (2.20)$$

$$T_{g,\text{irr}} = 150 \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1/7} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{2/7} \left(\frac{r}{\text{au}} \right)^{-3/7} \text{ K}, \quad (2.21)$$

$$h_{g,\text{irr}} = 0,024 \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-4/7} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{1/7} \left(\frac{r}{\text{au}} \right)^{2/7}, \quad (2.22)$$

donde L_\star es la luminosidad del objeto central y por simplicidad suponemos que el disco es ópticamente delgado en dirección perpendicular al plano medio. La distancia radial r_{tran} está dada por:

$$r_{\text{tran}} = 1,8 \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{-20/33} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{31/33} \left(\frac{\alpha_g}{10^{-3}} \right)^{-14/33} \left(\frac{\dot{M}_g}{10^{-8} M_\odot \text{ a}^{-1}} \right)^{28/33} \text{ au}. \quad (2.23)$$

En este trabajo, los parámetros que definen los perfiles iniciales del disco están dados para 1 Ma. El límite interno del disco fue fijado en $r_0 = 0,015 \text{ au} \simeq 3R_{\star,0}$ siendo $R_{\star,0}$ el radio del objeto central en 1 Ma, extraído de los modelos de [Baraffe et al. \(2015\)](#). La escala de altura de disco en r_0 es $h_0 = 0,03$, la cual es calculada usando el perfil de densidad viscoso ya que $r_{\text{tran}} = 0,086 \text{ au}$ para 1 Ma. El coeficiente viscoso fue fijado en un valor constante $\alpha_g = 0,001$, que es un valor típico usado en discos en torno a EM ([Adame et al., 2011](#)). Finalmente, la luminosidad estelar sigue los modelos de evolución propuestos por [Baraffe et al. \(2015\)](#) durante toda la evolución del disco.

Tasa de acreción de gas

La evolución en el tiempo t de la tasa de acreción de gas \dot{M}_g fue tomada del trabajo de [Manara et al. \(2012\)](#), quienes se basan en una gran muestra de estrellas y EM que se encuentran acreciendo gas en la Nebulosa de Orión. También fue adoptada por [Liu et al. \(2020\)](#) para estudiar

la formación planetaria cerca del límite de masa subestelar. La misma está dada por la siguiente expresión:

$$\log_{10} \left(\frac{\dot{M}_g}{M_\odot \text{ a}^{-1}} \right) = -5,12 - 0,46 \log \left(\frac{t}{\text{a}} \right) - 5,75 \log \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right) + 1,17 \log \left(\frac{t}{\text{a}} \right) \log \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right). \quad (2.24)$$

Los resultados observacionales de poblaciones estelares jóvenes muestran que a una dada edad la fracción de EM que albergan discos es mayor que la de las estrellas de baja masa y mayor incluso que la de las estrellas más masivas. Por ejemplo aproximadamente a los 7 Ma, cerca del 30 % de las EM observadas (con masas entre $0,03 M_\odot$ y $0,072 M_\odot$) retienen sus discos. Por el contrario, solo el 5 % de las estrellas de baja masa (con masas entre $0,1 M_\odot$ y $0,5 M_\odot$) lo hacen (Damjanov *et al.*, 2007; Bayo *et al.*, 2012; Riaz *et al.*, 2012; Dawson *et al.*, 2013; Downes *et al.*, 2015; Manzo-Martínez *et al.*, 2020). Estos resultados sugieren que las EMBM y las EM pueden retener sus discos primordiales por más tiempo. En nuestro trabajo tomamos como tiempo de referencia de vida promedio del disco 10 Ma, ya que la masa de nuestro objeto central es $0,08 M_\odot$.

El proceso que consideramos dominante para la dispersión de la componente gaseosa del disco es la acreción de gas hacia el objeto central. Como se explica en Stamatellos y Herczeg (2015), las incertidumbres respecto a cómo las emisiones UV y de rayos X de las EM afectan a los discos que albergan dificulta la estimación de la contribución de la fotoevaporación en la dispersión del gas del disco. Aunque este proceso puede ocurrir en discos en torno a EMBM (Alexander *et al.*, 2006), en promedio sus tasas de evaporación estimadas son del orden de $10^{-11} M_\odot/\text{a}$ (Herczeg, 2007). Por esto, incluso en la aproximación de una tasa de evaporación constante de $10^{-11} M_\odot/\text{a}$ durante los primeros 10 Ma, la acreción hacia el objeto central sería siempre mayor que este valor. Por lo anterior despreciamos el efecto de la fotoevaporación producida por la radiación del objeto central en este trabajo.

2.4.2. Interacciones con el disco de gas

Las interacciones que sufren los embriones planetarios con el disco de gas provoca su migración y el decaimiento de la excentricidad e inclinación de sus órbitas. Para nuestro trabajo utilizamos las expresiones de los torques de Lindblad y de corrotación propuestos por Paardekooper *et al.* (2010, 2011). Para extender el análisis a embriones planetarios en órbitas excéntricas e inclinadas y calcular las fuerzas asociadas a dichos torques usamos dos prescripciones diferentes. Por un lado, trabajamos con una nueva prescripción basada en la fricción dinámica que puede ser aplicada tanto en el caso subsónico como en el supersónico, propuesta en un trabajo reciente por Ida *et al.* (2020) (de ahora en adelante Ida20). La separación entre el régimen subsónico y el supersónico esta dada por $\Delta v \sim c_s$, donde Δv es la velocidad relativa entre el gas y el embrión planetario, y c_s es la velocidad del sonido del gas. Como $\Delta v \sim \epsilon r n$,

con n la velocidad angular kepleriana a una distancia r del objeto central y $c_s = ehr$, entonces la separación entre el régimen subsónico y supersónico estaría dada por $e \sim h$. Por otro lado, usamos la prescripción clásica basada en el ajuste de expresiones analíticas a simulaciones hidrodinámicas con planetas embebidos en discos de gas con órbitas inicialmente excéntricas e inclinadas, propuestas en el trabajo de [Cresswell y Nelson \(2008\)](#) (de ahora en adelante CN08). Si suponemos entonces una longitud de suavizado gravitatorio de $b = 0,4h_g$ ([Paardekooper et al., 2010, 2011](#)), el torque total Γ_{total} sobre cada planeta está dado por:

$$\Gamma_{\text{total}} = \Delta_L \Gamma_L + \Delta_C \Gamma_C, \quad (2.25)$$

donde Δ_L y Δ_C son los factores de reducción para órbitas planetarias no circulares ni coplanares ([Paardekooper et al., 2010, 2011](#)). Las prescripciones de Ida20 y de CN08 proponen diferentes factores, como veremos en la siguiente sección. Las variables Γ_L y Γ_C representan, respectivamente, los torques de Lindblad y de corrotation para órbitas planetarias circulares y coplanares y están dados por las siguientes expresiones:

$$\Gamma_L = (-2,5 - 1,7\beta + 0,1\delta) \frac{\Gamma_0}{\gamma_{\text{eff}}}, \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_C = & \Gamma_{c,\text{hs,baro}} F(p_\nu) G(p_\nu) + (1 - K(p_\nu)) \Gamma_{c,\text{lin,baro}} + \\ & \Gamma_{c,\text{hs,ent}} F(p_\nu) F(p_\chi) \sqrt{G(p_\nu) G(p_\chi)} + \\ & \sqrt{(1 - K(p_\nu))(1 - K(p_\chi))} \Gamma_{c,\text{lin,ent}}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

donde $\Gamma_{c,\text{hs,baro}}$ y $\Gamma_{c,\text{lin,baro}}$ son los términos barotrópicos considerando una contribución no lineal en una región de herradura (*horseshoe region*) y una contribución lineal, respectivamente; y $\Gamma_{c,\text{hs,ent}}$ y $\Gamma_{c,\text{lin,ent}}$ son las contrapartes correspondientes a los términos entrópicos no barotrópicos. Una explicación detallada de estos términos involucrados en el cálculo del torque de corrotación puede verse en los trabajos de [Paardekooper et al. \(2010\)](#) y [Paardekooper et al. \(2011\)](#), en donde se proponen las siguientes expresiones para definirlos:

$$\Gamma_{c,\text{hs,baro}} = 1,1 (1,5 - \delta) \frac{\Gamma_0}{\gamma_{\text{eff}}}, \quad (2.28)$$

$$\Gamma_{c,\text{lin,baro}} = 0,7 (1,5 - \delta) \frac{\Gamma_0}{\gamma_{\text{eff}}}, \quad (2.29)$$

$$\Gamma_{c,\text{hs,ent}} = 7,9\epsilon \frac{\Gamma_0}{\gamma_{\text{eff}}^2}, \quad (2.30)$$

$$\Gamma_{c,\text{lin,ent}} = \left(2,2 - \frac{1,4}{\gamma_{\text{eff}}}\right) \epsilon \frac{\Gamma_0}{\gamma_{\text{eff}}}, \quad (2.31)$$

donde el torque normalizado es $\Gamma_0 = \left(M_p/M_\star\right)^2 \Sigma_g r^4 h_g^{-2} n^2$. El valor negativo del índice de la ley de potencias de la entropía $\epsilon = \beta - (\gamma - 1)\delta$, siendo $\delta = -d \ln \Sigma_g / d \ln r$, $\beta = -d \ln T_g / d \ln r$ y el índice adiabático $\gamma = 1,4$. El factor γ_{eff} viene dado por:

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2Q\gamma}{\gamma Q + 0,5 \sqrt{2 \sqrt{(\gamma^2 Q^2 + 1)^2 - 16Q^2(\gamma - 1) + 2\gamma^2 Q^2} - 2}} \quad (2.32)$$

que está relacionado con la difusión térmica a través de los coeficientes $Q = 2\chi/3h_g^3 r^2 n$ y $\chi = 16\gamma(\gamma - 1)\sigma T_g^4 / [3\kappa(\rho_g h_g r n)^2]$, con σ la constante de Stefan-Boltzmann, κ la opacidad del gas y ρ_g la densidad volumétrica de gas $\rho_g = \Sigma_g / (H_g \sqrt{2\pi})$.

Adicionalmente, las funciones $F(p)$, $G(p)$ y $K(p)$ están dadas por:

$$F(p) = \frac{1}{1 + \left(\frac{p}{1,3}\right)^2}, \quad (2.33)$$

$$G(p) = \begin{cases} \frac{16}{25} \left(\frac{45\pi}{8}\right)^{3/4} p^{3/2} & \text{si } p < \sqrt{\frac{8}{45\pi}} \\ 1 - \frac{9}{25} \left(\frac{8}{45\pi}\right)^{4/3} p^{-8/3} & \text{si } p \geq \sqrt{\frac{8}{45\pi}} \end{cases}, \quad (2.34)$$

$$K(p) = \begin{cases} \frac{16}{25} \left(\frac{45\pi}{28}\right)^{3/4} p^{3/2} & \text{si } p < \sqrt{\frac{28}{45\pi}} \\ 1 - \frac{9}{25} \left(\frac{28}{45\pi}\right)^{4/3} p^{-8/3} & \text{si } p \geq \sqrt{\frac{28}{45\pi}} \end{cases}, \quad (2.35)$$

que están evaluadas en p que toma la forma de p_ν , el parámetro de saturación asociado con la viscosidad, o p_χ , el parámetro de saturación relacionado con la difusión térmica, según la Ec. (2.27) (Paardekooper *et al.*, 2010, 2011). El parámetro p_ν está dado por:

$$p_\nu = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{r^2 n x_s^3}{2\pi\nu}}, \quad (2.36)$$

donde $x_s = (1,1/\gamma_{\text{eff}}^{0,25}) \sqrt{M_p/(M_\star h_g)}$ es el semiancho adimensional de la región de herradura, mientras que p_χ se define como:

$$p_\chi = \sqrt{\frac{r^2 n x_s^3}{2\pi\chi}}. \quad (2.37)$$

Coefficiente de viscosidad

Siguiendo los trabajos de Cossou *et al.* (2014), Coleman y Nelson (2014), Izidoro *et al.* (2017), Carrera *et al.* (2018) y Raymond *et al.* (2018), adoptamos un mismo y único valor para α_g , el cual es utilizado tanto para el cálculo de la acreción viscosa que se da en los perfiles de disco en la

zona interna como para el cómputo del torque de la interacción planeta-disco. Fijamos el valor en $\alpha_g = 10^{-3}$, el cual está de acuerdo con el rango de valores propuestos por [Matsumura *et al.* \(2021\)](#). Finalmente, destacamos que todas las expresiones requeridas para calcular los torques de Lindblad y corrotación están evaluadas en el semieje mayor de la órbita del planeta.

Factores de reducción y aceleraciones de Ida20

Los factores de reducción para el cálculo de los torques sobre planetas en órbitas excéntricas e inclinadas propuestos por Ida20 están dados por las siguientes expresiones:

$$\Delta_L = \left(1 + \frac{C_P}{C_M} \sqrt{e_{\text{rat}}^2 + i_{\text{rat}}^2}\right)^{-1}, \quad (2.38)$$

$$\Delta_C = \exp\left(-\frac{\sqrt{e^2 + i^2}}{e_f}\right), \quad (2.39)$$

donde $C_P = 2,5 - 0,1\delta + 1,7\beta$, $C_M = 6(2\delta - \beta + 2)$, $e_{\text{rat}} = e/h_g$, $i_{\text{rat}} = i/h_g$ y $e_f = 0,5h_g + 0,01$.

En coordenadas cilíndricas (r, θ, z) las correcciones en la aceleración de un planeta con una velocidad dada por $\vec{v} = (v_r, v_\theta, v_z)$ son:

$$\vec{f}_{\text{Ida}} = -\frac{v_r}{t_e} \hat{e}_r - \frac{(v_\theta - v_k)}{t_e} \hat{e}_\theta - \frac{v_k}{2t_a} \hat{e}_\theta - \frac{v_z}{t_i} \hat{e}_z, \quad (2.40)$$

donde \hat{e}_r , \hat{e}_θ y \hat{e}_z son los versores en las respectivas direcciones. La velocidad del gas está dada por la expresión $\vec{v}_g = (0, (1 - \eta)v_k, 0)$, siendo v_k la velocidad kepleriana, y η el factor que representa cuánto se aparta la velocidad del disco de gas de la velocidad kepleriana de la forma $\eta = -(h_g^2/2)/(d \ln P_g/d \ln r)$, donde P_g es la presión del gas. Para discos con perfiles de densidad superficial suave (sin presencia de brechas o anillos) se tiene que $\eta \sim h_g^2$, que es la aproximación utilizada por Ida20. Las variables t_a , t_e y t_i representan las escalas de tiempo de evolución del semieje mayor a , de la excentricidad e y la inclinación i de la órbita del planeta, respectivamente. Considerando que la migración del planeta se debe a la interacción con un disco de gas no isoterma, y suponiendo la condición $i < h_g$, ya que planetas de baja masa inmersos en un disco de gas tienen inclinaciones que cumplen con esta condición, las escalas de decaimiento pueden ser expresadas de la siguiente forma:

$$t_a = -\frac{t_{\text{wave}}}{2h_g^2} \frac{\Gamma_0}{\Gamma_{\text{total}}}, \quad (2.41)$$

$$t_e = \frac{t_{\text{wave}}}{0,78} \left[1 + \frac{1}{15}(e_{\text{rat}}^2 + i_{\text{rat}}^2)^{3/2}\right], \quad (2.42)$$

$$t_i = \frac{t_{\text{wave}}}{0,544} \left[1 + \frac{1}{21,5}(e_{\text{rat}}^2 + i_{\text{rat}}^2)^{3/2}\right], \quad (2.43)$$

donde

$$t_{\text{wave}} = \left(\frac{M_{\star}}{M_{\text{p}}} \right) \left(\frac{M_{\star}}{\Sigma_{\text{g}} r^2} \right) h_{\text{g}}^4 n^{-1} \quad (2.44)$$

es la escala de tiempo dada por Papaloizou y Larwood (2000) y Tanaka y Ward (2004), en donde todos los parámetros físicos están evaluados en el semieje mayor de la órbita planetaria.

Factores de reducción y aceleraciones de CN08

Los factores de reducción propuestos por CN08 están dados por:

$$\Delta_{\text{L}} = \left[P_{\text{e}} + \frac{P_{\text{e}}}{|P_{\text{e}}|} \left\{ 0,07i_{\text{rat}} + 0,085i_{\text{rat}}^4 - 0,08e_{\text{rat}}i_{\text{rat}}^2 \right\} \right]^{-1}, \quad (2.45)$$

$$\Delta_{\text{C}} = \exp\left(-\frac{e}{e_{\text{f}}}\right) [1 - \tanh(i_{\text{rat}})], \quad (2.46)$$

donde

$$P_{\text{e}} = \frac{1 + \left(\frac{e}{2,25h_{\text{g}}}\right)^{6/5} + \left(\frac{e}{2,84h_{\text{g}}}\right)^6}{1 - \left(\frac{e}{2,02h_{\text{g}}}\right)^4}. \quad (2.47)$$

De la comparación de simulaciones hidrodinámicas con las simulaciones de N -cuerpos, basándose en un perfil de densidad superficial de disco donde $\Sigma_{\text{g}} \propto r^{-0,5}$ y con una altura de disco fija de $H_{\text{g}}/r = 0,05$, CN08 dedujeron las siguientes expresiones para el cálculo de las aceleraciones que sufren los planetas por las interacciones con el disco de gas:

$$\vec{\mathbf{f}}_{\text{CN}} = -\frac{\vec{\mathbf{v}}}{t_{\text{m}}} - 2\frac{(\vec{\mathbf{v}} \cdot \vec{\mathbf{r}})\vec{\mathbf{r}}}{r^2 t_{\text{e}}} - 2\frac{v_z}{t_{\text{i}}} \hat{e}_z, \quad (2.48)$$

donde $\vec{\mathbf{r}}$ y $\vec{\mathbf{v}}$ son los vectores posición y velocidad del planeta en coordenadas cartesianas y \hat{e}_z el versor en dirección normal al plano medio del disco. Adicionalmente, las escalas de tiempo de decaimiento de la excentricidad y de la inclinación están dadas por:

$$t_{\text{e}} = \frac{t_{\text{wave}}}{0,78} \left(1 - 0,14e_{\text{rat}}^2 + 0,06e_{\text{rat}}^3 + 0,18e_{\text{rat}}i_{\text{rat}}^2 \right), \quad (2.49)$$

$$t_{\text{i}} = \frac{t_{\text{wave}}}{0,544} \left(1 - 0,3i_{\text{rat}}^2 + 0,24i_{\text{rat}}^3 + 0,14e_{\text{rat}}^2 i_{\text{rat}} \right), \quad (2.50)$$

donde t_{wave} viene dada por la Ec. (2.44) y el torque total Γ_{total} incluye los factores de reducción dados por las Ec. (2.45) y (2.46).

En CN08 se introduce una escala temporal de migración t_m en el cálculo de las aceleraciones que sufren los embriones planetarios, que está dada por:

$$t_m = -L \frac{\Gamma_0}{\Gamma_{\text{total}}}, \quad (2.51)$$

donde $L = M_p \sqrt{GM_\star a(1 - e^2)}$ es el momento angular orbital del planeta, M_p su masa y G la constante de gravitación universal. Es importante resaltar que esta escala de migración no representa la evolución real del semieje mayor. Como vimos en la Ec. (2.51), esta escala se relaciona directamente con el momento angular. Sin embargo, un cambio en el momento angular orbital L puede ocurrir ya sea por una variación en el semieje mayor o en la excentricidad de la órbita de un planeta, como podemos deducir a partir de la definición del momento angular orbital:

$$\Delta L = \frac{M_p \sqrt{GM_\star(1 - e^2)}}{2\sqrt{a}} \Delta a - \frac{M_p \sqrt{GM_\star a e}}{\sqrt{1 - e^2}} \Delta e. \quad (2.52)$$

Por ejemplo, una disminución de momento angular no siempre se interpreta como una migración del planeta en dirección al objeto central. En efecto, si el semieje de la órbita se mantiene constante, un decrecimiento del momento angular estará dado por un aumento en la excentricidad orbital.

Diferencias y similitudes entre Ida20 y CN08

Como vimos, el modelado de la migración y el decaimiento orbital que experimentan los embriones debido a las interacciones con el disco de gas difieren según las prescripciones de Ida20 y CN08. Ambas consideran las mismas estimaciones para el cálculo de los torques de Lindblad y corrotación, pero difieren en las expresiones de los factores de reducción, las escalas de decaimiento orbital y en las expresiones de las aceleraciones que sufren los planetas cuando sus órbitas son no circulares ni coplanares. Evaluamos entonces la consistencia entre ambas prescripciones comparando el torque total que sufre un planeta cuando la órbita es circular y coplanar con el plano medio del disco y cuando no lo es.

La Fig. 2.5 muestra los mapas del torque total Γ_{total} normalizado por el factor Γ_0 para planetas con masas M_p y valores de semiejes a dentro de los rangos $M_\oplus < M_p < 10 M_\oplus$ y $0,015 < a/\text{au} < 5$ y seleccionando los parámetros del disco para una edad de 1 Ma, considerando un objeto central de masa $0,08 M_\odot$. Los paneles izquierdos muestran el rango completo de a y los paneles derechos la parte más interna del disco ($0,015 < a/\text{au} < 0,02$). Los paneles superiores muestran el caso en que la órbita planetaria es circular y coplanar. En este caso los factores de reducción Δ_L y Δ_C son iguales a la unidad por lo que el Γ_{total} para cada planeta en un dado a es el mismo en ambas prescripciones. Para embriones con masas $M_p < 3 M_\oplus$ cercanos al límite interno del disco se cumple que $\Gamma_{\text{total}} > 0$ mientras que $\Gamma_{\text{total}} \sim 0$ solo para

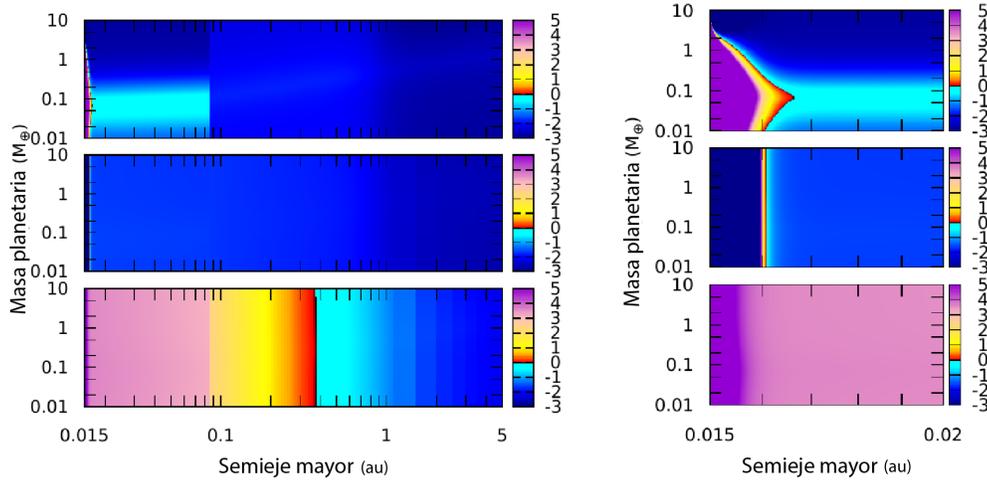


Figura 2.5: Mapas del torque total normalizado $\Gamma_{\text{total}}/\Gamma_0$ que el disco de gas ejerce sobre los planetas luego de 1 Ma: para órbitas coplanares y circulares (paneles superiores), órbitas con $e = 0,1$ siguiendo las prescripciones de Ida20 (paneles medios) y órbitas con $e = 0,1$ siguiendo las prescripciones de CN08 (paneles inferiores). Los paneles derechos muestran una ampliación de la zona más interna del disco.

planetas a distancias específicas cercanas al límite interno del disco, que dependen de la masa planetaria. Para el resto de las combinaciones de a y M_p el $\Gamma_{\text{total}} < 0$. Los paneles del medio muestran el Γ_{total} considerando una órbita coplanar para cada planeta con $e = 0,1$ y donde el Γ_{total} es calculado usando los factores Δ_L y Δ_C de las prescripciones de Ida20. En este caso, para la mayoría de los casos $\Gamma_{\text{total}} < 0$, tomando valores más negativos para $a > r_{\text{tran}} = 0,086$ au, excepto para una región angosta alrededor de $a \sim 0,016$ au donde toma valores positivos y muy cercanos a cero. Esta pequeña región de valores positivos se produce por un máximo en el perfil de densidad del gas y los torques internos negativos se dan por el decaimiento del perfil de densidad considerado cerca del límite interno del disco. Como describimos en la sección [2.4.2](#) el factor Δ_L bajo la prescripción de Ida20 incluye los parámetros δ y β los cuales se relacionan con los perfiles de densidad y de temperatura del gas y llevan a diferencias cuando e o i no pueden despreciarse. Los paneles inferiores muestran Γ_{total} calculado para una órbita coplanar con $e = 0,1$ usando los factores Δ_L y Δ_C de CN08. En este caso $\Gamma_{\text{total}} > 0$ en la región interna del disco, $\Gamma_{\text{total}} \sim 0$ en $a \sim 0,4$ au y $\Gamma_{\text{total}} < 0$ en la zona más externa. La región más interna tiene los valores de torque más positivos que decrecen conforme a aumenta. El incremento de e produce valores de torque positivos para un mayor rango de semiejes. En este caso, no se observa un cambio de signo del torque en la zona cercana al límite interno del disco, ya que los factores Δ_L y Δ_C no están relacionados con los perfiles de densidad y de temperatura del disco como en Ida20 y solo dependen de los valores de e e i .

Repetimos luego el cálculo de los torques pero suponiendo órbitas inclinadas con $i \leq h_g$. Obtuvimos patrones similares para Γ_{total} pero con valores más cercanos a cero que en los casos anteriores. A medida que i se incrementa, Γ_{total} tiende a cero ya que las órbitas planetarias estarían la mayor parte del período orbital fuera del plano medio del disco. Cuando se cumple que $i > h_g$, la órbita planetaria no está contenida dentro del disco la mayor parte del tiempo y las interacciones planeta-disco son muy débiles (Rein, 2012).

Finalmente, exploramos cómo cambiarían los mapas de torque a lo largo de la vida del disco. Encontramos que si se usa la prescripción de Ida20, después de los ~ 3 Ma, $\Gamma_{\text{total}} < 0$ para todo el rango de M_p y a , ya sea para el caso de órbitas coplanares y circulares como para órbitas con $e = 0,1$. Por otro lado, para una órbita de $e = 0,1$ bajo el tratamiento de CN08, obtenemos un patrón similar de torque total a 1 Ma. La única diferencia es que los torques positivos internos decrecen y se extienden los valores de torque positivo para a mayores hasta alcanzar $a \sim 0,8$ au a una edad de 10 Ma.

Resumiendo, los mapas de Γ_{total} para ambas prescripciones difieren significativamente cuando las órbitas planetarias no son circulares. Es por ello que nos interesamos en estudiar qué diferencias se producen en la dinámica planetaria si usamos una u otra prescripción en nuestros experimentos numéricos para analizar el proceso de formación y evolución de planetas terrestres en el límite subestelar.

2.4.3. Simulaciones numéricas de prueba

Realizamos simulaciones de N -cuerpos utilizando el código MERCURY en el cual incorporamos en una subrutina las correcciones en las aceleraciones de los planetas debido a las interacciones con el disco de gas. Añadimos independientemente las prescripciones de Ida20 y CN08 para el cálculo de los torques. Utilizando esta versión modificada del código, testeamos el acuerdo entre las fuerzas externas incluidas para el cálculo de las aceleraciones de los planetas y las escalas de decaimiento orbital. Realizamos simulaciones considerando un planeta tipo Marte orbitando un objeto de $0,08 M_{\odot}$, asignándole distintos parámetros orbitales iniciales y comparamos su evolución orbital para ambas prescripciones: Ida20 y CN08.

La Fig. 2.6 muestra la evolución de a y e del planeta durante el primer millón de años y los valores de las escalas temporales t_a , t_e y t_i para un planeta localizado en una órbita con $a = 0,016$ au y $e = 0,1$ (de ahora en adelante *planeta a*), y un planeta inicialmente localizado en una órbita con $a = 0,1$ au y $e = 0,5$ (de ahora en adelante *planeta b*). En ambos casos las simulaciones se realizaron independientemente siguiendo las prescripciones de Ida20 y CN08 y para cada caso indicamos la separación entre los regímenes subsónico ($e < h_g$) y supersónico ($e > h_g$).

En cuanto a la evolución dinámica del *planeta a*, si seguimos la prescripción de Ida20, mientras $e < h_g$, primero el planeta se mueve en dirección opuesta y luego hacia el objeto central hasta que se cumple que $e = h_g$, momento en el cual vuelve a moverse en dirección

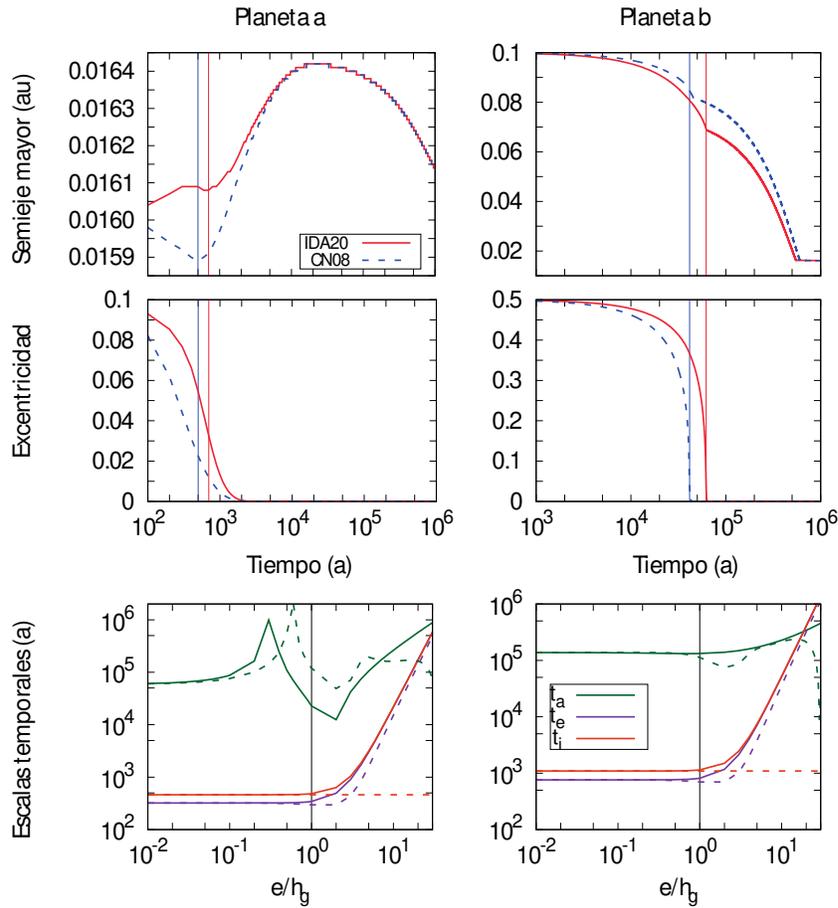


Figura 2.6: Primer millón de años de la evolución orbital de a y e , y los valores de las escalas temporales de decaimiento orbital t_a , t_e y t_i para un planeta inicialmente localizado en $a = 0,016$ au con $e = 0,1$ (panel izquierdo), y un planeta inicialmente localizado en $a = 0,1$ au con $e = 0,5$ (panel derecho). Los planetas tienen masas $M_p = M_{\text{Marte}}$. Las líneas de colores continuas indican los resultados obtenidos siguiendo las prescripciones de Ida20, y las líneas punteadas, siguiendo las prescripciones de CN08. Las líneas verticales indican el límite donde $e = h_g$, el cual separa los regímenes subsónico ($e < h_g$) y supersónico ($e > h_g$).

opuesta al objeto central hasta que el $\Gamma_{\text{total}} = 0$, donde comienza a moverse hacia una órbita más interna debido al cambio de signo en el torque. Por otro lado, si seguimos la prescripción de CN08, cuando $e < h_g$ el planeta se mueve en dirección al objeto central hasta que se cumple que $e = h_g$, momento en el cual el planeta cambia de dirección hasta que $\Gamma_{\text{total}} = 0$, donde el planeta empieza a moverse hacia el objeto central. Podemos ver que cuando e no es despreciable, Γ_{total} no da la dirección de la evolución del semieje mayor mientras el planeta esté bajo la prescripción de CN08, pero sí lo hace cuando sigue la prescripción de Ida20 (ver Fig. 2.5). Esta diferencia se debe a que la prescripción de CN08 incluye t_m en lugar de t_a en las expresiones para las aceleraciones de los planetas. Ambas tasas pueden diferir en signo ya que t_m está relacionada tanto con un cambio en a como en e . Por otro lado, en ambas prescripciones se cumple que cuando la órbita del planeta se empieza a circularizar, una migración en dirección al objeto central está representada por un $\Gamma_{\text{total}} < 0$ y una migración en dirección opuesta, por un $\Gamma_{\text{total}} > 0$. Esto ocurre ya que t_m y t_a preservan sus signos cuando la órbita es cuasicircular.

Siguiendo cualquiera de las dos prescripciones, el *planeta b* tiene una evolución dinámica en dirección al objeto central. Al igual que en el caso del *planeta a*, el signo de Γ_{total} no está de acuerdo con la dirección en la cual a evoluciona para el caso de las órbitas no circulares si usamos la prescripción de CN08. Por otro lado, la migración del planeta bajo la prescripción de Ida20 coincide en cada posición con $\Gamma_{\text{total}} < 0$, en acuerdo con un sentido de migración en dirección al objeto central. El semieje mayor del *planeta b* decrece hasta un orden de magnitud durante el tiempo de integración. El cambio en la evolución de a que se ve en ambas prescripciones, cuando el planeta cumple con $e = h_g$, se debe a la variación en t_a que el planeta experimenta cuando migra en dirección a la estrella y decrece e .

Tanto en las simulaciones realizadas con el *planeta a* como con el *planeta b*, en el régimen supersónico, t_a muestra las mayores diferencias entre ambas prescripciones: CN08 e Ida20. Podemos ver oscilaciones en sus valores, los cuales están asociados con el cálculo de Γ_{total} , el cual difiere entre una prescripción y la otra. Por otro lado, cuando la órbita planetaria es cuasicircular, t_a en ambas prescripciones son equivalentes.

Si la órbita planetaria es cuasicircular, las escalas temporales t_e y t_i son equivalentes en ambas prescripciones. Si en cambio la órbita planetaria tiene una excentricidad $e > h_g$, mientras que t_i permanece constante para CN08, esta sigue el mismo incremento que t_e para Ida20, porque una escala temporal depende de la otra según las Ec. (2.42) y (2.43).

Finalmente, exploramos el efecto de la inclinación orbital mediante un nuevo conjunto de simulaciones para una órbita inicialmente inclinada un ángulo $i \leq h_g$. No encontramos cambios en la evolución de e , a e i ni en las escalas temporales t_i y t_a . Las escalas t_e apenas difieren entre si pero las diferencias son tan pequeñas que no se produce ningún cambio cualitativo en la evolución orbital ni en las direcciones de migración que experimentan los planetas.

Considerando el análisis previo, concluimos que existen diferencias importantes en la evo-

lución orbital de un planeta si se usan las prescripciones de CN08 o las de Ida20. Es por ello que decidimos desarrollar diferentes conjuntos de simulaciones para hacer un estudio detallado y comparativo del impacto que tienen ambas prescripciones en la formación y evolución de un sistema planetario alrededor de un objeto cercano al límite subestelar.

CAPÍTULO

3

RESULTADOS 1: INCLUSIÓN DE MAREAS Y RELATIVIDAD

En este capítulo describimos las simulaciones de N -cuerpos realizadas para analizar el impacto de los efectos de marea (que incluyen la contracción y evolución del período de rotación del objeto central) y de relatividad general sobre la formación y evolución dinámica de sistemas de planetas rocosos orbitando un objeto central cercano al límite subestelar de masa $0.08 M_{\odot}$, durante los primeros 100 Ma posteriores a la disipación del disco de gas. Explicamos los dos escenarios de trabajo propuestos y detallamos los resultados obtenidos en cada caso.

3.1. Caracterización del código de N -cuerpos

Modificamos el código MERCURY, incluyendo los modelos de marea y relatividad general mencionados en las secciones 2.2 y 2.3. La incorporación del modelado en el código se hizo mediante una subrutina interna destinada al cálculo de fuerzas externas. Para estudiar el impacto de estos efectos en función de la masa planetaria es que realizamos dos conjuntos de simulaciones partiendo de dos distribuciones iniciales de embriones diferentes. Luego repetimos ambos conjuntos de simulaciones pero con la versión original del MERCURY que solo considera las interacciones gravitatorias entre los cuerpos, para evaluar la relevancia de la inclusión de los

efectos de marea y relatividad general. Suponemos que el disco de gas ya se disipó transcurrido 1 Ma que es el tiempo inicial de nuestras simulaciones. Utilizamos un paso de integración de 0,08 días, que corresponde a 1/30 del período orbital del planeta más interno, y corrimos las simulaciones por 100 Ma.

Distribución inicial embriones planetarios

La distribución espacial de los embriones fue calculada a partir del perfil de densidad superficial de sólidos dado por:

$$\Sigma_s(r) = \Sigma_{0s} \eta_{\text{hielo}} \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-\gamma} \exp^{-(r/r_c)^{2-\gamma}}. \quad (3.1)$$

Este perfil es ampliamente usado para la interpretación de resultados observacionales concernientes a la estructura de discos protoplanetarios en un amplio rango de masas estelares hasta el límite subestelar (e.g. Andrews *et al.*, 2009; Andrews *et al.*, 2010; Guilloteau *et al.*, 2011; Testi *et al.*, 2016). El valor r sigue representando la coordenada radial en el plano medio del disco, Σ_{0s} es una constante de normalización, r_c es el radio característico que representa la distancia donde el perfil de densidad decae como $1/e$, γ es el factor que da el gradiente de densidad superficial, principalmente en la región interna del disco, y η_{hielo} representa el incremento de la cantidad de material sólido debido a la condensación del agua más allá de la línea de hielo r_{hielo} . En este trabajo consideramos un $r_c = 15$ au y un $\gamma = 1$, los cuales son consistentes con las últimas observaciones de discos realizadas alrededor de EM y EMBM (Ricci *et al.*, 2012, 2013; Ricci *et al.*, 2014; Testi *et al.*, 2016; Hendler *et al.*, 2017).

La línea de hielo se conoce como la distancia radial al objeto central a partir de la cual el agua se condensa. Esto ocurre cuando la presión parcial del disco protoplanetario excede la presión de saturación. La temperatura exacta para que esto ocurra depende de la estructura del disco y de las abundancias relativas de los elementos pero se espera que se encuentre en el intervalo $140 < T/\text{K} < 170$. Para el cálculo de la línea nos basamos en el trabajo de Chiang y Goldreich (1997). Ellos proponen que el disco radia como un cuerpo negro con un perfil de temperatura:

$$T(r) = T_* \alpha^{1/4} \left(\frac{r}{R_*} \right)^{-1/2}. \quad (3.2)$$

donde T_* y R_* son la temperatura efectiva y el radio de la estrella y α es el ángulo que forma un dado haz de luz proveniente del objeto central que incide en el plano medio del disco a una distancia radial r . Este perfil no contiene el factor 2 que divide a α como en el trabajo de Chiang y Goldreich (1997), ya que nos basamos en el trabajo de (Unterborn *et al.*, 2018) en el que aclaran que este factor fue incluido erróneamente en el trabajo original.

Siguiendo el trabajo de (Chiang y Goldreich, 1997), el ángulo α se representa, considerando equilibrio hidrostático y distancias $r \gg R_*$, de la siguiente forma:

$$\alpha = \frac{d}{dr} \left(\frac{H}{r} \right), \quad (3.3)$$

donde H es la altura sobre el plano medio del disco y se expresa de la forma:

$$\frac{H}{r} = a \frac{c_s}{n} = 4 \left(\frac{kT(r)}{GM_* \mu_g} \right)^{\frac{1}{2}} r^{\frac{3}{2}}, \quad (3.4)$$

donde c_s es la velocidad del sonido del gas y n la velocidad angular kepleriana orbital a una distancia r del disco, M_* es la masa de la estrella, k es la constante de Boltzmann y μ_g es la masa del hidrógeno molecular. De esta forma reemplazando la Ec. (3.4) en la Ec. (3.3) estimamos el valor de α que va a depender de la distancia radial. Luego reemplazando el valor de α en la Ec. 3.2, llegamos a la siguiente expresión para la línea de hielo:

$$r_{\text{hielo}} = R_*^{\frac{4}{3}} T_*^{\frac{8}{3}} \left(\frac{4k}{GM_* \mu_g} \right)^{\frac{1}{3}} T(r)^{-\frac{7}{3}}. \quad (3.5)$$

En este trabajo consideramos que r_{hielo} se localiza a la distancia tal que el disco alcanza la temperatura $T(r = r_{\text{hielo}}) = 140$ K, que es el extremo inferior del intervalo propuesto de temperaturas para la condensación del agua, por lo que nuestros resultados darían el mínimo porcentaje de agua que los cuerpos internos a la línea de hielo pudiesen acrecer. Considerar una temperatura mayor significaría que la línea de agua estaría ubicada más cerca de la estrella, facilitando la entrega de cuerpos que contienen agua a planetas internos. Utilizando los valores de R_* y T_* para 1 Ma de los modelos de [Baraffe et al. \(2015\)](#), fijamos entonces la línea de hielo en $r_{\text{hielo}} = 0,42$ au.

Seguendo los trabajos de [Lodders \(2003\)](#) y [Lodders et al. \(2009\)](#), propusimos que para distancias menores que la línea de hielo $\eta_{\text{hielo}} = 1$, mientras que para distancias mayores $\eta_{\text{hielo}} = 2$. Este salto de un factor 2 en el perfil de densidad de sólidos está relacionado con el gradiente de distribución del agua. Así, consideramos que los cuerpos que se localizan en distancias mayores a r_{hielo} presentan 50 % de agua en masa, mientras que los cuerpos que se localizan a distancias menores solo tienen 0,01 % de agua en masa. Este pequeño porcentaje de agua fue tomado considerando que la región interna fue afectada por pequeños cuerpos con un porcentaje bajo de agua en masa localizados en distancias mayores a la línea de hielo durante la etapa gaseosa. Este factor es arbitrario y lo adoptamos siguiendo estudios previos de caída de agua en el Sistema Solar ([Raymond et al., 2004](#)). La distribución de agua es asignada a cada cuerpo al principio de las simulaciones. Resaltamos que el mayor porcentaje inicial de agua va a fijar el valor máximo de porcentaje de agua en masa que puede tener un planeta ya que el código utilizado trata las colisiones entre cuerpos como perfectamente inelásticas. De acuerdo con esto, los cuerpos conservan su masa y cantidad de agua en cada colisión.

Suponiendo una distribución de material sólido con simetría axial, podemos expresar la masa de polvo del disco M_{polvo} como:

$$M_{\text{polvo}} = \int_0^{\infty} 2\pi r \Sigma_s(r) dr. \quad (3.6)$$

Notamos que resolver la Ec. (3.6) significa resolver la integral con dos integrandos distintos debido al salto en el contenido de agua en el disco dado por η_{hielo} en r_{hielo} . De esta forma podemos estimar la constante de normalización para la componente sólida del disco Σ_{0s} para un dado valor de la masa de polvo del disco.

Escenarios de estudio

La evidencia observacional nos muestra que los discos protoplanetarios son menos masivos que la población de exoplanetas confirmada. Esta discrepancia en masa fue estudiada por [Manara et al. \(2018\)](#), quienes sugirieron dos posibles mecanismos para explicarla: primero, la formación de núcleos planetarios en edades muy tempranas, entre 0,1 Ma y 1 Ma, cuando los discos son más masivos y, segundo, que los discos sean reabastecidos con material nuevo proveniente del medio que lo rodea a lo largo de su tiempo de vida. Teniendo en cuenta estas incertidumbres en las masas de los discos, consideramos dos escenarios distintos llamados $S1$ y $S2$ que difieren en la masa de polvo en el disco:

- **S1: masa de polvo de discos protoplanetarios observados.** Suponemos una $M_{\text{polvo}} = 9 \times 10^{-6} M_{\odot}$ ($\sim 3 M_{\oplus}$) a partir del promedio de masas de polvo obtenidas de las observaciones de discos protoplanetarios alrededor de EM y EMBM (ver referencias al comienzo de la sección 3.1). Si suponemos una relación entre el gas y el polvo de 100:1 entonces sería equivalente a tomar una $M_{\text{disco}} = 0,011 M_{\star}$.
- **S2: masa planetaria de sistemas observados.** Suponemos una $M_{\text{polvo}} = 9 \times 10^{-5} M_{\odot}$ ($\sim 30 M_{\oplus}$), para extender el material sólido en el disco de forma tal que en nuestra región de estudio se puedan formar planetas de tipo terrestre con masas mayores, teniendo en cuenta los planetas de tipo terrestre detectados alrededor de objetos cercanos al límite subestelar ([Kubas et al., 2012](#); [Gillon et al., 2017](#); [Grimm et al., 2018](#)). Si suponemos una relación entre el gas y el polvo de 100:1, sería equivalente a tomar una $M_{\text{disco}} = 0,11 M_{\star}$.

Calculamos la masa de cada embrión planetario M_p según la siguiente expresión que considera que en el instante inicial los embriones se encuentran al final de la etapa de régimen oligárquico, habiendo acrecido todos los planetesimales en sus zonas de alimentación ([Kokubo y Ida, 2000](#)):

$$M_p = 2\pi r \Delta r_{\text{Hill}} \Sigma_s(r), \quad (3.7)$$

donde Δr_{Hill} es la separación orbital consecutiva entre dos embriones, con Δ un dado número entero arbitrario y el radio de Hill mutuo entre dos embriones de igual masa r_{Hill} definido por:

$$r_{\text{Hill}} = r \left(\frac{2M_p}{3M_\star} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3.8)$$

Reemplazando la Ec. (3.1) y la Ec. (3.8) en la Ec. (3.7), obtenemos la expresión para la masa de cada embrión planetario en función de la distancia radial r , la cual está dada por:

$$M_p = \left(2\pi r^2 \Delta \Sigma_{0s} \eta_{\text{hielo}} \left(\frac{2}{3M_\star} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-\gamma} \exp^{-\left(\frac{r}{r_c} \right)^{2-\gamma}} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (3.9)$$

Nuestra región de estudio está comprendida entre $0,015 < r/ua < 1$. El límite interno fue seleccionado considerando que los efectos de marea permiten la supervivencia de planetas en órbitas muy cercanas al objeto central sin que se produzcan colisiones, para excentricidades moderadas ($e \lesssim 0,4$) (Bolmont *et al.*, 2011). El límite externo fue definido de forma tal que se incluya la zona habitable y una región externa de embriones ricos en agua.

Localizamos entonces el primer embrión inicialmente en el límite interno de nuestra región de estudio $r_1 = 0,015$ au y calculamos su masa usando la Ec. (3.9). Luego, proponemos una separación de $10 r_{\text{Hill}}$ entre el resto de los embriones, fijando $\Delta = 10$ (Kokubo y Ida, 1998). Finalmente, calculamos las distancias y masas iniciales para el resto de los embriones r_{i+1} y $M_{p,i+1}$, respectivamente, de la siguiente forma:

$$r_{i+1} = r_i + \Delta r_i \left(\frac{2M_i}{3M_\star} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.10)$$

$$M_{p,i+1} = \left(A \left(\frac{2}{3M_\star} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{r_{i+1}}{r_c} \right)^{-\gamma} \exp^{-\left(\frac{r_{i+1}}{r_c} \right)^{2-\gamma}} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.11)$$

para $i = 1, 2, \dots$ con $A = 2\pi r_{i+1}^2 \Delta \Sigma_{0s} \eta_{\text{hielo}}$.

En la Fig. 3.1 ilustramos ambas distribuciones para cada conjunto de simulaciones: $S1$ y $S2$. El $S1$ (puntos estrella) tiene una distribución inicial de 224 embriones con una masa total de $M_{pT} = 0,25 M_\oplus$ localizada en nuestra región de estudio. Hay 210 embriones distribuidos en la región interna a la línea de hielo con una masa total de $0,06 M_\oplus$, mientras que los 14 embriones restantes están distribuidos en la región externa a la línea de hielo hasta 1 au y tienen una masa total de $0,19 M_\oplus$. El $S2$ (círculos) tiene una distribución de 74 embriones localizados en la región de estudio con una masa total de $M_{pT} = 3 M_\oplus$. Hay 69 embriones distribuidos en la región interna a la línea de hielo con una masa total de $0,72 M_\oplus$, mientras que los 5 embriones restantes están localizados en la región externa a la línea de hielo hasta

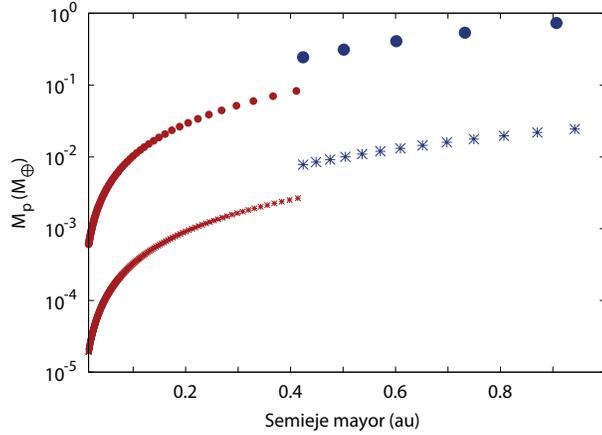


Figura 3.1: Distribución inicial de masa de los embriones en función de su semieje mayor inicial para S1 (puntos estrella) y S2 (círculos). Los puntos azules representan la población rica en agua (50 % de agua en masa) y los puntos rojos los cuerpos con el menor porcentaje de agua en masa (0,01 %).

1 ua con una masa total de $2,25 M_\oplus$. Los puntos rojos representan los embriones localizados dentro de r_{hielo} mientras que los puntos azules representan los embriones localizados más allá de r_{hielo} .

Para cada embrión, los valores iniciales de excentricidad e inclinación orbital fueron calculados aleatoriamente a partir de una distribución uniforme entre 0 y 0.02, y entre 0 y 0.5° , respectivamente. Como generamos órbitas cuasicirculares, los valores de los semiejes serán equivalentes a las distancias radiales calculadas para cada embrión ($a_i = r_i$). Los valores iniciales de las variables angulares argumento del pericentro ω , longitud del nodo ascendente Ω , y anomalía media M también fueron generados de manera aleatoria a partir de una distribución uniforme entre 0° y 360° . La densidad volumétrica de cada embrión fue fijada en 5 gr cm^{-3} . A partir de este valor, y suponiendo simetría esférica para los embriones, se calcularon los radios planetarios que se utilizan para calcular las fuerzas de marea.

3.2. Resultados de las simulaciones

En esta sección presentamos los sistemas planetarios resultantes de nuestros dos conjuntos de simulaciones que llamaremos escenarios S1 y S2, los cuales se diferencian entre sí en la masa y la distribución orbital inicial de los embriones planetarios, como describimos en la sección anterior. Para analizar el impacto de la fuerza de marea y de la relatividad general para cada escenario S1 y S2 se realizaron 10 corridas que incluyen mareas y relatividad (de ahora en adelante escenarios S1a y S2a) y 10 corridas que desprecian ambos efectos y solo

consideran la atracción gravitatoria entre embriones planetarios y con el objeto central (de ahora en adelante escenarios S1b y S2b). Comparamos los sistemas resultantes de cada conjunto de corridas de ambos escenarios S1 y S2. En particular, nos enfocamos en el análisis de los planetas que se encuentran en órbitas cercanas al objeto central, que serán los candidatos a planetas potencialmente habitables.

3.2.1. Arquitecturas planetarias

Nuestras simulaciones predicen una diversidad de arquitecturas de sistemas planetarios a los 100 Ma tanto en S1 como en S2. La Fig. 3.2 muestra los semiejes de las órbitas de cada uno de los planetas resultantes para cada simulación en los dos escenarios, con las correspondientes masas finales y fracción de agua en masa. Para S1, las masas planetarias resultantes varían entre $0,01 M_{\oplus}$ y $0,12 M_{\oplus}$ (entre el orden de la masa de la Luna y la masa de Marte, respectivamente), mientras que para S2 varían entre $0,2 M_{\oplus}$ y $1,8 M_{\oplus}$. De acuerdo a las fracciones resultantes de agua en masa, podemos ver que en S1 existe una amplia diversidad de contenidos de agua, mientras que en S2 se preservan más las cantidades iniciales de agua. Las posiciones de la ZH para edades de 100 Ma y 1 Ga se incluyen también en la figura mencionada. El cálculo de la evolución de la ZH se desarrolla en el Apéndice 6.3 y los planetas potencialmente habitables se discuten en la subsección 3.2.4.

La diferencia más importante observada en las arquitecturas de la Fig. 3.2 es la supervivencia de varios planetas en órbitas cercanas al objeto central en las simulaciones que incluyen mareas y relatividad, los cuales no sobreviven en las simulaciones que no incluyen estos efectos. Este hecho se vuelve más relevante aún en S1, donde los embriones planetarios tienen una masa aproximadamente un orden de magnitud menor que en S2.

En las simulaciones para el escenario S2, los embriones planetarios sufren interacciones gravitatorias mayores que las experimentadas en S1 debido a que los embriones de S2 son más masivos. Cuanto más masivos son los cuerpos más excitado está el sistema, favoreciendo las colisiones con el objeto central y las eyecciones del sistema de algunos de ellos. En S2, estas interacciones se vuelven más relevantes que los efectos generados a partir de las mareas y la relatividad general para la población de planetas que se encuentran en órbitas cercanas al objeto central. En particular, este resultado se refleja en el porcentaje de embriones que colisionaron con la estrella central o que fueron eyectados del sistema, alcanzando distancias mayores a 100 ua. El porcentaje de embriones planetarios que colisionan con la estrella central o son eyectados del sistema se muestran en la Fig. 3.3 para cada escenario de trabajo. Dicho porcentaje está dado sobre la cantidad inicial de embriones planetarios en cada escenario de trabajo: 224 embriones en S1 y 74 embriones en S2. Las barras azules representan el porcentaje de embriones de las simulaciones que incluyen mareas y relatividad, y las barras rojas representan los embriones de las simulaciones que no los incluyen. Podemos ver que el porcentaje de embriones que colisionaron con el objeto central o fueron eyectados en S2 es mucho mayor

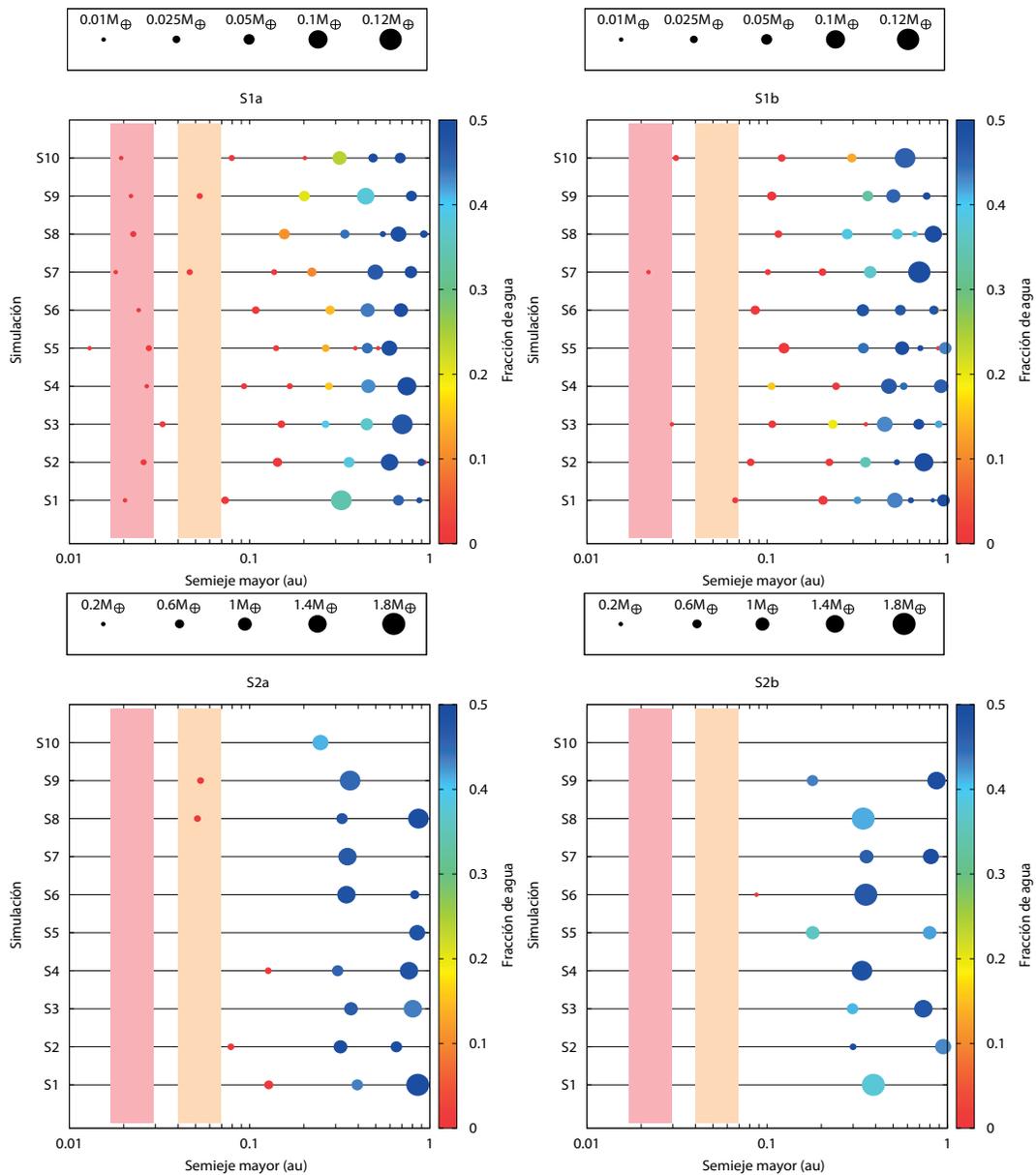


Figura 3.2: Distribución de los planetas resultantes de cada simulación de los escenarios S1 (paneles superiores) y S2 (paneles inferiores). Las masas de los planetas se indican con el tamaño de los puntos según la escala sobre cada gráfico y la fracción de agua en masa con la escala de colores. Los paneles izquierdos muestran los planetas resultantes de las simulaciones que incluyen mareas y relatividad, y los paneles derechos los planetas resultantes de las simulaciones que no los incluyen. La banda color crema representa la ZH para 100 Ma y la de color rosa la ZH para 1 Ga.

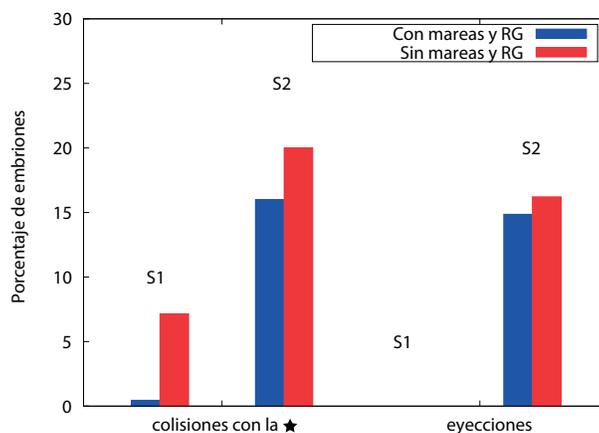


Figura 3.3: Porcentaje de embriones que colisionaron con el objeto central o fueron eyectados del sistema durante los 100 Ma de integración para los escenarios S1 y S2. Las barras azules representan los embriones de las simulaciones que incluyen mareas y relatividad y las barras rojas los embriones de las simulaciones que no incluyen dichos efectos.

que en S1 por el grado de excitación de los sistemas. Más aún, las simulaciones que incluyen mareas y relatividad tienen un menor porcentaje de colisiones con el objeto central mientras que no se presentan diferencias significativas respecto al porcentaje de eyecciones del sistema ya que los efectos de marea se vuelven irrelevantes a grandes distancias.

La Fig. 3.4 muestra la masa y excentricidad como función del semieje para los planetas resultantes a los 100 Ma para S1 y S2 e incluye la ZH para esa edad y para 1 Ga. Se discriminan los planetas de las simulaciones que incluyen mareas y relatividad de los planetas obtenidos con las simulaciones que no incluyen estos efectos. La población de planetas que sobreviven en órbitas cercanas al objeto central tienen masas menores y son mayormente el resultado de las simulaciones que incluyen mareas y relatividad en S1. Si bien un gran número de planetas resultantes en nuestras simulaciones presentan excentricidades no despreciables debido a las interacciones gravitatorias entre embriones que excitan sus órbitas, aquellos planetas en órbitas cercanas al objeto central en S1, circularizarán sus órbitas en aproximadamente 1 Ga (ver Ec. (2.12)).

Nuestros resultados sugieren que la incorporación de los efectos de marea y de relatividad general juegan un rol primario en la formación de planetas de tipo terrestre en el límite subestelar. La relevancia de los efectos depende de la masa, el semieje y la excentricidad de los embriones involucrados. Podemos apreciar cómo estos efectos son más relevantes en el escenario S1 donde los embriones planetarios iniciales y planetas resultantes presentan masas menores. Destacamos además que aunque la corrección relativista es relevante durante la formación y evolución del sistema ya que describe de manera más precisa la dinámica de los embriones, son los efectos de marea los que juegan el rol primario en la supervivencia de una

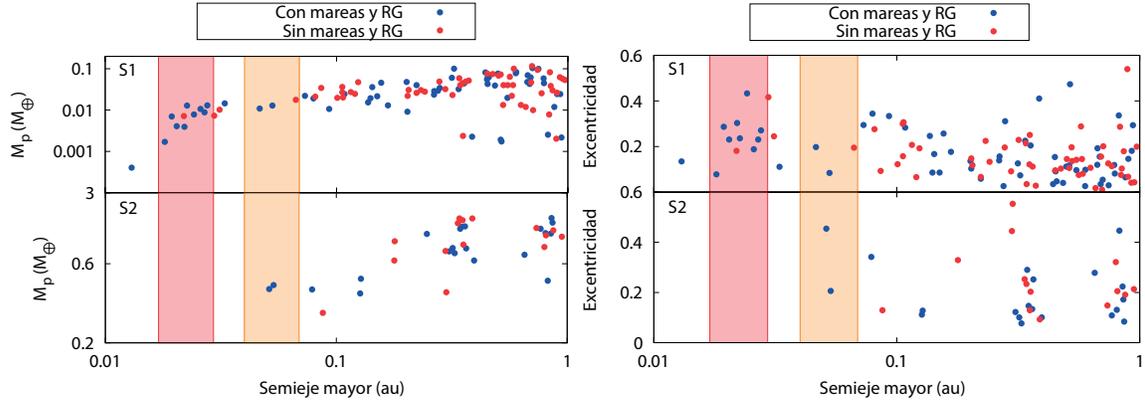


Figura 3.4: Distribución de masas (izquierda) y distribución de excentricidades (derecha) en función de los semiejes de los planetas resultantes a los 100 Ma. Los paneles superiores indican los resultados para el escenario S1 y los paneles inferiores para el escenario S2. Los puntos azules representan los planetas resultantes de las simulaciones que incluyen mareas y relatividad y los puntos rojos los planetas de las simulaciones que no incluyen estos efectos. La banda rosa representa la ubicación de la ZH transcurrido 1 Ga y la banda color crema representa la ubicación de la ZH a los 100 Ma (ver Apéndice 6.3).

población de planetas *in situ* con órbitas cercanas al objeto central.

3.2.2. Fracción de agua en masa

Los escenarios S1 y S2 muestran una diversidad de fracciones de agua en masa, aunque los planetas resultantes que tienen semiejes $a < 0,1$ au siempre conservan su fracción inicial de agua en masa, la cual suponemos inicialmente como 0.01 %.

En S1, los planetas que tienen semiejes entre $0,1 < a/\text{au} < r_{\text{hielo}} = 0,42$ presentan un porcentaje de agua que varía entre el 10 % y el 35 %, mientras que los que tienen semiejes $0,42 < a/\text{au} < 1$ presentan porcentajes entre 35 % y 50 %. En efecto, como se observa de la Fig. 3.2 los planetas más externos mantienen altos porcentajes de agua en masa y destacamos la formación de una población de planetas en órbitas cercanas a la línea de hielo con porcentajes intermedios.

En S2, los planetas con semiejes $a > 0,1$ au presentan un porcentaje alto de agua en masa que varía entre el 35 % y el 50 %, como podemos ver en la Fig. 3.2. En términos generales, los embriones que se localizan más allá de la línea de hielo sufrieron impactos con otros embriones ricos en agua o fueron eyectados del sistema. A diferencia de S1, en este escenario de trabajo no se produce la formación de planetas con porcentajes intermedios de agua en la vecindad de la línea de hielo.

Para explicar el origen de la distribución final de agua en masa de los planetas sobrevivientes

en nuestra región de estudio, analizamos en la próxima sección la historia colisional de los embriones.

3.2.3. Historia colisional

Durante los 100 Ma de integración numérica cada embrión interactúa con los demás según sus respectivas zonas de influencia gravitatoria experimentando encuentros e incluso colisiones. Como el código de N -cuerpos que utilizamos trata a todas las colisiones como perfectamente inelásticas, el cuerpo resultante de una colisión será una mezcla perfecta de los objetos que participan del evento de impacto. Por lo tanto, según las colisiones que experimenten los embriones irá cambiando su contenido de agua en masa.

A partir del análisis del porcentaje de agua en masa diferenciamos tres regiones para estudiar la historia colisional: una región interior de planetas que al final de las simulaciones poseen semiejes $a < 0,1$ au, una región intermedia de planetas con semiejes $0,1 < a/\text{au} < 0,42$ y una región externa con aquellos planetas con semiejes mayores que la ubicación inicial de la línea de hielo $0,42 < a/\text{au} < 1$.

La Fig. 3.5 muestra la historia colisional de los planetas resultantes de las distintas simulaciones. El centro de cada pico representa la posición inicial del embrión planetario a_{ini} que colisionó con el planeta resultante y su altura el porcentaje de incremento de masa debido a la colisión.

En los paneles izquierdos de la Fig. 3.5 se muestra la historia colisional del escenario S1. En la región interna, los planetas resultantes colisionaron con embriones con $a_{\text{ini}} < 0,35$ au menores a la posición de la línea de hielo, por lo cual preservan su fracción inicial de agua en masa tanto en S1a como en S1b. En la región intermedia, los planetas crecieron con embriones con $0,05 < a_{\text{ini}}/\text{au} < 0,88$ en S1a y entre $0,05 < a_{\text{ini}}/\text{au} < 0,95$ en S1b, lo cual explica sus valores intermedios de fracción de agua en masa pues colisionaron tanto con embriones con $a_{\text{ini}} < r_{\text{hielo}}$ como con embriones con $a_{\text{ini}} > r_{\text{hielo}}$. Finalmente, en la región externa, los planetas colisionaron con embriones con $0,2 < a_{\text{ini}}/\text{au} < 0,95$ en S1a y $0,22 < a_{\text{ini}}/\text{au} < 0,95$ en S1b. En esa región, a pesar de que los planetas resultantes sufrieron colisiones con embriones localizados inicialmente en una amplia región del sistema, solo unos pocos tienen semiejes $a_{\text{ini}} < r_{\text{hielo}}$, por lo que mantienen un porcentaje muy alto de agua en masa. Es importante remarcar que la población de planetas resultantes con semiejes $a < 0,1$ au no colisionó con planetas con $a_{\text{ini}} > 0,1$ au, siempre que las mareas y la relatividad estuviesen incluidas en las simulaciones.

Los paneles derechos de la Fig. 3.5 muestran la historia colisional de los planetas resultantes del escenario S2. En este caso, en la región interna los planetas resultantes colisionaron con embriones con $a_{\text{ini}} < 0,36$ au en S2a y con $a_{\text{ini}} < 0,22$ au en S2b. En la región intermedia, los planetas resultantes crecieron con embriones con $0,06 < a_{\text{ini}}/\text{au} < 0,72$ en S2a y con $0,07 < a_{\text{ini}}/\text{ua} < 0,91$ en S2b. Finalmente, en la región externa, los planetas resultantes colisionaron

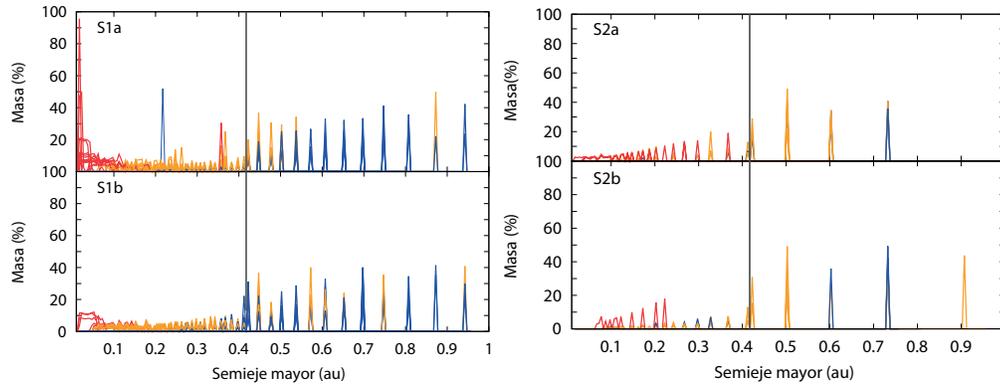


Figura 3.5: Historia colisional de los planetas resultantes de las simulaciones de los escenarios S1 (izquierda) y S2 (derecha). Los paneles superiores indican las simulaciones que incluyen los efectos de mareas y relatividad y los paneles inferiores aquellas que no los incluyen. Las líneas rojas, naranjas y azules representan, respectivamente, a los planetas que al final de las simulaciones se encuentran en la región interior, intermedia y externa según las definiciones indicadas en el texto. Cada pico indica la posición inicial del embrión que colisionó con alguno de los planetas resultantes incrementando su masa. La línea vertical en cada gráfico representa la ubicación de la línea de hielo al inicio de las simulaciones $r_{\text{hielo}} = 0,42$ au.

con embriones con $0,17 < a_{\text{ini}}/\text{au} < 0,72$ en S2a y $0,097 < a_{\text{ini}}/\text{au} < 0,72$ en S2b. Los planetas que al final de las simulaciones se encuentran en la región intermedia o externa acrecieron con embriones con semiejes iniciales correspondientes a una región similar con solo unos pocos embriones con $a_{\text{ini}} < r_{\text{hielo}}$. Por esta razón todos ellos retuvieron un porcentaje alto de agua en masa.

La historia colisional de los planetas resultantes explica sus masas finales y sus fracciones de agua en masa. Más aún, nos permite concluir que la población de planetas sobreviviente al final de las simulaciones en órbitas cercanas al objeto central, que fue la más afectada por los efectos de mareas, solo sufrió colisiones con embriones también localizados en órbitas cercanas al objeto central.

3.2.4. Planetas potencialmente habitables

La ZH en torno a un objeto en el límite subestelar a una edad de 100 Ma comprende distancias entre $0,04 \lesssim r/\text{au} \lesssim 0,07$ y evoluciona en el tiempo hacia el objeto central alcanzando valores entre $0,017 \lesssim r/\text{au} \lesssim 0,029$ a una edad de 1 Ga (véase Fig. 6.1 del Apéndice 6.3). Estos cambios nos conducen a comparar las órbitas planetarias con la ZH para distintas edades, con el fin de entender si los planetas se mantienen en la ZH, entran a ella o si es la ZH quien alcanza a los planetas con órbitas inicialmente compactas. En esta sección nos enfocamos en

analizar la evolución de los planetas que se ubican dentro de la ZH a una edad de 100 Ma, el cual representa el tiempo de integración de nuestras simulaciones. Además, comparamos las órbitas de tales planetas con los límites de la ZH a una edad de 1 Ga, para establecer cuántos de ellos pueden llegar a ser candidatos a planetas potencialmente habitables cuando se tiene en cuenta la evolución de sus órbitas y de la ZH.

Caracterización

Empleamos dos criterios para determinar si un planeta se encuentra en la ZH: primero, cuando su semieje mayor se encuentra contenido en la ZH y segundo, cuando sus distancias pericéntrica $q = a(1 - e)$ y apocéntrica $Q = a(1 + e)$ se encuentran contenidas dentro de la ZH.

A los 100 Ma, que es el tiempo final de las simulaciones, adoptando el criterio basado en el semieje mayor, los escenarios S1a y S1b muestran dos y un planeta dentro de los límites de la ZH correspondiente a una edad de 100 Ma, respectivamente, mientras que los escenarios S2a y S2b presentan dos y ningún planeta dentro de los límites de la ZH, respectivamente. Si adoptamos el criterio basado en las distancias pericéntricas y apocéntricas, sólo un planeta sobrevive dentro de los límites de la ZH en S1a y en S2a.

Al final de las simulaciones, adoptando nuevamente el criterio basado en el semieje mayor, los escenarios S1a y S1b muestran nueve y un planeta dentro de la ZH asociada a una edad de 1 Ga, respectivamente. Si bien no contamos con los elementos orbitales de tales planetas para un tiempo de integración de 1 Ga, consideramos que los mismos se mantendrán dentro de dicha región si la simulación fuese extendida por un tiempo tal, ya que no se modificarán cualitativamente los valores de los semiejes y las órbitas se circularizarán por mareas (ver Ec. (2.11) y Ec. (2.12)). Finalmente, destacamos que ningún planeta del escenario S2 sobrevive en la ZH correspondiente a una edad de 1 Ga.

La Tabla 3.1 expone algunos parámetros físicos y orbitales de los planetas de los escenarios S1 y S2 ubicados dentro de la ZH asociada a 100 Ma y 1 Ga según el criterio del semieje mayor. Remarcamos que el escenario S1 que incluye mareas y relatividad es el más favorable para la supervivencia de candidatos a planetas potencialmente habitables. Esto demuestra que si bien el modelo de mareas es sumamente importante para hacer más realista el desarrollo de la evolución dinámica de los planetas resultantes, las condiciones iniciales de la población de embriones juega un rol clave en la supervivencia de planetas en la ZH. Sin embargo, para analizar la posible habitabilidad es necesario tener en cuenta otros factores como la masa mínima que tiene que tener un cuerpo para poder retener una atmósfera, la composición de las atmósferas planetarias, tectónica de placas, y la presencia de campos magnéticos (e.g. [Martin et al., 2006](#)), así como también la dinámica de los planetas con respecto a la evolución de la ZH, para analizar la supervivencia de volátiles (e.g. [Luger y Barnes, 2015](#)). En efecto, un análisis pormenorizado sobre el intervalo de tiempo que los planetas resultantes se alojan más cerca

Escenario	a [au]	e	M [M_{\oplus}]	H ₂ O [%]	ZH
S1a	0.020	0.23	0.004	0.01	1 Ga
S1a	0.025	0.18	0.010	0.01	1 Ga
S1a	0.026	0.23	0.008	0.01	1 Ga
S1a	0.027	0.27	0.013	0.01	1 Ga
S1a	0.024	0.43	0.007	0.01	1 Ga
S1a	0.018	0.07	0.001	0.01	1 Ga
S1a	0.046	0.19	0.010	0.01	100 Ma
S1a	0.022	0.23	0.013	0.01	1 Ga
S1a	0.022	0.30	0.006	0.01	1 Ga
S1a	0.052	0.08	0.013	0.01	100 Ma
S1a	0.019	0.28	0.007	0.01	1 Ga
S1b	0.066	0.195	0.017	0.01	100 Ma
S1b	0.022	0.18	0.007	0.01	1 Ga
S2a	0.051	0.45	0.337	0.01	100 Ma
S2a	0.053	0.20	0.370	0.01	100 Ma

Tabla 3.1: Candidatos a planetas potencialmente habitables de las simulaciones en los escenarios S1 y S2. Para cada candidato se muestra el semieje mayor, excentricidad, masa y porcentaje de agua en masa. Indicamos si los planetas se encuentran dentro de la ZH a los 100 Ma o 1 Ga.

del objeto central que el límite interno de la ZH, nos conduciría a evaluar la pérdida de volátiles y con ello, refinar los contenidos finales de agua de los mismos. Sin embargo, este análisis está más allá de los objetivos que nos hemos propuesto en este trabajo.

Historia de la acreción de masa planetaria

Toda la población de candidatos a planetas potencialmente habitables según el criterio de la localización del semieje mayor experimentaron una fuerte historia colisional durante el tiempo de integración. En la Fig. 3.6 mostramos el número acumulado de colisiones que sufren los once planetas candidatos que se encuentran en la ZH en el escenario S1a, y el número de colisiones que sufre cada uno de los dos planetas candidatos de S1b, y cada uno de los dos planetas candidatos de S2a. Por un lado, en el escenario S1a, todos los planetas candidatos recibieron al menos 50 impactos cada uno, la mitad de ellos recibió más de 100 y solo unos pocos llegaron a sufrir 160 impactos. Por otro lado, los dos planetas candidatos del escenario S1b recibieron 70 y 127 impactos, mientras que, en el escenario S2a, los dos planetas candidatos recibieron 29 y 61 impactos. En las simulaciones del escenario S1a se da una mayor cantidad de impactos ya que el número total de embriones es mayor que en el escenario S2 (224 y 74 embriones iniciales,

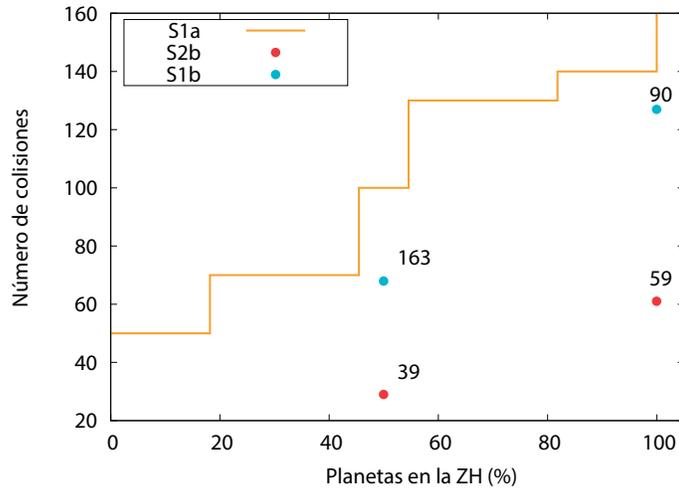


Figura 3.6: Colisiones acumuladas entre los planetas que sobreviven dentro de la ZH en 100 Ma y 1 Ga para las simulaciones S1a (línea naranja), en conjunto con las colisiones que sufrió cada planeta sobreviviente de S1b (puntos turquesas) y cada planeta sobreviviente de las simulaciones del escenario S2a (puntos rojos). Los números sobre los puntos hacen referencia al índice inicial de cada embrión en las simulaciones.

respectivamente). Sin embargo, en cualquiera de los dos escenarios, todos los planetas candidatos colisionaron con un porcentaje del total de embriones planetarios iniciales que va entre 25 % y 50 % durante los 100 Ma de integración.

Como se muestra en la Tabla 3.1, todos los planetas candidatos que se encuentran dentro de la ZH correspondiente a 100 Ma o de la ZH correspondiente a 1 Ga conservan su fracción inicial de agua en masa. Esto se debe a que todos los impactos que sufrieron los embriones candidatos ocurrieron con embriones en órbitas interiores a la localización de la línea de hielo. La Fig. 3.7 muestra el porcentaje de masa que cada planeta en la ZH obtuvo luego de cada colisión en función del semieje inicial a_{ini} del embrión con el que colisionó, considerando los candidatos de los escenarios S1a, S1b y S2a. Esta figura es una ampliación de ambos paneles de la Fig. 3.5 para los planetas candidatos que se encuentran dentro de la ZH.

Los impactos que sufren los planetas producen siempre un incremento de su masa ya que, como vimos, el código de N -cuerpos trata las colisiones como perfectamente inelásticas. En la Fig 3.8 mostramos la evolución de la masa de cada planeta dentro de la ZH al final de la simulación (panel superior) y su fracción de masa respecto al valor final (panel inferior) con el mismo patrón de colores que el la Fig. 3.7. Según el panel, cada escalón representa masa o fracción de masa ganada por cada planeta luego de cada colisión. Encontramos que no hay diferencia entre las historias de acreción de masa de los planetas ubicados dentro de la ZH en 100 Ma y los que se encuentran dentro de la ZH en 1 Ga.

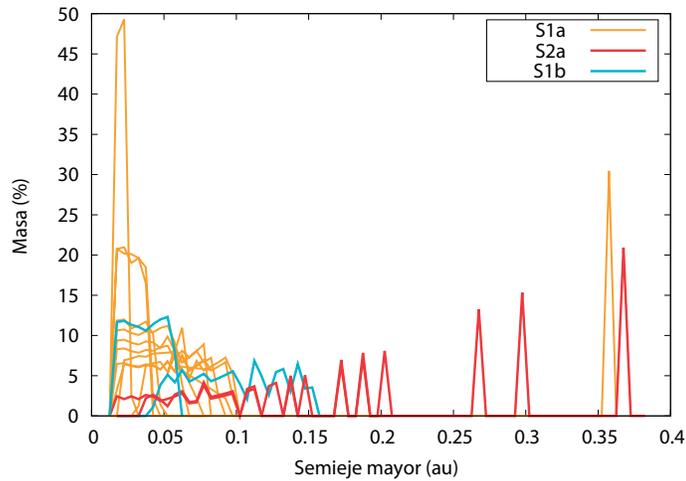


Figura 3.7: Porcentaje de acreción de masa que cada planeta en la ZH obtuvo luego de colisionar con otro embrión planetario, según el semieje inicial de dicho embrión, considerando las simulaciones del escenario S1a (líneas naranjas), de las simulaciones de S1b (líneas turquesas) y de las simulaciones del escenario S2a (líneas rojas).

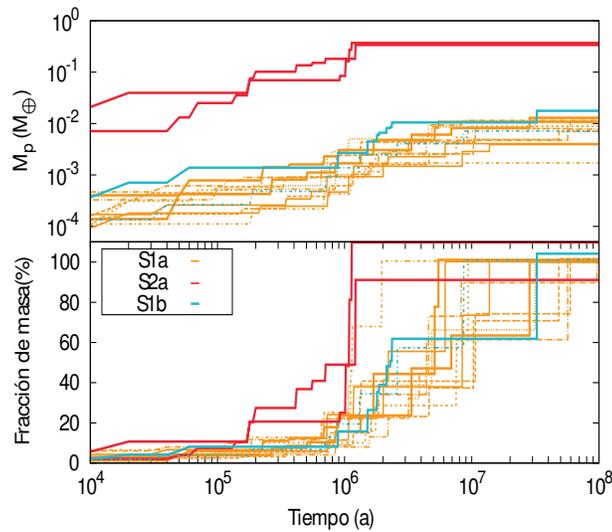


Figura 3.8: Evolución de la masa (panel superior) y de la fracción de masa respecto al valor final de masa (panel superior) de cada planeta candidato que se encuentra dentro de la ZH para 100 Ma (líneas continuas) y dentro de la ZH para 1 Ga (líneas punteadas) de las simulaciones del escenario S1a (líneas naranjas), del escenario S1b (líneas turquesas) y de las simulaciones del escenario S2a (líneas rojas).

Con los resultados expuestos en este capítulo mostramos la relevancia de incluir los efectos de marea y relatividad general en la formación y evolución de planetas de tipo terrestre en el límite subestelar. Si bien el modelado de mareas es importante para hacer más realista el desarrollo de la evolución de los embriones, el estado final de los sistemas y particularmente, la supervivencia de los planetas en la ZH y su caracterización en términos de sus masas y fracciones de agua en masa es muy sensible a la masa inicial propuesta para los embriones dentro de un mismo modelo.

CAPÍTULO

4

RESULTADOS 2: INCORPORACIÓN DEL DISCO DE GAS

En este capítulo describimos las simulaciones de N -cuerpos realizadas que incluyen los efectos de marea, de relatividad general, y las interacciones que sufren los embriones con el disco de gas, para estudiar la formación y evolución dinámica de sistemas de planetas rocosos orbitando un objeto central cercano al límite subestelar de masa $0,08 M_{\odot}$ durante los primeros 100 Ma. Explicamos los dos escenarios de trabajo propuestos y detallamos los resultados obtenidos en cada caso.

4.1. Caracterización del código de N -cuerpos

Utilizamos la versión del código MERCURY en la que incluimos los efectos de marea y relatividad y le añadimos el modelado de las interacciones que sufren los embriones planetarios con el disco de gas hasta que este se disipa a los 10 Ma de evolución del sistema. Luego de la disipación del disco de gas, continuamos analizando la evolución dinámica de los sistemas planetarios resultantes por un período de 90 Ma. La incorporación de estos efectos se hizo mediante una subrutina destinada al cálculo de fuerzas externas.

El tiempo inicial de las simulaciones es de 1 Ma y el paso de integración de 0,08 días,

correspondiente a 1/30 del período orbital del planeta más interno que consideramos en el límite interno del disco. El tiempo total de integración es de 100 Ma.

Escenarios de trabajo

Para analizar el impacto de las interacciones entre los embriones y el disco de gas en las arquitecturas planetarias resultantes, realizamos dos conjuntos de simulaciones, cada uno de los cuales sigue una prescripción distinta, basadas en los trabajos de [Cresswell y Nelson \(2008\)](#) (CN08) e [Ida et al. \(2020\)](#) (Ida20) descritos en la sección 2.4. Estas prescripciones están basadas en la misma estructura del disco de gas que evoluciona por acreción viscosa, y en el cual despreciamos la fotoevaporación (ver sección 2.4). De ahora en adelante el conjunto de simulaciones que incluyen la prescripción de CN08 será el escenario S3 y el conjunto de simulaciones que incluyen la prescripción de Ida20 será el escenario S4.

Distribución inicial de embriones

En ambos conjuntos de simulaciones empleamos la misma distribución espacial inicial de embriones. Calculamos la masa de los mismos sobre las bases de un perfil de densidad de sólidos Σ_{sol} construido a partir de los perfiles de densidad del gas del disco $\Sigma_{\text{g,vis}}$ y $\Sigma_{\text{g,irr}}$ propuestos en la sección 2.4:

$$\Sigma_{\text{sol}} = \begin{cases} \Sigma_{\text{g,vis}} z_0 \eta_{\text{hielo}} & \text{si } r < r_{\text{tran}}, \\ \Sigma_{\text{g,irr}} z_0 \eta_{\text{hielo}} & \text{si } r > r_{\text{tran}}, \end{cases} \quad (4.1)$$

donde elegimos la metalicidad $z_0 = 0,0153$ correspondiente a la abundancia primordial de elementos pesados del Sistema Solar ([Lodders et al. 2009](#)). El factor η_{hielo} representa el incremento de la cantidad de material sólido debido a la condensación del agua más allá de la línea de hielo r_{hielo} . Nuevamente, siguiendo los trabajos de [Lodders \(2003\)](#) y [Lodders et al. \(2009\)](#) suponemos que $\eta_{\text{hielo}} = 1$ si $r < r_{\text{hielo}}$ y que $\eta_{\text{hielo}} = 2$ si $r > r_{\text{hielo}}$. Este salto de un factor 2 en el perfil de densidad de sólidos está relacionado con el gradiente de distribución del agua.

En esta oportunidad calculamos la posición de la línea de hielo como $r_{\text{hielo}} \sim \max(r_{\text{hielo,vis}}, r_{\text{hielo,irr}})$ siguiendo el modelo propuesto por [Ida et al. \(2016\)](#) que desarrollamos en la sección 2.4, siendo:

$$r_{\text{hielo,vis}} = 1,2 \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{\dot{M}_{\text{g}}}{10^{-8} M_{\odot} \text{ a}^{-1}} \right)^{4/9} \left(\frac{\alpha_{\text{g}}}{10^{-3}} \right)^{-2/9} \text{ au}, \quad (4.2)$$

$$r_{\text{hielo,irr}} = 0,75 \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1/3} \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right)^{2/3} \text{ au}, \quad (4.3)$$

donde la tasa de acreción \dot{M}_g descrita en la Ec. 2.24, y la luminosidad del objeto central L_* , extraída de los modelos de Baraffe *et al.* (2015), fueron evaluados para 1 Ma (tiempo inicial de nuestras simulaciones), resultando en $r_{\text{hielo}} = 0,23$ au.

La masa total de sólidos M_{sol} fue calculada entonces a partir de los perfiles de densidad de sólidos como:

$$M_{\text{sol}} = 2\pi \int_{r_{\text{ini}}}^{r_{\text{tran}}} r \Sigma_{\text{sol}} dr + 2\pi \int_{r_{\text{tran}}}^{r_{\text{hielo}}} r \Sigma_{\text{sol}} dr + 2\pi \int_{r_{\text{hielo}}}^{r_{\text{final}}} r \Sigma_{\text{sol}} dr \quad (4.4)$$

donde $r_{\text{ini}} = 0,015$ au correspondiente al radio interno del disco de gas, $r_{\text{tran}} = 0,086$ au correspondiente al radio de transición entre la zona viscosa y la zona irradiada del disco en 1 Ma (ver sección 2.4) y $r_{\text{final}} = 5$ au es el valor externo considerado para distribuir el material sólido, consistente con el trabajo de Coleman *et al.* (2019) quienes estudian la formación planetaria en el límite subestelar.

A partir de la Ec. (4.4), la masa de sólidos entre r_{ini} y r_{hielo} es aproximadamente igual y menor que $0,1 M_{\oplus}$ mientras que la masa entre r_{hielo} y r_{final} es aproximadamente $7 M_{\oplus}$. En la presente investigación, consideramos que un 30 % de la masa del polvo es responsable de la opacidad del disco según valores típicos obtenidos de la observación de discos de baja masa a edades tempranas (e.g. Ward-Duong *et al.*, 2018). De acuerdo con esto, despreciamos la masa de sólidos interior a r_{hielo} y nos quedamos con unas $4,5 M_{\oplus}$ a distribuir en una población de embriones ya formados entre r_{hielo} y r_{final} . A cada embrión le asignamos una misma masa $M_{\text{emb}} = 0,16 M_{\oplus}$ ($\sim 1,5 M_{\text{Marte}}$), comparable con los valores empleados por Coleman *et al.* (2019).

Los embriones fueron distribuidos entre $r_{\text{hielo}} < r/\text{au} < r_{\text{final}}$ según la expresión:

$$r_{i+1} = r_i + \Delta R_{\text{Hill}} \quad (4.5)$$

donde $i = 1, 2, \dots$ y Δ es un número entero aleatorio entre 5 y 10.

Dado que todos los embriones de nuestra población inicial se ubican más allá de la línea de hielo, le asignamos a cada uno de ellos un 50 % de agua en masa, siguiendo el incremento del material sólido más allá de la línea de hielo por la condensación del agua (Lodders *et al.*, 2009). La distribución de agua es asignada a cada cuerpo al principio de las simulaciones. Además, a cada embrión le asignamos valores iniciales de excentricidad e inclinación orbital generados aleatoriamente a partir de una distribución uniforme entre 0 y 0.02, y entre 0 y $0,5^\circ$, respectivamente. Como suponemos que los embriones están en orbitas casi circulares, los valores de los semiejes serán equivalentes a las distancias radiales calculadas para cada embrión ($a_i = r_i$). Los valores iniciales de las variables angulares argumento del pericentro ω , longitud del nodo ascendente Ω , y anomalía media M también fueron generados de manera aleatoria a partir de una distribución uniforme entre 0° y 360° . La densidad volumétrica de cada embrión fue fijada en 5 g cm^{-3} . A partir de este valor, y suponiendo simetría esférica para los embriones, se calcularon los radios planetarios que se utilizan para calcular las fuerzas de marea.

4.2. Resultados de las simulaciones

En esta sección analizamos la formación y evolución de los sistemas de las simulaciones de los escenarios S3 y S4, los cuales constan de un total de 23 simulaciones cada uno. Dividimos nuestro análisis en dos etapas: una etapa gaseosa que coincide con el tiempo de vida del disco de gas (10 Ma) y que incluye efectos gravitatorios entre los cuerpos, mareas, relatividad general e interacciones planeta-disco, y una etapa post-gas que se extiende desde los 10 Ma y hasta 100 Ma, y que incluye solo efectos gravitatorios entre los cuerpos, mareas y relatividad general. Además comparamos los sistemas resultantes con la pequeña muestra de exoplanetas confirmados alrededor de objetos de masa cercana al límite subestelar.

4.2.1. Etapa gaseosa

En esta etapa analizamos la dinámica de los sistemas planetarios durante los primeros 10 Ma donde coexisten efectos gravitatorios entre los cuerpos del sistema, efectos de marea, de relatividad general, e interacciones entre los embriones y el disco de gas.

Distribución orbital de embriones

La Fig. 4.1 muestra la distribución orbital en semieje a y en excentricidad e de los embriones sobrevivientes en distintos instantes de la etapa gaseosa, discriminados según su semieje inicial y masa en cada instante de tiempo. Esto nos da un primer indicio de que ambas prescripciones conducen a una dinámica planetaria diferente, en particular para los planetas en el régimen supersónico ($e > h_g$). La prescripción de CN08 (simulaciones S3) lleva a migraciones más rápidas de las poblaciones más internas con $a < 0,1$ au y que mantienen $e < 0,12$. Por otro lado, la prescripción de Ida20 (simulaciones S4) lleva a migraciones más lentas, con planetas algo más excitados con excentricidades $e < 0,2$. También es importante notar que en ambas prescripciones se produce un residuo de embriones externos ($a \gtrsim 2$ au) que casi no se ven alterados por el gas. Estos resultados nos invitan a tener que elegir de manera muy cuidadosa la distribución inicial de los embriones ya que estas poblaciones externas residuales podrían ser reales o bien un producto de la elección de nuestra muestra de embriones. En efecto, trabajos tales como aquellos desarrollados por Voelkel *et al.* (2021a) y Voelkel *et al.* (2021b) demuestran que existe un límite externo radial para la formación de embriones planetarios por acreción de planetesimales y guijarros dentro del tiempo de vida del disco de gas. Si bien estos autores trabajan con estrellas de tipo solar, sería interesante explorar sus resultados alrededor de objetos cercanos al límite subestelar, con el fin de poder refinar las condiciones iniciales concernientes a la distribución de embriones en estos escenarios de estudio.

A modo de ejemplo, en la Fig. 4.2 se muestra la variación de las escalas temporales de decaimiento orbital en semieje t_a y excentricidad t_e para un embrión con $a = 0,02$ au y valores de $e = 0,2$ y $e = 0,05$ para la prescripciones de Ida20 y CN08, respectivamente, para una edad

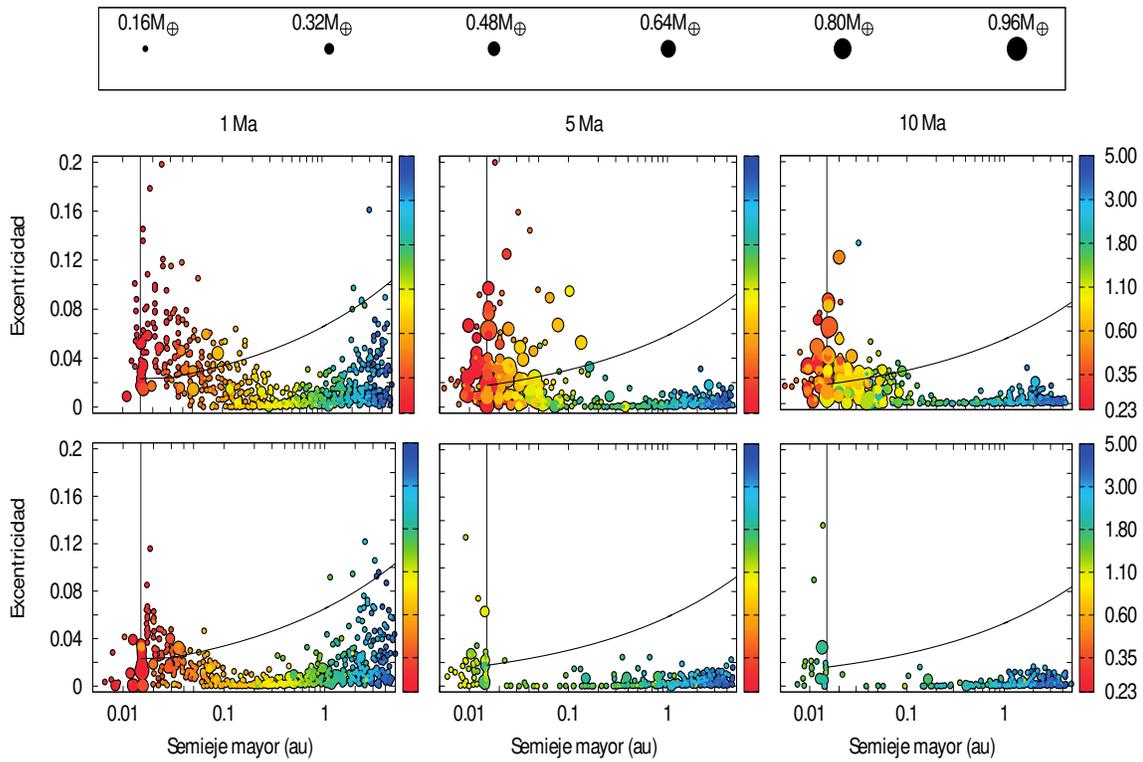


Figura 4.1: Distribución del semieje mayor y la excentricidad de los embriones planetarios durante la etapa gaseosa para edades de 1 Ma, 5 Ma y 10 Ma. La escala de color representa el semieje inicial y el tamaño de los puntos la masa de los embriones. Los paneles superiores e inferiores muestran, respectivamente, las simulaciones con las prescripciones de Ida20 y CN08. Las curvas negras indican el límite entre los regímenes subsónico y supersónico ($e = h_g$) y las líneas verticales el límite interno del disco de gas ($r_{\text{int}} = 0,015$ au).

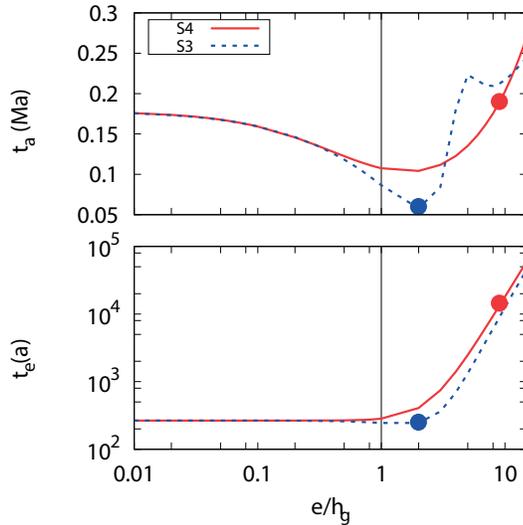


Figura 4.2: Escalas de decaimiento del semieje t_a (superior) y de la excentricidad t_e (inferior) como función de e/h_g para un embrión planetario con $a = 0,02$ au. Las líneas rojas y azules indican, respectivamente, los resultados para las prescripciones de Ida20 y CN08. Los puntos rojos y azules representan, respectivamente, las escalas temporales de un embrión con $e = 0,2$ y $e = 0,05$. La línea vertical negra indica el límite entre los regímenes subsónico y supersónico.

de 1 Ma. Podemos ver cómo decrece e y el embrión migra más rápidamente bajo la prescripción de CN08 cuando se encuentra en el régimen supersónico. La diferencia en e que ocurre en el régimen supersónico provoca que para un dado instante de tiempo y para un dado valor de a la escala de decaimiento t_a para la prescripción de Ida20 sea mayor que para el caso de CN08. Esta diferencia en las escalas temporales se da en la mayoría de los embriones internos ($a < 0,1$ au), lo que explica por qué la población de embriones planetarios con órbitas cercanas al objeto central migra más rápido en las simulaciones de S3 (CN08) que en las de S4 (Ida20). En S3 solo sobrevive un embrión en la región $0,015 < a/\text{au} < 0,1$, en el 17% de las simulaciones, mientras que sobreviven varios embriones en la misma región en todas las simulaciones de S4, que en algunos casos poseen órbitas más excéntricas al final de la etapa gaseosa (ver Fig. 4.1).

Historia colisional

Debido a las diferencias expuestas en las prescripciones adoptadas para modelar la interacción planeta-disco, se obtuvieron distintas historias colisionales para los planetas resultantes de cada escenario. La Fig. 4.3 muestra el porcentaje de embriones iniciales que alcanzaron $a < r_{\text{int}} = 0,015$ au durante la etapa gaseosa en S3 y S4. Llamaremos a la región delimitada por el radio estelar y el límite interno del disco *cavidad del disco*. Debido a la rápida migración y

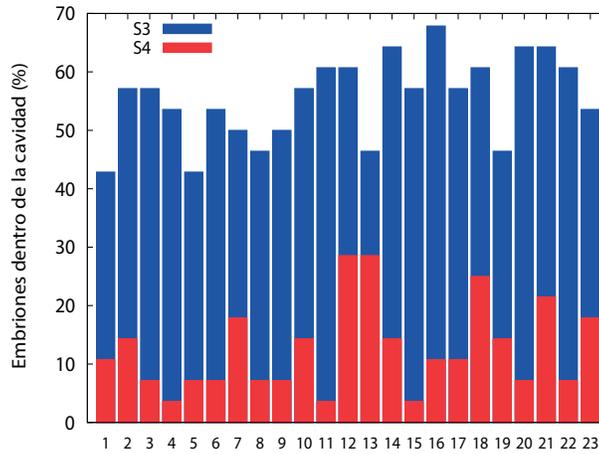


Figura 4.3: Fracción del número inicial de embriones planetarios que entraron en la cavidad ($a < 0,015$ au) durante la etapa gaseosa. Cada barra representa la fracción correspondiente a cada simulación. Las barras rojas representan las simulaciones que incluyen la prescripción de Ida20 (S4) y las azules las que incluyen la prescripción de CN08 (S3).

a la intensidad del torque total que experimentan los embriones en el límite interno del disco, especialmente durante los primeros 5 Ma, en las simulaciones de S3 entre el 45 % y el 70 % de los embriones iniciales entra en la cavidad mientras que para S4 solo entran a la cavidad entre el 5 % y el 30 % de los embriones. Para las simulaciones S3 aproximadamente el 10 % de los embriones que entraron a la cavidad colisionaron entre sí y el 90 % restante terminó colisionando con el objeto central. Este comportamiento se repite solo en 7 de las 23 simulaciones de S4, mientras que en las 16 simulaciones restantes todos los embriones que entraron en la cavidad colisionaron con el objeto central.

La Fig. 4.4 muestra el porcentaje de embriones que colisionaron entre sí durante la etapa gaseosa respecto del total de embriones iniciales. Las colisiones resultaron más frecuentes entre embriones en las simulaciones de S4 que en las de S3. En un 78 % de las simulaciones de S4 el porcentaje de colisiones entre embriones supera a las de S3. Considerando el total de las simulaciones, el 98 % de las colisiones se dieron entre embriones con $a < 0,1$ au. En las simulaciones de S3, todos los embriones que colisionaron entre sí dentro del disco de gas terminaron entrando a la cavidad del disco y en las simulaciones S4 todos los embriones que colisionaron entre sí dentro del disco lo hicieron a una edad más tardía (después de 3 o 4 Ma) debido a la migración lenta en este régimen y, por lo tanto, sobrevivieron hasta el final de la etapa gaseosa.

Para un análisis más detallado de la historia colisional, la Fig. 4.5 muestra las medianas de las colisiones acumuladas entre embriones y de embriones con el objeto central durante la etapa gaseosa y durante la etapa post-gas. Durante los primeros 3 Ma en las simulaciones de S4 no ocurrieron colisiones de embriones con el objeto central, mientras que solo en 4 de las

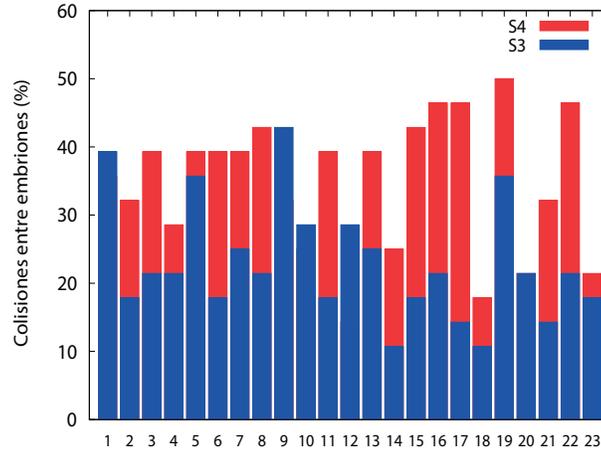


Figura 4.4: Fracción del número inicial de embriones que colisionaron entre sí durante la etapa gaseosa en cada simulación. Los colores son análogos a los de la Fig. 4.3.

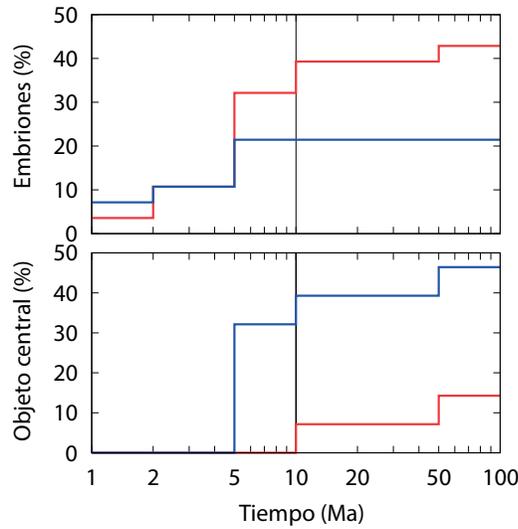


Figura 4.5: Medianas de las colisiones acumuladas entre embriones (panel superior) y de colisiones entre embriones y el objeto central (panel inferior) del total de simulaciones que incluyen Ida20 (líneas rojas) y las que incluyen CN08 (líneas azules) antes y después de la disipación del disco de gas a los 10 Ma (línea vertical).

23 simulaciones de S3 ocurrieron colisiones, por lo cual el valor de la mediana es igual a 0. Por otro lado, la mediana de las colisiones acumuladas entre embriones es de aproximadamente un 10 % independientemente de la prescripción utilizada. Luego, entre los 3 Ma y 5 Ma, la mediana de colisiones entre embriones de S4 es de 32 % y todavía se mantiene un valor de la mediana de colisiones con el objeto central de 0. La mediana de colisiones de embriones con el objeto central para S3 es 21 % y para S4 es 32 %. Posteriormente, entre 5 Ma y 10 Ma, las simulaciones de S4, muestran un aumento de la mediana de colisiones entre embriones de 40 % y de embriones con el objeto central de 10 %, mientras que en S3 se mantiene el mismo valor de la mediana de colisiones entre embriones y se incrementa el valor de la mediana de colisiones de embriones con el objeto central hasta 40 %.

Concluimos que con el modelo de disco propuesto y la distribución inicial de embriones planetarios, las prescripciones de CN08 y Ida20 llevan a diferencias significativas en la dinámica orbital de los sistemas planetarios que se reflejan en la supervivencia de embriones con órbitas cercanas al objeto central durante la etapa gaseosa. Solo en las simulaciones que incluyen la prescripción de Ida20 sobreviven múltiples planetas en órbitas cercanas al objeto central al final de la etapa gaseosa.

Resonancias

Durante la etapa gaseosa, en todas las simulaciones realizadas, se encuentran resonancias de movimientos medios en la población planetaria cercana al objeto central ($a < 0,1$ au). Las diferencias entre las resonancias que se encuentran en las simulaciones del escenario S3 y S4 radican en la duración y el mecanismo de ruptura de las mismas.

Decimos que dos cuerpos con semieje mayor a_i y a_j , respectivamente, que satisfacen $a_i < a_j$, están en órbitas conmensurables si siguen la siguiente relación:

$$a_i \approx \left(\frac{q}{p}\right)^{2/3} a_j, \quad (4.6)$$

donde p y q dan el orden de la conmensurabilidad $p : q$.

Por otro lado, si dos cuerpos satisfacen la relación anterior, y además presentan un ángulo crítico que libra, entonces decimos que ese par de cuerpos está en resonancia de movimientos medios. En todas las simulaciones realizadas, los ángulos críticos en libración encontrados fueron:

$$\theta_1 = p\lambda_i - q\lambda_j - (p - q)\varpi_i, \quad (4.7)$$

$$\theta_2 = p\lambda_i - q\lambda_j - (p - q)\varpi_j, \quad (4.8)$$

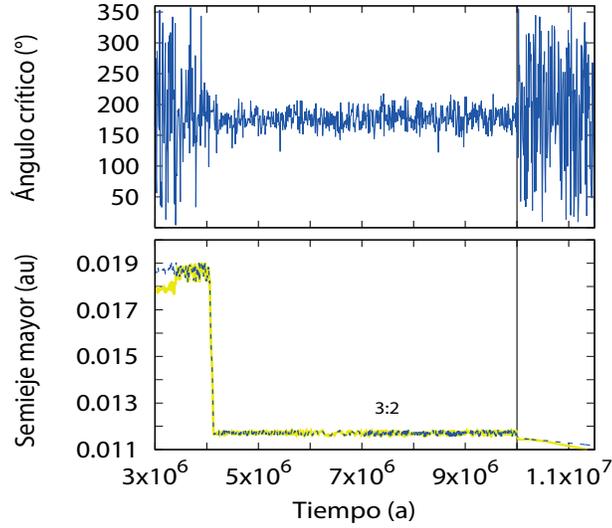


Figura 4.6: Ejemplo de una resonancia de movimientos medios entre dos planetas de una de las simulaciones del escenario S4: ángulo crítico (panel superior) y semieje del planeta más interno (línea continua amarilla) superpuesto con la localización resonante (línea punteada azul) mostrando una conmensurabilidad 3:2 del par de planetas en resonancia (panel inferior). La línea vertical representa $t = 10$ Ma, fin de la etapa gaseosa.

donde $\lambda_{i,j} = \Omega_{i,j} + \omega_{i,j} + M_{i,j}$ y $\varpi_{i,j} = \Omega_{i,j} + \omega_{i,j}$, con $\Omega_{i,j}$ la longitud del nodo, $\omega_{i,j}$ el argumento del pericentro, y $M_{i,j}$ la anomalía media de cada cuerpo involucrado.

En la Fig. 4.6 se muestra un ejemplo de un par de planetas de una de las simulaciones de S4, que se encuentra en resonancia de movimientos medios, ya que se satisfacen ambas condiciones mencionadas anteriormente: el par de planetas tiene un ángulo crítico en libración y los planetas están en órbitas conmensurables durante un intervalo de tiempo. En este caso la resonancia ocurre entre $t \sim 4$ Ma y $t \sim 10$ Ma y la conmensurabilidad es 3:2, es decir los semi-ejes cumplen con la relación $a_1 \approx \left(\frac{2}{3}\right)^{2/3} a_2$, siendo a_1 el semieje del planeta más interno y a_2 el correspondiente al planeta más externo. En este ejemplo, a los $t \sim 4$ Ma, luego de que otros cuerpos en órbitas más externas colisionaran entre sí, ambos planetas migraron en dirección al objeto central entrando en la resonancia. Cuando el gas se disipó a $t = 10$ Ma, ambos planetas volvieron a migrar hacia el objeto central, a diferentes tiempos, y la resonancia se rompió.

Teniendo en cuenta todas las simulaciones realizadas, las resonancias más comunes encontradas fueron: 2:1, 3:2 y 4:3. Sin embargo, se encontraron también, con menor frecuencia, resonancias 3:1, 4:1, 5:1, 5:2 y 5:3. La Fig. 4.7 muestra la cantidad de resonancias presentes en las simulaciones de S3 y S4. En todas las simulaciones se encontraron también cadenas resonantes

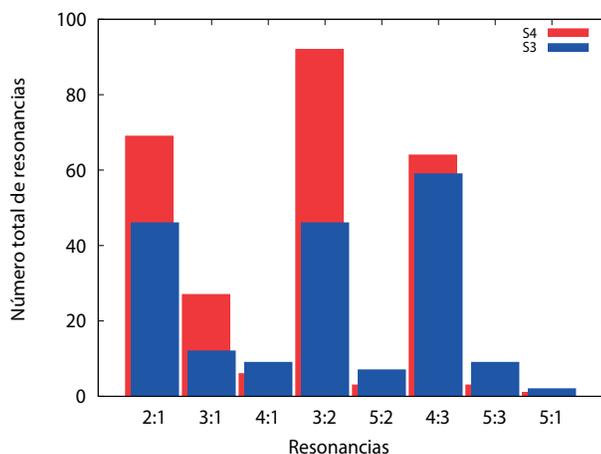


Figura 4.7: Histograma del total de resonancias presentes en todas las simulaciones S3 (barras azules), y de S4 (barras rojas).

de distintos órdenes.

Los embriones planetarios presentes en las simulaciones de S3 entran en la resonancia durante el primer 1 Ma y usualmente se mantienen en resonancia entre 1,5 y 2 Ma. Una vez que el embrión más interno entra en la cavidad del disco de gas, el resto de los embriones que forman parte de la cadena resonante comienzan a moverse en dirección al objeto central manteniendo sus respectivas resonancias. La migración se da en tiempos muy cortos (aproximadamente 40.000 años) hasta que los embriones terminan colisionando con el objeto central. La migración rápida que sufren los embriones más internos se da primordialmente por la gran intensidad del torque total del disco de gas en etapas tempranas en distancias cercanas al límite interno del disco, y en segundo lugar por la fuerza de marea una vez que el embrión se acerca al objeto central. Un ejemplo de este comportamiento puede verse en el panel izquierdo de la Fig. 4.8, que muestra los semiejes de los embriones planetarios más internos y las respectivas conmensurabilidades en las que se encuentran dentro de una cadena resonante. Algunos de los embriones más internos están en resonancia con dos embriones externos. Los embriones migran en dirección al objeto central luego de que el cuerpo más interno entra en la cavidad del disco. Los cuerpos migran manteniendo sus respectivas resonancias y terminan colisionando con el objeto central. Posteriormente, en $t = 5$ Ma, en la mayoría de los casos, no es posible encontrar ninguna cadena resonante ya que hay una falta de planetas internos ($a < 0,1$ au). En menos del 10 % de las simulaciones se pueden encontrar embriones en resonancias entre 8 Ma y 10 Ma, las cuales se rompen una vez que el gas se disipa del disco.

Los embriones planetarios presentes en las simulaciones de S4 entran en resonancia en dis-

tintos tiempos. En todas las simulaciones ocurre que algunos embriones entran en resonancia durante el primer Ma. Algunas resonancias se rompen porque uno o más de los embriones involucrados entran en la cavidad del disco o porque algunos embriones colisionan entre sí, mientras que otras resonancias se mantienen hasta que el gas se disipa del disco. Por otro lado, algunas cadenas resonantes se forman después de los 4 Ma, las cuales en general se mantienen durante toda la etapa gaseosa. Un ejemplo de este comportamiento puede verse en el panel derecho de la Fig. 4.8, que muestra los semiejes de los embriones planetarios más internos y las conmensurabilidades en las que se encuentran dentro de una cadena resonante. Nuevamente se da que algunos embriones más internos están en resonancia con dos embriones externos. Se puede ver que algunas resonancias se rompen cuando algunos de los embriones involucrados colisionan entre sí o porque el cuerpo más interno entra en la cavidad del disco. Miles de años después de que el embrión más interno migra hacia el objeto central, la resonancia se rompe, y el resto de los planetas comienza a migrar. Posteriormente, después de $t \sim 10$ Ma, cuando el gas se disipa del disco, todas las cadenas resonantes sobrevivientes se rompen porque el embrión más interno entra en la cavidad del disco y migra en dirección al objeto central, rompiendo el resto de las resonancias. La migración es gobernada primordialmente por la intensidad del torque total del disco, y en segundo lugar por la fuerza de marea una vez que el embrión se acerca al objeto central. En este caso los embriones experimentan una migración más lenta que los embriones en resonancia presentes en el ejemplo de la simulación de S3 (en la cual los cuerpos entraron en la cavidad en $t \sim 4$ Ma), ya que en $t = 10$ Ma la intensidad de los torques del disco de gas es menor. A pesar de que no se pueden formar resonancias después de que el gas se disipa del disco, varios pares de embriones mantienen órbitas muy cercanas a conmensurabilidades durante toda la integración numérica.

Concluimos que la supervivencia de las cadenas resonantes dependerá de la prescripción utilizada. En nuestro caso, solo en las simulaciones que incluyen la prescripción de Ida20 existen cadenas de resonancias de movimientos medios de embriones planetarios internos ($a < 0,1$ au) que sobreviven hasta el fin de la etapa gaseosa. Si bien todas se rompen cuando el gas se disipa del disco, la mayoría de los planetas se mantienen en órbitas cuasi-conmensurables.

4.2.2. Etapa post-gas

Estudiamos la evolución dinámica de los sistemas planetarios una vez que el gas se disipó del disco y por un período de 90 Ma. Analizamos las diferencias entre los sistemas resultantes de embriones sujetos a las interacciones planeta-disco propuestas en cada uno de los escenarios S3 y S4.

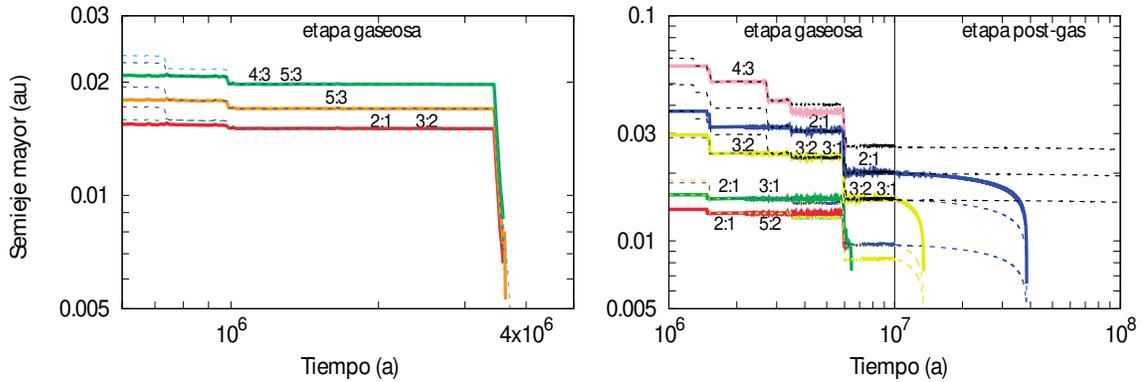


Figura 4.8: Ejemplos de embriones planetarios en órbitas conmensurables, que representan cadenas resonantes típicas encontradas en las simulaciones de S3 (panel izquierdo) y de S4 (panel derecho). Las líneas continuas representan los semiejes de los embriones más internos de las resonancias, y las líneas punteadas las conmensurabilidades a las que están asociados. En algunos casos los embriones internos están en resonancia con dos cuerpos.

Distribución orbital de embriones

Luego de que el gas se disipa del disco la mayor diferencia entre las simulaciones de S3 y S4 se encuentra en la dinámica de los embriones planetarios en órbitas con semiejes $0,015 < a/\text{au} < 0,1$. Estos embriones tienen órbitas con $e < 0,08$ en las simulaciones de S4, mientras que se mantienen en órbitas casi circulares en las simulaciones de S3. Para órbitas con semiejes mayores ($a > 0,1$ au), los efectos del gas son menos relevantes y los embriones planetarios mantienen sus órbitas iniciales casi circulares en todas las simulaciones. Podemos ver estas diferencias en la Fig. 4.9 que muestra la distribución de e y a para los embriones sobrevivientes de todas las simulaciones de S3 y S4 discriminados por sus semiejes iniciales, sus masas y en los instantes de tiempo 10 Ma, 50 Ma y 100 Ma.

Historia colisional

Luego de que el gas se disipa del disco, ningún embrión entra en la cavidad en las simulaciones de S3, mientras que varios lo hacen en las simulaciones de S4. Sin embargo, en todos los casos, los embriones que se encontraban dentro de la cavidad terminan colisionando eventualmente con el objeto central.

Como se muestra en la Fig. 4.5, la mayoría de las colisiones entre embriones y con el objeto central ocurrieron antes de la disipación del gas en ambos escenarios. Luego de que el gas se disipa, la mediana de colisiones acumuladas de embriones con el objeto central se incrementa en S3 menos de un 10 % alcanzando un valor de 50 % a los 50 Ma, mientras que en S4 se incrementa un 5 % alcanzando un valor de 15 % a los 50 Ma. Por otro lado, la mediana de colisiones

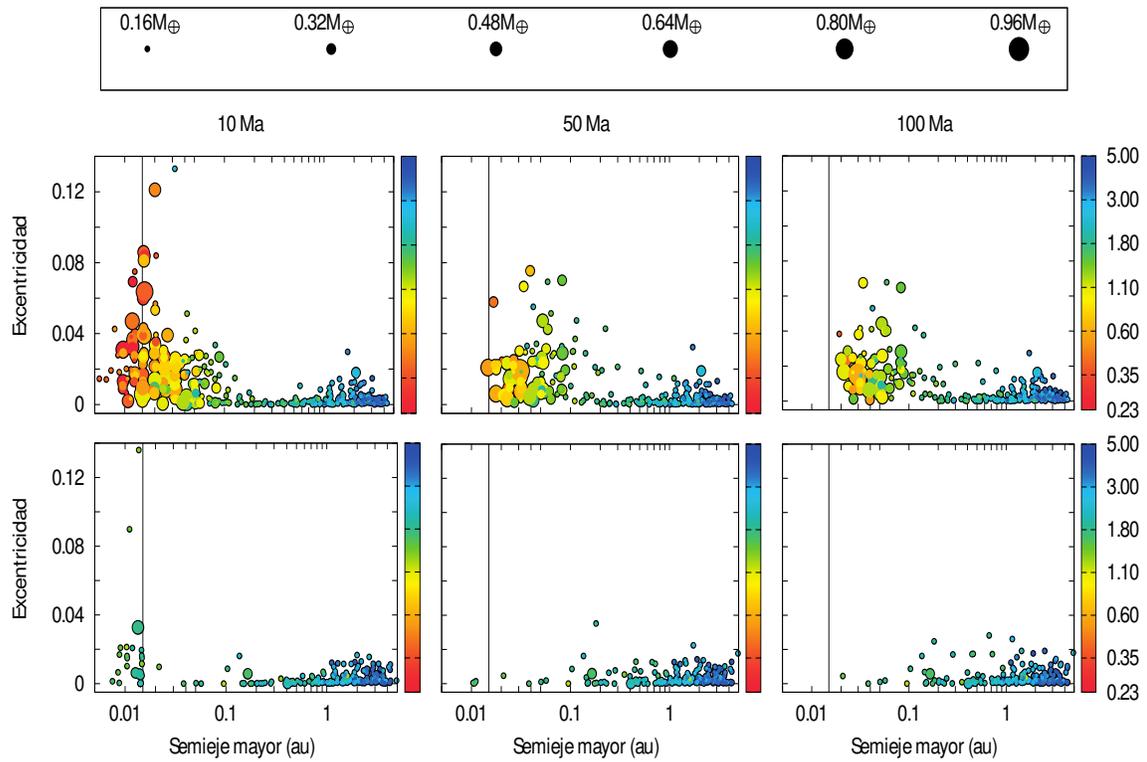


Figura 4.9: Distribución de e y a de los embriones sobrevivientes después de que el gas se disipa del disco en las simulaciones que incluyen la prescripción de Ida20 (S4, paneles superiores) y en las que incluyen el tratamiento de CN08 (S3, paneles inferiores) para edades de 10 Ma, 50 Ma y 100 Ma. La escala de colores indica el valor de los semiejes iniciales de los embriones sobrevivientes y el tamaño de los puntos representa el valor de su masa. Las líneas verticales representan la posición del radio interno del disco de gas.

acumuladas entre embriones en S3 se mantiene constante, ya que no existieron colisiones entre embriones en la etapa post-gas, mientras que en S4 se incrementa en un 5 % alcanzando un valor de 42 % a los 50 Ma. En los últimos 50 Ma de integración, en 9 de 23 simulaciones de S3 y solo en 5 de las 23 simulaciones en S4 un embrión colisiona con el objeto central, por lo que el valor de todas las medianas de las colisiones entre embriones y de embriones con el objeto central se mantiene constante.

Arquitecturas planetarias resultantes

En la Fig. 4.10 se muestran las arquitecturas finales resultantes de las simulaciones asociadas a los escenarios S4 (panel izquierdo) y S3 (panel derecho) a 100 Ma. Podemos ver que en todas las simulaciones de S4 sobreviven planetas en órbitas compactas ($a < 0,1$ au), en particular planetas que se localizan en la ZH, los cuales presentan una gran diversidad de masas, alcanzando valores de hasta $1 M_{\oplus}$. Por otro lado, solo en 3 de las 23 simulaciones de S3 sobreviven objetos en órbitas compactas, que se localizan además en la ZH y preservan el contenido inicial de agua en masa. Por lo tanto, las simulaciones que adoptan la prescripción de Ida20, son las que favorecen la supervivencia de planetas en órbitas compactas y candidatos a planetas potencialmente habitables con una amplia diversidad de masas, incluso después de que el gas se disipa del disco.

Planetas potencialmente habitables

Teniendo en cuenta el criterio del semieje mayor, las arquitecturas planetarias ponen en evidencia que existen varios candidatos a planetas potencialmente habitables, los cuales se localizan dentro de los límites de la ZH asociados a 100 Ma y a 1 Ga. Las propiedades físicas y orbitales de los mismos se exponen en la Tabla 4.1. De acuerdo con esto, los sistemas resultantes del escenario S4 presentan varios planetas dentro de la ZH a 100 Ma y de la ZH a 1 Ga en cada simulación, mientras que solo dos de las simulaciones S3 presentan un planeta en la ZH en 100 Ma y solo una presenta un candidato en la ZH en 1 Ga (ver Fig. 4.10). Vale la pena destacar que dado que las excentricidades orbitales de estos planetas son bajas, los mismos pueden ser clasificados como candidatos tanto a partir del criterio del semieje, como a partir de aquel basado en las distancias pericéntricas y apocéntricas de los mismos.

De acuerdo a los parámetros físicos y orbitales de los planetas candidatos, el efecto de marea conducirá a un decaimiento de los semiejes y excentricidades orbitales sobre una escala de tiempo del orden de unos miles de millones de años. A partir de esto, los valores de la masa, semieje, y excentricidad de los planetas candidatos resultantes de nuestras simulaciones en 100 Ma pueden ser tomados como representativos de aquellos asociados a una edad de 1 Ga.

Teniendo en cuenta este razonamiento, es posible desarrollar una interesante discusión concerniente a la potencial habitabilidad de estos candidatos. Por un lado los planetas ubicados dentro de los límites de la ZH asociada a 100 Ma no migrarán en dirección al objeto central

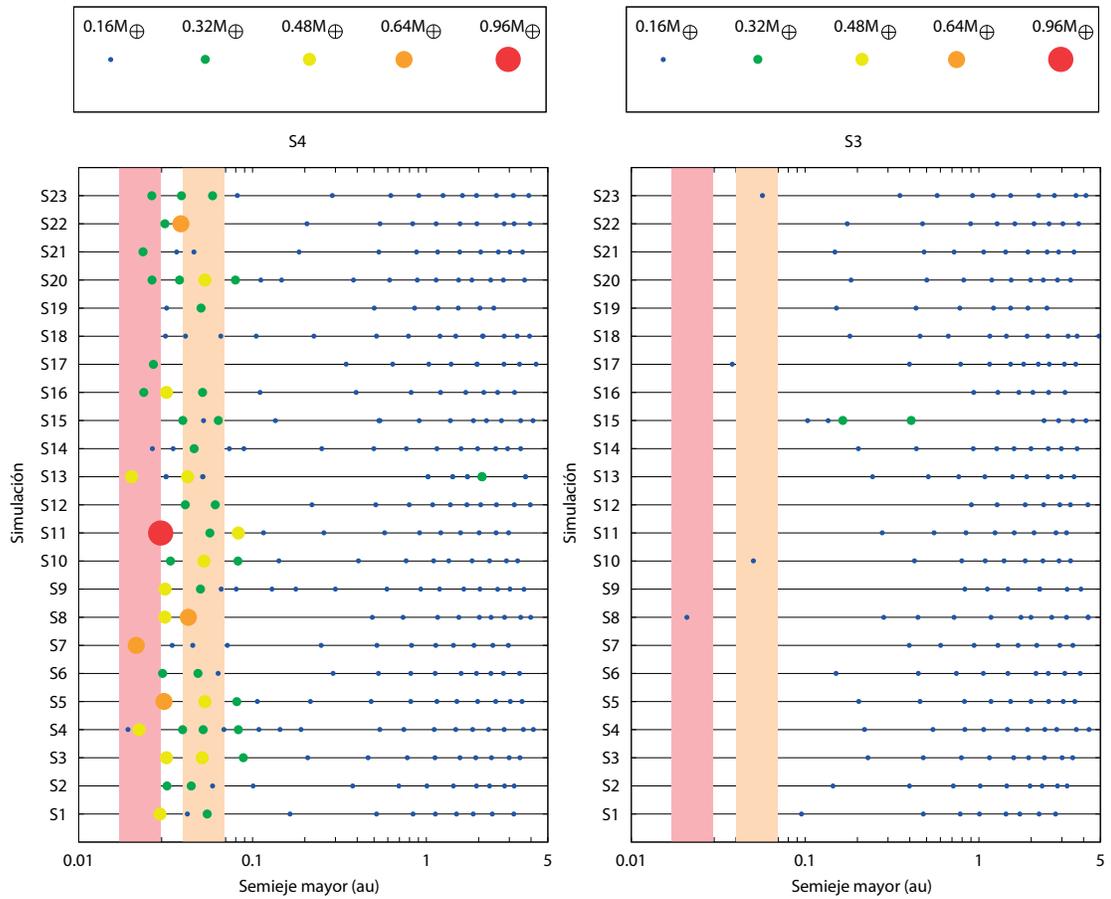


Figura 4.10: Arquitecturas planetarias a los 100 Ma de las simulaciones S4 (panel izquierdo) y S3 (panel derecho). Cada planeta está representado con un punto cuyo tamaño y color indican su masa final según se muestra en la parte superior del gráfico. Las ZH correspondientes a 100 Ma y 1 Ga están representadas respectivamente por las franjas de color crema y rosa.

por efectos de marea conforme evoluciona la ZH. Por lo tanto, después de algunos millones de años, estos planetas se encontrarán por fuera del límite externo de la ZH. Por otro lado, los planetas que se ubican por dentro de los límites de la ZH asociada a 1 Ga estarán expuestos a la radiación estelar desde su formación y hasta que la ZH los alcance, luego de mil millones de años. Como consecuencia de ello, tales planetas candidatos pueden experimentar un efecto invernadero en fuga, como se describe en Luger y Barnes (2015). Planetas con estas características quedarán seguramente desprovistos de agua, aunque debería desarrollarse un estudio detallado sobre la evolución dinámica de los mismos junto con un modelo de evolución de volátiles para especificar cuánta agua puede conservarse en dichos planetas. Por estas razones, es necesario evaluar cuidadosamente la potencial habitabilidad de estos planetas candidatos.

Es importante remarcar que en estos escenarios de trabajo no analizamos cambios en el porcentaje de agua de los objetos. En efecto, dado que todos los embriones tienen el mismo porcentaje de agua al inicio de las simulaciones, todos los planetas candidatos preservarán el mismo porcentaje de agua al final de las mismas, el cual es del 50 %.

4.2.3. Planetas simulados vs. exoplanetas confirmados

En esta sección, comparamos la muestra de planetas sobrevivientes de nuestras simulaciones numéricas con la muestra de exoplanetas de tipo terrestre confirmados en torno a estrellas de baja masa publicada en el Exoplanet Archive¹. Tanto los planetas simulados como los observados tienen órbitas con semiejes $a < 0,1$ au. Los exoplanetas confirmados que usamos para el análisis fueron descubiertos con las técnicas de tránsito o velocidad radial, tienen masas $M < 2 M_{\oplus}$ y radios $R < 2 R_{\oplus}$ y orbitan estrellas de campo con edades de algunos Ga.

En la Fig. 4.11 se ilustran las distribuciones acumuladas de la razón de períodos de planetas con órbitas adyacentes y las distribuciones acumuladas de los períodos de los planetas más internos correspondientes a los escenarios S3 y S4, para 10 Ma (final de la etapa gaseosa) y 100 Ma (fin de la integración numérica). Además, se representan las mismas distribuciones acumuladas para los exoplanetas de tipo terrestre confirmados en torno de estrellas con masas en los rangos $0,08 < M_{\star}/M_{\odot} < 0,14$ y $0,14 < M_{\star}/M_{\odot} < 0,5$. Finalmente, ilustramos los errores poissonianos de cada distribución calculados como $\pm \sqrt{N}$ con N el número de planetas en cada intervalo de las distribuciones correspondientes.

En primera instancia, comparamos las distribuciones acumuladas derivadas de nuestros estudios numéricos al final de la etapa gaseosa (10 Ma) con aquellas construidas a partir de la observación. De la Fig. 4.11 vemos que la distribución de la razón de períodos de planetas adyacentes del escenario S3 muestra un buen acuerdo con la correspondiente distribución de los exoplanetas en torno de estrellas de masas $M_{\star} < 0,5 M_{\odot}$. Por otro lado, las distribuciones acumuladas de planetas con períodos más internos obtenidas de los escenarios S3 y S4 muestran un mayor porcentaje de planetas con períodos cortos ($P < 10$ días) que la muestra de exopla-

¹Catalogo disponible en: <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>

Escenario	a [au]	e	M [M_{\oplus}]	ZH	Escenario	a [au]	e	M [M_{\oplus}]	ZH
S4	0.029	0.016	0.48	1 Ga	S4	0.020	0.023	0.48	1 Ga
S4	0.042	0.053	0.16	100 Ma	S4	0.042	0.025	0.48	100 Ma
S4	0.055	0.007	0.32	100 Ma	S4	0.051	0.012	0.48	100 Ma
S4	0.044	0.024	0.32	100 Ma	S4	0.026	0.016	0.16	1 Ga
S4	0.059	0.067	0.16	100 Ma	S4	0.046	0.015	0.32	100 Ma
S4	0.051	0.014	0.48	100 Ma	S4	0.040	0.005	0.32	100 Ma
S4	0.019	0.038	0.16	1 Ga	S4	0.052	0.005	0.16	100 Ma
S4	0.022	0.023	0.48	1 Ga	S4	0.063	0.007	0.32	100 Ma
S4	0.040	0.001	0.32	100 Ma	S4	0.023	0.008	0.32	1 Ga
S4	0.052	0.005	0.32	100 Ma	S4	0.051	0.009	0.32	100 Ma
S4	0.068	0.016	0.16	100 Ma	S4	0.027	0.001	0.32	1 Ga
S4	0.053	0.002	0.48	100 Ma	S4	0.041	0.042	0.16	100 Ma
S4	0.048	0.004	0.32	100 Ma	S4	0.066	0.002	0.16	100 Ma
S4	0.063	0.029	0.16	100 Ma	S4	0.050	0.003	0.32	100 Ma
S4	0.021	0.017	0.64	1 Ga	S4	0.026	0.006	0.32	1 Ga
S4	0.045	0.010	0.16	100 Ma	S4	0.053	0.026	0.48	100 Ma
S4	0.043	0.008	0.64	100 Ma	S4	0.023	0.028	0.32	1 Ga
S4	0.050	0.009	0.32	100 Ma	S4	0.046	0.023	0.16	100 Ma
S4	0.066	0.013	0.16	100 Ma	S4	0.026	0.025	0.32	1 Ga
S4	0.052	0.044	0.48	100 Ma	S4	0.059	0.040	0.32	100 Ma
S4	0.029	0.015	0.96	1 Ga	S3	0.021	0.004	0.16	1 Ga
S4	0.056	0.040	0.32	100 Ma	S3	0.050	0.001	0.16	100 Ma
S4	0.041	0.021	0.32	100 Ma	S3	0.057	0.002	0.16	100 Ma
S4	0.061	0.018	0.32	100 Ma

Tabla 4.1: Candidatos a planetas potencialmente habitables de las simulaciones S3 y S4. Se muestran para cada candidato el semieje mayor, excentricidad y masa. Dependiendo de su localización al final de las simulaciones, indicamos si los planetas se encuentran dentro de la ZH correspondiente a 100 Ma o a 1 Ga.

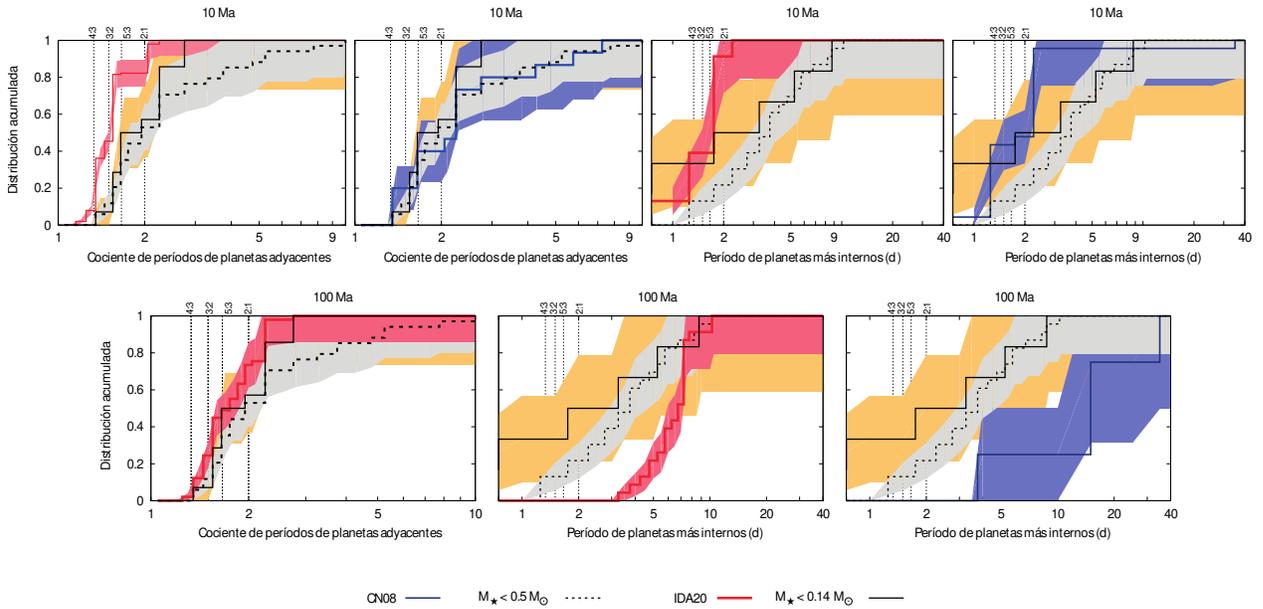


Figura 4.11: Comparación de las distribuciones acumuladas de los planetas sobrevivientes de las simulaciones S4 (líneas rojas) y S3 (líneas azules) correspondientes a 10 Ma (paneles superiores) y 100 Ma (paneles inferiores) con la muestra de planetas de tipo terrestre confirmados alrededor de estrellas con masas $0,08 < M_*/M_\odot < 0,14$ (líneas negras continuas y área naranja) y $0,14 < M_*/M_\odot < 0,5$ (líneas negras punteadas y área gris). Todos los planetas considerados tienen órbitas con semiejes $a < 0,1$ au. Las sombras de colores muestran los errores Poissonianos correspondientes a cada distribución.

netas observados. Resaltamos que esta comparación fue hecha con exoplanetas de la muestra observacional alrededor de estrellas de campo, cuyas edades son mayores a 1 Ga.

Si comparamos las distribuciones de exoplanetas observados con las de los planetas sobrevivientes a los 100 Ma, podemos ver que la distribución de la razón de períodos de planetas adyacentes resultantes del escenario S4 está en buen acuerdo con la distribución asociada a los exoplanetas confirmados en torno a estrellas de masas $M_* < 0,14 M_\odot$. Se realizó un test Kolmogorov-Smirnov aplicando 500 realizaciones de muestreo recursivo y encontramos que solo en un 15 % de las veces, podemos rechazar la hipótesis de que ambas muestras provienen de una misma distribución con un 99 % de confiabilidad. Un análisis análogo no es posible en el caso de S3 porque no hay más que un planeta con semieje $a < 0,1$ au al final de las simulaciones. En cuanto a las distribuciones de períodos de los planetas más internos, no se encontró un buen acuerdo entre los exoplanetas observados y los planetas de las simulaciones de ninguno de los escenarios. Por un lado, el 80 % de los planetas más internos del escenario S3 tiene períodos orbitales mayores a 10 días y los planetas sobrevivientes en S4 tienen perío-

dos entre 4 y 10 días. Por otro lado, la población más interna de exoplanetas observados tiene períodos entre 0.4 y 10 días. Por lo tanto, aunque la población de planetas más internos que sobrevive en el escenario S4 es la que ofrece el mejor acuerdo con la población más interna de exoplanetas observados, existe un déficit de planetas internos ($a < 0,025$ au). Este déficit en las simulaciones S4 no cambiará en un período de 1 Ga pues, considerando los efectos de marea, los planetas con $a > 0,025$ au disminuirán su semieje en escalas de tiempo mayores a 10 Ga. Para explicar este déficit de planetas internos, sería interesante explorar distintos parámetros en la estructura del disco. En particular, un cambio en el parámetro α turbulento podría modificar el resultado, ya que estudios recientes indican que las regiones internas de los discos tienen una estructura mayormente laminar (Bai, 2017), por lo que la interacción planeta-disco sería más débil y con ello las migraciones menos eficientes, lo que permitiría la supervivencia de planetas en órbitas más internas (ver Capítulo 6). Sin embargo, consideramos que no habría ninguna diferencia cualitativa en el acuerdo entre la distribución de la razón de períodos de planetas adyacentes encontrada para S4 y la de exoplanetas observados, ya que la supervivencia de planetas en órbitas más internas en los sistemas simulados mantendría configuraciones planetarias compactas.

Por lo estudiado en este Capítulo, vemos que bajo el modelo de formación planetaria propuesto, no sería correcto comparar las arquitecturas planetarias al final de la etapa gaseosa de las simulaciones numéricas con la muestra de exoplanetas observados orbitando estrellas viejas, ya que una vez que se disipa el gas del disco los embriones planetarios resultantes siguen sufriendo colisiones. Además, la comparación de arquitecturas planetarias debería ser hecha considerando estrellas huéspedes con masas análogas. En este trabajo extendemos nuestras simulaciones por 100 Ma, siendo este un tiempo representativo de la etapa final de los sistemas ya que la cantidad de planetas que sobreviven en las simulaciones es aproximadamente constante durante los últimos 50 Ma de la integración numérica, como podemos ver en la Fig. 4.5. Además, teniendo en cuenta las interacciones gravitatorias entre los cuerpos, y las largas escalas temporales para el decaimiento orbital asociadas a las fuerzas de marea, podemos decir que las configuraciones planetarias obtenidas a los 100 Ma no cambiarán cualitativamente en una escala de Ga, dadas las bajas excentricidades, el rango de masas y semiejes de los planetas resultantes simulados. Concluimos que dado el modelo de disco propuesto, únicamente los planetas resultantes a los 100 Ma de las simulaciones que incluyen la prescripción de Ida20 tienen un buen acuerdo respecto a la distribución de la razón de períodos de planetas adyacentes con la muestra de exoplanetas tipo terrestre observados orbitando estrellas con masas $M_* < 0,14 M_\odot$ y con semiejes $0,019 < a/\text{au} < 0,1$.

CAPÍTULO

5

DETECTABILIDAD DE PLANETAS TERRESTRES EN EL LÍMITE SUBESTELAR

En este capítulo estimamos la probabilidad de detección de planetas terrestres en torno de estrellas con masa cercana al límite subestelar. Para ello desarrollamos un código que asigna un sistema planetario a cada estrella de una muestra de N estrellas y simula la observación de las series temporales de flujo normalizado (F_N), velocidad radial (V_{rad}) y movimiento propio (μ) de cada estrella debidas a la interacción con su sistema planetario, considerando independientemente para cada observación un ruido, cadencia y duración arbitrarios. Posteriormente, aplica un dado método de detección a cada serie temporal para determinar cuáles planetas fueron detectados mediante atenuaciones de F_N debidas a tránsitos y cuáles mediante cambios periódicos en V_{rad} y μ debidas a las interacciones gravitatorias entre la estrella y su sistema. Finalmente, la fracción de estrellas con sistemas detectados es una medida de su probabilidad de detección la cual dependerá de la distancia a la estrella, la arquitectura supuesta, el ruido, cadencia y duración de las observaciones y el método de detección. Presentamos el cálculo de la probabilidad de detección en tres sistemas diferentes: sistemas con las arquitecturas resultantes de las simulaciones presentadas en el Capítulo 4, sistemas análogos a Trappist-1 y sistemas análogos a Teegarden.

5.1. Antecedentes

Los simuladores de observables forman parte imprescindible del estudio observacional de los planetas extrasolares ya que permiten inferir parámetros físicos y orbitales de los sistemas planetarios a partir del ajuste de los datos observados a las predicciones de las simulaciones (e.g. [Mulders et al., 2018, 2019](#)). Además, proporcionan información sobre la probabilidad de detección de planetas mediante un determinado instrumento o sondeo con lo que es posible estimar los sesgos observacionales que se necesitan conocer para calcular la tasa real de ocurrencia de exoplanetas (e.g. [Sabotta et al., 2021](#)). Análogamente, son fundamentales para establecer estrategias de observación eficientes con instrumentos existentes (e.g. [Feliz et al., 2021](#)) y para definir las propiedades que los instrumentos futuros deben cumplir para garantizar la detección eficiente de exoplanetas de distinto tipo (e.g. [Heller et al., 2022](#)).

En los últimos años se han desarrollado varias herramientas para simular los observables asociados a exoplanetas en torno de una estrella. La mayoría están diseñadas para estimar los parámetros físicos y orbitales de los exoplanetas a partir de los cambios en F_N (o curva de luz) y V_{rad} de la estrella en torno de la que orbitan. Ejemplo de estos simuladores son EXOPLANET ([Foreman-Mackey et al., 2021](#)), DACE ([Buchsacher y Alesina, 2019](#)) y EXOSIM ([Sarkar y Pascale, 2015](#)).

Por otro lado, existen los llamados *modelos de síntesis de poblaciones planetarias* que, partiendo de distintos modelos de formación planetaria, predicen las arquitecturas de los sistemas que luego son comparadas con las arquitecturas observadas para inferir qué escenarios de formación explican mejor a los sistemas observados ([Mordasini et al., 2009](#); [Benz et al., 2014](#), e.g.). En particular, el código EPOS ([Mulders et al., 2018, 2019](#)), compara los parámetros orbitales de los sistemas detectados con *Kepler* (e.g. [Borucki, 2017](#)), con los parámetros orbitales predichos por modelos de síntesis de poblaciones planetarias y por expresiones analíticas para la ocurrencia de planetas. Es importante destacar que EPOS opera únicamente sobre estrellas de tipo solar y sistemas planetarios detectados únicamente por el método de tránsito. En un trabajo reciente, [Emsenhuber et al., \(2021\)](#) presentan una nueva generación de modelos de síntesis que incluyen la evolución planetaria durante escalas de tiempo de hasta algunos Ga mediante simulaciones de N -cuerpos y encuentran escenarios de formación plausibles para la población de exoplanetas observada en torno a estrellas de tipo solar. En resumen, se cuenta con modelos que permiten reproducir la distribución de exoplanetas observados pero se enfocan principalmente en el estudio de planetas alrededor de estrellas de tipo solar observados con el método de tránsito.

A la fecha se cuenta con muy pocos sistemas planetarios confirmados en torno de enanas marrones, pero cuando su número aumente será necesario contar con observaciones sintéticas generadas a partir de distintos modelos de formación para compararlas con las observaciones y restringir los modelos de formación disponibles. Mientras tanto, esas mismas observaciones sintéticas son útiles para calcular la probabilidad de detección de sistemas. Para este trabajo

desarrollamos una herramienta capaz de simular los cambios en F_N , V_{rad} y μ de estrellas de distintas masas, edades y debido a sistemas planetarios diferentes. Realizamos las simulaciones para el caso particular de estrellas de $0,08 M_{\odot}$ con sistemas de planetas de tipo terrestre y empleamos las observaciones sintéticas resultantes para calcular su probabilidad de detección para cada uno de los tres observables.

5.2. Estructura y desarrollo de SEO

En este trabajo presentamos SEO: SIMULATOR FOR EXOPLANET OBSERVATIONS, un nuevo simulador orientado a la generación de observaciones sintéticas y al cálculo de la probabilidad de detección de exoplanetas. Esta herramienta fue desarrollada de manera que: (i) simula independientemente tres observables usados para la detección de exoplanetas: F_N , V_{rad} y μ para una muestra de estrellas, (ii) reproduce sistemas de arquitectura arbitraria, (iii) reproduce sistemas en torno de estrellas de distintas masas, (iv) las observaciones sintéticas incluyen incertidumbres y muestreos temporales arbitrarios y (v) calcula independientemente la probabilidad de detección a partir del análisis de las series temporales de F_N , V_{rad} y μ .

Una herramienta de estas características permite responder varias preguntas relevantes al estudio observacional de sistemas planetarios. Algunas de ellas son:

- a) ¿Cuál es la precisión, cadencia y duración mínimas de las observaciones necesarias para detectar planetas de una dada masa en torno de una dada estrella, particularmente, planetas terrestres en torno de enanas marrones?
- b) ¿Cómo depende la probabilidad de detección de sistemas planetarios del método de observación, cadencia, duración y ruido de las observaciones?
- c) ¿Cuál es la dependencia la probabilidad de detección de sistemas planetarios de cada método de observación con la distancia, masa y edad de la estrella huésped?
- d) ¿Cuántos y cuáles planetas de una dada arquitectura se espera recuperar con un dado conjunto de observaciones?
- e) Para cada método de observación: ¿Cuál es el número mínimo de estrellas que deben ser observados para garantizar la detección de un dado número de sistemas planetarios?
- f) ¿Cuál será la eficiencia de detección de planetas de sondeos futuros no necesariamente dirigidos a la detección de exoplanetas?

5.2.1. Descripción general

SEO es una herramienta computacional que combina eficientemente herramientas existentes para la simulación de N -cuerpos (MERCURY; Chambers, 1999) y tránsitos planetarios (EXOPLANET; Foreman-Mackey *et al.*, 2021) con herramientas desarrolladas en este trabajo, para predecir las variaciones temporales que cada estrella individual de una dada población estelar experimenta en su F_N , V_{rad} y μ debido a su sistema planetario. Además, permite estimar la fracción de sistemas que serán detectados cuando sus estrellas se observen con un instrumento caracterizado por su nivel de ruido, cadencia y duración temporal de sus observaciones y se aplique un dado método de análisis de las series temporales.

En resumen, SEO predice simultáneamente los tres observables más utilizados en la actualidad para la detección de sistemas planetarios, para cada estrella de una población estelar arbitraria, en condiciones de observación realistas y calcula la fracción de sistemas recuperados mediante un dado método de detección. La población estelar puede estar constituida por un conjunto de estrellas cualquiera, por ejemplo, estrellas similares o estrellas obtenidas a partir de un muestreo de la función de masa inicial (FIM). Luego, la población se sitúa a una dada distancia y la orientación del plano medio de cada sistema planetario es definida estocásticamente para reproducir las condiciones reales de observación. La arquitectura de cada sistema es generada individualmente a partir de arquitecturas que dependen de la masa de la estrella central y que pueden provenir tanto de resultados teóricos como observacionales. Posteriormente, se calculan las series temporales de F_N , V_{rad} y μ , se aplica un dado método de detección de exoplanetas sobre cada serie temporal y finalmente se calcula la probabilidad de detección como la fracción de sistemas detectados entre el número total de sistemas observados.

La Fig. 5.1 muestra el diagrama de flujo de SEO. El código es modular lo que facilita la definición de diferentes muestras de estrellas, la inclusión de cualquier arquitectura, la adición de variaciones en los observables que no están relacionados con los exoplanetas, la aplicación de distintos métodos de análisis de datos para la detección de sistemas y los ruidos y muestreo temporal de cualquier sondeo u observación. SEO es una herramienta con múltiples propósitos pues las observaciones simuladas permiten determinar si un dado sistema es detectable con una dada observación y también evaluar el efecto que las propiedades intrínsecas de cada estrella y su sistema planetario tiene sobre su probabilidad de detección. Con esta información, SEO permite evaluar cómo contribuye cada uno de estos parámetros a la eficiencia en la detección de sistemas planetarios con lo cual es posible optimizar las observaciones que se quieran realizar o entender los sesgos presentes en observaciones ya realizadas. Describimos a continuación cada uno de los procesos ejecutados por SEO:

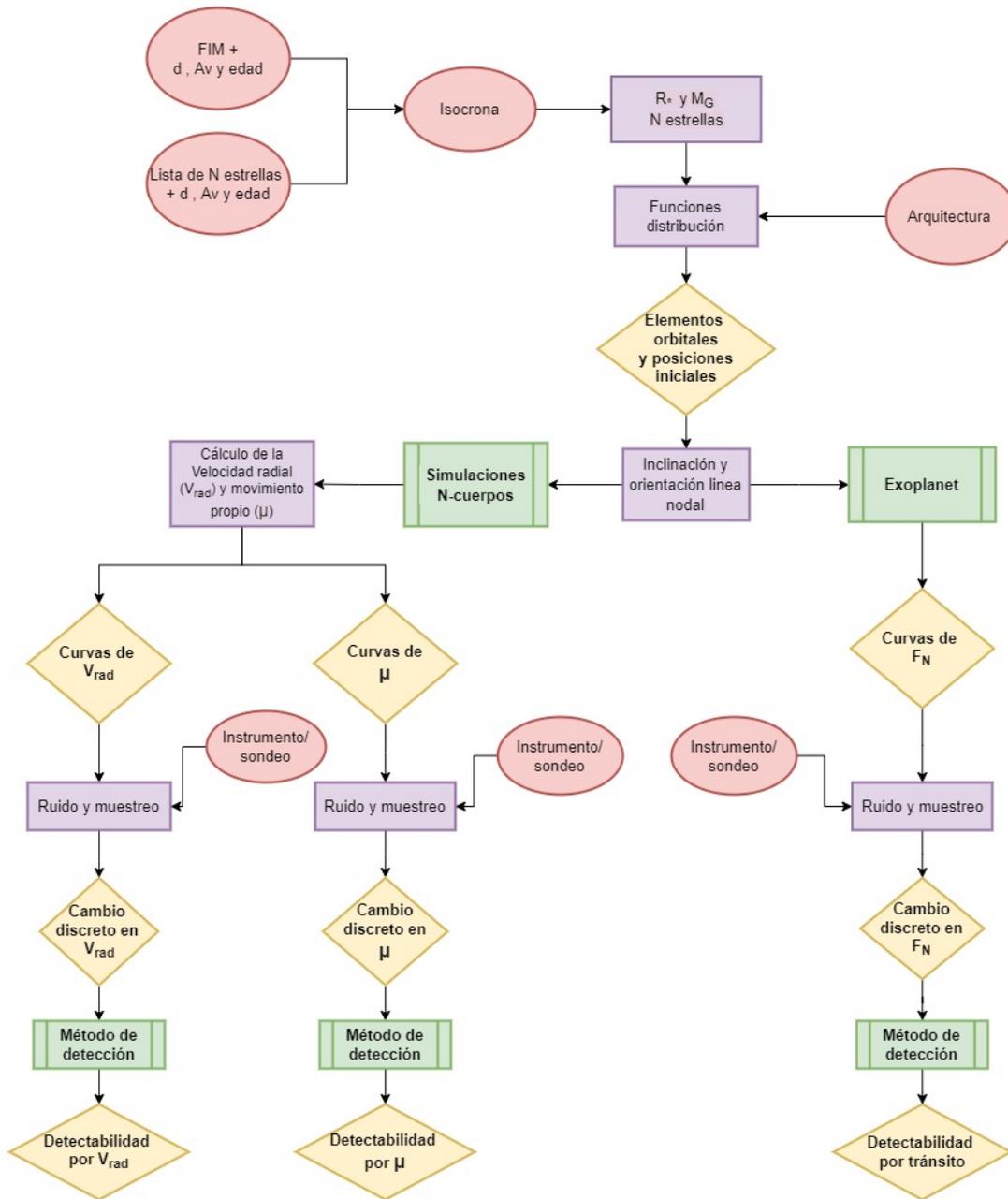


Figura 5.1: Diagrama de flujo de SEO. Los óvalos y rombos indican, respectivamente, las entradas y salidas de SEO. Los rectángulos lilas representan las funciones desarrolladas para este trabajo y los rectángulos verdes los códigos preexistentes incorporados.

Muestra de estrellas

El código trabaja sobre una lista arbitraria de estrellas aisladas suministrada por el usuario en un archivo o sobre una población de estrellas aisladas generada a partir de una FIM. Para esto último se considera la FIM para estrellas individuales de Chabrier (2003) para estrellas de masa $M < M_{\odot}$ y la FIM de Salpeter (1955) para estrellas de masa $M > M_{\odot}$. Como las estrellas provenientes de la FIM para estrellas individuales pueden estar combinadas formando sistemas binarios, se obtiene la distribución de estrellas aisladas multiplicando la FIM por la fracción conocida de estrellas binarias como función de la masa de la estrella primaria (Lada 2006). Así se obtiene una distribución de masas de las estrellas aisladas para las cuales funciona SEO que, en su versión actual, no considera el caso de planetas circumbinarios. En un modo más simple de operación, la muestra de estrellas puede estar constituida por un número arbitrario de estrellas iguales.

Arquitecturas planetarias

A cada estrella de la muestra se le asigna un sistema planetario de una dada arquitectura. Es decir, se le asigna un número de planetas y a cada planeta se le asigna, primero, un conjunto de elementos orbitales: semieje mayor a , excentricidad e , inclinación i , argumento del pericentro ω , longitud del nodo Ω y anomalía media M y, segundo, el radio planetario R_p y la masa planetaria M_p . Todos estos valores se obtienen estocásticamente de distribuciones de probabilidad. SEO incluye las distribuciones construidas a partir de la muestra de exoplanetas observados (e.g. Mulders *et al.*, 2019; He *et al.*, 2019) y distribuciones calculadas en este trabajo a partir de la pequeña muestra de exoplanetas en torno a objetos cercanos al límite subestelar (e.g. Gillon *et al.*, 2017; Zechmeister *et al.*, 2019). Además SEO permite al usuario incluir distribuciones de probabilidad arbitrarias.

Como veremos, SEO calcula las series temporales de V_{rad} y μ a partir de simulaciones de N -cuerpos. Por esta razón uno de los principales inconvenientes en la asignación de las arquitecturas planetarias es garantizar que se preserve la estabilidad dinámica del sistema, es decir, que los planetas del sistema tengan órbitas dinámicamente estables para que no ocurran colisiones ni eyecciones. Esta estabilidad deberá corroborarse durante el proceso estocástico de selección de los elementos orbitales de una dada arquitectura, a través de la asignación de valores para el cociente de períodos de planetas en órbitas adyacentes, que dependerán de la arquitectura supuesta.

Magnitud aparente estelar y orientación del sistema planetario

El usuario suministra la distancia promedio d , la edad estimada t y la extinción promedio A_V del conjunto de estrellas de la muestra cada una de las cuales posee una masa M_* . A partir de la edad t , se llama a un modelo de estructura y evolución estelar que predice la isocrona asociada

a esa edad y en ella se interpola cada M_* para obtener la gravedad superficial, temperatura efectiva y magnitudes absolutas. Empleamos las isocronas de los modelos de [Marigo et al. \(2017\)](#) que predicen las magnitudes en el sistema fotométrico de Gaia DR2¹. Con los valores de d , A_v , y la magnitud absoluta M_G se calcula la magnitud aparente G de cada estrella mediante la ecuación:

$$G = M_G + 5 \log(d/10 \text{ pc}) + k_G A_v, \quad (5.1)$$

donde k_G es el coeficiente de la ley de extinción para la banda G de Gaia DR2 ([Gaia Collaboration et al., 2018](#)). El valor de G se utilizará luego como una de las variables para calcular el ruido de las observaciones empleadas por cada método de detección. El valor del radio estelar R_* es calculado a partir de la masa estelar M_* y de la gravedad superficial obtenida de la interpolación.

Finalmente, se genera para el sistema planetario de cada estrella un ángulo de orientación de la línea de los nodos y una inclinación respecto al plano normal a la línea de la visual, a partir de distribuciones uniformes entre 0° y 360° y entre 0° y 180° , respectivamente. Estos valores angulares se utilizarán luego para calcular las series temporales de F_N , V_{rad} y μ .

Serie temporal sintética de F_N

La curva de flujo normalizado F_N en las que se detectan los tránsitos se calcularon importando desde SEO el software EXOPLANET ([Foreman-Mackey et al., 2021](#)). En resumen, para cada estrella de la muestra y su correspondiente arquitectura planetaria, EXOPLANET calcula las órbitas planetarias keplerianas y predice la curva de luz generada por los posibles tránsitos de los N planetas del sistema en un intervalo de tiempo indicado por el usuario. Para modelar las atenuaciones en el flujo estelar debido a los tránsitos, EXOPLANET incluye un modelo cuadrático de oscurecimiento del limbo que usa los coeficientes propuestos por [Kipping \(2013\)](#). El usuario debe ingresar los valores del período orbital o del semieje mayor de cada planeta, la masa de la estrella, la inclinación de la órbita respecto al plano normal a la línea de la visual de cada planeta, el cociente entre el radio de cada planeta y el radio estelar, un tiempo de referencia de tránsito o el tiempo del pasaje por el pericentro del planeta y puede escoger asignar la excentricidad siempre y cuando asigne también el valor del argumento del pericentro del planeta.

Series temporales sintéticas de V_{rad} y μ

Uno de los aportes más importantes de SEO es la simulación de las variaciones periódicas en las curvas de V_{rad} y μ de cada estrella generadas por las interacciones gravitatorias con su sistema planetario. Las mismas se calcularon a partir de un planteo vectorial en el que suponemos que el sistema está aislado y tiene como origen del sistema de coordenadas al centro de

¹<http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>

masa el cual está contenido en el plano normal a la línea de la visual. Así, podemos estimar las variaciones en V_{rad} y μ de la estrella a partir de las velocidades de cada planeta del sistema. Para calcular las velocidades de los planetas se realizaron simulaciones de N -cuerpos utilizando la versión original del código MERCURY, es decir, aquella que no incluye los efectos de mareas, relatividad e interacción con el disco de gas. Se empleó esta versión porque estos efectos no producen perturbaciones apreciables durante los períodos de tiempo que típicamente abarcan las observaciones y el cómputo resulta mucho más eficiente.

Se desarrolló una rutina que crea los archivos de entrada requeridos por MERCURY y ejecuta la simulación para cada estrella y su correspondiente sistema planetario durante un tiempo de integración y de escritura definidos por el usuario. Los archivos de salida de MERCURY contienen las velocidades de cada planeta del sistema en cada instante de tiempo y en un sistema de coordenadas centrado en la estrella. Por lo tanto, se calcula la proyección de los vectores de velocidad de cada planeta para pasar a un sistema de coordenadas en donde el eje perpendicular al plano del sistema coincide con la línea de la visual. Finalmente, se estiman los correspondientes valores de V_{rad} y μ para cada instante de tiempo. El planteo vectorial y el desarrollo analítico propuesto para el cálculo de la V_{rad} y μ constituye un aporte relevante y se detalla en el Apéndice 6.4.

Cadencia, duración y ruido de las observaciones

El ruido de las medidas y el muestreo temporal, es decir, la cadencia y duración de las observaciones son las limitaciones principales de las observaciones. Es por ello que el aumento de la sensibilidad instrumental ha permitido un aumento en la cadencia de las observaciones y el aumento en la eficiencia de detección de planetas extrasolares (Wright y Gaudi, 2013; Lee, 2018). SEO permite incluir un nivel de ruido y un muestreo temporal arbitrarios e independientes a cada una de las tres series temporales sintéticas generadas. El nivel de ruido y el muestreo temporal van a estar determinados por el sondeo o instrumento del que provengan las observaciones de cada una de las series temporales y por la magnitud aparente de la estrella observada.

A efectos de esta tesis, se incorporaron el ruido y cadencia temporal de tres sondeos que consideramos representativos de los sondeos disponibles: *Kepler* (Borucki et al., 2010), para las curvas de tránsito; *CARMENES* (Quirrenbach et al., 2014) para las curvas de V_{rad} y *Gaia* (DR2) (Gaia Collaboration et al., 2016) para las curvas de μ . Como es de esperar, en los tres casos el ruido aumenta con la magnitud aparente estelar para un mismo tiempo de integración debido a la disminución de la señal a ruido.

Las incertidumbres en el flujo normalizado de *Kepler* pueden alcanzar valores de 10^{-3} para estrellas de tipo espectral M (Dressing y Charbonneau, 2013). El muestreo temporal es de una observación cada 30 min en *cadencia larga* o de una observación cada 1 min en *cadencia corta*. En el caso de *CARMENES* la incertidumbre en V_{rad} es de 1 m s^{-1} para estrellas de

tipos espectrales M tempranos mientras que para estrellas M tardías el error puede llegar a $2,5 \text{ m s}^{-1}$ (Reiners *et al.*, 2018). En cuanto al muestreo temporal, si bien se planificó que el sondeo obtuviera unos 70 espectros por estrella durante un período de tres años y con tiempos de integración para estrellas M tardías de aproximadamente 30 min (García-Piquer *et al.*, 2017), para algunas estrellas como Teegarden, se obtuvo hasta 250 observaciones en el mismo período. En el caso de *Gaia* (DR2) el error en μ para estrellas M tardías es de aproximadamente 10 msa^{-1} (Nusser *et al.*, 2012) y el muestreo temporal sigue la ley de escaneo de *Gaia* (DR2) la cual depende fuertemente de la región del cielo considerada, con un número de observaciones que varía entre 50 y 250 (Boubert y Everall, 2020).

En resumen, SEO reproduce el muestreo temporal de cada sondeo, escogiendo estocásticamente de cada serie temporal un número de puntos igual al número de observaciones generadas por el sondeo correspondiente en el período de tiempo simulado y distribuidos según una dada ventana de observación. El ruido es sumado directamente a las medidas resultantes del muestreo temporal como un error gaussiano correspondiente a cada sondeo y a la magnitud aparente de cada estrella. Lo anterior se hizo suponiendo que en los sistemas considerados las variaciones de los observables F_N , V_{rad} y μ son despreciables durante los tiempos de integración típicos de las observaciones.

Detectabilidad de sistemas

De manera general, entendemos por detectabilidad o probabilidad de detección P_D a la razón entre el número de sistemas planetarios detectados N_D y el número total N_T de estrellas de la muestra:

$$P_D = N_D/N_T \quad (5.2)$$

SEO determina el N_D resultante de aplicar un dado método de detección a cada serie temporal y calcula P_D para la muestra de N_T estrellas. De esta manera, es de esperar que una misma muestra de N_T estrellas conduzca a valores diferentes de P_D cuando se consideran observables y sondeos diferentes pues estos probablemente produzcan valores N_D distintos. Así, el cálculo de P_D depende de qué definamos como *detección de un sistema planetario* y el correspondiente valor de N_D . Definido lo que entendemos por detección, el valor de N_D dependerá del método de detección empleado, de la arquitectura simulada y del ruido y muestreo de cada serie temporal que a su vez dependen de la estrella considerada.

A efectos de esta tesis escogimos un método básico de detección basado en el análisis de frecuencias a partir de periodogramas. Se emplearon periodogramas de tipo Lomb-Scargle pues están diseñados para recuperar la frecuencia asociada a señales periódicas en series temporales no necesariamente espaciadas uniformemente (Zechmeister y Kürster, 2009). Este es un método de uso muy extendido en el estudio de series temporales y constituye un método simple y conservador que ofrece una cota mínima de la probabilidad de detección que se espera de

métodos más sofisticados como, por ejemplo, del método de descomposición recursiva de las señales (e.g. Casertano *et al.*, 2008).

Para esta primera aplicación de SEO, diremos que un sistema ha sido detectado si a partir de los periodogramas se recupera la frecuencia orbital de al menos un planeta del sistema con un dado margen de error Δf respecto a la frecuencia original y con una dada probabilidad P_f dada por la *probabilidad de falsa alarma* (FAP, por sus siglas en inglés) del periodograma. Estas cotas de detección pueden ser modificadas por el usuario. Para este trabajo establecimos que se recupera una frecuencia siempre que difiera de la original en menos del 1 % ($\Delta f < 0,01f$) y se detecte con una probabilidad mayor que el 90 % ($P_f > 0,9$).

Sobre la influencia de las manchas estelares

Debido a sus intensos campos magnéticos, las estrellas jóvenes suelen presentar manchas en su fotosfera que producen variaciones moduladas con la rotación estelar en su luminosidad y T_{eff} (e.g. Bailer-Jones y Mundt, 2001; Scholz y Eislöffel, 2005) y también alteran la medición de la V_{rad} (e.g. Saar y Donahue, 1997).

En SEO no consideramos la variabilidad estelar para calcular la probabilidad de detección de sistemas planetarios ya que, conocido el período de rotación de la estrella a partir de la serie temporal de F_N , existen herramientas eficientes y probadas para remover la variabilidad estelar de las series temporales de F_N y V_{rad} antes de analizar las variaciones provocadas por los planetas (e.g. Dumusque *et al.*, 2014; Foreman-Mackey *et al.*, 2021). Así, el problema del tratamiento de las variaciones debidas a manchas estelares se limita a verificar que la frecuencia asociada a la rotación estelar es recuperable a partir de las series temporales de F_N y V_{rad} obtenidas con el mismo muestreo temporal empleado para la detección de sistemas planetarios.

Para verificar que ello es posible, simulamos ambas series temporales debidas a manchas estelares y calculamos los periodogramas correspondientes. El cambio en flujo debido a las manchas se calculó con el *software* FLECK (Morris, 2020) que simula manchas estelares como regiones circulares oscuras en la superficie de estrellas rotantes, considerando la cobertura angular de la mancha como función de la distancia al limbo estelar y el oscurecimiento del limbo. Por otro lado, el cambio en V_{rad} se calculó implementando el modelo propuesto por Haywood *et al.* (2014) con la expresión:

$$\Delta V_{\text{rad}} = -\frac{\dot{\Phi}(t)}{\Phi_0} \left[1 - \frac{\Phi(t)}{\Phi_0} \right] \frac{R_{\star}}{f}, \quad (5.3)$$

donde $\Phi(t)$ es el flujo estelar medido que incluye las variaciones por las manchas estelares en la superficie, Φ_0 el flujo estelar suponiendo una superficie libre de manchas, $\dot{\Phi}(t)$ es la primera derivada de $\Phi(t)$, R_{\star} es el radio estelar y f es la caída del flujo estelar por una mancha en el centro del disco estelar que se puede aproximar por $f \sim (\Phi_0 - \Phi_{\text{mín}})/\Phi_0$, con $\Phi_{\text{mín}}$ el mínimo flujo observado.

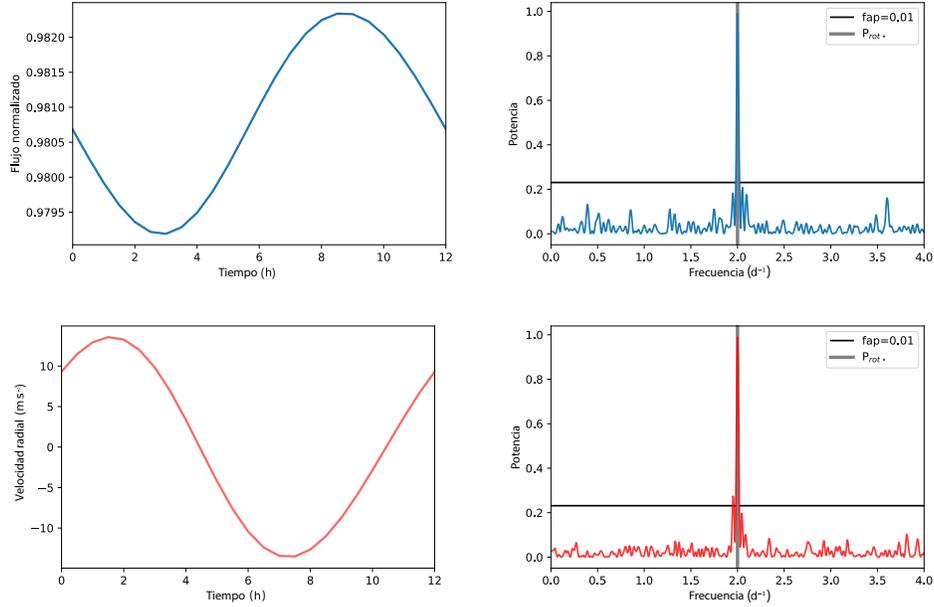


Figura 5.2: Efecto de las manchas estelares en las series temporales de flujo (paneles superiores) y V_{rad} (paneles inferiores). Izquierda: series temporales. Derecha: periodogramas. Las líneas horizontales negras indican $\text{FAP} = 0,01\%$. En ambos periodogramas se recupera el período de rotación de la estrella. Los parámetros de la simulación se indican en el texto.

En la Fig. 5.2 se muestran las series temporales y periodogramas producidos por 10 manchas distribuidas aleatoriamente en la superficie estelar, ocupando un 10% de la superficie y que tienen un contraste de brillo del 30% con respecto al restante 90% de la fotosfera. Se consideró una estrella de radio $R_{\star} = 0,12 R_{\odot}$ con un período de rotación $P_{\text{rot}\star} = 12$ h y una inclinación del eje de rotación de $i = 15^{\circ}$. Los valores empleados para R_{\star} y $P_{\text{rot}\star}$ corresponden a valores típicos para estrellas con masa cercana al límite estelar y una edad de 100 Ma (Herbst *et al.*, 2007; Seli *et al.*, 2021). Los periodogramas muestran la recuperación de las frecuencias de rotación de la estrella con $P_f \sim 0,99$. En el caso del periodograma asociado a la curva de V_{rad} , existe un segundo pico que supera la FAP, que es descartado ya que su potencia es despreciable y tiene una frecuencia asociada que difiere en un 2% respecto a la frecuencia de rotación estelar. Los periodogramas fueron calculados empleando una ventana temporal de 6 h.

En general, encontramos que la modificación dentro de valores razonables del contraste, tamaño y cantidad de manchas así como de la inclinación estelar no modifica los resultados y siempre es posible recuperar el período de rotación de la estrella. Aclaramos que cuando el contraste de las manchas es mayor al 40%, para ciertos valores de inclinación y número de manchas que dependen de la localización estocástica de las manchas en la superficie, se pro-

Sistema	M_* [M_\odot]	R_* [R_\odot]	d_* [pc]	π_* [mas]	Edad [Ga]	Planeta	a [au]	e	M_p [M_\oplus]	R_p [R_\oplus]	Sondeo
Trappist-1	0.08	0.117	12.1	82.6	3-8	b	0.011	< 0.081	0.85	1.08	Spitzer/Trappist
						c	0.015	< 0.083	1.38	1.05	
						d	0.021	< 0.070	0.41	0.77	
						e	0.028	< 0.085	0.62	0.92	
						f	0.037	< 0.063	0.68	1.04	
						g	0.045	< 0.061	1.34	1.12	
						h	0.063	-	-	0.75	
						Teegarden	0.089	0.104	3.83	261	
c	0.044	< 0.2	1.11	-							

Tabla 5.1: Sistemas para la validación de las series temporales sintéticas generadas por SEO. La información proviene del trabajo de Gillon *et al.* (2017) para el sistema de Trappist-1 y de Zechmeister *et al.* (2019) para el sistema de la estrella Teegarden.

duce en el periodograma un segundo pico por sobre la FAP que corresponde a un período de aproximadamente 2 h, aunque su potencia es despreciable en comparación con la potencia asociada a la frecuencia de rotación estelar. Además, este valor es mucho menor que los períodos orbitales de los planetas ($P > 24$ h), por lo que este segundo pico no afectaría a la detección de planetas como los estudiados.

Es importante aclarar que no se incluye en este análisis la evolución del patrón de manchas durante el período de rotación de la estrella. Esto se debe a que los períodos de rotación de objetos cercanos al límite subestelar son lo suficientemente cortos como para que no haya una variación en el patrón de manchas como ocurre en estrellas de tipo solar.

5.3. Validación de las series temporales sintéticas

Para validar las series temporales sintéticas generadas por SEO se simularon las series temporales de los dos sistemas indicados en la Tabla 5.1 y se compararon los resultados con los correspondientes datos observacionales de Gillon *et al.* (2017) y Zechmeister *et al.* (2019). Destacamos que los dos sistemas elegidos, Trappist-1 y Teegarden, son los únicos sistemas confirmados de planetas de tipo terrestre orbitando un objeto central de masa cercana al límite subestelar.

Serie temporal de flujo

Para validar la generación de series temporales de F_N se simuló la curva de luz debida a los tránsitos del sistema planetario que orbita a Trappist-1. Se utilizaron los parámetros físicos y orbitales de los planetas y la estrella dados en la Tabla 5.1. Se utilizaron 13 000 puntos para simular la serie temporal de flujo en un intervalo de 20 días, considerando un error de $\sigma = 10^{-3}$ en F_N . De esta manera se reprodujo el muestreo y error en flujo típico de ambas observaciones:

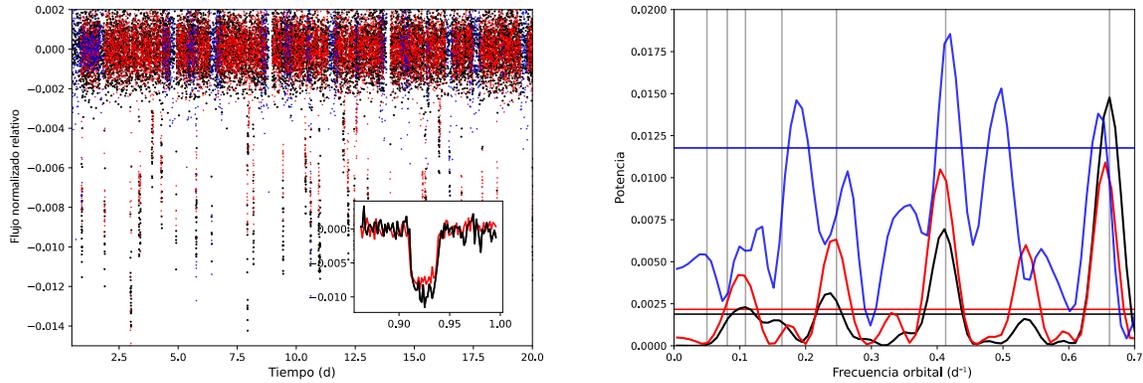


Figura 5.3: Comparación de las series temporales de F_N observadas y sintéticas del sistema Trappist-1. Izquierda: Serie sintética (puntos negros), observada con *Spitzer* (puntos rojos) y desde Tierra (puntos azules) (Gillon *et al.*, 2017). El error promedio de las observaciones es $\sigma = 10^{-3}$. Se muestra el detalle de uno de los tránsitos. Derecha: periodogramas superpuestos de las series temporales sintética (curva negra), de las observaciones desde Tierra (curva azul), y de las tomadas desde el espacio (curva roja). Las líneas horizontales representan los $FAP = 0,1$ ($P_f = 0,9$) de cada serie temporal (mismo patrón de colores) y las líneas verticales las frecuencias orbitales conocidas de cada planeta con datos de Gillon *et al.* (2017).

las hechas por el telescopio espacial *Spitzer* y las tomadas desde Tierra (Gillon *et al.*, 2017).

El panel izquierdo de la Fig. 5.3 muestra la serie temporal sintética resultante y las series temporales observadas desde el espacio y desde Tierra. Para ajustar la curva de luz sintética a los datos observacionales, es necesario incluir en el EXOPLANET el tiempo t_0 en que ocurre el tránsito de cada planeta. Estos tiempos fueron generados estocásticamente a partir de una distribución uniforme en el intervalo de tiempo comprendido por las observaciones hasta recuperar las frecuencias orbitales detectadas en la señal observada desde el espacio con una probabilidad $P_f = 0,9$, y una tolerancia de error de menos del 2%. El panel derecho de la Fig. 5.3 muestra los correspondientes periodogramas superpuestos. Para cada uno de los tres periodogramas se indica la probabilidad $P_f = 0,9$ asociada a un valor $FAP = 0,1$. Con nuestra curva sintética recuperamos 4 de las 7 frecuencias orbitales del sistema con una probabilidad $P_f > 0,9$, dos de ellas con exactitud y las otras dos con una tolerancia de error del 2%.

Serie temporal de V_{rad}

Se simuló la serie temporal de V_{rad} del sistema planetario que orbita la estrella Teegarden utilizando la subrutina de SEO que llama a MERCURY para realizar la simulación de N -cuerpos y luego calcula los correspondientes cambios en la V_{rad} de la estrella. Para ello se utilizaron

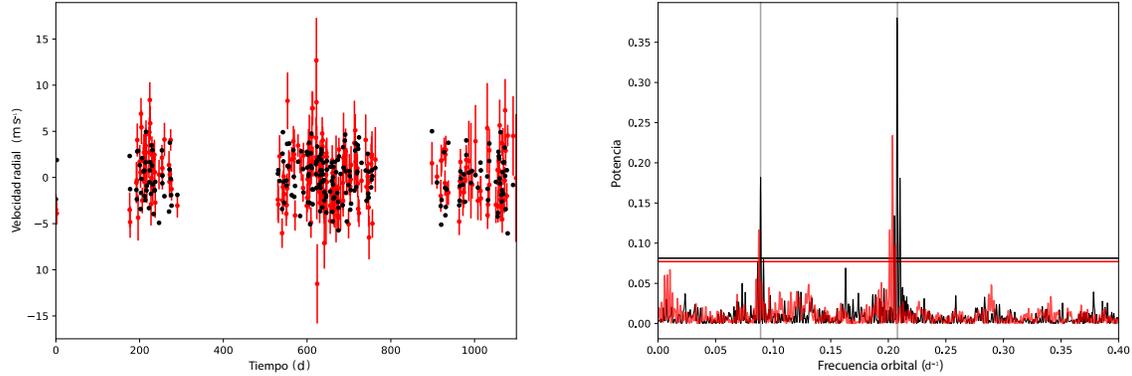


Figura 5.4: Comparación de las series temporales de V_{rad} observadas y sintéticas del sistema Teegarden. Izquierda: Series temporales sintética (puntos negros) y observadas con *CARMENES* (Zechmeister *et al.*, 2019) (puntos y barras de error rojos). Derecha: periodogramas de las series temporales sintética (curva negra) y observada (curva roja). Las líneas horizontales indican $\text{FAP} = 0,1$.

los parámetros físicos y orbitales de la Tabla 5.1. De la serie temporal sintética obtenida se realizó un muestreo temporal de 250 puntos en un intervalo de 3 años y se asignó un error proveniente de una distribución normal con $\sigma = 1,5 \text{ m s}^{-1}$, representativos del muestreo y error de las observaciones de *CARMENES* (Zechmeister *et al.*, 2019).

En el panel izquierdo de la Fig. 5.4 se muestra la comparación de los puntos resultantes de la serie temporal sintética con los datos observacionales. En el panel derecho de la Fig. 5.4 se muestran los periodogramas correspondientes aplicados a ambas series. En este caso los datos sintéticos reproducen con exactitud las dos frecuencias orbitales observadas con $P_f > 0,9$. Si bien existen picos secundarios que superan la FAP, estos son descartados ya que sus potencias son despreciables y sus frecuencias asociadas difieren un 2% con respecto a las frecuencias orbitales correspondientes.

Serie temporal de μ

A la fecha no se han confirmado planetas de tipo terrestre en torno de estrellas de baja masa mediante el análisis de cambios periódicos en movimientos propios. Por esta razón no es posible validar la serie temporal sintética de μ de manera análoga a los casos anteriores. Sin embargo, el cálculo de la serie temporal sintética de μ es análogo al caso de V_{rad} ya que ambas provienen del cálculo de la variación de la velocidad de la estrella y difieren únicamente en la proyección del vector velocidad, como se muestra en el Apéndice 6.4. Por esta razón consideramos la validación de la serie temporal de V_{rad} equivalente a la validación de la serie

temporal de μ .

5.4. Primeros casos de estudio

En esta sección simulamos los cambios en las series temporales de F_N , V_{rad} y μ producidos por sistemas de planetas de tipo terrestre orbitando estrellas de masa cercana al límite subestelar. Calculamos la probabilidad de detectarlos a partir de cada serie temporal suponiendo muestreos temporales y ruidos instrumentales típicos y la detección de frecuencias mediante periodogramas. El análisis se realizó para tres clases de sistemas:

- Sistemas de tipo Teegarden: constituidos por dos planetas de tipo terrestre orbitando una estrella de masa $M_\star = 0,089 M_\odot$ en un sistema análogo a Teegarden.
- Sistemas de tipo Trappist-1: constituidos por siete planetas de tipo terrestre orbitando una estrella de masa $M_\star = 0,08 M_\odot$ en un sistema análogo a Trappist-1.
- Sistemas análogos a los obtenidos de las simulaciones de N -cuerpos del capítulo 4 realizadas con la versión modificada de MERCURY que incluye los efectos de marea, relatividad y el tratamiento de [Ida et al. \(2020\)](#) para las interacciones entre los planetas y el disco de gas ([Sánchez et al., 2022](#)).

Para cada tipo de sistema se simularon las tres series temporales para una muestra de 100 estrellas de igual masa, radio, edad y distancia. Los sistemas difieren en las inclinaciones mutuas entre las órbitas, en los tiempos de tránsito, en los valores de ω , Ω y M de cada planeta, en la inclinación del plano medio de las órbitas planetarias con respecto del observador y en un ángulo de orientación del sistema con respecto a la línea nodal para pasar del sistema de coordenadas cartesianas en el que trabaja el código MERCURY a un sistema que tenga el eje perpendicular al plano medio en dirección a la línea de la visual y el eje x orientado en dirección a la línea nodal.

En el caso de las series temporales de F_N , consideramos un muestreo temporal y ruido equivalentes a los utilizados por el sondeo *Kepler* en modo *cadencia corta*, de 1 observación por minuto y un ruido gaussiano con $\sigma = 10^{-3}$. Para las series temporales de V_{rad} , consideramos un muestreo temporal y ruidos iguales a los utilizados para la detección del sistema Teegarden con *CARMENES*, de 180 observaciones distribuidas aleatoriamente en 3 ventanas trimestrales aleatorias en 1 año y un error gaussiano con $\sigma = 1,5 \text{ m s}^{-1}$. Para las series temporales de μ , consideramos un muestreo análogo al mejor muestreo temporal para estrellas de tipo espectral M tardío en el Gaia DR2, del orden de 150 observaciones distribuidas aleatoriamente en un año y con un error de 10 msa^{-1} ([Nusser et al., 2012](#)).

Se calcularon los periodogramas de cada serie temporal y se detectaron los picos correspondientes a la frecuencia orbital de al menos un planeta de cada sistema con una tolerancia

$\Delta f < 0,02f$ y $P_f \geq 0,8$. La implementación en SEO de métodos de análisis más robustos, como el método de descomposición recursiva de las señales (e.g. Casertano *et al.*, 2008), que aumentarían la fracción de planetas detectados por sistema, forma parte de trabajo en desarrollo. El método de análisis de frecuencia con periodogramas que empleamos en esta primera aplicación produce una cota mínima de P_D .

Recuperación de sistemas tipo Teegarden y Trappist-1

Para simular ambos sistemas planetarios fijamos los valores de a , e , M_p y R_p según los valores de la Tabla 5.1 para los dos planetas que orbitan Teegarden y los siete que orbitan Trappist-1. Posteriormente se generaron las inclinaciones mutuas i_{mu} entre las órbitas de los planetas de cada sistema tomando estocásticamente valores de una distribución uniforme de probabilidad en el intervalo $0^\circ < i_{\text{mu}} < 1^\circ$ (e.g. Winn y Fabrycky, 2015). Los valores de ω , Ω y M se generaron estocásticamente a partir de distribuciones uniformes entre 0° y 360° . Los tiempos de tránsito de cada planeta t_0 se obtuvieron estocásticamente a partir de una distribución de probabilidad uniforme en el intervalo $0 \leq t_0 \leq t_{\text{máx}}$ donde $t_{\text{máx}}$ es el período orbital del planeta más externo del sistema. Finalmente a cada sistema se le asignó un valor de inclinación de su plano orbital medio con respecto al plano normal a la línea de la visual (plano del cielo) a partir de una distribución de probabilidad del coseno de un ángulo entre -90° y 90° , y un ángulo de orientación del sistema con respecto a la línea nodal a partir de una distribución uniforme entre 0° y 360° . Las series temporales resultantes de F_N , V_{rad} y μ para los sistemas de tipo Teegarden y Trappist-1 muestran las siguientes variaciones típicas:

- variaciones en F_N que alcanzan valores de aproximadamente 8×10^{-3} para Teegarden y aproximadamente 10^{-2} para Trappist-1;
- variaciones de V_{rad} con amplitudes que oscilan entre 1 m s^{-1} y 4 m s^{-1} para Teegarden y entre 3 m s^{-1} y 10 m s^{-1} para Trappist-1;
- variaciones en μ que alcanzan 0.2 msa^{-1} para ambos sistemas.

La Tabla 5.2 muestra los valores resultantes de P_D para los tres sistemas e independientemente para cada método de observación.

Para el método de tránsito la probabilidad de detección de ambos sistemas es baja ($P_D = 0,02$) debido a que muy pocos sistemas poseen la inclinación orbital promedio respecto al plano del cielo i_{cielo} que permite que los tránsitos ocurran ($|i_{\text{cielo}}| > 88,8^\circ$, para este tipo de sistemas). Encontramos que en el 100 % de los sistemas con $|i_{\text{cielo}}| > 88,8^\circ$ se recuperan las frecuencias orbitales de los dos planetas de los sistemas tipo Teegarden con $P_f \sim 0,9$ y de tres de los siete planetas (denominados d , e y f) de los sistemas tipo Trappist-1 con $P_f \sim 0,8$.

Mediante el método de observación de V_{rad} se detecta el 100 % ($P_D = 1$) de ambos sistemas. En el caso de los sistemas tipo Teegarden siempre se recuperaron las dos frecuencias orbitales

con $P_f > 0,9$. En el caso de los sistemas tipo Trappist-1 siempre se recuperaron las frecuencias orbitales de los planetas b , c , f y g con $P_f > 0,9$ y las frecuencias de los planetas d , e y h con $P_f > 0,5$.

Finalmente, se encontró que el método de μ no permite la detección de ninguno de los dos tipos de sistema si se emplean los errores y muestreo de *Gaia DR2*. Se exploró el uso del mismo muestreo pero con un error de 0.1 msa^{-1} (dos órdenes de magnitud menor que el empleado). Si bien se lograron recuperar frecuencias de la curva sintética con una probabilidad $P_f = 0,9$, estas resultan ser espurias pues son sumas o restas de las frecuencias orbitales del sistema. Estos resultados sugieren la necesidad de un método de análisis más sofisticado para el análisis de las series temporales de μ .

Es importante recordar que el satélite *Gaia* sigue en funcionamiento, que producirá nuevos catálogos con nuevas observaciones y que el error en μ disminuye con el aumento de la base temporal. Según [Mateu et al. \(2017\)](#), el error en μ de las observaciones de *Gaia* disminuye en un factor f_{σ_μ} que está dado por $f_{\sigma_\mu} = (t_{\text{DR2}}/t_{\text{final}})^{3/2}$, donde $t_{\text{DR2}} = 22$ meses es el tiempo de misión de los datos que constituyen el catálogo *Gaia DR2* y t_{final} es el tiempo de misión transcurrido hasta el momento en que se desea calcular el error. Si consideramos la base temporal esperada para el último catálogo de *Gaia DR5*, $t_{\text{final}} = 120$ meses, entonces $f_{\sigma_\mu} = 0,078$, es decir, el error en μ será un factor $1/f_{\sigma_\mu} = 12,7$ menor que el de *Gaia DR2*. Igualmente la duración y el número de las observaciones aumentará en aproximadamente 5 veces.

Así concluimos que al final de la misión la precisión de μ permitirá la detección de frecuencias en sistemas análogos a Teegarden y Trappist-1 a partir, exclusivamente, de la serie temporal de μ . Sin embargo, las series temporales deben ser analizadas con métodos más potentes que el análisis de frecuencia. El análisis de estas señales en preparación de las observaciones de *Gaia DR5* es posible gracias a las simulaciones de SEO y es parte del trabajo en desarrollo.

Recuperación de sistemas simulados con la prescripción de [Ida et al. \(2020\)](#)

Para calcular P_D para los sistemas obtenidos con las simulaciones discutidas en el Capítulo [4](#) consideramos un conjunto de 100 estrellas de masa $M_\star = 0,08 M_\odot$, radio $R_\star = 0,12 R_\odot$, edad 100 Ma y ubicadas a dos distancias diferentes $d = 4 \text{ pc}$ y $d = 12 \text{ pc}$. A cada estrella de la muestra se le asignó aleatoriamente uno de los 23 sistemas resultantes de las simulaciones S4 indicadas en la Fig. [4.10](#), en la configuración que tenían en un instante de tiempo escogido aleatoriamente durante el último Ma de las simulaciones, solo considerando los planetas con semiejes $a < 0,1 \text{ au}$, ya que solo de ellos será apreciable una variación en los observables por ser los planetas más externos menos masivos. Por lo tanto, los sistemas restringidos estarán compuestos entre uno y siete planetas. A esa edad consideramos que los sistemas se encuentran en configuraciones estables. Las inclinaciones mutuas i_{mu} , los tiempos de tránsito t_0 , las inclinaciones promedio con respecto al plano del cielo y la orientación del sistema con respecto a la línea nodal se determinaron de forma análoga a los casos de los sistemas de tipo Teegarden

Sistema	d [pc]	Tránsito		V_{rad}		Gaia DR2	μ
		Kepler	Mejora	CARMENES	Mejora		
Teegarden	3.83	0,02	...	1	...	0	0 si $\epsilon = 0,1$
Trappist-1	12.1	0,02	...	1	...	0	0 si $\epsilon = 0,1$
Simulados con Sánchez et. al. (2022)	4 y 12	0	0,01 si $\epsilon > 10^{-4}$	0,55	0,85 si $\epsilon = 1 \text{ m s}^{-1}$	0	0 si $\epsilon = 0,1$ y $d = 4 \text{ pc}$ 0 si $\epsilon = 0,01$ y $d = 12 \text{ pc}$

Tabla 5.2: Probabilidad de detección de planetas de tipo terrestre en torno de estrellas de masa cercana al límite subestelar. Las columnas para cada método indican la probabilidad de detección correspondiente suponiendo los errores y muestreo indicados en el texto. Las columnas *Mejora* incluyen los valores de error instrumental ϵ que permitirían, con el mismo muestreo temporal, elevar la fracción de sistemas al valor indicado. Las unidades de ϵ son m s^{-1} para el caso V_{rad} y msa a^{-1} para el caso de μ .

y Trappist-1. Las series temporales resultantes muestran las siguientes variaciones típicas:

- variaciones de F_N que alcanzan valores de 2×10^{-3} (aproximadamente 1/4 de las variaciones encontradas para Teegarden);
- variaciones de V_{rad} con amplitudes que oscilan entre 0.5 m s^{-1} y 2.5 m s^{-1} (aproximadamente 1/6 de las variaciones encontradas para Teegarden);
- variaciones de μ que alcanzan valores de 0.1 msa a^{-1} si $d = 4 \text{ pc}$ y 0.02 msa a^{-1} si $d = 12 \text{ pc}$ (entre aproximadamente 1/2 y 1/10 de las variaciones encontradas para Trappist-1 y Teegarden).

La Tabla 5.2 muestra los valores de P_D para este tipo de sistemas y para cada método de observación, considerando los mismos muestreos y ruidos utilizados para los sistemas de tipo Trappist-1 y Teegarden, y considerando el mismo muestreo pero con ruidos instrumentales menores.

Nuevamente el método de tránsito produce una baja probabilidad de detección debido a que muy pocos sistemas están orientados de manera que los tránsitos sean observables. Para este tipo de sistemas $P_D = 0$ si se considera el error y muestreo de *Kepler* pero aumenta a $P_D = 0,01$ si el error es $\sigma = 10^{-4}$. Con este nuevo valor de error se detectaron tránsitos en un solo sistema de cuatro planetas del que se detectaron las frecuencias orbitales de dos de ellos con $P_f \sim 0,9$. En este caso los sistemas tienen $|i_{\text{cielo}}| > 89,4^\circ$

Mediante las series temporales de V_{rad} se recuperó la frecuencia orbital de al menos un planeta en poco más de la mitad de las estrellas de la muestra ($P_D = 0,55$). En los casos en que el sistema estaba compuesto por solo un planeta, se detectó su frecuencia orbital el 100 % de las veces; si el sistema estaba compuesto por dos planetas, las frecuencias de ambos planetas se recuperaron en el 50 % de las veces y si el sistema estaba compuesto por tres planetas, se recuperaron las tres frecuencias sólo un 10 % de las veces. En el caso de los sistemas que tienen cuatro o más planetas, se pudieron recuperar las frecuencias de solo uno o dos de ellos. Para todos los casos anteriores las frecuencias se recuperaron con $P_f > 0,9$. Encontramos que el muestreo temporal empleado para detectar Teegarden con el sondeo *CARMENES* permite obtener $P_D = 0,85$ si se reduce el error instrumental de $1,5 \text{ m s}^{-1}$ a 1 m s^{-1} .

Nuevamente el método de μ no permitió la detección de frecuencias orbitales con el ruido y muestreo de *Gaia DR2*. Análogamente a los casos de Teegarden y Trappist-1, solo considerando errores menores (de 0.1 msa^{-1} si $d = 4 \text{ pc}$ y 0.01 msa^{-1} si $d = 12 \text{ pc}$) es posible recuperar frecuencias pero resultan ser espurias pues son sumas o restas de las frecuencias orbitales del sistema. Estos resultados sugieren nuevamente que es necesario explorar métodos más poderosos de análisis de las series temporales de μ .

Los resultados muestran decaimientos en flujo que son hasta $1/4$ de los obtenidos para los sistemas de tipo Teegarden y Trappist-1. Por otro lado, las variaciones de V_{rad} son hasta $1/6$ de las variaciones para los sistemas tipo Teegarden debido a que en la mayoría de nuestros sistemas simulados los planetas son menos masivos. Por último, las variaciones en μ son aproximadamente un factor 2 menores que para los sistemas tipo Trappist-1 y Teegarden si se considera que la estrella está a una distancia de $d = 4 \text{ pc}$, mientras que disminuyen en un factor 10 si la estrella se encuentra a una distancia de $d = 12 \text{ pc}$. Este cambio menor en μ se debe a que los planetas poseen masas menores y se encuentran en órbitas un poco más alejadas del objeto central (el planeta más cercano de Trappist-1 se encuentra en $a = 0,011 \text{ au}$, mientras que el planeta más cercano de nuestros sistemas se encuentra en $a \sim 0,02 \text{ au}$).

Concluimos que para detectar planetas como los generados en los sistemas de las simulaciones S4 se necesita un sondeo fotométrico para detectar tránsitos con una sensibilidad de aproximadamente 10^{-4} en flujo normalizado como se prevé con la misión *PLATO* (Rauer *et al.*, 2014); un sondeo para detectar cambios de V_{rad} con un muestreo análogo al de *CARMENES* (Zechmeister *et al.*, 2019) y ruido menor a 1 m s^{-1} y un sondeo para detectar cambios de μ con errores de entre 0.01 y 0.1 msa^{-1} para estrellas a distancias $d < 12 \text{ pc}$. Si bien estos errores en μ se alcanzarán en los datos del *Gaia DR5*, subrayamos que es necesario un método más robusto que el de los periodogramas para recuperar las frecuencias orbitales.

CAPÍTULO

6

CONCLUSIONES Y DISCUSIÓN

En esta Tesis Doctoral nos enfocamos en estudiar la formación y evolución de planetas de tipo terrestre alrededor de un objeto de masa cercana al límite subestelar, mediante simulaciones de N -cuerpos que incluyen efectos de relatividad general, interacciones gravitatorias de los embriones con la componente gaseosa del disco protoplanetario, y efectos de marea que tienen acoplados la evolución del radio y del período de rotación del objeto central. Posteriormente calculamos las probabilidades de detección de los sistemas resultantes de nuestras simulaciones, asociadas a los métodos de tránsito, velocidades radiales y movimientos propios, así como también determinamos los límites de sensibilidad instrumental y muestreo temporal para mejorar el diseño de futuras observaciones que faciliten su detección. En este capítulo resumimos los conceptos más relevantes extraídos a partir de nuestros resultados. Exponemos además algunos puntos de discusión y posibles mejoras a los modelos presentados.

6.1. Sobre la formación y evolución planetaria

A partir de nuestros experimentos numéricos bajo condiciones libres de gas que incluyen efectos de relatividad general y fuerzas de marea que incorporan la evolución del radio y del período de rotación del objeto central, podemos concluir que (Sánchez *et al.*, 2020):

- Los efectos de marea y relatividad general son importantes en la formación y evolución de

planetas de tipo terrestre en el límite subestelar. Por un lado, los efectos de marea juegan un rol primario en la evolución del semieje y excentricidad de los embriones y planetas resultantes. Por otra parte, la relatividad general permite una descripción dinámica más detallada de los embriones y planetas ya que produce una precesión del pericentro de sus órbitas. Los efectos de marea también dan lugar a una precesión tal, aunque sobre una escala de tiempo mayor para el rango de parámetros físicos y orbitales de los planetas resultantes de nuestras simulaciones.

- La relevancia de los efectos de marea depende fuertemente de las condiciones iniciales de los embriones planetarios. Dichos efectos tienen un mayor impacto en embriones menos masivos y con órbitas más internas ($a < 0,1$ au).
- La incorporación de efectos de marea juega un rol primario en la supervivencia de planetas en la ZH de los sistemas bajo estudio.
- Todos los planetas sobrevivientes localizados en la ZH preservan su contenido inicial de agua en masa ya que sus zonas de alimentación no se extienden más allá de la línea de hielo.

A partir de nuestras simulaciones numéricas que incluyen efectos de marea, relatividad general, e interacciones gravitatorias entre los embriones planetarios y la componente gaseosa del disco, podemos concluir que (Sánchez *et al.*, 2022):

- Las arquitecturas planetarias resultantes dependen fuertemente de la prescripción adoptada para modelar las interacciones entre los embriones planetarios y la componente gaseosa del disco.
- A partir de los perfiles de densidad superficial, temperatura, y altura del disco adoptados en este estudio, la supervivencia de múltiples planetas en órbitas cercanas al objeto central se evidencia solo en las simulaciones que incluyen la prescripción de (Ida *et al.*, 2020) para el modelado de la interacción de los embriones con la componente gaseosa.
- Solo la prescripción propuesta por (Ida *et al.*, 2020) conduce a la formación de sistemas planetarios múltiples en órbitas internas ($a < 0,1$ au) que son parte de cadenas de resonancias de movimientos medios hasta el fin de la etapa gaseosa. Si bien tales cadenas resonantes se quiebran cuando el gas se disipa del disco, la mayoría de los planetas involucrados se mantienen en órbitas cercanas a la conmensurabilidad en la etapa post-gas.
- En todas las simulaciones que incluyen la prescripción de (Ida *et al.*, 2020) se obtienen candidatos a planetas potencialmente habitables, los cuales no sobreviven en los experimentos numéricos que incluyen el modelado propuesto por (Cresswell y Nelson, 2008) para la interacción entre los planetas y el disco de gas.

- La distribución acumulada de la razón de períodos orbitales de planetas adyacentes resultantes en 100 Ma en las simulaciones numéricas desarrolladas bajo la prescripción de [Ida et al. \(2020\)](#) tiene un buen acuerdo con aquella derivada a partir de la muestra de exoplanetas de tipo terrestre observados orbitando estrellas con masas $M_* < 0,14 M_\odot$.

Cuando se incorporan las interacciones con el disco durante la etapa gaseosa, estas juegan un rol primario en la dinámica de los planetas. Sin embargo, los efectos de marea y relatividad contribuyen en un mejor modelado de las órbitas de los planetas tanto en la etapa gaseosa como en la etapa post-gas ([Sánchez et al., 2020](#)).

Una discusión interesante es aquella que se origina a partir del modelo de equilibrio que nosotros adoptamos para incluir los efectos de marea en nuestras simulaciones. Dicho modelo supone que cuando la estrella sufre una perturbación por la fuerza de marea que ejerce un cuerpo que la orbita, aquella se ajusta instantáneamente al equilibrio hidrostático ([Darwin, 1879](#)). El modelo de equilibrio es utilizado para describir los efectos de marea sobre planetas que poseen excentricidades orbitales de bajas a moderadas. Por otra parte, para órbitas altamente excéntricas, la deformación por mareas de los cuerpos solo ocurre cerca del pericentro de la órbita. En este caso, el objeto perturbado no puede alcanzar una figura de equilibrio, experimentando oscilaciones forzadas. Este régimen de evolución es descrito por el denominado modelo de mareas dinámico ([Ivanov y Papaloizou, 2011](#)). Es importante remarcar que cuando un objeto de muy alta excentricidad experimenta un proceso de circularización orbital, atraviesa inevitablemente ambos regímenes de evolución por efectos de marea. Sin embargo, debido a que los modelos de equilibrio y dinámico son muy diferentes entre sí, no es tarea sencilla construir una única prescripción que incluya ambos regímenes. En nuestro caso, los cuerpos involucrados en las simulaciones son poco masivos y sus órbitas no son altamente excéntricas, por lo que el modelo de equilibrio de mareas es una buena aproximación.

Otro tema de discusión es la historia colisional de los planetas que se localizan en órbitas internas ya que los mismos son el resultado de un gran número de colisiones entre embriones, las cuales fueron consideradas como perfectamente inelásticas. Vale la pena destacar que esta hipótesis de trabajo nos permitió acceder a límites superiores para los valores finales de las masas y el contenido de agua de los planetas resultantes. De acuerdo con esto, sería importante explorar la sensibilidad de nuestros resultados a la inclusión de procesos de fragmentación durante las colisiones, lo cual podría reducir las masas de los planetas que componen los sistemas finales ([Chambers, 2013](#); [Dugaro et al., 2019](#)).

Tal como ya hemos destacado, nuestros experimentos numéricos dan lugar a la formación y supervivencia de planetas de tipo terrestre dentro de los límites de la ZH asociados a 1 Ga, los cuales poseen una amplia diversidad de parámetros físicos y orbitales. Sin embargo, la potencial habitabilidad de estos planetas debe ser estudiada cuidadosamente, teniendo en cuenta tanto su evolución dinámica como su localización dentro de la ZH, la cual evoluciona en el tiempo en dirección al objeto central. Considerando los efectos gravitatorios, de marea y relativistas, no se espera que haya cambios significativos en los semiejes y excentricidades de aquellos planetas

candidatos entre 100 Ma y 1 Ga. Esto indica que los parámetros orbitales de tales planetas que se desprenden de nuestras simulaciones de 100 Ma pueden ser representativos de aquellos en 1 Ga. Por lo tanto, dado que tales candidatos a planetas potencialmente habitables se ubican dentro del límite interno de la ZH, estarán expuestos de manera directa a la radiación estelar sobre dicha escala de tiempo. En efecto, en nuestros escenarios de trabajo, la ZH alcanza a los planetas candidatos sobre una escala de tiempo del orden de 1 Ga, como consecuencia de su evolución hacia el objeto central. Esto hace que dichos planetas puedan llegar a sufrir un efecto invernadero en fuga provocando una pérdida extremadamente eficiente de volátiles, tal como es analizado en el trabajo desarrollado por [Luger y Barnes \(2015\)](#). Este punto debe ser estudiado en detalle en trabajos futuros, con el fin de determinar la potencial habitabilidad de los planetas formados en este escenario de trabajo.

Por otra parte, en este trabajo nos enfocamos en analizar distintos procesos relevantes en la formación y evolución planetaria alrededor de un objeto en el límite subestelar, sobre una muestra de embriones ya formados, los cuales se distribuyen de manera aleatoria sobre una cierta región del disco. Será interesante analizar la sensibilidad de nuestros resultados a la incorporación de una fase previa de evolución en la cual embriones menos masivos crecen por acreción de guijarros y/o acreción de planetesimales. En particular, el trabajo desarrollado por [Coleman *et al.* \(2019\)](#), el cual está focalizado en el sistema planetario Trappist 1, ha mostrado que la incorporación de uno u otro de estos paradigmas de acreción tiene un fuerte impacto en la cantidad de agua de los planetas resultantes. De acuerdo con esto, la incorporación a nuestros escenarios de una fase de evolución previa en donde la distribución de parámetros físicos y orbitales de embriones en crecimiento esté determinada de modo autoconsistente por estos paradigmas de acreción, nos permitirá refinar la población de planetas de tipo terrestre asociados a sistemas en el límite subestelar.

Finalmente, destacamos que en el presente trabajo supusimos un disco con valores fijos para ciertos parámetros de interés, tales como la metalicidad, la viscosidad, y el tiempo de vida de la componente gaseosa. Será interesante explorar la sensibilidad de nuestros resultados a los parámetros mencionados. Por otra parte, destacamos que nuestra investigación supone que la viscosidad efectiva que domina el proceso de acreción sobre el objeto central es la que también direcciona la interacción planeta-disco (e.g. [Coleman y Nelson, 2014](#); [Izidoro *et al.*, 2017](#); [Carre-ra *et al.*, 2018](#); [Raymond *et al.*, 2018](#)). Sin embargo, existen trabajos recientes que proponen que una viscosidad de acreción direcciona el proceso de pérdida de masa del disco sobre la estrella a través de las líneas de campo magnético, y una viscosidad generada por efectos de turbulencia gobierna las interacciones entre los planetas y el disco de gas, la cual lleva a perturbaciones más débiles (e.g. [Hasegawa *et al.*, 2017](#); [Ida *et al.*, 2018](#); [Matsumura *et al.*, 2021](#)). Para ello, estos autores proponen distinguir un coeficiente de viscosidad de acreción α_{acr} y un coeficiente de viscosidad turbulento α_{turb} , donde $\alpha_{\text{turb}} \lesssim \alpha_{\text{acr}}$. Si bien en nuestro trabajo adoptamos el mismo valor para tales coeficientes, lo cual está de acuerdo con los valores explorados en [Matsumura *et al.* \(2021\)](#), sería interesante analizar distintos escenarios de formación y evolución, distinguien-

do ambos parámetros con valores diferentes. Esperamos que distintas condiciones iniciales en el modelo puedan llevar a configuraciones planetarias diferentes en donde se logre reproducir la distribución de los períodos orbitales de los exoplanetas en órbitas más internas.

6.2. Sobre la detectabilidad de planetas

Los objetos cercanos al límite subestelar son intrínsecamente débiles y con los instrumentos actuales es pequeño el volumen de la Galaxia en el que se les puede observar con las señales a ruido requeridas para detectar planetas a su alrededor. Así, la detección de sistemas de planetas de tipo terrestre en torno de enanas marrones y estrellas de muy baja masa es todavía un reto observacional importante. Se necesitan instrumentos muy sensibles para alcanzar señales a ruido elevadas en tiempos de integración cortos y así lograr un buen muestreo de las series temporales. Debido a estas limitaciones, a la fecha se han confirmado muy pocos sistemas planetarios en torno de enanas marrones pero algunos instrumentos futuros dedicados a la búsqueda de exoplanetas (e.g. PLATO, [Montalto et al., 2021](#)), así como sondeos sinópticos de todo el cielo desarrollados con otros intereses científicos como *Gaia* ([Gaia Collaboration et al., 2016](#)) y *LSST* ([Ivezić et al., 2019](#)) tienen el potencial de aumentar la detección de estos sistemas en los próximos años.

En este contexto, es importante contar con una estimación de la probabilidad de detección de planetas de tipo terrestre en torno de objetos cercanos al límite subestelar mediante observaciones de tránsitos y V_{rad} que son los tipos de observación más empleados para la búsqueda masiva de exoplanetas y explorar el análisis de series temporales de μ por tratarse de un método que cobrará cada vez mayor importancia con la futura liberación de datos del satélite *Gaia* que contendrá medidas astrométricas de una calidad sin precedentes y para todo el cielo.

La probabilidad de detección de sistemas planetarios depende de su arquitectura, del método de observación, del ruido, muestreo y duración de las observaciones, y del método de análisis de series temporales empleado para la detección. Como hemos visto, la determinación de la arquitectura promedio de los sistemas planetarios en torno de enanas marrones y estrellas de muy baja masa es actualmente un tema de intensa investigación y posee todavía un alto nivel de incertidumbre. En este escenario, para evaluar la probabilidad de detección optamos por estudiar dos sistemas reales: Trappist-1 ($d = 12,1$ pc) y Teegarden ($d = 3,83$ pc), y los sistemas teóricos resultantes de las simulaciones de tipo S4 analizadas en el Capítulo 4 evaluados a distancias $d = 4$ pc y $d = 12$ pc. Se simularon las series temporales de F_N , V_{rad} y μ con los muestreos, duraciones y ruidos característicos de los sondeos *Kepler*, *CARMENES* y *Gaia DR2* respectivamente, y se exploró el efecto de la reducción del ruido en el valor de P_D . El método de análisis de series temporales implementado en este primer estudio fue el análisis de frecuencias con periodogramas el cual produce una cota mínima para P_D . Consideramos como detectados a aquellos sistemas de los que se recuperó al menos una frecuencia orbital del sistema simulado. Para la simulación de las series temporales y el cálculo de la probabilidad de

detección se desarrolló el software SEO. A partir de los parámetros indicados más arriba los resultados para los sistemas planetarios considerados nos permiten concluir que:

- El método de V_{rad} es el más eficiente para la detección de los tres tipos de sistema. Los sistemas tipo Trappist-1 y Teegarden alcanzan $P_D = 1$ si el error instrumental es de $1,5 \text{ m s}^{-1}$ y se emplea un muestreo de 180 observaciones distribuidas aleatoriamente en 3 ventanas trimestrales aleatorias en un año. Con el mismo muestreo y ruido, los sistemas de tipo S4 alcanzan $P_D = 0,55$ y si el ruido disminuye a 1 m s^{-1} alcanzan $P_D = 0,85$.
- Como es sabido, el método de tránsito ofrece siempre una probabilidad de detección muy baja debido a que la condición de inclinación del plano orbital promedio es muy restrictiva. En efecto, con una cadencia de 1 observación por minuto y un error $\sigma = 10^{-3}$ encontramos que para los sistemas de tipo Trappist-1 y Teegarden, $P_D = 0,02$. Sin embargo, todos los sistemas que cumplen con $88,8^\circ < |i_{\text{cielo}}| < 90^\circ$ son detectados. Con el mismo muestreo y ruido no se logra detectar ninguno de los sistemas de tipo S4 ($P_D = 0$) pero su probabilidad de detección aumenta a $P_D = 0,01$ si el error disminuye a $\sigma = 10^{-4}$. En este caso los sistemas cumplen con $89,4^\circ < |i_{\text{cielo}}| < 90^\circ$.
- El método astrométrico (series temporales de μ) no permite la detección de sistemas de tipo Trappist-1 y Teegarden. Se obtiene $P_D = 0$ si se emplea un muestreo de 150 observaciones distribuidas aleatoriamente en un año con un error de $\sigma = 10 \text{ msa a}^{-1}$. Por otro lado, con el mismo muestreo pero con un error de $0,1 \text{ msa a}^{-1}$ se logran detectar frecuencias con alta probabilidad pero que no se corresponden con las frecuencias orbitales del sistema. Este resultado sugiere la necesidad de implementar métodos más robustos que los periodogramas para el análisis de las series temporales de μ . Resultados análogos se encontraron para los sistemas de tipo S4, en donde consideramos errores instrumentales de $0,1 \text{ msa a}^{-1}$ para $d = 4 \text{ pc}$ y de $0,01 \text{ msa a}^{-1}$ para $d = 12 \text{ pc}$.
- Los errores en μ de $0,01 \text{ msa a}^{-1}$ para sistemas planetarios análogos a los considerados serán alcanzados por la misión *Gaia* en la quinta y última liberación de datos (DR5) que incluirá todas las observaciones realizadas por la misión en diez años (e.g. Perryman *et al.*, 2014). Si bien los periodogramas son una buena primera aproximación al método de detección, el análisis de las series temporales de μ necesitará de un método más potente como, por ejemplo, el de la descomposición recursiva de señales (e.g. Casertano *et al.*, 2008; Wright y Howard, 2009).

Finalmente, dadas las probabilidades de detección calculadas, es importante conocer cuántas estrellas similares a las de los sistemas estudiados se encuentran realmente en volúmenes esféricos de 4 pc y 12 pc de radio centrados en el Sol. Los modelos de Baraffe *et al.* (2015) predicen que estrellas enanas con colores fotométricos $B_p - R_p$ en las bandas de *Gaia DR2* (Gaia Collaboration *et al.*, 2018) que cumplen con la condición $3,2 \leq B_p - R_p \leq 5$ poseen masas

en el rango $0,05 \leq M_*/M_\odot \leq 0,1$. Empleando las paralajes y la fotometría de *Gaia DR2*, encontramos que en ese rango de masas existen 8 candidatas en una esfera de 4 pc centrada en el Sol y que el número aumenta a 95 candidatas cuando la esfera es de 12 pc de radio y a 428 candidatas si extendemos el radio de la esfera a 20 pc. Para los tres casos, las candidatas poseen magnitudes aparentes en el rango $13 \leq G \leq 16$ a las que corresponden los ruidos instrumentales considerados en nuestro análisis. Por ejemplo, los brillos aparentes de las estrellas Teegarden y Trappist-1 son, respectivamente, $G = 12,27$ y $G = 15,64$.

Si consideramos las 428 estrellas en la esfera de 20 pc, el método de V_{rad} permitiría la detección de al menos un planeta en todos los sistemas con arquitecturas análogas a los sistemas de tipo Teegarden o Trappist-1. Si los sistemas planetarios tuvieran arquitecturas de tipo S4, con el método de V_{rad} se detectaría al menos un planeta en torno de aproximadamente 230 estrellas si el error fuera de $1,5 \text{ m s}^{-1}$ y el número se elevaría a 360 para un error de 1 m s^{-1} . Análogamente, con el método de tránsito se detectarían 9 sistemas de tipo Teegarden o Trappist-1 con errores de 10^{-3} y unos 4 sistemas con las arquitecturas de tipo S4 si las observaciones tuvieran un error de 10^{-4} . El caso del método astrométrico es incierto pues es necesario implementar métodos de análisis más sofisticados y, además, las observaciones alcanzarán las precisiones requeridas ($\sigma = 0,01 \text{ msa}^{-1}$) solo a distancias $d < 12 \text{ pc}$. Sin embargo, con *Gaia DR5* se espera que estrellas ubicadas a $d < 12 \text{ pc}$ y con brillos $13 \leq G \leq 16$ tengan errores de μ del orden de $\sigma = 0,01 \text{ msa}^{-1}$. Por lo tanto, habrá unas 95 candidatas que, al menos, serán susceptibles de esos nuevos análisis.

Finalmente, subrayamos que los valores anteriores son ilustrativos pues suponen arquitecturas específicas aunque, como dijimos, las arquitecturas promedio son todavía inciertas. Además suponen un método simple de detección de frecuencias orbitales. Sin embargo, estos resultados sugieren que, de continuar activos sondeos como *CARMENES* y *Gaia* y con la puesta en funcionamiento de nuevos sondeos como *PLATO*, en los próximos años se podría contar con la detección de numerosos sistemas con los que se puedan realizar comparaciones estadísticas más robustas con las predicciones de los modelos de formación de planetas de tipo terrestre en torno de objetos cercanos al límite subestelar.

BIBLIOGRAFÍA

- Adame, L., D'Alessio, P., Calvet, N., y Cantó, J. (2011). Accretion disks around young brown dwarfs. Spectral indices for the two viscosity prescriptions. En *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volumen 40, pp. 263–263.
- Alexander, M. E. (1973). The Weak Friction Approximation and Tidal Evolution in Close Binary Systems. *Ap&SS*, 23(2):459–510.
- Alexander, R. D., Clarke, C. J., y Pringle, J. E. (2006). Photoevaporation of protoplanetary discs - I. Hydrodynamic models. *MNRAS*, 369(1):216–228.
- Anderson, J. D., Esposito, P. B., Martin, W., Thornton, C. L., y Muhleman, D. O. (1975). Experimental test of general relativity using time-delay data from Mariner 6 and Mariner 7. *ApJ*, 200:221–233.
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., y Dullemond, C. P. (2009). Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. *ApJ*, 700(2):1502–1523.
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., y Dullemond, C. P. (2010). Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. II. Extension to Fainter Sources. *ApJ*, 723:1241–1254.
- Armitage, P. J. (2018). A Brief Overview of Planet Formation. En Deeg, H. J. y Belmonte, J. A., editores, *Handbook of Exoplanets*, p. 135. .

- Astudillo-Defru, N., Díaz, R. F., Bonfils, X., Almenara, J. M., Delisle, J. B., Bouchy, F., Delfosse, X., Forveille, T., Lovis, C., Mayor, M., Murgas, F., Pepe, F., Santos, N. C., Ségransan, D., Udry, S., y Wünsche, A. (2017). The HARPS search for southern extra-solar planets. XLII. A system of Earth-mass planets around the nearby M dwarf YZ Ceti. *A&A*, 605:L11.
- Bai, X.-N. (2017). Global Simulations of the Inner Regions of Protoplanetary Disks with Comprehensive Disk Microphysics. *ApJ*, 845(1):75.
- Bailer-Jones, C. A. L. y Mundt, R. (2001). Variability in ultra cool dwarfs: Evidence for the evolution of surface features. *A&A*, 367:218–235.
- Balbus, S. A. y Hawley, J. F. (1991). A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis. *ApJ*, 376:214.
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., y Chabrier, G. (2015). New evolutionary models for pre-main sequence and main sequence low-mass stars down to the hydrogen-burning limit. *A&A*, 577:A42.
- Barnes, R., Mullins, K., Goldblatt, C., Meadows, V. S., Kasting, J. F., y Heller, R. (2013). Tidal Venuses: Triggering a Climate Catastrophe via Tidal Heating. *Astrobiology*, 13:225–250.
- Barnes, R., Raymond, S. N., Greenberg, R., Jackson, B., y Kaib, N. A. (2010). CoRoT-7b: Super-Earth or Super-Io? *ApJ*, 709(2):L95–L98.
- Bastian, N., Covey, K. R., y Meyer, M. R. (2010). A Universal Stellar Initial Mass Function? A Critical Look at Variations. *ARA&A*, 48:339–389.
- Bayo, A., Barrado, D., Huéramo, N., Morales-Calderón, M., Melo, C., Stauffer, J., y Stelzer, B. (2012). Spectroscopy of very low-mass stars and brown dwarfs in the Lambda Orionis star-forming region. II. Rotation, activity and other properties of spectroscopically confirmed members of Collinder 69. *A&A*, 547:A80.
- Beaugé, C. y Nesvorný, D. (2012). Multiple-planet Scattering and the Origin of Hot Jupiters. *ApJ*, 751:119.
- Beichman, C., Benneke, B., Knutson, H., Smith, R., Lagage, P.-O., Dressing, C., Latham, D., Lunine, J., Birkmann, S., Ferruit, P., Giardino, G., Kempton, E., Carey, S., Krick, J., Deroo, P. D., Mandell, A., Ressler, M. E., Shporer, A., Swain, M., Vasisht, G., Ricker, G., Bouwman, J., Crossfield, I., Greene, T., Howell, S., Christiansen, J., Ciardi, D., Clampin, M., Greenhouse, M., Sozzetti, A., Goudfrooij, P., Hines, D., Keyes, T., Lee, J., McCullough, P., Robberto, M., Stansberry, J., Valenti, J., Rieke, M., Rieke, G., Fortney, J., Bean, J., Kreidberg, L., Ehrenreich, D., Deming, D., Albert, L., Doyon, R., y Sing, D. (2014). Observations of Transiting Exoplanets with the James Webb Space Telescope (JWST). *PASP*, 126(946):1134.

- Benitez, F. y Gallardo, T. (2008). The relativistic factor in the orbital dynamics of point masses. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 101:289–307.
- Bennett, D. P., Bond, I. A., Udalski, A., Sumi, T., Abe, F., Fukui, A., Furusawa, K., Hearnshaw, J. B., Holderness, S., Itow, Y., Kamiya, K., Korpela, A. V., Kilmartin, P. M., Lin, W., Ling, C. H., Masuda, K., Matsubara, Y., Miyake, N., Muraki, Y., Nagaya, M., Okumura, T., Ohnishi, K., Perrott, Y. C., Rattenbury, N. J., Sako, T., Saito, T., Sato, S., Skuljan, L., Sullivan, D. J., Sweatman, W. L., Tristram, P. J., Yock, P. C. M., Kubiak, M., Szymański, M. K., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, Ł., Ulaczyk, K., Batista, V., Beaulieu, J. P., Brillant, S., Cassan, A., Fouqué, P., Kervella, P., Kubas, D., y Marquette, J. B. (2008). A Low-Mass Planet with a Possible Sub-Stellar-Mass Host in Microlensing Event MOA-2007-BLG-192. *ApJ*, 684(1):663–683.
- Benz, W., Ida, S., Alibert, Y., Lin, D., y Mordasini, C. (2014). Planet Population Synthesis. En Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., y Henning, T., editores, *Protostars and Planets VI*, p. 691.
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., Mouillet, D., Puget, P., Wildi, F., Abe, L., Antichi, J., Baruffolo, A., Baudoz, P., Boccaletti, A., Carbillet, M., Charton, J., Claudi, R., Downing, M., Fabron, C., Feautrier, P., Fedrigo, E., Fusco, T., Gach, J.-L., Gratton, R., Henning, T., Hubin, N., Joos, F., Kasper, M., Langlois, M., Lenzen, R., Moutou, C., Pavlov, A., Petit, C., Pragt, J., Rabou, P., Rigal, F., Roelfsema, R., Rousset, G., Saisse, M., Schmid, H.-M., Stadler, E., Thalmann, C., Turatto, M., Udry, S., Vakili, F., y Waters, R. (2008). SPHERE: a 'Planet Finder' instrument for the VLT. En McLean, I. S. y Casali, M. M., editores, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, volumen 7014 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 701418.
- Bolmont, E., Raymond, S. N., y Leconte, J. (2011). Tidal evolution of planets around brown dwarfs. *A&A*, 535:A94.
- Bolmont, E., Raymond, S. N., Leconte, J., Hersant, F., y Correia, A. C. M. (2015). Mercury-T: A new code to study tidally evolving multi-planet systems. Applications to Kepler-62. *A&A*, 583:A116.
- Bolmont, E., Selsis, F., Raymond, S. N., Leconte, J., Hersant, F., Maurin, A.-S., y Pericaud, J. (2013). Tidal dissipation and eccentricity pumping: Implications for the depth of the secondary eclipse of 55 Cancri e. *A&A*, 556:A17.
- Bond, I. A., Abe, F., Dodd, R. J., Hearnshaw, J. B., Honda, M., Jugaku, J., Kilmartin, P. M., Marles, A., Masuda, K., Matsubara, Y., Muraki, Y., Nakamura, T., Nankivell, G., Noda, S., Noguchi, C., Ohnishi, K., Rattenbury, N. J., Reid, M., Saito, T., Sato, H., Sekiguchi, M., Skuljan, J., Sullivan, D. J., Sumi, T., Takeuti, M., Watase, Y., Wilkinson, S., Yamada, R., Yanagisawa, T., y Yock,

- P. C. M. (2001). Real-time difference imaging analysis of MOA Galactic bulge observations during 2000. *MNRAS*, 327(3):868–880.
- Borucki, W. J. (2017). Kepler: A Brief Discussion of the Mission and Exoplanet Results. *Proceedings of the American Philosophical Society*, 161(1):38–65.
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., Batalha, N., Brown, T., Caldwell, D., Caldwell, J., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E. W., Dupree, A. K., Gautier, T. N., Geary, J. C., Gilliland, R., Gould, A., Howell, S. B., Jenkins, J. M., Kondo, Y., Latham, D. W., Marcy, G. W., Meibom, S., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., Monet, D. G., Morrison, D., Sasselov, D., Tarter, J., Boss, A., Brownlee, D., Owen, T., Buzasi, D., Charbonneau, D., Doyle, L., Fortney, J., Ford, E. B., Holman, M. J., Seager, S., Steffen, J. H., Welsh, W. F., Rowe, J., Anderson, H., Buchhave, L., Ciardi, D., Walkowicz, L., Sherry, W., Horch, E., Isaacson, H., Everett, M. E., Fischer, D., Torres, G., Johnson, J. A., Endl, M., MacQueen, P., Bryson, S. T., Dotson, J., Haas, M., Kolodziejczak, J., Van Cleve, J., Chandrasekaran, H., Twicken, J. D., Quintana, E. V., Clarke, B. D., Allen, C., Li, J., Wu, H., Tenenbaum, P., Verner, E., Bruhweiler, F., Barnes, J., y Prsa, A. (2010). Kepler Planet-Detection Mission: Introduction and First Results. *Science*, 327(5968):977.
- Boubert, D. y Everall, A. (2020). Completeness of the Gaia verse II: what are the odds that a star is missing from Gaia DR2? *MNRAS*, 497(4):4246–4261.
- Brasser, R., Matsumura, S., Muto, T., y Ida, S. (2018). Trapping Low-mass Planets at the Inner Edge of the Protostellar Disk. *ApJ*, 864(1):L8.
- Buchsacher, N. y Alesina, F. (2019). DACE: New Available Visualisation and Analysis Tools for Exoplanet Research. En Molinaro, M., Shortridge, K., y Pasian, F., editores, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVI*, volumen 521 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 757.
- Carrera, D., Ford, E. B., Izidoro, A., Jontof-Hutter, D., Raymond, S. N., y Wolfgang, A. (2018). Identifying Inflated Super-Earths and Photo-evaporated Cores. *ApJ*, 866(2):104.
- Casertano, S., Lattanzi, M. G., Sozzetti, A., Spagna, A., Jancart, S., Morbidelli, R., Pannunzio, R., Pourbaix, D., y Queloz, D. (2008). Double-blind test program for astrometric planet detection with Gaia. *A&A*, 482(2):699–729.
- Chabrier, G. (2003). The Galactic Disk Mass Function: Reconciliation of the Hubble Space Telescope and Nearby Determinations. *ApJ*, 586(2):L133–L136.
- Chambers, J. E. (1999). A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. *MNRAS*, 304:793–799.

- Chambers, J. E. (2013). Late-stage planetary accretion including hit-and-run collisions and fragmentation. *Icarus*, 224(1):43–56.
- Chiang, E. I. y Goldreich, P. (1997). Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. *ApJ*, 490:368–376.
- Ciesla, F. J., Mulders, G. D., Pascucci, I., y Apai, D. (2015). Volatile Delivery to Planets from Water-rich Planetesimals around Low Mass Stars. *ApJ*, 804(1):9.
- Cleeves, L. I., Öberg, K. I., Wilner, D. J., Huang, J., Loomis, R. A., Andrews, S. M., y Czekala, I. (2016). The Coupled Physical Structure of Gas and Dust in the IM Lup Protoplanetary Disk. *ApJ*, 832(2):110.
- Coleman, G. A. L., Leleu, A., Alibert, Y., y Benz, W. (2019). Pebbles versus planetesimals: the case of Trappist-1. *A&A*, 631:A7.
- Coleman, G. A. L. y Nelson, R. P. (2014). On the formation of planetary systems via oligarchic growth in thermally evolving viscous discs. *MNRAS*, 445(1):479–499.
- Cossou, C., Raymond, S. N., Hersant, F., y Pierens, A. (2014). Hot super-Earths and giant planet cores from different migration histories. *A&A*, 569:A56.
- Cresswell, P. y Nelson, R. P. (2008). Three-dimensional simulations of multiple protoplanets embedded in a protostellar disc. *A&A*, 482(2):677–690.
- Crossfield, I. J. M., Waalkes, W., Newton, E. R., Narita, N., Muirhead, P., Ment, K., Matthews, E., Kraus, A., Kostov, V., Kosiarek, M. R., Kane, S. R., Isaacson, H., Halverson, S., Gonzales, E., Everett, M., Dragomir, D., Collins, K. A., Chontos, A., Berardo, D., Winters, J. G., Winn, J. N., Scott, N. J., Rojas-Ayala, B., Rizzuto, A. C., Petigura, E. A., Peterson, M., Mocz, T., Mikal-Evans, T., Mehrle, N., Matson, R., Kuzuhara, M., Irwin, J., Huber, D., Huang, C., Howell, S., Howard, A. W., Hirano, T., Fulton, B. J., Dupuy, T., Dressing, C. D., Dalba, P. A., Charbonneau, D., Burt, J., Berta-Thompson, Z., Benneke, B., Watanabe, N., Twicken, J. D., Tamura, M., Schlieder, J., Seager, S., Rose, M. E., Ricker, G., Quintana, E., Lépine, S., Latham, D. W., Kotani, T., Jenkins, J. M., Hori, Y., Colon, K., y Caldwell, D. A. (2019). A Super-Earth and Sub-Neptune Transiting the Late-type M Dwarf LP 791-18. *ApJ*, 883(1):L16.
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Wright, J. T., y Fischer, D. A. (2008). The Keck Planet Search: Detectability and the Minimum Mass and Orbital Period Distribution of Extrasolar Planets. *PASP*, 120(867):531.
- Damjanov, I., Jayawardhana, R., Scholz, A., Ahmic, M., Nguyen, D. C., Brandeker, A., y van Kerkwijk, M. H. (2007). A Comprehensive View of Circumstellar Disks in Chamaeleon I: Infrared Excess, Accretion Signatures, and Binarity. *ApJ*, 670(2):1337–1346.

- Darwin, G. H. (1879). On the Bodily Tides of Viscous and Semi-Elastic Spheroids, and on the Ocean Tides upon a Yielding Nucleus. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 170:1–35.
- Darwin, G. H. (1908). Further Consideration of the Stability of the Pear-Shaped Figure of a Rotating Mass of Liquid. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 80(537):166–167.
- Dawson, P., Scholz, A., Ray, T. P., Marsh, K. A., Wood, K., Natta, A., Padgett, D., y Ressler, M. E. (2013). New brown dwarf discs in Upper Scorpius observed with WISE. *MNRAS*, 429(1):903–914.
- Downes, J. J., Román-Zúñiga, C., Ballesteros-Paredes, J., Mateu, C., Briceño, C., Hernández, J., Petr-Gotzens, M. G., Calvet, N., Hartmann, L., y Mauco, K. (2015). The number fraction of discs around brown dwarfs in Orion OB1a and the 25 Orionis group. *MNRAS*, 450(4):3490–3502.
- Dreizler, S., Jeffers, S. V., Rodríguez, E., Zechmeister, M., Barnes, J. R., Haswell, C. A., Coleman, G. A. L., Lalitha, S., Hidalgo Soto, D., Strachan, J. B. P., Hamsch, F. J., López-González, M. J., Morales, N., Rodríguez López, C., Berdiñas, Z. M., Ribas, I., Pallé, E., Reiners, A., y Anglada-Escudé, G. (2020). RedDots: a temperate 1.5 Earth-mass planet candidate in a compact multiterrestrial planet system around GJ 1061. *MNRAS*, 493(1):536–550.
- Dressing, C. D. y Charbonneau, D. (2013). The Occurrence Rate of Small Planets around Small Stars. *ApJ*, 767(1):95.
- Dugaro, A., de Elía, G. C., y Darriba, L. A. (2019). Physical properties of terrestrial planets and water delivery in the habitable zone using N-body simulations with fragmentation. *A&A*, 632:A14.
- Dumusque, X., Boisse, I., y Santos, N. C. (2014). SOAP 2.0: A Tool to Estimate the Photometric and Radial Velocity Variations Induced by Stellar Spots and Plages. *ApJ*, 796(2):132.
- Dumusque, X., Pepe, F., Lovis, C., Ségransan, D., Sahlmann, J., Benz, W., Bouchy, F., Mayor, M., Queloz, D., Santos, N., y Udry, S. (2012). An Earth-mass planet orbiting α Centauri B. *Nature*, 491(7423):207–211.
- Eggleton, P. P., Kiseleva, L. G., y Hut, P. (1998). The Equilibrium Tide Model for Tidal Friction. *ApJ*, 499:853–870.
- Einstein, A. (1916). Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, 354(7):769–822.

- Einstein, A. (1936). Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science*, 84(2188):506–507.
- Emsenhuber, A., Mordasini, C., Burn, R., Alibert, Y., Benz, W., y Asphaug, E. (2021). The New Generation Planetary Population Synthesis (NGPPS). II. Planetary population of solar-like stars and overview of statistical results. *A&A*, 656:A70.
- Feliz, D. L., Plavchan, P., Bianco, S. N., Jimenez, M., Collins, K. I., Villarreal Alvarado, B., y Stassun, K. G. (2021). NEMESIS: Exoplanet Transit Survey of Nearby M-dwarfs in TESS FFIs. I. *AJ*, 161(5):247.
- Foreman-Mackey, D., Luger, R., Agol, E., Barclay, T., Bouma, L., Brandt, T., Czekala, I., David, T., Dong, J., Gilbert, E., Gordon, T., Hedges, C., Hey, D., Morris, B., Price-Whelan, A., y Savel, A. (2021). exoplanet: Gradient-based probabilistic inference for exoplanet data & other astronomical time series. *The Journal of Open Source Software*, 6(62):3285.
- Gaia Collaboration, Babusiaux, C., van Leeuwen, F., Barstow, M. A., Jordi, C., Vallenari, A., Bossini, D., Bressan, A., Cantat-Gaudin, T., van Leeuwen, M., Brown, A. G. A., Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., Bailer-Jones, C. A. L., Biermann, M., Evans, D. W., Eyer, L., Jansen, F., Klioner, S. A., Lammers, U., Lindegren, L., Luri, X., Mignard, F., Panem, C., Pourbaix, D., Randich, S., Sartoretti, P., Siddiqui, H. I., Soubiran, C., Walton, N. A., Arenou, F., Bastian, U., Cropper, M., Drimmel, R., Katz, D., Lattanzi, M. G., Bakker, J., Cacciari, C., Castañeda, J., Chaoul, L., Cheek, N., De Angeli, F., Fabricius, C., Guerra, R., Holl, B., Masana, E., Messineo, R., Mowlavi, N., Nienartowicz, K., Panuzzo, P., Portell, J., Riello, M., Seabroke, G. M., Tanga, P., Thévenin, F., Gracia-Abril, G., Comoretto, G., Garcia-Reinaldos, M., Teyssier, D., Altmann, M., Andrae, R., Audard, M., Bellas-Velidis, I., Benson, K., Berthier, J., Blomme, R., Burgess, P., Busso, G., Carry, B., Cellino, A., Clementini, G., Clotet, M., Creevey, O., Davidson, M., De Ridder, J., Delchambre, L., Dell’Oro, A., Ducourant, C., Fernández-Hernández, J., Fouesneau, M., Frémat, Y., Galluccio, L., García-Torres, M., González-Núñez, J., González-Vidal, J. J., Gosset, E., Guy, L. P., Halbwachs, J. L., Hambly, N. C., Harrison, D. L., Hernández, J., Hestroffer, D., Hodgkin, S. T., Hutton, A., Jasniewicz, G., Jean-Antoine-Piccolo, A., Jordan, S., Korn, A. J., Krone-Martins, A., Lanzafame, A. C., Lebzelter, T., Löffler, W., Manteiga, M., Marrese, P. M., Martín-Fleitas, J. M., Moitinho, A., Mora, A., Muinonen, K., Osinde, J., Pancino, E., Pauwels, T., Petit, J. M., Recio-Blanco, A., Richards, P. J., Rimoldini, L., Robin, A. C., Sarro, L. M., Siopis, C., Smith, M., Sozzetti, A., Süveges, M., Torra, J., van Reeve, W., Abbas, U., Abreu Aramburu, A., Accart, S., Aerts, C., Altavilla, G., Álvarez, M. A., Alvarez, R., Alves, J., Anderson, R. I., Andrei, A. H., Anglada Varela, E., Antiche, E., Antoja, T., Arcay, B., Astraatmadja, T. L., Bach, N., Baker, S. G., Balaguer-Núñez, L., Balm, P., Barache, C., Barata, C., Barbato, D., Barblan, F., Barklem, P. S., Barrado, D., Barros, M., Bartholomé Muñoz, L., Bassilana, J. L., Becciani, U., Bellazzini, M., Berihuete, A., Bertone, S., Bianchi, L., Bienaymé, O., Blanco-Cuaresma, S., Boch, T., Boeche, C., Bombrun, A., Borrachero, R., Bouquillon, S., Bourda, G., Bragaglia, A.,

Bramante, L., Breddels, M. A., Brouillet, N., Brüsemeister, T., Brugaletta, E., Bucciarelli, B., Burlacu, A., Busonero, D., Butkevich, A. G., Buzzi, R., Caffau, E., Cancelliere, R., Cannizzaro, G., Carballo, R., Carlucci, T., Carrasco, J. M., Casamiquela, L., Castellani, M., Castro-Ginard, A., Charlot, P., Chemin, L., Chiavassa, A., Cocozza, G., Costigan, G., Cowell, S., Crifo, F., Crosta, M., Crowley, C., Cuypers, J., Dafonte, C., Damerdji, Y., Dapergolas, A., David, P., David, M., de Laverny, P., De Luise, F., De March, R., de Martino, D., de Souza, R., de Torres, A., Debosscher, J., del Pozo, E., Delbo, M., Delgado, A., Delgado, H. E., Diakite, S., Diener, C., Distefano, E., Dolding, C., Drazinos, P., Durán, J., Edvardsson, B., Enke, H., Eriksson, K., Esquej, P., Eynard Bontemps, G., Fabre, C., Fabrizio, M., Faigler, S., Falcão, A. J., Farràs Casas, M., Federici, L., Fedorets, G., Fernique, P., Figueras, F., Filippi, F., Findeisen, K., Fonti, A., Fraile, E., Fraser, M., Frézouls, B., Gai, M., Galleti, S., Garabato, D., García-Sedano, F., Garofalo, A., Garralda, N., Gavel, A., Gavras, P., Gerssen, J., Geyer, R., Giacobbe, P., Gilmore, G., Girona, S., Giuffrida, G., Glass, F., Gomes, M., Granvik, M., Gueguen, A., Guerrier, A., Guiraud, J., Gutiérrez, R., Haigron, R., Hatzidimitriou, D., Hauser, M., Haywood, M., Heiter, U., Helmi, A., Heu, J., Hilger, T., Hobbs, D., Hofmann, W., Holland, G., Huckle, H. E., Hypki, A., Icardi, V., Janßen, K., Jevardat de Fombelle, G., Jonker, P. G., Juhász, Á. L., Julbe, F., Karampelas, A., Kewley, A., Klar, J., Kochoska, A., Kohley, R., Kolenberg, K., Kontizas, M., Kontizas, E., Koposov, S. E., Kordopatis, G., Kostrzewa-Rutkowska, Z., Koubisky, P., Lambert, S., Lanza, A. F., Lasne, Y., Lavigne, J. B., Le Fustec, Y., Le Poncin-Lafitte, C., Lebreton, Y., Leccia, S., Leclerc, N., Lecoer-Taibi, I., Lenhardt, H., Leroux, F., Liao, S., Licata, E., Lindstrøm, H. E. P., Lister, T. A., Livanou, E., Lobel, A., López, M., Managau, S., Mann, R. G., Mantelet, G., Marchal, O., Marchant, J. M., Marconi, M., Marinoni, S., Marschalkó, G., Marshall, D. J., Martino, M., Marton, G., Mary, N., Massari, D., Matijevič, G., Mazeh, T., McMillan, P. J., Messina, S., Michalik, D., Millar, N. R., Molina, D., Molinaro, R., Molnár, L., Montegriffo, P., Mor, R., Morbidelli, R., Morel, T., Morris, D., Mulone, A. F., Muraveva, T., Musella, I., Nelemans, G., Nicastrò, L., Noval, L., O'Mullane, W., Ordénovic, C., Ordóñez-Blanco, D., Osborne, P., Pagani, C., Pagano, I., Paillet, F., Palacin, H., Palaversa, L., Panahi, A., Pawlak, M., Piersimoni, A. M., Pineau, F. X., Plachy, E., Plum, G., Poggio, E., Poujoulet, E., Prša, A., Pulone, L., Racero, E., Ragaini, S., Rambaux, N., Ramos-Lerate, M., Regibo, S., Reylé, C., Riclet, F., Ripepi, V., Riva, A., Rivard, A., Rixon, G., Roegiers, T., Roelens, M., Romero-Gómez, M., Rowell, N., Royer, F., Ruiz-Dern, L., Sadowski, G., Sagrìstà Sellés, T., Sahlmann, J., Salgado, J., Salguero, E., Sanna, N., Santana-Ros, T., Sarasso, M., Saviotto, H., Schultheis, M., Sciacca, E., Segol, M., Segovia, J. C., Ségransan, D., Shih, I. C., Siltala, L., Silva, A. F., Smart, R. L., Smith, K. W., Solano, E., Solitro, F., Sordo, R., Soria Nieto, S., Souchay, J., Spagna, A., Spoto, F., Stampa, U., Steele, I. A., Steidelmüller, H., Stephenson, C. A., Stoev, H., Suess, F. F., Surdej, J., Szabados, L., Szegedi-Elek, E., Tapiador, D., Taris, F., Tauran, G., Taylor, M. B., Teixeira, R., Terrett, D., Teyssandier, P., Thuillot, W., Titarenko, A., Torra Clotet, F., Turon, C., Ulla, A., Utrilla, E., Uzzi, S., Vaillant, M., Valentini, G., Valette, V., van Elteren, A., Van Hemelryck, E., Vaschetto, M., Vecchiato, A., Veljanoski, J., Viala, Y., Vicente, D., Vogt, S., von Essen, C., Voss, H., Votruba, V., Voutsinas, S., Walmsley, G., Weiler,

M., Wertz, O., Wevers, T., Wyrzykowski, L., Yoldas, A., Žerjal, M., Ziaee pour, H., Zorec, J., Zschocke, S., Zucker, S., Zurbach, C., y Zwitter, T. (2018). Gaia Data Release 2. Observational Hertzsprung-Russell diagrams. *A&A*, 616:A10.

Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., Vallenari, A., Babusiaux, C., Bailer-Jones, C. A. L., Bastian, U., Biermann, M., Evans, D. W., Eyer, L., Jansen, F., Jordi, C., Klioner, S. A., Lammers, U., Lindegren, L., Luri, X., Mignard, F., Milligan, D. J., Panem, C., Poinsignon, V., Pourbaix, D., Randich, S., Sarri, G., Sartoretti, P., Siddiqui, H. I., Soubiran, C., Valette, V., van Leeuwen, F., Walton, N. A., Aerts, C., Arenou, F., Cropper, M., Drimmel, R., Høg, E., Katz, D., Lattanzi, M. G., O'Mullane, W., Grebel, E. K., Holland, A. D., Huc, C., Passot, X., Bramante, L., Cacciari, C., Castañeda, J., Chaoul, L., Cheek, N., De Angeli, F., Fabricius, C., Guerra, R., Hernández, J., Jean-Antoine-Piccolo, A., Masana, E., Messineo, R., Mowlavi, N., Nienartowicz, K., Ordóñez-Blanco, D., Panuzzo, P., Portell, J., Richards, P. J., Riello, M., Seabroke, G. M., Tanga, P., Thévenin, F., Torra, J., Els, S. G., Gracia-Abril, G., Comoretto, G., Garcia-Reinaldos, M., Lock, T., Mercier, E., Altmann, M., Andrae, R., Astraatmadja, T. L., Bellas-Velidis, I., Benson, K., Berthier, J., Blomme, R., Busso, G., Carry, B., Cellino, A., Clementini, G., Cowell, S., Creevey, O., Cuypers, J., Davidson, M., De Ridder, J., de Torres, A., Delchambre, L., Dell'Oro, A., Ducourant, C., Frémat, Y., García-Torres, M., Gosset, E., Halbwachs, J. L., Hambly, N. C., Harrison, D. L., Hauser, M., Hestroffer, D., Hodgkin, S. T., Huckle, H. E., Hutton, A., Jasniewicz, G., Jordan, S., Kontizas, M., Korn, A. J., Lanzafame, A. C., Manteiga, M., Moitinho, A., Muinonen, K., Osinde, J., Pancino, E., Pauwels, T., Petit, J. M., Recio-Blanco, A., Robin, A. C., Sarro, L. M., Siopis, C., Smith, M., Smith, K. W., Sozzetti, A., Thuillot, W., van Reeven, W., Viala, Y., Abbas, U., Abreu Aramburu, A., Accart, S., Aguado, J. J., Allan, P. M., Allasia, W., Altavilla, G., Álvarez, M. A., Alves, J., Anderson, R. I., Andrei, A. H., Anglada Varela, E., Antiche, E., Antoja, T., Antón, S., Arcay, B., Atzei, A., Ayache, L., Bach, N., Baker, S. G., Balaguer-Núñez, L., Barache, C., Barata, C., Barbier, A., Barblan, F., Baroni, M., Barrado y Navascués, D., Barros, M., Barstow, M. A., Becciani, U., Bellazzini, M., Bellei, G., Bello García, A., Belokurov, V., Bendjoya, P., Berihuete, A., Bianchi, L., Bienaymé, O., Billebaud, F., Blagorodnova, N., Blanco-Cuaresma, S., Boch, T., Bombrun, A., Borrachero, R., Bouquillon, S., Bourda, G., Bouy, H., Bragaglia, A., Breddels, M. A., Brouillet, N., Brüsemeister, T., Bucciarelli, B., Budnik, F., Burgess, P., Burgon, R., Burlacu, A., Busonero, D., Buzzi, R., Caffau, E., Cambras, J., Campbell, H., Cancelliere, R., Cantat-Gaudin, T., Carlucci, T., Carrasco, J. M., Castellani, M., Charlot, P., Charnas, J., Charvet, P., Chassat, F., Chiavassa, A., Clotet, M., Coccozza, G., Collins, R. S., Collins, P., Costigan, G., Crifo, F., Cross, N. J. G., Crosta, M., Crowley, C., Dafonte, C., Damerdjy, Y., Dapergolas, A., David, P., David, M., De Cat, P., de Felice, F., de Laverny, P., De Luise, F., De March, R., de Martino, D., de Souza, R., Debosscher, J., del Pozo, E., Delbo, M., Delgado, A., Delgado, H. E., di Marco, F., Di Matteo, P., Diakite, S., Distefano, E., Dolding, C., Dos Anjos, S., Drazinos, P., Durán, J., Dzigan, Y., Ecale, E., Edvardsson, B., Enke, H., Erdmann, M., Escolar, D., Espina, M., Evans, N. W., Eynard Bon-temps, G., Fabre, C., Fabrizio, M., Faigler, S., Falcão, A. J., Farràs Casas, M., Faye, F., Federici,

L., Fedorets, G., Fernández-Hernández, J., Fernique, P., Fienga, A., Figueras, F., Filippi, F., Findeisen, K., Fonti, A., Fouesneau, M., Fraile, E., Fraser, M., Fuchs, J., Furnell, R., Gai, M., Galleti, S., Galluccio, L., Garabato, D., García-Sedano, F., Garé, P., Garofalo, A., Garralda, N., Gavras, P., Gerssen, J., Geyer, R., Gilmore, G., Girona, S., Giuffrida, G., Gomes, M., González-Marcos, A., González-Núñez, J., González-Vidal, J. J., Granvik, M., Guerrier, A., Guillout, P., Guiraud, J., Gúrpide, A., Gutiérrez-Sánchez, R., Guy, L. P., Haignon, R., Hatzidimitriou, D., Haywood, M., Heiter, U., Helmi, A., Hobbs, D., Hofmann, W., Holl, B., Holland, G., Hunt, J. A. S., Hypki, A., Icardi, V., Irwin, M., Jevardat de Fombelle, G., Jofré, P., Jonker, P. G., Jorissen, A., Julbe, F., Karamelas, A., Kochoska, A., Kohley, R., Kolenberg, K., Kontizas, E., Kopusov, S. E., Kordopatis, G., Koubisky, P., Kowalczyk, A., Krone-Martins, A., Kudryashova, M., Kull, I., Bachchan, R. K., Lacoste-Seris, F., Lanza, A. F., Lavigne, J. B., Le Poncin-Lafitte, C., Lebreton, Y., Lebzelter, T., Leccia, S., Leclerc, N., Lecoeur-Taibi, I., Lemaitre, V., Lenhardt, H., Leroux, F., Liao, S., Licata, E., Lindstrøm, H. E. P., Lister, T. A., Livanou, E., Lobel, A., Löffler, W., López, M., Lopez-Lozano, A., Lorenz, D., Loureiro, T., MacDonald, I., Magalhães Fernandes, T., Managau, S., Mann, R. G., Mantelet, G., Marchal, O., Marchant, J. M., Marconi, M., Marie, J., Marinoni, S., Marrese, P. M., Marschalkó, G., Marshall, D. J., Martín-Fleitas, J. M., Martino, M., Mary, N., Matijević, G., Mazeh, T., McMillan, P. J., Messina, S., Mestre, A., Michalik, D., Millar, N. R., Miranda, B. M. H., Molina, D., Molinaro, R., Molinaro, M., Molnár, L., Moniez, M., Montegriffo, P., Monteiro, D., Mor, R., Mora, A., Morbidelli, R., Morel, T., Morgenthaler, S., Morley, T., Morris, D., Mulone, A. F., Muraveva, T., Musella, I., Narbonne, J., Nelemans, G., Nicastrò, L., Noval, L., Ordénovic, C., Ordieres-Meré, J., Osborne, P., Pagani, C., Pagano, I., Pailler, F., Palacin, H., Palaversa, L., Parsons, P., Paulsen, T., Pecoraro, M., Pedrosa, R., Pentikäinen, H., Pereira, J., Pichon, B., Piersimoni, A. M., Pineau, F. X., Plachy, E., Plum, G., Poujoulet, E., Prša, A., Pulone, L., Ragaini, S., Rago, S., Rambaux, N., Ramos-Lerate, M., Ranailli, P., Rauw, G., Read, A., Regibo, S., Renk, F., Reylé, C., Ribeiro, R. A., Rimoldini, L., Ripepi, V., Riva, A., Rixon, G., Roelens, M., Romero-Gómez, M., Rowell, N., Royer, F., Rudolph, A., Ruiz-Dern, L., Sadowski, G., Sagristà Sellés, T., Sahlmann, J., Salgado, J., Salguero, E., Sarasso, M., Saviotto, H., Schnorhk, A., Schultheis, M., Sciacca, E., Segol, M., Segovia, J. C., Segransan, D., Serpell, E., Shih, I. C., Smareglia, R., Smart, R. L., Smith, C., Solano, E., Solitro, F., Sordo, R., Soria Nieto, S., Souchay, J., Spagna, A., Spoto, F., Stampa, U., Steele, I. A., Steidelmüller, H., Stephenson, C. A., Stoev, H., Suess, F. F., Süveges, M., Surdej, J., Szabados, L., Szegedi-Elek, E., Tapiador, D., Taris, F., Tauran, G., Taylor, M. B., Teixeira, R., Terrett, D., Tingley, B., Trager, S. C., Turon, C., Ulla, A., Utrilla, E., Valentini, G., van Elteren, A., Van Hemelryck, E., van Leeuwen, M., Varadi, M., Vecchiato, A., Veljanoski, J., Via, T., Vicente, D., Vogt, S., Voss, H., Votrubá, V., Voutsinas, S., Walmsley, G., Weiler, M., Weingrill, K., Werner, D., Wevers, T., Whitehead, G., Wyrzykowski, Ł., Yoldas, A., Žerjal, M., Zucker, S., Zurbach, C., Zwitter, T., Alecú, A., Allen, M., Allende Prieto, C., Amorim, A., Anglada-Escudé, G., Arsenijević, V., Azaz, S., Balm, P., Beck, M., Bernstein, H. H., Bigot, L., Bijaoui, A., Blasco, C., Bonfigli, M., Bono, G., Boudreault, S., Bressan, A., Brown, S., Brunet, P. M., Bunclark, P., Buonanno, R.,

- Butkevich, A. G., Carret, C., Carrion, C., Chemin, L., Chéreau, F., Corcione, L., Darmigny, E., de Boer, K. S., de Teodoro, P., de Zeeuw, P. T., Delle Luche, C., Domingues, C. D., Dubath, P., Fodor, F., Frézouls, B., Fries, A., Fustes, D., Fyfe, D., Gallardo, E., Gallegos, J., Gardiol, D., Gebran, M., Gomboc, A., Gómez, A., Grux, E., Gueguen, A., Heyrovsky, A., Hoar, J., Iannicola, G., Isasi Parache, Y., Janotto, A. M., Joliet, E., Jonckheere, A., Keil, R., Kim, D. W., Klagyivik, P., Klar, J., Knude, J., Kochukhov, O., Kolka, I., Kos, J., Kutka, A., Lainey, V., LeBouquin, D., Liu, C., Loreggia, D., Makarov, V. V., Marseille, M. G., Martayan, C., Martinez-Rubi, O., Massart, B., Meynadier, F., Mignot, S., Munari, U., Nguyen, A. T., Nordlander, T., Ocvirk, P., O’Flaherty, K. S., Olias Sanz, A., Ortiz, P., Osorio, J., Oszkiewicz, D., Ouzounis, A., Palmer, M., Park, P., Pasquato, E., Peltzer, C., Peralta, J., Péturaud, F., Pieniluoma, T., Pigozzi, E., Poels, J., Prat, G., Prod’homme, T., Raison, F., Rebordao, J. M., Risquez, D., Rocca-Volmerange, B., Rosen, S., Ruiz-Fuertes, M. I., Russo, F., Sembay, S., Serraller Vizcaino, I., Short, A., Siebert, A., Silva, H., Sinachopoulos, D., Slezak, E., Soffel, M., Sosnowska, D., Straizys, V., ter Linden, M., Terrell, D., Theil, S., Tiede, C., Troisi, L., Tsalmantza, P., Tur, D., Vaccari, M., Vachier, F., Valles, P., Van Hamme, W., Veltz, L., Virtanen, J., Wallut, J. M., Wichmann, R., Wilkinson, M. I., Ziaepour, H., y Zschocke, S. (2016). The Gaia mission. *A&A*, 595:A1.
- Garcia-Piquer, A., Morales, J. C., Ribas, I., Colomé, J., Guàrdia, J., Perger, M., Caballero, J. A., Cortés-Contreras, M., Jeffers, S. V., Reiners, A., Amado, P. J., Quirrenbach, A., y Seifert, W. (2017). Efficient scheduling of astronomical observations. Application to the CARMENES radial-velocity survey. *A&A*, 604:A87.
- Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Demory, B.-O., Jehin, E., Agol, E., Deck, K. M., Lederer, S. M., de Wit, J., Burdanov, A., Ingalls, J. G., Bolmont, E., Leconte, J., Raymond, S. N., Selsis, F., Turbet, M., Barkaoui, K., Burgasser, A., Burleigh, M. R., Carey, S. J., Chaushev, A., Copperwheat, C. M., Delrez, L., Fernandes, C. S., Holdsworth, D. L., Kotze, E. J., Van Grootel, V., Almléaky, Y., Benkhaldoun, Z., Magain, P., y Queloz, D. (2017). Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1. *Nature*, 542(7642):456–460.
- Gilmozzi, R. y Spyromilio, J. (2007). The European Extremely Large Telescope (E-ELT). *The Messenger*, 127:11.
- Goldreich, P. y Tremaine, S. (1979). The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential. *ApJ*, 233:857–871.
- Grimm, S. L., Demory, B.-O., Gillon, M., Dorn, C., Agol, E., Burdanov, A., Delrez, L., Sestovic, M., Triaud, A. H. M. J., Turbet, M., Bolmont, É., Caldas, A., de Wit, J., Jehin, E., Leconte, J., Raymond, S. N., Van Grootel, V., Burgasser, A. J., Carey, S., Fabrycky, D., Heng, K., Hernandez, D. M., Ingalls, J. G., Lederer, S., Selsis, F., y Queloz, D. (2018). The nature of the TRAPPIST-1 exoplanets. *A&A*, 613:A68.

- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., y Boehler, Y. (2011). A dual-frequency sub-arcsecond study of proto-planetary disks at mm wavelengths: first evidence for radial variations of the dust properties. *A&A*, 529:A105.
- Hansen, B. M. S. (2010). Calibration of Equilibrium Tide Theory for Extrasolar Planet Systems. *ApJ*, 723:285–299.
- Hasegawa, M. y Nakazawa, K. (1990). Distant encounter between Keplerian particles. *A&A*, 227(2):619–627.
- Hasegawa, Y., Okuzumi, S., Flock, M., y Turner, N. J. (2017). Magnetically Induced Disk Winds and Transport in the HL Tau Disk. *ApJ*, 845(1):31.
- Haywood, R. D., Collier Cameron, A., Queloz, D., Barros, S. C. C., Deleuil, M., Fares, R., Gillon, M., Lanza, A. F., Lovis, C., Moutou, C., Pepe, F., Pollacco, D., Santerne, A., Ségransan, D., y Unruh, Y. C. (2014). Planets and stellar activity: hide and seek in the CoRoT-7 system. *MNRAS*, 443(3):2517–2531.
- He, M. Y., Ford, E. B., y Ragozzine, D. (2019). Architectures of exoplanetary systems - I. A clustered forward model for exoplanetary systems around Kepler’s FGK stars. *MNRAS*, 490(4):4575–4605.
- Heller, R., Harre, J.-V., y Samadi, R. (2022). Transit least-squares survey IV. Earth-like transiting planets expected from the PLATO mission. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2206.02071.
- Hendler, N. P., Mulders, G. D., Pascucci, I., Greenwood, A., Kamp, I., Henning, T., Ménard, F., Dent, W. R. F., y Evans, II, N. J. (2017). Hints for Small Disks around Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs. *ApJ*, 841:116.
- Henry, T. J. (2004). The Mass-Luminosity Relation from End to End. En Hilditch, R. W., Hensberge, H., y Pavlovski, K., editores, *Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars*, volumen 318 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 159–165.
- Herbst, W., Eisloffel, J., Mundt, R., y Scholz, A. (2007). The Rotation of Young Low-Mass Stars and Brown Dwarfs. En Reipurth, B., Jewitt, D., y Keil, K., editores, *Protostars and Planets V*, p. 297.
- Herczeg, G. J. (2007). Observational constraints on disk photoevaporation by the central star. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 3(S243):147–154.
- Howard, A. W. (2013). Observed Properties of Extrasolar Planets. *Science*, 340(6132):572–576.

- Howell, S. B., Sobek, C., Haas, M., Still, M., Barclay, T., Mullally, F., Troeltzsch, J., Aigrain, S., Bryson, S. T., Caldwell, D., Chaplin, W. J., Cochran, W. D., Huber, D., Marcy, G. W., Miglio, A., Najita, J. R., Smith, M., Twicken, J. D., y Fortney, J. J. (2014). The K2 Mission: Characterization and Early Results. *PASP*, 126(938):398.
- Hueso, R. y Guillot, T. (2005). Evolution of protoplanetary disks: constraints from DM Tauri and GM Aurigae. *A&A*, 442(2):703–725.
- Hut, P. (1981). Tidal evolution in close binary systems. *A&A*, 99:126–140.
- Ida, S., Guillot, T., y Morbidelli, A. (2016). The radial dependence of pebble accretion rates: A source of diversity in planetary systems. I. Analytical formulation. *A&A*, 591:A72.
- Ida, S., Muto, T., Matsumura, S., y Brasser, R. (2020). A new and simple prescription for planet orbital migration and eccentricity damping by planet-disc interactions based on dynamical friction. *MNRAS*, 494(4):5666–5674.
- Ida, S., Tanaka, H., Johansen, A., Kanagawa, K. D., y Tanigawa, T. (2018). Slowing Down Type II Migration of Gas Giants to Match Observational Data. *ApJ*, 864(1):77.
- Ivanov, P. B. y Papaloizou, J. C. B. (2011). Close encounters of a rotating star with planets in parabolic orbits of varying inclination and the formation of hot Jupiters. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 111(1-2):51–82.
- Ivezić, Ž., Kahn, S. M., Tyson, J. A., Abel, B., Acosta, E., Allsman, R., Alonso, D., AlSayyad, Y., Anderson, S. F., Andrew, J., y et al. (2019). LSST: From Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products. *ApJ*, 873:111.
- Izidoro, A., Ogihara, M., Raymond, S. N., Morbidelli, A., Pierens, A., Bitsch, B., Cossou, C., y Hersant, F. (2017). Breaking the chains: hot super-Earth systems from migration and disruption of compact resonant chains. *MNRAS*, 470(2):1750–1770.
- Jacobson, S. A., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O’Brien, D. P., Walsh, K. J., y Rubie, D. C. (2014). Highly siderophile elements in Earth’s mantle as a clock for the Moon-forming impact. *Nature*, 508(7494):84–87.
- Jehin, E., Gillon, M., Queloz, D., Magain, P., Manfroid, J., Chantry, V., Lendl, M., Hutsemékers, D., y Udry, S. (2011). TRAPPIST: TRAnsiting Planets and Planetesimals Small Telescope. *The Messenger*, 145:2–6.
- Johansen, A. y Lambrechts, M. (2017). Forming Planets via Pebble Accretion. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 45(1):359–387.

- Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M.-M., Klahr, H., Henning, T., y Youdin, A. (2007). Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks. *Nature*, 448(7157):1022–1025.
- Jung, Y. K., Udalski, A., Gould, A., Ryu, Y. H., Yee, J. C., and Han, C., Albrow, M. D., Lee, C. U., Kim, S. L., Hwang, K. H., Chung, S. J., Shin, I. G., Zhu, W., Cha, S. M., Kim, D. J., Lee, Y., Park, B. G., Lee, D. J., Kim, H. W., Pogge, R. W., KMTNet Collaboration, Szymański, M. K., Mróz, P., Poleski, R., Skowron, J., Pietrukowicz, P., Soszyński, I., Kozłowski, S., Ulaczyk, K., Pawlak, M., Rybicki, K., y OGLE Collaboration (2018). OGLE-2017-BLG-1522: A Giant Planet around a Brown Dwarf Located in the Galactic Bulge. *AJ*, 155(5):219.
- Kasting, J. F. (1988). Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of earth and Venus. *Icarus*, 74:472–494.
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., y Reynolds, R. T. (1993). Habitable Zones around Main Sequence Stars. *Icarus*, 101:108–128.
- Kipping, D. M. (2013). Efficient, uninformative sampling of limb darkening coefficients for two-parameter laws. *MNRAS*, 435(3):2152–2160.
- Kokubo, E. y Ida, S. (1996). On Runaway Growth of Planetesimals. *Icarus*, 123(1):180–191.
- Kokubo, E. y Ida, S. (1998). Oligarchic Growth of Protoplanets. *Icarus*, 131(1):171–178.
- Kokubo, E. y Ida, S. (2000). Formation of Protoplanets from Planetesimals in the Solar Nebula. *Icarus*, 143:15–27.
- Kondo, I., Sumi, T., Bennett, D. P., Udalski, A., Bond, I. A., Rattenbury, N. J., Bozza, V., Hirao, Y., Suzuki, D., Koshimoto, N., Nagakane, M., Miyazaki, S., Abe, F., Barry, R., Bhattacharya, A., Donachie, M., Fukui, A., Fujii, H., Itow, Y., Kamei, Y., Li, M. C. A., Matsubara, Y., Matsuo, T., Muraki, Y., Ranc, C., Shibai, H., Suematsu, H., Sullivan, D. J., Tristram, P. J., Yamakawa, T., Yonehara, A., MOA Collaboration, Mróz, P., Szymański, M. K., Soszyński, I., Ulaczyk, K., y OGLE Collaboration (2019). MOA-bin-29b: A Microlensing Gas-giant Planet Orbiting a Low-mass Host Star. *AJ*, 158(6):224.
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., Eymet, V., Robinson, T. D., Mahadevan, S., Terrien, R. C., Domagal-Goldman, S., Meadows, V., y Deshpande, R. (2013a). Erratum: “Habitable Zones around Main-sequence Stars: New Estimates”. *ApJ*, 770:82.
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., Eymet, V., Robinson, T. D., Mahadevan, S., Terrien, R. C., Domagal-Goldman, S., Meadows, V., y Deshpande, R. (2013b). Habitable Zones around Main-sequence Stars: New Estimates. *ApJ*, 765:131.

- Kubas, D., Beaulieu, J. P., Bennett, D. P., Cassan, A., Cole, A., Lunine, J., Marquette, J. B., Dong, S., Gould, A., Sumi, T., Batista, V., Fouqué, P., Brilliant, S., Dieters, S., Coutures, C., Greenhill, J., Bond, I., Nagayama, T., Udalski, A., Pompei, E., Nürnberger, D. E. A., y Le Bouquin, J. B. (2012). A frozen super-Earth orbiting a star at the bottom of the main sequence. *A&A*, 540:A78.
- Lada, C. J. (2006). Stellar Multiplicity and the Initial Mass Function: Most Stars Are Single. *ApJ*, 640(1):L63–L66.
- Lambrechts, M. y Johansen, A. (2012). Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion. *A&A*, 544:A32.
- Lambrechts, M., Morbidelli, A., Jacobson, S. A., Johansen, A., Bitsch, B., Izidoro, A., y Raymond, S. N. (2019). Formation of planetary systems by pebble accretion and migration. How the radial pebble flux determines a terrestrial-planet or super-Earth growth mode. *A&A*, 627:A83.
- Leconte, J., Chabrier, G., Baraffe, I., y Levrard, B. (2010). Is tidal heating sufficient to explain bloated exoplanets? Consistent calculations accounting for finite initial eccentricity. *A&A*, 516:A64.
- Lee, C.-H. (2018). Exoplanets: Past, Present, and Future. *Galaxies*, 6(2):51.
- Liu, B., Lambrechts, M., Johansen, A., Pascucci, I., y Henning, T. (2020). Pebble-driven planet formation around very low-mass stars and brown dwarfs. *A&A*, 638:A88.
- Lodders, K. (2003). Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. *ApJ*, 591(2):1220–1247.
- Lodders, K., Palme, H., y Gail, H. P. (2009). Abundances of the Elements in the Solar System. *Landolt Bornstein*, 4B:712.
- Luger, R. y Barnes, R. (2015). Extreme Water Loss and Abiotic O₂ Buildup on Planets Throughout the Habitable Zones of M Dwarfs. *Astrobiology*, 15(2):119–143.
- Luhman, K. L. (2012). The Formation and Early Evolution of Low-Mass Stars and Brown Dwarfs. *ARA&A*, 50:65–106.
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., Doyon, R., Dunn, J., Gavel, D. T., Larkin, J., Oppenheimer, B., Saddlemyer, L., Sivaramakrishnan, A., Wallace, J. K., Bauman, B., Erickson, D. A., Marois, C., Poyneer, L. A., y Soummer, R. (2008). The Gemini Planet Imager: from science to design to construction. En Hubin, N., Max, C. E., y Wizinowich, P. L., editores, *Adaptive Optics Systems*, volumen 7015 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 701518.

- Manara, C. F., Morbidelli, A., y Guillot, T. (2018). Why do protoplanetary disks appear not massive enough to form the known exoplanet population? *Astronomy and Astrophysics*, 618:L3.
- Manara, C. F., Robberto, M., Da Rio, N., Lodato, G., Hillenbrand, L. A., Stassun, K. G., y Soderblom, D. R. (2012). Hubble Space Telescope Measures of Mass Accretion Rates in the Orion Nebula Cluster. *ApJ*, 755(2):154.
- Manzo-Martínez, E., Calvet, N., Hernández, J., Lizano, S., Hernández, R. F., Miller, C. J., Maucó, K., Briceño, C., y D'Alessio, P. (2020). The Evolution of the Inner Regions of Protoplanetary Disks. *ApJ*, 893(1):56.
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., Rosenfield, P., Aringer, B., Chen, Y., Dussin, M., Nanni, A., Pastorelli, G., Rodrigues, T. S., Trabucchi, M., Bladh, S., Dalcanton, J., Groenewegen, M. A. T., Montalbán, J., y Wood, P. R. (2017). A New Generation of PARSEC-COLIBRI Stellar Isochrones Including the TP-AGB Phase. *ApJ*, 835(1):77.
- Martin, H., Albarède, F., Claeys, P., Gargaud, M., Marty, B., Morbidelli, A., y Pinti, D. L. (2006). From Suns to Life: A Chronological Approach to the History of Life on Earth 4. Building of a Habitable Planet. *Earth Moon and Planets*, 98(1-4):97–151.
- Mateu, C., Cooper, A. P., Font, A. S., Aguilar, L., Frenk, C., Cole, S., Wang, W., y McCarthy, I. G. (2017). Predictions for the detection of tidal streams with Gaia using great-circle methods. *MNRAS*, 469(1):721–743.
- Matsumura, S., Brasser, R., y Ida, S. (2017). N-body simulations of planet formation via pebble accretion. I. First results. *A&A*, 607:A67.
- Matsumura, S., Brasser, R., y Ida, S. (2021). N-body simulations of planet formation via pebble accretion. II. How various giant planets form. *A&A*, 650:A116.
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., Udry, S., Ségransan, D., Pepe, F., Benz, W., Bertaux, J. L., Bouchy, F., Dumusque, X., Lo Curto, G., Mordasini, C., Queloz, D., y Santos, N. C. (2011). The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1109.2497.
- Miguel, Y., Cridland, A., Ormel, C. W., Fortney, J. J., y Ida, S. (2020). Diverse outcomes of planet formation and composition around low-mass stars and brown dwarfs. *MNRAS*, 491(2):1998–2009.
- Mizuno, H. (1980). Formation of the Giant Planets. *Progress of Theoretical Physics*, 64(2):544–557.

- Montalto, M., Piotto, G., Marrese, P. M., Nascimbeni, V., Prisinzano, L., Granata, V., Marinoni, S., Desidera, S., Ortolani, S., Aerts, C., Alei, E., Altavilla, G., Benatti, S., Börner, A., Cabrera, J., Claudi, R., Deleuil, M., Fabrizio, M., Gizon, L., Goupil, M. J., Heras, A. M., Magrin, D., Malavolta, L., Mas-Hesse, J. M., Pagano, I., Paproth, C., Pertenais, M., Pollacco, D., Ragazzoni, R., Ramsay, G., Rauer, H., y Udry, S. (2021). The all-sky PLATO input catalogue. *A&A*, 653:A98.
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., y Naef, D. (2009). Extrasolar planet population synthesis. II. Statistical comparison with observations. *A&A*, 501(3):1161–1184.
- Morris, B. M. (2020). *fleck*: Fast approximate light curves for starspot rotational modulation. *Journal of Open Source Software*, 5(47):2103.
- Muirhead, P. S., Johnson, J. A., Apps, K., Carter, J. A., Morton, T. D., Fabrycky, D. C., Pineda, J. S., Bottom, M., Rojas-Ayala, B., Schlawin, E., Hamren, K., Covey, K. R., Crepp, J. R., Stassun, K. G., Pepper, J., Hebb, L., Kirby, E. N., Howard, A. W., Isaacson, H. T., Marcy, G. W., Levitan, D., Diaz-Santos, T., Armus, L., y Lloyd, J. P. (2012). Characterizing the Cool KOIs. III. KOI 961: A Small Star with Large Proper Motion and Three Small Planets. *ApJ*, 747(2):144.
- Mulders, G. D., Mordasini, C., Pascucci, I., Ciesla, F. J., Emsenhuber, A., y Apai, D. (2019). The Exoplanet Population Observation Simulator. II. Population Synthesis in the Era of Kepler. *ApJ*, 887(2):157.
- Mulders, G. D., Pascucci, I., Apai, D., y Ciesla, F. J. (2018). The Exoplanet Population Observation Simulator. I. The Inner Edges of Planetary Systems. *AJ*, 156(1):24.
- Nakagawa, Y., Hayashi, C., y Nakazawa, K. (1983). Accumulation of planetesimals in the solar nebula. *Icarus*, 54(3):361–376.
- Neron de Surgy, O. y Laskar, J. (1997). On the long term evolution of the spin of the Earth. *A&A*, 318:975–989.
- Nusser, A., Branchini, E., y Davis, M. (2012). Gaia: A Window to Large-scale Motions. *ApJ*, 755(1):58.
- Ormel, C. W. y Klahr, H. H. (2010). The effect of gas drag on the growth of protoplanets. Analytical expressions for the accretion of small bodies in laminar disks. *A&A*, 520:A43.
- Paardekooper, S. J., Baruteau, C., Crida, A., y Kley, W. (2010). A torque formula for non-isothermal type I planetary migration - I. Unsaturated horseshoe drag. *MNRAS*, 401(3):1950–1964.

- Paardekooper, S. J., Baruteau, C., y Kley, W. (2011). A torque formula for non-isothermal Type I planetary migration - II. Effects of diffusion. *MNRAS*, 410(1):293–303.
- Padoan, P. y Nordlund, Å. (2004). The “Mysterious” Origin of Brown Dwarfs. *ApJ*, 617(1):559–564.
- Papaloizou, J. C. B. y Larwood, J. D. (2000). On the orbital evolution and growth of protoplanets embedded in a gaseous disc. *MNRAS*, 315(4):823–833.
- Payne, M. J. y Lodato, G. (2007). The potential for Earth-mass planet formation around brown dwarfs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381(4):1597–1606.
- Perri, F. y Cameron, A. G. W. (1974). Hydrodynamic Instability of the Solar Nebula in the Presence of a Planetary Core. *Icarus*, 22(4):416–425.
- Perryman, M., Hartman, J., Bakos, G. Á., y Lindegren, L. (2014). Astrometric Exoplanet Detection with Gaia. *ApJ*, 797(1):14.
- Perryman, M. A. C., de Boer, K. S., Gilmore, G., Høg, E., Lattanzi, M. G., Lindegren, L., Luri, X., Mignard, F., Pace, O., y de Zeeuw, P. T. (2001). GAIA: Composition, formation and evolution of the Galaxy. *A&A*, 369:339–363.
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., y Greenzweig, Y. (1996). Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, 124(1):62–85.
- Quinn, T. R., Tremaine, S., y Duncan, M. (1991). A three million year integration of the earth’s orbit. *AJ*, 101:2287–2305.
- Quirrenbach, A., Amado, P. J., Caballero, J. A., Mundt, R., Reiners, A., Ribas, I., Seifert, W., Abril, M., Aceituno, J., Alonso-Floriano, F. J., Ammler-von Eiff, M., Antona Jiménez, R., Anwand-Heerwart, H., Azzaro, M., Bauer, F., Barrado, D., Becerril, S., Béjar, V. J. S., Benítez, D., Berdiñas, Z. M., Cárdenas, M. C., Casal, E., Claret, A., Colomé, J., Cortés-Contreras, M., Czesla, S., Doellinger, M., Dreizler, S., Feiz, C., Fernández, M., Galadí, D., Gálvez-Ortiz, M. C., García-Piquer, A., García-Vargas, M. L., Garrido, R., Gesa, L., Gómez Galera, V., González Álvarez, E., González Hernández, J. I., Grözinger, U., Guàrdia, J., Guenther, E. W., de Guindos, E., Gutiérrez-Soto, J., Hagen, H. J., Hatzes, A. P., Hauschildt, P. H., Helmling, J., Henning, T., Hermann, D., Hernández Castaño, L., Herrero, E., Hidalgo, D., Holgado, G., Huber, A., Huber, K. F., Jeffers, S., Joergens, V., de Juan, E., Kehr, M., Klein, R., Kürster, M., Lamert, A., Lalitha, S., Laun, W., Lemke, U., Lenzen, R., López del Fresno, M., López Martí, B., López-Santiago, J., Mall, U., Mandel, H., Martín, E. L., Martín-Ruiz, S., Martínez-Rodríguez, H., Marvin, C. J., Mathar, R. J., Mirabet, E., Montes, D., Morales Muñoz, R., Moya, A., Naranjo, V., Ofir, A.,

- Oreiro, R., Pallé, E., Panduro, J., Passegger, V. M., Pérez-Calpena, A., Pérez Medialdea, D., Perger, M., Pluto, M., Ramón, A., Rebolo, R., Redondo, P., Reffert, S., Reinhardt, S., Rhode, P., Rix, H. W., Rodler, F., Rodríguez, E., Rodríguez-López, C., Rodríguez-Pérez, E., Rohloff, R. R., Rosich, A., Sánchez-Blanco, E., Sánchez Carrasco, M. A., Sanz-Forcada, J., Sarmiento, L. F., Schäfer, S., Schiller, J., Schmidt, C., Schmitt, J. H. M. M., Solano, E., Stahl, O., Storz, C., Stürmer, J., Suárez, J. C., Ulbrich, R. G., Veredas, G., Wagner, K., Winkler, J., Zapatero Osorio, M. R., Zechmeister, M., Abellán de Paco, F. J., Anglada-Escudé, G., del Burgo, C., Klutsch, A., Lizon, J. L., López-Morales, M., Morales, J. C., Perryman, M. A. C., Tulloch, S. M., y Xu, W. (2014). CARMENES instrument overview. En Ramsay, S. K., McLean, I. S., y Takami, H., editores, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, volumen 9147 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 91471F.
- Ramirez, R. M. y Kaltenegger, L. (2014). The Habitable Zones of Pre-main-sequence Stars. *ApJ*, 797(2):L25.
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., Appourchaux, T., Benz, W., Brandeker, A., Christensen-Dalsgaard, J., Deleuil, M., Gizon, L., Goupil, M. J., Güdel, M., Janot-Pacheco, E., Mas-Hesse, M., Pagano, I., Piotto, G., Pollacco, D., Santos, C., Smith, A., Suárez, J. C., Szabó, R., Udry, S., Adibekyan, V., Alibert, Y., Almenara, J. M., Amaro-Seoane, P., Eiff, M. A.-v., Asplund, M., Antonello, E., Barnes, S., Baudin, F., Belkacem, K., Bergemann, M., Bihain, G., Birch, A. C., Bonfils, X., Boisse, I., Bonomo, A. S., Borsa, F., Brandão, I. M., Brocato, E., Brun, S., Burleigh, M., Burston, R., Cabrera, J., Cassisi, S., Chaplin, W., Charpinet, S., Chiappini, C., Church, R. P., Csizmadia, S., Cunha, M., Damasso, M., Davies, M. B., Deeg, H. J., Díaz, R. F., Dreizler, S., Dreyer, C., Eggenberger, P., Ehrenreich, D., Eigmüller, P., Erikson, A., Farmer, R., Feltzing, S., de Oliveira Fialho, F., Figueira, P., Forveille, T., Fridlund, M., García, R. A., Giommi, P., Giuffrida, G., Godolt, M., Gomes da Silva, J., Granzer, T., Grenfell, J. L., Grottsch-Noels, A., Günther, E., Haswell, C. A., Hatzes, A. P., Hébrard, G., Hekker, S., Helled, R., Heng, K., Jenkins, J. M., Johansen, A., Khodachenko, M. L., Kislyakova, K. G., Kley, W., Kolb, U., Krivova, N., Kupka, F., Lammer, H., Lanza, A. F., Lebreton, Y., Magrin, D., Marcos-Arenal, P., Marrese, P. M., Marques, J. P., Martins, J., Mathis, S., Mathur, S., Messina, S., Miglio, A., Montalbán, J., Montalto, M., Monteiro, M. J. P. F. G., Moradi, H., Moravveji, E., Mordasini, C., Morel, T., Mortier, A., Nascimbeni, V., Nelson, R. P., Nielsen, M. B., Noack, L., Norton, A. J., Ofir, A., Oshagh, M., Ouazzani, R. M., Pápics, P., Parro, V. C., Petit, P., Plez, B., Poretti, E., Quirrenbach, A., Ragazzoni, R., Raimondo, G., Rainer, M., Reese, D. R., Redmer, R., Reffert, S., Rojas-Ayala, B., Roxburgh, I. W., Salmon, S., Santerne, A., Schneider, J., Schou, J., Schuh, S., Schunker, H., Silva-Valio, A., Silvotti, R., Skillen, I., Snellen, I., Sohl, F., Sousa, S. G., Sozzetti, A., Stello, D., Strassmeier, K. G., Švanda, M., Szabó, G. M., Tkachenko, A., Valencia, D., Van Grootel, V., Vauclair, S. D., Ventura, P., Wagner, F. W., Walton, N. A., Weingrill, J., Werner, S. C., Wheatley, P. J., y Zwintz, K. (2014). The PLATO 2.0 mission. *Experimental Astronomy*, 38(1-2):249–330.

- Raymond, S. N., Boulet, T., Izidoro, A., Esteves, L., y Bitsch, B. (2018). Migration-driven diversity of super-Earth compositions. *MNRAS*, 479(1):L81–L85.
- Raymond, S. N. y Morbidelli, A. (2022). Planet Formation: Key Mechanisms and Global Models. En Biazzo, K., Bozza, V., Mancini, L., y Sozzetti, A., editores, *Demographics of Exoplanetary Systems, Lecture Notes of the 3rd Advanced School on Exoplanetary Science*, volumen 466 de *Astrophysics and Space Science Library*, pp. 3–82.
- Raymond, S. N., Quinn, T., y Lunine, J. I. (2004). Making other earths: dynamical simulations of terrestrial planet formation and water delivery. *Icarus*, 168(1):1–17.
- Raymond, S. N., Scalo, J., y Meadows, V. S. (2007). A Decreased Probability of Habitable Planet Formation around Low-Mass Stars. *ApJ*, 669(1):606–614.
- Rein, H. (2012). Planet-disc interaction in highly inclined systems. *MNRAS*, 422(4):3611–3616.
- Reiners, A., Zechmeister, M., Caballero, J. A., Ribas, I., Morales, J. C., Jeffers, S. V., Schöfer, P., Tal-Or, L., Quirrenbach, A., Amado, P. J., Kaminski, A., Seifert, W., Abril, M., Aceituno, J., Alonso-Floriano, F. J., Ammler-von Eiff, M., Antona, R., Anglada-Escudé, G., Anwand-Heerwart, H., Arroyo-Torres, B., Azzaro, M., Baroch, D., Barrado, D., Bauer, F. F., Becerril, S., Béjar, V. J. S., Benítez, D., Berdinas, Z. M., Bergond, G., Blümcke, M., Brinkmüller, M., del Burgo, C., Cano, J., Cárdenas Vázquez, M. C., Casal, E., Cifuentes, C., Claret, A., Colomé, J., Cortés-Contreras, M., Czesla, S., Díez-Alonso, E., Dreizler, S., Feiz, C., Fernández, M., Ferro, I. M., Fuhrmeister, B., Galadí-Enríquez, D., García-Piquer, A., García Vargas, M. L., Gesa, L., Gómez Galera, V., González Hernández, J. I., González-Peinado, R., Grözing, U., Grohner, S., Guàrdia, J., Guenther, E. W., Guijarro, A., de Guindos, E., Gutiérrez-Soto, J., Hagen, H. J., Hatzes, A. P., Hauschildt, P. H., Hedrosa, R. P., Helmling, J., Henning, T., Hermelo, I., Hernández Arabí, R., Hernández Castaño, L., Hernández Hernando, F., Herrero, E., Huber, A., Huke, P., Johnson, E. N., de Juan, E., Kim, M., Klein, R., Klüter, J., Klutsch, A., Kürster, M., Lafarga, M., Lamert, A., Lampón, M., Lara, L. M., Laun, W., Lemke, U., Lenzen, R., Launhardt, R., López del Fresno, M., López-González, J., López-Puertas, M., López Salas, J. F., López-Santiago, J., Luque, R., Magán Madinabeitia, H., Mall, U., Mancini, L., Mandel, H., Marfil, E., Marín Molina, J. A., Maroto Fernández, D., Martín, E. L., Martín-Ruiz, S., Marvin, C. J., Mathar, R. J., Mirabet, E., Montes, D., Moreno-Raya, M. E., Moya, A., Mundt, R., Nagel, E., Naranjo, V., Nortmann, L., Nowak, G., Ofir, A., Oreiro, R., Pallé, E., Panduro, J., Pascual, J., Passegger, V. M., Pavlov, A., Pedraz, S., Pérez-Calpena, A., Pérez Medialdea, D., Perger, M., Perryman, M. A. C., Pluto, M., Rabaza, O., Ramón, A., Rebolo, R., Redondo, P., Reffert, S., Reinhart, S., Rhode, P., Rix, H. W., Rodler, F., Rodríguez, E., Rodríguez-López, C., Rodríguez Trinidad, A., Rohloff, R. R., Rosich, A., Sadegi, S., Sánchez-Blanco, E., Sánchez Carrasco, M. A., Sánchez-López, A., Sanz-Forcada, J., Sarkis, P., Sarmiento, L. F., Schäfer, S., Schmitt, J. H. M. M., Schiller, J., Schweitzer, A., Solano, E., Stahl, O., Strachan, J. B. P., Stürmer, J., Suárez, J. C., Tabernero,

- H. M., Tala, M., Trifonov, T., Tulloch, S. M., Ulbrich, R. G., Veredas, G., Vico Linares, J. I., Vilardell, F., Wagner, K., Winkler, J., Wolthoff, V., Xu, W., Yan, F., y Zapatero Osorio, M. R. (2018). The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs. High-resolution optical and near-infrared spectroscopy of 324 survey stars. *A&A*, 612:A49.
- Riaz, B., Lodieu, N., Goodwin, S., Stamatellos, D., y Thompson, M. (2012). Disc frequencies for brown dwarfs in the Upper Scorpius OB association: implications for brown dwarf formation theories. *MNRAS*, 420(3):2497–2517.
- Ricci, L., Isella, A., Carpenter, J. M., y Testi, L. (2013). CARMA INTERFEROMETRIC OBSERVATIONS OF 2MASS J044427+2512: THE FIRST SPATIALLY RESOLVED OBSERVATIONS OF THERMAL EMISSION OF A BROWN DWARF DISK. *The Astrophysical Journal*, 764(2):L27.
- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., Scholz, A., y de Gregorio-Monsalvo, I. (2012). ALMA Observations of rho-Oph 102: Grain Growth and Molecular Gas in the Disk around a Young Brown Dwarf. *The Astrophysical Journal*, 761(2):L20.
- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., Scholz, A., de Gregorio-Monsalvo, I., y Isella, A. (2014). Brown Dwarf Disks with ALMA. *ApJ*, 791(1):20.
- Rilinger, A. M. y Espaillat, C. C. (2021). Disk Masses and Dust Evolution of Protoplanetary Disks around Brown Dwarfs. *ApJ*, 921(2):182.
- Ronco, M. P., Guilera, O. M., y de Elía, G. C. (2017). Formation of solar system analogues - I. Looking for initial conditions through a population synthesis analysis. *MNRAS*, 471(3):2753–2770.
- Ryu, Y.-H., Hwang, K.-H., Gould, A., Albrow, M. D., Chung, S.-J., Han, C., Jung, Y. K., Shin, I.-G., Shvartzvald, Y., Yee, J. C., Zang, W., Cha, S.-M., Kim, D.-J., Kim, H.-W., Kim, S.-L., Lee, C.-U., Lee, D.-J., Lee, Y., Park, B.-G., y Pogge, R. W. (2019). KMT-2018-BLG-1990Lb: A Nearby Jovian Planet From A Low-cadence Microlensing Field. *AJ*, 158(4):151.
- Saar, S. H. y Donahue, R. A. (1997). Activity-Related Radial Velocity Variation in Cool Stars. *ApJ*, 485(1):319–327.
- Sabotta, S., Schlecker, M., Chaturvedi, P., Guenther, E. W., Muñoz Rodríguez, I., Muñoz Sánchez, J. C., Caballero, J. A., Shan, Y., Reffert, S., Ribas, I., Reiners, A., Hatzes, A. P., Amado, P. J., Klahr, H., Morales, J. C., Quirrenbach, A., Henning, T., Dreizler, S., Pallé, E., Perger, M., Azzaro, M., Jeffers, S. V., Kaminski, A., Kürster, M., Lafarga, M., Montes, D., Passegger, V. M., y Zechmeister, M. (2021). The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs. Planet occurrence rates from a subsample of 71 stars. *A&A*, 653:A114.

- Safronov, V. S. (1972). *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets*. .
- Safronov, V. S. y Zvjagina, E. V. (1969). Relative Sizes of the Largest Bodies during the Accumulation of Planets. *Icarus*, 10(1):109–115.
- Sahlmann, J., Lazorenko, P. F., Ségransan, D., Martín, E. L., Queloz, D., Mayor, M., y Udry, S. (2013). Astrometric orbit of a low-mass companion to an ultracool dwarf. *A&A*, 556:A133.
- Salpeter, E. E. (1955). The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121:161.
- Sánchez, M. B., de Elía, G. C., y Downes, J. J. (2020). Tidal and general relativistic effects in rocky planet formation at the substellar mass limit using N-body simulations. *A&A*, 637:A78.
- Sánchez, M. B., de Elía, G. C., y Downes, J. J. (2022). Gas disk interactions, tides and relativistic effects in the rocky planet formation at the substellar mass limit. *A&A*, 663:A20.
- Sarkar, S. y Pascale, E. (2015). ExoSim: a novel simulator of exoplanet spectroscopic observations. En *European Planetary Science Congress*, pp. EPSC2015–187.
- Scholz, A. y Eislöffel, J. (2005). Rotation and variability of very low mass stars and brown dwarfs near ϵ Ori. *A&A*, 429:1007–1023.
- Seli, B., Vida, K., Moór, A., Pál, A., y Oláh, K. (2021). Activity of TRAPPIST-1 analog stars observed with TESS. *A&A*, 650:A138.
- Selsis, F., Kasting, J. F., Levrard, B., Paillet, J., Ribas, I., y Delfosse, X. (2007). Habitable planets around the star Gliese 581? *A&A*, 476:1373–1387.
- Shahid-Saless, B. y Yeomans, D. K. (1994). Relativistic effects on the motion of asteroids and comets. *AJ*, 107:1885–1889.
- Shakura, N. I. y Sunyaev, R. A. (1973). Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 500:33–51.
- Snellen, I., de Kok, R., Birkby, J. L., Brandl, B., Brogi, M., Keller, C., Kenworthy, M., Schwarz, H., y Stuik, R. (2015). Combining high-dispersion spectroscopy with high contrast imaging: Probing rocky planets around our nearest neighbors. *A&A*, 576:A59.
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., le Poole, R., Brogi, M., y Birkby, J. (2013). Finding Extraterrestrial Life Using Ground-based High-dispersion Spectroscopy. *ApJ*, 764(2):182.

- Spiegel, D., Gehrels, N., Baltay, C., Bennett, D., Breckinridge, J., Donahue, M., Dressler, A., Gaudi, B. S., Greene, T., Guyon, O., Hirata, C., Kalirai, J., Kasdin, N. J., Macintosh, B., Moos, W., Perlmutter, S., Postman, M., Rauscher, B., Rhodes, J., Wang, Y., Weinberg, D., Benford, D., Hudson, M., Jeong, W. S., Mellier, Y., Traub, W., Yamada, T., Capak, P., Colbert, J., Masters, D., Penny, M., Savransky, D., Stern, D., Zimmerman, N., Barry, R., Bartusek, L., Carpenter, K., Cheng, E., Content, D., Dekens, F., Demers, R., Grady, K., Jackson, C., Kuan, G., Kruk, J., Melton, M., Nemati, B., Parvin, B., Poberezhskiy, I., Peddie, C., Ruffa, J., Wallace, J. K., Whipple, A., Wollack, E., y Zhao, F. (2015). Wide-Field Infrared Survey Telescope-Astrophysics Focused Telescope Assets WFIRST-AFTA 2015 Report. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1503.03757.
- Stamatellos, D. y Herczeg, G. J. (2015). The properties of discs around planets and brown dwarfs as evidence for disc fragmentation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 449(4):3432–3440.
- Sterne, T. E. (1939). Apsidal motion in binary stars. *MNRAS*, 99:451–462.
- Sumi, T., Udalski, A., Bennett, D. P., Gould, A., Poleski, R., Bond, I. A., Skowron, J., Rattenbury, N., Pogge, R. W., Bensby, T., Beaulieu, J. P., Marquette, J. B., Batista, V., Brilliant, S., Abe, F., Asakura, Y., Bhattacharya, A., Donachie, M., Freeman, M., Fukui, A., Hirao, Y., Itow, Y., Koshimoto, N., Li, M. C. A., Ling, C. H., Masuda, K., Matsubara, Y., Muraki, Y., Nagakane, M., Ohnishi, K., Oyokawa, H., Saito, T., Sharan, A., Sullivan, D. J., Suzuki, D., Tristram, P. J., Yonehara, A., MOA Collaboration, Szymański, M. K., Ulaczyk, K., Kozłowski, S., Wyrzykowski, Ł., Kubiak, M., Pietrukowicz, P., Pietrzyński, G., Soszyński, I., OGLE Collaboration, Han, C., Jung, Y. K., Shin, I. G., y Lee, C. U. (2016). The First Neptune Analog or Super-Earth with a Neptune-like Orbit: MOA-2013-BLG-605Lb. *ApJ*, 825(2):112.
- Takeuchi, T. y Lin, D. N. C. (2002). Radial Flow of Dust Particles in Accretion Disks. *ApJ*, 581(2):1344–1355.
- Tanaka, H. y Ward, W. R. (2004). Three-dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. II. Eccentricity Waves and Bending Waves. *ApJ*, 602(1):388–395.
- Testi, L., Natta, A., Scholz, A., Tazzari, M., Ricci, L., y de Gregorio Monsalvo, I. (2016). Brown dwarf disks with ALMA: Evidence for truncated dust disks in Ophiuchus. *A&A*, 593:A111.
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., y Sterzik, M. F. (2008). Young Nearby Loose Associations. En Reipurth, B., editor, *Handbook of Star Forming Regions, Volume II*, volumen 5, p. 757. .
- Udalski, A., Szymanski, M., Stanek, K. Z., Kaluzny, J., Kubiak, M., Mateo, M., Krzeminski, W., Paczynski, B., y Venkat, R. (1994). The Optical Gravitational Lensing Experiment. The Optical

- Depth to Gravitational Microlensing in the Direction of the Galactic Bulge. *Acta Astronomica*, 44:165–189.
- Unterborn, C. T., Desch, S. J., Hinkel, N. R., y Lorenzo, A. (2018). Inward migration of the TRAPPIST-1 planets as inferred from their water-rich compositions. *Nature Astronomy*, 2:297–302.
- Varadi, F., Runnegar, B., y Ghil, M. (2003). Successive Refinements in Long-Term Integrations of Planetary Orbits. *ApJ*, 592:620–630.
- Voelkel, O., Deienno, R., Kretke, K., y Klahr, H. (2021a). Linking planetary embryo formation to planetesimal formation. I. The effect of the planetesimal surface density in the terrestrial planet zone. *A&A*, 645:A131.
- Voelkel, O., Deienno, R., Kretke, K., y Klahr, H. (2021b). Linking planetary embryo formation to planetesimal formation. II. The effect of pebble accretion in the terrestrial planet zone. *A&A*, 645:A132.
- Vogt, S. S., Allen, S. L., Bigelow, B. C., Bresee, L., Brown, B., Cantrall, T., Conrad, A., Couture, M., Delaney, C., Epps, H. W., Hilyard, D., Hilyard, D. F., Horn, E., Jern, N., Kanto, D., Keane, M. J., Kibrick, R. I., Lewis, J. W., Osborne, J., Pardeilhan, G. H., Pfister, T., Ricketts, T., Robinson, L. B., Stover, R. J., Tucker, D., Ward, J., y Wei, M. Z. (1994). HIRES: the high-resolution echelle spectrometer on the Keck 10-m Telescope. En Crawford, D. L. y Craine, E. R., editores, *Instrumentation in Astronomy VIII*, volumen 2198 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 362.
- Walker, J. C. G., Hays, P. B., y Kasting, J. F. (1981). A negative feedback mechanism for the long-term stabilization of the earth's surface temperature. *Journal of Geophysical Research*, 86:9776–9782.
- Ward-Duong, K., Patience, J., Bulger, J., van der Plas, G., Ménard, F., Pinte, C., Jackson, A. P., Bryden, G., Turner, N. J., Harvey, P., Hales, A., y De Rosa, R. J. (2018). The Taurus Boundary of Stellar/Substellar (TBOSS) Survey. II. Disk Masses from ALMA Continuum Observations. *AJ*, 155:54.
- Watson, A. J., Donahue, T. M., y Walker, J. C. G. (1981). The dynamics of a rapidly escaping atmosphere - Applications to the evolution of earth and Venus. *Icarus*, 48:150–166.
- Weidenschilling, S. J. (1977). Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. *MNRAS*, 180:57–70.
- Whipple, F. L. (1972). On certain aerodynamic processes for asteroids and comets. En Elvius, A., editor, *From Plasma to Planet*, p. 211.

- Winn, J. N. y Fabrycky, D. C. (2015). The Occurrence and Architecture of Exoplanetary Systems. *ARA&A*, 53:409–447.
- Wright, J. T. y Gaudi, B. S. (2013). Exoplanet Detection Methods. En Oswald, T. D., French, L. M., y Kalas, P., editores, *Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 3: Solar and Stellar Planetary Systems*, p. 489. .
- Wright, J. T. y Howard, A. W. (2009). Efficient Fitting of Multiplanet Keplerian Models to Radial Velocity and Astrometry Data. *ApJS*, 182(1):205–215.
- Youdin, A. N. y Goodman, J. (2005). Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 620(1):459–469.
- Zahn, J. P. (1975). The dynamical tide in close binaries. *A&A*, 41:329–344.
- Zanardi, M., de Elía, G. C., Di Sisto, R. P., y Naoz, S. (2018). The role of general relativity on icy body reservoirs under the effects of an inner eccentric Jupiter. *A&A*, 615:A21.
- Zechmeister, M., Dreizler, S., Ribas, I., Reiners, A., Caballero, J. A., Bauer, F. F., Béjar, V. J. S., González-Cuesta, L., Herrero, E., Lalitha, S., López-González, M. J., Luque, R., Morales, J. C., Pallé, E., Rodríguez, E., Rodríguez López, C., Tal-Or, L., Anglada-Escudé, G., Quirrenbach, A., Amado, P. J., Abril, M., Aceituno, F. J., Aceituno, J., Alonso-Floriano, F. J., Ammler-von Eiff, M., Antona Jiménez, R., Anwand-Heerwart, H., Arroyo-Torres, B., Azzaro, M., Baroch, D., Barrado, D., Becerril, S., Benítez, D., Berdiñas, Z. M., Bergond, G., Bluhm, P., Brinkmüller, M., del Burgo, C., Calvo Ortega, R., Cano, J., Cardona Guillén, C., Carro, J., Cárdenas Vázquez, M. C., Casal, E., Casasayas-Barris, N., Casanova, V., Chaturvedi, P., Cifuentes, C., Claret, A., Colomé, J., Cortés-Contreras, M., Czesla, S., Díez-Alonso, E., Dorda, R., Fernández, M., Fernández-Martín, A., Fuhrmeister, B., Fukui, A., Galadí-Enríquez, D., Gallardo Cava, I., Garcia de la Fuente, J., Garcia-Piquer, A., García Vargas, M. L., Gesa, L., Góngora Rueda, J., González-Álvarez, E., González Hernández, J. I., González-Peinado, R., Grözing, U., Guàrdia, J., Guijarro, A., de Guindos, E., Hatzes, A. P., Hauschildt, P. H., Hedrosa, R. P., Helmling, J., Henning, T., Hermelo, I., Hernández Arabi, R., Hernández Castaño, L., Hernández Otero, F., Hintz, D., Huke, P., Huber, A., Jeffers, S. V., Johnson, E. N., de Juan, E., Kaminski, A., Kemmer, J., Kim, M., Klahr, H., Klein, R., Klüter, J., Klutsch, A., Kossakowski, D., Kürster, M., Labarga, F., Lafarga, M., Llamas, M., Lampón, M., Lara, L. M., Launhardt, R., Lázaro, F. J., Lodieu, N., López del Fresno, M., López-Puertas, M., López Salas, J. F., López-Santiago, J., Magán Madina-beitia, H., Mall, U., Mancini, L., Mandel, H., Marfil, E., Marín Molina, J. A., Maroto Fernández, D., Martín, E. L., Martín-Fernández, P., Martín-Ruiz, S., Marvin, C. J., Mirabet, E., Montañés-Rodríguez, P., Montes, D., Moreno-Raya, M. E., Nagel, E., Naranjo, V., Narita, N., Nortmann, L., Nowak, G., Ofir, A., Oshagh, M., Panduro, J., Parviainen, H., Pascual, J., Passegger, V. M., Pavlov, A., Pedraz, S., Pérez-Calpena, A., Pérez Medialdea, D., Perger, M., Perryman, M. A. C.,

- Rabaza, O., Ramón Ballesta, A., Rebolo, R., Redondo, P., Reffert, S., Reinhardt, S., Rhode, P., Rix, H. W., Rodler, F., Rodríguez Trinidad, A., Rosich, A., Sadegi, S., Sánchez-Blanco, E., Sánchez Carrasco, M. A., Sánchez-López, A., Sanz-Forcada, J., Sarkis, P., Sarmiento, L. F., Schäfer, S., Schmitt, J. H. M. M., Schöfer, P., Schweitzer, A., Seifert, W., Shulyak, D., Solano, E., Sota, A., Stahl, O., Stock, S., Strachan, J. B. P., Stuber, T., Stürmer, J., Suárez, J. C., Taberner, H. M., Tala Pinto, M., Trifonov, T., Veredas, G., Vico Linares, J. I., Vilardell, F., Wagner, K., Wolthoff, V., Xu, W., Yan, F., y Zapatero Osorio, M. R. (2019). The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs. Two temperate Earth-mass planet candidates around Teegarden's Star. *A&A*, 627:A49.
- Zechmeister, M. y Kürster, M. (2009). The generalised Lomb-Scargle periodogram. A new formalism for the floating-mean and Keplerian periodograms. *A&A*, 496(2):577–584.

APÉNDICE

6.3. Modelo de zona habitable

Para estudiar exoplanetas potencialmente habitables alrededor de estrellas distintas al Sol, es necesario tener en cuenta la relación entre el albedo (el porcentaje de radiación que la superficie del planeta refleja respecto a la radiación que incide sobre ella) y la temperatura efectiva de la estrella central. Extrapolando los casos estudiados por [Kasting *et al.* \(1993\)](#), los límites internos y externos de la zona habitable (ZH) para estrellas con temperaturas efectivas entre $3700 < T_{\text{eff}}/\text{K} < 7200$ puede ser calculada de la forma [\(Selsis *et al.*, 2007\)](#):

$$l_{\text{int}} = \left(l_{\text{in},\odot} - a_{\text{in}}T_{\star} - b_{\text{in}}T_{\star}^2 \right) \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6.1)$$

$$l_{\text{out}} = \left(l_{\text{out},\odot} - a_{\text{out}}T_{\star} - b_{\text{out}}T_{\star}^2 \right) \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6.2)$$

donde $l_{\text{in},\odot} = 0,97$ au y $l_{\text{out},\odot} = 1,67$ au son los límites internos y externos de un sistema con una estrella tipo solar [\(Kopparapu *et al.*, 2013b,a\)](#). Los valores $a_{\text{in}} = 2,7619 \times 10^{-5}$ au K⁻¹, $b_{\text{in}} = 3,8095 \times 10^{-9}$ au K⁻², $a_{\text{out}} = 1,3786 \times 10^{-4}$ au K⁻¹ y $b_{\text{out}} = 1,4286 \times 10^{-9}$ au K⁻² son constantes determinadas empíricamente; L_{\odot} y L_{\star} son, respectivamente, la luminosidad del Sol y de la estrella central considerada y la temperatura de la estrella T_{\star} está definida como

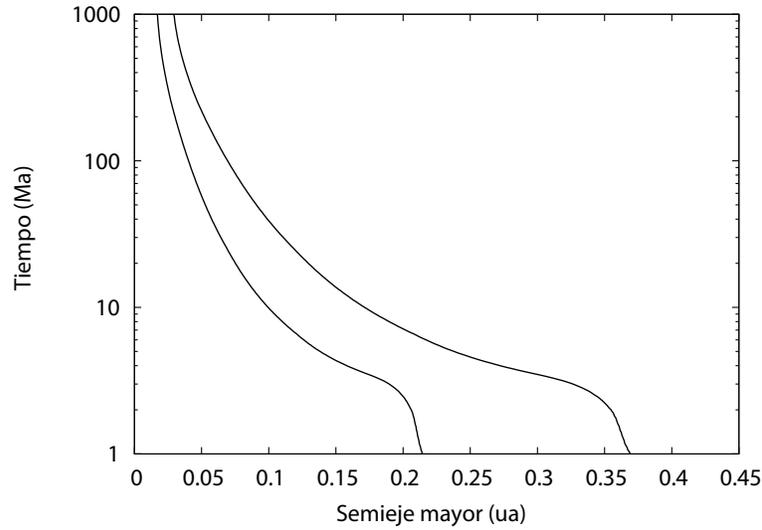


Figura 6.1: Evolución de la zona habitable alrededor de una estrella de $0.08 M_{\odot}$ en un período de 1 Ga.

$T_{\star} = T_{\text{eff}} - 5700K$ donde T_{eff} puede ser expresada de la forma:

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{L_{\star}}{4\pi\sigma R_{\star}^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (6.3)$$

con R_{\star} el radio de la estrella y σ la constante de Stefan-Boltzmann. Como en [Barnes *et al.* \(2013\)](#), quienes estudiaron planetas habitables alrededor de enanas marrones, nosotros utilizamos este modelo para el cálculo de la ZH considerando un objeto central en el límite subestelar. Por lo tanto, en este trabajo l_{in} y l_{out} representan, respectivamente, los límites internos y externos de la ZH alrededor de un objeto de masa $0,08 M_{\odot}$. Tomamos los valores para R_{\star} , L_{\star} y T_{eff} como función del tiempo según la predicción de los modelos de [Baraffe *et al.* \(2015\)](#)¹. La Fig. [6.1](#) muestra la evolución de la ZH obtenida. Mientras el objeto central evoluciona, L_{\star} , R_{\star} y T_{eff} decrecen en el tiempo y la ZH se vuelve más angosta y cercana al objeto central. A una edad de 1 Ma, el objeto posee $l_{\text{in}} = 0,214$ au y $l_{\text{out}} = 0,369$ au; para 100 Ma, $l_{\text{in}} = 0,04$ au y $l_{\text{out}} = 0,07$ au; y a una edad de 1 Ga, $l_{\text{in}} = 0,017$ au y $l_{\text{out}} = 0,029$ au. Remarcamos que la zona habitable se localiza más de diez veces más cerca al objeto central en 1 Ga que en 1 Ma.

¹<http://perso.ens-lyon.fr/isabelle.baraffe/BHAC15dir/>

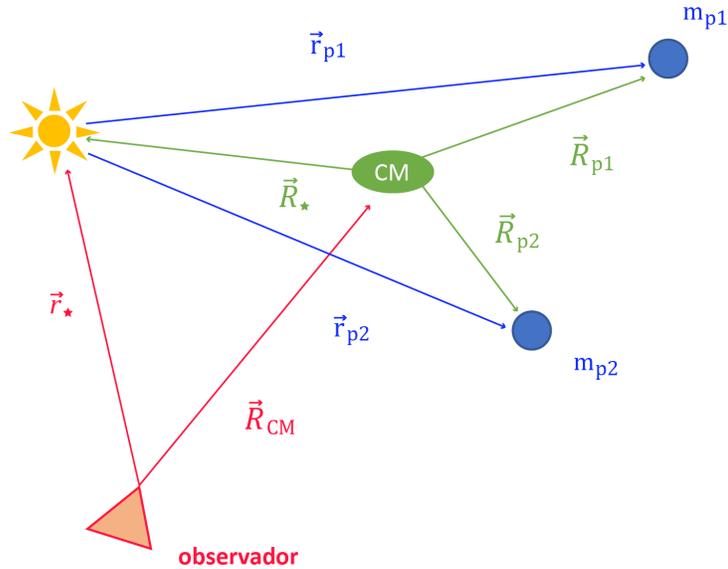


Figura 6.2: Esquema de las posiciones de dos planetas relativas a su estrella huésped y al centro de masa del sistema, y de las posiciones de la estrella huésped y del centro de masa respecto al observador.

6.4. Cambio en velocidad radial y movimiento propio producido por un sistema planetario

A continuación se explica el desarrollo analítico utilizado para deducir el cambio en velocidad radial y movimiento propio que sufre una estrella por la interacción con un sistema planetario de N planetas.

A modo de ejemplo se muestra en la Fig. 6.2 un esquema de la disposición de dos planetas que orbitan una estrella respecto de un observador. Los vectores \vec{r}_{p1} y \vec{r}_{p2} representan las posiciones de los planetas con respecto a la estrella central, los vectores \vec{R}_* , \vec{R}_{p1} y \vec{R}_{p2} , las posiciones de la estrella y de los planetas con respecto al centro de masa del sistema y los vectores \vec{r}_* y \vec{R}_{CM} , las posiciones correspondientes a la estrella y al centro de masa con respecto a un observador, respectivamente.

Primero desarrollamos el cambio en velocidad que sufre la estrella respecto al centro de masa del sistema por la interacción con su sistema planetario. Nos interesa el cambio de la velocidad de la estrella en dirección al observador, es decir en la velocidad radial. De la relación vectorial planteada en la Fig. 6.2, tenemos la ecuación:

$$\vec{r}_* = \vec{R}_{CM} + \vec{R}_*. \quad (6.4)$$

Si tomamos como origen de coordenadas del sistema al centro de masa, tenemos que:

$$\vec{R}_\star = -\frac{1}{M_\star} \sum_{i=1}^N m_i \vec{R}_{pi}. \quad (6.5)$$

Reemplazando en la ecuación anterior las posiciones relativas de los planetas respecto a la estrella huésped $\vec{r}_{pi} = \vec{R}_{pi} - \vec{R}_\star$, y derivando respecto del tiempo, llegamos a:

$$\dot{\vec{R}}_\star = -\frac{1}{M_T} \sum_{i=1}^N m_i \dot{\vec{r}}_{pi}. \quad (6.6)$$

con $M_T = M_\star + \sum_{i=1}^N m_i$.

Si trabajamos en coordenadas cartesianas, y suponemos una orientación de los ejes tal que la dirección del observador coincida con el eje z , entonces el cambio en la velocidad radial está dada por:

$$\Delta V_{\text{rad}} = -\frac{1}{M_\star} \sum_{i=1}^N m_i V_{z,pi}, \quad (6.7)$$

con $V_{z,pi} = \dot{\vec{r}}_{pi} \cdot \hat{e}_z$, la velocidad de cada planeta en dirección al observador.

Para calcular el cambio en la velocidad radial de la estrella por la interacción con su sistema planetario en SEO, utilizamos las velocidades de cada planeta estimadas por el código MERCURY. Para pasar del sistema de coordenadas del MERCURY al sistema de coordenadas centrado en el centro de masa del sistema, con el plano del cielo como plano de referencia, se necesitan aplicar dos rotaciones de la forma:

$$\dot{\vec{r}}_{pi} = R_x^r(i) R_z^d(\Omega) \dot{\vec{r}}_{p,\text{Mercury}}, \quad (6.8)$$

con $R_z^d(\Omega)$ la primera rotación directa alrededor del eje z de un ángulo Ω para que el eje x del sistema de coordenadas del código MERCURY coincida con la línea nodal, y $R_x^r(i)$ la segunda rotación retrógrada alrededor del eje x de un ángulo i , que representa la inclinación del plano orbital del sistema planetario respecto al plano del cielo, para que el eje z del sistema de coordenadas de MERCURY coincida con la línea de la visual. De esta forma, la velocidad $V_{z,pi}$ se puede expresar de la forma:

$$V_{z,pi} = -V_{x,M} \sin \Omega \sin i + V_{y,M} \cos \Omega \sin i + V_{z,M} \cos i, \quad (6.9)$$

con $V_{x,M}$, $V_{y,M}$ y $V_{z,M}$ las componentes de la velocidad de cada uno de los planetas en el sistema de coordenadas empleado por MERCURY.

Finalmente, calculamos el cambio en el movimiento propio μ_\star a partir de la ecuación:

$$\mu_\star = \frac{\pi}{4,74} V_{T_\star}, \quad (6.10)$$

donde π ["] es la paralaje de la estrella y $V_{T\star}$ [km s^{-1}] es la velocidad tangencial de la estrella en el plano del cielo, que está definida por $V_{T\star} = \sqrt{V_{x\star}^2 + V_{y\star}^2}$, donde las coordenadas de la velocidad en el plano del cielo $V_{x\star}$ y $V_{y\star}$ están relacionadas con las velocidades de cada uno de los planetas $V_{x,\text{pi}}$ y $V_{y,\text{pi}}$ de la forma:

$$\begin{aligned} V_{x\star} &= -\frac{1}{M_T} \sum_{i=1}^N m_i V_{x,\text{pi}}, \\ V_{y\star} &= -\frac{1}{M_T} \sum_{i=1}^N m_i V_{y,\text{pi}}. \end{aligned} \quad (6.11)$$

Para calcular el cambio de μ_\star utilizamos las velocidades de cada planeta estimadas por MERCURY, que según las rotaciones descritas en la Eq. 6.8, tienen la forma:

$$\begin{aligned} V_{x,\text{pi}} &= V_{x,\text{M}} \cos \Omega + V_{y,\text{M}} \sin \Omega, \\ V_{y,\text{pi}} &= -V_{x,\text{M}} \cos i \sin \Omega + V_{y,\text{M}} \cos \Omega \cos i - V_{z,\text{M}} \sin i. \end{aligned} \quad (6.12)$$