

### *3. félévi beszámoló*

**Anyiszonyan Artúr** (benyakrik05@gmail.com)

Részecskefizika és Csillagászat PhD program

Témavezető: Dr. Sándor Zsolt

A dolgozat címe: Orbital evolution of planets through interactions with the protoplanetary disc

## **1 Bevezetés**

A félév során folytattam a nem nulla impulzusmomentumú felhőmag izotermikus kollapszusának vizsgálatát, és ezzel párhuzamosan elkezdtem a kollapszus eredményeként létrejövő protoplanetáris korong jellemzőinek meghatározását.

## **2 Az aktuális félévben elvégzett kutatások ismertetése**

### **2.1 Az izotermikus kollapszus vizsgálata**

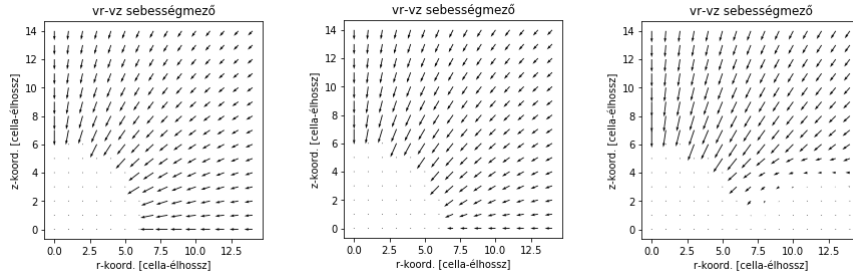
A második félév során már készítettem egy Python-programot, amellyel egy nulla viszkozitású gáztömeg izotermikus, tengelyszimmetrikus gravitációs kollapszusa vizsgálható. Ezt a programot korrigáltam illetve fejlesztettem tovább a harmadik félévben.

Az összeomló gáztömeg centrumbeli sűrűségének növekedése egy ponton megakasztja a program futását. A futtatás folytatása érdekében eltávolítottam a centrum környékét - egy 7 cella-élhossz sugarú “negyedkört” - a szimulációs tartományból. A “negyedkör” peremén “transzmisszív” peremfeltételt írtam elő. A centrum felé zuhanó gáztömeg idővel távolodni kezd a centrumtól. Hasonló a helyzet, mint a kepleri pályamozgásnál, de ezúttal a gáz egyes részei - a környező gáztömegek nyomása miatt - nem ellipszispályán (sőt, nem is síkgörbementén) mozognak, és az eredő impulzusmomentum vektorára merőleges szimmetriasíkot nem léphetik át.

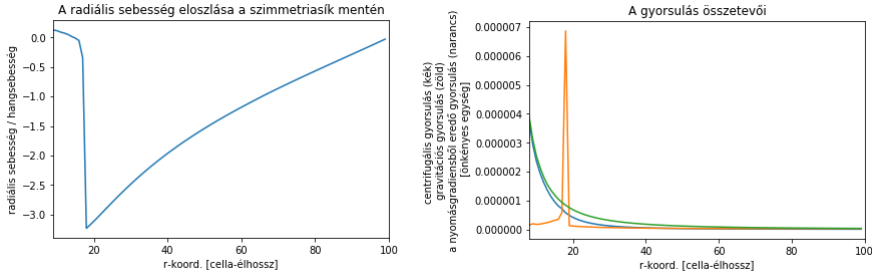
A szimulációs eredmények azt mutatják, hogy a szimmetriatengelytől távolodó, de a szimmetriasíkhhoz közelítő gáztömeg ütközik a sík mentén a tengely felé mozgó gázzal. Az ütközés frontja kifelé halad, és nyomában a radiális mozgás szinte megáll, az (összesűrűsödött) gáz körpályára kerül (kissé szubkepleri szögsebességgel). Ez tekinthető a protoplanetáris korong keletkezési folyamatának. A korong tehát “belülről kifelé” haladva épül fel a protocsillag körül

a lökésfront előrehaladásával.

Az 1. ábra a sebességmező időbeli változását szemlélteti. Az ábrán szereplő vektorok a sebesség  $v_r$  és  $v_z$  komponenseiből épülnek fel (a  $v_\phi$  komponens nélkül). Kezdetben a sebességmező közel gömbszimmetrikus (bal oldali kép). Később már látható, hogy a szimmetriatengely mentén gyorsabb a centrum felé haladó mozgás, mint a szimmetriasík mentén (középső kép). Még később a kifelé haladó lökésfront szinte megszünteti az  $r$ - és  $z$ -irányú mozgást a szimmetriasík közelében (jobb oldali kép).



A 2. ábra a kollapszus ugyanazon pillanatához tartozik, mint az 1. ábra jobb oldali képe. A 2. ábra bal oldalán a  $v_r$  sebesség eloszlása látható a szimmetriasík mentén. Amint látható, a lökésfront kb. a 19. cellánál jár. A front előtt szuperszonikus sebességgel befelé áramlik a gáz, míg a front mögött lassan mozog kifelé. A 2. ábra jobb oldalán a centrifugális gyorsulás, a gravitációs gyorsulás és a nyomásgradiensből eredő gyorsulás abszolútértéke van feltüntetve a szimmetriasík mentén. A lökésfront előtt a gravitációs gyorsulás nagyobb a másik kettő eredőjénél, míg a front mögött a három gyorsulás eredője közel nulla.



A felbontást több lépésben növeltem úgy, hogy a belső  $50 \times 50$  cellából álló tartományt  $100 \times 100$  cellára bontottam, és a futást újraindítottam az előző futás eredményeit peremfeltételként felhasználva. Az eredmény a fentiekhez hasonló volt.

## 2.2 A kollapszus végeredményének vizsgálata

A felhőmag izotermikus kollapszusa nyomán létrejövő korong jellemzői anélkül is vizsgálhatók, hogy magát a kollapszust részleteiben nyomon követnénk. Ez volt a másik probléma, amelyet vizsgáltam a félév folyamán.

A vizsgálat céljából feltételeztem, hogy a gáz egy vékony rétegbe tömörül a szimmetriasík mentén, és a gáz minden része egyenletes körmozgást végez a centrum körül, az  $r$  pályasugártól függő  $\Omega(r)$  szögsebességgel. A korongot  $r = R$ -nél ugyanaz a merev "fal" határolja, mint a kezdeti felhőt. Az egyes

gáزرészek fajlagos impulzuszórántuma a kollapszus során megórzódik, tehát valamely  $[j, j + dj]$  intervallumba ugyanakkora  $dm$  gáztómegezik a folyamat végén, mint annak kezdetén. Ez a következő egyenletre vezet:

$$\frac{d\Omega}{dr} = \frac{\omega}{r \cdot I(r, \Omega)} \cdot \Sigma - \frac{2\Omega}{r}$$

Itt  $\omega$  a kezdeti (egységes) szögsebességet jelöli,  $\Sigma(r)$  a felületi sőrűség függvényét, az  $I(r, \Omega)$  függvény pedig a kezdeti állapot tömegeloszlásából határozható meg. Ha utóbbi gömbszimmetrikus, és a centrumtól mért  $r$  távolságban a kezdeti sőrűséget  $\varrho_0(r)$  jelöli, akkor

$$I(r, \Omega) = \int_0^{\sqrt{R^2 - \frac{\Omega}{\omega} r^2}} \varrho_0 \left( \sqrt{\frac{\Omega}{\omega} r^2 + z^2} \right) dz$$

A gravitációs, centrifugális és nyomásgradiensből adódó gyorsulás egyensúlya meg az elsófajú komplett elliptikus integrál  $K(k)$  függvényének segítségével:

$$\frac{d\Sigma}{dr} = \frac{1}{c_s^2} \left( r\Omega^2 - \frac{dU}{dr} \right) \Sigma$$

Itt  $U(r)$  a gravitációs potenciált jelöli, amely a következőképpen határozható meg az elsófajú komplett elliptikus integrál  $K(k)$  függvényének segítségével:

$$U(r) = -4G \cdot \int_0^R \frac{K \left( \frac{2\sqrt{a-r}}{a+r} \right) a \Sigma(a)}{a+r} da$$

A fenti differenciálegyenletekhez tartozó egyik kezdeti feltétel (a fajlagos perdület megmaradása alapján)  $\Omega(R) = \omega$ . A másikk kezdeti feltételt nem tudjuk eleve kitűzni. Noha a kezdeti állapotban  $r = R$ -nél a felületi sőrűség nulla, a végállapotban  $\Sigma(R) \neq 0$ . De  $\Sigma(R)$  értéke előre nem mondható meg.

Az egyenletek jobb kezelhetősége érdekében bevezettem az  $x = \ln \frac{R}{r}$  változót ( $0 \leq x < \infty$ ), valamint a  $\xi(x) = \ln \frac{\Sigma(Re^{-x})}{\Sigma(R)}$  és  $\chi(x) = \left( 1 - e^{-2x} \cdot \frac{\Omega(Re^{-x})}{\omega} \right)^{3/2}$  függvényeket. Utóbbiakra a  $\xi(0) = 0$  és a  $\chi(0) = 0$  kezdeti feltételek szabhatók ki, viszont a transzformált egyenletekben megjelenik  $\Sigma(R)$ . Ennek értéke sorozatos közelítésekkel határozható meg:  $\Sigma(R)$  különböző értékeire integráljuk az egyenleteket, és azt a megoldást keressük, ahol  $\lim_{x \rightarrow \infty} \chi(x) = 1$ . További nehézséget jelent egyrészt az  $U(r)$  potenciálfüggvény (illetve transzformáltjának) integrálalakja, valamint az, hogy  $I(r, \Omega)$  függvény a Bonnor-Ebert gömbök esetén nem adható meg analitikus formában. Az  $U(r)$  függvény jelenléte újabb sorozatos közelítést tesz szükségessé. Elsó lépésként  $U(r)$  tömegpont-potenciállal becsülhető, majd a kapott megoldás segítségével pontosítható.

Az egyenletrendszer megoldásához készítettem egy Python-programot, de egyelőre csupán egy olyan tesztprobléma (mindenütt azonos sőrűségű, forgó gázgömb kollapszusa) vizsgálatára alkalmaztam, ahol az  $I(r, \Omega)$  függvény alakja analitikusan felírható, és az egyenletek egyike egyszerűbb formát ölt, mint a Bonnor-Ebert gömbök kollapszusa esetén.

### 3 További tevékenységek

*Publikációk: -*

*Tanulmányi tevékenység az aktuális félévben:* A félév folyamán az ELTE TTK “Radio astronomy 1.” illetve “A Naprendszer peremén” c. kurzusait végeztem el.

*Konferenciák az aktuális félévben: -*

*Oktatási tevékenység az aktuális félévben:* A félév során a csillagász szakos hallgatók számára tartottam két gyakorlati kurzust “Az elméleti asztrofizika matematikai alapjai 2.” illetve “Elméleti asztrofizika gyakorlat” címmel (2-2 kredit).