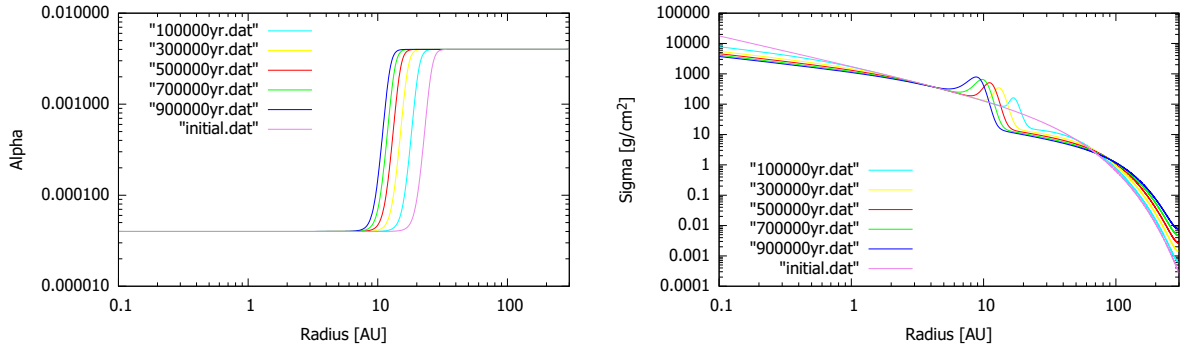


4. félévi beszámoló  
**Császár Anna** (a.csaszar@astro.elte.hu)  
Részecskefizika és Csillagászat PhD program  
Témavezető: Sándor Zsolt  
A dolgozat címe: Formation of planetary systems in  
time-evolving protoplanetary discs

**Bevezetés** Kutatásom eddigi részében a protoplanetáris korongok gázkomponensének fejlődését vizsgáltam, aminek számos hatása van a benne keletkező bolygókra. Ilyen hatások többek közt a bolygók migrációja, a bolygócsapdák keletkezése, a bolygótömegek növekedése. Végül soron a központi csillagra történő akkréció és a csillagból érkező fény hatására kialakuló fotoevaporáció a gázkorongot addig erodálja, míg az már nem képes hatást kifejteni a bolygókra. A csillag körüli korong fejlődését numerikusan vizsgáló kód mellett a bolygók mozgását vizsgáló n-test kód is szükséges.

**Az előző három félévben elért kutatások eredmények összegzése:** A PhD program során a kutatásomban a mesterszakos diplomamunkámat fejlesztettem tovább. A gázkorong fejlődésében két fontos folyamatot vettem figyelembe: az akkréciót és a fotoevaporációt. A gázkorong fejlődését kezdetben izoterm közelítésben vizsgáltam. Az akkréciót a Shakura-Sunyaev-féle  $\alpha$ -viszkozitással (Shakura, 1973) paramétereztem. A viszkozitás a következő módon adható meg:  $\nu = \alpha_\nu c_s H$ , ahol  $c_s$  a közegbeli hangsebesség és  $H$  a skálamagasság. Izoterm esetben  $c_s = H\Omega$ , ahol  $\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}}$  a Kepler-féle körsebesség. Az ionizált és semleges zónákat az  $\alpha_\nu$  paraméter változtatásával vettem figyelembe. A zónák határán létrejövő sűrűség maximumok és minimumok nyomásértékei (1. ábra) a bolygók migrációját akadályozhatják, így a bolygókra csapdázó hatást fejtenek ki. Elkezdtem foglalkozni a nem izoterm eset tanulmányozásával. A témavezetőmmel közösen úgy döntöttünk, hogy a radiatív korongmodell irányában fogjuk a kutatásomat a továbbiakban folytatni, így ennek kidolgozását megkezdtem.

Egy nemrég megjelent cikk a fotoevaporáció egy új modelljét tartalmazta (Picogna et al., 2019), így kézenfekvő volt a régebbi modell (Owen et al., 2012) lecserélése. Ezt elvégeztem, de nem egyezett az eredményem a cikkben szereplővel. Később a szerzők javították az ábrájukat (Ercolano et al., 2021), így az általam kapott eredmény megegyezik az övékkel. A formulák némileg egyszerűbbek lettek, főként abban az esetben, amikor rés nyílik a korongban. Ekkor ugyanis minden időlépésben figyelembe kell venni a rés csillagtól való távolságát és újra kell számolni a fotoevaporációs függvényt. Ez a korábbi modellnél igen számításigényes volt, mivel minden időlépésben normálást is kellett végezni.



(a) Az  $\alpha_\nu$  paraméter hely- és időfüggése a csak akkréciót tartalmazó esetben, a zónák határán tangens hiperbolikusszal közelített átmenettel.

(b) A  $\Sigma$  felületi sűrűség hely- és időfüggése a csak akkréciót tartalmazó esetben, a zónák határán tangens hiperbolikusszal közelített átmenettel.

1. ábra. Az izoterm korongmodell fejlődése fotoevaporáció nélkül.

### Az aktuális félévben elvégzett kutatások ismertetése:

**Korongmodell** Első lépésként egy olyan radiatív korongmodellt kifejlesztése került befejezésre, melyben a középsík hőmérsékletét az akkréciós fűtés és a csillag besugárzása során kialakuló termikus egyensúly határozza meg. A korongmodellt leíró differenciálegyenlet kezdeti feltételét a globális akkréciós ráta szerint paraméterezett stacionárius korong adja.

Az akkréciós fűtést Nakamoto and Nakagawa (1994) munkája alapján számoljuk, ennek matematikai leírása az (1)-es egyenlet, ahol  $T$  a középsík hőmérséklete,  $\sigma$  a Stefan-Boltzmann-állandó,  $\tau_{\text{eff}}$  az effektív optikai mélység,  $\Sigma$  a felületi sűrűség,  $\Omega$  a Kepler-körsebesség,  $T_b$  a háttérhőmérséklet.

Az effektív optikai mélységet a (2)-es egyenlet adja meg (Hubeny (1990); Kley and Crida (2008)), ahol  $\tau$  az optikai mélység, amit pedig a (3)-as egyenlet alakjában írunk le, ahol  $\kappa_R$  a por Rosseland-féle opacitása, ami függ a hőmérséklettől és táblázatok alapján adjuk meg. Tehát az effektív optikai mélységet a por hőmérsékletfüggő Rosseland-féle opacitása segítségével számoljuk ki.

$$2\sigma T^4 = \tau_{\text{eff}} \left( \frac{9}{4} \Sigma \nu \Omega^2 \right) + 2\sigma T_b^4 \quad (1)$$

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{3\tau}{8} + \frac{\sqrt{3}}{4} + \frac{1}{4\tau} \quad (2)$$

$$\tau = \frac{1}{2} \Sigma \kappa_R \quad (3)$$

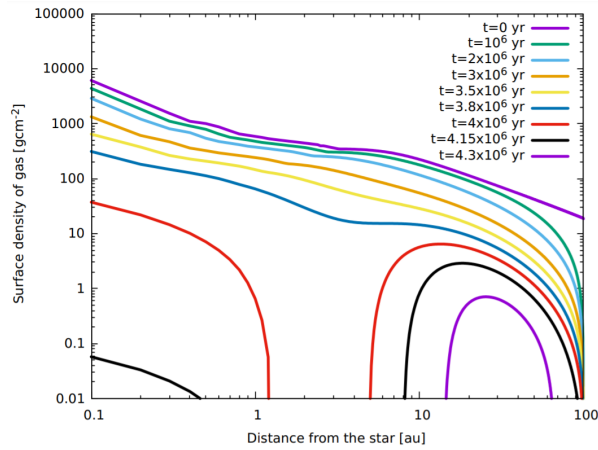
A középsík hőmérsékletének ismeretével kiszámolható a hangsebesség a (4)-es egyenlet segítségével, ahol  $\gamma$  az adiabatikus konstans,  $k_B$  a Boltzmann-állandó,  $\mu$  az átlagos molekulásúly,  $T$  a hőmérséklet,  $m_{p+}$  a protontömeg. A hangsebesség megadja a gáz akkrécióját okozó kinematikus viszkozitást az (5)-ös egyenlet formájában, ahol  $\alpha_\nu$  a már korábban ismert Shakura-Sunyaev-féle  $\alpha_\nu$ -viszkozitációs paramétere.

A korongmodell optimalizálása külön kihívást jelentett, ugyanis a középsík hőmérsékletét megadó implicit egyenletet numerikusan kell megoldani minden integrációs lépésben. Ezt sikerrel megoldottam, így a korongmodell futási ideje jelentősen lerövidült (hetekről napokra).

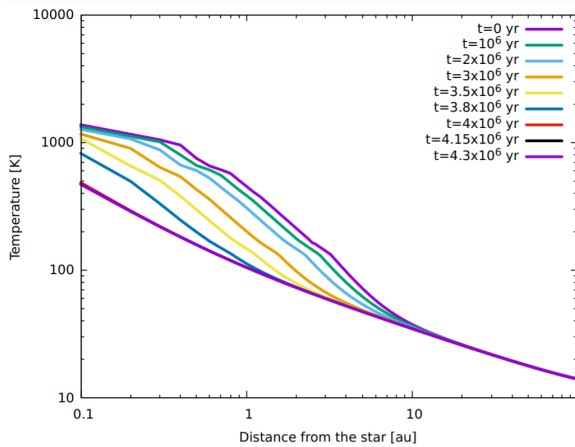
A korongbeli gáz felületi sűrűsége és hőmérséklete befolyásolja a korongbeli por radiális beáramlását, ezt felhasználva a por dinamikáját egy advekción-diffúziós egyenlet megoldásával számoltuk. A csatolt gáz-por korongmodellbe sikeresen implementáltam a csillag által okozott fotoevaporációt is.

$$c_s^2 = \gamma \frac{k_B T}{\mu m_p \rho} \quad (4)$$

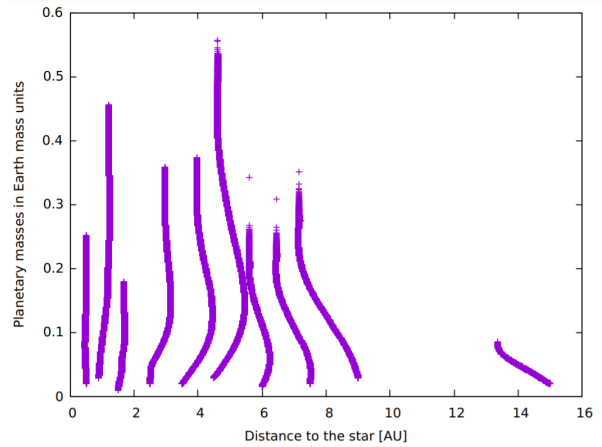
$$\nu = \alpha_\nu \frac{c_s^2}{\Omega} \quad (5)$$



(a) A  $\Sigma$  felületi sűrűség fejlődése a radiatív modellben fotoevaporációval.



(b) A hőmérséklet fejlődése ugyanebben a modellben.



(c) Véletlenszerűen elhelyezett bolygómagok dinamikája és tömegnövekedése a korongban.

2. ábra. A korongmodell és az n-test kód tesztfutásának eredményei.

**N-test kód** A korongba ágyazott égitestek mozgását az azok között ható gravitációs erő, a korong által kifejtett forgatónyomaték és az égitestek tömegének növekedése határozza meg. Egy ilyen komplex numerikus kód már rendelkezésünkre állt (Horn et al., 2012), de alkalmassá kellett tennem a konkrét feladat vizsgálatára. Ezt a feladatot sikerrel elvégeztem, jelenleg az n-test kód inputként használja a gáz és por korong fizikai paramétereit ebből számolva a migrációt és a kavics-akkréció által biztosított tömegnövekedést.

A migrációhoz tartozó forgatónyomatékot a (6)-os egyenlet adja meg (Paardekooper et al., 2010). A forgatónyomatékot felbonthatjuk két komponensre (7-8-as egyenletek), amikben  $\alpha$ ,  $\beta$  paraméterek megjelennek, illetve a  $\gamma$  adiabatikus konstans.  $\alpha$  a felületi sűrűség helyszerinti változását jellemzi,  $\beta$  pedig a hőmérsékletét, amik az I-es típusú migráció kialakulásához vezető forgatónyomaték leírásához szükségesek.

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{\text{ad}}\Theta^2 + \Gamma_{\text{iso}}}{(\Theta + 1)^2} \quad (6)$$

$$\frac{\Gamma_{\text{iso}}}{\Gamma_0} = -0,85 - \alpha - 0,9\beta \quad (7)$$

$$\gamma \frac{\Gamma_{\text{ad}}}{\Gamma_0} = -0,85 - \alpha - 1,7\beta + 7,9 \frac{\beta - (\gamma - 1)\alpha}{\gamma} \quad (8)$$

Az n-test szimuláció használatához ezért a gázfejlődést leíró kódba két új paraméter kiszámolását vezettem be (9-10-es egyenletek). Ezeket a gázparamétereket beolvasva az n-test kód már ki tudja számolni a megadott komponenseket, illetve belőlük a forgatónyomatékot.

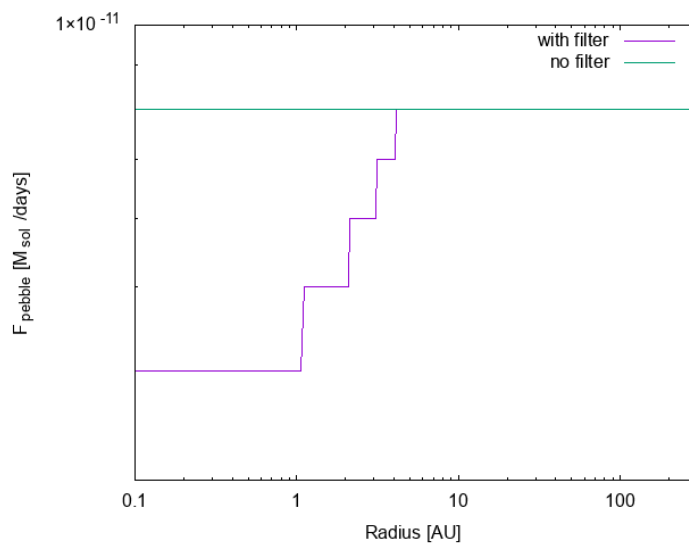
$$\alpha = -\frac{\partial \ln \Sigma}{\partial \ln r} \quad (9)$$

$$\beta = -\frac{\partial \ln T}{\partial \ln r} \quad (10)$$

Az n-test kód működéséhez egyszerre több bemeneti fájlra is szükség van: a gáz- és porparamétereket tartalmazó fájlok, a bolygók paramétereit tartalmazó fájl (tömeg, pályaelemek) és egy a gáz és por adatfájljainak időbélyegeit tartalmazó fájl (azaz melyik időpillanatban érvényesek az adott gáz- és porparaméterek). Ezutóbbi fájl létrehozásához egy C programot írtam, amivel gyorsan és kényelmes legenerálható az időbélyegeket tartalmazó fájl.

Ezenkívül némileg módosítanom kellett a beolvasó függvényt, hogy az általam használt elérési útvonalon keresse a beolvasandó fájlokat, illetve a mértékegységeket is össze kellett egyeztetnem.

**Kavicsfluxus** A kezdeti bolygóparamétereket egy bemeneti fájlban adhatjuk meg. Ezután a korongban található kavicsok egy részét a bolygó befogja, így a tömege növekszik. Ennek figyelembe vételéhez meg kell adni a kavicsok tömegfluxusát és a Stokes-számot. Az n-test szimuláció beolvasó függvényét ismét átírtam, hogy ezeket az új paramétereket is beolvassa, illetve összeillesztettem a kódot a bolygók tömegnövekedését számoló függvénnyel, amit a témavezetőmmel közösen hoztunk létre. Ezenkívül írtam egy függvényt, amivel a bolygók filterő hatását figyelembe lehet venni. Ennek lényege, hogy a kavicsfluxus egy részét a bolygók befogják, ezáltal a befogott mennyiséggel kevesebb kavics juthat csak el a csillaghoz közelebb található bolygókhoz.



3. ábra. Az általam írt filterező függvény működése, konstans kavicsfluxus mellett.

Jelenleg a fotoevaporáció hatását is figyelembe vevő szimulációkat végzünk, melyekben a gáz- és porkorong által kapott eredményeinket összevetjük a már meglévő kutatási eredményekkel, melyeket O. Guilera biztosított számunkra. Célunk a belső, vízszegény korongban kialakuló bolygórendszerek kialakulásának vizsgálata, kiterjesztvén Venturini et al. (2020) kutatásait, a növekedő bolygókezdemények gravitációs kölcsönhatásának figyelembevételével.

**Publikációk előkészületben** Zs. Sándor, A. Császár, O. M. Guilera: Formation and evolution of planetary systems in coupled gas-disc radiative models with photoevaporation (beküldés előtt)

### Tanulmányi tevékenység

- Rádiócsillagászat I.
- (Exo)Bolygólégek szeminárium I.

## Hivatkozások

- Barbara Ercolano, Giovanni Picogna, Kristina Monsch, Jeremy J. Drake, and Thomas Preibisch. The dispersal of protoplanetary discs - II: photoevaporation models with observationally derived irradiating spectra. *mnras*, 508(2):1675–1685, December 2021. doi: 10.1093/mnras/stab2590.
- Brandon Horn, Wladimir Lyra, Mordecai-Mark Mac Low, and Zsolt Sándor. Orbital Migration of Interacting Low-mass Planets in Evolutionary Radiative Turbulent Models. *Astrophysical Journal*, 750(1):34, May 2012. doi: 10.1088/0004-637X/750/1/34.
- I. Hubeny. Vertical Structure of Accretion Disks: A Simplified Analytical Model. *Astrophysical Journal*, 351:632, March 1990. doi: 10.1086/168501.
- W. Kley and A. Crida. Migration of protoplanets in radiative discs. *Astronomy & Astrophysics*, 487(1):L9–L12, August 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200810033.
- Taishi Nakamoto and Yoshitsugo Nakagawa. Formation, Early Evolution, and Gravitational Stability of Protoplanetary Disks. *Astrophysical Journal*, 421:640, February 1994. doi: 10.1086/173678.
- James E. Owen, Cathie J. Clarke, and Barbara Ercolano. On the theory of disc photoevaporation. *mnras*, 422(3):1880–1901, May 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.20337.x.
- S. J. Paardekooper, C. Baruteau, A. Crida, and W. Kley. A torque formula for non-isothermal type I planetary migration - I. Unsaturated horseshoe drag. *mnras*, 401(3):1950–1964, January 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15782.x.
- Giovanni Picogna, Barbara Ercolano, James E. Owen, and Michael L. Weber. The dispersal of protoplanetary discs - I. A new generation of X-ray photoevaporation models. *mnras*, 487(1):691–701, July 2019. doi: 10.1093/mnras/stz1166.
- R. A. Shakura, N. I. & Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy & Astrophysics*, 24:337–355, 1973.
- Julia Venturini, Octavio Miguel Guilera, María Paula Ronco, and Christoph Mordasini. Most super-Earths formed by dry pebble accretion are less massive than 5 Earth masses. *Astronomy & Astrophysics*, 644:A174, December 2020. doi: 10.1051/0004-6361/202039140.