Universidad de la República

Trabajo especial de Licenciatura

Captura de planetesimales debido a la migración en discos protoplanetarios

Autor:
Pablo Lemos

Tutor:
Dr. Tabaré Gallardo

21 de noviembre de 2014

Índice general

Capítulo 1

Resumen

En este trabajo se pretende estudiar la captura temporal de planetesimales como satélites de un planeta gigante debido a la su migración. Como es sabido, al inicio de la evolución de los discos protoplanetarios, los planetas migran en un régimen llamado *migración tipo I*, cuya principal característica es que la escala de tiempo de migración es proporcional a la masa del planeta. Esto genera que los planetesimales tengan una migración despreciable con respecto al planeta gigante. Nuestra suposición es que un planeta gigante externo y una nube de planetesimales pueden tener encuentros cercanos debido a esta diferencia de tasas de migración, y estos encuentros podrían generar cambios significativos en la evolución dinámica de los cuerpos más pequeños. Debido a la existencia de una sobredensidad de gas en los alrededores del planeta gigante se podría explicar la pérdida de energía necesaria para generar capturas temporales o incluso permanentes. En nuestro estudio utilizamos el código `FARGO` para obtener un modelo dinámico de migración variando entre un conjunto de parámetros para el disco, y una versión modificada del código `Mercury` para realizar simulaciones con muchos cuerpos de los escenarios obtenidos anteriormente, y poder así realizar un análisis estadístico.

Capítulo 2

Introducción

Desde hace un tiempo sabemos que las nubes de Hidrógeno molecular son el lugar donde se forman las estrellas debido a inestabilidades gravitatorias que las llevan a contraerse. Esta contracción no se da en toda la nube como conjunto, sino que ocurre en estructuras filamentosas, que a su vez también se subdividen formando así los cúmulos de estrellas. Las diferentes porciones de nube siguen así su proceso de diferenciación hasta llegar a formar varias protoestrellas, pero no todo el gas de esta pequeña porción de nube va a formar la recién nacida estrella, sino que una parte forma el llamado *disco de acreción* de la protoestrella. Al colapsar la nube, el gas comienza a circular, y lo hace cada vez más rápidamente por lo que se obtiene una forma achatada debido a que en el plano ecuatorial la fuerza centrífuga se maximiza. Este modelo permite explicar las observaciones del Sistema Solar, único sistema planetario conocido hasta hace 2 décadas, donde se puede ver que los planetas se encuentran concentrados en el plano ecuatorial de la estrella central.

Este modelo no es nuevo, sino que fue planteado por primera vez por Kant en el siglo XVIII y retomado años más tarde por Laplace, pero fue prontamente descartado por no explicar algunas observaciones, como la concentración de momento angular en los planetas: el modelo así planteado preve que la estrella central debe girar muy rápidamente concentrando la mayoría del momento angular, pero observaciones del Sistema Solar muestran exactamente lo contrario: la mayor parte del momento angular está concentrada en los planetas. Hace menos de un siglo atrás se introdujeron nuevos elementos al problema, como la viscosidad, los campos magnéticos y la autogravedad del disco, que permitieron retomar la idea de los discos alrededor de estrellas al proporcionar mecanismos viables para el transporte de momento angular.

Hasta mediados de la década de los 90, la formación planetaria estaba bastante bien entendida, primero el Hidrógeno molecular colapsa hasta formar la protoestrella con su disco protoplanetario, luego y a través de diversos mecanismos no muy bien explicados (este era quizás el punto más oscuro de este modelo), transfiere momento angular hacia los planetas, que se forman por la coagulación de material sólido. En este punto el modelo consiguió otro logro, pues se encontró que a partir de que el embrión planetario alcanza una masa de $5 - 10\, M_{\oplus}$ se activa la acreción rápida de gas, y así se generarían los planetas gigantes gaseosos. Este modelo, llamado *modelo de acreción del núcleo* fue plantedo inicialmente por Bodenheimer y Pollack (1986) y Mizuno (1980) para luego ser planteado en su forma más lograda en una publicación posterior de Pollack et al. (1996) y es en la actualidad la teoría dominante para explicar la formación de este tipo de planetas. Para alcanzar la masa requerida para iniciar la acreción del gas, el embrión debe encontrarse en un lugar con abundante material sólido, y esto ocurre principalmente trás la llamada *línea de hielo*, que es la distancia a la estrella a la cuál se puede empezar a encontrar agua en estado sólido (para el Sistema Solar se encuentra a unas 3 ua del Sol). Podemos deducir entonces que la formación de planetas gigantes está favorecida a distancias grandes de la estrella central, lo que se corresponde con las observaciones del Sistema Solar.

Como hemos visto, salvo algunos puntos no muy claros, la formación planetaria ya tenía su modelo *estándar*, hasta que en 1995 se reportó la presencia de un objeto de masa similar a Júpiter orbitando una estrella similar al Sol a una distancia menor que la de Mercurio por parte de Mayor y Queloz (1995). A partir de este descubrimiento se sucedieron otros con similares resultados que este modelo no es capaz de predecir (Figura 2.1), pues como dijimos los planetas gigantes deben formarse lejos de la estrella. Fue así que la idea de *migración planetaria* cobró fuerza, imponiendo un nuevo paradigma para la formación planetaria: los planetas más masivos empiezan su proceso de formación antes de que el gas del disco protoplanetario se disipe y lejos de la estrella central, donde la acreción de materiales sólidos se ve favorecida. Esto genera que, luego de alcanzada una masa crítica se produzca una acreción muy rápida de material gaseoso, pero estos procesos ocurren simultaneamente con una migración del planeta hacia las cercanías de la estrella debida a la interacción gravitatoria con el gas. Estos modelos de migración no fueron una novedad, sino que que ya habían sido planteados con anterioridad por Lin y Papaloizou (1986) sin conseguir tener mucha repercusión.

La aceptación del modelo de migración provocó un cambio radical en los modelos de evolución dinámica de los sistemas planetarios ya que no se está frente a un régimen estático de los planetas, sino que esta migración genera un sistema sumamente caótico. En este trabajo se pretende estudiar la interacción entre un planeta gigante migrando y una “nube”de planetesimales, y validar la teoría de que esta interacción podría ser responsable, al menos en parte, de la existencia de satélites irregulares.

Este trabajo estará organizado de la siguiente manera: en el Capítulo 3 analizaremos las partes más importantes de la teoría aceptada actualmente sobre la estructura y evolución de los discos protoplanetarios, en especial el proceso de formación y evolución planetaria, en el Capítulo 4 estudiaremos los distintos tipos de satélites y los procesos mediante los cuales llegaron a donde están, en el Capítulo 5 presentaremos las simulaciones que realizamos y finalmente presentaremos los resultados del trabajo en el Capítulo 6.

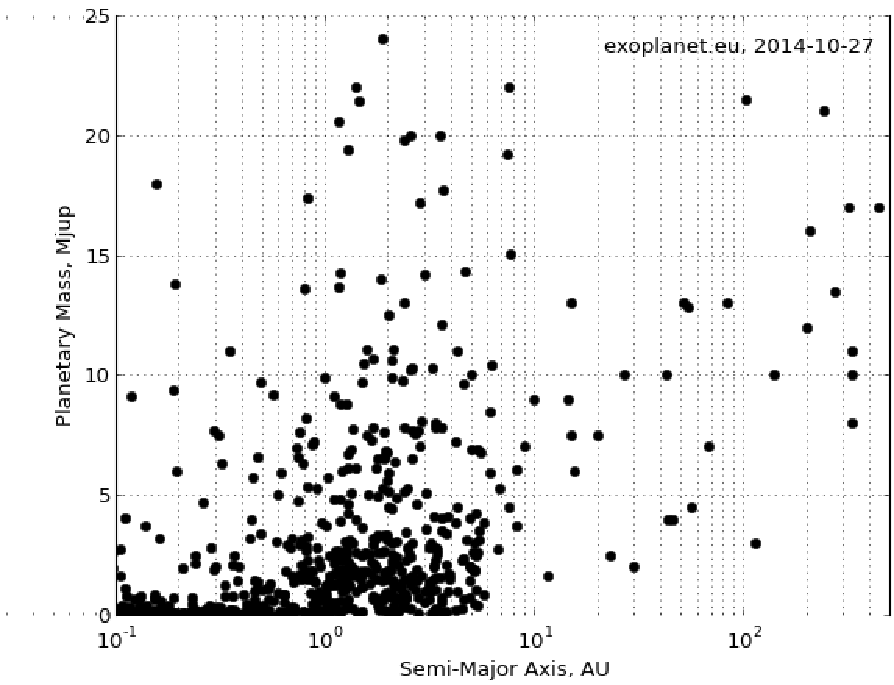

Figura 2.1: Masa de varios exoplanetas descubiertos en función de su distancia a la estrella central, extraido de exoplanet.eu

Capítulo 3

Protoestrellas, discos y protoplanetas

Como ya vimos, el proceso de formación planetaria se desarrolla mientras la estrella que orbitan estos recién nacidos planetas todavía es jóven y posee gas orbitando a su alrededor, lo que genera cambios sustanciales en la evolución de sus elementos orbitales. En este capítulo analizaremos las características más importantes de las estrellas huéspedes junto con las ecuaciones que gobiernan la evolución del disco e introduciremos la teoría de formación y migración planetaria en este escenario.

3.1. Formación de protoestrellas y discos

La formación estelar se produce en los núcleos de las nubes de Hidrógeno molecular, que son lo suficientemente densos como para que se genere un colapso gravitatorio del gas. Diversas observaciones muestran que el momento angular de estas zonas en colapso gravitatorio es mucho mayor que el momento angular total del Sistema Solar. Esta discrepancia, llamada *problema del momento angular*, ha sido analizada por Bodenheimer (1995), que además propone varios procesos, como frenado magnético, fragmentación de la nube, viscosidad, etc., para explicar la transferencia de ese momento angular. Como conclusión se puede observar que el momento angular por unidad de masa de la nube al colapsar se corresponde con el de un disco de gas de radio $\sim 10^2\,ua$ en una órbita Kepleriana alrededor del Sol.

Al alcanzar este punto de la evolución se obtienen los llamados objetos estelares jóvenes (YSOs, por sus siglas en inglés). Estos objetos presentan excesos en la distribución espectral de energía (SED) típica de una estrella, tanto en el infrarrojo (debido al polvo presente en el disco de gas) como en el ultravioleta (debido a regiones con altas temperaturas donde el gas es acretado a la estrella). El exceso observado en el infrarrojo puede ser expresado en función de la pendiente de la gráfica de la SED:

$$\alpha = \frac{\Delta \log (\lambda F_\lambda)}{\Delta \log (\lambda)}$$

A partir de esta definición se elaboró una clasificación en distintas clases de YSOs por parte de Adams et al. (1988), que depende del valor de la pendiente:

- **Clase 0:** La SED no presenta un exceso detectable en el infrarrojo cercano ($\lambda < 20\,\mu m$), teniendo un pico en el infrarrojo lejano ($\lambda \sim 100\,\mu m$).
- **Clase 1:** También llamada clase de espectro plano debido a que no es común encontrar objetos con pendientes muy elevadas, $-0,3 < \alpha$ en el infrarrojo medio.
- **Clase 2:** Pendiente negativa en el infrarrojo medio ($-0,3 > \alpha > -1,6$). Estos objetos son también nombrados estrellas T-Tauri.
- **Clase 3:** Estrellas pre-secuencia principal, con $\alpha < -1,6$, lo que implica un exceso casi nulo en el infrarrojo.

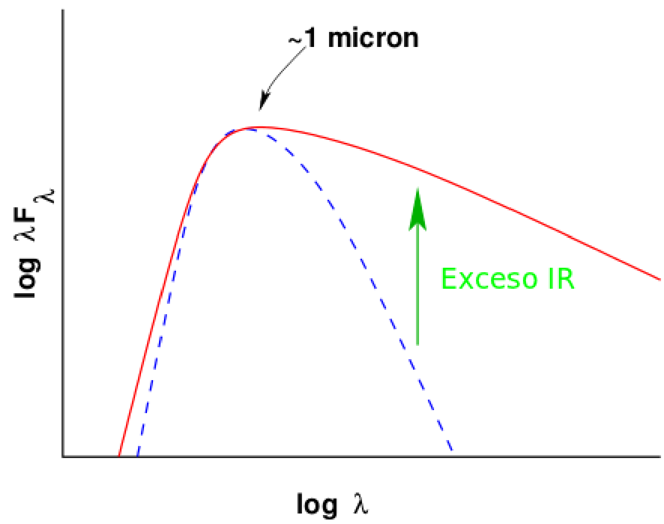

Figura 3.1: Bosquejo de la distribución espectral de energía para una estrella típica (azul) y un YSO con su disco (rojo). Se observa un exceso en el infrarrojo debido al polvo presente y un pequeño exceso en el ultravioleta debido a la aceleración del gas en zonas de acreción. Tomada de Armitage (2010)

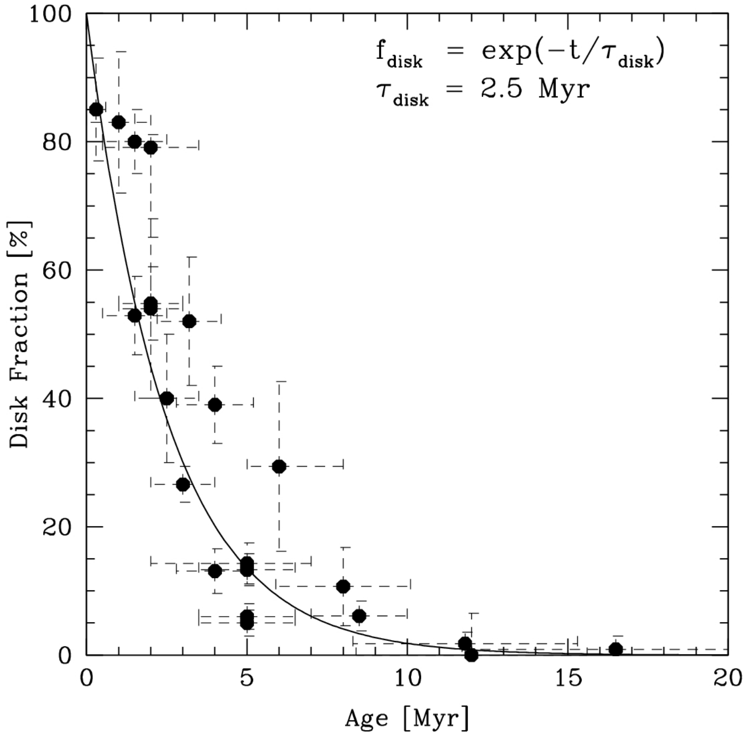

Figura 3.2: Fracción de estrellas con evidencia de presencia de discos en función de su edad, tomada de Mamajek (2009)

Actualmente se entiende que estas clases de YSOs forman una secuencia de evolución, en donde luego de cierto tiempo las clases 0 a 2 pierden sus discos y se convierten en objetos de clase 3, como se puede observar en la figura 3.2

Con respecto a la evolución dinámica del disco, debemos aclarar que la idea de este trabajo no es profundizar en la derivación de las ecuaciones que rigen la dinámica del gas, sino explicar cualitativamente cuales son los procesos más importantes y las hipótesis asumidas.

Para comenzar debemos hacer notar que debido a que estamos tratando con un medio gaseoso, las interacciones se dan por colisiones entre las partículas, o más específicamente, en interacciones electrostáticas entre ellas. Estas interacciones se dan en promedio luego de que cada partícula recorre una distancia llamada *camino libre medio* λ. Si el gas es aproximadamente uniforme en escalas de algunos caminos libres, el efecto de las colisiones será el de una aleatorización de las velocidades de las partículas en torno a un promedio v. En un sistema de referencia que se mueve a esta velocidad, las partículas siguen una distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann, por lo que se les puede asociar una temperatura T. Viendo a escalas todavía mayores, podemos ver al gas como un fluido continuo caracterizado por una velocidad v, temperatura T y densidad ρ definidas para cada punto.

Para hallar la descripción matemática de las cantidades físicas planteadas anteriormente debemos asumir que estamos trabajando con un gas ideal, y luego imponer la conservación de la masa, dada por la llamada ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.\left(\rho \vec{v}\right) \;=\; 0 \tag{3.1}$$

en conjunto con la conservación del momento lineal, cuya expresión está dada por la llamada *ecuación de Euler*:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\rho \vec{v}.\nabla\right) \vec{v} \;=\; -\nabla P + \vec{f} \tag{3.2}$$

y por último la conservación de la energía:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\rho v^2 + \rho\epsilon\right) + \nabla.[\left(\frac{1}{2}\rho v^2 + \rho\epsilon + P\right)\vec{v}] \;=\; \vec{f}.\vec{v} - \nabla.\vec{F}_{rad} - \nabla.\vec{q} \tag{3.3}$$

Donde P es la presión del gas, $\vec{f}$ es la fuerza por unidad de masa, ϵ la energía interna por unidad de masa, $\vec{F}_{rad}$ el vector de flujo radiativo y $\vec{q}$ es el vector de flujo de calor por conducción (esta cantidad está relacionada con el gradiente de temperaturas en el disco, que usualmente es muy pequeño por lo que el término puede ser omitido).

En principio este sistema de ecuaciones, junto con las ecuaciones de estado del gas y de transferencia radiativa, son suficientes para describir el estado del gas, aunque en términos prácticos resultan demasiado generales para ser tratadas fácilmente, por lo que para el estudio de los discos protoplanetarios se agregan algunas hipótesis adicionales, como la consideración de que la temperatura del disco no varía con la altura y que la altura del disco es despreciable frente a sus dimensiones en el plano.

Asumiento estas hipótesis y las ecuaciones nombradas anteriormente, obtenemos que el gradiente de presión está dado por:

$$\frac{\partial P}{\partial z} \;=\; -\rho g_z \tag{3.4}$$

La componente vertical de la aceleración gravitatoria a una distancia d de la estrella central es:

$$g_z \;=\; \frac{GM_\odot}{d^2}\sin\theta \;=\; \frac{GM_\odot}{d^3}z \tag{3.5}$$

Al asumir un disco fino $z \ll r$, entonces

$$g_z \simeq \Omega^2 z \tag{3.6}$$

Siendo $\Omega^2 \equiv GM_\odot/r^3$ la velocidad angular correspondiente a un movimiento Kepleriano. Asumiendo que el disco es verticalmente isotermo la ecuación de estado del gas es $P = \rho c_s$, siendo c_s la velocidad del sonido en el gas (constante). Aplicando esta definición a la ecuación (3.4) obtenemos la ecuación diferencial:

$$c_s^2 \frac{d\rho}{dz} = -\Omega^2 \rho z \tag{3.7}$$

Que tiene como solución:

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-z^2/2H^2} \tag{3.8}$$

Siendo $H = \frac{c_s}{\Omega}$ la escala de altura del disco. Si la comparamos con la distancia a la estrella obtenemos la llamada *relación de aspecto*:

$$\frac{H}{r} = \frac{c_s}{\Omega r} = c_s \sqrt{\frac{r}{GM_\odot}} = \frac{c_s}{v_\phi} \tag{3.9}$$

Siendo v_ϕ la velocidad orbital local. Si asumimos una dependencia de la velocidad del sonido con la distancia del estilo $c_s \propto r^{-\beta}$ la relación de aspecto es:

$$\frac{H}{r} \propto r^{-\beta+1/2} \tag{3.10}$$

Esto genera que el disco tome una forma *alabeada*, lo que es lo mismo que decir que la relación de aspecto aumenta a medida que me alejo de la estrella central, siempre y cuando $\beta < 1/2$. Como $c_s \propto T^{1/2}$, esto ocurrirá si el perfil de temperatura tiene la forma $T(r) \propto r^{-1}$ o menos empinado. Este efecto se observa levemente en discos en que la mayor parte de su luminosidad está dada por el reprocesamiento de la energía brindada por la estrella (discos *pasivos*) y más intensamente en discos cuya principal fuente de luminosidad es la conversión de energía potencial gravitatoria por el flujo de masa hacia la estrella central (discos *activos*)

3.2. Formación planetaria

Luego de que el disco toma esta forma achatada, las partículas de polvo presentes crecen desde su tamaño original, del orden de los μm, hasta objetos de tamaño planetario, lo que implica un aumento de 12 órdenes de magnitud de tamaño y 40 de masa. Este proceso presenta algunos puntos oscuros, y para el trabajo posterior es conveniente describir aquí los distintos régimenes de interacción entre sólidos y el gas planteados por Armitage (2007):

- **Polvo:** Partículas con un rango de tamaños entre los μm y los cm. Están fuertemente acopladas al gas y su crecimiento se da en base a la aglomeración.

- **Rocas:** Objetos del orden de metros cuya dinámica está fuertemente influida por el arrastre aerodinámico, cuya escala de tiempo de migración es muy pequeña comparada con la vida media del disco (puede llegar a valores de hasta únicamente 100 años).

- **Planetesimales:** Cuerpos de 10 km ó mayores. Debido a su tamaño están poco ligados al gas y su dinámica puede ser descrita como un movimiento Kepleriano.

- **Planetas terrestres:** Planetas con masa del orden de $M_\oplus$. En esta etapa los planetas vuelven a estar ligados al gas, pero no mediante el arrastre aerodinámico sino gravitacionalmente. La formación de estos cuerpos no ocurre necesariamente mientras el gas está presente sino que puede ocurrir luego que se disipa, pero la formación de gigantes gaseosos requiere la presencia de cuerpos de este tamaño que sirven como embriones que acreten gas.

- **Núcleos planetarios:** Cuerpos con masas del orden de $10M_\oplus$, que es el momento en que se dispara la acreción rápida de gas.

En este punto es importante recalcar dos aspectos, el primero es que debido a las altas tasas de migración de los objetos denominados como *rocas*, su aumento de tamaño debe ser muy acelerado de manera que pase por esta etapa sin tener una migración sustancial. Esto es necesario para poder explicar la presencia de planetas gigantes, dado que como se mencionó anteriormente para su formación es necesario que el núcleo planetario esté por fuera de la línea de hielo. En segundo lugar debemos explicar el concepto de *acreción rápida de gas*. Como dijimos, los núcleos se forman por aglomeración de materiales sólidos, inicialmente sin contar con atmósfera debido a su baja masa. Si el núcleo continua creciendo, es capaz de mantener una envoltura gaseosa considerable, y eventualmente llega a una masa crítica en donde esta envoltura no puede mantenerse en equilibrio hidrostático, por lo que se contrae por el mecanismo de Kelvin - Helmholtz mientras que acreta gas rápidamente. Este proceso continúa hasta que el disco se dispersa o hasta que el planeta se vuelve lo suficientemente masivo como para abrir una brecha en el gas (proceso que explicaremos en la próxima sección). Este modelo simple para la formación planetaria ha sido estudiado por Mizuno (1980), Papaloizou y Terquem (1999) y Stevenson (1982), y aunque da una idea general del proceso de acreción del gas, no explica las opacidades de las envolturas ni toma en cuenta efectos como la migración planetaria, por lo que debe ser tomado como una aproximación cualitativa.

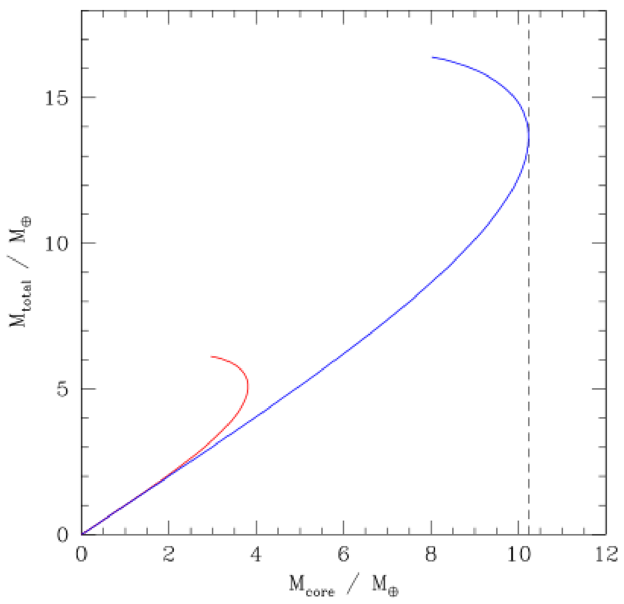

Figura 3.3: Evolución de la masa del total (núcleo más envoltura) del protoplaneta (M_{total}) en función de la masa del núcleo (M_{core}) para simulaciones con diferentes tasas de acreción. La masa crítica se puede observar en el momento que la masa total aumenta mucho más rápidamente que la del núcleo. Tomada de Armitage (2010)

3.3. Modelos de evolución orbital en discos protoplanetarios

Luego de la formación planetaria pueden ocurrir procesos que cambien de manera sustancial la evolución orbital de los mismos. En la actualidad existen al menos cuatro mecanismos distintos que pueden generar este fenómeno:

- Interacción entre los planetas y el disco: Goldreich y Tremaine (1980), Lin et al. (1996).
- Interacción entre los planetas y un disco de planetesimales remanentes: Fernandez y Ip (1984), Duncan et al. (2007).
- Interacciones dentro de un sistema planetario inestable: Lin y Ida (1997), Rasio y Ford (1996), Weidenschilling y Marzari (1996).
- Interacciones por mareas entre los planetas y las estrellas centrales.

En este trabajo nos interesará únicamente el primer mecanismo. En él, la interacción que entre los planetas y el gas del disco genera la ya nombrada *migración planetaria*. En la siguiente sección pasaremos a describir más a fondo este efecto.

3.3.1. Migración planetaria

Comenzaremos con el caso más sencillo de migración en discos, llamado *migración tipo I.* Para estudiar este proceso necesitamos calcular el torque ejercido por el disco sobre el planeta. Para realizar este cálculo contamos con 2 aproximaciones: en la primera se utiliza la *aproximación impulsiva* explicada en el trabajo de Lin y Papaloizou (1979). Este acercamiento implica asumir que el planeta tiene una masa tal que no afecta la densidad del disco en sus cercanías (eso implica que la masa del planeta debe ser del orden de la masa terrestre) y que el disco está compuesto por partículas de masa $m \ll M_{plan}$. El cálculo se hace hallando la deflección de cada partícula debido a la interacción gravitatoria con el planeta y con esto hallando el torque total. Esto tiene 2 grandes problemas, el primero es asumir una simetría de la densidad del gas alrededor del semieje del planeta, afirmación que no es cierta debido a que se puede demostrar a partir de la ecuación de continuidad que la densidad $\Sigma \propto r^{-\beta}$, lo que genera diferentes densidades en el exterior e interior de la órbita del mismo, mientras que la aproximación impulsiva requiere que el tiempo en que el planeta y la partícula se encuentran cerca sea mucho menor que el periodo, pero debido a que el disco tiende naturalmente a mantener las excentricidades pequeñas, las órbitas son muy similares y el tiempo de interacción es comparable con el periodo.

La segunda aproximación al cálculo del torque intercambiado entre el planeta y el disco se hace notando que el potencial gravitatorio del disco se ve afectado por la presencia del planeta, y esta perturbación se puede escribir como:

$$\Phi_{pert}\left(r,\theta,t\right) \;=\; \sum_{m} \Phi_m\left(r,a_P\right)\cos[m\left(\theta-\Omega_P t\right)]$$

Donde m es un entero no negativo, a_P es el semieje del planeta y Ω_P es su frecuencia angular. Calculando la respuesta del disco frente a esta perturbación como en el trabajo pionero de Goldreich y Tremaine (1979) y publicaciones posteriores como la de Tanaka et al. (2002), se encuentra que el cambio de momento angular del planeta se puede expresar como una suma de torques ejercidos en determinadas localizaciones resonantes, correspondientes a lugares donde la perturbación excita ondas de densidad. Cada término del potencial perturbativo fuerza una frecuencia en las partículas del gas igual a la derivada temporal del argumento del coseno, o sea que la frecuencia forzante es $m\left(\Omega-\Omega_P\right)$. Aquí debemos distinguir entre 2 tipos distintos de resonancias: la primera se da cuando la frecuencia forzante es igual a la frecuencia epicíclica κ_0 (si una partícula que describe un movimiento circular es ligeramente perturbada oscilará radialmente en torno a su posición de equilibrio con esta frecuencia), o sea, $m\left(\Omega-\Omega_P\right) \;=\; \kappa_0$. Para un disco kepleriano la frecuencia de las partículas en esta resonancia está dada por $\Omega\left(r\right) \;=\; \frac{m\Omega_P}{m\mp 1}$, lo que se traduce a que las posiciones son:

$$r \;=\; \left(\frac{m \pm 1}{m}\right)^{2/3} a_P$$

O sea que para cada valor de m existen 2 localizaciones, una interna (ILR, por sus siglas en inglés) que otorga momento angular al planeta, y otra externa (OLR) que lo recibe. Se puede ver que al aumentar el valor de m las localizaciones de las resonancias se acercan al planeta por lo que ejercen un torque mayor sobre el planeta. No obstante, esta condición se rompe en las cercanías del planeta, más precisamente para $r \simeq r_P + h$, debido a efectos de la presión del gas. Esto implica que la suma necesaria para hallar el cambio de momento angular no será infinita sino que llegará hasta un $m_{crit} \simeq r_P/h$.

Se puede observar que para un mismo m, la OLR se encuentra más cerca del planeta que la ILR, por lo que se favorece la pérdida de momento angular del planeta, o sea, la migración hacia la estrella central.

El otro tipo de resonancia que se puede encontrar es la resonancia de corrotación, que ocurre cuando

$$\Omega\left(r\right) \;=\; \Omega_P$$

Ignorando todos los efectos que desvíen $\Omega\left(r\right)$ de su valor kepleriano, este tipo de resonancia estará a la misma distancia de la estrella central que el planeta.

Pasaremos ahora a hallar cuantitativamente el torque ejercido por el gas presente en estas ubicaciones resonantes. En el caso de la resonancia de corrotación, se puede hallar que en discos bidimensionales el torque ejercido sobre el planeta vale:

$$T_{CR} \propto \frac{d}{dr}\left(\frac{\Sigma}{B}\right)$$

Donde $B\left(r\right) \;=\; \Omega + \frac{r}{2}\frac{d\Omega}{dr}$ es uno de los parámetros de Oort y Σ es la densidad superficial del disco. Si utilizamos parámetros típicos de perfiles de densidad del disco como los usados por Weidenschilling (1977) ($\Sigma\left(r\right) \;=\; \Sigma_0 r^{-\beta}$, con $\beta = \frac{3}{2}$) el torque de corrotación no juega un papel importante. De todas maneras, aunque el perfil de densidades del disco no tenga un exponente $\beta = \frac{3}{2}$, este resultado no afecta en gran medida a la dependencia que pasaremos a explicar a continuación, por lo menos en este régimen de migración [1].

Estudios analíticos de discos de 3D, como los realizados por Tanaka et al. (2002) muestran que tanto el torque de Lindblad como el de corrotación son proporcionales

[1] La resonancia de corrotación pasa a ser importante en el régimen de migración tipo III, ver Venturini (2011)

al cuadrado de la masa del planeta, por lo que al relacionarlo con el momento angular obtenemos:

$$\left.\begin{array}{r} T_{neto} \propto M_P^2 \\ \tau \;=\; \dfrac{J}{\dot{J}} \;=\; \dfrac{J}{T} \end{array}\right\} \quad \Rightarrow \tau \propto \frac{M_P}{M_P^2} \;=\; M_P^{-1}$$

De lo que se desprende uno de los resultados más importantes de este tipo de migración: los planetas más masivos migran más rápidamente. Además, la migración tipo I es extremadamente rápida: para un planeta de masa $5\,M_{\oplus}$ con un semieje de 5 ua en un disco con parámetros típicos, la escala de tiempo de migración es $\tau \;=\; 0{,}5\,Myrs$.

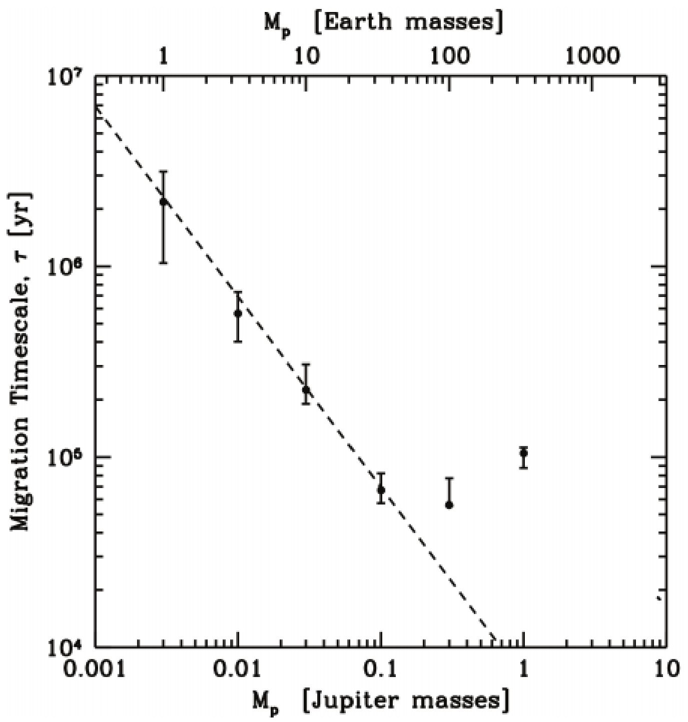

Figura 3.4: Tasa de migración en función de la masa del planeta. Tomada de Lubow y Ida (2011)

Como se puede observar en la Figura 3.4 la dependencia lineal de la tasa de migración con la masa se puede inferir claramente para planetas de masa baja, pero a partir de cierta masa planetaria la tasa de migración se aparta de este ajuste lineal. Esto se debe a que las condiciones planteadas en la migración tipo I se rompen y se entra en otro régimen, llamado *migración tipo II.*

Como vimos anteriormente, el gas que se encuentra en una órbita externa al planeta le extrae momento angular, mientras que el que tiene una órbita interna se lo otorga, por lo que naturalmente se tiende a abrir una brecha en torno al planeta.

Cuando este proceso domina frente al transporte viscoso de momento angular en el disco, la densidad cae en las cercanías del planeta, despoblando de gas las resonancias más cercanas e inhibiendo así la migración estudiada anteriormente. Para hallar la masa requerida para que se genere este proceso se calcula el tiempo requerido por la viscosidad para cerrar una brecha de ancho Δr en el gas, que resulta ser

$$t_C \sim \frac{(\Delta r)^2}{\nu}$$

Donde $\nu = \alpha c_s h$ es la viscosidad del disco según la prescripción de Shakura y Sunyaev (1973).
El tiempo requerido para abrir una brecha en la m-ésima resonancia de Lindblad es

$$t_A \sim \frac{1}{m^2 q^2 \Omega_P} \left(\frac{\Delta r}{r_P}\right)^2$$

Donde $q = \frac{M_P}{M_*}$.

Tomando $m = r_P \Omega_P / c_s$, que es el valor más grande que puede tomar m (o sea, el que más contribuye al torque sobre el planeta) y fijando $t_C = t_A$ se obtiene la condición mínima:

$$q_m in = \left(\frac{c_s}{r_P \Omega_P}\right)^2 \alpha^{1/2}$$

Para parámetros típicos del disco protoplanetario la masa requerida para abrir la brecha es del orden de la masa de Saturno, es decir, $q_{crit} \sim 1 \times 10^{-4}$.

Una vez abierta la brecha, el planeta migrará junto con el gas, con la escala de tiempo de difusión viscosa del disco, que para parámetros típicos es $\sim 10^5$ años, por lo que persiste el problema de la rápida migración.

Existe un tercer tipo de migración que no será tenido en cuenta en nuestro trabajo por lo que la explicaremos brevemente. En este tipo de migración juega un papel preponderante el gas de las cercanías del planeta, o sea, el gas en corrotación con el planeta. Las partículas de gas de esta zona siguen órbitas de libración (también llamadas de *herradura*) en torno al planeta: vista desde un punto de vista planetocéntrico, si la partícula está en una órbita externa al planeta tendrá una velocidad kepleriana inferior al mismo, por lo que la alcanzará. Debido a su cercanía, al encontrarse con el planeta la partícula sufrirá una fuerte deflección pasando a ocupar una órbita interna, que desde este punto de vista se ve como una vuelta en "U". En este punto la partícula se moverá más rápidamente que el planeta por lo que será la que le de alcance. En este punto sufrirá otra deflección y pasará a una órbita externa, completando así un trayecto cerrado en este sistema de referencia, por lo que no existirá un cambio neto de momento angular (proceso llamado *saturación*).

Sin embargo, la migración del planeta puede introducir una asimetría que permita evitar la saturación dado que la propia migración hace que el planeta vaya interactuando con el gas de la región de corrotación que está en la dirección en la que migra, y si es suficientemente masivo, puede vaciar parcialmente esta zona, por lo que se rompe la simetría y su migración se ve acelerada en el sentido original. Este tipo de migración, llamada *migración tipo III* o también *en fuga*, fue presentada en el trabajo de Masset y Papaloizou (2003) y retomada en el de Venturini (2011)).

Capítulo 4

Satélites

Hoy en día se conocen más de 160 satélites naturales en los planetas del Sistema Solar, estando este número en permanente modificación debido a los avances en las técnicas de observación así como en los detectores. Los satélites pueden ser clasificados en 2 grupos bien distiguidos de acuerdo a sus características orbitales y morfológicas: los que orbitan al planeta en las cercanías del plano ecuatorial con órbitas prógradas y casi circulares son llamados satélites *regulares*, mientras que los que presentan altas excentricidades e inclinaciones, habiendo un número similar de ellos con órbitas prógradas y retrógradas, son llamados *irregulares*. En la Figura 4.2 se observa la distribución de elementos orbitales de este tipo de satélites. La publicación de Jewitt y Haghighipour (2007) proporciona una muy buena revisión general sobre este tipo de satélites.

Existen otras diferencias entre los dos grupos, como su ubicación (los satélites irregulares se encuentran más alejados del planeta) y tamaño ($R_{reg} \sim 10^3\, km$, $R_{irreg} \sim 1\, a\, 10^2\, km$). Todas estas diferencias entre las dos clases sugieren que el orígen de cada una de estas poblaciones es distinto: mientras hace bastante tiempo se asume que los satélites regulares fueron formados por acreción en el disco circunplanetario junto con su planeta asociado, como fue planteado por Pollack et al. (1991) y más recientemente por Ward y Canup (2010), los irregulares parecen ser productos de capturas. El mecanismo por el cual se produce esta captura todavía no está claro, aunque existen varias hipótesis que desarrollaremos en las secciones subsiguientes.

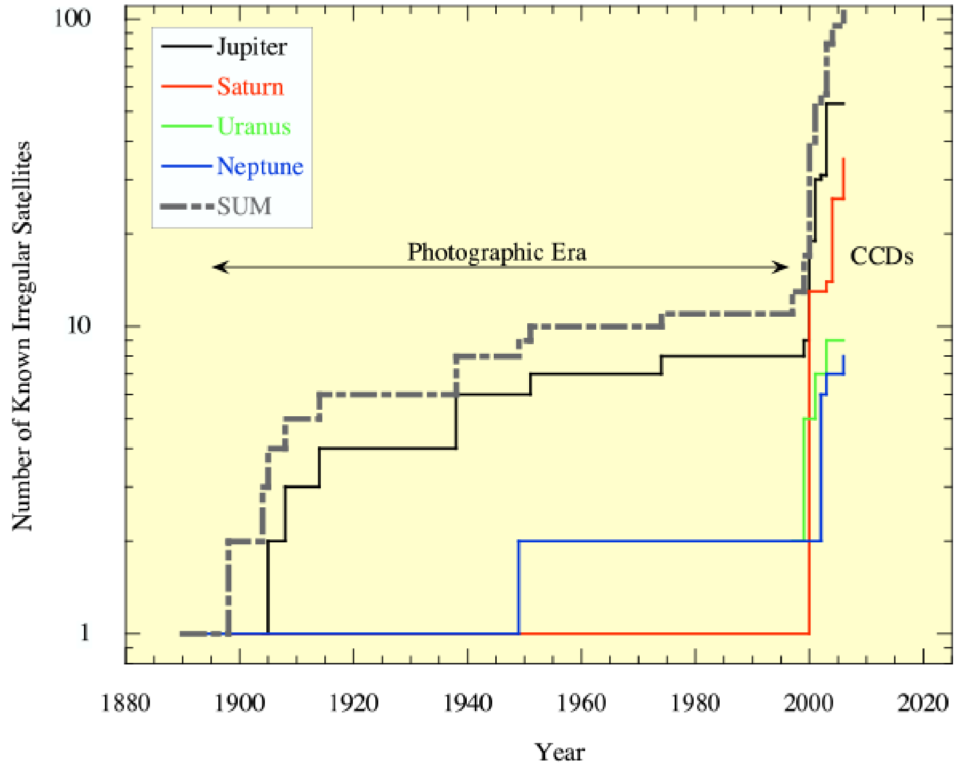

Figura 4.1: Número de satélites irregulares de los planetas gigantes conocidos en función del tiempo. Imágen extraída de Jewitt y Haghighipour (2007)

4.1. Modelos de captura de satélites irregulares

Actualmente existen 3 mecanismos básicos que pretenden explicar la formación de los satélites irregulares:

1. *Pull down*, Heppenheimer y Porco (1977): captura debida a un crecimiento repentino de la masa del planeta.

2. *Gas drag*, planteado inicialmente por Pollack et al. (1979) y continuado en el trabajo de Cuk y Burns (2004): captura por disipación debido al arrastre de gas en el disco circunplanetario.

3. Captura debido a interacciones entre varios cuerpos, el trabajo de Colombo y Franklin (1971) fue de los primeros en abordar el tema y en la actualidad existe un gran número de artículos que lo abordan.

A continuación explicaremos brevemente en qué consisten dichos modelos.

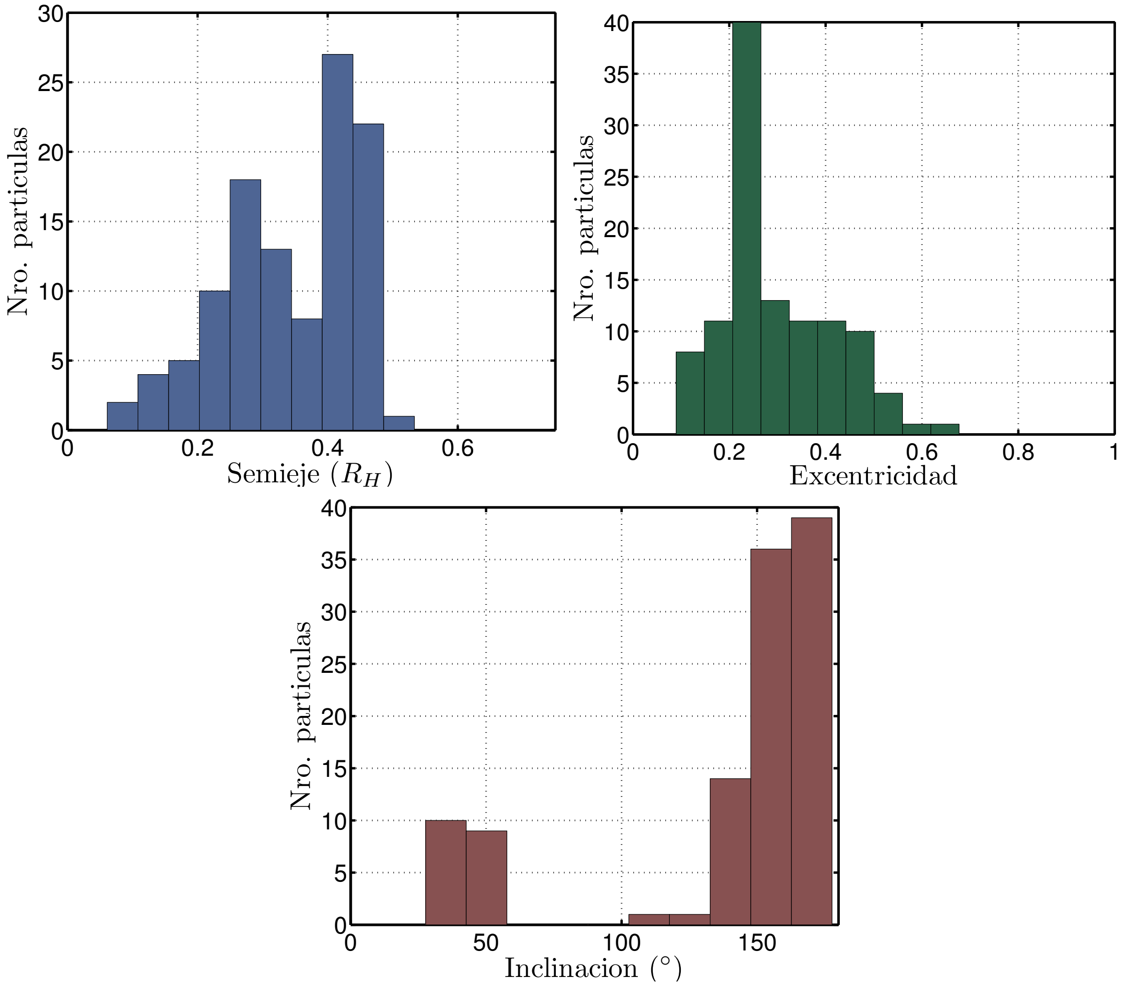

Figura 4.2: Distribución de elementos orbitales de los satélites irregulares observados.

4.1.1. Pull down

El modelo más aceptado de formación de los planetas gigantes es el de la formación por acreción del núcleo, donde el núcleo sólido va aumentando su masa hasta llegar a una masa crítica, estimada en $10M_{\oplus}$, cuando comienza una acreción muy rápida de gas que dura unos 10^5 años. Este aumento repentino de la masa del planeta produce un crecimiento del radio de Hill del mismo permitiendo así la captura en órbitas estables de objetos pequeños que se encuentren en las cercanías de los puntos Lagrangeanos del planeta.

Este método no permite explicar la captura de los satélites irregulares de todos los planetas del Sistema Solar, por ejemplo los de Urano y Neptuno. En estos casos, el aumento de masa se dio mediante un proceso mucho más lento que el de los gigantes gaseosos por lo que este método no permite explicar la presencia de satélites irregulares en estos planetas.

4.1.2. Gas drag

En este método se plantea que las capturas están generadas por el disco de gas que se forma mientras el planeta acreta gas. Este disco frena a los cuerpos que pasan por él, pudiendo generar pérdidas de energía tales que el cuerpo quede ligado permanentemente al planeta. Dependiendo del tamaño del cuerpo capturado existen varias posibilidades para su destino: si se trata de objetos pequeños, la fricción generará una caída hacia el planeta que terminará en una colisión, o directamente en su desintegración, mientras que objetos demasiado grandes no sentirán los efectos de la fricción. Una vez que el gas se disipa o que el planeta abre una brecha y entra en un régimen de migración tipo II el cuerpo deja de migrar hacia adentro, aunque también implica en fin de la posibilidad de captura por esta vía.

Los principales problemas que presenta este modelo son la dependencia que tiene de parámetros de los que se tiene poca información, como tamaño, densidad y forma de los satélites irregulares, aunque prevé ciertos parámetros (como inclinación y excentricidad bajas para objetos más pequeños) que se corresponden con las observaciones del Sistema Solar.

4.1.3. Interacciones de N cuerpos

Este modelo fue planteado como una alternativa para explicar la presencia de un gran número de satélites irregulares en los gigantes helados que los dos modelos anteriores no pueden explicar, ya que su crecimiento de masa se da por una acreción lenta de hielo y rocas y la cantidad de gas presente ($\sim 1M_{\oplus}$) no permitiría la captura de tantos cuerpos.

Se basa en la existencia de familias de satélites irregulares, lo que lleva a la idea de que las colisiones entre planetesimales podrían haber generado las pérdidas de energía necesarias para que se concrete la captura. Como alternativa, se plantea que los satélites irregulares podrían haber formado parte de un sistema binario en el cual un componente queda ligado y el otro se eyecta llevando consigo el exceso de energía.

Este modelo comenzó a gozar de mayor popularidad en los últimos años debido al desarrollo del modelo de discos protoplanetarios, los cuales, en su última etapa de evolución, forman un disco de planetesimales que darían la densidad de objetos necesaria para lograr un número considerable de capturas.

La fortaleza de este modelo se basa en su independencia del mecanismo de formación de los planetas, por lo que, como dijimos anteriormente, puede aplicarse tanto a gigantes gaseosos como helados.

En este trabajo nos centraremos en analizar la efectividad del modelo de captura por *gas drag* utilizando parámetros como densidad del gas en las cercanías del planeta gigante extraídos de simulaciones numéricas. Vale la pena destacar que bajo las hipótesis en las que basamos este estudio no influye únicamente el modelo de captura por arrastre gaseoso, sino que, como se puede apreciar en la figura 3.3, el gas es acretado por el planeta gigante con lo que aumenta su masa y entra en juego el modelo de *pull down*, por lo que ambos métodos de captura coexisten. En este trabajo sólo incluiremos el efecto por arrastre gaseoso, dejando el estudio de la combinación de ambos efectos para un trabajo posterior.

Capítulo 5

Nuestras simulaciones

Para realizar nuestras simulaciones dividiremos el trabajo en dos partes: en la primera trabajaremos haciendo uso del código `FARGO` presentado en una publicacipm de Masset (2000), un código utilizado para modelar la evolución hidrodinámica de un disco protoplanetario de 2 dimensiones, dedicado principalmente a estudiar la interacción entre planetas y este disco. Para la segunda parte de nuestro trabajo utilizamos el código `Mercury` presentado en el artículo de Chambers (1999), un integrador del problema de N cuerpos que cuenta con la posibilidad de seleccionar el algoritmo con el cuál se llevará a cabo la integración. El objetivo de estos experimentos es verificar la hipótesis de que la configuración de dos objetos, un planeta gigante y un cuerpo menor embebidos en un disco protoplanetario, siendo el primero el más alejado de la estrella central, podría dar lugar a la existencia de capturas debido a la diferencia de tasas de migración provocadas por la diferencia entre las masas de los cuerpos.

5.1. Simulaciones con FARGO

Antes de comenzar debemos aclarar que en este trabajo no pretenderemos explicar detalladamente las características del código `FARGO` (para una descripción detallada de los parámetros del código ver los trabajos de Rabelo y Gallardo (2011)) sino que explicaremos brevemente las principales características y el funcionamiento del código para luego pasar a describir los experimentos realizados.

El `FARGO` (Fast Advection in Rotating Gaseous Objects por sus siglas en inglés) es un código que permite resolver las ecuaciones de Navier-Stokes y de continuidad para un disco Kepleriano de dos dimensiones que está sujeto a la atracción gravitatoria de una estrella central y que puede contener protoplanetas embebidos. Para realizar la integración se divide el disco en zonas radiales y acimutales, permitiendo elegir el espaciado entre las zonas radiales.

Con respecto a los parámetros del disco, en este código se asume una distribución potencial para el perfil inicial de densidades del disco $\Sigma(r) \propto r^{-\beta}$. Además, permite definir la escala de altura del disco junto con un exponente de tal forma que se tenga $H = H(r)$. Al incluir un planeta puede generarse una densidad espuria debido al tamaño nulo del mismo que el código asume, por lo que se permite elegir un factor de suavizado del potencial del planeta ρ para evitar este efecto.

Una vez explicados los puntos fundamentales del código pasaremos a las simulaciones realizadas. El objetivo de las simulaciones con este código es obtener un modelo dinámico para la configuración que pretendemos estudiar. Es por esto que realizamos una serie de simulaciones con parámetros obtenidos de la observación, como por ejemplo Andrews et al. (2010), de la teoría, Hartmann et al. (1998), o de simulaciones previas realizadas en nuestro Departamento de Astronomía por Venturini (2011) para realizar un recorrido por los distintos valores que dichos parámetros pueden tomar.

Para la primera simulación elegimos un valor de $\beta = 0{,}5$ y para la densidad a una distancia de 1 unidad astronómica de la estrella central $\Sigma_0 = 6{,}366 \times 10^{-4} \frac{M_\odot}{ua^2}$. Los límites del disco fueron elegidos de tal manera que éste posea una masa total de $0{,}2\, M_\odot$. La escala de altura del disco H/r fue elegida tomando un valor de 0.03 y la viscosidad fue escogida según la prescripción de Shakura y Sunyaev (1973): la visión "clásica" de la turbulencia implica suponer al disco como si estuviera formado por anillos con diferentes velocidades angulares, siendo responsable la fricción entre ellos de la viscosidad. Estos autores propusieron un modelo fenomenológico para intentar explicar la existencia de turbulencias que no pueden ser explicadas únicamente por la fricción entre estos anillos, definiendo la viscosidad cinemática como:

$$\nu = \alpha c_s H$$

Donde c_s es la velocidad del sonido en el medio, H es la escala de altura del disco y α es un número adimensionado. En nuestro caso utilizaremos un valor típico para este parámetro, $\alpha = 6{,}0 \times 10^{-3}$. Finalmente, la grilla fue construida con 128 zonas radiales separadas aritméticamente (es decir, con distancia uniforme entre cada anillo) y 384 zonas acimutales, adoptando una longitud de suavizado $\rho = 0{,}6\, R_H$. Para la configuración planetaria tomamos un planeta gigante ("Júpiter") de masa $M = 9{,}5 \times 10^{-4}\, M_\odot$ a una distancia de 10.2 ua de la estrella central, y al cuerpo menor ("Satélite") de masa $m = 1 \times 10^{-8}\, M_\odot$, del orden de la masa de los satélites jovianos, a una distancia de 8.5 ua. A ninguno de los 2 cuerpos se le impuso acreción de gas.

La evolución de los semiejes de ambos planetas se observa en la figura 5.3. En esta figura podemos notar además que alrededor de los 8000 años luego de iniciada

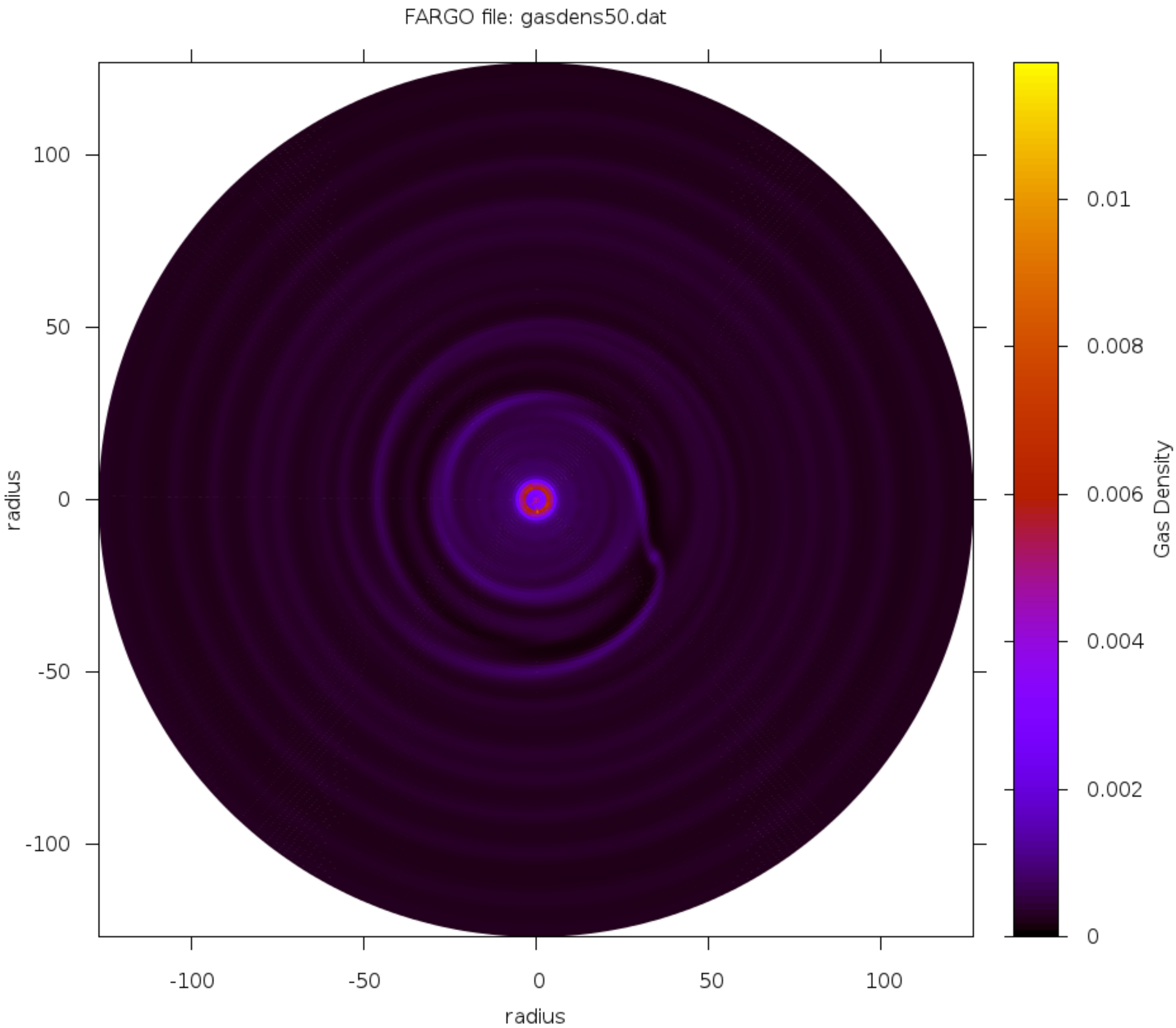

Figura 5.1: Densidad del gas del disco obtenida en la simulación utilizando `FARGO`

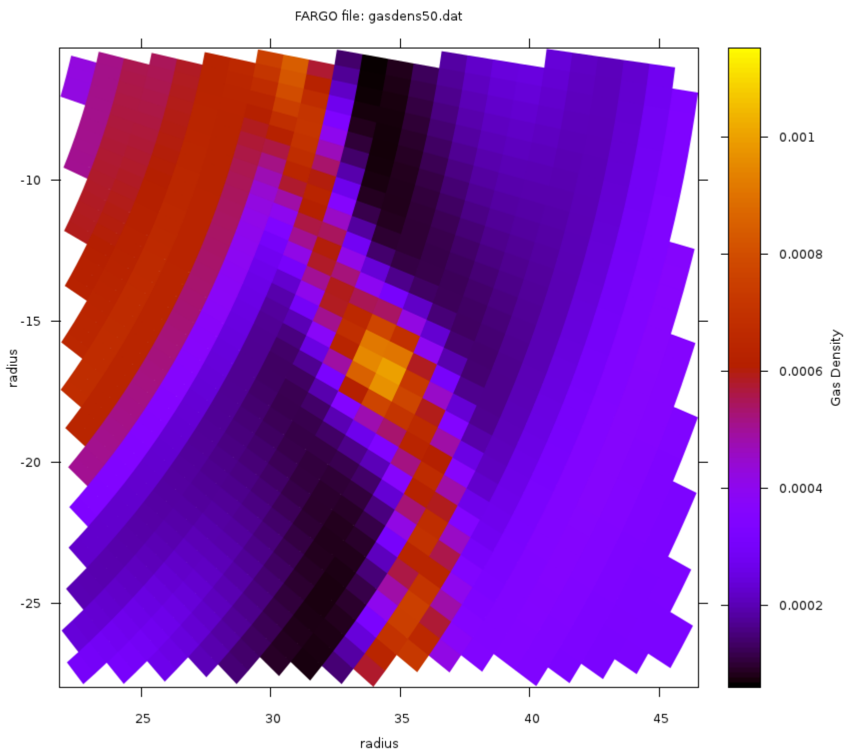

Figura 5.2: Acercamiento de la densidad del gas en las cercanías del planeta

la integración se desencadena la migración tipo II del planeta gigante, caracterizada por una tasa de migración mucho más pequeña. Como previmos, la diferencia de tasas de migración genera que las órbitas de ambos planetas se crucen, lo que puede inducir a la existencia de encuentros entre ellos. En este punto debemos notar que el código `FARGO` trata a los planetas como masas puntuales, determinando sus trayectorias con un integrador de Runge-Kutta de quinto orden de paso fijo, lo cuál no es conveniente para tratar este tipo de encuentros. Es por esta razón que utilizaremos los resultados de estas simulaciones únicamente para poder describir y modelar el escenario donde ocurrirán estas interacciones y poder así incluir sus efectos en un integrador más adecuado para tratar estos escenarios.

Para la segunda simulación tomamos los mismos parámetros que en la anterior con la salvedad de la densidad $\Sigma_0 = 1{,}9 \times 10^{-4} \frac{M_\odot}{ua^2}$ y la escala de altura, que fue seleccionada tomando un valor de $H/r = 0{,}05$. En este caso, como se aprecia en la figura 5.4 debido a que la densidad del disco es menor, se obtiene una migración del planeta gigante más lenta que en el caso anterior, pero aún así se observa un encuentro que hace variar violentamente el semieje del cuerpo menor. Con respecto

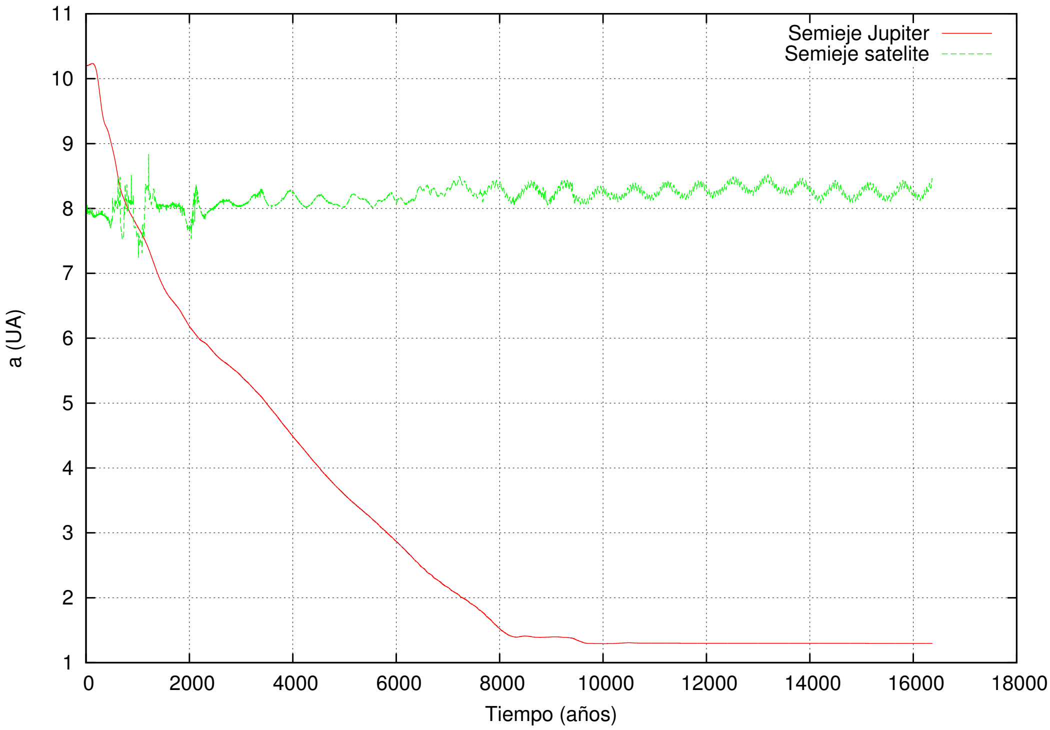

Figura 5.3: Evolución temporal de los semiejes de Júpiter (rojo) y del satélite (verde) obtenida de simulaciones con FARGO para el primer juego de parámetros. Notar el régimen tipo II de migración para tiempos posteriores a los 8000 años.

al cuerpo menor, al inicio de su evolución se observa una variación en su semieje que está debida a una entrada en resonancia con el planeta gigante que al migrar lo arrastra consigo.

Como nombramos anteriormente, debido al algoritmo implementado en FARGO no es conveniente tratar estos encuentros en conjunto con la evolución hidrodinámica del disco. Es por esto que para realizar un tratamiento adecuado del efecto que pretendemos estudiar debemos extraer de los resultados de estas simulaciones 2 parámetros que serán básicos para realizar un análisis en un integrador de N cuerpos más adecuado para nuestros intereses Estos parámetros serán:.

- Tasas de migración de los planetas: Como vimos en la sección 3.3.1 la masa del planeta es el parámetro preponderante para la tasa de migración, por lo que cada planeta migrará a diferente velocidad. Debido a su masa, el Satélite presenta una migración extremadamente baja para cualquiera de los 3 escenarios, por lo que en las próximas etapas de este trabajo será considerada nula. En cuanto a Júpiter, se pueden observar claramente en las figuras 5.3 y 5.4 los 2 regímenes de migración y que la tasa de migración de cada uno de los casos

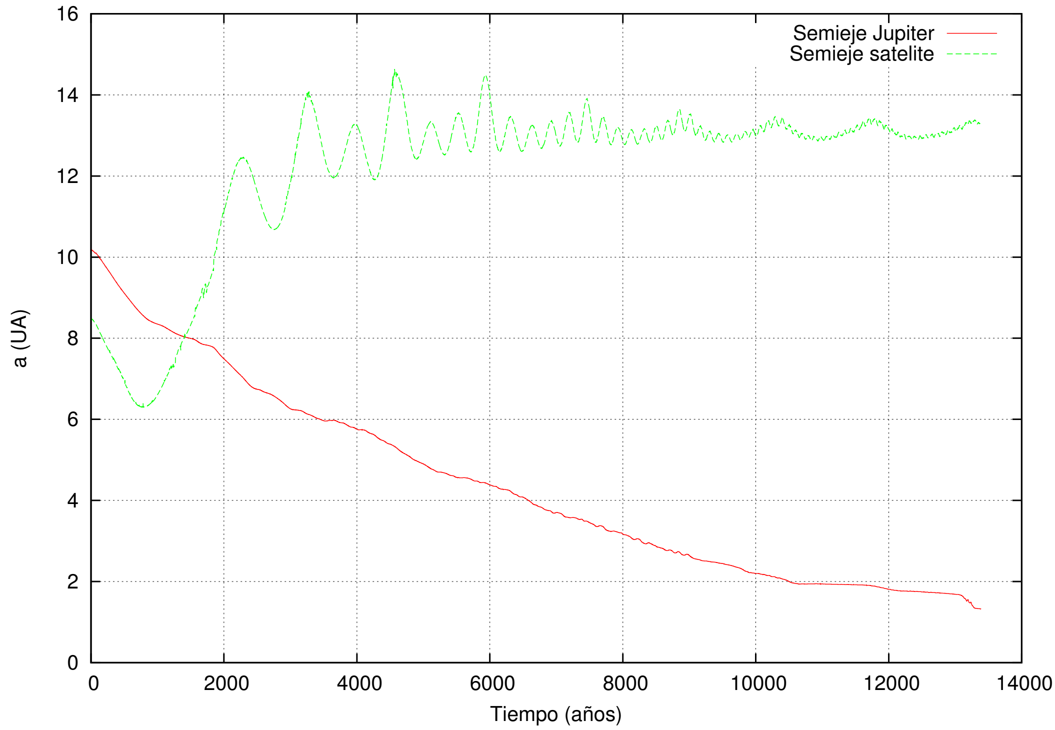

Figura 5.4: Evolución temporal de los semiejes de Júpiter (rojo) y del satélite (verde) obtenida de simulaciones con `FARGO` para el segundo juego de parámetros

depende de los parámetros seleccionados para el disco. Para obtener la tasa de migración de Júpiter ajustamos la región de migración tipo I con una función lineal y asumimos nula la migración en régimen tipo II. Como se observa en la figura 5.5, el ajuste asumido aproxima aceptablemente la evolución del semieje y proporciona un escenario sencillo para su tratamiento, por lo que será el que utilizaremos.

- Densidad en las cercanías del planeta gigante: Previo a que se desencadene el régimen tipo II de migración, se genera una sobredensidad del gas en las cercanías del planeta debido a la acción de la gravedad del mismo. Según nuestra hipótesis, es esta sobredensidad la responsable de generar las perdidas de energía requeridas para generar la captura por lo que es necesario conocer los valores de esta densidad. La sobredensidad obtenida en las simulaciones se puede observar en la figura 5.1, y más claramente en la figura 5.2. La determinación de este parámetro presenta una gran incertidumbre debido a que el código `FARGO` realiza sus cálculos basandose en un disco bidimensional, mientras que para el desarrollo posterior de este trabajo debemos utilizar un espacio

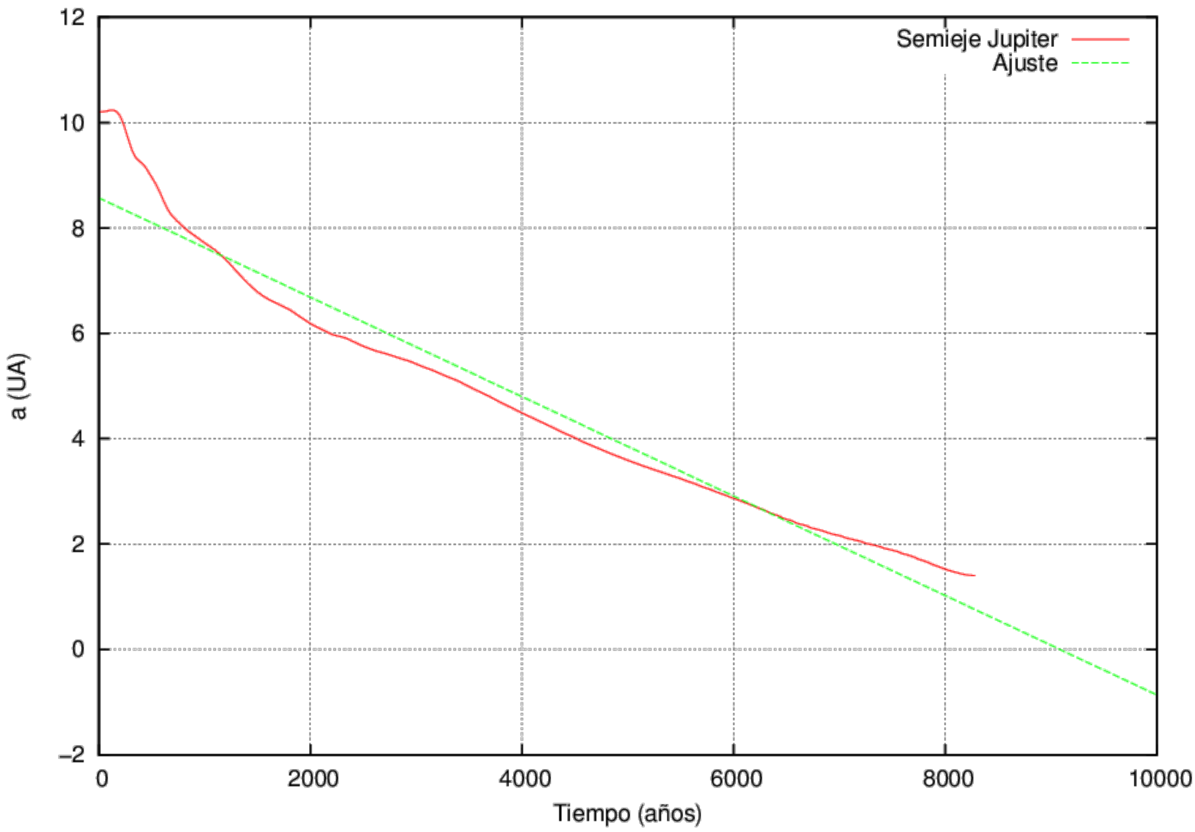

Figura 5.5: Evolución del semieje de Júpiter (rojo) junto con el ajuste lineal (verde) aplicado para la primera simulación.

de tres dimensiones, por lo que debemos asumir una altura para el disco. Como pretendemos obtener el orden de magnitud de la densidad, lo que hicimos fue suponer que la escala de altura del disco vale 0,05 y que el encuentro se da en las cercanías de las 10 *ua*, con lo que se llega a que el valor de la densidad es compatible con el del trabajo de Pollack et al. (1979).

5.2. Simulaciones con Mercury

5.2.1. Modificación del código

Luego de extraídos de las simulaciones anteriores los parámetros necesarios, debemos encontrar una forma de incluir estos efectos en nuestro integrador de N cuerpos. Este código, escrito en el lenguaje `Fortran 77`, permite a los usuarios incluir una fuerza definida arbitrariamente, por lo que debemos encontrar la forma de las fuerzas que generan los efectos que buscamos recrear:

- Para establecer una migración haremos uso de la teoría de perturbaciones aplicada a la mecánica celeste. Si existen fuerzas además de la gravitacional provocada por la estrella central actuando sobre los cuerpos, las ecuaciones de movimiento tendrán la forma:

  $$\ddot{\mathbf{r}} + \mu \frac{\mathbf{r}}{r^3} = \mathbf{F}$$

  Donde $\mathbf{F}$ es la aceleración perturbadora resultante, y su forma dependerá de las distintas fuerzas que estén actuando sobre el cuerpo. Se toma como regla que las fuerzas perturbativas son pequeñas comparadas con la atracción solar sobre los cuerpos, y es así que se define la *órbita osculante* como el camino que seguiría el cuerpo en cada instante si las fuerzas perturbativas fueran removidas repentinamente.

  Según esta definición, para cada instante existe una órbita osculante distinta, y ésta solamente depende de la posición y velocidad del cuerpo en ese instante. Si los elementos osculantes del cuerpo en el instante 1 son a_1, e_1, etc, luego de un instante δt habrán nuevos elementos a_2, e_2, etc. Las diferencias $\delta a = a_2 - a_1$, $\delta e = e_2 - e_1$, etc, son las *perturbaciones* de la órbita en el instante δt. Esta formulación posee la ventaja de que aunque las posiciones y velocidades varíen muy rápidamente, los elementos orbitales lo hacen de forma mucho más lenta.

  Para hallar las perturbaciones de una fuerza dada, es conveniente expresarla descompuesta:

  $$\mathbf{F} = S\,\hat{\mathbf{r}} + T\,\hat{\mathbf{u}} + N\,\hat{\mathbf{u}} \times \hat{\mathbf{r}}$$

  Donde $\hat{\mathbf{r}}$ indica la dirección del radiovector y $\hat{\mathbf{u}}$ la dirección perrpendicular en el plano del movimiento y en el sentido del mismo.

  A partir de esta formulación y haciendo uso de las ecuaciones de momento angular, energía y relaciones entre elementos orbitales se puede hallar el efecto de esta fuerza sobre los elementos orbitales:

$$
\begin{aligned}
\frac{da}{dt} &= \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}}\left(e\sin f\,S + \frac{p}{r}T\right) \\
\frac{de}{dt} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{na}[S\sin f + \left(\cos f + \frac{e+\cos f}{1+e\cos f}\right)T] \\
\frac{dM}{dt} &= n + \frac{1}{na^2e}[(p\cos f - 2er)\,S - (p+r)\sin f\,T] \\
\frac{d\Omega}{dt} &= \frac{r\sin u}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}N \\
\frac{d\omega}{dt} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae}[-S\cos f + \sin f\left(1+\frac{r}{p}\right)T] - \cos i\frac{d\Omega}{dt} \\
\frac{di}{dt} &= \frac{r\cos u}{na^2\sqrt{1-e^2}}N
\end{aligned}
$$

Donde $u = \omega + f$ y $p = a(1-e^2)$.

Una vez obtenida la forma general para el cambio de los elementos orbitales pasamos a hallar cuál es la fuerza perturbadora que más se adecuará a nuestras necesidades, es decir, que generará un cambio lineal con el tiempo en el semieje del planeta y mantendrá lo más constante posible el resto de los elementos orbitales. Para conseguir el efecto deseado trabajamos con una perturbación que genera una aceleración de la forma:

$$
\mathbf{a} = \frac{k^2\dot{a}}{2}\left(\frac{2k^2 - v^2 r}{k^2 r}\right)^2 \frac{\mathbf{v}}{v^2}
$$

Donde k es la constante gravitacional de Gauss, $\dot{a}$ es la variación esperada del semieje, y v y r son la velocidad y posición de la partícula respectivamente. Como vemos, aquí no respetamos la formulación propuesta anteriormente debido a que el integrador no trabaja con elementos orbitales, sino con coordenadas cartesianas. Esto nos lleva a que los resultados no sean exactamente los que pretendemos, es decir, una migración constante y un cambio nulo en el resto de los elementos, pero las variaciones que se dan son perfectamente aceptables.

Utilizando un valor de $\dot{a} = 2{,}7397 \times 10^{-6} ua/dia = 1 \times 10^{-3} ua/año$ para la tasa de migración en la fuerza perturbadora mencionada anteriormente se obtienen los cambios en los elementos orbitales mostrados en la Figura 5.6. Como se puede observar, mientras el cambio en el semieje del planeta es el esperado, se genera una variación muy acelerada de la excentricidad del mismo, pero como únicamente alcanza valores menores que 0.03 no representa un problema demasiado grave, y debido a estos valores tan bajos no es necesario tampoco

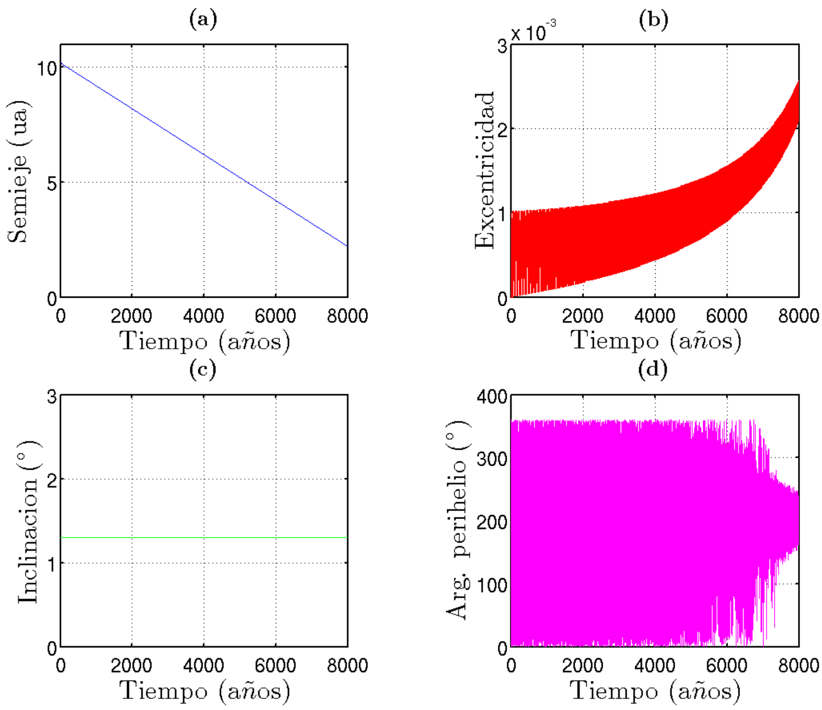

Figura 5.6: Variación de los elementos orbitales utilizando la modificación del código. Se puede ver la variación de **(a)** semieje, **(b)** excentricidad, **(c)** inclinación y **(d)** argumento del perihelio

preocuparse por los cambios en el argumento del perihelio.

- Con respecto al arrastre gaseoso, utilizaremos la conocida fórmula para la fuerza producida por la fricción generada sobre un cuerpo al atravesar un fluído de densidad conocida, dada por la ecuación:

  $$F_{arrastre} = -\frac{1}{2} C\rho A v^2$$

  Donde C es una constante adimensionada llamada coeficiente numérico de arrastre que indica la dependencia del arrastre con la forma del objeto, ρ la densidad del fluído por el que se desplaza el cuerpo, A su sección transversal y v su velocidad relativa al fluído. La condición que impondremos para que esta fuerza actúe sobre los cuerpos menores será que la distancia a Júpiter sea igual o menor a un radio de Hill, debido que es en esta zona donde se encuentra una sobredensidad del gas en el disco.

Para cuantificar la robustez del código y los efectos de estas modificaciones sobre la integración estudiamos un caso real de un satélite influido por un planeta gigante.

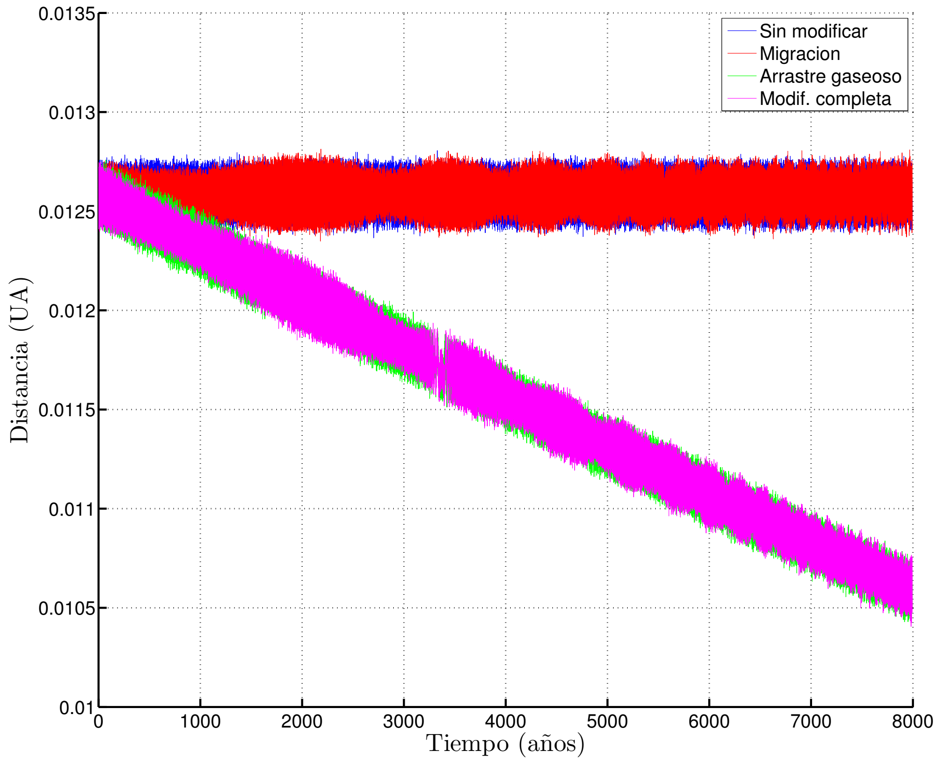

Figura 5.7: Distancia Júpiter-Calisto para los 4 casos. Se observa que para las simulaciones que incluyen el arrastre gaseoso esta distancia disminuye con el tiempo.

Trabajaremos sobre el escenario real de las interacciones entre el Sol, Júpiter y Calisto. Aquí comparamos 4 casos, el primero será el del código sin modificación alguna, en segundo lugar se agregará el efecto de la migración, el tercero será solamente tomando en cuenta el arrastre gaseoso y por último la modificación completa, incluyendo tanto migración como el efecto del gas. Como se puede ver en las figuras 5.7 y 5.8 los resultados obtenidos son compatibles con los efectos buscados y la inclusión de ambos efectos al mismo tiempo no tiene ningún efecto de interacción que pueda malograr las simulaciones, por lo que consideraremos aceptables las perturbaciones impuestas.

Debemos aclarar que en esta modificación no estaremos tomando en cuenta la masa del disco de gas que circunda al planeta, por lo que nuestros resultados no serán exactos pero aportarán nuevos datos que ayuden a comprender la relevancia del arrastre gaseoso en el mecanísmo de captura.

Una vez modificado de esta manera el código pasaremos a comparar los resultados de las simulaciones variando la tasa de migración del planeta gigante y alternando

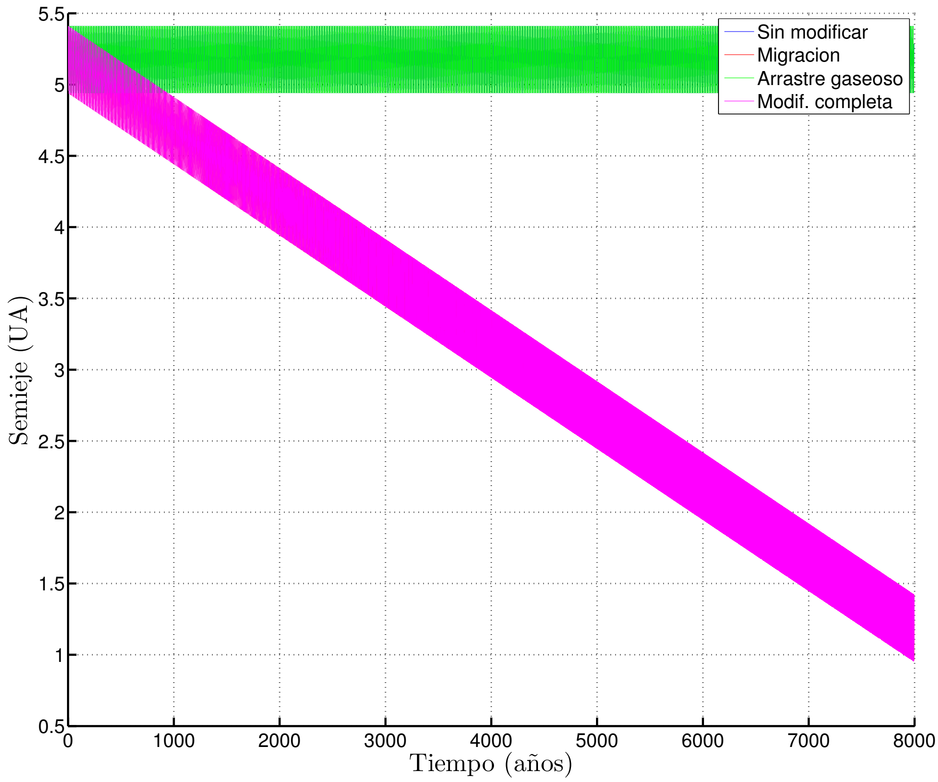

Figura 5.8: Distancia Sol-Júpiter para los 4 casos

entre la presencia o no del arrastre gaseoso, intentando así discernir si su presencia afecta de forma significativa la interacción entre los cuerpos menores y el planeta gigante.

5.3. Resultados de las simulaciones: variación de la tasa de migración

Como nombramos anteriormente, trabajamos con varios conjuntos de parámetros de modo de obtener la relevancia de la presencia del gas en la mayor cantidad de escenarios posibles. Para ello trabajamos con una tasa de migración para el planeta gigante de 10 unidades astronómicas cada 10000 años, un número más cercano a lo obtenido de las simulaciones numéricas, y con otras 2 menos realistas pero que servirán para imponer cotas en las probabilidad de captura sobre los posibles valores para estas tasas. Estas últimas son de 5 y 15 Unidades Astronómicas cada 10000 años.

Para todos los casos se trabajó con una estrella central de 1 masa solar, un planeta gigante ("Júpiter") con semieje $a = 10{,}2\,ua$, masa $M = 9{,}55 \times 10^{-4}\,M_{\odot}$ y densidad $\rho_J = 1{,}33\,g/cm^3$, lo que le da un radio de $R = 69856\,km$. La densidad del gas actuando en las cercanías del planeta es de $1{,}0 \times 10^{-9}\,g/cm^3$, lo que genera que la nube que utilizamos, modelada como un cilindro de radio 0.5 ua (similar al radio de Hill de un planeta de esta masa a esta distancia de la estrella central) y altura 0.3 ua (correspondiente al ancho del disco asumiendo una escala de altura $H/r = 0{,}03$ para una distancia de 10 ua) centrado en el planeta gigante, posea una masa del orden de $4 \times 10^{-4}\,M_{\odot}$. Para modelar al protosatélite utilizamos un conjunto de 4000 cuerpos ("partículas") asumidas esféricas, cuyos radios y elementos orbitales son aleatorizadas mediante un script que utiliza el comando *rand()* en código `C`. Se tomó una densidad de $\rho_P = 2{,}0\,g/cm^3$ para las partículas de tal forma de obtener una distribución uniforme de tamaños con un máximo de 100 km de radio, tamaño similar a los satélites irregulares de los planetas gigantes observados.

En todos los casos analizados se obtuvieron posiciones iniciales y distribuciones de tamaños como los que aparecen en la figura 5.9.

Para determinar si existe un evento de captura de partículas y comparar dichos resultados entre los casos con y sin gas evaluaremos parámetros como energía jovicéntrica, tiempo que permanecen dentro de la esfera de Hill del planeta gigante y constante de Jacobi[1]. En este último caso, el criterio utilizado para contabilizar el fenómeno de captura fue que la constante de Jacobi de la partícula fuera mayor que 3.0375. Este valor fue elegido porque es para el cuál las superficies de velocidad cero se unen en el punto 2 de Lagrange (Figura 5.10). Aquí debemos aclarar que no utilizamos el parámetro de Tisserand debido a que para su deducción es necesario

[1] La expresión que utilizaremos de la constante de Jacobi será aproximada ya que el código no otorga las coordenadas baricéntricas de las partículas sino las centradas en la estrella central. De todas maneras el error es pequeño por la razón entre las masas de la estrella y el planeta

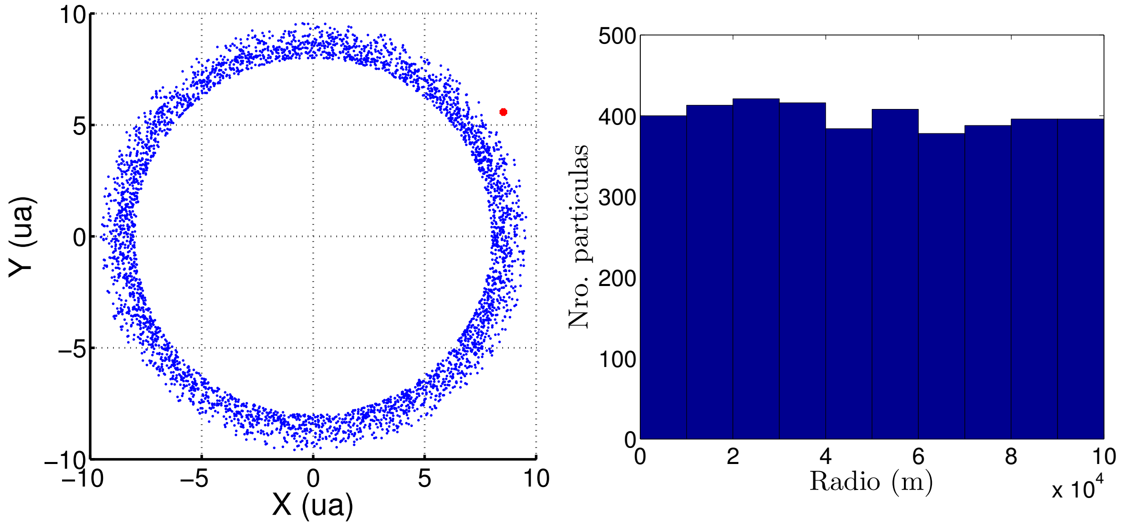

Figura 5.9

asumir que la distancia r_2 entre el objeto perturbador (en nuestro caso el planeta gigante) y la partícula de prueba es lo suficientemente grande como para despreciar un término que depende de $\frac{1}{r_2}$, lo que no ocurre en este escenario, por lo que debemos utilizar directamente la constante de Jacobi.

5.3.1. Caso 1

Como nombramos anteriormente, en este caso asumimos que el planeta gigante migra 10 ua cada 10000 años. Se llevaron a cabo 2 integraciones con esta tasa de migración, una tomando en cuenta la acción de la nube de gas alrededor del planeta gigante y la otra sin contabilizar este efecto. Los resultados de la comparación entre ambas simulaciones se muestran en la Tabla 5.1.

Lo primero que notamos es que tanto el número de entradas a la esfera de Hill (que llamaremos *acercamientos*) como el tiempo promedio de permanencia en cada una de ellas es similar en ambos casos. Esto se explica debido a que en principio, estas cantidades solo dependen de la tasa de migración del planeta gigante, presente por igual en ambos casos. Es por esto que debemos analizar otros indicadores de captura.

El primer parámetro a analizar será la energía jovicéntrica de las partículas que entran en la esfera de Hill del planeta gigante. Como vemos, el cambio de energía en cada acercamiento es del orden de la energía de entrada a la esfera de Hill para el caso con gas, lo que implica que una sucesión de entradas a la esfera de Hill del

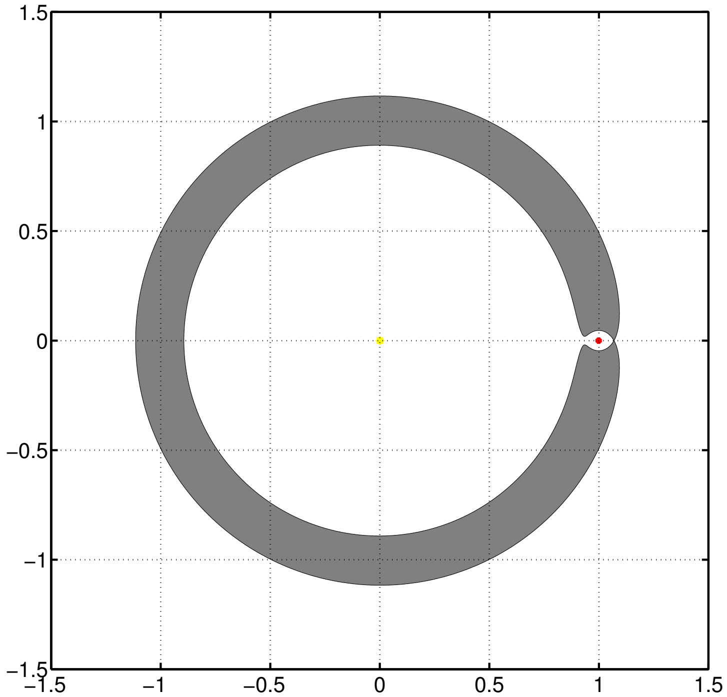

Figura 5.10: Superficies de velocidad cero para un valor de la constante de Jacobi C=3.0375. Las distancias están en unidades del problema de 3 cuerpos. La región coloreada en gris es la zona prohibida.

planeta gigante puede llevar a las partículas a tener energías negativas y quedar así capturadas. En cambio, el cambio de energía en el caso sin contabilizar el efecto del gas es prácticamente nulo.

Luego de esto analizaremos el comportamiento de la constante de Jacobi. Como es sabido, la expresión de esta constante expresada en el marco del problema circular restringido de tres cuerpos está dada por la fórmula

$$C_J \ = \ n^2\left(x^2+y^2\right)+2\left(\frac{\mu_1}{r_1}+\frac{\mu_2}{r_2}\right)-v^2$$

Donde n es el movimiento medio, x, y y v son las coordenadas y velocidad de la partícula en un sistema baricéntrico, μ_1 y μ_2 las masas de la estrella central y el planeta gigante respectivamente, y r_1 y r_2 los radiovectores estrella-partícula y planeta-partícula respectivamente. Debido al arrastre gaseoso es esperable que la velocidad de las partículas disminuya y con ello aumente el valor de este parámetro,

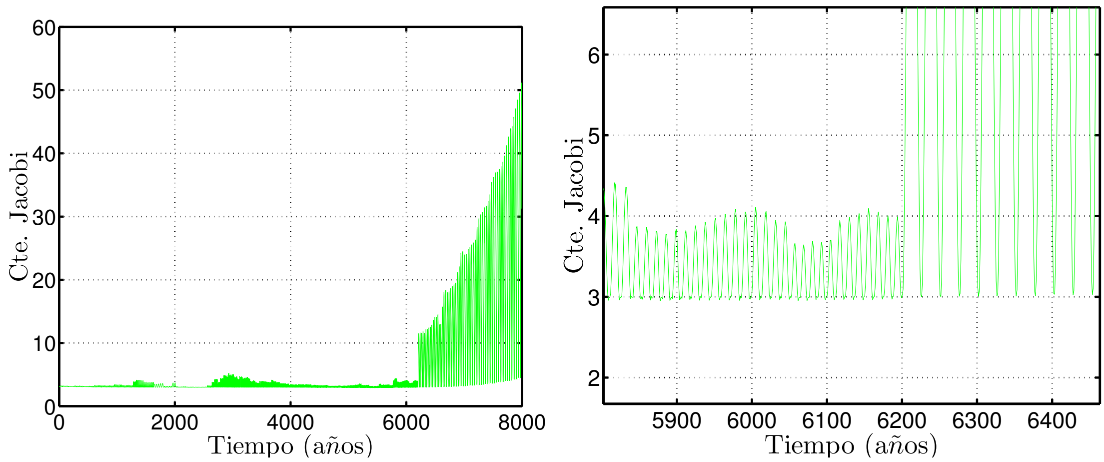

Figura 5.11: A la izquierda está el comportamiento típico de la constante de Jacobi para una partícula. A la derecha un acercamiento de la misma gráfica

acotandose así las zonas de movimiento permitidas.

En ambos casos el número de partículas que cumplen esta condición es similar, y más importante aún, la permanencia en la zona aledaña al planeta es corta luego de alcanzado ese valor límite. Además, este parámetro presenta una alta variabilidad (Figura 5.11) debido a los constantes cambios en las órbitas de los cuerpos producidos por el efecto del gas y de la migración del planeta gigante, por lo que no lo podremos considerar como un buen indicador de capturas.

Para analizar más en profundidad los eventos de captura y eliminar los efectos de los pasajes de corta duración por la zona de Hill impondremos una condición más estricta. Esta nueva condición consiste en seleccionar las partículas que pasan más de 30 años consecutivos dentro de la esfera de Hill del planeta, periodo comparable a una revolución en torno al Sol para un planeta de semieje 10 ua. Este evento será lo que denominaremos una *captura*. Para estas partículas se analiza cuánto tiempo pasan en promedio dentro de la esfera de Hill. Los resultados, que pueden verse en la figura 5.12, concuerdan con lo esperado: se obtuvo que en presencia del gas, el número de partículas capturadas duplica al de las simulaciones sin tener en cuenta el gas (porcentualmente existe un aumento de probabilidad de que una partícula sea capturada del 0.5 % al 1 % para los casos sin y con gas respectivamente), y el tiempo de permanencia en este estado es mayor promedialmente.

En cuanto a qué les ocurre a las partículas al final de la integración, vemos que para el caso en que no se tiene en cuenta el efecto del gas existen 33 partículas que colisionan con el planeta gigante, de las cuales únicamente una presenta eventos de captura que desencadenaron esa colisión, mientras que el resto de los choques son

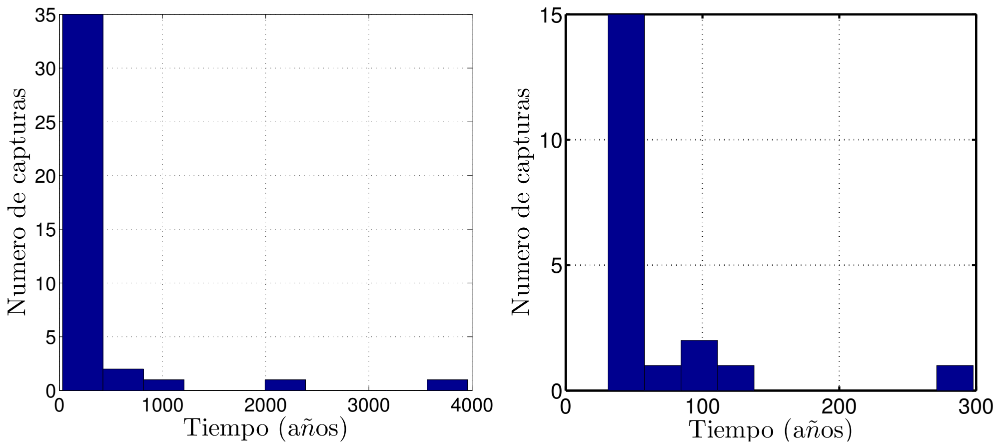

Figura 5.12: Histograma de permanencia dentro de la esfera de Hill para los casos con (izquierda) y sin (derecha) arrastre gaseoso

causados por encuentros fortuitos. Para el caso con gas, se obtienen 52 partículas que colisionan y 23 que estuvieron dentro de la esfera de Hill por un tiempo prolongado antes del choque. En la figura 5.13 se puede ver la evolución de 2 partículas que colisionan con el planeta gigante que sirven como ejemplo para mostrar los casos nombrados. El aumento de este tipo de eventos para las simulaciones con arrastre gaseoso son una prueba importante de que este efecto tiene una gran relevancia en la captura de planetesimales.

Con respecto al tamaño de estas partículas, lo primero que debemos observar es que teóricamente el caso que no tiene en cuenta el efecto del gas debería dar una distribución aproximadamente uniforme de probabilidad de captura en función del radio de la partícula, ya que los efectos que la pueden desencadenar son puramente gravitacionales. Al analizar los resultados podemos comprobar que esta hipótesis se cumple con bastante acierto y al comparar ambos casos notamos que la probabilidad de captura es similar para partículas de radio mayor que 40 km, pero para las partículas más pequeñas el efecto del gas produce un gran aumento en la probabilidad de captura, con lo que vemos que el efecto del arrastre gaseoso es más efectivo para partículas de hasta el tamaño anteriormente mencionado.

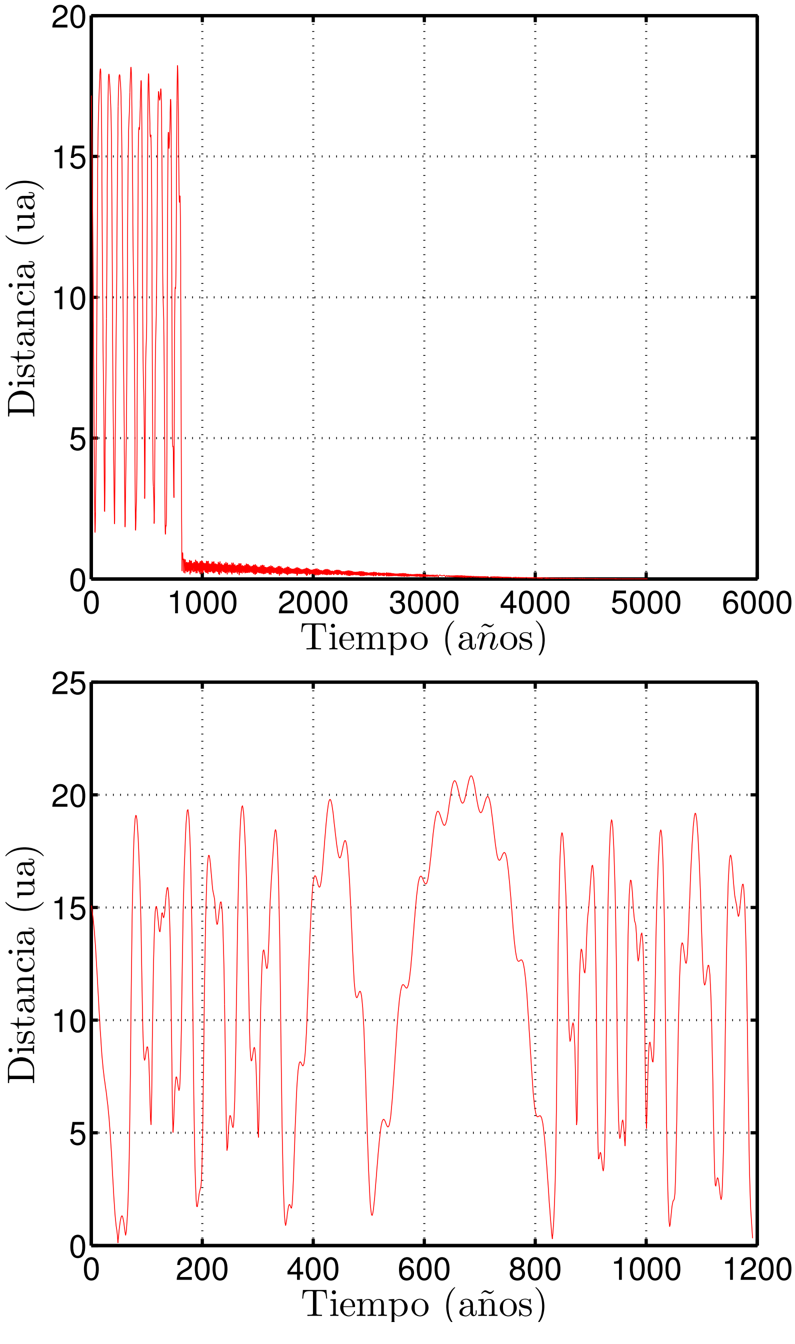

Figura 5.13: Distancia al planeta gigante para dos partículas que chocan con él. En la imagen superior se puede ver un ejemplo de encuentros sucesivos mientras que en la inferior un ejemplo de encuentro aislado

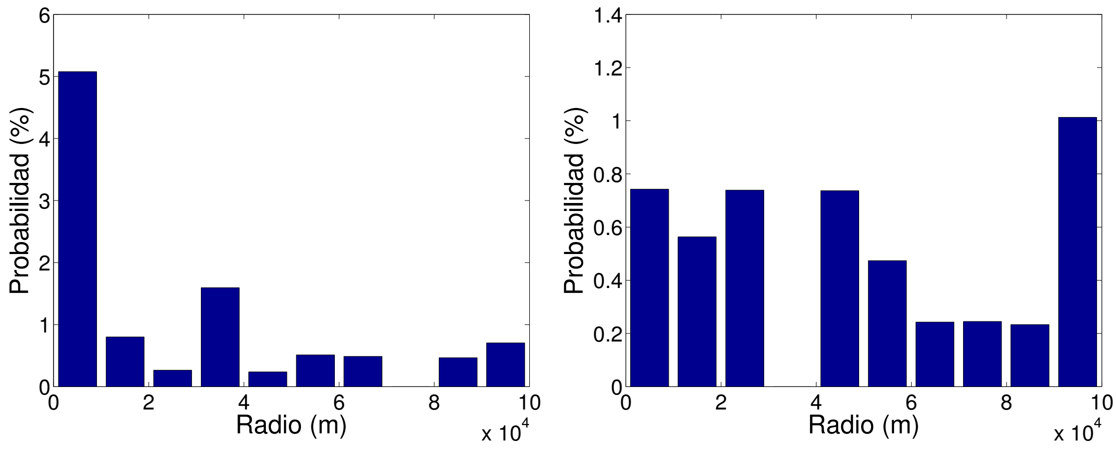

Figura 5.14: Probabilidad de captura en función del radio de las partículas: a la izquierda está el caso que tiene en cuenta el efecto del gas y a la derecha el que no.

Para finalizar, hallamos los elementos orbitales jovicéntricos de las partículas capturadas. Lo primero que podemos notar es que para este tipo de partículas la excentricidad vale siempre menos que la unidad, es decir, las órbitas son elípticas. Si analizamos la distribución de elementos jovicéntricos (Figura 5.16) vemos que para ambas simulaciones las excentricidades ocupan todo el rango entre 0 y 1 de forma relativamente uniforme pero con una concentración en las excentricidades medias mientras que para la inclinación, ambas simulaciones no presentan partículas con inclinaciones muy bajas, mientras que la mayoría se concentra en inclinaciones alrededor de los 150°. Sí se diferencian en la distribución de semiejes, donde para el caso sin drag se obtiene una distribución mucho más orientada a semiejes mayores que el radio de Hill mientras que en presencia del gas la mayoría se encuentra alrededor de los $0{,}5 R_H$. En cuanto a la evolución de estos parámetros, observamos que la fricción con el gas genera que la órbita de las partículas se vaya circularizando como se puede observar en la Figura 5.15, efecto que no se observa en las simulaciones sin la presencia del gas.

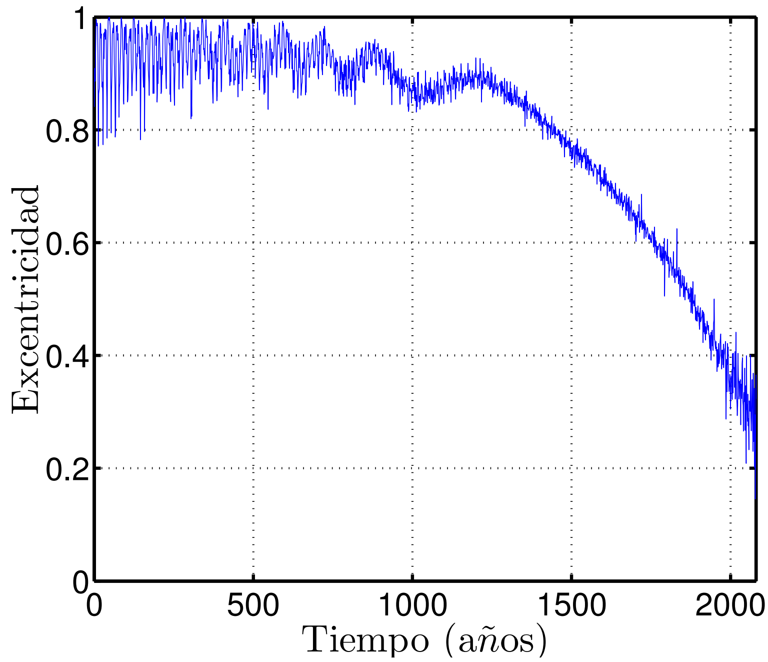

Figura 5.15: Evolución de la excentricidad de una partícula capturada en presencia del gas

Al comparar estos resultados con las distribuciones de elementos orbitales de los satélites irregulares observados notamos que, si bien no coinciden perfectamente, los elementos más notables de las distribuciones antes mencionadas están presentes en los resultados de nuestras simulaciones, como podemos ver en la figura 5.17.

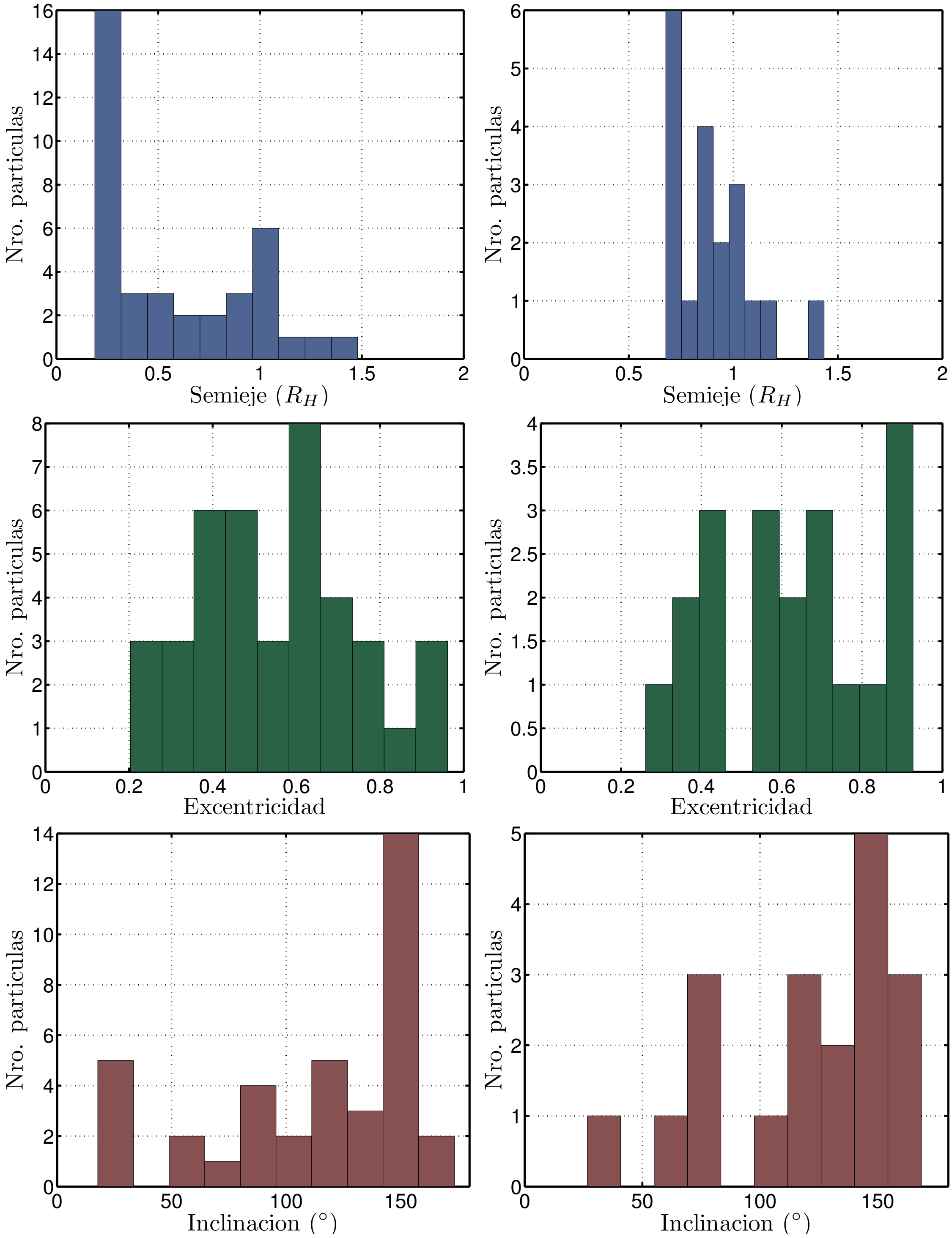

Figura 5.16: Distribución de elementos jovicéntricos para los casos con (izquierda) y sin (derecha) arrastre gaseoso.

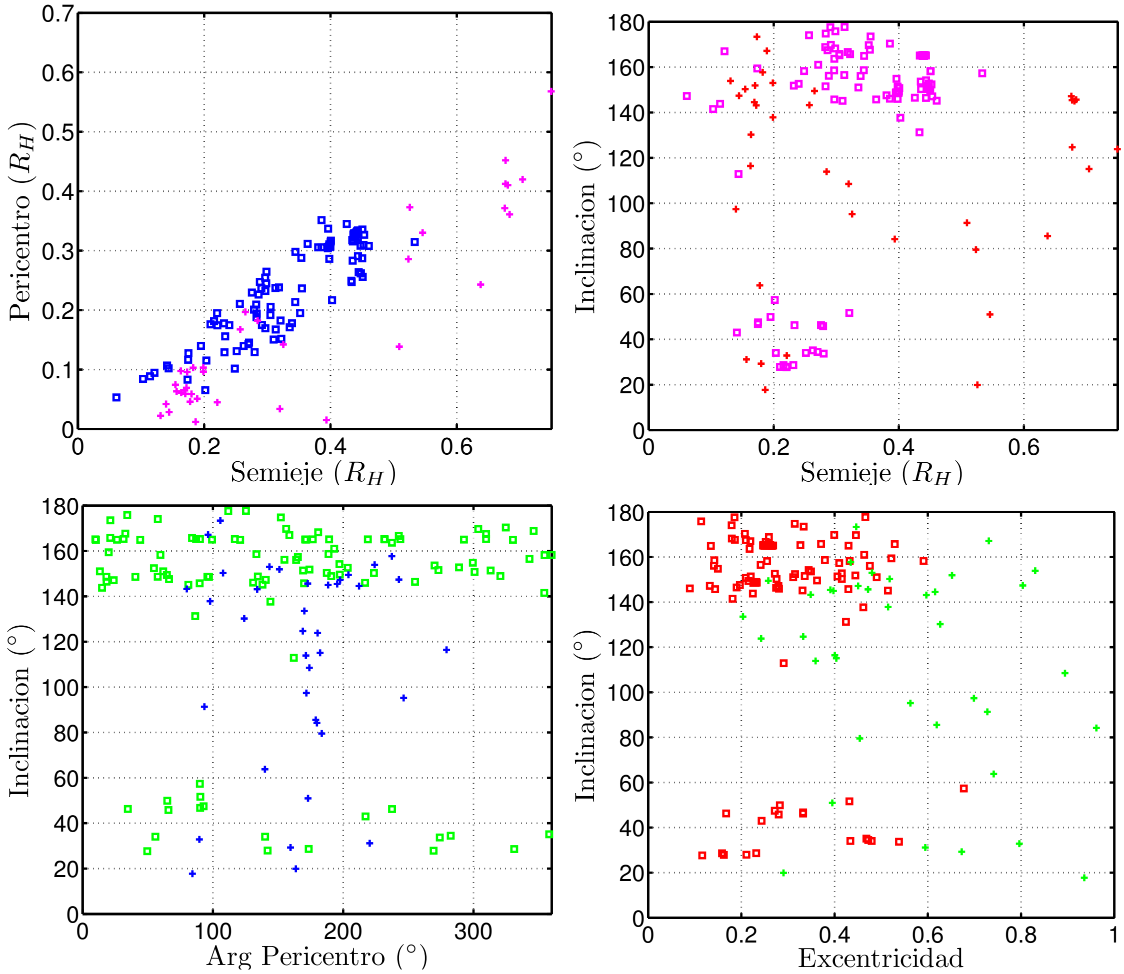

Figura 5.17: Comparación de resultados de la simulación (cruces) con objetos reales observados (cuadrados).

	Con gas	**Sin gas**
Acercamientos	61374	56719
Tiempo promedio de acercamientos (años)	2.76	1.78
Energía promedio al momento de la entrada $\left(\frac{ua}{años}\right)^2$	$6{,}2 \times 10^{-7}$	$6{,}92 \times 10^{-7}$
Cambio de energía promedio por acercamiento $\left(\frac{ua}{años}\right)^2$	$-3{,}83 \times 10^{-7}$	$6{,}01 \times 10^{-9}$
Partículas con `C`> 3,0375	13	10
Capturas	40	20
Tiempo promedio de capturas (años)	304.5	63.2
Tiempo máximo de captura (años)	3957	298
Radio promedio de partículas capturadas (m)	$2{,}57 \times 10^{4}$	$5{,}10 \times 10^{4}$

Tabla 5.1: Resultados para una tasa de migración de $1 \times 10^{-3} \frac{ua}{año}$ y densidad $1{,}0 \times 10^{-9}\, g/cm^3$

5.3.2. Caso 2

Esta simulación fue realizada con idénticos parámetros a la anterior con la única diferencia que la tasa de migración del planeta gigante es de 5 ua cada 10000 años. Los resultados de estas simulaciones, mostrados en la tabla 5.2, muestran una caída en el número de acercamientos para la simulación que no tiene en cuenta el efecto del gas pero un aumento muy grande en el número de entradas a la esfera de Hill del planeta gigante, aunque no ocurre lo mismo con el tiempo de permanencia promedio. Este aumento está explicado por la combinación entre la presencia del gas que genera que las partículas caigan hacia el planeta gigante con la baja tasa de migración que mantiene al planeta en la zona donde se encuentran las partículas durante más tiempo[2].

Al analizar la energía jovicéntrica al momento de la entrada a la esfera de Hill y el cambio de energía promedio por cada acercamiento notamos el mismo comportamiento que en las simulaciones presentadas en la sección anterior, es decir, una energía de entrada similar en ambos casos pero un cambio despreciable en la simulación sin gas, mientras que el cambio promedio en la que sí tiene en cuenta el efecto del gas es negativo y comparable con la energía de entrada.

Nuevamente observaremos el comportamiento de las partículas que tienen una constante de Jacobi mayor que 3.0375 y vemos que para el caso en que no se toma en cuenta el arrastre gaseoso encontramos 3 partículas que cumplen esta condición, mientras que para el caso que considera el arrastre gaseoso únicamente 2, pero ninguna de ellas permanece capturada por un tiempo considerable sino que escapan de la zona de Hill o colisionan con el planeta gigante muy rápidamente.

[2]Debemos aclarar que otro motivo para este aumento es la duración de la simulación: en todas las simulaciones el planeta gigante migra hasta tener un semieje de 2 ua aprox, lo que genera que la que tiene una tasa de migración menor dure más tiempo que el resto.

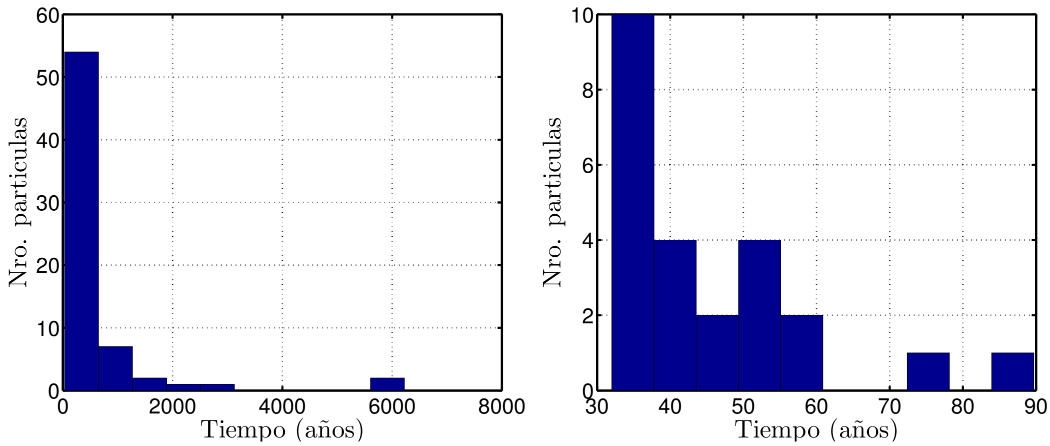

Figura 5.18: Histograma de permanencia dentro de la esfera de Hill para los casos con (izquierda) y sin (derecha) arrastre gaseoso.

Como fue planteado en la sección anterior, consideramos por separado las partículas que permanecen más de 30 años consecutivos dentro de la esfera de Hill del planeta gigante, obteniendo para el caso sin arrastre gaseoso un número de capturas similar al obtenido en la simulación anterior (0.6 % del total inicial) y un aumento tanto del número de capturas (1.675 % del total) como del tiempo promedio y máximo de permanencia (Figura 5.18) para el caso que contabiliza el efecto del gas. Este aumento puede ser explicado invocando argumentos similares a los que utilizamos para explicar el gran número de entradas a la esfera de Hill para esta simulación.

Este aumento de partículas capturadas se puede explicar por un crecimiento en la eficiencia de captura de las partículas más pequeñas, del orden de los 20 km de radio, como se puede ver en la Figura 5.19. Si comparamos la probabilidad de captura para esta tasa de migración con la de la Sección 5.3.1 notamos una distribución muy similar salvo en las partículas del radio nombrado anteriormente, por lo que concluímos que las tasas más bajas propician la captura de objetos más pequeños.

Al estudiar los elementos orbitales planetocéntricos de las partículas capturadas (Figura 5.20) notamos el mismo comportamiento que para las simulaciones anteriores: para la simulación que tiene en cuenta el efecto del gas se observan órbitas de semiejes que se agrupan en su mayoría en torno a los $0{,}5R_H$ con excentricidades medias e inclinaciones altas, teniendo un número importante órbitas retrógradas.

Si comparamos las distribuciones obtenidas en la simulación con las observaciones (Figura 5.21), notamos que a grandes rasgos las principales poblaciones observadas están presentes en los resultados de las simulaciones, aunque éstas prevén otras distribuciones no observadas.

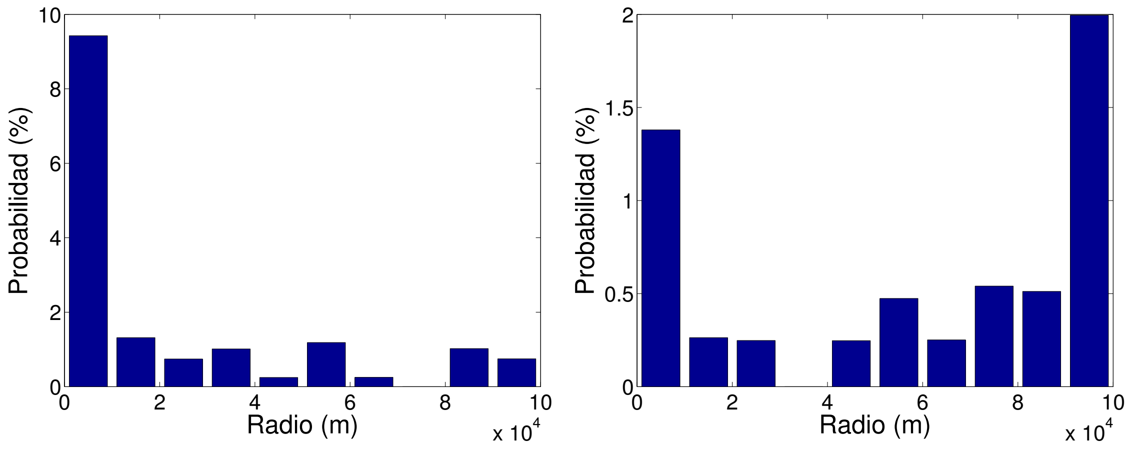

Figura 5.19: Probabilidad de captura en función del radio de las partículas para los casos con (izqiuerda) y sin (derecha) arrastre gaseoso.

	Con gas	**Sin gas**
Acercamientos	150990	21584
Tiempo promedio de acercamientos (años)	3.77	1.83
Energía promedio al momento de la entrada $\left(\frac{ua}{años}\right)^2$	$6{,}95 \times 10^{-7}$	$6{,}82 \times 10^{-7}$
Cambio de energía promedio por acercamiento $\left(\frac{ua}{años}\right)^2$	$-6{,}26 \times 10^{-7}$	$4{,}26 \times 10^{-9}$
Partículas con `C`$> 3{,}0375$	2	4
Capturas	67	24
Tiempo promedio de capturas (años)	524.88	45.4
Tiempo máximo de captura (años)	6224	90
Radio promedio de partículas capturadas (m)	$2{,}10 \times 10^4$	$5{,}83 \times 10^4$

Tabla 5.2: Resultados para una tasa de migración de $5 \times 10^{-4} \frac{ua}{año}$ y densidad $1{,}0 \times 10^{-9}\, g/cm^3$

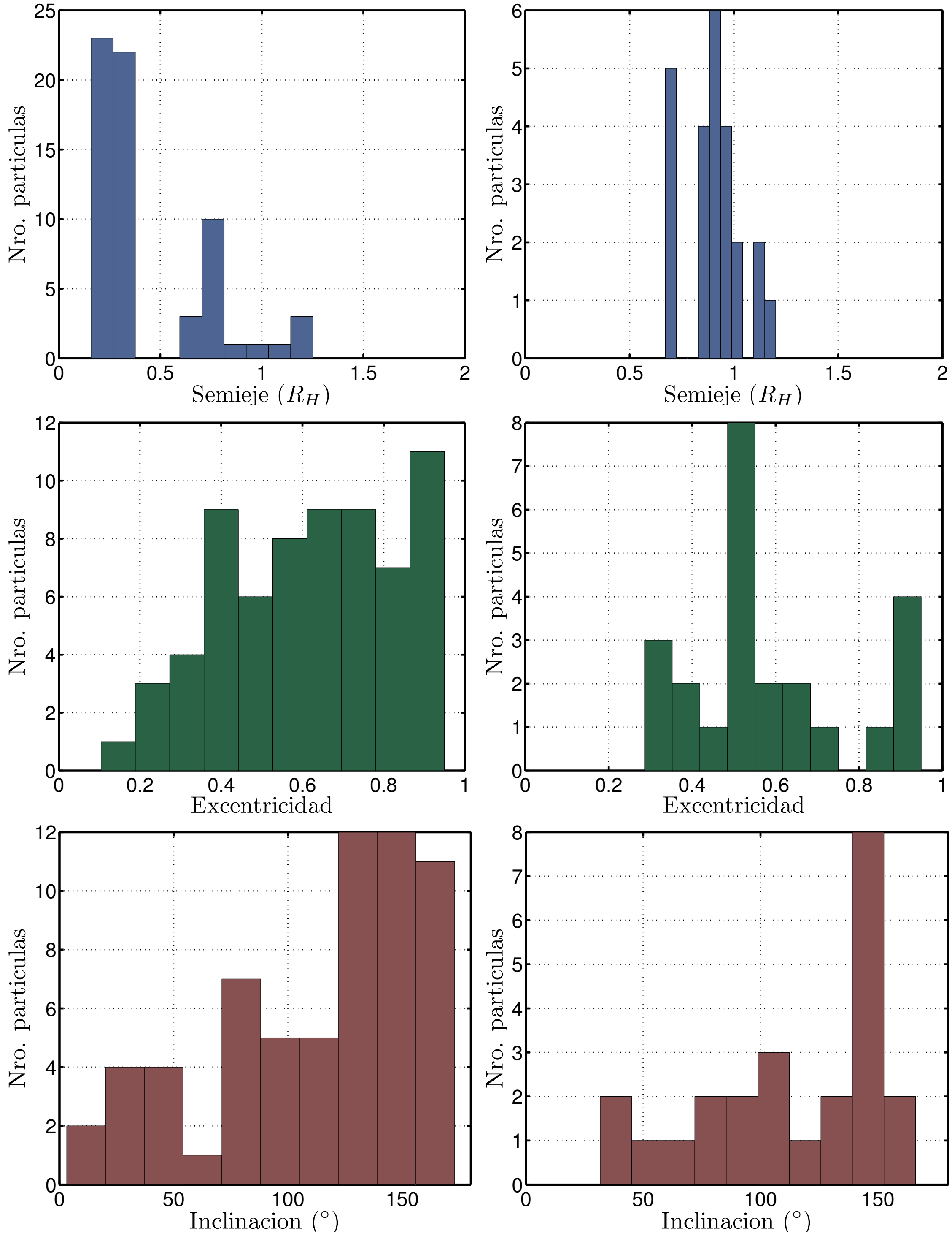

Figura 5.20: Distribución de elementos jovicéntricos para los casos con (izquierda) y sin (derecha) arrastre gaseoso.

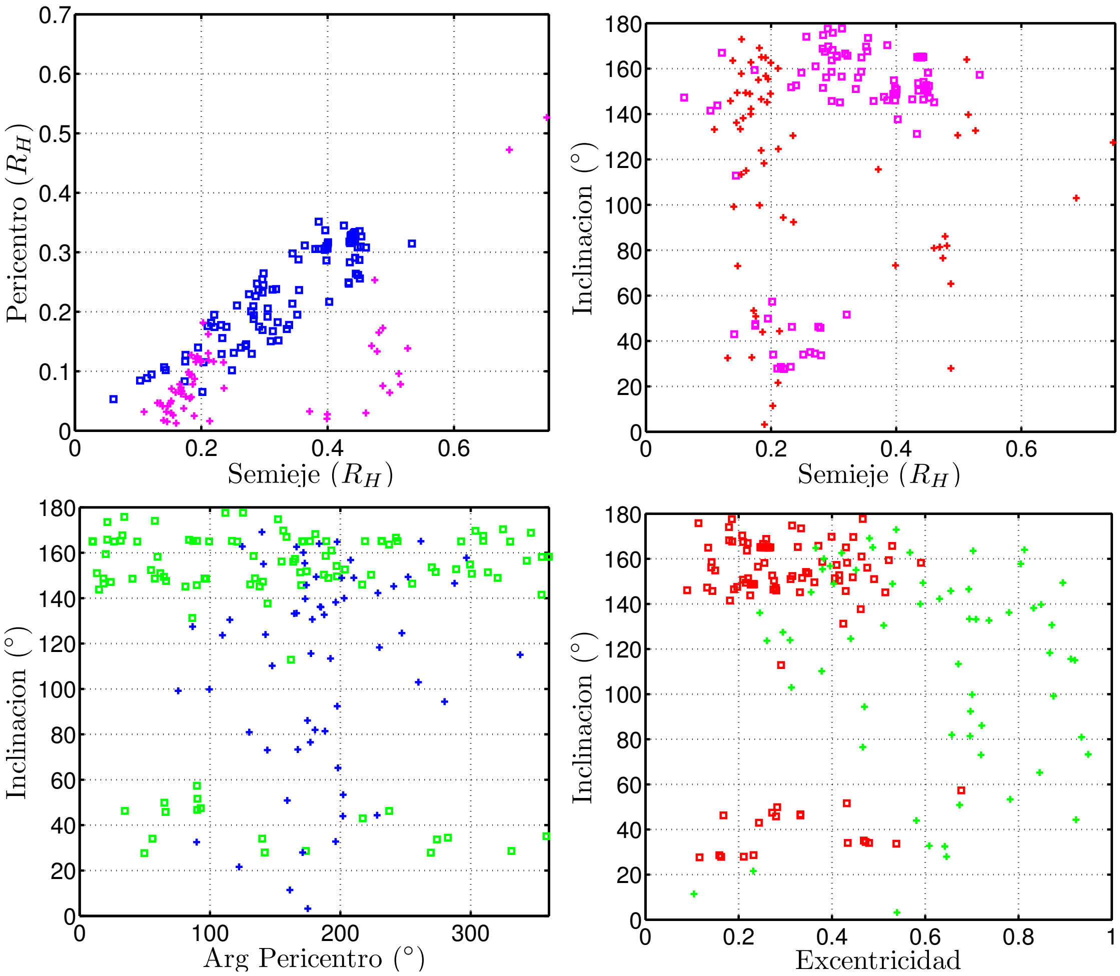

Figura 5.21: Comparación de resultados de la simulación (cruces) con objetos reales observados (cuadrados).

5.3.3. Caso 3

Como último caso estudiaremos el escenario donde la tasa de migración es de 15 ua cada 10000 años, valor superior al obtenido de las simulaciones previas. Aquí se observa una disminución tanto del número de acercamientos como del tiempo promedio de permanencia al comparar con los casos anteriores, provocado por el movimiento rápido del planeta en la zona donde se producen los encuentros con las partículas.

En cuanto a la energía planetocéntrica, se observa un aumento de la energía promedio de entrada debido a que las velocidades relativas entre el planeta y las partículas es mayor pero se sigue manteniendo la tendencia de que el cambio de energía promedio es despreciable en el caso que el gas no está presente y es del orden de la energía de entrada en el caso que si se tiene en cuenta.

Al analizar las partículas *capturadas*, cuyo histograma de tiempo de permanencia se puede ver en la Figura 5.22, vemos una disminución en el número de partículas que cumplen con esta condición. Esto está causado pues la densidad del gas presente en las cercanías del planeta gigante no es lo suficientemente grande para disminuir la alta velocidad de encuentro con el planeta gigante que presentan las partículas, lo que genera que éstas no permanezcan en los alrededores por tiempos prolongados.

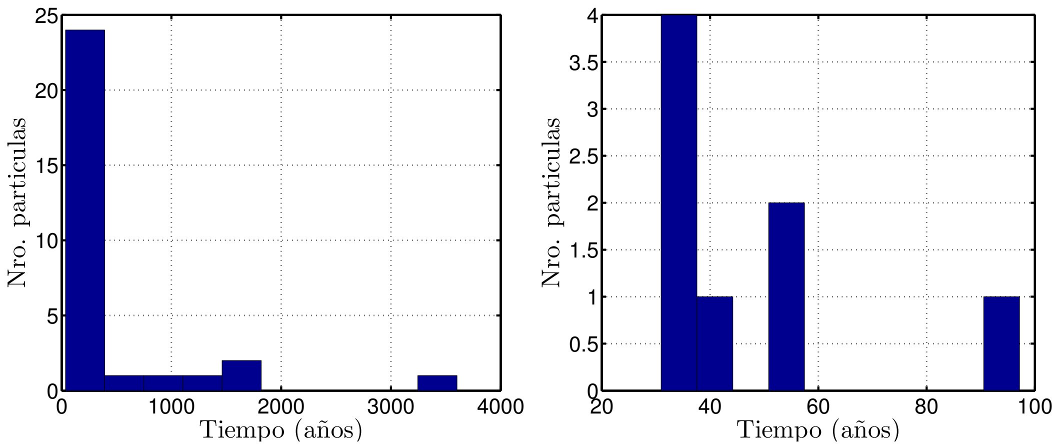

Figura 5.22: Histograma de los tiempos de captura.

Si analizamos la probabilidad de captura en función del tamaño de las partículas capturadas (Figura 5.23) recuperamos el mismo comportamiento que antes, una probabilidad baja e independiente del tamaño para la el caso que no contempla el arrastre gaseoso y un aumento de la probabilidad para las partículas de radios pequeños en el caso en que sí lo hace.

Como siguiente punto obtuvimos los elementos orbitales jovicéntricos de las partículas capturadas, en donde se repite lo obtenido en los casos anteriores: los

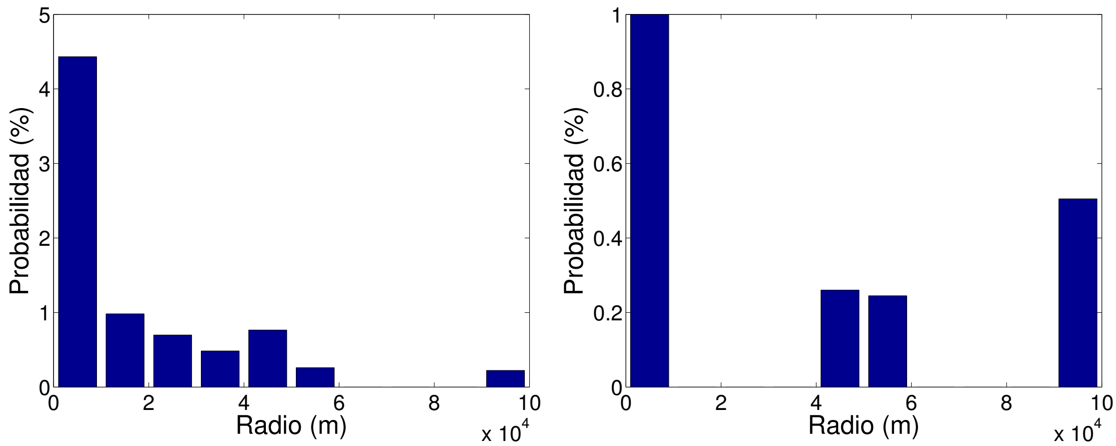

Figura 5.23: Probabilidad de captura en función del radio de la partícula para ambas simulaciones.

resulados de las simulaciones que no tienen en cuenta el efecto del gas presentan órbitas más excentricas y con semiejes mayores que las que si lo contabilizan, mientras que en ambos casos las inclinaciones son altas, preponderantemente entre los 100° y los 150°, como podemos ver en la Figura 5.24.

Al igual que en los casos anteriores, comparamos las distribuciones de elementos orbitales obtenidas de nuestras simulaciones con las observadas (Figura 5.25), y notamos que este es el caso donde menos correspondencia hay entre ambas.

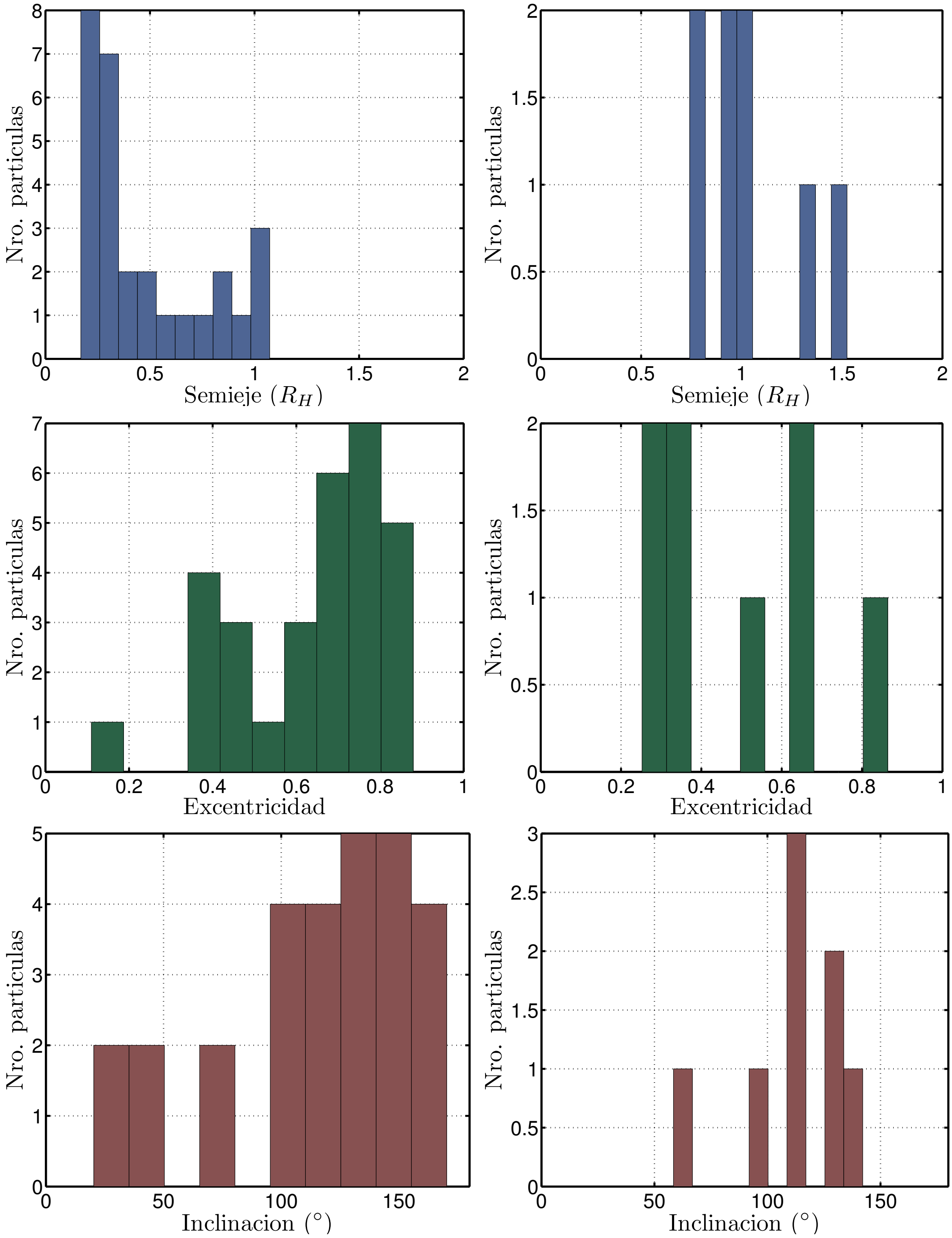

Figura 5.24: Distribución de elementos jovicéntricos para los casos con (izquierda) y sin (derecha) arrastre gaseoso.

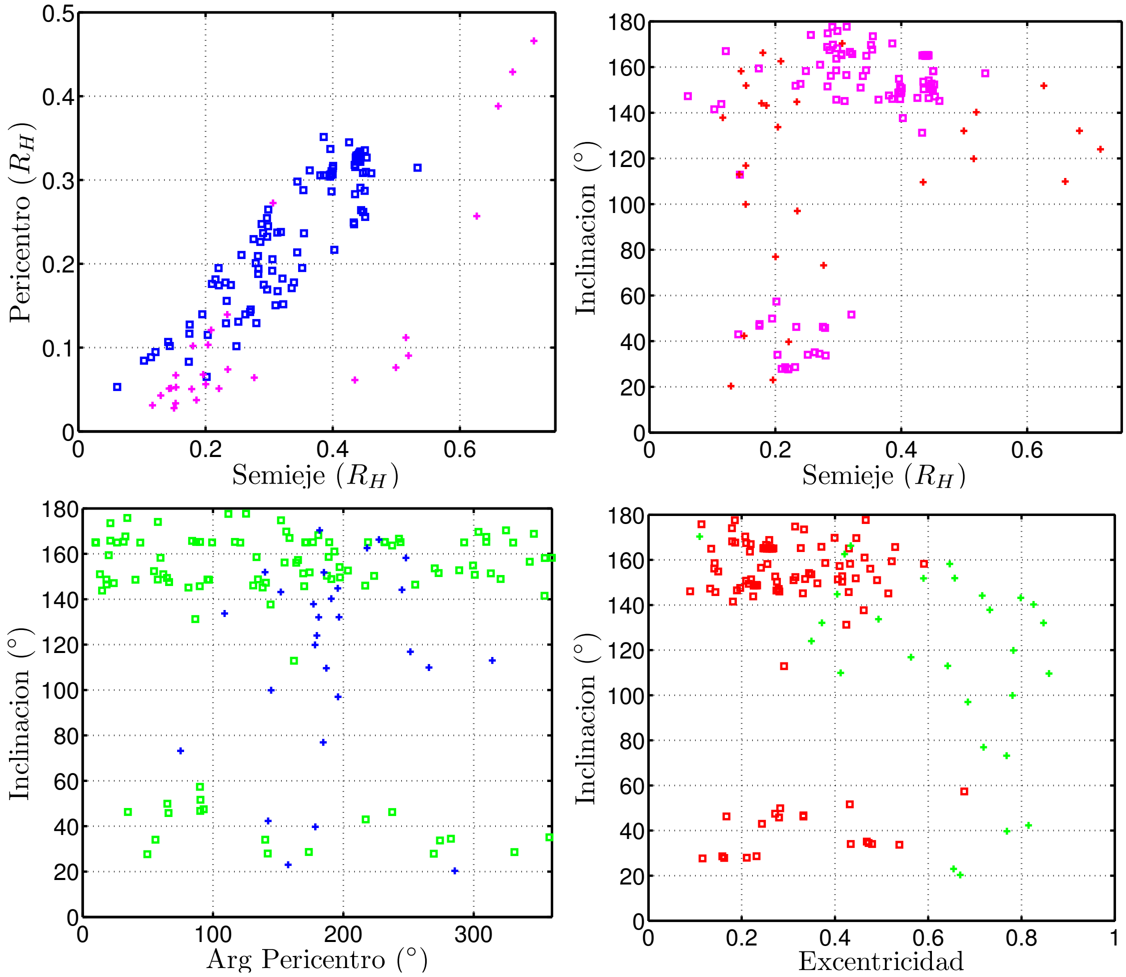

Figura 5.25: Comparación de resultados de la simulación (cruces) con objetos reales observados (cuadrados).

	Con gas	**Sin gas**
Acercamientos	16001	13032
Tiempo promedio de acercamientos (años)	2.68	1.59
Energía promedio al momento de la entrada $\left(\frac{ua}{años}\right)^2$	$7{,}58 \times 10^{-7}$	$7{,}63 \times 10^{-7}$
Cambio de energía promedio por acercamiento $\left(\frac{ua}{años}\right)^2$	$-4{,}199 \times 10^{-7}$	$8{,}51 \times 10^{-9}$
Partículas con `C`> 3,0375	10	8
Capturas	30	8
Tiempo promedio de capturas (años)	396.96	47.38
Tiempo máximo de captura (años)	3602	97
Radio promedio de partículas capturadas (m)	$1{,}57 \times 10^4$	$5{,}83 \times 10^4$

Tabla 5.3: Resultados para una tasa de migración de $1{,}5 \times 10^{-3} \frac{ua}{año}$ y densidad $1{,}0 \times 10^{-9}\ g/cm^3$

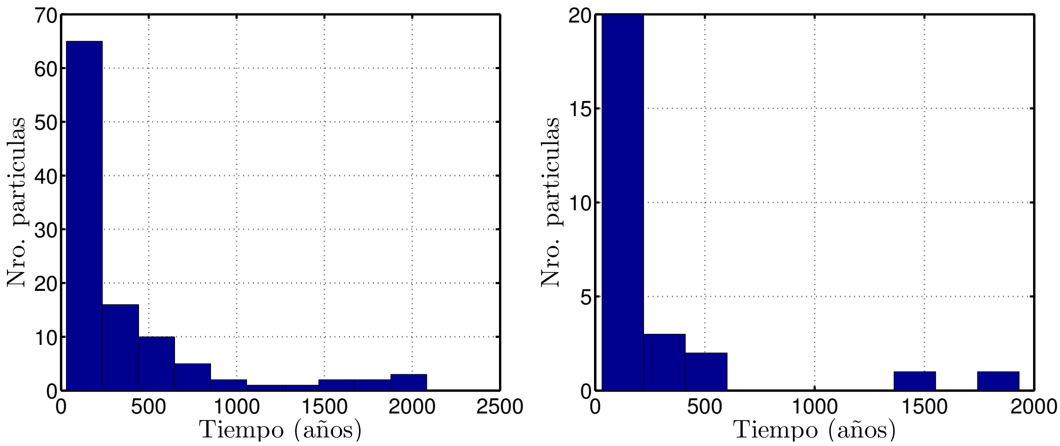

Figura 5.26: Histograma de los tiempos de captura.

5.4. Resultados de las simulaciones: variación de la densidad del gas

Con el fin de analizar cuál es la dependencia de las capturas con la densidad de la nube de gas que rodea al planeta gigante pasamos a realizar nuevas simulaciones variando este parámetro para una tasa de migración fija de $1 \times 10^{-3} \frac{ua}{año}$. Para esta nueva serie de experimentos utilizamos los mismos parámetros que explicamos en la sección anterior, con la única salvedad que la densidad en las cercanías del planeta vale $5{,}0 \times 10^{-10}\, g/cm^3$ en el primer caso y $5{,}0 \times 10^{-9}\, g/cm^3$ en el segundo. La idea será comparar los resultados de las simulaciones que toman en cuenta el efecto del arrastre gaseoso entre los diferentes valores de densidad.

Los resultados, observados en la Tabla 5.4, muestran que el número de acercamientos en la simulación con densidad baja es similar a los obtenidos anteriormente, pero en el caso de la simulación con densidad más alta este número sufre un aumento muy significativo. Nuestra suposición es que esta densidad genera que las partículas que en simulaciones anteriores pasaban cerca de la esfera de Hill pero no entraban en ella ven reducida su velocidad debido al frenado producido por esta nube de gas más densa y debido a ello entran en esta zona. Este escenario también explicaría tanto el por qué del aumento promedio del tiempo de permanencia de las partículas dentro de la esfera de Hill del planeta (Figura 5.26) como el aumento del módulo del cambio de energía promedio por acercamiento.

En cuanto a las capturas, podemos apreciar que nuevamente los resultados de las simulaciones con densidad baja caen dentro del rango esperable (menor cantidad que en las simulaciones presentadas en la sección 5.3.1 pero más que en las simulaciones sin arrastre gaseoso), pero en las simulaciones con densidad alta notamos un

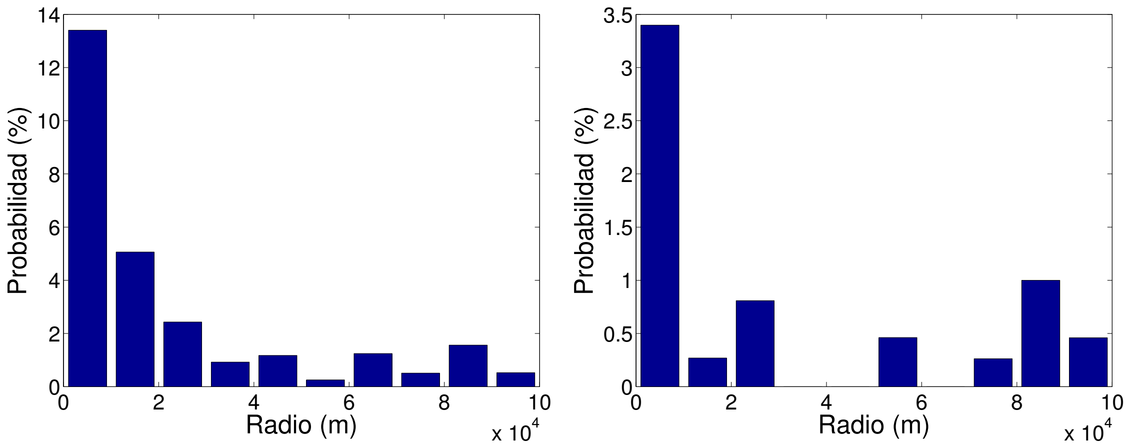

Figura 5.27: Probabilidad de captura, en la derecha para la simulación con densidad alta y baja a la izquierda.

aumento muy significativo del número de capturas, lo que indica que el efecto de arrastre gaseoso sufre una notoria mejora en la eficiencia de frenado de las partículas para valores de densidad mayores.

Si estudiamos el tamaño de las partículas capturadas, como se puede ver en la Figura 5.27, en ambos casos observamos el mismo comportamiento que el de las simulaciones anteriores, una probabilidad de captura uniforme y similar a las simulaciones anteriores para radios mayores a 40 km y un aumento de la probabilidad para partículas de radio menor. Este aumento es mucho mayor para la simulación en la que el gas es más denso como cabía esperar.

Al analizar los elementos orbitales jovicéntricos (Figura 5.28), notamos una distribución que cae dentro de los rangos esperables habiendo visto las distribuciones de elementos para los casos con y sin arrastre gaseoso en el caso que presenta la misma tasa de migración que la presente simulación, mientras que para el escenario donde la densidad es más alta lo más destacable es la concentración de semiejes en valores bajos, cercanos a los $0{,}3R_H$. Este efecto confirma la tendencia de que la presencia del gas favorece la disminución de la excentricidad como del semieje de las órbitas planetocéntricas.

Como último punto, en la Figura 5.29 comparamos la distribución de elementos orbitales obtenida con la observada, y notamos que para el caso de densidad alta se obtiene una distribución similar a la observada en la Sección 5.3.1 con la diferencia de que existen más puntos.

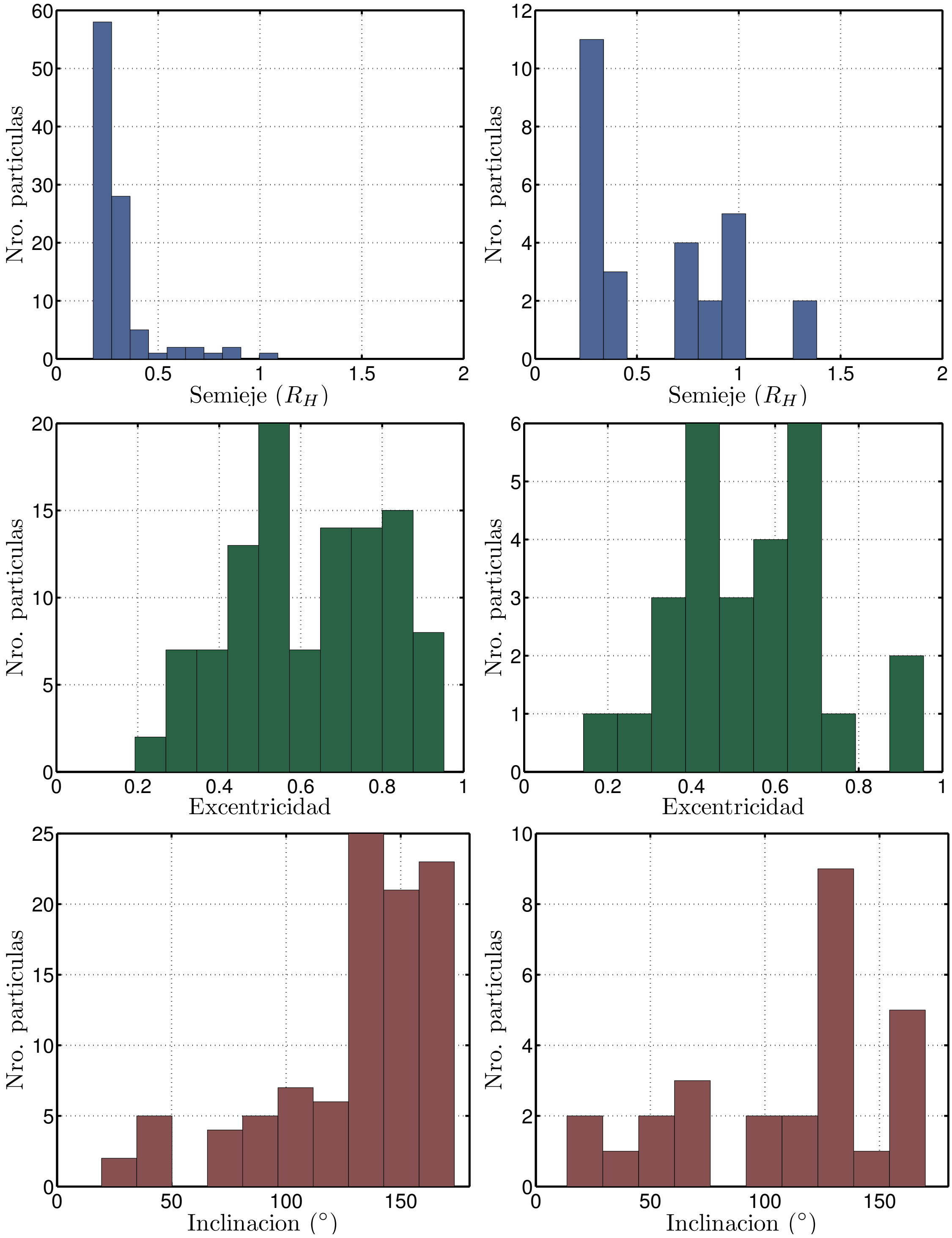

Figura 5.28: Distribución de elementos jovicéntricos para los casos de densidad alta (izquierda) y baja (derecha).

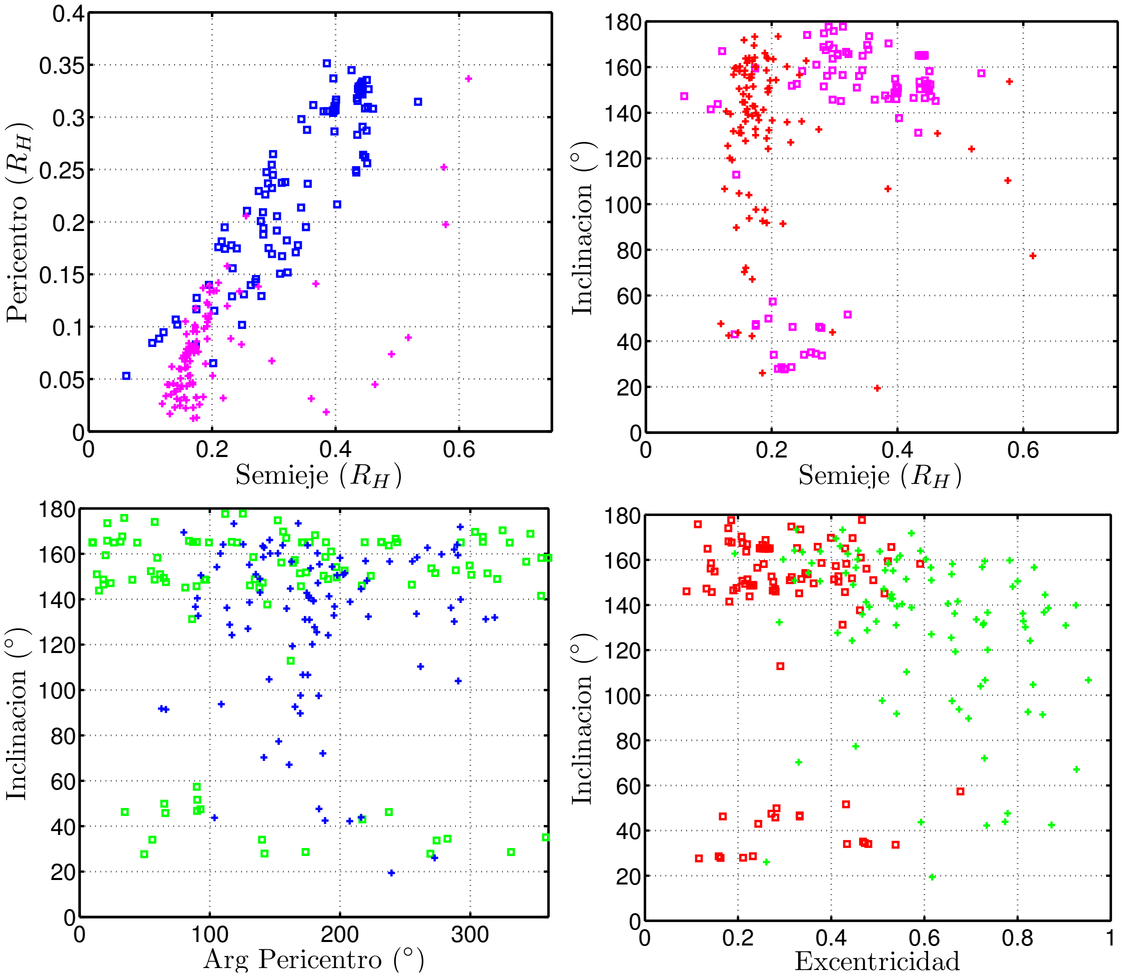

Figura 5.29: Comparación de resultados de la simulación (cruces) con objetos reales observados (cuadrados).

	Densidad alta	**Densidad baja**
Acercamientos	144528	18101
Tiempo promedio de acercamientos (años)	4.8	2.7
Energía promedio al momento de la entrada $\left(\frac{ua}{años}\right)^2$	$6{,}33 \times 10^{-7}$	$6{,}24 \times 10^{-7}$
Cambio de energía promedio por acercamiento $\left(\frac{ua}{años}\right)^2$	$-1{,}91 \times 10^{-6}$	$-3{,}38 \times 10^{-7}$
Partículas con `C`> 3,0375	19	20
Capturas	107	27
Tiempo promedio de capturas (años)	347.4	253.5
Tiempo máximo de captura (años)	2083	1932
Radio promedio de partículas capturadas (m)	$2{,}28 \times 10^{4}$	$2{,}96 \times 10^{4}$

Tabla 5.4: Resultados para una tasa de migración de $1 \times 10^{-3}\,\frac{ua}{año}$ y densidades $5{,}0 \times 10^{-9}\, g/cm^3$ y $5{,}0 \times 10^{-10}\, g/cm^3$

Capítulo 6

Conclusiones y trabajo a futuro

Con este trabajo logramos comprobar nuestra hipótesis de que la presencia del gas es un factor determinante a la hora de la captura de objetos de tamaños similares a los satélites irregulares observados. A su vez, estudiamos la relevancia de parámetros como tasa de migración y densidad del gas en la zona circundante al planeta en la eficiencia de captura de estos planetesimales, observando que el parámetro más importante entre ambos resulta ser la densidad del gas. A su vez se observa que los elementos orbitales planetocéntricos obtenidos de las simulaciones se corresponden con los observados en el Sistema Solar. En este punto debemos destacar que nuestras simulaciones no son completas, debido a que, contabilizando los efectos actuando en solitario, se obtuvo que una alta densidad del gas en la zona aledaña al planeta gigante propicia un aumento del número de captura mientras que una migración rápida lo disminuye, pero en la realidad una aumento de la densidad del gas genera un aumento de la tasa de migración, por lo que estos efectos se anularían, al menos en parte, en un escenario real.

Uno de los factores a seguir analizando en futuros trabajos será la distribución de los elementos orbitales planetocéntricos de las partículas capturadas, principalmente la concentración observada en todas las simulaciones de la inclinación alrededor de los 150°. En particular, analizaremos la viabilidad del mecanísmo de captura planteado por Kortenkamp (2005), en donde se plantea que previo a la captura las partículas pasan por un estado de cuasi-satélite que explicaría sus órbitas retrógradas.

Además de la formación de los satélites irregulares, este proceso puede servir como semillero para la formación de los satélites regulares: según un trabajo de Mosqueira y Estrada (2003), los satélites regulares, cuya hipótesis de formación plantea que son formados tardíamente, requieren una cantidad de material sólido mezclado con el gas que no es alcanzada invocando únicamente el flujo de gas hacia las cercanías del planeta. Es por esto plantean que los planetesimales que entran en la región circunplanetaria pueden otorgar este material necesario tanto para la formación de los satélites regulares como para explicar el alto contenido de metales en las atmósferas de los planetas gigantes.

Para poder confirmar este escenario como un posible orígen para los satélites irregulares debemos mejorar el modelo de evolución que utilizamos como forma de obtener resultados más cercanos a la realidad. Para ello contamos con varios acercamientos: el primero consiste en seguir utilizando los 2 códigos descritos en las secciones 5.1 y 5.2 pero bajo un escenario más realista, por ejemplo utilizando la nueva versión de 3 dimensiones del código `FARGO` (Lega et al. (2014)) para obtener una mejor descripción de la sobredensidad del gas en las cercanías del planeta gigante. Como primera aproximación se podría trabajar con una densidad dependiente de la distancia al planeta r, o intentar con métodos más sofisticados que utilicen los valores de densidad que otorga el `FARGO`.
Una segunda forma sería utilizando una modificación similar a la presentada por Lega et al. (2013), la cuál consiste en cambiar el integrador de Runge-Kutta que originalmente está implementado en el código `FARGO` por el integrador *SyMBA*. Utilizando estas modificaciones debemos además incluir otros efectos que despreciamos en el presente trabajo, como la acreción de masa del planeta gigante, la entrada en régimen de migración tipo II y la velocidad del gas causada por la rotación del planeta gigante, así como la presencia de otros planetas en el sistema.

Referencias

Adams, F. C., Lada, C. J., y Shu, F. H. (1988). The disks of T Tauri stars with flat infrared spectra. *ApJ*, 326:865–883.

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. *Astrophysical Journal*, 723:1241–1254.

Armitage, P. J. (2007). Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

Armitage, P. J. (2010). *Astrophysics of Planet Formation*. Cambridge University Press.

Bodenheimer, P. (1995). Angular Momentum Evolution of Young Stars and Disks. *ARA&A*, 33:199–238.

Bodenheimer, P. y Pollack, J. B. (1986). Calculations of the accretion and evolution of giant planets. The effects of solid cores. *Icarus*, 67:391–408.

Chambers, J. E. (1999). A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. *MNRAS*, 304:793–799.

Colombo, G. y Franklin, F. A. (1971). On the formation of the outer satellite groups of Jupiter. *Icarus*, 15:186–189.

Cuk, M. y Burns, J. A. (2004). Gas-drag-assisted capture of Himalia's family. *Icarus*, 167:369–381.

Duncan, M. J., Kirsh, D., Capobianco, C., Brasser, R., y Levison, H. F. (2007). Simulations of Planet Migration Driven by Planetesimal Scattering. En *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #39*, volumen 39 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pagina 536.

Fernandez, J. A. y Ip, W.-H. (1984). Some dynamical aspects of the accretion of Uranus and Neptune - The exchange of orbital angular momentum with planetesimals. *Icarus*, 58:109–120.

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.

Goldreich, P. y Tremaine, S. (1980). Disk-satellite interactions. *ApJ*, 241:425–441.

Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., y D'Alessio, P. (1998). Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. *Astrophysical Journal*, 495:385–400.

Heppenheimer, T. A. y Porco, C. (1977). New contributions to the problem of capture. *Icarus*, 30:385–401.

Jewitt, D. y Haghighipour, N. (2007). Irregular Satellites of the Planets: Products of Capture in the Early Solar System. *ARA&A*, 45:261–295.

Kortenkamp, S. J. (2005). An efficient, low-velocity, resonant mechanism for capture of satellites by a protoplanet. *Icarus*, 175:409–418.

Lega, E., Crida, A., Bitsch, B., y Morbidelli, A. (2014). Migration of Earth-sized planets in 3D radiative discs. *MNRAS*, 440:683–695.

Lega, E., Morbidelli, A., y Nesvorny, D. (2013). Early dynamical instabilities in the giant planet systems. *MNRAS*, 431:3494–3500.

Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., y Richardson, D. C. (1996). Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location. *Nature*, 380:606–607.

Lin, D. N. C. y Ida, S. (1997). On the Origin of Massive Eccentric Planets. *ApJ*, 477:781.

Lin, D. N. C. y Papaloizou, J. (1979). Tidal torques on accretion discs in binary systems with extreme mass ratios. *MNRAS*, 186:799–812.

Lin, D. N. C. y Papaloizou, J. (1986). On the tidal interaction between protoplanets and the protoplanetary disk. III - Orbital migration of protoplanets. *ApJ*, 309:846–857.

Lubow, S. H. y Ida, S. (2011). *Planet Migration*, paginas 347–371. University of Arizona Press.

Mamajek, E. E. (2009). Initial Conditions of Planet Formation: Lifetimes of Primordial Disks. En Usuda, T., Tamura, M., y Ishii, M., editores, *American Institute of Physics Conference Series*, volumen 1158 de *American Institute of Physics Conference Series*, paginas 3–10.

Masset, F. (2000). FARGO: A fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks. *A&AS*, 141:165–173.

Masset, F. S. y Papaloizou, J. C. B. (2003). Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters. *ApJ*, 588:494–508.

Mayor, M. y Queloz, D. (1995). A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378:355–359.

Mizuno, H. (1980). Formation of the Giant Planets. *Progress of Theoretical Physics*, 64:544–557.

Mosqueira, I. y Estrada, P. R. (2003). Planetesimal Break-Up and the Feeding of Solids to the Satellite Disk: Consequences for the Formation Timescale and Composition of the Satellites of Jupiter and Saturn. En Mackwell, S. y Stansbery, E., editores, *Lunar and Planetary Science Conference*, volumen 34 de *Lunar and Planetary Science Conference*, pagina 1832.

Papaloizou, J. C. B. y Terquem, C. (1999). Critical Protoplanetary Core Masses in Protoplanetary Disks and the Formation of Short-Period Giant Planets. *ApJ*, 521:823–838.

Pollack, J. B., Burns, J. A., y Tauber, M. E. (1979). Gas Drag in Primordial Circumplanetary Envelopes: A Mechanism for Satellite Capture. *Icarus*, 37:587–611.

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*, 124:62–85.

Pollack, J. B., Lunine, J. I., y Tittemore, W. C. (1991). *Origin of the Uranian satellites*, paginas 469–512. University of Arizona Press.

Rabelo, S. y Gallardo, T. (2011). Migración de planetas embebidos en discos de gas. Trabajo presentado en la reunión de la AFA-SUF.

Rasio, F. A. y Ford, E. B. (1996). Dynamical instabilities and the formation of extrasolar planetary systems. *Science*, 274:954–956.

Shakura, N. I. y Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24:337–355.

Stevenson, D. J. (1982). Formation of the giant planets. *P&SS*, 30:755–764.

Tanaka, H., Takeuchi, T., y Ward, W. R. (2002). Three-Dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. I. Corotation and Lindblad Torques and Planet Migration. *ApJ*, 565:1257–1274.

Venturini, J. (2011). Inestabilidad orbital por interacción planeta-disco de gas. Trabajo final de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UDeLaR.

Ward, W. R. y Canup, R. M. (2010). Circumplanetary disk formation. *The Astronomical Journal*, 140(5):1168.

Weidenschilling, S. J. (1977). The distribution of mass in the planetary system and solar nebula. *Astrophysics and Space Science*, 51:153–158.

Weidenschilling, S. J. y Marzari, F. (1996). Gravitational scattering as a possible origin for giant planets at small stellar distances. *Nature*, 384:619–621.