



Seminario: El espacio Transneptuniano

Objetos Binarios en el Cinturón de Kuiper

K. Noll, W. Grundy, E. Chiang, J. Margot, S.
Kern

Noll et al. , 2007

Descubrimientos

- El primer TNO binario (TNB) descubierto fue el compañero de Plutón, Charon, encontrado por Christy y Harrington en 1978.
- El segundo fue WW31, encontrado en el año 1998 por Veillet et al.
- A este segundo descubrimiento le siguieron muchos más. En la actualidad se conocen ~40 TNOs y Centauros Binarios.



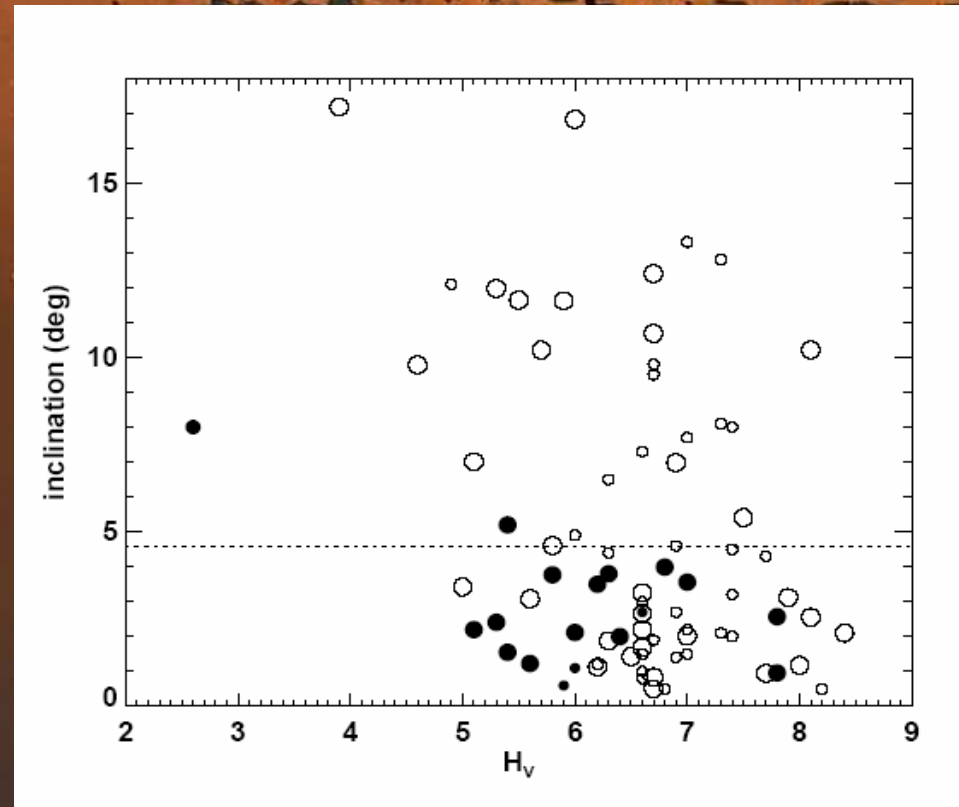


Noll et al. , 2007

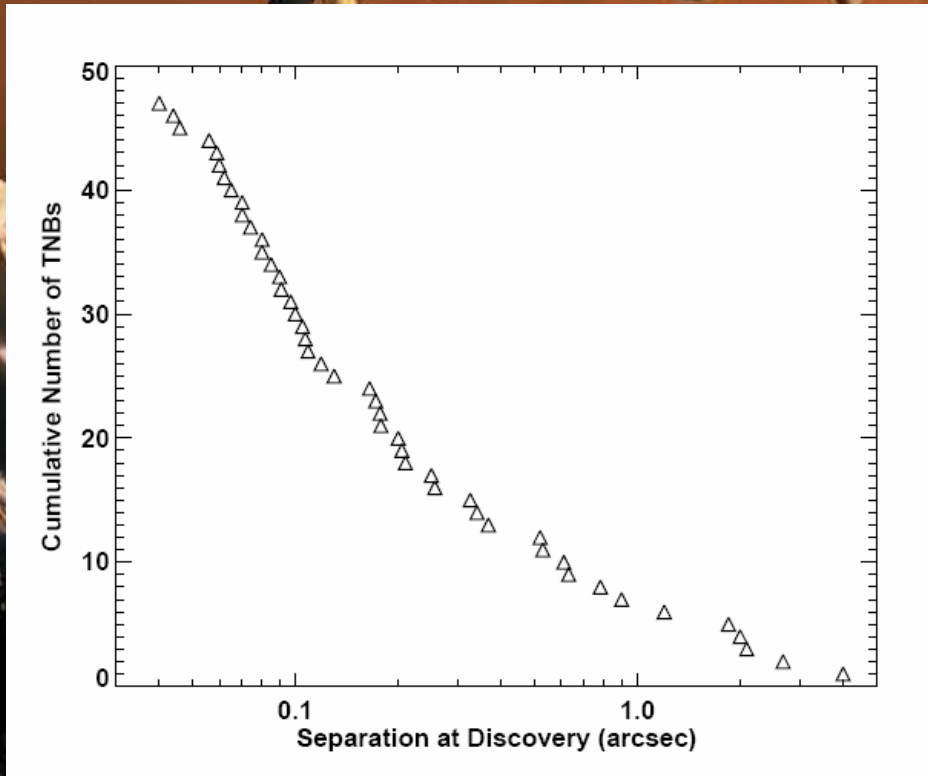
- A medida que el número de TNBs aumentaba, comenzó a ser evidente que la fracción de binarios descubiertos en una dada muestra, era dependiente de ciertos factores:
- La cantidad de TNBs encontrados varía con la clase dinámica. Objetos en una órbita no resonante, que se cruza con los planetas (Centauros por ejemplo), tendrán muchos encuentros que podrían separar a los objetos.
- El tamaño de los TNBs también podría estar correlacionado con el estatus de TNB, pero todavía faltan más datos para obtener una conclusión al respecto

Noll et al. , 2007

- Stephens & Noll (2006) mostraron que la frecuencia de TNBs en el disco frío clásico es mucho mayor que para las otras clases dinámicas.



Noll et al. , 2007



Se observa una fuerte tendencia exponencial a encontrar sistemas con pequeñas separaciones

- De todos los TNBs descubiertos hasta la fecha, solo se pudo determinar el a de la órbita para 13 sistemas. Esto se debe a que en general no se conoce la excentricidad de la órbita y tampoco su inclinación respecto de la visual.
- De estos 13 se realizó el cociente a/s_0 , y se encontró que van desde 0.5 a 2, la media es 0.96, por este motivo se puede usar s_0 para hacer un análisis estadístico de a .



Noll et al. , 2007

- La masa total del sistema se puede obtener de

$$M_{sis} = \frac{4\pi^2 a^3}{GT^2}$$

- El conocimiento del período está limitado a la cantidad de tiempo que se observa al sistema, mientras que a es más complicado de obtener. Por esto, la incerteza en la determinación de la masa esta dominada por la incerteza en la determinación de a .
- Si se conoce la masa total del sistema, también se pueden hallar otros parámetros. Por ejemplo si se asume algún valor para la densidad del sistema (que suelen estar entre 0.5 a 2 g/cm³) , entonces se podrá conocer el volumen del mismo. Por supuesto que como se reparten entre las componentes la masa y el volumen no se conoce.



Noll et al. , 2007

- Con las magnitudes observadas se puede obtener el cociente de los radios y áreas a partir de la relación

$$\frac{R_1}{R_2} = \sqrt{\frac{A_1}{A_2}} = \sqrt{\frac{p_2}{p_1}} 10^{0.2\Delta m}$$

- En general los dos objetos que componen el TNB tienen una superficie similar y esto es albedos similares, por eso suele considerarse $p_1 = p_2$. En este caso, teniendo entonces el volumen, y el cociente de los radios, pueden obtenerse los radios estimativos de ambos objetos.



Noll et al. , 2007

- Se define al radio efectivo del sistema, como el radio de una esfera que tiene la misma superficie total que el sistema binario, esto es

$$R_{eff} = \sqrt{R_1^2 + R_2^2}$$

- Combinando el radio efectivo y la magnitud absoluta del sistema, se puede obtener el albedo geométrico,

$$p_{\lambda} = \left(\frac{C_{\lambda}}{R_{eff}} \right)^2 10^{-0.4H_{\lambda}}$$

- Donde C_{λ} es una constante que depende de la longitud de onda de la observación. Para el visible es de 664.5 km.



Noll et al. , 2007

Algunas densidades de TNBs

- Plutón y Charon tienen densidades de $\rho = 2.0 \pm 0.06$ y $\rho = 1.65 \pm 0.06 \text{ g.cm}^{-3}$ respectivamente.
- EL₆₁ tiene una densidad de $\rho = 3.0 \pm 0.4$ mientras que la de Eris es de $\rho = 2.26 \pm 0.25$
- Las altas densidades que se observan en algunos TNBs indicarían que estarían compuestos de grandes cantidades de roca y material carbonáceo en su interior, más allá de las superficies, dominadas por hielos.
- Algunos valores para pequeños TNBs se obtuvieron con el *Spitzer* y son:
 - SM₁₆₅, con $\rho = 0.70 \pm_{0.21}^{0.32}$ TC₃₆ tiene $\rho = 0.50 \pm_{0.2}^{0.3}$
 - Ceto/Phorcys, con $\rho = 1.38 \pm_{0.32}^{0.65}$
 - Typhon/Echidna $\rho = 0.47 \pm_{0.10}^{0.18}$
- Dadas las bajas densidades, se asume que estos tienen muy poco o nada de roca en su interior estarían compuestos por hielo de H₂O



Noll et al. , 2007

- El rango de excentricidades de los TNBs conocidos hasta el momento es de 0.3-0.5.
- El parámetro Q nos dice como es la deformación de un objeto debido a la atracción gravitatoria ejercida por su compañero. Este parámetro es una compleja función de la estructura interna y composición del objeto.
- Valores típicos de Q para los planetas terrestres y satélites helados van desde 10 a 500.
- Debido a este “estiramiento de marea” se disipa energía, que se traduce en un cambio en los parámetros orbitales.
- La tendencia general es circularizar las órbitas, alinear a los spines de ambos objetos, y hacer que ambos roten con el mismo período orbital.



Noll et al. , 2007

- Si asumimos que el segundo componente tiene una rigidez 0
- Entonces la escala de tiempo de circularización de las órbitas (Goldreich & Soter, 1966) es de

$$\tau_{circ} = \frac{4Q_2M_2}{63M_1} \sqrt{\frac{a^3}{G(M_1 + M_2)}} \left(\frac{a}{R_2}\right)^5$$

- Los TNBs cuyos componentes están más cerca tenderán a circularizar sus órbitas mucho más rápido, que los sistemas más separados.
- Por ejemplo el sistema Ceto/Phorcys, con $a=1840$ Km., tiene una escala de tiempo de circularización de ~ 100 mil años, mientras que el sistema SM₁₆₅ con $a=11300$ Km., tiene una de ~ 1000 millones de años.



Noll et al. , 2007

- Los efectos de marea también sincronizan la tasa del spin del segundo componente con su período orbital (como en el caso del sistema Tierra-Luna), y en una escala de tiempo mayor, sincronizan también los períodos del componente con más masa (como por ejemplo el sistema Plutón-Charon).
- La escala de tiempo para sincronizar los spines del componente primario esta dada por

$$\tau_{despin,1} = \frac{Q_1 R_1^3 w_1}{GM_1} \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2 \left(\frac{a}{R_1} \right)^6$$

- Expresión dada por Goldreich & Soter, 1966).
- Para el caso del sistema Ceto/Phorcys se encuentra que esta escala es de 10 mil años, y para el sistema SM₁₆₅ es de 100 mil años. En ambos casos es menor que la escala para circularizar las órbitas



Noll et al. , 2007

Hay algunos parámetros como los espectros, curvas de luz y observaciones de colores, que nos ayudarían a conocer la composición de estos objetos y saber algo acerca de su pasado en común, pero muchas veces estos datos son difíciles de obtener para ambas componentes.

Hasta ahora, solo se pudo obtener el espectro de ambas componentes del sistema Plutón-Charon y del sistema EL61. En el caso del primer sistema, tienen grandes diferencias, en este caso particular estas diferencias en la composición se deben a que Plutón es capaz de retener gases como CH_4 y N_2 , mientras que Charon no. En el otro sistema se encontró que ambos componentes tienen un espectro dominado por hielo de agua.

También se tienen pocas o inconclusas curvas de luz de sistemas binarios, pero aún las inconclusas pueden servir para determinar los períodos de rotación de las componentes de estos sistemas.

En cuanto a los colores, se esperaría encontrar colores similares en ambos componentes de un sistema binario, si estos tienen el mismo origen, pero de la misma manera, colores diferentes nos estarían dando evidencia de la mezcla de poblaciones en el disco protoplanetario, o diferentes historias colisionales y evolutivas de ambos componentes.



Noll et al. , 2007

Formación de Binarios

- Un modelo para producir objetos binarios debe emplear procesos que hallan ocurrido en la nebulosa donde estos objetos se formaron.
- Estos modelos también tienen que tener en cuenta las propiedades observadas de estos objetos, incluyendo el hecho de que la mayor parte de los TNBs observados tienen ambas componentes de tamaños similares, los rangos de excentricidades, y el abrupto incremento de binarios con pequeñas separaciones angulares.
- Otro factor importante es la supervivencia del sistema una vez que este ya se formó.
- Los modelos más investigados son los que incluyen mecanismos de captura y/o colisión. Otros mecanismos como por ejemplo la separación de varios componentes de un principal debido a la sublimación de algunos gases (como ocurre en los cometas), todavía no fueron explorados.



Noll et al. , 2007

- En algunos casos es posible distinguir entre captura y colisión basándonos en el momento angular del TNB.
- Suele normalizarse al momento angular total en términos de

$$J' = \sqrt{GM_{tot}^3 R_{eff}}$$

- Con R_{eff} el radio de un objeto esférico equivalente que tenga la misma masa que todo el sistema.
- Canup (2005) encontró que los sistemas binarios formados por colisiones tienen $J/J' < 0.8$ (por ejemplo, el sistema Tierra-Luna tiene $J/J' \sim 0.1$ y para el sistema Plutón –Charon es de ~ 0.4 , ambos sistemas se habrían formado por colisiones de acuerdo con el modelo de Canup.
- Si miramos todos los TNBs descubiertos hasta la fecha, encontramos que más de la mitad tiene $J/J' > 0.8$, es decir que el mecanismo de captura sería más eficiente en la formación de TNBs.



Noll et al. , 2007

- Colisión
- Los modelos de colisión fueron propuestos para el sistema Plutón-Charon (McKinnon, 1984, 1989).
- Nix y Hidra, los satélites más exteriores de Plutón, habrían sido producto del mismo impacto que generó a Charon (Stern et al. 2006).
- Ward & Canup (2006) propusieron que los pequeños satélites se habrían alejado de sus posiciones originales acomodándose en las resonancias 4:1 y 6:1 con Charon.
- Los pequeños satélites de los TNOs Eris y EL₆₁, también se habrían formado por impactos (Stern 2002), aunque todavía quedan sin resolver algunas cuestiones como la alta inclinación de los satélites de EL₆₁ de 39 grados.



Noll et al. , 2007

Captura

- Estos modelos son importantes porque son los únicos capaces de explicar la existencia de sistemas con grandes momentos angulares
- Goldreich et al. 2002, describieron dos variantes posibles para realizar un modelo de tres cuerpos que explique la formación de sistemas binarios. Una variante es trabajar con tres cuerpos discretos (modelo L^3) y la otra en donde el tercer cuerpo se reemplaza por un coeficiente de drag correspondiente a un “mar” de objetos pequeños (modelo L^2_s).
- Astakhov et al. 2005, extendieron el modelo de captura explorando como un par de objetos grandes resiste cuando un tercer objeto pequeño pasa dentro del radio de Hill del par.

Noll et al. , 2007

- Consideraremos que TNOs grandes ($R \sim 100 \text{ Km.}$) se “juntan” cuando están inmersos en un mar de pequeñas partículas, cada una de tamaño R_{sm} .
- La velocidad de dispersión de los cuerpos pequeños es u , y cumple que $u > v_H$, la velocidad de Hill dada por $v_H = \Omega_K R_H$. Estas velocidades están aumentadas por la perturbación ejercida por los cuerpos grandes, pero a su vez se frenan por el efecto de las colisiones inelásticas entre ellos. El balance entre estos dos efectos nos da

$$\frac{u}{v} \approx \left(\frac{R_{sm}}{R_{big}} \frac{\Sigma}{\sigma} \right)^{1/4} \alpha^{-1/2} \approx 3 \left(\frac{R_{sm}}{20m} \right)^{1/4}$$

- Por otro lado la velocidad de dispersión de los cuerpos grandes es v , y es menor que la velocidad de dispersión de los pequeños. Estas velocidades son aumentadas por las perturbaciones ejercidas por los otros cuerpos grandes y se frenan debido a la fricción dinámica.



Noll et al. , 2007

- Cuando $v > v_H$, esta balance nos lleva a

$$\frac{v}{u} \approx \left(\frac{\Sigma}{\sigma} \right)^{1/4} \approx \frac{1}{3}$$

(Goldreich et al.2004)

de las dos ecuaciones anteriores tenemos

$$\frac{v}{v_H} \approx \left(\frac{\Sigma}{\sigma} \right)^{1/2} \left(\frac{R_{sm}}{R_{big}} \right)^{1/4} \alpha^{-1/2} \approx 1 \left(\frac{R_{sm}}{20m} \right)^{1/4}$$

expresión válida para $R_{sm} > 20m$, porque de otra forma, no se cumpliría que $v > v_H$, y por lo tanto no valdrían ninguna de estas ecuaciones.



Noll et al. , 2007

- ¿Qué pasa cuando $v > v_H$?
En este caso las inclinaciones y excentricidades de las órbitas de los cuerpos grandes serán comparables entre si (G04). Si antes de “juntarse” los cuerpos grandes tienen una dispersión de velocidades isotrópica, entonces la órbita del TNB resultante, tendrá una inclinación al azar, que es lo que se observa.
- ¿Qué pasa cuando $v < v_H$?
si esto sucede, los cuerpos grandes colapsarán en un disco vertical delgado (G04), la órbita del TNB será normal , lo que es contrario a la observación.
- Por este motivo nos quedamos con el primer caso, pero trabajar con velocidades $v > v_H$ tiene un costo y es que la eficiencia para crear TNBs decrece a medida que aumenta v



Noll et al. , 2007

- Para cuantificar este costo se define el parámetro F que es la velocidad normalizada

$$F = \begin{cases} 1 \rightarrow v < v_H \\ v/v_H \rightarrow v > v_H \end{cases}$$

- Ahora, ambos escenarios descritos por G02 (L^3 y L^2_s) comienzan con un cuerpo grande entrando en la esfera de influencia ($R_1 \sim R_H / F^2$) de otro cuerpo. La tasa de entradas para un cuerpo grande estará dada por

$$N \sim \frac{\Sigma \Omega_K}{\rho R_{big}} \alpha^{-2} F^{-4}$$

- Los dos cuerpos formarán un TNB si transfieren suficiente energía a otros participantes durante el encuentro.

Noll et al. , 2007

- En el caso del modelo L^3 , la transferencia es hacia un tercer cuerpo. Para que éste se una al par original, debe estar dentro de la esfera de influencia del par.
- La escala de tiempo para que un cuerpo grande se una a otro por este mecanismo es

$$t_{bin,L^3} \sim \frac{1}{\dot{N}_1 P_{L^3}} \sim \left(\frac{\rho R_{big}}{\Sigma} \right)^2 \frac{\alpha^4}{\Omega_K} F^{11} \sim 2F^{11} Myr$$

- Como vemos si $v > v_H$ no se formará ningún TNB.

Noll et al. , 2007

- En el caso del modelo L^2s ,la transferencia de energía es hacia los cuerpos más pequeños, por fricción dinámica.
- En este caso la escala de tiempo para que un cuerpo se fusione con otro en este modelo es

$$t_{bin,L^2s} \sim \frac{1}{N_1 P_{L^2s}} \sim \left(\frac{\rho R_{big}}{\sigma} \right)^2 \frac{R_{sm}}{R_{big}} \frac{\alpha^2}{\Omega_K} F^7 \sim 1 \left(\frac{R_{sm}}{20m} \right) F^7 Myr$$

- En este caso podemos llegar a una conclusión similar a la anterior, lo cual nos trae un problema, de acuerdo con las observaciones $v > v_H$, pero de acuerdo al modelo $v < v_H$.??



Noll et al. , 2007

- Modelos híbridos
- Estos modelos consideran tanto la colisión como la captura, hasta ahora se propusieron dos variantes para estos modelos.
- Un modelo dado por Weidenschilling (2002), en el cual un tercer cuerpo grande ($R \sim 100$ Km.) colisionaría con un par pequeño, pero este modelo predecía que la mayoría de los objetos binarios estarían más separados que lo que realmente se observa.
- Funato et al. (2004) propusieron el otro modelo híbrido, en el cual un pequeño cuerpo que originariamente orbitaba a un cuerpo grande, es eyectado por un tercer cuerpo grande. Pero en este caso se obtenían excentricidades muy altas que tampoco están de acuerdo con lo observado.



Noll et al. , 2007

- TNBs en el futuro
- Continuarán los estudios estadísticos para refinar el rango de separaciones y otras propiedades como los tamaños relativos y su frecuencia de descubrimiento en función de la clase dinámica, tamaño y otras propiedades físicas.
- Los parámetros orbitales tales como la excentricidad, el semieje mayor y la orientación del plano orbital, también serán el objeto de estudios estadísticos.
- El estudio de las curvas de luz recién comienza y se espera obtener datos de la forma, orientación del polo y evolución del sistema.
- A medida que la población de TNOs se expanda, se espera encontrar muchos más TNBs.