

TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI DOLGOZAT

KÍSÉRŐK VÉGZETES TÁNCA II-ES TÍPUSÚ SZUPERNOVÁK KÖRÜL

Szerző: Fröhlich Viktória

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar,
Fizika BSc III.



Témavezető: Regály Zsolt, Ph.D.

Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont
Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Budapest, 2023. január 4.

Kivonat

Az utóbbi években nagy mértékben fellendült az exobolygók kutatása. Mára ötezer exobolygórendszert ismertünk meg, többségében fősorozati csillagok körül. Érdekes módon az elsőként felfedezett exobolygó-rendszer három bolygója pulzár körül kering (PSR B1257+12). Mivel a pulzárok II-es típusú szupernóva-robbanások (SN II) során keletkeznek, az eredeti bolygórendszer dinamikailag instabillá válhat. A bolygóbefogás kis valószínűségű, három planéta befogása pedig közel lehetetlen. E rendszerek létét második generációs bolygókeletkezési hipotézis magyarázhatja, melyben a bolygók az SN II táguló köpenyanyagából keletkezhetnek.

Dolgozatomban SN II-robbanások dinamikai hatásait modelleztem kettős- illetve hármas rendszerekben. Elsőként alkalmaztam homológ tágulási modellt a SN tömegvesztésének leírására. Ezt nagy pontosságú, változó központi tömegű numerikus N-test integrátorral ötvöztem. A szakirodalomban eddig nem volt olvasható hasonló vizsgálat. A dolgozatomban analizáltam a kötött rendszerek pályaelemeinek és sebességének, illetve a széteső rendszerek komponensei sebességében bekövetkezett változásokat.

Megmutattam, hogy a csillag SN II-robbanását bolygók csak ritkán élhetik túl stabil pályán. Ha egy 275 km/s-nál kisebb pekuliáris sebességű pulzárt figyelünk meg, feltehetjük, hogy gömbszimmetrikus SN-robbanás során keletkezett. Azonban, ha pekuliáris sebessége ennél nagyobb, az közvetett bizonyítéka lehet egy aszimmetrikus robbanásnak. Hármas rendszerekben a főkomponens körüli kísérő a robbanást követően nem maradhat kötött pályán. Ha a bolygó kettős tömegközéppontja körül keringett, hogy a kettőscsillag valamely komponense befoghatja. Csillagától elszakadó óriásbolygó holdjának excentricitása elegendően nagyvá válhat ahhoz, hogy a holdon jelentőssé váljon az árapályfűtés. Így kóbor bolygók körül keingő holdon is megfelelő feltételek alakulhatnak ki a biogenezishez.

Munkám a 2021-es kari TDK konferencián bemutatott kutatómunka folytatása és kiterjesztése az irodalomban eddig nem vizsgált konfigurációkra. Az eredmények egy része az ApJ-ben került publikálásra. A kettős neutroncsillagok és excentrikus holdak keletkezését leíró cikkek kézírata szerkesztés alatt áll.

Először a témakör rövid bevezetését olvashatjuk. Ez után bemutatom a homológ köpenytágulási modellt, és az alkalmazott numerikus módszereket. A vizsgált modellkonfigurációk leírása után minden konfiguráció analizálására külön fejezetben térek ki. A dolgozat utolsó részében a legjelentősebb eredményeket foglalom össze.

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	3
1.1. Óriáscsillagok haláltusája	3
1.2. Pulzárak körüli bolygók a szakirodalomban	5
1.3. Kettős neutroncsillagok	7
1.4. Hármass rendszerek dinamikája	7
2. Alkalmazott numerikus módszerek	9
2.1. Változó tömegű többtest-probléma	9
2.2. SN II homológ köpenytágulási modell	10
2.3. Összehasonlítás állandó sebességű tömegvesztéssel	11
2.4. Az alkalmazott modell korlátjai	12
2.5. Vizsgált modellkonfigurációk	14
3. Pályastabilitás SN II körül	17
3.1. Kötött rendszerek	17
3.2. Széteső rendszerek	19
3.3. Kapcsolat a stabilitás és a kísérő pályamenti helyzete között	21
4. Kettős szupernóva-robbanások	25
4.1. Kötött rendszerek	25
4.2. Széteső rendszerek	29
5. SN-II robbanás hármass rendszerekben	32
5.1. Főkomponens körül keringő bolygók	32
5.2. Kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygók	32
5.3. Óriásbolygók exoholdjai	33
5.4. Kettős csillagrendszerek és kóbor bolygók sebessége	37
6. Konklúziók	39
6.1. Kísérők SN II körül	39
6.2. Kettős SN-robbanások	41
6.3. Hármass rendszerek	42
Köszönetnyilvánítás	46
Függelék: a modellkonfigurációk paraméterei	47

1. Bevezető

Az elmúlt néhány évtized gyors technológiai fejlődésének köszönhetően mára ötezernél is több, más csillagrendszerekben keringő bolyót, azaz exobolygót ismerünk. Az eddig felfedezett exobolygók döntő többsége vörös törpecsillagok körül kering. Ám meglepő módon közel egy tucat olyan exobolygóról is van tudomásunk, amely fehér törpecsillag, vagy neutroncsillag körül kering. Ezen felfedezések okán több, bolygók keletkezésével és fennmaradásával foglalkozó elmélet is megdőlt. Ennek egyik oka, hogy egy végállapotú csillag körüli bolygó vagy bolygórendszer stabilitása kérdéses. Különösen pulzár-bolygó rendszerek esetén lépnek fel jelentős pályaperturbációk a pulzár kialakulását megelőző II-es típusú szupernóva-robbanás (SN II) során. Az itt bemutatandó vizsgálataim alapján az ilyen rendszerek fennmaradása kérdéses. A csillag tömegének jelentős hányadát elveszti a robbanásban, melynek következtében a bolygópályák excentricitása megnő, ezzel teret adva a bolygók szoros megközelítésének, esetleges ütközésének, illetve a bolygók rendszerből való kilökésnek. Ennek a problémának egy feloldása lehet egy második generációs, a végállapot elérése után lezajló bolygókeletkezés.

Jelen tanulmányban szupernóvává váló csillagok körül keringő bolygók és csillagok pályájának hosszútávú stabilitását vizsgálom homológ tágulás modell, illetve numerikus n -test integrátor együttes alkalmazásával. Először szupernóvává váló csillag körül keringő bolygó- illetve csillagkísérő pályastabilitását vizsgáltam. A vizsgálatot ezután megismételttem nagytömegű kettőscsillag-rendszerekben, ahol mindkét komponens szupernóva-robbanását végigkövettem. Vizsgálataimat ezután kiterjesztettem hármas rendszerekre is, melyekben a bolygótömegű kísérő a fő-, a kísérőcsillag vagy a kettős rendszer tömegközéppontja körül kering.

1.1. Óriáscsillagok haláltusája

A csillagok életében jelentős szerephez jut kezdeti tömegük. Egyrészt ez befolyásolja a csillag főágon töltött idejét, másrészt meghatározza, milyen végállapotba kerül a csillag, miután felélt az üzemanyagát. A nyolc naptömegnél könnyebb csillagok fehér törpékként, a nagyobbak (körülbelül 25 naptömegig) neutroncsillagként, a legnagyobbak (27-40 naptömeg felett, lásd Fryer, 1999; Mao és mtsai., 2021) pedig fekete lyukakként fejezik be életüket.

A fősorozati csillagok döntő többségben hidrogénből állnak. A hidrodinamikai egyensúlyt a hidrogénkészlet héliummá fuzionálásával tartják fenn. A magfúzióban keletkezett passzív hélium nagyobb tömege révén lesüllyed a csillaganyagban, ezzel új magot alkot a csillag közepében. Ez az új mag idővel összehúzódik, így addig növeli hőmérsékletét, míg a hidrogén egy, a magot körülvevő héjban tud tovább fuzionálni. A nyomás megnő, így a csillag külső rétegei kitépődnek és lehűlnek. A csillag színe a vörös felé tolódik, a Hertzsprung–Russell diagramon a vörös óriás ágra lép. A vörös óriás ág csúcsát elérve a hélium fúziója is megindulhat, ezt nevezzük hélium-villanásnak. A héliumfúzió végtermékeként szén és oxigén keletkezik. Amikor a magban a héliumkészlet is elfogy, a csillag az aszimptotikus óriáságra lép. A kialakult szén-oxigén mag összeomlik és felmelegszik, a csillag külső rétegei kitépődnek és lehűlnek, a csillag színe a kék felé tolódik. Ebben a szakaszban a csillagszél jelentősen felerősödik, a csillag jelentős tömeget veszít.

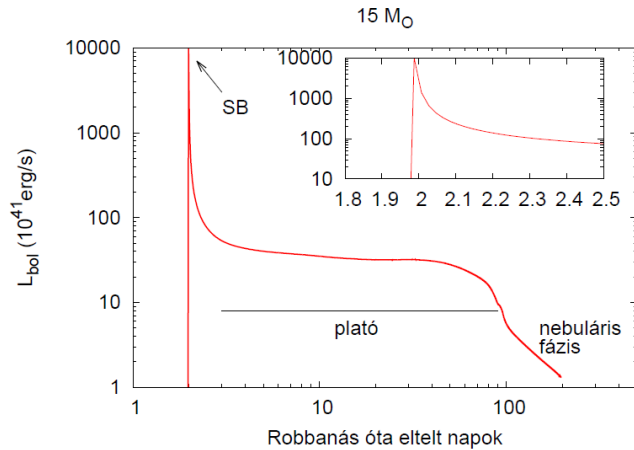
Amennyiben a kezdeti tömeg elérte a 8 naptömeget, a csillag magja képes olyan magas hőmérsékletet elérni, hogy a szén és oxigén fúziója is beindulhasson, így további héjak képződnek a mag körül. Az utolsó, még fúzióképes elem a szilícium, amely 56-os tömegszámú

vassá egyesül. A csillag minden fúziós szakasza rövidebb az előzőnél: a hidrogénkészlet évmilliárdokig elég, a szén égése 1000 év alatt befejeződik, míg a vasmag kialakulása szilíciumból egynapos folyamat. Ettől kezdve bármilyen további reakció energiát vonna el, a nukleáris energiatermelés véget ér.

A vasmag Chandrasekhar-határ (megközelítőleg $1,4M_{\odot}$) eléréséig növekedhet. A nehezebb atommagok ekkor nagyenergiájú fotonok segítségével héliummagokká, illetve szabad nukleonokká esnek szét. Az így felszabadult protonok és elektronok β -bomlás során neutronokká egyesülnek, az eddig nagyságrendileg földméretű mag pillanatok alatt ≈ 50 km nagyságúra zsugorodik, és kialakul egy forró neutroncsillag. A mag az összehúzódást követően némileg újra kitágul. E közben közben a csillag külsőbb rétegei szabadesési időskálán a mag felé zuhannak, ahol szembetalálkoznak a táguló mag szuperszonikus lökéshullámával, amely végighalad a köpenyanyagon, ledobva a csillag külső rétegeit. A ledobott gázanyag nagy sebességgel tágul, miközben folyamatosan hűl. Ezt a jelenséget nevezzük II-es típusú szupernóva-robanásnak.

A szupernóva-robanás során keletkező energia átlagosan 10^{46} J, melynek 99%-át a β -bomlásban keletkező neutrínók viszik el, így a maradék, 10^{44} J tekinthető a szupernóva kinetikus energiájának. A csillag luminozitása a robanás során annyira megnő, hogy túlragyoghatja szülőgalaxisa fényét. A neutroncsillagban az egyensúlyt a neutronok degenerációs nyomása és a gravitáció tartja fenn. Nem zajlik már bennük energiatermelő folyamat, visszamaradt hőjüket élik fel, így több milliárd éves életük során folyamatosan hűlnek. Szupernóva-maradványra példákat az 1. ábrán láthatunk.

A neutroncsillagok mágneses tere igen erős, pólusaikról nagyenergiájú elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. Forgástengelyük és mágnesese tengelyük általában nem esik egybe, így a forgás során a nyalábok egy kúpot rajzolnak ki. Szerencsés esetben, ha a kúp egy pontja éppen a Föld felé mutat, mérhető a forgás periódusa, ekkor nevezzük a neutroncsillagot pulzárnak. A forgási periódus a szekundumos-miliszekundumos skálán mozog, és magányos csillag esetén hosszú ideig változatlan marad.



1. ábra. Balra: az IC 443 szupernóva-maradvány Mezei Balázs amatőr csillagász felvételén (Forrás: Mezei Balázs) Jobbra: egy tipikus II-es típusú szupernóva ($15 M_{\odot}$, $1000 R_{\odot}$) robanásakor kialakuló fénygörbe (Vinkó, 2017). A kis ablakban a két nap elteltével megjelenő csúcs részletei láthatók.

A neutroncsillagok keletkezését II-es típusú (idegen szóval kollapszár, azaz magösszeomlásos) szupernóva-robbanások kísérik. A pillanatszerű összeomlásban a mag addig sűrűsödik, míg eléri a nukleáris sűrűséget ($\approx 10^{14} \text{g/cm}^3$). Az összehúzódásnak a β -bomlás során keletkező degenerált neutronanyag növekvő nyomása vet véget. A csillag külső rétegei a sűrű magra esnek, majd visszapattannak róla. Ennek a "core bounce"-nak nevezett folyamatnak a segítségével indul útnak a csillag anyagában az a lökeshullám, mely végső soron a csillag köpenyét ledobja. A lökeshullámnak átlagosan két napra van szüksége ahhoz, hogy elérje a csillag felszínét. Felbukkanásakor a csillag fénygörbéjén rövid, éles csúcsot lehet megfigyelni (lásd az 1. ábra jobb oldali grafikonján). Külső szemlélő csak ekkortól láthatja a szupernóva-robbanást, és mérheti a kibocsátott sugárzást, mely döntő többsége röntgensugárzás.

A lökeshullám felbukkanás után a ledobott anyag tágulása homológgá válik (p.l. Arnett, 1980; Branch és Wheeler, 2017). E szerint 1) minden ledobott réteg sebessége a csillagtól való távolságának lineáris függvénye, 2) a legkülső réteg tágulási sebessége időben állandó, illetve 3) a ledobott anyag sűrűségprofilja szintén időinvariáns. A homológ tágulás során a burok álatszatan, benne az ionizált hidrogénatomok rekombinálódnak, így a csillag fénygörbéjén egy platót figyelhetünk meg, ahogy azt az 1. ábrán is láthatjuk. A szupernóva fényességét másrésztől a robbanásban létrejövő radioaktív anyagok bomlása tartja fenn. A legjelentősebb ilyen reakció az $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ sorozat. A radioaktív bomlás során a burok átlátszóvá válik, így megfigyelhetővé válnak a katalogizáláshoz elengedhetetlen színekpvonalak. Mivel a csillagok a robbanást megelőzően csillagszél formájában is veszítenek anyagot, a ledobott köpeny nem vákuumba tágul. Ez a csillagközi anyag aztán visszahat a csillaganyagra, melynek eredményeként újabb lökeshullám-front keletkezik. Egy SN II robbanás során kialakuló fénygörbét részletesen az 1. ábrán láthatunk.

1.2. Pulzárok körüli bolygók a szakirodalomban

Az ismert exobolygók túlnyomó többsége főági csillagok körül kering. Akadnak azonban kivételek, például rögtön az elsőnek felfedezett bolygórendszer, melynek három bolygója egy milliszekundumos pulzár körül kering (PSR B1257+12, Wolszczan és Frail, 1992; Wolszczan, 1994, 2012). A PSR B1257+12 rendszer 1992-es felfedezése óta több pulzár körül keringő bolygót is felfedeztek a kutatók, úgymint PSR B1620-26 (Backer és mtsai., 1993; Thorsett és mtsai., 1993; Sigurdsson és mtsai., 2003), PSR J1719-1438 (Bailes és mtsai., 2011), PSR B0943+10 (Suleymanova és Rodin, 2014), PSR B0329+54 (Starovoit és Rodin, 2017), illetve PSR J2322-2650 (Spiewak és mtsai., 2018).

A pulzárok körül keringő bolygók eredetére három elmélet adhat magyarázatot: a szupernóva-robbanás túlélése stabil pályán, bolygóbefogás, illetve egy hipotetikus második generációs bolygókeletkezés a szupernóva által ledobott köpenyanyagban. Az első lehetőséget vizsgálva a pulzárok, csillagmaradványok körül keringő bolygók, kiváltképp bolygórendszerek létezése meglepő (Phinney és Hansen, 1993; Martin és mtsai., 2016), ugyanis a neutroncsillagok heves SN II robbanások során keletkeznek. Ráadásul ebben az esetben a bolygó anyacsillagának kezdeti tömege minimum $8M_{\odot}$ kell legyen, ami jelentősen nagyobb, mint az eddig megfigyelt legnagyobb, bolygórendszerrel rendelkező csillag tömege (Kennedy és Kenyon, 2008; Han és mtsai., 2014). Érdemes azonban megjegyezni, hogy ilyen nagy tömegű csillagok körül egyébként sem triviális exobolygókat felfedezni.

A második lehetőség implicit feltétele, hogy egy pulzár képes befogni egy kóbor boly-

gót, vagy bolygókat a PSR B1257+12 és PSR B0943+10 rendszerek esetében (Sigurdsson és mtsai., 2003). A bolygóbefogás valószínűsége csekély, még annak ellenére is, hogy a legkülönbözőbb környezetekben felfedezett kóbor bolygók (melyek anyacsillaguktól elválva sodródhatnak a csillagközi térben) száma folyamatos növekedést mutat (többek közt Lucas és Roche (2000); Zapatero Osorio és mtsai. (2000); Bihain és mtsai. (2009); Sumi és mtsai. (2011); Miret-Roig és mtsai. (2022) felmérései).

A harmadik esetet általánosságban Perets (2010); Thorsett és mtsai. (1993) és Podsiadlowski (1993) tanulmányozták, illetve születtek AGB kettősöket (Kluska és mtsai., 2022), valamint érintkező kettőscsillagokat (Schleicher és Dreizler, 2014; Schleicher és mtsai., 2015; Kostov és mtsai., 2016; Bear és Soker, 2014) vizsgáló írások is. Mára egyre biztosabban állíthatjuk, hogy II-es típusú szupernóvák körül jelentős mértékű porképződés is megfigyelhető (legújabb Zsíros és mtsai. (2021), elsőként Cernuschi és mtsai. (1967)), ami elengedhetetlen kelléke a bolygókeletkezésnek. Bár az ily módon keletkező korongok jelentős besugárzásnak vannak kitéve (Martin és mtsai., 2016), tömegük több vizsgálat alapján is összemérhető egy klasszikus protoplanetáris korongéval (Lin és mtsai., 1991; Menou és mtsai., 2001; Williams és Cieza, 2011). Ekkor a bolygók létrejöhetnek akár a szupernóva után visszamaradó csillaganyagból (Colgate, 1971; Chevalier, 1989; Bailes és mtsai., 1991; Löhmer és mtsai., 2004, numerikus módszerekkel Perna és mtsai., 2014), illetve egy társcsillag szétesése is lehetőséget ad bolygó méretű testek keletkezésére (Martin és mtsai., 2016).

Egy szupernóva-robbanás során a csillag tömegvesztése jelentős, ezért a körülötte leringő testek keringési stabilitása megszűnik. A változó tömegű kéttest-probléma (mely mindkét testet tömegpontként kezeli) tanulmányozása évszázados múltra tekint vissza. Az első vizsgálatok Gylden (1884) és Mestschersky (1893) nevéhez fűződnek. Később általánosabb megoldások kerültek kidolgozásra (összefoglalóért lásd: Razbitnaya, 1985), illetve kettős csillagrendszerek esetére is kidolgozták a problémát (Jeans, 1924). Az ily módon perturbált kéttest-probléma legalaposabb áttekintését Burns (1976) végezte el. A rendszer viselkedését és a pályaelemekben a tömegvesztés miatt bekövetkező szekuláris változásokat leíró egyenleteket Hadjidemetriou (1963) és Verhulst (1969) közli.

A numerikus megoldások első úttörő eljárásait Hadjidemetriou (1963, 1966a) fejlesztette ki. Ezekben a tanulmányokban azonban a tömegvesztés sebessége olyan alacsony volt, hogy szekuláris változásokat csak a bolygók fél-nagy tengelyében lehetett megfigyelni, míg pályájuk excentricitása állandó maradt. Hadjidemetriou (1966b) később mégis kimutatta, hogy kellően gyors tömegvesztés esetén (mint amilyen egy SN II robbanás során is fellép) a kísérő excentricitása is változhat. Az excentricitás egységnyi fölé is nőhet, ekkor pedig a bolygó elhagyja a csillagát, és kóbor bolygóként sodródik tovább.

A változó tömegű kéttest-problémát eddig vizsgáló numerikus tanulmányok adiabatikusak, azaz azt a feltételezést teszik, hogy a szimulációk során az excentricitás állandó marad (Debes és Sigurdsson, 2002), vagy a tömegvesztést pillanatszerűnek feltételezik (Fagginger Auer és Portegies Zwart, 2022). Veras és mtsai. (2011) elsőként vizsgálták az adiabatikusnál nagyobb tömegvesztési rátát, és mutatták be analitikus és numerikus megoldásait a perturbációs egyenleteknek egy SN II esetében elképzelhető tömegvesztést feltételezve. Tanulmányukban egy egyszerűsített, időben lineáris tömegvesztést vizsgáltak Hurley és mtsai. (2000) munkája alapján. Elsődleges céljuk az analitikus és numerikus megoldások összehasonlítása volt egy elhanyagolható tömegű kísérő esetén, különféle csillagtömegeket vizsgálva. Fő eredményük szerint a bolygók csak korlátozott esetben tudnak stabil pályán maradni a kialakuló

neutroncsillag körül, és a legtöbb esetben a pálya excentricitása jelentősen megnő.

1.3. Kettős neutroncsillagok

Amennyiben egy kettős csillagrendszer mindkét tagja elég nagytömegű ahhoz, hogy II-es típusú szupernóvaként robbanjon fel, a két egymást követő robbanás kettős neutroncsillagrendszert (DNS) eredményezhet. Ezen rendszerek kialakulásuk után rádió tartományban kettős pulzárokként figyelhetők meg (Lorimer és Kramer, 2004). Később, amennyiben a csillagok pályája kellően szoros, a két neutroncsillag összeolvadása gravitációs hullámok formájában lesz detektálható. Eddig tizenöt kettős neutroncsillag-rendszerről van tudomásunk (Martinez és mtsai., 2015; Kramer és mtsai., 2006; Breton és mtsai., 2008; Ferdman és mtsai., 2013; Janssen és mtsai., 2008; Fonseca és mtsai., 2014; Keith és mtsai., 2009; Ng és mtsai., 2015, 2017; Faulkner és mtsai., 2005; Ferdman és mtsai., 2014; Corongiu és mtsai., 2007; Champion és mtsai., 2004; Lorimer és mtsai., 2006; van Leeuwen és mtsai., 2015; Lazarus és mtsai., 2016; Hulse és Taylor, 1975; Kramer, 1998; Weisberg és mtsai., 2010; Swiggum és mtsai., 2015; Lynch és mtsai., 2012; Anderson és mtsai., 1990; Jacoby és mtsai., 2006). Ezek közül néhány befogás révén jöhetett létre, különös tekintettel azokra a rendszerekre, melyek gömbhalmazokban találhatók (Prince és mtsai., 1991; Phinney és Sigurdsson, 1991; Grindlay és mtsai., 2006; Lynch és mtsai., 2012; Verbunt és Freire, 2014).

A kettős neutroncsillagok keletkezésének szélesebb körben elfogadott elmélete szerint (áttekintésként lásd Bhattacharya és van den Heuvel, 1991; Tauris és van den Heuvel, 2006 munkáit) a rendszer élete során legalább egy anyagátadási szakasz játszódik le. Az így köpenyüktől megfosztott csillagok általában SN Ib/c robbanásokban lelik halálukat. E szerint az elmélet szerint az első robbanásban keletkezett neutroncsillagot idővel elnyeli kísérőjének táguló köpenye. Mivel annak valószínűsége, hogy a kettős mindkét tagja épségben túléli fejlődésük ezen szakaszát, igen kicsi, Brown (1995); Dewi és mtsai. (2006) olyan modelleket dolgoztak ki, melyek során a neutroncsillag elnyelése elkerülhető. Ezen elméletek hátránya azonban, hogy csak abban az esetben képesek reprodukálni a kettős neutroncsillagok kialakulását, ha a kettőscsillag komponenseinek tömege közel azonos. Jelen dolgozatban egy eddig nem vizsgált keletkezési forgatókönyvet mutatok be, amely elsődlegesen tág DNS rendszerek létrejöttét magyarázza. A vizsgálandó nagytömegű kettőscsillag-rendszerekben a két csillag egymást követő szupernóva-robbanását modelleztem a 2.2. fejezetben bemutatandó homológ tágulási modell segítségével. Az alkalmazott eljárásokat, illetve a szimulációk kezdőfeltételeit a 2. fejezetben részletezem.

1.4. Hármass rendszerek dinamikája

A mai napig 23 olyan exobolygót fedeztek fel a kutatók, mely egy kettős csillagrendszer tömegközéppontja körül (azaz cirkumbináris pályán) kering. Ezek egyike az M4 gömbhalmazban található PSR B1620-26 (Backer és mtsai., 1993; Thorsett és mtsai., 1993; Sigurdsson és mtsai., 2003), mely rendszerben egy feltehetőleg pulzár-fehér törpe kettős körül kering egy 2,5 jupitertömegű exobolygó. E bolygó, amennyiben nem befogás által került a rendszerbe, túlélte nem csak a főcsillag szupernóva-robbanását, hanem a kísérő fehér törpévé válását is. Ezen felfedezés fényében szerettem volna olyan kettőscsillagok körül keringő bolygókat is megvizsgálni, melyekben a főkomponens tömege elég nagy ahhoz, hogy II-es típusú

szupernóvaként robbanjon fel, azonban a kísérő tömege kellően kicsi ($\leq 8M_{\odot}$), hogy életét üzemanyaga elfogytával fehér törpeként folytassa. Hármass rendszerekben további két konfigurációt is megvizsgálásra érdemesnek találtam, melyekben a bolygó a főkomponens, vagy a kísérőcsillag körül kering.

Az imént említett hármass rendszerek stabilitása közel sem olyan magától értetődő, mint egy kettős rendszer esetén. Egyrészt a testeket korlátozott valódi-anomália konfigurációkban lehet elhelyezni ahhoz, hogy elkerüljük az esetleges szekuláris perturbációkat (pl. Laplace-rezonancia). Másrészt, a stabil pályák fél-nagy tengelye függ a kettőscsillag pályaeccentricitásától, illetve tömegarányától (Holman és Wiegert, 1999). Harmadrészt, numerikus számításaim alapján a csillagok a bolygópályát jelentősen perturbálhatják, így a pálya fél-nagy tengelye és excentricitása akkor is változhat (mind néhány órára, mind sok évszázados időskálán), ha a rendszer csillagainak tömege változatlan, azaz nem modellezzük a szupernóva-robbanást. Mindezek fényében ezen hármass rendszerek kezdőfeltételeit különös odafigyeléssel kellett megválasztanom.

Az elmúlt évtizedben több tanulmány (Pijloo és mtsai., 2012; Lu és Naoz, 2019) is vizsgált a szupernóva hatását hierarchikus hármass csillagrendszerekben. Ezek a vizsgálatok azonban a szupernóva tömegvesztését pillanatszerűnek, a robbanást pedig aszimmetrikusnak feltételezték, mely során a rendszer tagjai azonnali sebességváltozást szenvednek el. Mindaddig csupán egy olyan vizsgálat született, mely nem egy hármass csillagrendszer, hanem egy kettőscsillag rendszerében keringő bolygó dinamikai fejlődését vizsgálta. E tanulmányban Fagginger Auer és Portegies Zwart (2022) cirkumbináris, zérus excentricitású csillag- illetve bolygópályákat feltételeztek. A szupernóva-robbanás során bekövetkező tömegvesztést vizsgálatuk során pillanatszerűnek vették, és analitikusan modellezték a tömegközéppont elmozdulását, illetve a rendszer minden tagjának sebességének pillanatszerű megváltozását. Tanulmányukban kimutatták, hogy a bolygó akár a fennmaradó hármass rendszer tagjaként, akár – amennyiben a kettőscsillag-rendszer szétesik – a kísérőcsillag bolygójaként túlélheti a szupernóva-robbanást. A stabil pályán maradó bolygók mindegyikére igaz volt, hogy fél-nagy tengelye és excentricitása jelentősen megnőtt. Jelen tanulmány tehát az első, melyben egy szupernóva hatását nem csak a kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygók esetén vizsgálták, illetve az első, amely a robbanást homológ tágulással, időben változó tömegvesztési sebességgel modellezte.

2. Alkalmazott numerikus módszerek

2.1. Változó tömegű többtest-probléma

A kísérők pályaparamétereiben bekövetkező változást a rendszer két dimenziós mozgásegyenleteinek numerikus megoldásával számítottam ki. Így, az eddigi analitikus megoldásokkal ellentétben (lásd Veras és mtsai., 2011), először történt meg olyan kísérők vizsgálata, amelyek tömege nem elhanyagolható a szupernóvaként felrobbanó csillag tömegéhez képest. Ezzel tehát kettős csillagrendszereket, illetve hármas rendszereket is tanulmányozhattam, mely esetekben a rendszer tömegközéppontja nincs a főcsillaghoz rögzítve.

Adott test mozgásegyenlete N darab gravitációsan kölcsönható test esetén

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = -GM_{\text{in},i} \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0|^3} - G \sum_{j=1}^{N-2} M_j \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3}. \quad (1)$$

ahol G a gravitációs állandó, $\mathbf{r}_i$ és $\mathbf{r}_j$ a komponensek, míg $\mathbf{r}_0$ a szupernóvaként felrobbanó csillag helyvektora tömegközépponti vonatkoztatási rendszerben. A szimulációk során M_j tömegek állandók, azonban $M_{\text{in},i}$ – az i . test pályáján belül lévő tömeg – a 2.2. fejezetben bemutatandó homológ tágulási modell szerint csökken az idővel.

A vizsgálat során a modelleket Python 3.8.8 nyelvben általam implementált numerikus kóddal számítottam. A mozgásegyenletek integrálását a SciPy csomag `integrate.solve_ivp()` függvényének segítségével végeztem. Egy explicit nyolcad rendű Runge–Kutta módszert (DOP853) használva kaptam meg az égitestek sebesség- és helyvektorait, mely módszer adaptív lépésközzel dolgozik. Az integrátor abszolút és relatív toleranciaértékeit 10^{-12} -re állítva, egy változatlan tömegű kéttest-probléma¹ megoldása esetén a relatív energiahiba 10^{-9} . A szimulációkat a Konkoly Csillagászati Intézet 3DNAL kutatócsoport superszámítógépén futtattam. A futásidő jelentős csökkentése érdekében paramétertér alapú párhuzamosítást alkalmaztam, 72 CPU szálon.

Az adott égitest pályáján belül tartózkodó tömeget, $M_{\text{in},i}$ -t minden lépés során ki kell számolni, a később bemutatandó homológ tágulási modell figyelembevételével. Minden modell esetén kellően hosszú integrációs időt választottam ahhoz, hogy a pályaelemek (a félnagy tengely, és e excentricitás), illetve a további nyomon követett értékek (a komponensek, illetve a rendszer sebessége) állandónak tekinthetők a szimulációk végére. Az integrációs idő a 3. és 4. fejezetben bemutatandó szimulációk esetén ötmillió nap (körülbelül 13 700 év), míg a 5. fejezet szimulációi esetén százezer nap (körülbelül 275 év) volt.

A rendszer i -ik tagjának a j -ik komponensre vonatkoztatott excentricitását és fél-nagy tengelyét a következő egyenletekkel határoztam meg:

$$e_{ij} = \sqrt{1 + 2h_{ij} \left(\frac{\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{v}_{ij}}{\mu_{ij}} \right)^2}, \quad a_{ij} = -\frac{\mu_{ij}}{2h_{ij}}, \quad (2)$$

ahol i és $j \in \{0; 1; \dots; N-2\}$, $i \neq j$, $\mathbf{r}_{ij}$ és $\mathbf{v}_{ij}$ az i -ik test j -ik testre vonatkoztatott hely- illetve sebességvektora, melyek a baricentrikus komponensekből állíthatók elő. A fenti egyenletekben

¹Ehhez a vizsgálathoz egy 22 naptömegű fő-, és egy 10 naptömegű társ csillagot feltételeztem, az integrációs idő ötmillió nap volt.

az energiatag

$$h_{ij} = \frac{1}{2}v_{ij}^2 - \frac{\mu_{ij}}{r_{ij}}, \quad (3)$$

míg $\mu_{ij} = G(M_i + M_j)$. Itt r_{ij} és v_{ij} az i -ik test j -ik testhez képest mért távolsága és sebessége, M_i és M_j pedig az i -ik és j -ik testek tömege.

Egy adott testett kötöttnek tekinthetünk, amennyiben excentricitása 1 alatt marad a szimuláció végeztével. Amennyiben az excentricitás meghaladja az egységnyt, a rendszer szétesett. Hármass rendszerek esetében minden testhez viszonyítva ki kell számolni az excentricitást. Ha az adott excentricitás kisebb, mint egy, akkor a pálya kötöttnek tekinthető.

2.2. SN II homológ köpenytágulási modell

A változó tömegű többtest-probléma numerikus integrálásához a Vinkó és mtsai. (2004) tanulmányban ismertetett homológ tágulás modellt használtam fel. A kísérő pályáján belül tartózkodó tömeg időfejlődését leíró egyenleteket először a Regály et al. (2022) tanulmányban lettek közzé adva. A ledobott köpenyanyag sebessége adott $r(t)$ helyen $v(r, t) = (r(t)/R(t))v_{\max}$, ahol $R(t)$ a táguló köpenyanyag külső rétegének sugara az idő függvényében, míg $v_{\max}$ a maximális tágulási sebesség R helyen. A tágulás során $v_{\max}$ értéke állandó. Kezdetben a köpeny sugara egyenlő a szupernóvává váló csillag sugarával, azaz $R = R_0$. Az itt bemutatandó vizsgálatok során a csillag sugarát minden esetben $R_0 = 500 R_{\odot}$ -nak feltételeztem ($\approx 2, 23$ CSE). A csillagköpeny belső 10%-a megfeleltethető egy konstans sűrűségű magnak, melynek sugara $r_c = 0, 1R$.

Bevezetve egy relatív (együttmozgó) távolság-koordinátát mint $x = r(t)/R(t)$, a táguló köpeny sebessége x helyen $v(x, t) = x \cdot v_{\max}$. Felhasználva az előző egyenletet, és bevezetve Δt -t mint a lökeshullám feltörése óta eltelt időt, egy adott tömeghéj távolsága a szupernóva centrumától

$$r(t) = r(0) + v(r, t)\Delta t = x(R_0 + v_{\max}\Delta t). \quad (4)$$

Amikor ez a réteg eléri a csillag körül keringő testet (csillagot vagy bolygót), $r = r_{\text{sec}}$, így

$$x(r_{\text{sec}}) \equiv x_{\text{sec}} = \frac{r_{\text{sec}}}{R_0 + v_{\max}\Delta t}. \quad (5)$$

Ahhoz, hogy az r_{sec} távolságon belül tartózkodó tömeget, M_{in} -t minden, a felrobbanó csillagtól különböző testre függetlenül meghatározzuk, három esetet kell megkülönböztetnünk: $x_{\text{sec}} > 1$, illetve $x_{\text{sec}} > x_c$ vagy $x_{\text{sec}} < x_c$. Az első esetben a teljes csillagtömeg a kísérő pályáján belül tartózkodik, tehát $M_{\text{in}} = M_{\text{ej}} + M_{\text{n}}$, ahol M_{ej} a ledobott csillagköpeny, és M_{n} a visszamaradó neutroncsillag tömege. Az utóbbi két esetben figyelembe kell vennünk homológ tágulás során fellépő változásokat a köpeny sűrűségében. A mag sűrűségét (ρ_0) térben konstansnak vehetjük, míg a köpeny sűrűségét hatványfüggvénnyel írhatjuk le,

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{x}{x_c} \right)^{-n}, \quad (6)$$

ahol $n = 7$ amennyiben $x > x_c$, és 0 egyébként. A mag sűrűségének időfejlődését az alábbi függvény adja meg:

$$\rho_0(t) = \frac{3}{4\pi} M_c [x_c(R_0 + v_{\max}\Delta t)]^{-3}, \quad (7)$$

ahol M_c a mag tömege. Amennyiben $r_{\text{sec}} > r_c$, akkor a kísérő pályáján belül tartózkodó tömeg

$$M_{\text{in}} = M_n + M_c + \int_{r_c}^{r_{\text{sec}}} 4\pi r^2 \rho(r) dr. \quad (8)$$

Ha $x_{\text{sec}} > x_c$, a fenti egyenlet átalakítás után a következőt adja:

$$\begin{aligned} M_{\text{in}} &= M_n + M_c + 4\pi\rho_0 R_0^3 x_c^n \int_{x_c}^{x_{\text{sec}}} x^{2-n} dx = \\ &= M_n + M_c \left[1 + \frac{3}{n-3} \left(1 - \left(\frac{x_{\text{sec}}}{x_c} \right)^{3-n} \right) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Abban az esetben, ha $x_{\text{sec}} < x_c$,

$$M_{\text{in}} = M_n + 4\pi\rho_0 R_0^3 \int_0^{x_{\text{sec}}} x^2 dx = M_n + M_c \left(\frac{x_{\text{sec}}}{x_c} \right)^3. \quad (10)$$

Az ebben a modellben használt sűrűségprofil felhasználásával a ledobott köpenyanyag tömege kifejezhető mint

$$\begin{aligned} M_{\text{ej}} &= 4\pi R_0^3 \rho_0 \left(\int_0^{x_c} x^2 dx + x_c^n \int_{x_c}^1 x^{2-n} dx \right) = \\ &= 4\pi R_0^3 \rho_0 \left(\frac{x_c^3}{3} + \frac{x_c^n - x_c^3}{3-n} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

A fenti kifejezésből megkapható a mag sűrűsége:

$$\rho_0 = \frac{M_{\text{ej}}}{4\pi R_0^3} \left(\frac{x_c^3}{3} + \frac{x_c^n - x_c^3}{3-n} \right)^{-1}, \quad (12)$$

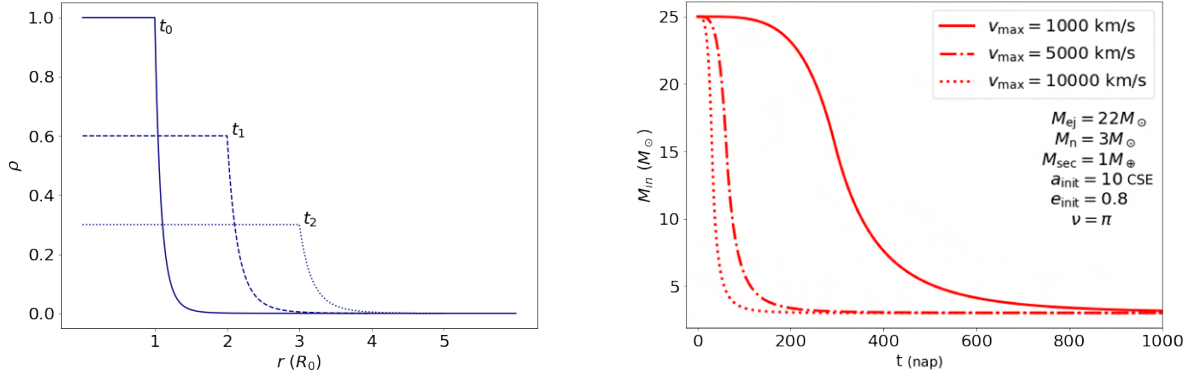
amivel a mag tömege

$$M_c = \frac{4\pi R_0^3 x_c^3}{3} \rho_0 = \frac{M_{\text{ej}}}{1 + \frac{3}{n-3} (1 - x_c^{n-3})}. \quad (13)$$

A 2. ábra a mag és a köpeny radiális sűrűségprofiljának időfejlődését, illetve M_{in} köpenyledobódási sebesség-függését mutatja.

2.3. Összehasonlítás állandó sebességű tömegvesztéssel

Veras és mtsai. (2011) tanulmányukban a tömegvesztést időben állandó sebességűnek feltételezték, mely esetben $\dot{M}_{\text{in}}$ állandó. Jelen tanulmányban a 2.2. fejezetben bemutatott homológ modell alapján egy pontosabb köpenytágulási modellt alkalmaztam, amelyben $\dot{M}_{\text{in}}$ időfüggő. Kezdetben lassan nő, majd konstans értéket vesz fel, ami a későbbiekben nullához tart. A két tágulási modell összehasonlítása érdekében egy-egy reprezentatív bolygó- és csillagrendszer vizsgáltam. A állandó sebességű tömegvesztést mindkét esetben három különböző tömegvesztési sebesség mellett tanulmányoztam. A 3. ábra két, bolygótömegű kísérőt feltételezve hasonlítja össze a modelleket. Az a panelen bemutatott homológ modellben a SN köpenyledobódási sebessége $v_{\text{max}} = 5000$ km/s, míg a b panelen $v_{\text{max}} = 1000$ km/s. Mindkét esetben



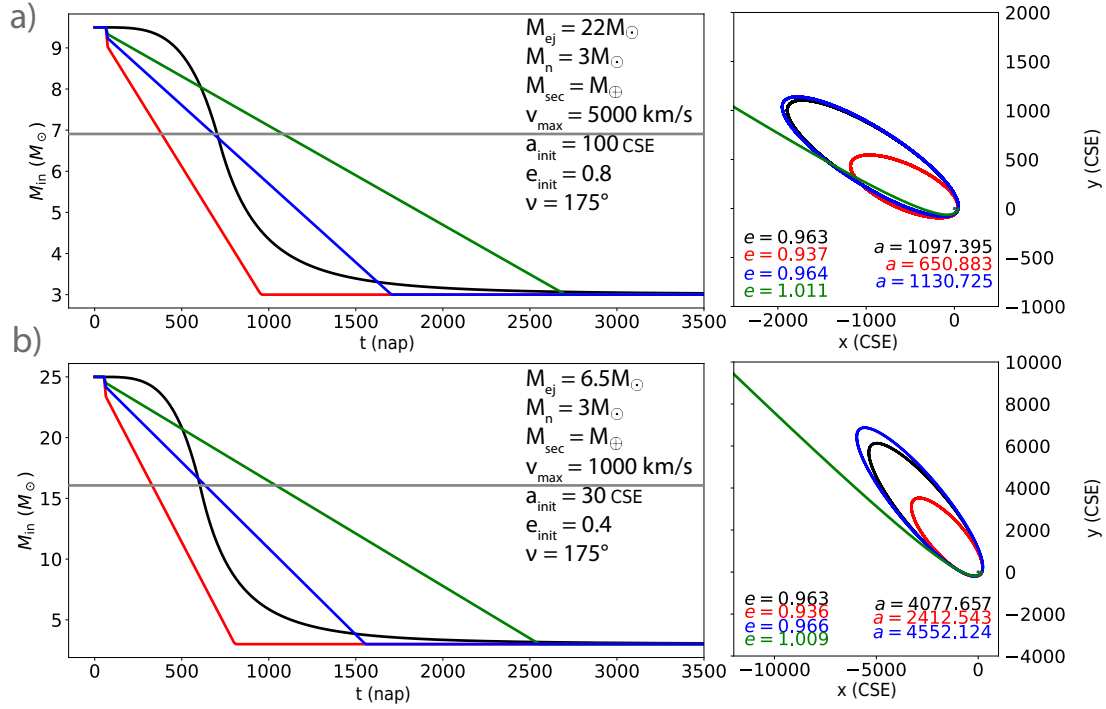
2. ábra. Balra: a mag és a táguló köpeny radiális sűrűségprofilja három különböző időpillanatban ($t_0 < t_1 < t_2$). A sűrűséget a mag kezdeti sűrűségével normalizáltam. Jobbra: a kísérő pályáján belüli tömeg időfüggése különböző köpenyledobódási sebességek (1000, 5000, 10 000 km/s) esetén. Forrás: Regály et al. (2022).

az állandó sebességű modell a homológ tágulástól minőségileg eltérő eredményre vezethet. Ha az állandó tömegvesztési sebesség gyorsabb, mint a homológ modellben, akkor a stabil pálya fél-nagy tengelye és excentricitása kisebb lesz. Amennyiben az állandó sebességű csökkenés mértéke lassabb a homológ tágulásénál, a rendszer széteshet. Az állandó sebességű megoldás jelentősen eltér a homológtól, amennyiben közelítésképpen annak állandó meredekségű szakaszát veszi. A homológ modell akkor közelíthető legjobban állandó sebességű tömegvesztéssel, ha a homológ és állandó sebességű modell tömeg-idő görbéi közelítőleg M_{ej} 60%-ánál metszenek. Ezen különbségek függetlenek a köpeny tágulási sebességétől. A fentiek alapján tehát a tömegvesztés állandó sebességű közelítése a homológ megoldástól minőségileg eltérő eredményekre vezethet.

Csillagtömegű kísérő esetén a homológ és állandó sebességű modellek minőségileg egyező eredményeket adnak. Az állandó sebességű modellben $\dot{M}_{in}$ változtatásával némileg különböző pályaelemek (kötött rendszereknél), illetve sebességértékek és -vektorok (széteső rendszerek esetén) érhetők el.

2.4. Az alkalmazott modell korlátjai

Bár a robbanó csillag tömegvesztését az eddig vizsgáltaknál (Veras és mtsai., 2011) összetettebb módon modelleztem, a homológ tágulási modell gömbszimmetriájából adódóan több megfigyelést nem lehet megmagyarázni. A gömbszimmetrikus homológ modell szerint ugyanis, amennyiben a rendszerek szétesnek, komponenseinek sebessége a vizsgált paramétertereken nem lépi túl a 275 km/s-ot (lásd később a 3. fejezetet). Így tehát a PSR B1257+12 pulzár – mely körül bolygó is kering – 326 km/s-os pekuliáris sebességét (Yan és mtsai., 2013), vagy a Hobbs és mtsai. (2005) által prezentált pekuliáris sebességértékeket csak aszimmetrikus SN-robbanással lehet megmagyarázni. Amennyiben aszimmetrikus köpenyledobódást feltételezünk, az tovább bonyolítja a kísérő pályaelemeinek perturbációját, illetve további változásokat okozhat a főcsillag pályaelemeiben is. (például Parriott és Alcock, 1998; Namouni, 2005; Namouni és Zhou, 2006). Ebben az esetben a Regály et al. (2022) által prediktált v_{pri}



3. ábra. A tömegvesztés időfüggése, illetve a szimulációk végén számolt pályaelemek a homológ modell esetén (fekete vonallal jelölt tömegvesztési görbe, illetve bolygópálya). A színes vonalak különböző állandó sebességű tömegvesztéssel számolt modelleket mutatnak. A kísérő egy $1M_{\oplus}$ tömegű bolygó. A szürke vonal a köpenytömeg 60%-át jelöli, amit a homológ modell közelítéséhez használhatunk fel.

és v_{sec} értékeink valószínűleg nem megfelelőek.

A vörös óriáscsillagok sugara akár a Napénak több ezerszerese is lehet, mielőtt SN II-ként felrobbannának. Ezzel szemben jelen vizsgálatok során a ledobódó köpeny sugarát a csillag tömegétől függetlennek tételeztem fel ($R_0 = 500R_{\odot}$), ezzel előírva bizonyos $M_{\text{ej}} - M_{\text{n}}$ párosításokat, amelyek megválasztása befolyásolhatja az eredményeket.

Az egydimenziós közelítés természetéből adódóan a kísérő-köpeny kölcsönhatásokkal (mely lokális tömegváltozás megbonthatja a feltételezett gömbszimmetriát), illetve az innen eredő pályaperturbációkkal nem számoltam. Ezen felül háromdimenziós modell esetén egy újabb pályaelem, az inklináció hatásait is figyelembe kell venni, mely tovább növeli a feltérképezendő paraméterteret, bár a számítási igény ebben az esetben sem nőne jelentősen.

Háromdimenziós modellt alkalmazva a kísérő-köpeny kölcsönhatások a kísérő tömegvesztését okozhatják (lásd Debes és Sigurdsson, 2002), mely effektus valószínűleg kettőscsillagrendszerekben jelentős. Ezt az effektust számításaim során teljesen elhanyagoltam, vizsgálatahoz a kísérőre vonatkozó tömegvesztési és -befogási modell felállítására lenne szükség.

A fenti korlátozások feloldása hatással lehet a kötött rendszerek pályaelemeire, és az elszökő bolygók és csillagok sebességvektorára, illetve esetenként minőségileg különböző eredményekre is vezethet. A rendszerhez adott további bolygó, illetve egy Kuiper-öv hatását már részletesen tanulmányozták (Debes és Sigurdsson, 2002; Bonsor és mtsai., 2011), azonban mindkét vizsgálat rendkívül alacsony tömegvesztési sebességet feltételezett ($10^{-8} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{év}$,

illetve $2/3 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{év}$), amely inkább az aszimptotikus óriásági fejlődésre jellemző.

Kettőscsillagok esetében általánosan elfogadott, hogy a kettős fejlődése során legalább egy anyagátadási szakasz lejátszódik (Kiminki és Kobulnicky, 2012; Sana et al., 2012; Sota et al., 2014). Ennek modellezésével jelen tanulmányban nem foglalkoztam. Az anyagátadás modellezése befolyásolhatja a felrobbanó csillagok, és így a ledobott köpeny tömegét. Az eddigi elméletek szerint tehát a DNS rendszerek Ib/c szupernóva-robbanások kíséretében jönnek létre. Amennyiben a ledobott köpeny tömege (akár mindkét robbanás során) jelentősen kisebb, mint az itt bemutatott modellek esetében, a kísérők túlélési esélyei jelentősen megnövekedhetnek. Ezen anyagátadások modellezéséhez további anyagvesztési, illetve anyagbefogási modellek felállítására lesz szükség.

2.5. Vizsgált modellkonfigurációk

Annak érdekében, hogy minél több lehetséges esetet megvizsgálhassak, a legkülönbözőbb kezdőértékekkel futtattam szimulációkat. Az SN II robbanásban keletkező neutroncsillag tömegének alulról a Chandrasekhar-tömeg szab határt, a felső határt pedig az eddigi elméletek és megfigyelések (Kalogera és Baym, 1996; Clark és mtsai., 2002) alapján $3M_{\odot}$ -ben állapítottam meg. A legkülső köpenyréteg sebességét (azaz a ledobódási sebességet) Hamuy és Pinto (2002) alapján 1000-10 000 km/s közt mintavételeztem. Minden esetben feltételeztem, hogy a kísérők a csillag köpenyén kívül keringenek, mivel az, hogy égitestek túlélhetnek-e egy csillag köpenyanyagában, máig vita tárgya (lásd Setiawan és mtsai., 2010; Bear és mtsai., 2011, illetve újabban Lagos és mtsai., 2021; Chamandy és mtsai., 2021; Szölgyén és mtsai., 2022). A vizsgált kezdeti fél-nagy tengely értékek azonban így is minden esetben kellően kicsik ahhoz, hogy a ledobott köpeny elérje a kísérőt, mielőtt az egy keringést megtenne. A jelen tanulmányban bemutatott eredmények három modellkonfiguráció szimulálásából és analíziséből születtek.

1) Kísérők SN II körül: Az első konfiguráció esetén az SN II progenitorcsillag körül egy csillag- vagy bolygótömegű test kering. Két csoportot különítettem el. Az A csoportban a kísérő pályaelemei (fél-nagy tengely, excentricitás és valódi anomália) és tömege kerültek fókuszba, a csoportban használt értékeket a függelék 1. táblázata gyűjti össze. Összesen 1 875 000 modellt futtattam. További szűrést alkalmazva, csak azokat vettem alá további vizsgálatnak, ahol a kísérő tömege alulmúlta a felrobbanó csillagét, így végül 1 687 500 szimulációt analizáltam. Veras és mtsai. (2011) eredményei szerint II robbanás utáni stabilitást jelentősen befolyásolja, hogy a kísérő pályája melyik szakaszán tartózkodik a robbanáskor. A valódi anomália hatásának behatóbb tanulmányozása érdekében a B csoportban további 720 500 modellt futtattam. Ezen modellek paramétereit mutatja be a függelék 2. táblázata. A feltérképezett paraméterterét szemléletesen láthatjuk a 4. ábra felső paneljén.

2) Kettős SN-robbanások: A második konfigurációban kettős szupernóva-robbanásokat vizsgáltam, melyek olyan rendszerekben történtek, ahol mindkét csillag kezdeti tömege nagyobb $8M_{\odot}$ -nél. A szimulációk során használt paramétereket az első konfigurációban alkalmazott megfontolásokhoz hasonlóan választottam ki. Amennyiben egy modell az első robbanás után kötött maradt, a homológ tágulás modellt újra alkalmaztam a neutroncsillag-csillag rendszeren. A második robbanás során az eredetileg kisebb tömegű csillag lesz a rendszer nagyobb tömegű tagja, így klasszikus értelemben ez a csillag lenne a főkomponens. Az könnyebb átláthatóság kedvéért jelen tanulmányban a "pri" illetve "sec" alsó indexek mindig az első

robbanás előtti felállást tükrözik, azaz rendre a kezdetben nagyobb, illetve kisebb tömegű csillagot jelölik, függetlenül attól, hogy változik időben a csillagok tömege. A kettős SN-robbanások vizsgált paramétereit a függelék 3. táblázata tartalmazza, illetve a 4. ábra középső panelje szemlélteti.

3) SN-robbanások hármas rendszerekben: Végezetül, különböző konfigurációjú hármas rendszerekben is megvizsgáltam a SN II robbanások dinamikai hatásait.

3.A) Főcsillag körüli bolygók: Először olyan rendszereket tanulmányoztam, melyekben a kettős rendszer felrobbanó főkomponense körül kering egy bolygó. E rendszerekben a szupernóva-robbanás előtt a bolygópálya csak akkor stabil, ha a bolygó fél-nagy tengelye egy kritikus értéknél ($a_{\max}$) kisebb. Holman és Wiegert (1999) alapján

$$a_{\max} = [0,464 - 0,380\mu - 0,631e_{\text{bin}} + 0,586\mu e_{\text{bin}} + 0,150e_{\text{bin}}^2 - 0,198\mu e_{\text{bin}}^2] a_{\text{bin}}, \quad (14)$$

ahol $\mu = M_{\text{sec}}/(M_{\text{sec}} + M_{\text{ej}} + M_{\text{n}})$ a kettős rendszer tömegaránya, a_{bin} a pályájának fél-nagy tengelye, és e_{bin} az excentricitása. A szekuláris időskálájú perturbációk elkerülése végett a bolygópályák excentricitását zérusnak feltételeztem. Ezen felül csak azon modellekre alkalmaztam a homológ tágulás modellt, ahol teljesült, hogy $a_{\max} \geq R_0$, azaz a bolygó a csillagon kívül kering. Ez utóbbi kritérium miatt az eredetileg összeállított 155 520 modellből 35 172-t analizáltam. Az ezen szimulációk során használt paramétereket a függelék 4. táblázata tartalmazza, illetve a 4. ábra 3.A) panelje szemlélteti.

3.B) Cirkumbináris bolygók: Ezután, Fagginger Auer és Portegies Zwart (2022) munkáját kiterjesztendő, kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygókat vizsgáltam. Ezekben a rendszerekben Holman és Wiegert (1999) alapján a bolygópályák akkor stabilak, ha

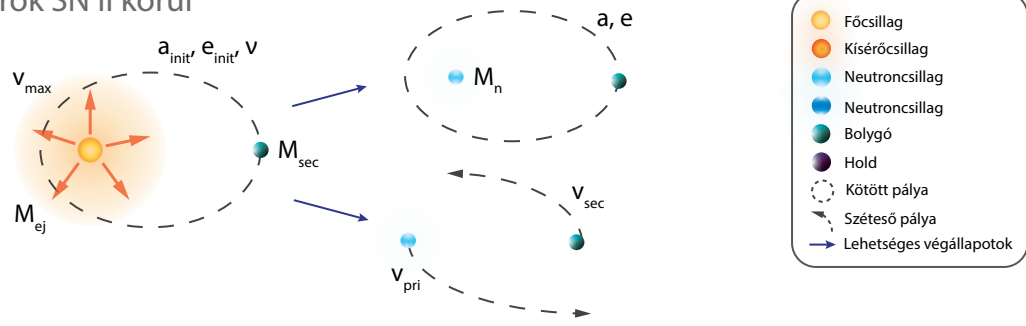
$$a_{\min} = [1,6 + 5,1e_{\text{bin}} - 2,22e_{\text{bin}}^2 + 4,12\mu - 4,27e_{\text{bin}}\mu - 5,09\mu^2 + 4,61e_{\text{bin}}^2\mu^2] a_{\text{bin}} \quad (15)$$

kritikus fél-nagy tengelyen, vagy azon kívül keringenek. A bolygók pályáját továbbra is körnek feltételeztem. A 155 520 modell paramétereit a függelék 5. táblázata, illetve a 4. ábra 3.B) panelje mutatja be.

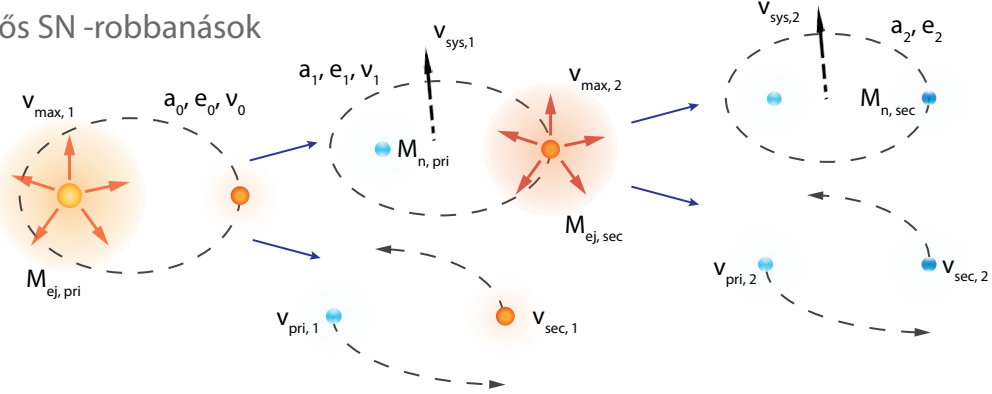
3.C) Óriásbolygók exoholdjai: Vizsgálataimat olyan rendszerekre is kiterjeszttem, ahol a bolygó a kettőscsillag kisebb tömegű komponense körül kering. Azonban ezen további 155 520 szimuláció futásideje sajnos túl hosszúnak bizonyult² ahhoz, hogy jelen tanulmányban bemutathassam őket. E probléma mozgásegyenletei azonban megegyeznek egy olyan rendszerével, melyben egy SN II-ként felrobbanó csillag körül egy óriásbolygó, illetve utóbbi körül egy hold kering. Az ebben a konfigurációban megvizsgált 388 800 modellben a holdak fél-nagy tengelye minden esetben olyan nagyságú, hogy azok bolygójuk Roche-sugarán kívül, de a Hill-sugarán belül keringenek. A vizsgált paramétereket a függelék 6. táblázata tartalmazza, illetve a 4. ábra 3.C) panelje szemlélteti.

²Ebből arra következtethetünk, hogy számos hármas rendszer kötött marad, illetve valószínű, hogy ha a kettőscsillag szét is esik, a bolygó stabil pályán keringhet tovább az elszabaduló kísérő körül.

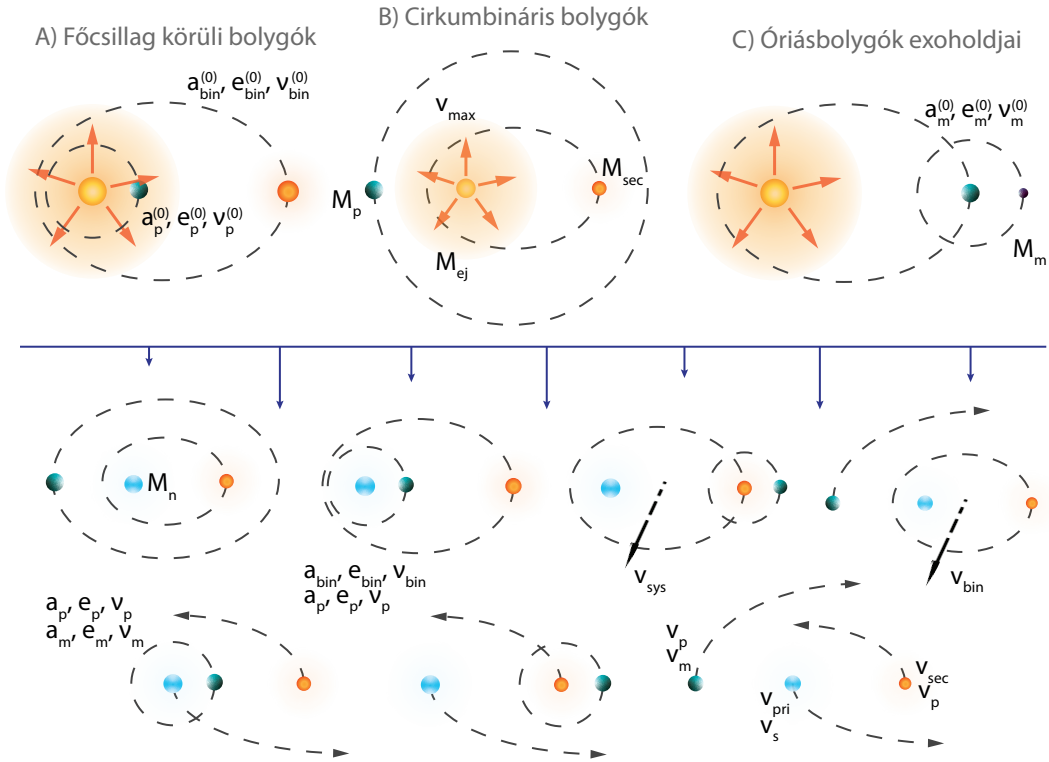
1) Kísérők SN II körül



2) Kettős SN -robbanások



3) SN-robbanások hármas rendszerekben



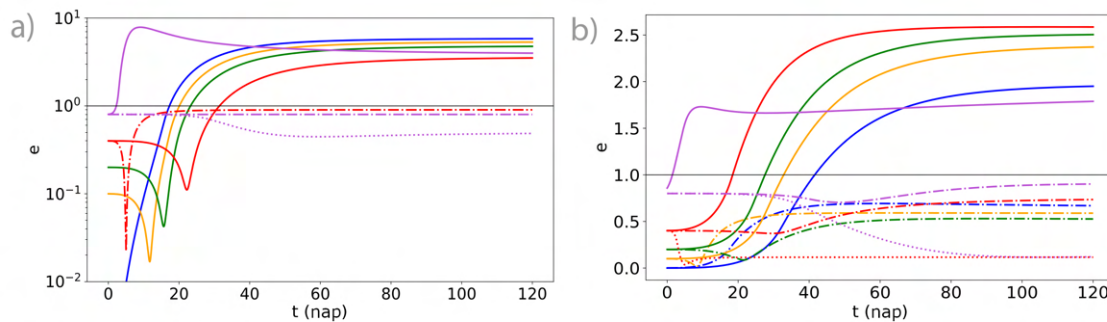
4. ábra. A három vizsgált modellkonfiguráció szemléletes ábrázolása. A kék nyilak a rendszerek lehetséges végállapotaira mutatnak.

3. Pályastabilitás SN II körül

A jelen fejezetben tárgyalt modellekben SN II-ként felrobbanó csillag körül egy bolygó-, vagy csillagtömegű kísérő kering. Az itt bemutatott eredmények a The Astrophysical Journalben közölt (Regály et al., 2022) tanulmányban jelentek meg.

Az 5. ábra a kísérő excentricitásának lehetséges időfejlődését mutatja bolygó- (a panel) és csillagrendszer (b panel) esetében. Egyezően a Veras és mtsai. (2011) által leírtakkal, a bolygórendszer fennmaradásához $e_{\text{init}} \geq 0,4$ szükséges. A robbanást követő első, rövid időszakban az excentricitás csökken, míg elér egy nemnulla minimumértéket, majd az $e_{\text{init}} \leq 0,4$ rendszerek esetén növekedésnek indul.

A numerikus megközelítés lehetővé tette a szupernóvaként felrobbanó csillag tömegéhez képest nem elhanyagolható tömegű kísérőcsillagok viselkedésének vizsgálatát is. E kettős rendszerek excentricitásának időfejlődését az 5. ábra b paneljén láthatjuk. Bár a megmaradó rendszerek excentricitásfejlődése hasonló a bolygórendszerekéhez, a kóbor csillagok esetében nem figyelhető meg az excentricitás korai csökkenése. Egy másik fontos különbség, hogy csillagok esetében kötött rendszer kialakulásához e_{init} -re nem vonatkozik minimumfeltétel.

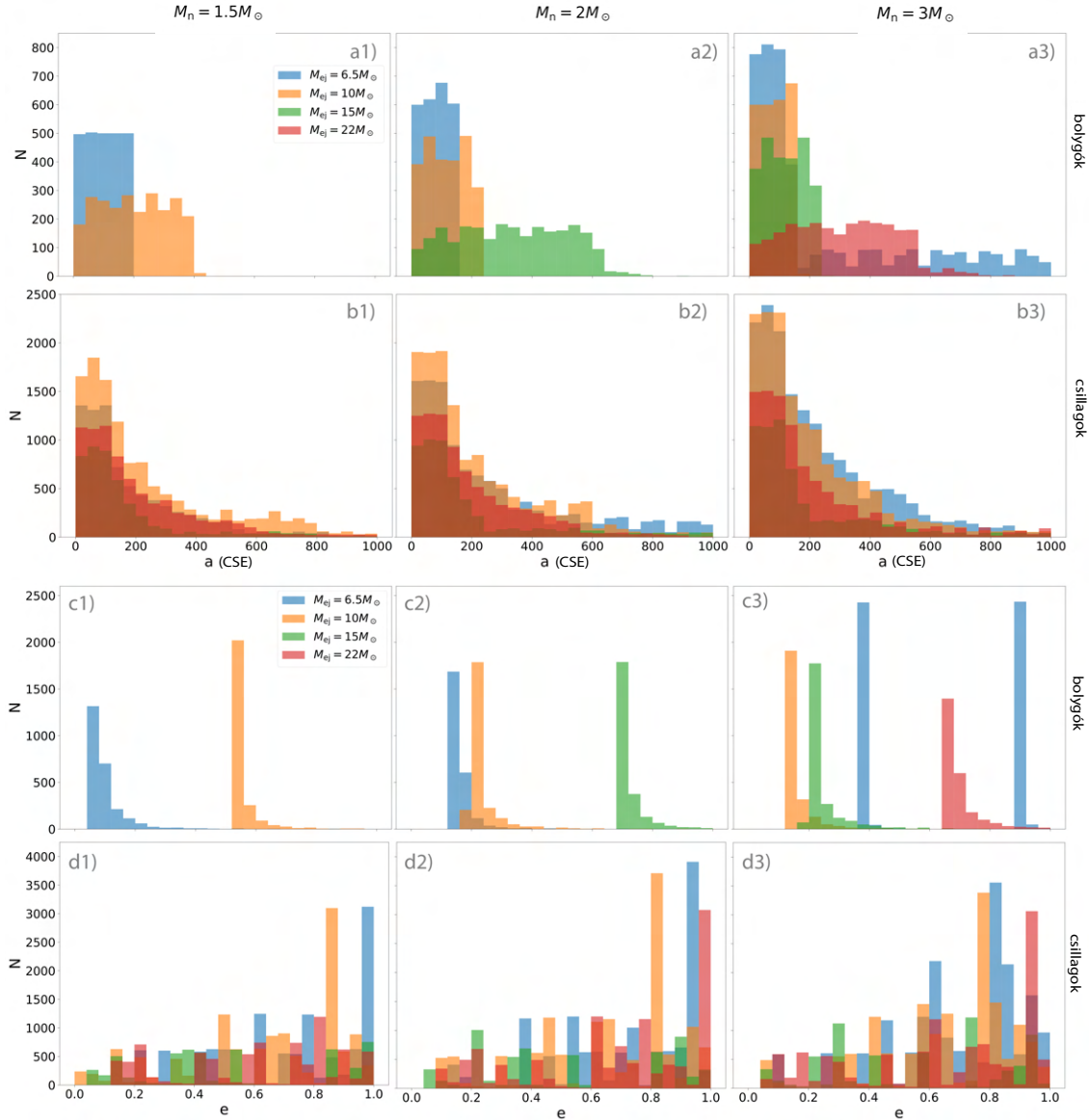


5. ábra. Reprezentatív modellek az excentricitás időfejlődésére bolygó- (a) és csillagtömegű kísérők (b) esetén. A folytonos vonalak széteső, a pontozott ($e < e_{\text{init}}$) és pontvonallal jelölt ($e > e_{\text{init}}$) modellek pedig kötött rendszereket jelölnek. Az átláthatóság érdekében az a panel skálája logaritmikus.

3.1. Kötött rendszerek

Először vizsgáljuk meg a robbanást túlélő, kötött rendszereket, melyek excentricitása a szimulációk végeztével sem haladta meg az egységnyt. A rendszerben ekkor egy neutroncsillag körül bolygó vagy csillag kering a kezdeti feltételeknek megfelelően. A 6. ábra ezen rendszerek végső pályaelemeit (a és e) mutatja különböző kezdeti feltételek mellett, amit a 2. egyenletek alapján számoltam.

Ahogy azt a 6. ábra a1–b3 paneljei mutatják, minél nagyobb a neutroncsillag tömege, annál több rendszer maradhat kötött. Ez az eredmény bolygórendszerekre összhangban van a Veras és mtsai. (2011) által megállapítottakkal. A szimulációk alapján a kettős csillagrendszerek esetében is érvényes marad az állítás. A ledobott köpeny tömegének növelésével a kötött bolygórendszerek fél-nagy tengelye nő. Ezt az eredményt az 6. ábra a1–a3 paneljei



6. ábra. Kötött rendszerek pályaelemeinek (felső két sor: a , alsó két sor: e) hisztogramjai. Az egyes oszlopok különböző M_n értékeket vizsgálnak. Az egyes színekhez különböző M_{ej} értékek tartoznak a jelmagyarázatnak megfelelően.

mutatják be. Kötött rendszer létrejöttéhez a bolygónak a pálya apocentrumához közel kell tartózkodnia a robbanás pillanatában (ennek részletes magyarázatát lásd a 3.3. fejezetben).

A robbanás után létrejövő kötött bolygórendszerek fél-nagy tengelyét a_{init} -tel normálva egyértelművé vált egy további tendencia: a végső és kezdeti fél-nagy tengelyek aránya diszkrét csúcsokat mutat, amely csúcsok középpontjának helye nő a köpenytömeg növelésével. A csúcsok diszkrét eloszlása annak tudható be, hogy a köpeny tömegére is diszkrét értékeket feltételeztem. Mindemellett az a/a_{init} arány nem kisebb, mint 2. Kettőscsillagokat vizsgálva ehhez hasonló összefüggés nem látható.

A kötött bolygórendszerek végső excentricitása (lásd a 6. ábra c1–c3 paneljeit) csoporto-

sulást mutat az excentricitás-hisztogrammon. A csoportok száma annál több, minél nagyobb M_n értéke. Ez M_{ej} és M_n paraméterek diszkrét jellege miatt lép fel. Minden M_{ej} – M_n párosításhoz megállapítható egy excentricitásminimum (ami egyben a legvalószínűbb érték is), amely minimum csökken M_n , és nő M_{ej} növelésével. A kötött bolygórendszerek a és e értékek a feltételezett bolygó tömegétől függetlenek.

Kiemelendő, hogy egy bolygó csak akkor képes kötött pályán maradni, ha kezdeti excentricitása legalább 0,4. Eredményeim alapján kijelenthető, hogy a bolygók pályája körösödik: ahogy azt a 6. ábra harmadik sorának hisztogramjai is mutatják, elenyészően kevés olyan bolygó van, melynek excentricitása a robbanást követően nagyobb, mint 0,8, annak ellenére, hogy ezen rendszerek kezdeti excentricitása 0,8. Ez alól egyetlen kivételt képeznek a legkisebb köpenytömeget ($M_{ej} = 6,5 M_\odot$) a legnagyobb neutroncsillag-tömeggel ($M_n = 3 M_\odot$) kombináló modellek, ahogy azt a 6. ábra c3 panelén is láthatjuk. Ebben az esetben egy bimodális eloszlást figyelhetünk meg $e = 0,4$ és $e = 0,9$ helyen, melyek rendre az $e_{init} = 0,8$ illetve $e_{init} = 0,4$ kezdeti feltételeknek felelnek meg. Utóbbi esetben tehát a bolygópálya excentricitása növekedett a szupernóva-robbanás következtében.

Csillagtömegű kísérőt feltételezve az excentricitásértékek csoportosulása megszűnik, amint azt a 6. ábra d1-d3 paneljei is mutatják. Az eredmények alapján bármilyen kezdeti excentricitás mellett (még körpályán, $e_{init} = 0$ esetben is) lehetséges egy kötött csillagrendszer kialakulása. Ennek megfelelően az excentricitás növekedése és csökkenése is előfordul. A bolygókísérőkkel ellentétben az excentricitás nő a kísérő tömegének növelésével. Általánosságban elmondható, hogy a nagyobb excentricitású pályák fél-nagy tengelyei is nagyobbak. A kettős csillagrendszerek ezen felül bármilyen kezdeti valódi anomália értéket feltételezve kötöttek maradhatnak. Megjegyzendő, hogy az eredmények publikálása óta világossá vált továbbá az is, hogy egy kettőscsillag-rendszer $\nu = 0$ esetén csak akkor maradhat kötött, ha $M_{sec} \geq 3 M_\odot$.

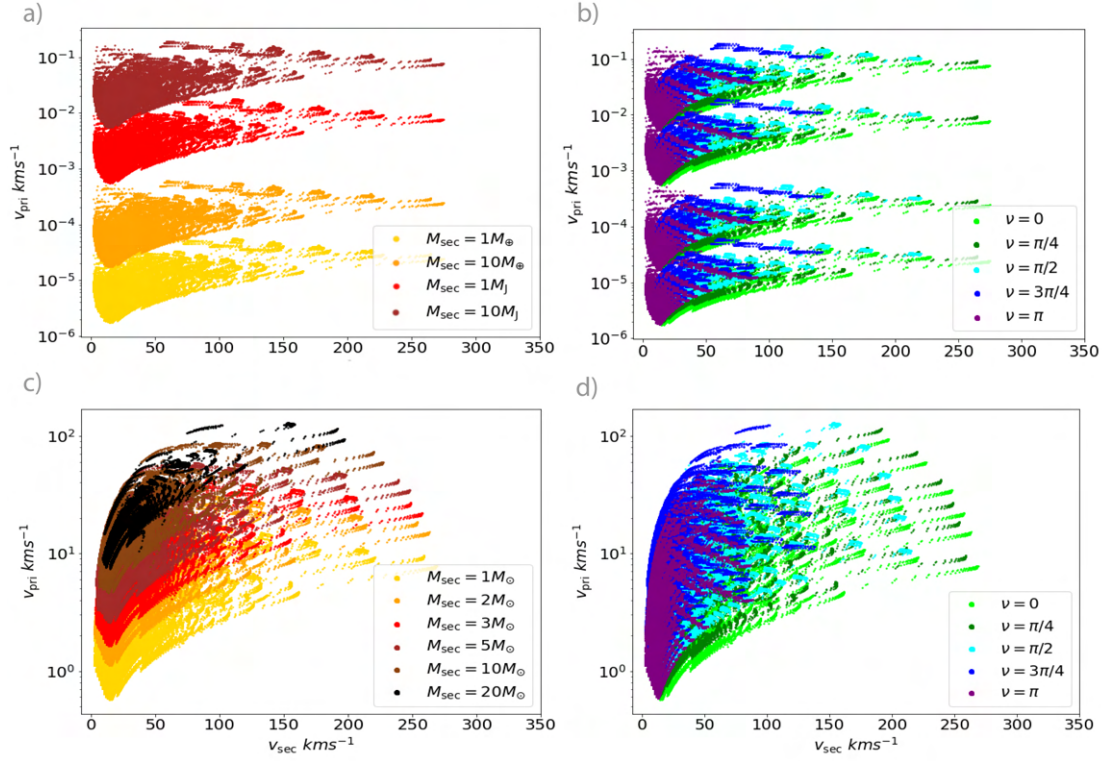
A kötött rendszerek a robbanás gömbszimmetriája ellenére nemnulla pekuliáris sebességre tesznek szert, azaz a kettős rendszer tömegközéppontja nem marad nyugalomban. Bolygótömegű kísérők esetén ez a sebesség nagyságrendileg 10^{-6} km/s, ami észlelhetőség szempontjából elenyésző. A legnagyobb pekuliáris sebességű kettőscsillag megtalálásához a lehető legkisebb kísérőt, legnagyobb köpenytömeget és excentricitást kell feltételezni, illetve a kísérőnek pericentrumba (ahol a komponensek sebessége a legnagyobb) kell tartózkodnia. Ekkor a rendszer sebessége akár 37 km/s is lehet, ami már valószínűleg detektálható.

A köpenyledobódási sebesség vizsgálatából az derül ki, hogy amennyiben a rendszer kötött marad, nagyobb v_{max} értékhez alacsonyabb e érték tartozik. Ez az eredmény független a kísérő tömegétől, tehát mind bolygó-, mind csillagtömegű kísérők esetén érvényes.

3.2. Széteső rendszerek

Széteső rendszerek esetén az excentricitás értéke meghaladja az egységnyt, mivel kísérő parabolikus vagy hiperbolikus pályára áll. E forgatókönyv esetén a két komponens térbeli sebességének elemzésére nyílik lehetőség. A 7. ábra mutatja az utolsó integrációs lépésben számolt v_{pri} és v_{sec} sebességértékeket mind bolygó, mind csillagtömegű kísérők esetén. A 8. ábrán az e , v_{pri} és v_{sec} értékek eloszlását láthatjuk.

Bolygótömegű kísérők esetén v_{pri} M_{sec} szerint csoportosul, értéke a kísérő tömegével együtt növekszik (lásd a 7. ábra a paneljét). A bolygó sebessége, v_{sec} , azonban független a bolygó tömegétől. A sebességek valódi anomália-függése épp a fentiek ellentettje: ekkor az érzékeny



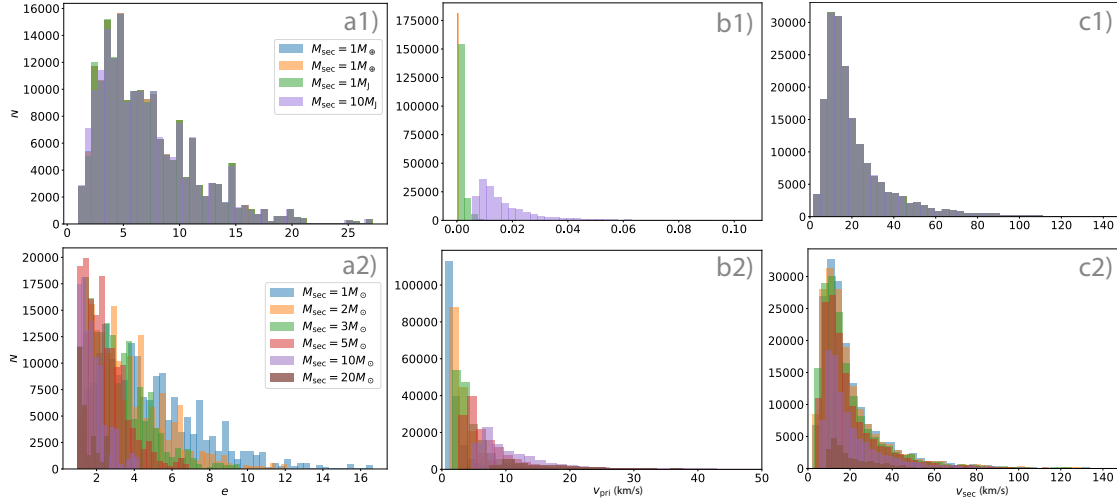
7. ábra. A felrobbanó csillag és a kísérő sebességének eloszlása, amennyiben a rendszer a szupernóva-robbanás során szétesett. A bolygótömegű kísérők sebességeit az a és b, a csillagtömegű kísérőkéit pedig a c és d panelek mutatják be. A színek bal oldalon különböző M_{sec} , jobb oldalon pedig különböző ν értékeket jeleznek. Mivel v_{pri} több nagyságrenden helyezkedik el, értékeit a jobb láthatóság kedvéért logaritmus skálán ábrázoltam.

paraméter a kísérő sebessége. Amint az a 7. ábra b paneljén látható, minél közelebb van a kísérő az apocentrumához ($\nu \approx \pi$), annál kisebb a kísérő sebessége, míg a felrobbanó csillag sebessége tág határok közt mozoghat.

Csillagtömegű kísérők esetén (a 7. ábra c és d paneljei) v_{pri} értékei három nagyságrenddel felülmúlják a bolygórendszerek esetén látottakat, míg v_{sec} a bolygórendszereknél tapasztaltakkal összemérhető skálán mozog. Érdekesség, hogy a kis v_{pri} -nagy v_{sec} párosítások hiányoznak, ahogy hiány mutatkozik a kis v_{sec} -nagy v_{pri} párokból is. Mindkét sebesség érzékeny a kísérőcsillag tömegére (c panel), illetve a valódi anomáliára (d panel). Ahogy azt a c panel jól elkülönülő színei is mutatják, nagyobb kísérőtömeg nagyobb v_{pri} és valamivel kisebb v_{sec} értékeket eredményez. A bolygótömegű kísérőkhöz hasonlóan v_{sec} akkor lesz alacsony, ha a kísérő a robbanás idejekor közel van pályája apocentrumához.

Az elszabadult kísérők excentricitását a 8. ábra a1–a2 paneljei mutatják. Bolygótömegű kísérők esetén létezik egy legvalószínűbb érték $e = 4$ körül. Ez a tendencia nem mutatkozik csillagtömegű kísérők esetében, ahol egyszerűen a nagyobb excentricitás előfordulási valószínűsége kisebb. Az excentricitás annál kisebb, minél nagyobb a kísérő tömege.

A főkomponens sebességében több populáció különböztethető meg, amint az a 8. ábra b1-paneljén látható. Az egyes eloszlások szélessége a kísérő tömegével együtt nő. A nagyon kis sebességek ($\approx 10^{-6} - 10^{-4} \text{ km/s}$) $M_{\text{sec}} = 1 M_{\oplus}$ -hez, illetve $M_{\text{sec}} = 10 M_{\oplus}$ -hez tartoznak, míg



8. ábra. Széteső rendszerek excentricitása, illetve komponenseinek végső sebessége bolygó- (felső panelek), illetve csillagtömegű kísérő esetén. A különböző színek eltérő kísérőtömegeket ábrázolnak, ahogy azt a jelmagyarázat is mutatja. Megkülönböztethető több populáció, melyek eloszlásának szélessége a kísérő tömegével együtt nő. Szürke szín jelzi a teljesen átfedő részeket.

az egy nagyságrenddel nagyobb sebességek (akár 0,1 km/s) $M_{\text{sec}} = 1 M_J$ -hez és $M_{\text{sec}} = 10 M_J$ -hez. A főkomponens sebessége csillagtömegű kísérő esetén (lásd a 8. ábra b2 paneljén) is csoportosulást mutat a különböző M_{sec} értékek alapján, miszerint a nagyobb M_{sec} értékekhez nagyobb v_{pri} tartozik. A főkomponens legvalószínűbb sebessége ≈ 4 km/s.

A bolygó- és csillagtömegű kísérők sebességének hisztogramjai (8. ábra c1 és c2 paneljei) rendkívül hasonlóak. A legvalószínűbb sebesség ≈ 18 km/s, míg a legnagyobb mért érték közelítőleg 270 km/s. Érdekes, hogy nagyon kevés modell eredményez $v_{\text{pri}} = 30$ km/s-nál illetve $v_{\text{sec}} = 100$ km/s-nál nagyobb sebességet csillagtömegű kísérő esetén. Bolygótömegű kísérőknél v_{pri} a fenténél három nagyságrenddel kisebb.

A köpenyledobódási sebesség függvényében vizsgálva a komponensek sebességeit egyértelmű tendencia nem állapítható meg. Ez azt jelenti, hogy sem a főkomponens, sem a kísérő sebessége nem érzékeny a táguló köpeny sebességére a vizsgált paraméterterén.

3.3. Kapcsolat a stabilitás és a kísérő pályamenti helyzete között

Veras és mtsai. (2011) állításával egyetértésben kötött bolygórendszer kialakulásához a bolygónak a robbanás előtt excentrikus pályán ($e_{\text{init}} \geq 0,4$) kellett keringenie. Csillagtömegű kísérő azonban körpálya esetén is kötött maradhat. Amennyiben a pálya excentrikus, a rendszer csak akkor nem esik szét, ha a kísérő a pályája egy adott szakaszán jár a robbanáskor, azaz valódi anomáliája egy adott ν_b tartományba esik.

Ennek fényében külön vizsgálatnak vetettem alá a paraméterek valódi anomáliától való függését. Megvizsgáltam bolygó- illetve csillagtömegű kísérőket is, kezdeti excentricitásukat 0,4-nek vagy 0,8-nek, míg a köpenyledobódási sebességet 1000 vagy 10 000 km/s-nak választottam. A bolygót földtömegűnek feltételeztem, az előző fejezetekben leírt tanulságok alapján

azonban az eredmények (a vizsgált paraméterterén belül, azaz $1 M_{\oplus} \leq M_p \leq 1 M_{\text{Jup}}$) bármekkora tömegű bolygó esetén ugyanarra az eredményre vezetnének. A földtömegű kísérővel kapott eredményeket a 9. ábra mutatja be három különböző a_{init} értékre. A négy panel a pályaelemek (a , e), illetve a komponensek sebességeinek (v_{pri} , v_{sec}) értékeit ábrázolja a valódi anomália függvényében.

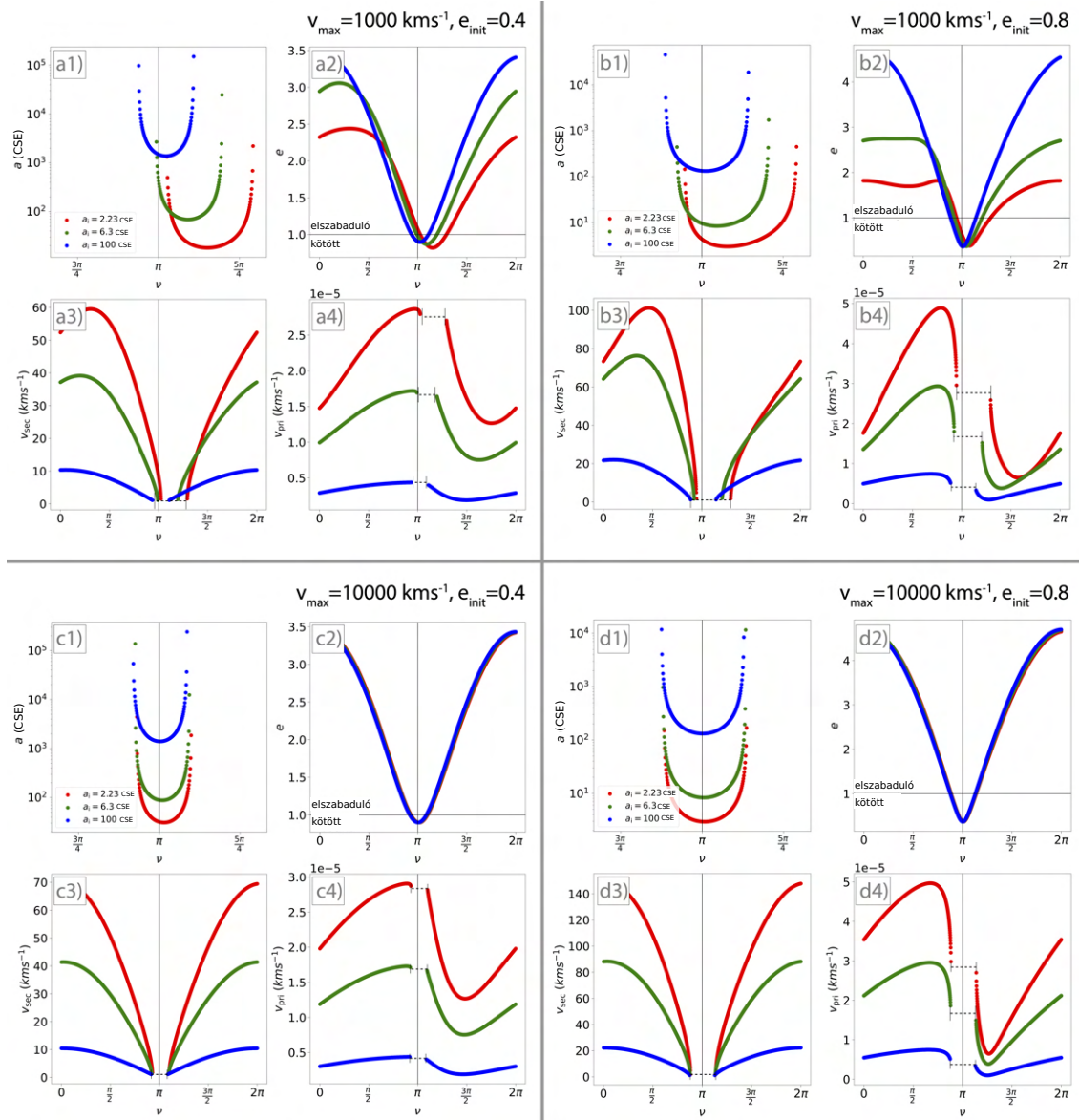
Minél nagyobb a_{init} , annál kevesebb bolygórendszer marad kötött minden modelcsoport esetén, ahogy azt a 9. ábra a1, b1, c1, illetve d1 paneljei mutatják. Ha $v_{\text{max}} = 1000 \text{ km/s}$, a_{init} csökkenésével ν_b tartomány a nagyobb valódi anomália értékek felé tolódik. Ez a tendencia azonban teljesen eltűnt, ha magas köpenyledobódási sebességet vizsgáltam: $v_{\text{max}} = 10\,000 \text{ km/s}$ esetén ν_b szimmetrikus lesz apocentrum körül. Ahogy az a 9. ábráról látszik, $v_{\text{max}} = 1000 \text{ km/s}$ esetén a_{init} befolyással van e értékére (a2 és b2 panelek). Általánosan kisebb a_{init} érték kisebb excentricitásokhoz vezet, amit legszembetűnőbben a széteső rendszereknél figyelhetünk meg. Ezzel ellentétben e függetlenné válik a_{init} -tól, amennyiben $v_{\text{max}} = 10\,000 \text{ km/s}$ (lásd a c2 és d2 paneleket). A ν_b stabilitási tartomány szélessége v_{max} -tól függetlenül arányos e_{init} -tel, azaz több megmaradó rendszert láthatunk magasabb excentricitás esetén. Amennyiben $v_{\text{max}} = 1000 \text{ km/s}$, $\nu_b = [165^\circ - 235^\circ]$, míg ha $v_{\text{max}} = 10\,000 \text{ km/s}$, $\nu_b = [155^\circ - 200^\circ]$.

A két komponens sebessége széteső rendszer esetén erősen függ mind a_{init} -tól, mind ν -tól. Általánosságban a komponensek sebessége a_{init} csökkentésével nő. Érdekesség, hogy a v_{sec} görbék szinte tökéletes szimmetriát mutatnak apocentrum körül amennyiben v_{max} nagy, ez a szimmetria azonban eltűnik, ha a köpenyledobódás sebessége kisebb. Ezzel szemben a v_{pri} görbék nem szimmetrikusak. Megjegyzendő továbbá, hogy a komponensek sebessége $e_{\text{init}} = 0,8$ esetén közel kétszeresei az $e_{\text{init}} = 0,4$ esetben mért értékeknek. Míg v_{max} változtatása a kísérő sebességében 50%-os, a főkomponensében alig 10%-os változást okoz.

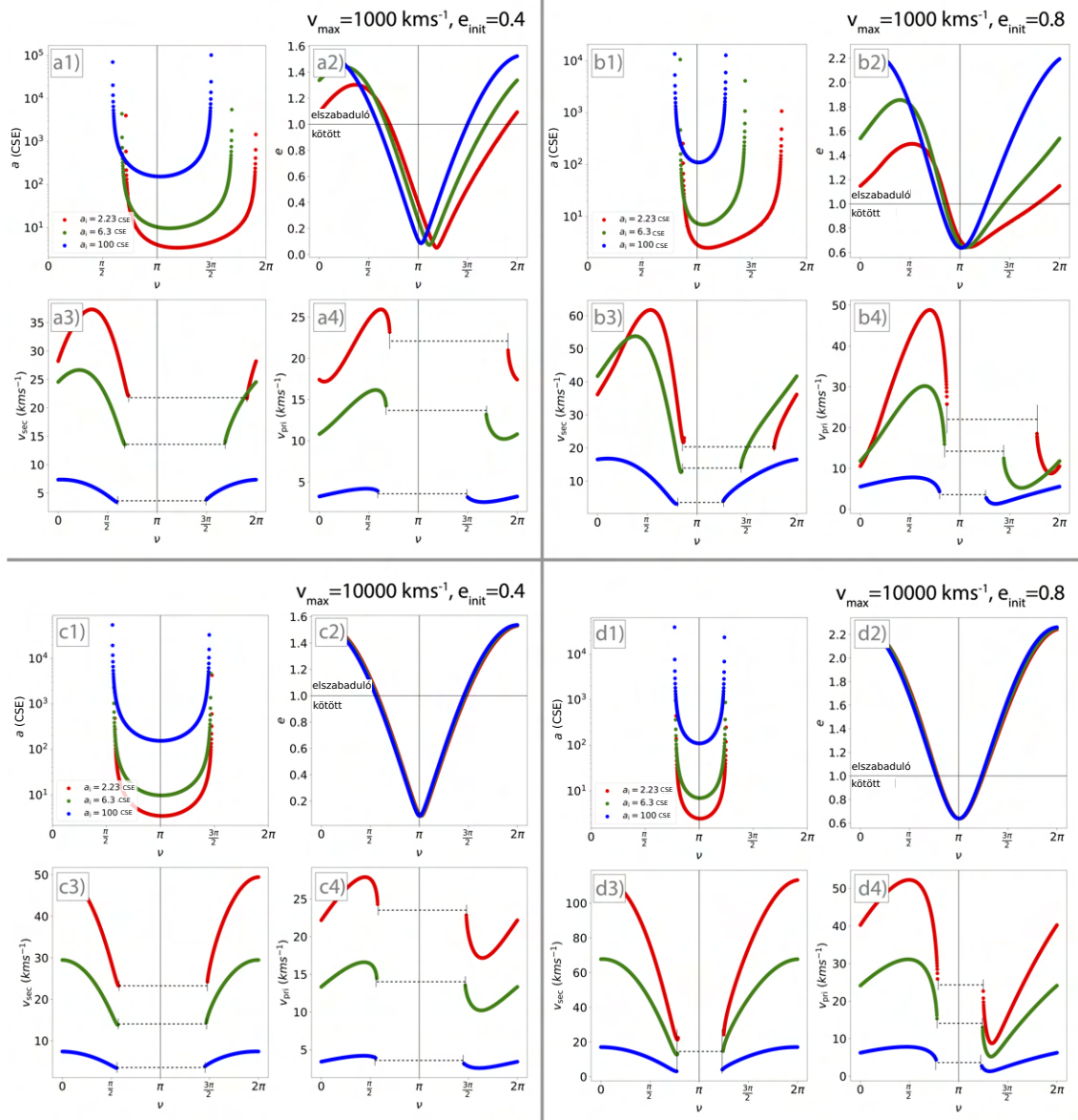
A fenti eredmények csak közelítőleg egyeznek meg a Veras és mtsai. (2011) által bemutatottakkal. A stabil pályák valódi anomália-függését illetően Veras és mtsai. (2011) szerint ν_b ugyanis az apocentrum körül szimmetrikus tartomány. Ezzel szemben az itt bemutatott szimulációk eredménye szerint ν_b aszimmetrikus, és a nagyobb ν értékek felé tolódott. A két tanulmány közti ellentmondás azonban feloldható, mivel a két modell különféleképp méri a valódi anomáliát: az itt bemutatott homológ modell esetében ν -t a robbanás pillanatában mérjük. Amennyiben Veras és mtsai. (2011)-hoz hasonlóan a tömegcsökkenés kezdetekor mérnénk a valódi anomáliát (azaz abban a pillanatban, amikor a legkülső héj eléri a bolygót), ν_b szimmetrikusnak adódna. Mindez azt jelenti, hogy az aszimmetriát a kísérőnek a robbanást követő első időszakban végzett pályamenti elmozdulása okozza.

A 10. ábra megegyezik a 9. ábrával, azzal a különbséggel, hogy a vizsgált kísérő egy $5M_{\odot}$ -ű csillag. Látható, hogy ν_b jelentősen szélesebb tartományt fut be ($\nu_b = [110^\circ - 340^\circ]$, lásd az a3-as panelt, de ez a tartomány lehet keskenyebb is, lásd a d3 panelt, ahol $\nu_b = [140^\circ - 225^\circ]$). Ezen felül egyértelműen látható a sebességkomponenseket bemutató paneleken (a3, a4, b3, b4, c3, c4, d3, d4), hogy a vizsgált modellek közel 50%-a kötött maradt. A bolygótömegű kísérőnél találtakkal ellentétben a kísérő sebessége erős aszimmetriát mutat, ha $v_{\text{max}} = 1000 \text{ km/s}$. Amennyiben $v_{\text{max}} = 10\,000 \text{ km/s}$, a szimmetria valamelyest helyreáll.

A kettőscsillag-rendszerek további fontos tulajdonsága, hogy a kötött rendszerek száma $e_{\text{init}} = 0,4$ esetén közel kétszer nagyobb, mint $e_{\text{init}} = 0,8$ esetén, ellentétben a bolygótömegű kísérőnél tapasztaltakkal. Ez azt jelenti, hogy egy kettős csillagrendszer túlélheti a szupernóva-robbanást akkor is, ha a rendszer excentricitása kicsi. A többi, bolygótömegű kísérőre vonatkozó állítás igaz marad csillagtömegű kísérő esetén is.



9. ábra. Paraméterek ν -függése. Az 1-4-ig számozott panelcsoportok a szimulációk végén számított pályaelemeket, illetve a komponensek sebességeit mutatják a kísérő robbanáskori pályamenti helyzetének, azaz a valódi anomáliájának, ν , függvényében, egy $1M_{\oplus}$ -ű kísérőt feltételezve. Az adott modellcsoportához tartozó $v_{\max}$ és e_{init} is feljegyzésre kerültek. Különböző színekkel különböző a_{init} értékekhez tartozó modelleket jelöltem. A sebességeket bemutató ábrakon a szaggatott vonalakkal jelzett, adatpontok híján levő területek a kötött rendszereket jelzik.



10. ábra. Ugyanaz, mint a 9. ábra, azonban egy $5M_{\odot}$ -ű kísérőt feltételezve.

4. Kettős szupernóva-robbanások

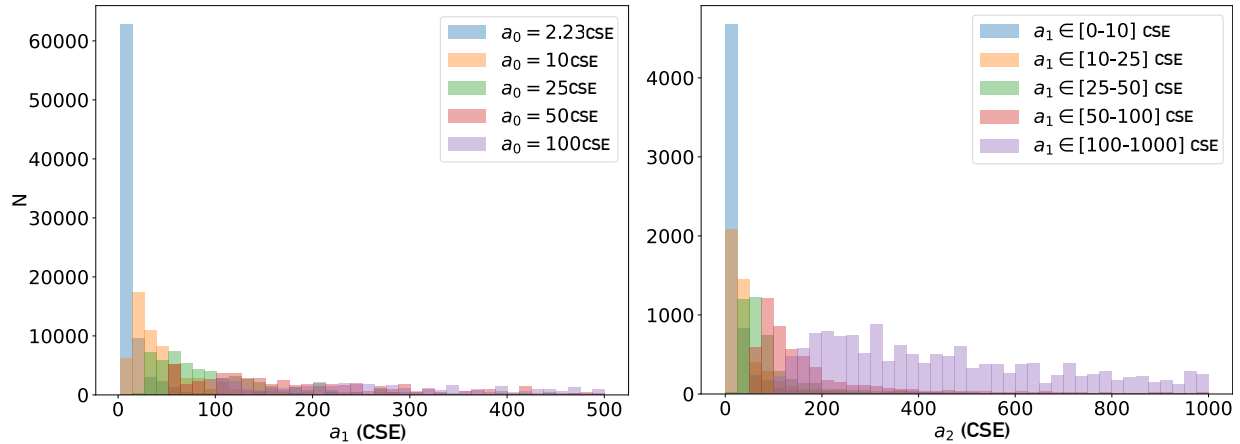
Ebben a fejezetben a 2. fejezetben tárgyalt numerikus eljárásokat olyan kettőscsillag-rendszerekre alkalmaztam, ahol mindkét csillag tömege elég nagy ahhoz, hogy üzemanyaga elfogytával SN II robbanáson menjen keresztül ($\geq 8M_{\odot}$). A homológ tágulás modellét tehát a kettőscsillag mindkét komponensére alkalmaztam.

4.1. Kötött rendszerek

Elsőként azon eseteket vizsgálom, amikor a kettős rendszer excentricitása a második robbanás után is egységnyi alatt maradt. Összességében elmondható, hogy minél nagyobb a felrobbanó csillagok által ledobott köpenytömeg, annál kevesebb kötött rendszer tud kialakulni. Ez alól kivételt képez az az eset, ha $M_{\text{ej,pri}} = 15M_{\odot}$, ahol ugyanis a kötött rendszerek számának maximuma van. A robbanások során kialakuló neutroncsillagok tömege nem befolyásolja sem a kötött rendszerek pályaelemeit, illetve rendszersebességét, sem a széteső rendszerek komponenseinek pekuliáris sebességét. Ezzel ellentétben a neutroncsillagok tömegétől függhet a kötött rendszerek száma: míg az első robbanásban létrejövő neutroncsillag tömegét ($M_{\text{n,pri}}$) növelve egyre több kötött rendszerhez jutunk, a megmaradó rendszerek száma független $M_{\text{n,sec}}$ -től. A kötött rendszerek száma a köpenyledobódási sebességgel fordítottan arányos, azaz minél nagyobb a ledobódási sebesség, annál kevesebb rendszer éli túl a robbanást. Ez a függés erősebb $v_{\text{max},1}$, és gyengébb $v_{\text{max},2}$ esetén. Tauris és mtsai. (2017) munkájával egyetértésben a rendszerek túlélési esélye nagyobb, ha a kettős pályája szűk: $a_0 = R_0$ fél-nagy tengelyről indítva a mindkét robbanást túlélő rendszerek száma 20-25%-kal több, mint azoké, melyek az első robbanás előtt tág ($a_0 \in [10-100 \text{ CSE}]$) pályákon keringtek. Ugyanez igaz a második robbanásra is: minél kisebb a_1 , annál több a második robbanást is túlélő rendszer. Ezzel ellentétben az excentricitást vizsgálva azt tapasztaltam, hogy míg az első robbanásban minél kisebb e_0 , annál több modell marad kötött, a második robbanás során ez a reláció megfordul: minél nagyobb e_1 , annál több rendszer alkot neutroncsillag-kettőst a szimulációk végeztével.

Amint az a 11. ábráról látszik, mindkét robbanás növeli a kettőscsillag szeparációját. Mind a 11. ábra bal, mind jobb oldali paneljén látható, hogy a robbanás előtti szeparáció (rendre a_0 , illetve a_1) növelésével a hisztogramok szélessége nő, maximumuk pedig nagyobb értékek felé tolódik. Ahogy az a 11. ábra jobb oldali hisztogramján látható, a nagy fél-nagy tengelyű ($>100 \text{ CSE}$) modellek aránya a második robbanás során jelentősen megnő, míg az első robbanást követően elenyésző. Amennyiben $a_1 > 1000 \text{ CSE}$, és a rendszer kötött marad, a csillagok fél-nagy tengelye nem, vagy csak jelentéktelen mértékben fog változni a második robbanás során. Az itt bemutatott módon keletkezett DNS rendszerek fél-nagy tengelye minden esetben $a_2 \geq 3 \text{ CSE}$.

A kialakuló fél-nagy tengelyeknek a ledobódó köpeny tömegétől való függését a 12. ábrán láthatjuk. Amint azt a 12. ábra felső sora mutatja, a_1 és a_2 függetlenek az adott robbanáshoz tartozó köpenytömegtől. A 12. ábra alsó hisztogramjaira pillantva látható, hogy a kezdeti fél-nagy tengely majdnem minden esetben megnő. Statisztikailag elenyésző számban ugyan (mindössze 204 modell esetén), de előfordulnak olyan modellek is, melyekre $a_2 < a_1$. Szélsőséges esetben $a_2/a_1 = 0,3$ is előfordulhat. Amennyiben a rendszer a második robbanás során zsugorodott, fél-nagy tengelye akkor sem lesz kisebb, mint $a_2 = 11,5 \text{ CSE}$. Ez akkor lehetsé-

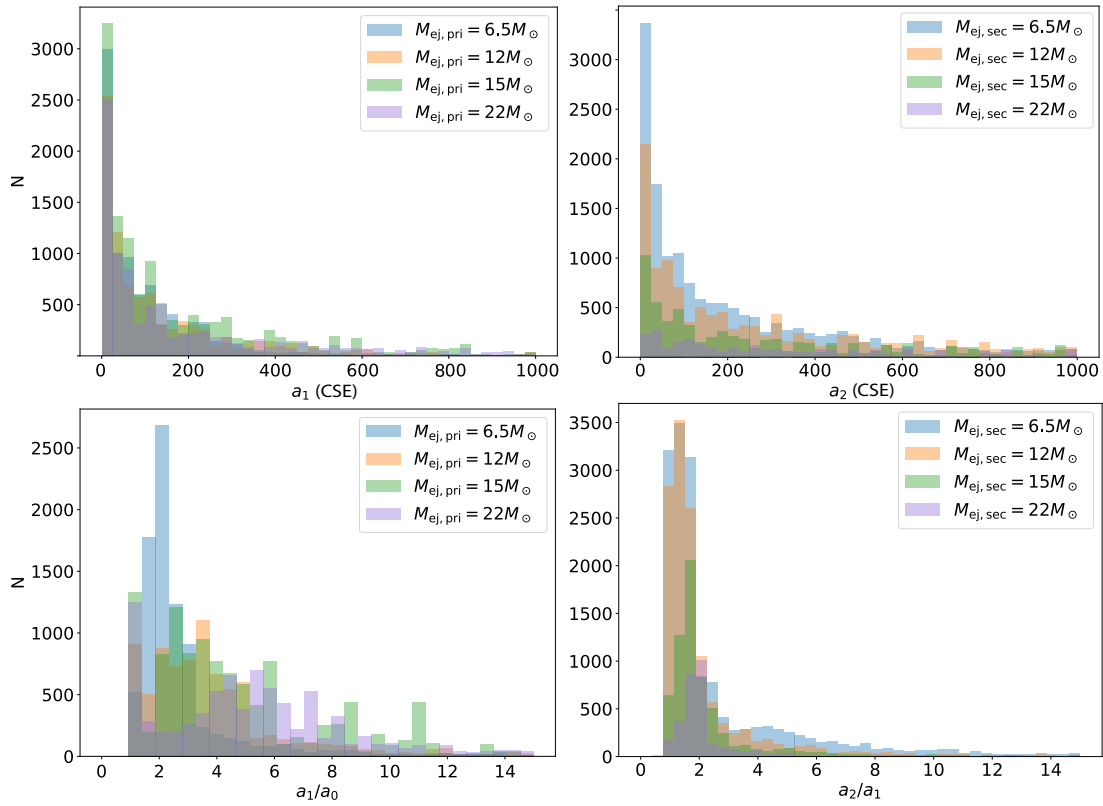


11. ábra. Az első (balra) illetve a második (jobbra) robbanás során kialakult fél-nagyteengely-értékek hisztogramjai kötött rendszerek esetén. A különböző színek különböző kezdeti fél-nagyteengelyeket jelölnek.

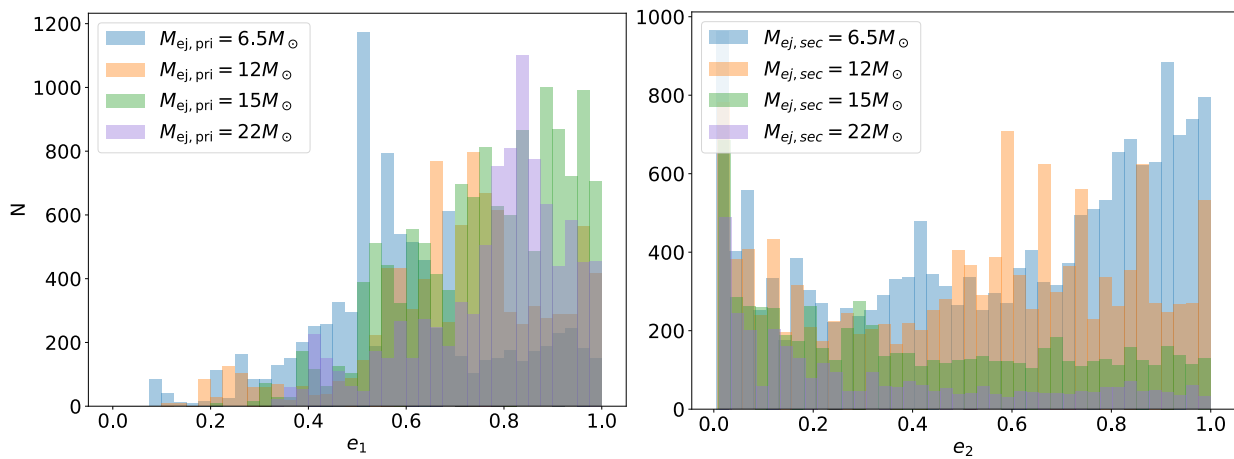
ges, ha $v_{\max,2} = 1000$ km/s, és az excentrikus kettős ($e_1 > 0,88$) egzaktul apocentrumban tartózkodik a robbanáskor ($\nu_1 = \pi$). Olyan modell azonban, melyre $a_1 < a_0$, nem létezik. A 12. ábra alsó hisztogramjai alapján a fél-nagyteengely növekedésének mértéke az első robbanásban független a köpenytömegtől, míg a második robbanás során nagyobb köpenytömeg kisebb növekedést idéz elő. Mind a_1 és a_0 , mind a_2 és a_1 aránya 2-14-szeres skálán mozog, azonban az első robbanás során a modellek 51%-ára $a_1/a_0 > 3$, míg a második robbanás során $a_2/a_1 > 3$ csak a modellek 19%-ára igaz.

Azon rendszerek száma, melyekre $e_1 < 0,5$, elenyésző, mindössze a vizsgált modellek 11%-ának lett ilyen kis excentricitása az első robbanás után. Az excentricitás növekedése, ahogy azt a 13. ábra bal oldali paneljén is láthatjuk, független attól, mekkora volt az első robbanásban ledobott köpeny tömege. Az első robbanással ellentétben a második robbanás során ledobott köpenyanyag mennyisége befolyással van a kettős rendszer excentricitására (lásd a 13. ábra jobb oldali paneljét): minél kisebb $M_{\text{ej,sec}}$, annál nagyobb lesz a második szupernóva-robbanás után a pályaeccentricitás. Az első robbanás során a kötött rendszerek excentricitása a legtöbb esetben nő. Ez alól kivételt képeznek az $e_0 = 0,8$ kezdőfeltételű modellek, mely rendszerek excentricitása az esetek 75%-ában csökken. Ezzel szemben e_2 e_1 -hez képest sokkal homogénebb eloszlást mutat a vizsgált paraméterterén. E szerint a második szupernóva-robbanás körösíti az addig excentrikussá nyúlt csillagpályák többségét. A körösítés akkor lehetséges, ha $e_1 > 0,4$. Amennyiben $e_1 > 0,4$, e_2 eloszlása homogén, azonban, ha $e_1 < 0,4$, a pályák excentricitása minden esetben nő, és a nagyobb e_2 értékek a gyakoribbak.

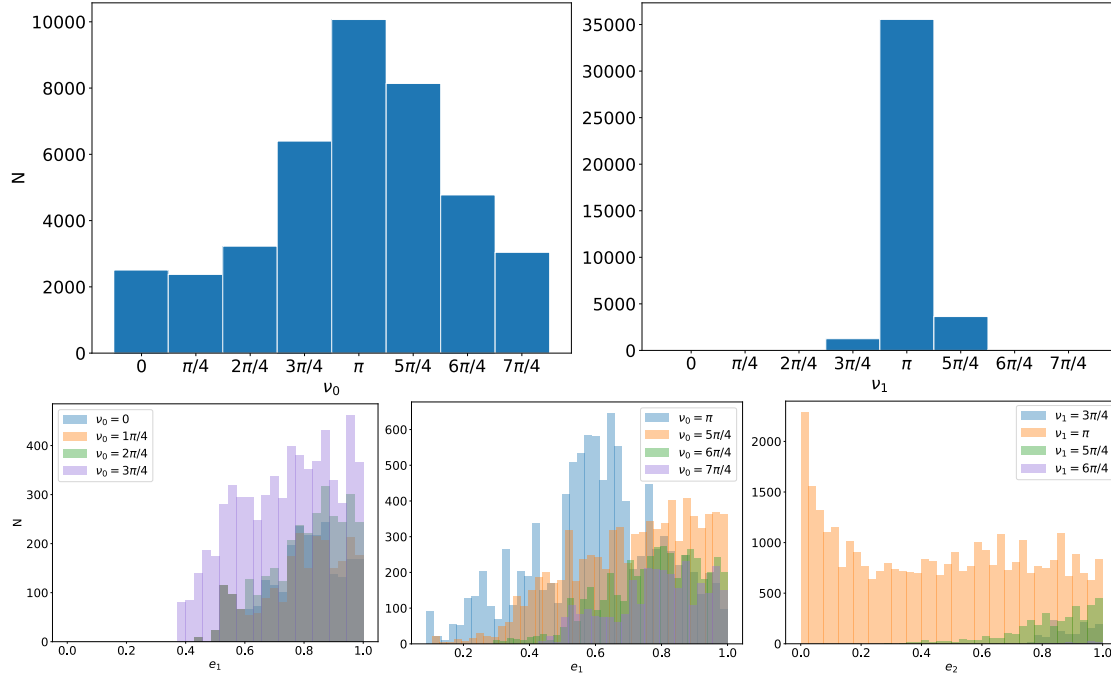
Több szempontból is a 3.3. fejezetben bemutatottakhoz hasonló eredményeket kaptam, amennyiben azt vizsgáltam, hogy kötött rendszerek kialakulásához a csillagoknak pályájuk mely szakaszán kell tartózkodniuk a robbanáskor. Ahogy az a 14. ábra bal felső hisztogramján is jól kivehető, az első robbanás esetén minden ν_0 értéken létezik megmaradó rendszer, és ezek számának maximuma $\nu_0 = \pi$ -ben található. Ezzel szemben a második robbanást követően (lásd a 14. ábra jobb felső hisztogramját) csak a $\nu_1 \approx \pi$ rendszerek maradnak kötöttek, mivel az első robbanásban keletkezett neutroncsillag tömege kicsi a felrobbanó csillagéhoz képest.



12. ábra. Felső sor: a kettős neutroncsillag-rendszerek a_1 és a_2 értékeinek hisztogramjai. A színek a bal oldali grafikonon különböző $M_{\text{ej,pri}}$, míg a jobb oldalon különböző $M_{\text{ej,sec}}$ értékeket jelölnék. Alsó sor: az egyes robbanások utáni fél-nagy tengelyek aránya a robbanás előtti fél-nagy tengelyekhez. A színek jelentése megegyezik a felső sorban leírtakkal.



13. ábra. Bal oldalt az első, jobb oldalt a második robbanásban szerzett excentricitások hisztogramja látható. A bal oldali panelen az egyes színek különböző $M_{\text{ej,pri}}$, míg jobb oldalon különböző $M_{\text{ej,sec}}$ értékeket jelölnék.

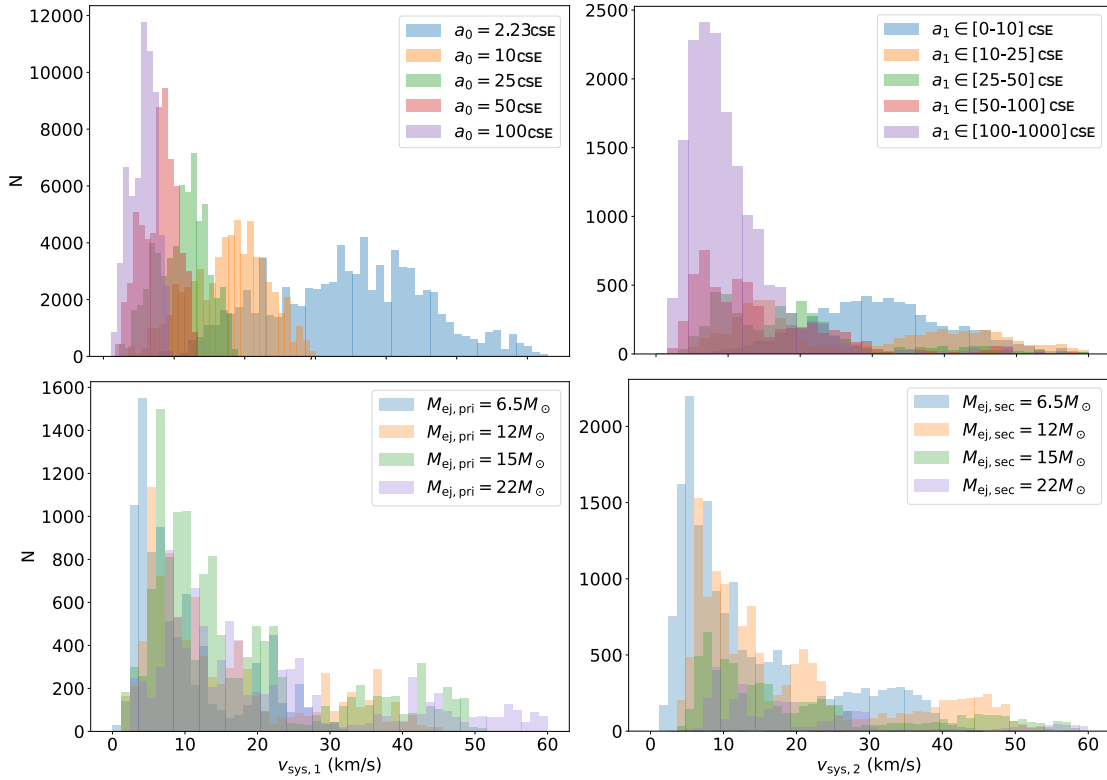


14. ábra. Felső sor: kötött rendszerek valódi anomáliáinak hisztogramjai. A bal oldali grafikon mutatja ν_0 , a jobb oldali pedig ν_1 eloszlását.

Alsó sor: a kötött rendszerek excentricitásainak hisztogramjai. Az egyes színekhez különböző ν_0 (bal és középső panel), illetve ν_1 (jobb oldali panel) értékek tartoznak.

A megmaradó modellek számának eloszlása ν_0 függvényében mindkét robbanást követően aszimmetrikus, és a π -nél nagyobb értékek felé tolódott a 2.3. fejezetben leírtak miatt. A 14. ábra alsó sora alapján minél jobban megközelíti a csillag a pálya apocentrumát, a kialakuló kötött rendszer excentricitása annál kisebb, illetve annál egyenletesebb eloszlást mutat. A fenti állítás mindkét robbanás esetében igaznak bizonyult.

A kettős szupernóva-robbanást túlélő rendszerek a homológ modell feltételezett gömb-szimmetriája ellenére a 3. fejezetben vizsgált modellekhez hasonlóan szert tesznek egy nem-nulla pekuliáris sebességre. Ez a sebesség, ahogy a 15. ábra is mutatja, jellemzően kisebb, mint 60 km/s, illetve leggyakrabban 10 és 20 km/s közé esik. Ez tehát ellentétes azzal a 3. fejezetben feltett lehetőséggel, hogy a rendszersebesség a második robbanás során megduplázódhat. A 15. ábra felső sorára nézve világos, hogy minél kisebb a rendszer szeparációja a robbanáskor, annál nagyobb lesz a robbanás utáni rendszersebesség, mivel ekkor a komponensek pályamenti sebessége is nagy. Ez a tendencia jól követhető $v_{\text{sys},1}$ esetén, azonban kevésbé egyértelmű $v_{\text{sys},2}$ -t vizsgálva, utóbbi esetben ugyanis az egyes eloszlások több lokális maximumot is mutatnak. A kötött kettős rendszerek pekuliáris sebessége a 15. ábra bal alsó panelje alapján függetlennek mutatkozik az első robbanásban ledobott köpenyanyag tömegétől, azonban gyengén függ $M_{\text{ej,sec}}$ -től: minél kisebb a ledobott köpeny tömege, annál kisebb lehet a rendszer pekuliáris sebessége.

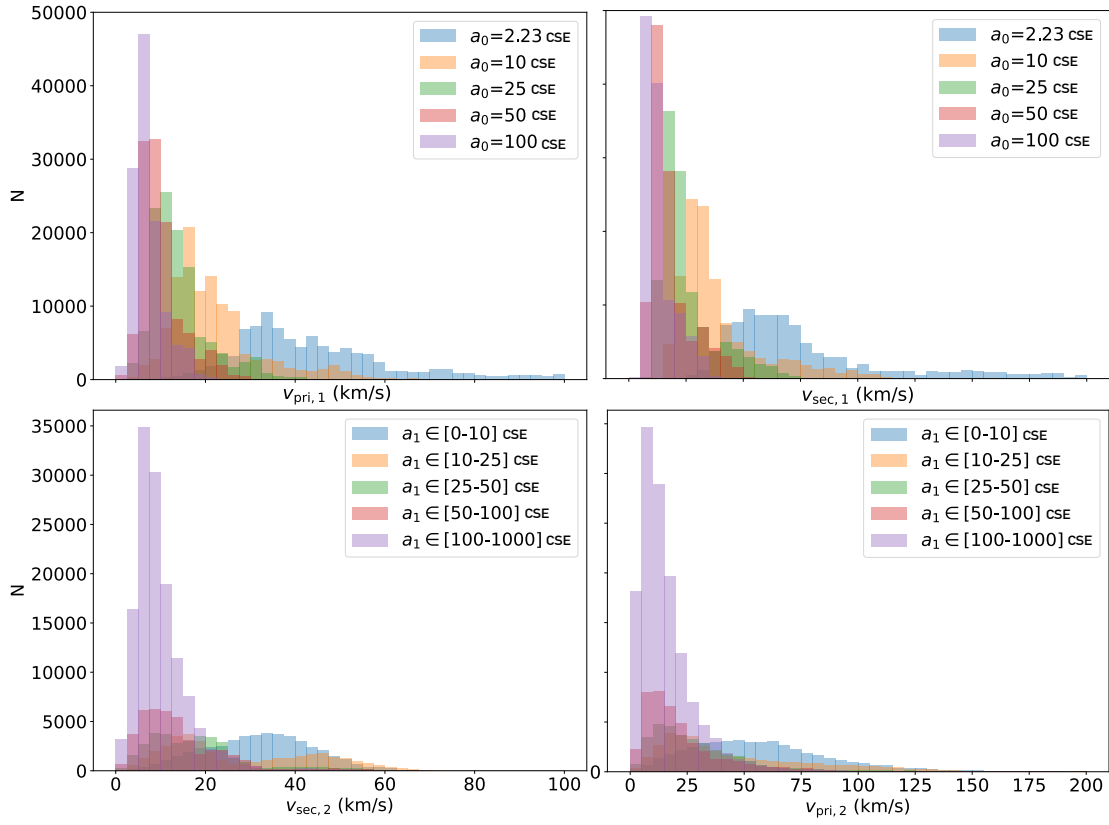


15. ábra. Felső sor: az első (bal) és második (jobb) robbanásban szerzett rendszersebességek histogramjai kötött rendszerek esetén. A különböző színek különböző a_0 értékeket jelölnek. Alsó sor: mint a felső sor, azonban a különböző színek eltérő $M_{\text{ej},\text{pri}}$ (bal grafikon), illetve $M_{\text{ej},\text{sec}}$ (jobb grafikon) tömegeket jelölnek.

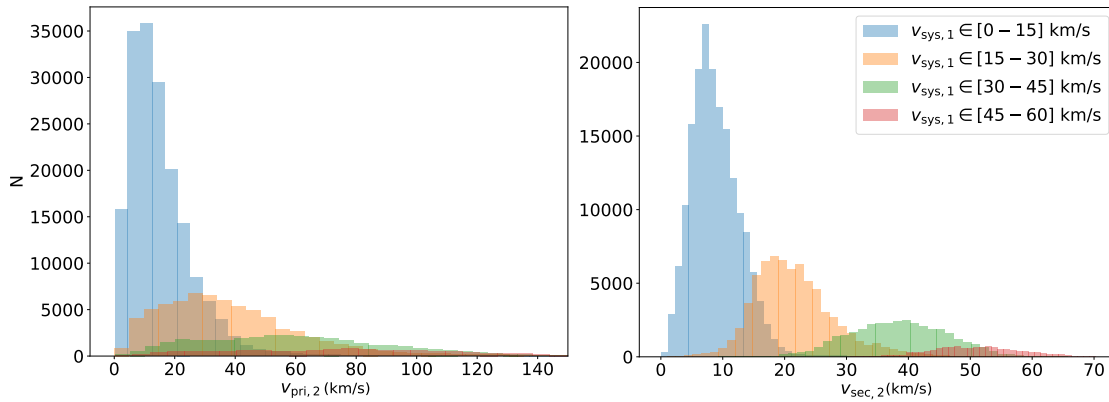
4.2. Széteső rendszerek

Amennyiben a vizsgált modellek excentricitása bármelyik robbanás után egységnyi fölé nőtt, a rendszert szétesettnek tekintettem, és az egyes komponensek sebességét vizsgáltam. A 16. ábra alapján a komponensek sebességei annál nagyobbak, minél szűkebb pályán keringtek a csillagok a robbanás előtt. A kapott sebességek histogramjainak szélessége mindkét robbanás esetén annál kisebb, minél nagyobb a robbanás előtti szeparáció. Az is világosan látszik a 16. ábráról, hogy egy adott robbanásban mindig a kisebb tömegű komponens szerez nagyobb pekuliáris sebességet. Ez a sebesség a kisebb tömegű komponens esetén akár 200 km/s is lehet, míg az adott robbanásban nehezebb komponensek maximum 100 km/s sebességgel hagyják el a rendszert. A második robbanásban szerzett sebességek összességében kisebbek az első robbanásban szerzetteknél. Amennyiben a rendszer a második robbanás során esik szét, a felrobbanó csillag sebessége sosem lépi túl a 70 km/s-ot, míg kísérője maximum 150 km/s-os sebességre tesz szert. Ugyanúgy, ahogy a rendszersebességeknél is láthattuk, $v_{\text{pri},2}$ és $v_{\text{sec},2}$ eloszlásaiban több lokális maximum is mutatkozik. További vizsgálatok alapján a kezdetben nagyobb tömegű csillag sebessége független attól, melyik robbanásban esett szét a rendszer. A kísérőcsillag sebessége ezzel szemben nagyobb, ha a szétesés az első robbanásban történik.

A széteső rendszerek sebessége nem függ egyértelműen sem ν_0 -tól, sem ν_1 -től. A kezdeti



16. ábra. Széteső rendszerek komponenseinek sebességeinek hisztogramjai. A felső sorban látható rendszerek az első, míg az aló sorban láthatók a második robbanás hatására estek szét.



17. ábra. A második robbanásban széteső rendszerek komponenseinek (balra $v_{\text{pri},2}$, jobbra $v_{\text{sec},2}$) sebességeinek hisztogramjai. Az egyes színek különböző $v_{\text{sys},1}$ intervallumokat jelölnek.

excentricitás függvényében egy gyenge függés azonban megállapítható: minél kisebb a e_0 , illetve e_1 , a lehetséges sebességek annál szélesebb skálán vehetnek fel értékeket, illetve minél kisebb az excentricitás, annál nagyobb sebességértékek érhetők el.

Amennyiben a kettőscsillag-rendszer a második szupernóva-robbanásban esik szét, az egyes komponensek pekuliáris sebességének nagysága függ az első robbanásban szerzett rendszersebességtől is, amint azt a 17. ábra is mutatja. A csillagok sebessége annál kisebb lesz, minél kisebb $v_{\text{sys},1}$. A főkomponens sebességének, $v_{\text{pri},2}$ hisztogramjának szélessége annál nagyobb, minél nagyobb $v_{\text{sys},1}$. Ezzel szemben $v_{\text{sec},2}$ hisztogramjának szélessége kevésbé változik $v_{\text{sys},1}$ változtatásával. Minden $v_{\text{sys},1}$ intervallumhoz tartozik $v_{\text{sec},2}$ -nek egy jól meghatározott minimumértéke. Ez a minimumérték $v_{\text{pri},2}$ esetén csak gyengén függ a rendszersebességnél, $v_{\text{sec},2}$ esetén azonban a minimum helye gyorsan nő a rendszersebesség növelésével.

5. SN-II robbanás hármas rendszerekben

5.1. Főkomponens körül keringő bolygók

Ebben a fejezetben azokat a modelleket vizsgálom, melyekben a szupernóvaként felrobbanó csillag egy kettős rendszer fő csillaga, körülötte pedig egy bolygó kering körpályán (ilyen rendszert mutat be a 4. ábra 3.A) panelje). A szimulációk egyik legmeglepőbb eredménye, hogy egy bolygó sem tudott stabil pályán maradni a vizsgált paraméterterén a kettős rendszer szupernóva-robbanása során. Azonban a bolygórendszerek közel 10%-a kötött maradt, ha a progenitor magányos csillag (lásd a 3. fejezetet). Tehát a rendszerben jelen lévő társ-csillag olyannyira perturbálja a bolygó pályáját, hogy annak excentricitása minden esetben egységnyi fölé nő.

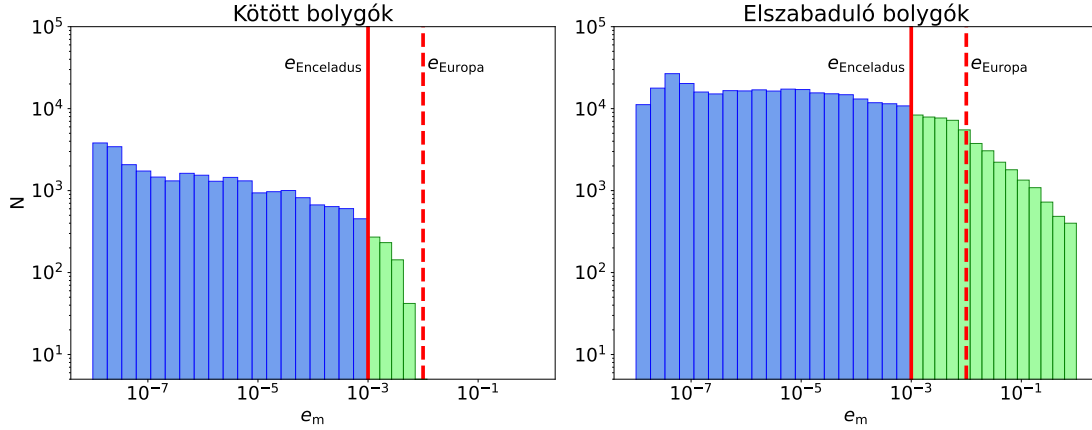
Megvizsgálva a kötött kettőscsillagok számát és a robbanás utáni pályaelemeiket, azt találtam, hogy a kettős túlélési esélyeire, illetve pályaparamétereinek eloszlására a bolygó jelenléte nincs hatással. A kötött rendszerek pályaelemeinek eloszlása tehát egyezést mutat a 3. és 4. fejezetben bemutatottakkal. Ez az állítás a 5.2. és 5.3. fejezetben vizsgált rendszerekre is teljesül.

5.2. Kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygók

Az itt bemutatandó rendszerek esetén a bolygó a kettőscsillag tömegközéppontja körül kering, miközben a főcsillag SN II robbanáson megy keresztül (a modellkonfigurációt a 4. ábra 3.B) panelje szemlélteti). Hasonlóan az előző fejezetekben bemutatott rendszerekhez, a bolygók 99,97%-a elhagyja a rendszert, illetve a kettőscsillag is az esetek 76,4%-ában szétesik. Azonban a kettős körül keringő bolygómodellek közt két különleges végállapot is megvalósult: néhány 50 esetben a fő- vagy kísérőcsillag befogta az eredetileg a kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygót. Ezen esetekben a kettőscsillag is kötött pályán maradt.

Bolygóbefogás csak akkor történik a vizsgált paraméterterén, ha a ledobódó köpeny tömege a lehető legkisebb ($M_{ej} = 6, 5, M_{\odot}$), illetve a kettőscsillag apocentrumban tartózkodott a robbanáskor ($\nu_{bin}^{(0)} = \pi$). A vizsgált modellek közül 35 esetben a főcsillag, 15 esetben a kísérőcsillag fogta be a bolygót. Az, hogy melyik csillag körül álltak pályára a szóban forgó planéták, több tényezőtől is függ. Amennyiben a kettős rendszer kísérőcsillagának tömege $M_{sec} \geq 2 M_{\odot}$, a bolygót a kísérő foghatja be. A főcsillag általi befogáshoz már $M_{sec} \geq 4 M_{\odot}$ szükséges. A főcsillag körül túlnyomó többségben jupitertömegű bolygók álltak pályára, a kísérőcsillag által befogott bolygók túlnyomó többsége viszont földtömegű volt. Minél nagyobb a szupernóva köpenyledobódási sebessége, annál több bolygót tudott befogni a rendszer fő csillaga. A kísérőcsillag ezzel szemben csak akkor tudott egy bolygót befogni, amennyiben a szupernóva ledobódási sebessége a lehető legkisebb volt, azaz $v_{max} = 1000$ km/s. Bolygóbefogás csak rendkívül excentrikus kettőscsillagok körül történt. Ahhoz, hogy a bolygó a főcsillag körüli pályára álljon, elegendő ugyan $e_{bin} \geq 0,4$, azonban ahhoz, hogy a bolygó a kísérőcsillag körül keringjen a robbanás után, $e_{bin} \geq 0,6$ -re van szükség.

Az utóbbi feltétel, mely szerint a kettőscsillag pályája excentrikus kell legyen ahhoz, hogy valamely komponense befoghasson egy bolygót, illetve a tény, hogy csak apocentrumban tartózkodó kettősök esetén történt bolygóbefogás, azt okozza, hogy ezen rendszerek rendszersebessége kicsi lesz ($v_{sys} \in [1 - 10]$ km/s). Ha a bolygót a főcsillag fogta be, $v_{sys} \in [2 - 10]$ km/s,



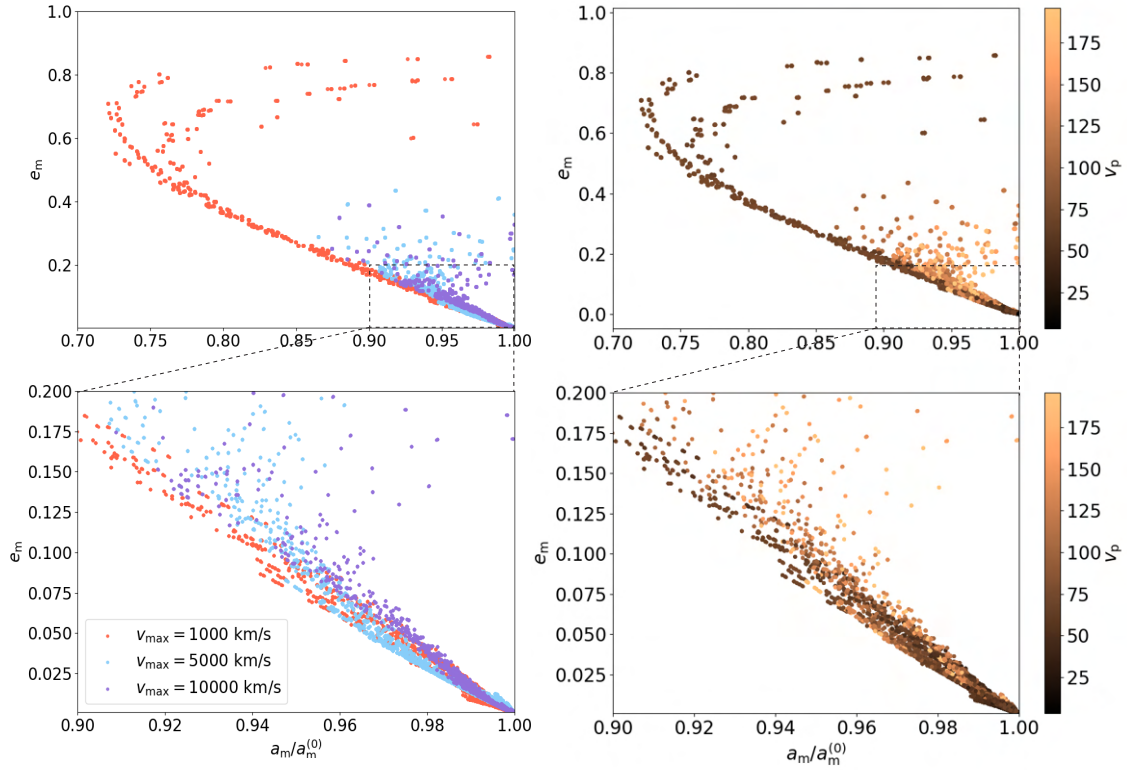
18. ábra. A szimulációk során megvizsgált holdak excentricitásának hisztogramjai logaritmikus skálán. Balra a kötött, jobbra az elszabaduló bolygók körül keringő holdak excentricitásai láthatók. Folytonos vörös vonal jelöli az Enceladus ($e_{\text{Enceladus}} = 0,001$), vörös szaggatott vonal pedig az Europa ($e_{\text{Europa}} = 0,009$) hold excentricitását. A kék színű tartományban a holdak excentricitása az Enceladusénál kisebb, míg a zöld tartományban felette van.

míg ha a kísérő körül állt pályára, $v_{\text{sys}} \in [1 - 8]$ km/s. A különbséget az okozza, hogy a kísérő körüli pályára álláshoz a kettős excentricitása $e_{\text{bin}} \geq 0,6$, így ekkor az apocentrumbeli sebesség is kisebb. A főcsillag által befogott bolygók excentricitása $e_p \geq 0,26$, fél-nagy tengelye $a_p \in [8740 - 138864]$ CSE, illetve a fél-nagy tengely relatív megváltozása $a_p/a_p^{(0)} \in [7 - 632]$. Ezzel szemben a kísérő által befogott bolygókra $e_p \geq 0,29$, $a_p \in [10\,233 - 194\,385]$ CSE, illetve $a_p/a_p^{(0)} \in [14 - 51\,799]$. Tehát minden befogott bolygó pályája jelentősen excentrikussá válik a robbanás után, a pálya fél nagy tengelye pedig több száz-, illetve a kísérő által befogott bolygók esetén több tízezerszeresére is nőhet.

5.3. Óriásbolygók exoholdjai

Az ebben a fejezetben vizsgált modellkonfigurációban a felrobbanó csillag körül egy óriásbolygó körül körpályán egy hold kering, mely konfigurációt szemléletesen a 4. ábra 3.C) panelje mutatja be. A 3. fejezetben bemutatott, bolygóméretű kísérőkhöz hasonlóan az itt megvizsgált modellek csupán 7,67%-ában marad a bolygó a csillag körüli kötött pályán. Ezen felül, 250 modellben (0,06%) nemcsak a bolygó szakad el anyacsillagától, hanem a bolygó holdjának excentricitása is egységnyi fölé nő. Ekkor tehát a teljes rendszer szétesik, kóbor csillagokat, bolygókat és holdakat eredményezve.

A SN-robbanás következtében létrejövő gravitációs perturbáció miatt a holdak excentricitása megnő attól függetlenül, hogy a bolygó kötött pályán kering-e a csillag körül. Ahogy azt a 18. ábra bal oldali hisztogramján is láthatjuk, a kötött bolygók körül keringő exoholdak excentricitása az esetek jelentős többségében rendkívül alacsony marad. Azonban a holdak 2,34%-ának excentricitása meghaladja az 0,001-es értéket. Olyan hold, melyre $e_m > 0,01$, nem keletkezik. Ha azonban a bolygó elhagyja anyacsillagát, holdjának excentricitása jelentősen megnőhet. Ahogy az a 18. ábráról is látszik, a kóbor bolygók holdjainak excentricitása az



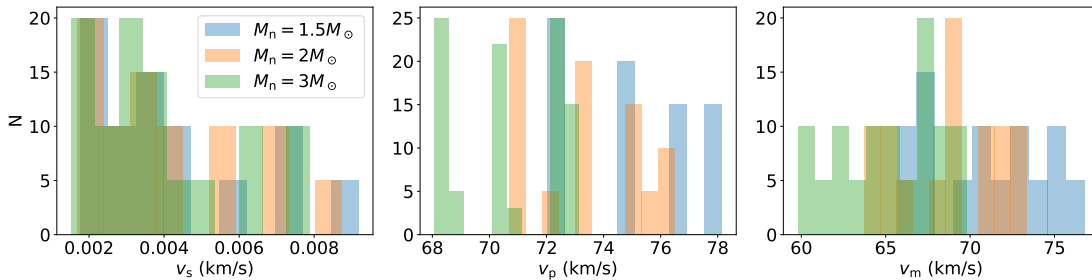
19. ábra. Az elszabaduló bolygók körül keringő holdak excentricitása fél-nagy tengelyük relatív megváltozásának függvényében. Az ábra csak azon modelleket mutatja, melyekben a hold fél-nagy tengelye csökkent a SN II robbanás hatására. A alsó sorban a felső paneleken látható szaggatott négyzettel jelölt területek láthatók kinagyítva. A bal oldali paneleken a különböző színű pontok az SN-robbanások háromféle $v_{\max}$ értékét jelölik. A jobb oldali paneleken a színskála az elszabaduló bolygók pekuliáris sebességét jelölik.

esetek 14,49%-ában 0,001, illetve 4,65%-ában 0,01 fölé növekedett, illetve extrém esetekben $e_m = 0,96$ is előfordulhat. A kőbor bolygók körül keringő holdak excentricitását a 18. ábra jobb oldali hisztogramja mutatja be. A fent említett kritikus excentricitások nagyságrendjébe esik a Szaturnusz Enceladus, illetve a Jupiter Europa holdjának excentricitása (rendre 0,001 és 0,009). Ezeken a holdakon az árapályfűtés már elég jelentős ahhoz, hogy egy globális felszín alatti óceán alakulhasson ki (Carr et al., 1998; Thomas et al., 2016).

Egy hold excentricitása a legkülönfélébb kezdőértékek esetén is meghaladhatja a 0,001-es értéket. Annál több nagy excentricitású hold keletkezik, minél nagyobb a robbanáskor ledobódó köpeny, illetve minél kisebb a bolygó tömege. Az excentricitás növekedése azonban teljesen független a hold tömegétől. Az excentrikus holdak száma továbbá erősen függ a bolygó fél-nagy tengelyétől és excentricitásától: minél szűkebb és excentrikusabb kezdetben a bolygópálya, annál több excentrikus hold keletkezik. Ha a bolygó a robbanáskor pericentrumban tartózkodik, akkor kétszer annyi nagy excentricitású hold keletkezik, mint ha a bolygó a robbanáskor apocentrumban van. Az excentrikus holdak száma továbbá erősen függ a hold kezdeti fél-nagy tengelyétől: minél nagyobb a hold kezdeti körpályájának fél-nagy tengelye, annál nagyobb eséllyel válik excentrikussá a pályája.

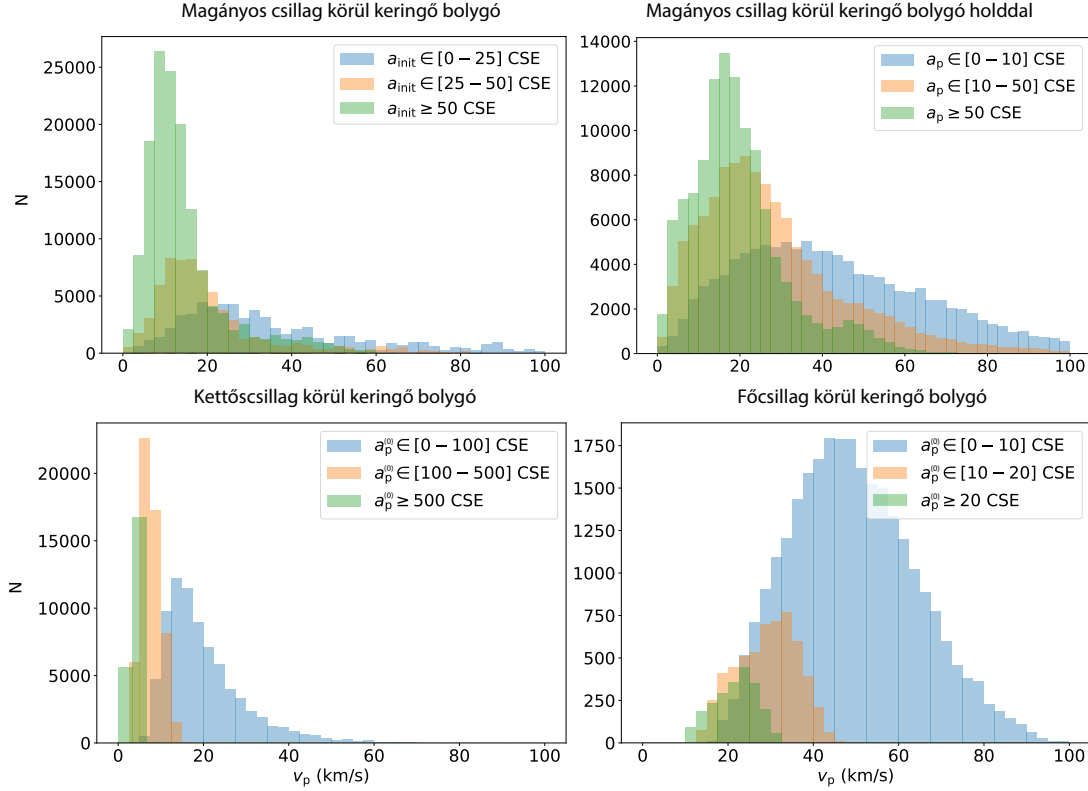
Ahhoz, hogy az excentricitás 0,01 fölé emelkedjen, szükséges, hogy a bolygó olyan pályán keringjen, melynek kezdeti fél-nagy tengelye $a_p^{(0)} \leq 32R_0$. Extrém excentricitású holdpálya ($e_m \geq 0,9$) csak akkor jöhet létre, ha: 1) a köpenyledobódási sebesség a vizsgált legkisebb ($v_{\max} = 1000$ km/s); 2) a bolygó a legszűkebb és legexcentrikusabb pálya pericentrumában ($a_p^{(0)} = 2R_0$, $e_p^{(0)} = 0,8$, $\nu_p^{(0)} = 0$); 3) a hold pedig a bolygótól távol kering ($a_m^{(0)} \in [6, 8]a_{J-E}$).

Ha a bolygó kötött pályán marad a SN-robbanást követően, a körülötte keringő hold fél-nagy tengelyének nagysága gyakorlatilag nem változik, $0,994 \leq a_m/a_m^{(0)} \leq 1,0002$. Ezzel szemben a kóbor bolygók körül keringő holdak fél-nagy tengelye (a modellek 0,2%-át kivéve) csökken. A csökkenő fél-nagy tengelyű modellek excentricitását és a fél-nagy tengely csökkenésének mértékét a 19. ábra mutatja be. Ezen ábra alapján előfordul, hogy a kialakult pálya fél-nagy tengelye csupán 72%-a az eredeti pályáénak. Ahogy a 19. ábrán is jól látszik, a legtöbb hold excentricitása kisebb, mint 0,15 (alsó panelek), azonban több olyan hold is akad, melyek excentricitása magasan meghaladja ezt az értéket, a legexcentrikusabb holdakhoz akár $e_m = 0,96$ is tartozhat (felső panelek). Az is megfigyelhető továbbá a 19. ábra paneljein, hogy minél nagyobb mértékben csökken a pálya fél-nagy tengelye, annál nagyobb lehet a holdak excentricitása. A 19. ábrán azon modellek, melyek kezdőértékei csak a holdak tömegében térnek el, rendkívül közel helyezkednek el egymáshoz, azaz a holdtömeg csak minimális befolyással van a robbanás után kialakuló excentricitás és fél-nagy tengely értékére. Az ábrán egyértelműen látszik, hogy nincs olyan modell, melyre a fél nagy tengely jelesen csökken és az excentricitás is kicsi.



20. ábra. A teljesen széteső rendszerek komponenseinek sebességeloszlása. Balra a csillagok, középen a bolygók, míg jobbra a holdak pekuliális sebességeit láthatjuk. A különböző színek különböző neutroncsillag-tömegeket jelölnek.

A 19. ábráról látható az is, hogy $a_m/a_m^{(0)}$ egy kritikus excentricitásérték eléréséig korrelál a hold excentricitásával, majd egy minimumérték elérése után újra nőni kezd, azaz a korreláció megfordul. E jelenség magyarázata további vizsgálatokat igényel. A 19. ábrán a szupernóva köpenyledobódási sebességének és a kóbor bolygó pekuliális sebességének függvényében több csoportot lehet elkülöníteni. Az ábra bal oldali paneljén látható, hogy minél kisebb a köpenyledobódási sebesség, annál nagyobb lehet a holdak excentricitása, illetve annál nagyobb mértékben csökkenhet pályájuk fél-nagy tengelye. Az elszabaduló bolygók pekuliális sebességére is hasonló állítás fogalmazható meg: minél kisebb a bolygó pekuliális sebessége (v_p), annál nagyobb lehet a hold excentricitása és annál nagyobb mértékben csökkenhet a fél-nagy tengelye. Megjegyzendő, hogy a holdak pályaparaméterei nem korrelálnak a csillag pekuliális sebességével.

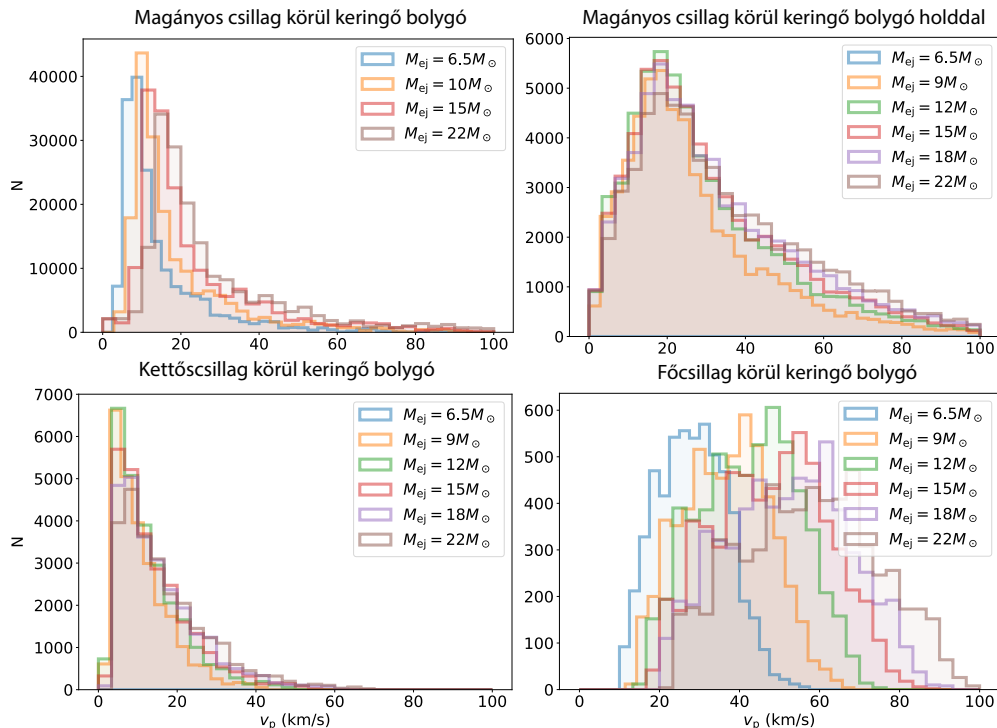


21. ábra. Elszabaduló bolygók sebességeinek hisztogramjai modellcsoportok szerinti bontásban. A különböző színek különböző kezdeti fél-nagyitengely-intervallumokat jelölnek.

Ha a fél-nagyitengely a SN II-robbanás hatására növekedett, $a_m/a_m^{(0)} \leq 50$. A fél-nagyitengely csak akkor növekedhet, ha $a_p^{(0)}$ értéke $2R_0$ vagy $64R_0$ (azaz a bolygó a csillaghoz kezdetben igen közel vagy attól igen távol kering), illetve a bolygópálya excentrikus ($e_p^{(0)} \neq 0$). Minél nagyobb a bolygó tömege, annál kevesebb növekvő fél-nagyitengelyű holdat láthatunk.

Ritka esetben a holdak a SN-robbanás után nem folytatták kötött keringésüket bolygójuk körül. Ehhez az szükséges, hogy a SN-robbanás lassú legyen ($v_{\max} = 1000$ km/s), a nem túl nagy tömegű ($M_m < 8M_J$) bolygó a lehető legszűkebb és legexcentrikusabb pálya pericentrumában tartózkodjon ($a_p^{(0)} = 2R_0$, $e_p^{(0)} = 0,8$, $v_p^{(0)} = 0$), és a hold tág pályán ($a_m^{(0)} \in [6; 8]a_{J-E}$) keringjen körülötte. Minél nagyobb a ledobódó köpenytömeg, annál több elszabaduló holdat láthatunk, azonban e holdak száma a hold tömegétől független.

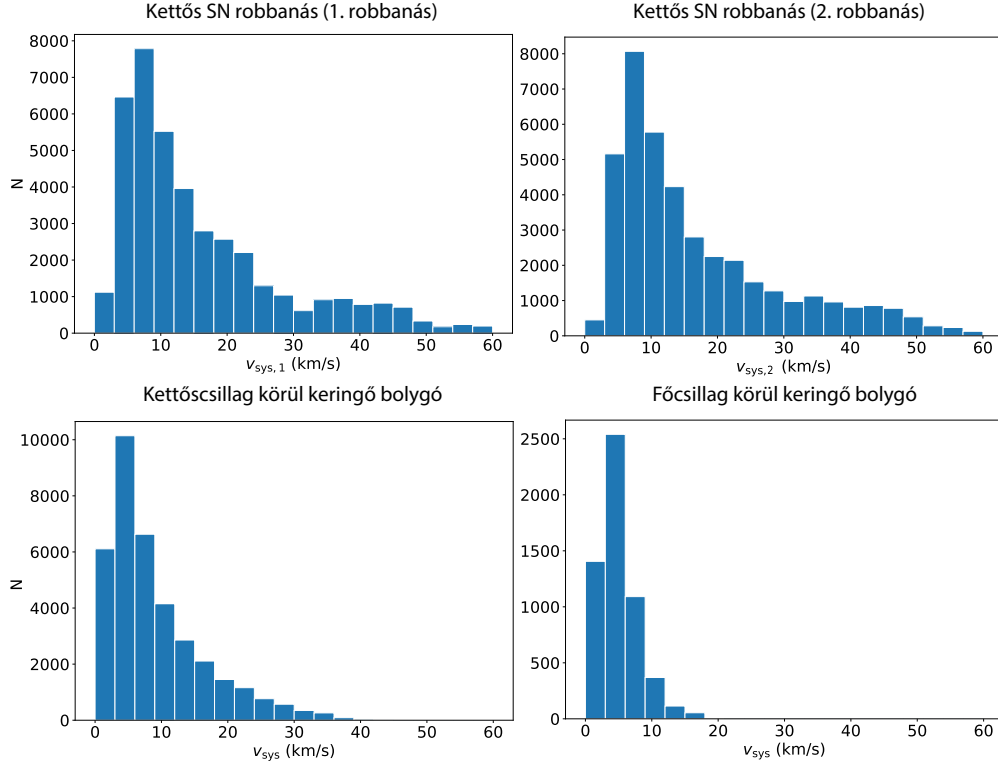
A széteső rendszerek komponenseinek sebessége a 20. ábra hisztogramjai alapján széles skálán mozog: A csillag pekuliáris sebessége a kísérők kis tömege miatt csupán $v_s \in [0,002 - 0,009]$ km/s, mely eloszlásban a kisebb értékek a gyakoribbak. A bolygók és holdak sebessége igen hasonló: $v_p \in [68 - 78]$ km/s, illetve $v_m \in [60 - 76]$ km/s. Az elszabaduló bolygók sebességeloszlása közel homogén, míg a holdak pekuliáris sebességének eloszlása haranggörbe-szerű, melynek maximuma 67 km/s körül van. A 20. ábráról az is világosan látszik, hogy a bolygó és a hold sebessége függ a keletkező neutroncsillag tömegétől: minél kisebb a neutroncsillag, annál nagyobb sebességre tesznek szert a bolygók és holdak. Ezzel szemben a csillagok sebességére a neutroncsillag tömege nincs befolyással.



22. ábra. Elszabaduló bolygók sebességeinek hisztogramjai modellcsoportok szerinti bontásban. A különböző színek különböző M_{ej} értékeket jelölnek. Sötétebb barna területek jelzik a teljesen átfedő régiókat.

5.4. Kettős csillagrendszerek és kóbor bolygók sebessége

A hármas rendszerekből eltávozó bolygók impulzust visznek el a rendszerből. Ezzel mind a kötött csillagrendszerek, mind az elszabaduló bolygók sebességeloszlása minőségi változást szenved el ahhoz képest, amikor a rendszerben csak két test (SN progenitor és bolygó) tartózkodik. A különböző konfigurációkban kapott bolygósebességeket a 21. ábra hasonlítja össze. A 21. ábra hisztogramjain látható, hogy minél nagyobb a bolygó kezdeti fél-nagy-tengelye, annál kisebb pekuliáris sebességre tesz szert. A 21. ábra bal felső hisztogramja szerint amennyiben a bolygó egy magányos csillag körül kering, az elszabaduló bolygó sebessége az esetek döntő többségében kisebb, mint 40 km/s. Ezzel szemben, ha a bolygó holddal is rendelkezik (lásd a 21. ábra jobb felső hisztogramját), pekuliáris sebessége a modellek körülbelül 50%-ában nagyobb, mint 40 km/s. A sebességeloszlás maximuma nagyobb értékek felé tolódik, amennyiben a bolygó körül hold kering: hold nélküli rendszerekben a hisztogram maximuma $v_p = 12$ km/s, míg ugyanez holdas rendszerek esetében $v_p = 20$ km/s körül van. A hármas rendszerek elszabaduló bolygóinak sebességeloszlása (21. ábra alsó két hisztogramja) ezektől jelentősen különbözik. A robbanás előtt a kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygók sebessége sosem lépi túl a 60 km/s-ot, a sebességeloszlás maximuma pedig 10 km/s körül van. Ezzel szemben a főcsillag körül keringő bolygók sebességei $v_p \in [15 - 100]$ km/s intervallumba esnek, az eloszlás maximuma pedig 50 km/s körül látható. Ezek a sebességeloszlások tükrözik azt a tény is, hogy a főcsillag körül keringő bolygók pályamenti sebessége



23. ábra. Kötött kettőscsillag-rendszerek rendszersebességeinek hisztogramjai különböző modellkonfigurációk esetén.

nagyobb, mivel csillagukhoz közelebb keringenek.

A 22. ábra ugyanezen sebességek köpenytömeg szerinti eloszlását mutatja. A köpenytömegnek csak a főcsillag körül keringő bolygók sebességére van jelentős befolyása (22. ábra jobb alsó hisztogramja). Ekkor a köpenytömeg növekedésével nő a rendszertől elszakadó bolygó sebessége, és a hisztogramok maximuma is egyre nagyobb értékek felé tolódik.

A rendszert elhagyó bolygó miatt a robbanás után kötött kettőscsillagok rendszersebességének eloszlása is megváltozik, ahogy azt a 23. ábra is mutatja. Ahogy azt már a 4. fejezetben is bemutattam, amennyiben egy nagytömegű kettőscsillag-rendszer mindkét csillag SN-robbanását túléli és stabil pályán marad, a keletkező rendszerek sebességei (rendre $v_{\text{sys},1}$, illetve $v_{\text{sys},2}$ az első, illetve második robbanást követően) nem haladják meg a 60 km/s-ot. E rendszerek esetén a rendszersebességek hisztogramjainak maximuma 8 km/s körül található. Ezeket a hisztogramokat mutatja be a 23. ábra felső két panelje. A hármas rendszerekben a szupernóva-robbanást túlélő kettőscsillagok még ennél is kisebb rendszersebességre tesznek szert, ahogy az a 23. ábra alsó hisztogramjain látható. Amennyiben a bolygó a kettős rendszer tömegközéppontja körül keringett, a kötött csillagrendszerek sebessége sosem nagyobb 40 km/s-nál (23. ábra bal alsó panelje). Ezen rendszerek esetében a hisztogram maximuma 5 km/s-nál van. Ha a bolygó a rendszer főkomponense körül keringett (szűk pályán, azaz nagy sebességgel), a rendszersebességek a 20 km/s-ot is alig érik el, bár a hisztogram maximuma a cirkumbináris bolygókéhoz hasonlóan 5 km/s körül van (23. ábra jobb alsó hisztogramja).

6. Konklúziók

Jelen tanulmányban bolygók és csillagok stabilitását vizsgáltam olyan rendszerekben, melyeknek csillaga vagy csillagai II-es típusú szupernóva-robbanásokon mennek keresztül. Az eddig az irodalomban fellelhető hasonló stabilitási vizsgálatok a szupernóva-robbanás során a csillag tömegvesztését lineárisan közelítették (Veras és mtsai., 2011), vagy pillanatszerűnek feltételezték (Fagginger Auer és Portegies Zwart, 2022). Elsőként alkalmaztam tehát homológ tágulási modellt szupernóva dinamikai hatásainak vizsgálatára. A homológ tágulási modellt egy nagy pontosságú többtest-integrátorral ötvöztem. A numerikus megközelítésnek hála eddig egyedülállóan lehetőségem nyílt kettőscsillagok, illetve kettőscsillagok rendszerében keringő bolygók stabilitásának vizsgálatára is. A több, mint hárommillió modell analízálása során követtem a testek pályaelemeinek perturbációit, a kötött rendszerek, illetve a rendszert elhagyó komponensek sebességét. Az alábbiakban modellkonfigurációk szerinti bontásban foglalom össze a főbb eredményeket.

6.1. Kísérők SN II körül

A 3. fejezetben, illetve Regály et al. (2022) által bemutatott kettős rendszerek (SN II-ként felrobbanó csillag körül keringő bolygó vagy csillag) vizsgálata alapján a következő állításokat lehet megfogalmazni:

1) Veras és mtsai. (2011) eredményeit homológ tágulás modellezésével sikerült megerősítenem: kötött pulzár-bolygó rendszerek kialakulásához nagy pályaeccentricitás ($e_{\text{init}} \geq 0,4$) szükséges, illetve az, hogy a bolygó a robbanás pillanatában pályájának apocentrumához közel tartózkodjon. A kötött rendszerek fél-nagy tengelye jelentősen megnő (akár több ezer CSE-re), illetve Thorsett és mtsai. (1993) munkájával egyetértésben a pálya excentrikus lesz ($e_p > 0,9$).

2) Kötött pulzár-bolygó rendszerek esetén két csoportot különíthetünk el: az egyik esetben a bolygó excentricitása növekszik ($e_{\text{init}} = 0,4$), míg a másikban csökken ($e_{\text{init}} = 0,8$). Továbbá minél nagyobb a szupernóva köpenyledobódási sebessége, annál kisebb lesz a pályaeccentricitás.

3) A széteső bolygórendszerek esetén a neutroncsillagok sebessége $10^{-6} - 10^{-1}$ km/s-nak adódott, mely sebesség arányos a kísérő tömegével. A bolygók sebessége tömegüktől függetlenül $1 - 275$ km/s, legvalószínűbben 18 km/s. A kóbor bolygók esetén a robbanáskor mért pályamenti helyzetének, azaz a valódi anomáliájának, ν , függvényében azonosítható ezen sebességnek egy maximuma, ami $v_{\text{max}} = 1000$ km/s esetén nem esik egybe $\nu = \pi$ -vel, hanem attól nagyobb értékek felé tolódik. Amennyiben azonban $v_{\text{max}} = 10000$ km/s, a maximum helye $\nu = \pi$.

4) A valódi anomália-függést vizsgálva (amely valódi anomália kezdeti értékétől a stabilitási régió, az excentricitás, és a komponensek sebessége is függ) megállapítható, hogy a rendszer kezdeti fél-nagy tengelyével (a_{init}), mind a kötött, mind a széteső rendszerek komponenseinek excentricitása növekedik. Széteső rendszerekre az excentricitás minden esetben $e < 4,5$.

5) Széteső csillagrendszerekben a főkomponens sebessége három nagyságrenddel nagyobb ($1 - 100$ km/s), mint bolygótömegű kísérők esetén, és erősen függ a kísérő tömegétől. Ezzel ellentétben v_{sec} ugyanabba a tartományba esik, mint a bolygórendszerek esetén ($1 - 275$ km/s).

Csillagrendszerekben v_{sec} valódi anomália-függése azonos a bolygórendszerek esetében tapasztaltakkal. Az elszabaduló neutroncsillagok sebessége legvalószínűbben $v_{\text{pri}} = 4 \text{ km/s}$, míg az elszabaduló kísérők legvalószínűbb sebessége $v_{\text{sec}} = 18 \text{ km/s}$ körül van.

6) A valódi anomália hatásait vizsgálva azt találtam, hogy kettőscsillagok rendszerében, amennyiben a ledobódási sebesség kicsi (1000 km/s), magasabb a_{init} magasabb excentricitást eredményez. Ez az excentricitás azonban még a széteső rendszerek esetén sem haladja meg a $e_{\text{sec}} = 2, 2$ -t.

7) Végül egy egyszerű módszert adtam arra, hogyan lehet állandó tömegvesztést feltételezve legjobban megközelíteni a homológ tágulási modellt, amely közelítés a homológ modellel közel egyező eredményre vezethet.

Az itt vizsgált paraméterter másfél nagyságrenddel több kóbor bolygót eredményez, mint kötött bolygórendszert. Ez az eredmény egyetértésben van Kerr és mtsai. (2015) valamint Manchester és mtsai. (2005) munkáival, melyek szerint nagyon kevés neutroncsillagok körül keringő bolygót fedeztek fel máig. Az eddig megfigyelt kóbor bolygók keletkezhetnek kisebb nagyságrendű magkollapszus (Padoan és Nordlund, 2002; Hennebelle és Chabrier, 2008), kései instabilitások és kilöködés során (Veras és Raymond, 2012), csillagembriók körül (Reipurth és Clarke, 2001), vagy korai csillagmagok fotoeróziója során (Whitworth és Zinnecker, 2004). A fenti mechanizmusok mindegyike bizonyítottan hozzájárul a megfigyelt kóbor bolygó-populációhoz (Testi és mtsai., 2016; Fontanive és mtsai., 2020), mégis, a jelen tanulmányban bemutatott eredmények egy új keletkezési mechanizmust mutattak meg: kóbor bolygók nagy számban keletkezhetnek II-es típusú szupernóva-robbanások során.

Az itt bemutatott eredmények alapján a pulzárokhoz közel keringő ($a < 4 \text{ CSE}$) bolygók magyarázata további fizikai folyamatok vizsgálatát igényli, mivel azon rendszerek szeparációja, melyek a szupernóva-robbanás után is kötöttek maradnak, minden esetben nagyobbak adódott a szimulációimban. Megjegyzendő azonban, hogy a PSR B0329+54 b (Starovoi és Rodin, 2017) rendszer léte megérthető az itt bemutatott egyszerű modell segítségével, amennyiben a rendszerben keringő bolygó excentricitása kezdetben kellően nagy volt ($e_{\text{init}} \geq 0,4$), és a bolygó a csillag felszínéhez közel keringett. Mivel a végső- és kezdeti fél-nagy tengelyek aránya a vizsgált paraméterterben bolygótömegű kísérők esetén legalább 2, a pulzárok körül felfedezett bolygók a mostani keringési távolságuk maximum felén keringhettek a robbanást megelőzően. Fontos azonban azt is kiemelni, hogy egy kötött rendszer kialakulásához szükséges a megfelelő időzítés is, azaz a robbanás bekövetkeztekor a bolygónak a pálya apocentrumához közel kell tartózkodnia.

Az eredmények egy másik érdekes következménye, hogy az eddig megfigyelt kóbor bolygók egy része valószínűleg kis excentricitású, szupernóva progenitor körül keringő bolygók destabilizálódásával keletkezett. E bolygóknak az átlagos térbeli sebessége $1 - 275 \text{ km/s}$. Az itt bemutatott modellekben a neutroncsillag a feltételezett gömbszimmetria ellenére is pekuliáris sebességre tesz szert. Így a kis pekuliáris sebességű (maximum $0,1 \text{ km/s}$ Jupiter-méretű kísérő, illetve 10^{-3} km/s földtömegű bolygó esetén) pulzárok valószínűleg szupernóva körüli bolygórendszerekből eredeztethetők.

A robbanást túlélő kettősök pekuliáris sebességre tesznek szert. Ez azzal magyarázható, hogy a táguló csillagköpeny a csillag robbanás pillanatában vett sebességét örökli, míg a társ csillag ezzel egyenlő nagyságú, de ellentétes irányú lendületre tesz szert a lendületmegmaradás értelmében. Ezen rendszerek magyarázatot adhatnak arra, miért látunk fiatal, táguló szupernóva-maradványokat, amelyekben hiányzik a központi csillag (természetesen azon tri-

viális magyarázatokon túl, miszerint nem látjuk a pulzár jelét, vagy a robbanás jelentősen aszimmetrikus volt).

A széteső rendszerekben keletkező neutroncsillagok maximális sebessége 275 km/s-nak adódott. Ez azonban csak abban az esetben igaz, ha a kísérő robbanása szimmetrikus, így nem befolyásolja a neutroncsillag pályáját. Ha egy ennél nagyobb pekuliáris sebességgel rendelkező neutroncsillagot fedezünk fel (pl. 1100 km/s a PSR B1508+55 esetén, Gvaramadze és mtsai., 2008), az egy aszimmetrikus robbanás közvetett bizonyítéka lehet.

A pulzárok körül szűk pályán keringő bolygók (például PSR B1257+12, PSR J1719-1438, PSR B0943+10, és PSR J2322-2650) legvalószínűbb magyarázata egy, a robbanást követő második generációs keletkezési mechanizmus, mivel a fél-nagy tengely a szupernóva-robbanás során legalább kétszeresége nő. E feltevést az itt bemutatott szimulációk alátámasztani látszanak, szerencsés konfiguráció esetén (nagy tömegű köpeny, kis tömegű neutroncsillag) akár $1,2M_{\odot}$ -nyi gáz is maradhat 10 CSE-en belül az ötmillió napos integrálási idő lejártával. A lehetséges második generációs bolygókeletkezési forgatókönyveket Phinney és Hansen (1993); Thorsett és mtsai. (1993), illetve Podsiadlowski (1993) tárgyalják részletesen. E hipotézist a későbbiekben olyan hidrodinamikai modellek segítségével fogom megvizsgálni.

6.2. Kettős SN-robbanások

A 4. fejezetben a kettős neutroncsillagok (DNS) keletkezésének egy eddig nem vizsgált forgatókönyvét mutattam be. Szimulációimban a kettőscsillag mindkét tagja SN II robbanáson ment keresztül, így a SN köpenyének homológ tágulását két egymást követő esetben alkalmaztam. Bár a legtöbb rendszer (63%) az előző fejezetben bemutatott eredményekkel összhangban már az első robbanás során szétesett, egy részük (4,5%) stabil pályán tudott maradni még a második robbanás után is. A mindkét robbanást túlélő DNS rendszerek analízálása során a következőket állapítottam meg:

1) A kettőscsillag fél-nagy tengelye mindkét robbanás során nő. A növekedés mértéke az első robbanás során nagyobb, a robbanás utáni fél-nagy tengely jellemzően 3-4-szerese a robbanás előtti értéknek. Ezzel szemben a második robbanásban a végső és kezdeti fél-nagy tengelyek aránya, a_2/a_1 az esetek döntő többségében kisebb, mint három. Továbbá, a második robbanásban előfordult, hogy egy modell fél-nagy tengelye csökkent. Bár ez csak korlátozott kezdőfeltételek ($v_{\max} = 1000 \text{ km/s}$, $\nu_1 = \pi$, $e_1 > 0,88$) mellett lehetséges, a jelenség magyarázatához további vizsgálatok szükségesek.

2) A mindkét robbanást túlélő DNS rendszerek szeparációja akár 1000 CSE-nél is nagyobb lehet.

3) Az első robbanás során a rendszerek excentricitása minden esetben nő, kivéve, ha $e_0 = 0,8$, ugyanis ez utóbbi rendszerek excentricitása az esetek 75%-ában csökken. A második robbanás során e_2 eloszlása homogénebbé válik, ami annak köszönhető, hogy a második robbanás az $e_1 > 0,4$ modellek pályáját körösíti. Amennyiben $e_1 < 0,4$, a pályák excentricitása a második robbanás során is nő, és minél nagyobb e_2 értéke, annál gyakoribb az előfordulása.

4) Mivel a második robbanás során a neutroncsillag tömege kicsi ($\leq 3M_{\odot}$), a bolygókísérőkhöz hasonlóan a megmaradás szükséges feltételévé válik, hogy a kettős rendszer apocentrum környékén ($\nu \approx \pi$) tartózkodjon a robbanás idején. Amennyiben a kísérő valódi anomáliája nem egzaktul π , a rendszer excentricitása jelentősen megnő, azonban, ha $\nu = \pi$,

lehetséges a pálya körösödése. A megmaradó rendszerek kezdeti valódi anomáliáinak, ν_0 és ν_1 értékeinek eloszlásában aszimmetria található. Ez a 3.3. fejezetben tárgyalt effektuson alapul, miszerint a valódi anomáliát a robbanás pillanatában mértem, és nem akkor, amikor a SN köpenye eléri a kísérőt.

5) Amennyiben a rendszer a második robbanásban szétesik, a komponensek sebessége átlagosan 60%-a azoknak a sebességeknek, amelyekre a komponensek akkor tennének szert, ha a rendszer az első robbanásban esne szét. Adott robbanásban mindig az a csillag tesz szert nagyobb pekuliáris sebességre, melynek a tömege kisebb, illetve a komponensek sebességeit nem befolyásolja a ledobódó köpeny tömege.

6) Amennyiben egy rendszer a második robbanás során esik szét, az egyes komponensek sebessége annál kisebb, minél kisebb az első robbanás során szerzett rendszersebesség. Az első robbanásban keletkezett neutroncsillag sebessége kevésbé érzékeny a rendszersebességre, mint a második robbanásban kialakuló neutroncsillagé, $v_{\text{sec},2}$ minimumértéke $v_{\text{sys},1}$ -gyel nő, míg $v_{\text{pri},2}$ minimumértéke közel független $v_{\text{sys},1}$ -től.

7) A 3. fejezetben prediktált sebességduplázódás nem valósult meg a második robbanásban széteső rendszerek esetén. Továbbra is igaz tehát a feltevés, hogy amennyiben egy 275 km/s-nál nagyobb pekuliáris sebességű pulzárt figyelünk meg, akkor a neutroncsillagot létrehozó SN-robbanás (az eredetileg kettős csillagrendszerben keringő komponensek bármelyikének) aszimmetrikus volt. Ehhez hasonlóan, a második robbanást túlélő rendszerek sebessége semmivel sem nagyobb, mint azon rendszereké, amelyek csak egy robbanást éltek túl. A DNS rendszerek sebessége minden esetben kisebb, mint 60 km/s. A rendszersebességek függetlenek az egyes robbanásokban ledobott köpenyek tömegeitől.

Összefoglalva tehát az új eredményeket, amennyiben két egymást követő SN II robbanást modelleztem, a mindkét robbanást túlélő rendszerek döntő többsége nagy szeparációjú és excentricitású DNS rendszereket eredményezett. Az itt bemutatott és alkalmazott homológ modellel tehát nagy szeparációjú kettős neutroncsillag-rendszerek keletkezésének eddig nem vizsgált módját mutattam meg. Így, bár lehetséges e módon DNS rendszereket létrehozni, ahhoz, hogy a megfigyelés szempontjából kedvező (mérhető intenzitású gravitációs hullámokat kibocsátó), szoros kettős rendszerek alakuljanak ki, szükség van a neutroncsillagok pályaszűkítő migrációját elősegítő mechanizmusra. Mint az előző konfigurációban, a DNS rendszer körül is akár naptömegnyi gázanyag maradhat a robbanás után, melyben a kísérő II-es típusú migrációja jelentős lehet, esélyt adva a szoros DNS-ek kialakulásának. E jelenség vizsgálata céljából hidrodinamikai szimulációkat tervezek futtatni a későbbiekben. Az eddig felfedezett DNS rendszerek rendszersebessége 28-240 km/s (Tauris és mtsai., 2017). Többségük sebessége kisebb, mint 60 km/s, ezeket a sebességértékeket magyarázhatja szimmetrikus robbanás. Akad azonban két kivétel (PSR B1534+12, lásd Fonseca és mtsai., 2014, illetve PSR B1913+16, Hulse és Taylor, 1975), melyek rendszersebessége rendre 138, illetve 240 km/s. Ezen rendszerek létrejöttéhez feltételeznünk kell tehát legalább egy aszimmetrikus SN-robbanást a rendszer története során. Az itt összefoglalt eredményekre építő szakcikk (Fröhlich, Regály és Vinkó) kézírata szerkesztés alatt áll.

6.3. Hármass rendszerek

Hármass rendszerek esetén három különböző modellkonfigurációt vizsgáltam meg: kettőscsillag főkomponense körül, kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygókat, illetve a SN

progenitor körül keringő óriásbolygók holdjait. Ezen rendszerek vizsgálatának eredményeit az alábbiakban foglalom össze, konfiguráció szerinti bontásban.

Főcsillag körül keringő bolygók: Elsőként mutattam be olyan rendszerek vizsgálatát, melyekben egy kettőscsillag SN-ként felrobbanó főcsillaga körül kering egy bolygó. Analízisem alapján ezen rendszerekről a következő állítások fogalmazhatók meg:

1) A 4. ábra alján látható hét lehetséges végkimenetel közül csak kettő valósult meg: függetlenül attól, hogy a kettőscsillag pályája stabil maradt-e (ez az esetek 16%-ában történt meg), a bolygók mindegyike elhagyta a rendszert a robbanás során. Megjegyzendő, hogy a bolygók közel 10%-a a robbanás után is kötött maradt, ha a rendszert csak egy csillag és a körülötte keringő bolygó alkotja (lásd a 3. és 6.1. fejezeteket).

2) Az elkóborló bolygók impulzust visznek el a rendszerből, így mind a stabil kettősök rendszersebessége, mind a széteső kettőscsillagok komponenseinek sebességei kisebbek lesznek. A rendszersebességek átlagosan 60%-kal ahhoz képest, ha nincs bolygó a rendszerben, míg a kóbor bolygók sebességei 50%-kal csökkentek ahhoz képest, ha a rendszerben nincs kísérőcsillag.

Kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygók: A második modellkonfigurációban kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygókat vizsgáltam. Ezt a konfigurációt is a homológ modell segítségével tanulmányoztam, melyre eddig nem volt példa az irodalomban, mivel Fagginger Auer és Portegies Zwart (2022) munkájukban a SN tömegvesztését pillanatszerűnek feltételezték. A szimulációk alapján a következő konklúziók vonhatók le:

1) A főkomponens körül keringő bolygókhoz hasonlóan ebben a konfigurációban is az a jellemző, hogy a bolygó elhagyja a rendszert. Azonban néhány esetben a bolygókat befoghatja a kettőscsillag valamelyik komponense. A 35 főkomponens- illetve 15 kísérő körül pályára állt bolygók pályája rendkívül excentrikus ($e_p \geq 0,26$), fél-nagy tengelyük pedig több százezer csillagászati egység is lehet ($a_p \in [8740 - 194385]$ CSE). A befogáshoz szükséges, hogy a ledobott köpenytömeg a lehető legkisebb legyen ($M_{ej} = 6,5M_\odot$), illetve hogy a kettős excentrikus pályán ($e_{bin}^{(0)} \geq 0,4$), apocentrumban tartózkodjon a robbanás kezdetekor. Azt, hogy melyik csillag körül áll pályára egy-egy bolygó, a kísérőcsillag és a bolygó tömege, a kettős excentricitása, és a SN köpenyledobódási sebessége is befolyásolja. A főcsillag akkor foghatja be a bolygót, ha $M_{sec} \geq 4M_\odot$, $e_{bin}^{(0)} \geq 0,4$, $v_{max} \geq 5000$ km/s, és a bolygó jupitertömegű, míg a kísérő körül akkor állhat pályára egy bolygó, ha $M_{sec} \geq 2M_\odot$, $e_{bin}^{(0)} \geq 0,6$, $v_{max} = 1000$ km/s, és a bolygó földtömegű.

2) Nem volt olyan bolygó, mely-robbanást követően is cirkumbináris pályán keringett volna.

Összefoglalásként tehát ez a modellkonfiguráció is az esetek döntő többségében széteső rendszereket eredményezett. Néhány esetben megtörtént, hogy valamelyik csillag befogta a bolygót, azonban a robbanás után a bolygó nem marad a kettős tömegközéppontja körüli pályán. Így a PSR B1620-26 (Backer és mtsai., 1993; Thorsett és mtsai., 1993; Sigurdsson és mtsai., 2003) pulzár-fehér törpe kettős körül keringő bolygó létezését az itt vázolt modell nem tudja magyarázni. További kutatás tárgyát fogja tehát képezni egy bővített paraméterter, melyben excentrikus és inklinált pályán keringő bolygókat is meg kell vizsgálni.

Óriásbolygók exoholdjai: A fenti két konfiguráció után a kettőscsillag kísérője körül keringő bolygókat szerettem volna megvizsgálni, ezen szimulációk azonban számításigénye-

sek, így nem lehetett kellő mennyiségű modellt lefuttatni ahhoz, hogy jelen tanulmányban érdemben vizsgálhassam őket. Egy ilyen rendszer leskálázott, gyorsabb futásidejű alternatívaként óriásbolygók körpályán keringő holdjainak pályaperturbációit vizsgáltam meg. Ez a vizsgálat a kettős SN II-modellezéshez és a főkomponens körül keringő bolygók vizsgálatához hasonlóan példa nélküli az irodalomban. A szimulációk igen érdekes eredményeket adtak, melyek az alábbiak szerint foglalhatók össze:

1) A holdak tömegének nincs hatás azok pályastabilitására. A perturbálódó pályák excentricitása, fél-nagy tengelye, illetve a széteső rendszerek komponenseinek pekuliáris sebessége szintén független a holdtömegetől.

2) Annak az esélye, hogy egy hold pályája destabilizálódjon a SN-robbanás során, elenyészően csekélynek adódott, mindössze 0,06%. A hold csak abban az esetben szakadhat el bolygójától, ha a bolygó maga is elhagyta anyacsillagát.

3) Amennyiben a hold a SN progenitortól elszabaduló bolygó körül kering, pályája a SN-robbanás hatására az esetek döntő többségében (99,8%) zsugorodik. A robbanás hatására a pálya fél-nagy tengelyének relatív megváltozása akár $a_m/a_m^{(0)} = 0,72$ is lehet. Ha a bolygó kötött pályán éli túl a SN-robbanást, $a_m/a_m^{(0)} \simeq 1$, azaz a hold pályájának fél nagy tengelye gyakorlatilag nem változik.

4) Azon holdak excentricitása, melyek anyabolygója a robbanás után is kötött marad, minden esetben 0,01 kritikus excentricitás alatti. Ezen érték fölé csak akkor tud nőni a hold excentricitása, amennyiben a bolygó elszabadul. Jelentős excentricitásnövekedés akkor érhető el, ha a bolygó a csillagához közel ($a_p \leq 35,68$ CSE), míg a hold a bolygótól távol kering ($a_m \geq a_{J-E}$, ahol a_{J-E} a Jupiter-Europa rendszer átlagos fél-nagy tengelye).

5) A holdak csak akkor szakadhatnak el bolygójuktól, ha a bolygó is elhagyja anyacsillagát. Ehhez lassú köpenyledobódás ($v_{\max} = 1000$ km/s), $a_p^{(0)} = 2R_0$, $e_p^{(0)} = 0,8$, $\nu_p^{(0)} = 0$ pályán keringő, $M_m < 8M_J$ bolygó és $a_m^{(0)} \in [6; 8]a_{J-E}$ holdpálya szükséges. Ez a vizsgált modellek csupán 0,06%-ában valósult meg. A kóbor bolygók és holdjaik pekuliáris sebessége nagyjából azonos, 60-78 km/s nagyságrendű. Minél kisebb a robbanásban keletkező neutroncsillag tömege, annál nagyobb a bolygók és holdak pekuliáris sebessége.

Ezen eredmények alapján tehát lehetséges olyan holdak létrehozása, melyek az űrben kóborló bolygójuk körül excentrikus, szűk pályán keringenek. Amennyiben egy hold excentricitása kellően nagy, a rá ható árapály-erők pericentrumban nagyobbak lesznek, mint apocentrumban, így a test alakja deformálódik (árapály-dudor jön létre). A folytonos deformáció belső súrlódást eredményez, ez pedig felmelegíti a hold belsejét. Az árapály-fűtés mértéke arányos a hold excentricitásának négyzetével, illetve fél-nagy tengelyének $-15/2$ -ik hatványával (Jackson és mtsai., 2008), azaz minél excentrikusabb és minél kisebb pályán kering egy hold, az árapályfűtés annál jobban felmelegítheti.

A vizsgálat során alkalmazott $e_{\text{crit}} = 0,001$ és $0,01$ kritikus excentricitások választását a Naprendszer azon holdjai indokolták, melyeken jelentős az árapályfűtés, és ezért rajtuk a teljes holdra kiterjedő felszín alatti óceán található. Ezek az Enceladus ($e \approx 0,001$), illetve az Europa ($e \approx 0,009$). A kialakuló árapályfűtés ezeken, illetve a tanulmányban modellezett nagy excentricitású holdakon magával hordozhatja az élet kialakulásának lehetőségét. A SN II-ként felrobbanó csillagok nagy tömegük miatt maximum néhány tízmillió évig élnek, ez az idő pedig valószínűsíthetően kevés a molekuláris életformák kialakulásához. Ezzel, még ha a hold eredetileg a csillag lakhatósági zónájában keringett is, a biogenezis számára igen

korlátozott idő állt rendelkezésre. Nagy tömegű csillagok SN-robbanása során elszabaduló óriásbolygó exoholdjain viszont az élet esetleges kialakulásához szükséges feltételek adottak lehetnek.

Felmerül azonban a kérdés, hogy a SN által gerjesztett excentricitás milyen időskálán képes fennmaradni? Az árapálysúrlódás ugyanis a holdak pályáját minden esetben körösíteni fogja. Hosszútávon fennmaradó árapályfűtés akkor lehetséges, ha a hold pályáját további testek perturbálják. Erre láthatunk példát a Jupiter holdrendszerében, ahol a szintén globális felszín alatti óceánnal rendelkező Europa hold rezonanciában van az Io, illetve Ganymedes holdakkal, mely rezonanciák az Europa excentricitását gerjesztik (Greenberg, 1989). Ennek fényében a további kutatásaim során meg fogom vizsgálni a SN-robbanásban elszőkő többes holdrendszerekben zajló dinamikai jelenségeket. Az is további vizsgálatok tárgyát fogja képezni, hogy ezeken a holdakon egyáltalán létrejöhetett, illetve fennmaradhatott-e jég, vagy folyékony víz, míg csillaguk körül keringtek. A fentebb bemutatott eredményeket összefoglaló szakcikk kézírata szerkesztés alatt van.

Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt elmondhatatlan köszönet illeti Regály Zsoltot: köszönöm az útmutatásod, mindenkori kedvességed és bizalmad. Felemeltél, helyet adtál a világban, visszaadtad az elveszettnek hitt kreativitásom, kíváncsiságom és önbecsülésem. Nem kívánhatnék nálad jobb témavezetőt. Hatalmas köszönetet szeretnék mondani továbbá családomnak, akik akkor is elviselnek, mikor elviselhetetlen vagyok, és feltétel nélkül támogatnak, akármihez kezdjek is hozzá. Nélkületek nem állhatnék most itt. További köszönet illeti Vinkó Józsefet a homológ tágulás modell kidolgozásában és alkalmazásában nyújtott nélkülözhetetlen segítségéért, illetve az elmúlt hónapok során folytatott informatív beszélgetésekért. Nem utolsósorban szeretnék köszönetet mondani a Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetnek, hogy demonstrátori program keretében lehetőséget adott kutatómunkám elvégzéséhez. Valamint köszönet illeti Marton Gábor 4000132054-es számú ESA PRODEX pályázatát, amely 2022. szeptemberétől finansziális támogatásban részesített.

*I'm nothing special, in fact I'm a bit of a bore
If I tell a joke, you've probably heard it before
But I have a talent, a wonderful thing
'Cause everyone listens when I start to sing
I'm so grateful and proud
All I want is to sing it out loud*

*So I say
Thank you for the music, the songs I'm singing
Thanks for all the joy they're bringing
Who can live without it? I ask in all honesty
What would life be?
Without a song or a dance, what are we?
So I say thank you for the music
For giving it to me...*

ABBA (Benny Andersson, Björn Ulvaeus), "Thank You For The Music" 1977

Függelék: a modellkonfigurációk paraméterei

M_{ej}	[6, 5; 10; 15; 22] $M_{\odot}$
M_{n}	[1, 5; 2; 3] $M_{\odot}$
M_{sec}	$1M_{\oplus}$; $10M_{\oplus}$; $1M_{\text{J}}$; $10M_{\text{J}}$; $1M_{\odot}$; $2M_{\odot}$; $3M_{\odot}$; $5M_{\odot}$; $10M_{\odot}$; $20M_{\odot}$
a_{init}	$[R_0 - 100 \text{ CSE}]^a$
e_{init}	0, 0; 0, 1; 0, 2; 0, 4; 0, 8
ν	0, 0; $\pi/4$; $\pi/2$; $3\pi/4$; π
v_{max}	[1000 – 10 000] km/s ^a

1. táblázat. Az A csoportban használt be-menő paraméterek. $M_{\oplus}$ jelöli a föld-, M_{J} a jupiter-, és $M_{\odot}$ a naptömeget.

^a25 értéket mintavételeztem lineárisan a megadott intervallumokon.

M_{ej}	$6,5M_{\odot}$
M_{n}	$3M_{\odot}$
M_{sec}	$1M_{\oplus}$; $1M_{\odot}$; $3M_{\odot}$; $5M_{\odot}$; $7M_{\odot}$
a_{init}	$[R_0 - 100 \text{ CSE}]^a$
e_{init}	0, 4; 0, 8
ν	$[0, 0 - 2\pi]^a$
v_{max}	1000 km/s; 10 000 km/s

2. táblázat. A B csoportban használt paraméterek.

^a a_{init} esetén 25, ν esetén pedig 1441 értéket mintavételeztem lineárisan az adott intervallumon.

$M_{\text{ej,pri}}$	[6, 5; 12; 15; 22] $M_{\odot}^b$
$M_{\text{ej,sec}}$	[6, 5; 12; 15; 22] $M_{\odot}^b$
$M_{\text{n,pri}}$	[1, 5; 2; 3] $M_{\odot}^b$
$M_{\text{n,sec}}$	[1, 5; 2; 3] $M_{\odot}^b$
a_0	R_0 ; [10; 25; 50; 100] CSE ^a
e_0	0, 0; 0, 2; 0, 4; 0, 8
ν_0	0; $\pi/4$; $\pi/2$; $3\pi/4$ π ; $5\pi/4$; $6\pi/4$; $7\pi/4$
ν_1	0; $\pi/4$; $\pi/2$; $3\pi/4$ π ; $5\pi/4$; $6\pi/4$; $7\pi/4$
$v_{\text{max},1}$	[1000; 5000; 10 000] km/s ^a
$v_{\text{max},2}$	[1000; 5000; 10 000] km/s ^a

3. táblázat. Kettős SN II-robbanások vizsgálatakor használt paraméterek.

^aA 3. fejezet eredményei alapján $v_{\text{max},1}$, $v_{\text{max},2}$, illetve a_0 esetén szükségtelenné vált 25 érték mintavételezése.

^bCsak azokat a modelleket analizáltam, melyeknél $M_{\text{ej,pri}} + M_{\text{n,pri}} \geq M_{\text{ej,sec}} + M_{\text{n,sec}}$.

M_{ej}	[6, 5; 9; 12; 15; 18; 22] $M_{\odot}$
M_{n}	[1, 5; 2; 3] $M_{\odot}$
M_{sec}	[1; 2; 4; 8] $M_{\odot}$
M_{p}	$1M_{\oplus}$; $1M_{\text{J}}$
$e_{\text{bin}}^{(0)}$	0, 0; 0, 1; 0, 2; 0, 4; 0, 8
$a_{\text{bin}}^{(0)}$	[1; 2; 4; 8; 16; 32] R_0
$\nu_{\text{bin}}^{(0)}$	0; π^c
$e_{\text{p}}^{(0)}$	0
$a_{\text{p}}^{(0)}$	[1; 2; 4; 8; 16] a_{max}
$\nu_{\text{p}}^{(0)}$	0; π^c
v_{max}	[1000; 5000; 10 000] km/s

4. táblázat. Főkomponens körül keringő bolygók vizsgálatához használt paraméterek.

^cA Laplace-rezonancia elkerülése érdekében a hármas rendszerek valódi anomáliája csak korlátozott értékeket vehet fel. Amennyiben $f_{\text{sec}} = 0$, $f_{\text{p}} = \pi$, és fordítva.

M_{ej}	$[6, 5; 9; 12; 15; 18; 22] M_{\odot}$
M_{n}	$[1, 5; 2; 3] M_{\odot}$
M_{sec}	$[1; 2; 4; 8] M_{\odot}$
M_{p}	$1M_{\oplus}; 1M_{\text{J}}$
$e_{\text{bin}}^{(0)}$	$0,0; 0,1; 0,2; 0,4; 0,8$
$a_{\text{bin}}^{(0)}$	$[1; 2; 4; 8; 16; 32] R_0$
$\nu_{\text{bin}}^{(0)}$	$0; \pi^c$
$e_{\text{p}}^{(0)}$	0
$a_{\text{p}}^{(0)}$	$[1; 2; 3; 4; 5] a_{\text{min}}$
$\nu_{\text{p}}^{(0)}$	$0; \pi^c$
v_{max}	$[1000; 5000; 10\ 000] \text{ km/s}$

5. táblázat. Kettőscsillag tömegközéppontja körül keringő bolygók paramétertere.

^cAmennyiben $f_{\text{sec}} = 0$, $f_{\text{p}} = \pi$, és fordítva.

M_{ej}	$[6, 5; 9; 12; 15; 18; 22] M_{\odot}$
M_{n}	$[1, 5; 2; 3] M_{\odot}$
M_{p}	$[1; 2; 4; 8] M_{\text{J}}$
M_{m}	$[10^{-5}; 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}; 1] M_{\oplus}$
$e_{\text{p}}^{(0)}$	$0,0; 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$
$a_{\text{p}}^{(0)}$	$[2; 4; 8; 16; 32; 64] R_0$
$\nu_{\text{p}}^{(0)}$	$0; \pi^c$
$e_{\text{m}}^{(0)}$	0
$a_{\text{m}}^{(0)}$	$[1; 2; 4; 6; 8] a_{\text{J-E}}^d$
$\nu_{\text{m}}^{(0)}$	$0; \pi^c$
v_{max}	$[1000; 5000; 10\ 000] \text{ km/s}$

6. táblázat. Óriásbolygók körül keringő exo-holdak vizsgálatához használt paraméterek. Az Enceladus hold tömege $\approx 10^{-5} M_{\oplus}$, az Europa holdé $\approx 10^{-2} M_{\oplus}$, a Jupiter-Europa rendszer fél-nagy tengelye $a_{\text{J-E}}$, mely közelítőleg 0,004 CSE.

^cAmennyiben $f_{\text{p}} = 0$, $f_{\text{m}} = \pi$, és fordítva.

^dElőzetes vizsgálatok alapján a holdak excentricitása csak akkor nőhet meg jelentős mértékben, ha bolygójuktól legalább $1a_{\text{J-E}}$ távolságra keringenek.

Hivatkozások

- Anderson, S. B., Gorham, P. W., Kulkarni, S. R., Prince, T. A., és Wolszczan, A. 1990, *Nature*, 346, 42, 42 <
- Arnett, W. D. 1980, *The Astrophysical Journal*, 237, 541.
- Backer, D. C., Foster, R. S., és Sallmen, S. 1993, *Nature*, 365, 817.
- Bailes, M., Lyne, A. G., és Shemar, S. L. 1991, *Nature*, 352, 311.
- Bailes, M., Bates, S. D., Bhalariao, V., és mtsai. 2011, *Science*, 333, 1717.
- Bear, E. és Soker, N. 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 444, 1698.
- Bear, E., Soker, N., és Harpaz, A. 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, 733, L44.
- Bhattacharya, D., és van den Heuvel, E. P. J. 1991, *Physics Reports*, 203, 1,1
- Bihain, G., Rebolo, R., Zapatero Osorio, M. R., és mtsai. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 506, 1169.
- Bonsor, A., Mustill, A. J., és Wyatt, M. C. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 414, 930.
- Branch, D. és Wheeler, J. C. 2017, *Supernova Explosions: Astronomy and Astrophysics Library*, ISBN 978-3-662-55052-6. Springer-Verlag GmbH Germany, 2017.
- Breton, R. P., Kaspi, V. M., Kramer, M., és mtsai. 2008, *Science*, 321,104, 104
- Brown, G. E. 1995, *The Astrophysical Journal*, 440, 270, 270
- Burns, J. A. 1976, *American Journal of Physics*, 44, 944.
- Carr, M. H., Belton, M. J. S., Chapman, C. R., et al. 1998, *Nature*, 391, 363. doi:10.1038/34857
- Cernuschi, F., Marsicano, F., és Codina, S. 1967, *Annales d'Astrophysique*, 30, 1039
- Chamandy, L., Blackman, E. G., Nordhaus, J., és mtsai. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 502, L110.]
- Champion, D. J., Lorimer, D. R., McLaughlin, M. A., és mtsai. 2004, *Monthly Notices of the RAS*, 350, L61, L61
- Chevalier, R. A. 1989, *The Astrophysical Journal*, 346, 847.
- Clark, J. S., Goodwin, S. P., Crowther, P. A., és mtsai. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 392, 909.
- Colgate, S. A. 1971, *The Astrophysical Journal*, 163, 221.
- Corongiu, A., Kramer, M., Stappers, B. W., és mtsai. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 462, 703, 703
- Debes, J. H. és Sigurdsson, S. 2002, *The Astrophysical Journal*, 572, 556.
- Dewi, J. D. M., Podsiadlowski, P., és Sena, A. 2006, *Monthly Notices of the RAS*, 368, 1742,1742
- Fagginger Auer, F. és Portegies Zwart, S. 2022, *SciPost Astronomy*, 2, 002.
- Faulkner, A. J., Kramer, M., Lyne, A. G., és mtsai. 2005, *Astrophysical Journal, Letters*, 618, L119, L119
- Ferdman, R. D., Stairs, I. H., Kramer, M., és mtsai. 2013, *The Astrophysical Journal*, 767, 85.
- Ferdman, R. D., Stairs, I. H., Kramer, M., és mtsai. 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 443, 2183.
- Fonseca, E., Stairs, I. H., és Thorsett, S. E. 2014, *The Astrophysical Journal*, 787, 82, 82
- Fontanive, C., Allers, K. N., Pantoja, B., és mtsai. 2020, *Astrophysical Journal, Letters*, 905, L14.
- Ford, E. B., Joshi, K. J., Rasio, F. A., és mtsai. 2000, *The Astrophysical Journal*, 528, 336.

- Fryer, C. L. 1999, *The Astrophysical Journal*, 522, 413.
- Greenberg, R. 1989, *NASA Special Publication*, 100
- Grindlay, J., Portegies Zwart, S., és McMillan, S. 2006, *Nature Physics*, 2, 116, 116
- Gvaramadze, V. V., Gualandris, A., és Portegies Zwart, S. 2008, *Monthly Notices of the RAS*, 385, 929.
- Gyldén, H. 1884, *Astronomische Nachrichten*, 109, 1.
- Hadjidemetriou, J. D. 1963, *Icarus*, 2, 440.
- Hadjidemetriou, J. D. 1966a, *Icarus*, 5, 34.
- Hadjidemetriou, J. D. 1966b, *Zeitschrift für Astrophysik*, 63, 116
- Hamuy, M. és Pinto, P. A. 2002, *Astrophysical Journal, Letters*, 566, L63.
- Han, E., Wang, S. X., Wright, J. T., és mtsai. 2014, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126, 827.
- Hennebelle, P. és Chabrier, G. 2008, *The Astrophysical Journal*, 684, 395.
- Hobbs, G., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., és mtsai. 2005, *Monthly Notices of the RAS*, 360, 974.
- Holman, M. J. és Wiegert, P. A. 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 621.
- Hulse, R. A., és Taylor, J. H. 1975, *Astrophysical Journal, Letters*, 195, L51, L51
- Hurley, J. R., Pols, O. R., és Tout, C. A. 2000, *Monthly Notices of the RAS*, 315, 543.
- Jacoby, B. A., Cameron, P. B., Jenet, F. A., és mtsai. 2006, *Astrophysical Journal, Letters*, 644,L113, L113
- Jackson, B., Barnes, R., és Greenberg, R. 2008, *Monthly Notices of the RAS*, 391, 237. doi:10.1111/j.1365-2966.2008.13868.x
- Janssen, G. H., Stappers, B. W., Kramer, M., és mtsai. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 490, 753, 753
- Jeans, J. H. 1924, *Monthly Notices of the RAS*, 85, 2.
- Kalogera, V. és Baym, G. 1996, *Astrophysical Journal, Letters*, 470, L61.
- Keith, M. J., Kramer, M., Lyne, A. G., és mtsai. 2009, *Monthly Notices of the RAS*, 393, 623, 623
- Kennedy, G. M. és Kenyon, S. J. 2008, *The Astrophysical Journal*, 673, 502.
- Kerr, M., Ray, P. S., Johnston, S., és mtsai. 2015, *The Astrophysical Journal*, 814, 128.
- Kiminki, D. C. és Kobulnicky, H. A. 2012, *The Astrophysical Journal*, 751, 4. doi:10.1088/0004-637X/751/1/4
- Kluska, J., Van Winckel, H., Coppée, Q., és mtsai. 2022, *Astronomy and Astrophysics*, 658, A36.
- Kostov, V. B., Moore, K., Tamayo, D., és mtsai. 2016, *The Astrophysical Journal*, 832, 183.
- Kramer, M. 1998, *The Astrophysical Journal*, 509, 856, 856
- Kramer, M., Stairs, I. H., Manchester, R. N., és mtsai. 2006, *Science*, 314, 97, 97
- Lazarus, P., Freire, P. C. C., Allen, B., és mtsai. 2016, *The Astrophysical Journal*, 831, 150, 150
- Lorimer, D. R., és Kramer, M. 2004,
- Lorimer, D. R., Stairs, I. H., Freire, P. C., és mtsai. 2006, *The Astrophysical Journal*, 640, 428, 428
- Löhmer, O., Wolszczan, A., és Wielebinski, R. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 425, 763.
- Lagos, F., Schreiber, M. R., Zorotovic, M., és mtsai. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 501, 676.

- Lin, D. N. C., Woosley, S. E., és Bodenheimer, P. H. 1991, *Nature*, 353, 827.
- Lu, C. X. és Naoz, S. 2019, *Monthly Notices of the RAS*, 484, 1506. doi:10.1093/mnras/stz036
- Lucas, P. W. és Roche, P. F. 2000, *Monthly Notices of the RAS*, 314, 858.
- Lynch, R. S., Freire, P. C. C., Ransom, S. M., és Jacoby, B. A. 2012, *The Astrophysical Journal*, 745, 109, 109
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., és mtsai. 2005, *The Astronomical Journal*, 129, 1993.
- Martinez, J. G., Stovall, K., Freire, P. C. C., és mtsai. 2015, *The Astrophysical Journal*, 812, 143, 143
- Mao, J., Zhou, P., Simionescu, A., és mtsai. 2021, *Astrophysical Journal, Letters*, 918, L17.
- Martin, R. G., Livio, M., és Palaniswamy, D. 2016, *The Astrophysical Journal*, 832, 122.
- Menou, K., Perna, R., és Hernquist, L. 2001, *The Astrophysical Journal*, 559, 1032.
- Mestschersky, J. 1893, *Astronomische Nachrichten*, 132, 129.
- Miret-Roig, N., Bouy, H., Raymond, S. N., és mtsai. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 89.
- Namouni, F. 2005, *The Astronomical Journal*, 130, 280.
- Namouni, F. és Zhou, J. L. 2006, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 95, 245.
- Ng, C., Champion, D. J., Bailes, M., és mtsai. 2015, *Monthly Notices of the RAS*, 450, 2922, 2922
- Ng, C., Kruckow, M. U., Tauris, T. M., és mtsai. 2017
- Padoan, P. és Nordlund, Å. 2002, *The Astrophysical Journal*, 576, 870.
- Parriott, J. és Alcock, C. 1998, *The Astrophysical Journal*, 501, 357.
- Perets, H. B. 2010
- Perna, R., Duffell, P., Cantiello, M., és mtsai. 2014, *The Astrophysical Journal*, 781, 119.
- Phinney, E. S., és Sigurdsson, S. 1991, *Nature*, 349, 220, 220
- Phinney, E. S. és Hansen, B. M. S. 1993, *Planets Around Pulsars*, 36, 371
- Pijloo, J. T., Caputo, D. P., és Portegies Zwart, S. F. 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 424, 2914. doi:10.1111/j.1365-2966.2012.21431.x
- Podsiadlowski, P. 1993, *Planets Around Pulsars*, 36, 149
- Prince, T. A., Anderson, S. B., Kulkarni, S. R., és Wolszczan, A. 1991, *Astrophysical Journal, Letters*, 374, L41, L41
- Rasio, F. A. 1994, *Astrophysical Journal, Letters*, 427, L107.
- Razbitnaya, E. P. 1985, *Soviet Astronomy*, 29, 684
- Regály, Z., Fröhlich, V., & Vinkó, J. 2022, *The Astrophysical Journal*, 941, 121.
- Reipurth, B. és Clarke, C. 2001, *The Astronomical Journal*, 122, 432.
- Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., et al. 2012, *Science*, 337, 444. doi:10.1126/science.1223344
- Schleicher, D. R. G. és Dreizler, S. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 563, A61.
- Schleicher, D. R. G., Dreizler, S., Völschow, M., és mtsai. 2015, *Astronomische Nachrichten*, 336, 458.
- Setiawan, J., Klement, R. J., Henning, T., és mtsai. 2010, *Science*, 330, 1642.
- Sigurdsson, S., Richer, H. B., Hansen, B. M., és mtsai. 2003, *Science*, 301, 193.

- Smartt, S. J., Eldridge, J. J., Crockett, R. M., és mtsai. 2009, *Monthly Notices of the RAS*, 395, 1409.
- Sota, A., Maíz Apellániz, J., Morrell, N. I., et al. 2014, *The Astrophysical Journal, Supplement*, 211, 10. doi:10.1088/0067-0049/211/1/10
- Spiewak, R., Bailes, M., Barr, E. D., és mtsai. 2018, *Monthly Notices of the RAS*, 475, 469.
- Starovoit, E. D. és Rodin, A. E. 2017, *Astronomy Reports*, 61, 948.
- Suleymanova, S. A. és Rodin, A. E. 2014, *Astronomy Reports*, 58, 796.
- Sumi, T., Kamiya, K., Bennett, D. P., és mtsai. 2011, *Nautre*, 473, 349.
- Swiggum, J., Rosen, R., McLaughlin, M., és mtsai. 2015, *ArXiv e-prints*, astro-ph:1503.06276, arXiv:1503.06276
- Szölgén, Á., MacLeod, M., és Loeb, A. 2022, *Monthly Notices of the RAS*, 513, 5465.
- Tauris, T. M., és van den Heuvel, E. P. J. 2006, *Formation and evolution of compact stellar X-ray sources* (Cambridge University Press), 623–665
- Tauris, T. M., Kramer, M., Freire, P. C. C., és mtsai. 2017, *The Astrophysical Journal*, 846, 170.
- Testi, L., Natta, A., Scholz, A., és mtsai. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 593, A111.
- Thomas, P. C., Tajeddine, R., Tiscareno, M. S., et al. 2016, *Icarus*, 264, 37. doi:10.1016/j.icarus.2015.08.037
- Thorsett, S. E., Arzoumanian, Z., és Taylor, J. H. 1993, *Astrophysical Journal, Letters*, 412, L33.
- Vanderburg, A., Rappaport, S. A., Xu, S., és mtsai. 2020, *Nautre*, 585, 363.
- van Leeuwen, J., Kasian, L., Stairs, I. H., és mtsai. 2015, *The Astrophysical Journal*, 798, 118, 118
- Veras, D. és Raymond, S. N. 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 421, L117.
- Veras, D., Wyatt, M. C., Mustill, A. J., és mtsai. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 417, 2104.
- Verbunt, F., és Freire, P. C. C. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 561, A11, A11
- Verhulst, F. 1969, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 20, 215
- Vinkó, J. 2017, *Szupernóva-robbanások asztrofizikája*, MTA doktori értekezés
- Vinkó, J., Blake, R. M., Sárneczky, K., és mtsai. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 427, 453.
- Weisberg, J. M., Nice, D. J., és Taylor, J. H. 2010, *The Astrophysical Journal*, 722, 1030, 1030
- Whitworth, A. P. és Zinnecker, H. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 427, 299.
- Williams, J. P. és Cieza, L. A. 2011, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, 67.
- Wolszczan, A. 1994, *Science*, 264, 538.
- Wolszczan, A. 2012, *New Astronomy Reviews*, 56, 2.
- Wolszczan, A. és Frail, D. A. 1992, *Nautre*, 355, 145.
- Yan, Z., Shen, Z.-Q., Yuan, J.-P., és mtsai. 2013, *Monthly Notices of the RAS*, 433, 162.
- Zapatero Osorio, M. R., Béjar, V. J. S., Martín, E. L., és mtsai. 2000, *Science*, 290, 103.
- Zsíros, S., Nagy, A. P., és Szalai, T. 2021.