

Új aszinkron kisbolygórendszerek karakterizálása a TESS űrtávcsővel

Országos Tudományos Diákköri Konferencia dolgozat

Takács Dóra

ELTE TTK Fizika BSc. III. évfolyam

Témavezető: **Dr. Molnár László**
HUN-REN CSFK CSI, tudományos főmunkatárs



Budapest, 2024

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés, korábbi vizsgálatok	3
1.1. Kisbolygók	3
1.2. Kettős kisbolygórendszerek	4
1.3. Aszinkron rendszerek azonosítása - TESS	5
2. Felhasznált adatok	6
2.1. TESS	6
2.2. Fénygörbék	7
2.3. NEOWISE	9
3. Kettősség vizsgálata, periódusok meghatározása	10
3.1. Módszerek	10
3.2. Eredmények	13
3.3. Összegzés	17
4. Karakterizálás	17
4.1. Módszer	18
4.1.1. Általános számítás	18
4.1.2. Kettősjelöltek	20
4.1.3. Hármásjelöltek	20
4.1.4. Hibaszámítás	21
4.2. Adatok	21
4.3. Eredmények	22
5. Diszkusszió	23
5.1. Fedések teljessége - (1830) Pogson	23
5.2. Kettős rendszerek eredete	25
5.3. Összefoglalás és kitekintés	27
Köszönetnyilvánítás	29
Irodalomjegyzék	30
6. Függelék	33
6.1. Bizonytalanságok	33
6.2. Fénygörbék	35

Kivonat

Kutatásom kezdeti célja az volt, hogy a TESS űrtávcső fotometriai mérései alapján kisbolygók fénygörbéinek feldolgozásával aszinkron kettős kisbolygókat keressek, és meghatározzam a keringési és forgási periódusokat. Ezek után a kapott periódusok és a fénygörbék segítségével meghatároztam az objektumok átmérőjét és a tagok távolságát.

A kisbolygók fényessége periodikus változásainak megfigyelésére kiváló lehetőséget nyújtanak az űrtávcsövek, hiszen ekkor mérésünk időtartamát nem korlátozza az éjszakák hossza. A TESS űrtávcső elsődleges feladata az exobolygók kutatása, azonban számos más, naprendszerbeli objektumot is mért akár több szektoron keresztül, például kisbolygókat. A mérésekből kinyerhetjük a kisbolygók fénygörbéit, melyekből elkészíthetjük a fényességváltozásához tartozó frekvenciaspektrumot. Ha a frekvenciaspektrumban legalább két egymástól független csúcs található, és az ezekből kapott fázisgörbék egyikén megjelenik a fedés jellegzetes alakja, akkor jó eséllyel kettős rendszerről beszélünk. Ezzel a módszerrel sikerült több aszinkron kettős kisbolygórendszert azonosítanom. Azonban – ahogy arról a későbbiekben beszámolok, – több kisbolygó frekvenciaspektrumában nem várt jelenséget találtam, amely több kérdést felvetett. Így a kutatás kiegészült azzal, hogy ennek a miértjére megpróbáljak fényt deríteni. A fedésmélységekből az objektumok effektív átmérőjét meghatározhatjuk, az így kapott értékekkel, illetve az illesztett keringési periódusok segítségével megkaphatjuk a kettős rendszer tagjainak távolságát.

Sikerült öt kettős kisbolygót (12523, 14091, 16675, 48448, 50353), két potenciális im-bolygót (9855, 48448), két hármas kisbolygójelöltet (1830, 48448) azonosítanom, keringési és forgási periódusukat meghatároznom. Amennyiben a szükséges adatok rendelkezésemre álltak, kiszámítottam az objektumok effektív átmérőjét illetve a tagok távolságát (1830, 14091, 48448, 50353). A kettős rendszerek fizikai paramétereit, mint a periódusokat, átmérőket és normált teljes impulzusmomentumokat összehasonlítottam már ismert kettős rendszerekkel is.

1. Bevezetés, korábbi vizsgálatok

Dolgozatomban bemutatom a kisbolygók vizsgálatának tudományos hátterét, a számításokhoz felhasznált adatokat (2. fejezet), az eredmények eléréséhez alkalmazott módszereket, kutatásom eredményét (3., 4. fejezetek) és a levont következtetéseket is. A dolgozat végén látható függelékben (6.2. fejezet) megtalálhatók az általam vizsgált objektumok frekvenciaspektrumai és az elkészített fázisgörbék (mely alatt ebben a dolgozatban a forgási illetve keringési periódusra feltekert fénygörbét értjük).

Először is szeretném bemutatni kutatásom célpontjait, az aszinkron kettős kisbolygókat, ezek fontosabb tulajdonságait, valamint észlelésük, vizsgálatuk lehetséges módjait.

1.1. Kisbolygók

A kisbolygók olyan naprendszerbeli objektumok, melyek nem feleltek meg a kritériumnak, hogy bolygóvá, törpebolygóvá minősítsék őket: pályájukat nem tisztították meg egyéb égitestektől, alakjuk legtöbb esetben eltér a szabályos gömbtől. Kis méretük ellenére jelentőségük nagy: példát nyújtanak nagyobb rendszerek megértéséhez, pályájukból és mozgásukból a korai Naprendszerben játszódó folyamatokra is következtethetünk (Shepard, 2015).

A kisbolygók a Naprendszerünk minden részén jelen vannak, azonban bizonyos struktúrák megfigyelhetőek eloszlásukban. A Naprendszerben két kisbolygóöv alakult ki, egyik a fő kisbolygóöv, mely a Mars és a Jupiter között található, a másik pedig a Kuiper-öv, mely a Neptunusz pályáján túl helyezkedik el. A gravitációs erőnek köszönhetően nagyobb tömegű égitestek körül is megtalálhatunk különböző aszteroidacsoportokat. Erre példa a Jupiter pályájának Lagrange pontjai körül mozgó trójai kisbolygók, valamint a számunkra különösen fontos földközeli aszteroidák, melyek napköri pályáját a Föld gravitációs tere jelentős mértékben megperturbálja. Kutatásom szempontjából az említett példák közül a legfontosabbak a fővi kisbolygók, hiszen a Földhöz legközelebb található legnagyobb (ezekből kifolyólag legfényesebb) kisbolygók itt találhatóak (Moltenbrey, 2016).

A kisbolygók különböző tulajdonságainak meghatározására számos lehetőségünk adódik. Bár viszonylag ritkán fellépő jelenség, de előfordul, hogy egy aszteroida a Föld adott pontjáról nézve áthaladhat egy fényesebb csillag előtt, melynek egy részét kitakarva fényességcsökkenést okoz – ezt nevezzük okkultációnak. A fényességcsökkenés időtartamát vizsgálva becsléseket tehetünk a kisbolygó méretére, illetve több földrajzi helyről elvégzett méréssel az objektum alakját is feltérképezhetjük, valamint esetenként egyéb struktúrákat, például gyűrűket is azonosíthatunk (Ortiz et al., 2017, 2023). Egy másik módszer a kisbolygók különböző üreszközökkel (űrtávcsövek, űrszondák) történő vizsgálata. Több űrszonda is megfigyelt már különböző kisbolygókat, akár megközelítve azokat, mint például a Galileo, a Rosetta vagy a New Horizons, akár az aszteroida hosszabb megfigyelésére indított misszióként, mint a NEAR–Shoemaker, az OSIRIS–REx, a Dawn, vagy Hayabusa–1 és –2 esetében. Ezek mellett különböző űrtávcsövek is megfigyelték Naprendszerünk legkisebb égitestjeit, például a Kepler, illetve a kutatásom tárgyát képező TESS űrtávcső. Ez utóbbiak esetében a célpontok fénygörbéjének felvétele volt a legfontosabb cél, ugyanis ezekben különböző periodicitásokat figyelhetünk meg, melyeket különböző jelenségek okoznak. Ezen változások egyike az objektum forgásából adódó fényességváltozás, ezekre

a későbbiekben (3.1 fejezet) bővebben kitérek. A TESS űrtávcső első éves méréseit feldolgozva közel 10000 kisbolygó forgási periódusát lehetett meghatározni (Pál et al., 2020). Ez a kutatás, illetve a fénygörbék vizsgálatának módszere képezte alapját az én munkámnak is.

1.2. Kettős kisbolygórendszerek

Kisbolygók közül specifikusan kettős rendszerekkel foglalkozni különösen hasznos, mivel a karakterizáláshoz nagy segítség legalább egy kísérő jelenléte. Segítségével olyan paramétereket határozhatunk meg (például a fő objektum tömegét), melyeket máshogy nem, vagy csak nehezebb modellezéssel, nagyobb bizonytalansággal tudnánk.

A kettős kisbolygók olyan objektumok, melyek (nevükből is adódóan) két tagból állnak, melyek a közös tömegközéppontjuk körül keringenek. Fontos megjegyezni, hogy léteznek többtagú rendszerek is (1. ábra), tehát amikor kettős rendszerek vizsgálatára, azonosítására hivatkozom, az nem zárja ki egy harmadik vagy több tag jelenlétét, valamint hogy a kettős kifejezés gyakran összemérhető átmérőjű objektumokra utal, de nagy méretkülönbség esetén gyakran holdakként hivatkoznak a kisebb tagokra. Többtagú rendszerek számos különböző módon keletkezhetnek, mint például egymáshoz közel kerülve, befogással, vagy egy becsapódás esetén, vagy gyors forgás okozta lehasadás után a kialakult maradványok is alkothatnak ilyen rendszereket. Az ezeket formáló különböző folyamatok jelentőségének vizsgálatával következtethetünk az eredetükre, ahogy például a trójai kisbolygók esetében is tették (Kalup et al., 2021).

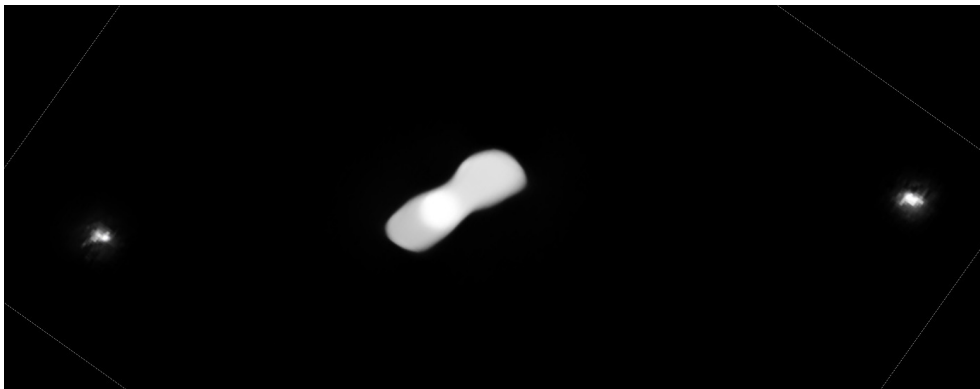
A kettős kisbolygók vizsgálatára különböző módszereket lehet alkalmazni, melyek közül néhányat szeretnék megemlíteni. Természetesen az űrszondákkal történő vizsgálatokat az előző alfejezetben leírtakhoz hasonlóan kettős rendszerek megfigyelésére is alkalmazták. Az első kettős kisbolygó felfedezése 1993-ban történt, amikor a Galileo űrszonda a (243) Ida mellett felfedezett egy kísérőt, a Dactylt. A kb. 16 km sugarú Idától 85 km-re helyezkedik a 0,7 km átlagos sugarú Dactyl, mely egy nem gömbszimmetrikus, elnyúlt alakú aszteroida (Veverka et al., 1996). Ezen felfedezés óta számos kettős kisbolygót azonosítottak, például radaros mérésekkel. Az objektumra radarjelet bocsájtva a kisbolygók felszíni formáiról való visszaverődés okozta időkülönbségek és a forgás okozta Doppler-effektus befolyásolja a válaszjelet, így ennek segítségével azonosítani lehet egy kísérő jelenlétét Richardson & Walsh (2006). Az első, radarral kimutatott kettős felfedezése pedig 2002-ben történt, a 2000 DP107-es objektum kísérőjét azonosították (Margot et al., 2002). A kettős kisbolygórendszerek kimutatása képkivonás alkalmazásával is lehetséges. Magyar példát említve, 2017-ben Kiss Csaba és munkatársai a (225088) Gonggong (akkor még 2007 OR10) kisbolygó Hubble űrtávcsővel készített felvételeiből levonták azt a képet, melyet csak a fő tag esetén látnánk, a maradékban pedig egy másik objektum – a kísérő – képe rajzolódott ki (Kiss et al., 2017). A Gonggong a harmadik legnagyobb Neptunuszon túli (TNO) törpebolygó, és ennek a felfedezésnek köszönhetően már elmondható, hogy mindegyik 1000 km-nél nagyobb TNO rendelkezik legalább egy kísérővel (holddal).

Egy másik nagyon érdekes módszer a becsapódási kráterekkel történő vizsgálat. Ebben az esetben nem tudjuk a konkrét objektumokat vizsgálni, azonban a kráterek mélységéből, távolságából következtethetünk olyan paraméterekre, mint például a kettős rendszer becsapódási szöge, vagy az aszteroidák mérete, távolsága (Bottke & Melosh, 1996a).

Ezek mellett számomra a legfontosabb módszer, hogy a kettős rendszerek fénygörbéjének alakját és periodicitásait vizsgáljuk. Amennyiben egy kísérő is jelen van a rendszerben, megfelelő elhelyezkedés esetén fedéseket figyelhetünk meg: ezek okozzák a fényességváltozást a fénygörbékben. A forgáshoz hasonlóan a keringési periódus meghatározható, ezzel a módszerrel dolgozott Mottola & Lahulla (2000) az 1996 FG3, illetve Pravec et al. (2000) az 1996 FG3, 1998 PG és a 1992 AX objektumok esetén, amelyek az első, ilyen módon karakterizált kettős kisbolygók voltak. Mindkét kutatás esetén a fedés tette lehetővé, hogy a fénygörbében található adatokból numerikus módszerekkel meghatározzák a keringési (és emellett a forgási) periódust. Fontosnak tartom kiemelni, hogy a több periódus nem csak kettős rendszerre utalhat, önálló kisbolygó esetén például a forgástengely irányának periodikus megváltozása is okozhat hasonló jelenséget. Azonban mindhárom kisbolygó esetén a fénygörbén egyértelműen látszódott a fedés, tehát az objektumok kettős rendszerként lettek kategorizálva. A Pravec et al. (2000) cikkben emellett elvégezték az említett három rendszer karakterizálását, illetve mivel földközeli aszteroidákról van szó, a rendszer keletkezését a Bottke & Melosh (1996b) által leírt, árapályerőken alapuló folyamatoknak tulajdonították. Látható tehát, hogy a fénygörbék és a környező objektumok vizsgálatával a rendszer keletkezésétől a méretéig, számos tulajdonságot meghatározhatunk.

1.3. Aszinkron rendszerek azonosítása - TESS

Az aszinkron kettős kisbolygórendszerek olyan kisbolygórendszerek, melyek esetén a fő tag (a nagyobb méretű, nagyobb tömegű tag) forgási, illetve a kísérő keringési periódusa nem egyezik meg. Ez első hallásra nem tűnhet különleges tulajdonságnak, azonban számos ismert kettős kisbolygó szinkron rendszer, tehát a tagok forgása és keringése szinkronizálódott (Jacobson & Scheeres, 2011). Arra, hogy az aszinkron kettősöket mi hozta létre, illetve milyen folyamatok befolyásolják keringésüket, hogyan válhat egyik típus a másikká, sokan keresik a választ; például a távoli kettősök kialakulásával foglalkozott Jacobson et al. (2013). Szerencsére ma már számos aszinkron rendszert ismerünk, ami megkönnyíti eredetük vizsgálatát. Különleges példa a (216) Kleopatra kisbolygó (1. ábra), mely központi objektuma egy kontakt kettős égitest, amely körül kering két aszinkron kísérő (Descamps et al., 2011).



1. ábra. A (216) Kleopatra rendszer - ESO/Vernazza (Vernazza et al., 2021)

Ahogy a képen is látható, a kontakt kettős kisbolygók közeli aszteroidapárok, jelen esetben annyira közeli, hogy anyaghíd köti őket össze. Eredetük ahhoz köthető, hogy kis távolságuknak köszönhetően a különböző, gravitációhoz, árapályerőkhöz és a molekuláris erőkhöz köthető hatások olyan jelentősek, hogy kialakulhatnak ilyen konfigurációk is. A (216) Kleopatrán kívül még számos kontakt kettős objektumot észleltek, ilyen például a (486958) Arrokoth kisbolygó (New Horizons) vagy a 67P/Churyumov–Gerasimenko üstökös (Rosetta) is. Ezen dolgozat különösebb figyelmet nem fordít a kontakt kettős aszteroidáknak, azonban későbbi felmerülő problémák miatt érdemesnek tartottam említést tenni róluk.

Ahogy már korábban felvezettem, a kisbolygók fénygörbéjében a forgás és a keringés is periodikus változást okoz. Így, ahogy azt majd a későbbiekben, a 3.1. fejezetben kifejtem, az aszinkron kettős (vagy többes) rendszerek azonosítását a fénygörbékből Fourier-transzformációval kapott frekvenciaspektrumok vizsgálatával tesszük. A frekvenciaspektrumban megjelenő független csúcsokkal tudjuk felfedezni a kísérőket, ezért képezik kutatásom célpontját az aszinkron rendszerek. Szinkronizált rendszerek esetén ugyanis nem jelenne meg két független frekvenciacsúcs, így azonosításuk ezzel a módszerrel nem lehetséges. Viszont például kontakt kettős rendszereket – melyek tulajdonságukból következően szinkron rendszerek – a fénygörbéjüket vizsgálva felfedezhetünk, bár ehhez nagy pontosságú fénygörbe szükséges (Showalter et al., 2021). Tehát szinkronizálódott rendszerek azonosítására is adódnak különböző lehetőségeink, csupán ez a módszer nem ideális.

Az imént leírt a módszerrel, illetve hasonlóan, a TESS mérések alapján azonosították 2021-ben az 1803-as és 2022-ben a 6764-es sorszámú kisbolygókat kettős rendszerként (Polakis & Stephens, 2021; Polakis et al., 2022). Az (1803) Zwicky kisbolygót földi mérések alapján vizsgálták, azonban ez a felfedezés nagyban hozzájárult, hogy a szerző (Polakis) és munkatársai a TESS adatokon is hasonló vizsgálatokat végezzenek. Így azonosították a (6764) Kirillavrov kisbolygót is aszinkron kettősként, mely esetén (hozzám hasonlóan) a Pál et al. (2020) által közölt fénygörbét használták fel.

Így tehát az én célom is az, hogy a közölt fénygörbék és frekvenciaspektrumok alapján kettős (vagy többes) rendszereket azonosítsak, és ezeken további vizsgálatokat végezzek el.

2. Felhasznált adatok

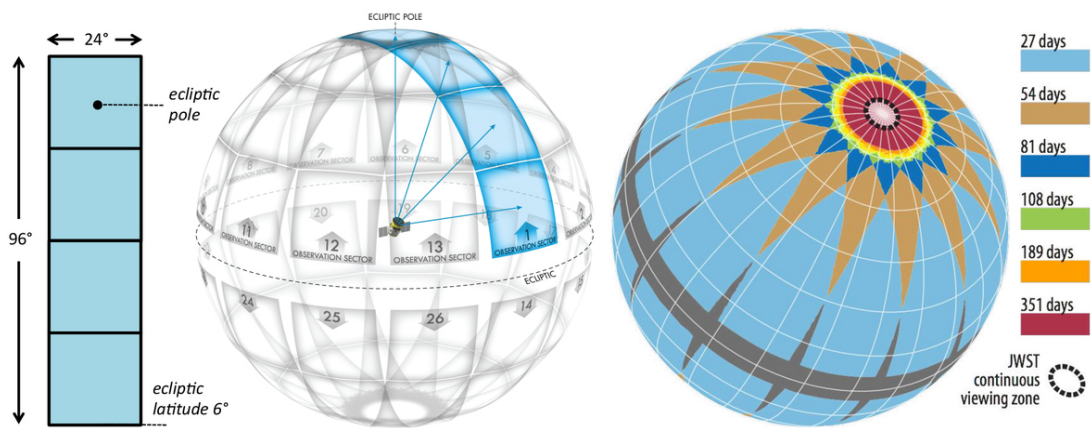
Ebben a fejezetben a kutatásomhoz felhasznált adatokat mutatom be. Minden mérés, melynek eredményét felhasználtam, űrtávcsövekkel történt (TESS, WISE). A TESS űrtávcső esetén a mérésekből kinyert fénygörbéket használtam (2.2. alfejezet), a WISE esetén pedig a mérések alapján meghatározott átmérőket (2.3. alfejezet).

2.1. TESS

Ahogy már a korábbiakban felvezettem, a vizsgálataimhoz nem saját mérést használtam, hanem a TESS űrtávcső feldolgozott adataival dolgoztam. Nap mint nap fedeznek fel újabb kisbolygókat, így a vizsgálandó adatok száma egyre csak növekszik. Kevésbé fényes célpontok esetén a Kepler űrtávcső mérései a meghatározóak, melyet többek között a

Csillagászati Intézet munkatársai dolgozták fel (Szabó et al., 2016, 2017; Molnár et al., 2018; Marton et al., 2020; Szabó et al., 2020; Kalup et al., 2021; Kecskeméthy et al., 2023). Azonban a Kepler csupán korlátozott számú, előre kiválasztott kisbolygót követett, míg a TESS minden, a kamerájára kerülő fényesebb kisbolygót rögzít, így célszerűbb ezt használni.

A TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) egy, a NASA által működtetett fotometriai űrtávcső, mely célja (a nevéből is adódóan) a közeli csillagok körüli exobolygók keresése és megfigyelése. Ha egy csillag előtt elhalad a bolygója, akkor a mérés során fényességsökkenést figyelhetünk meg, így a fénygörbék alapján azonosítani lehet a keresett rendszereket. A TESS is ilyen rendszereket keres (Ricker et al., 2015). A műszer négy kamerával rendelkezik, melyek együttesen $24^\circ \times 96^\circ$ -os sávot figyelnek meg 27 napon keresztül (2. ábra).



2. ábra. A TESS szektorai és azok átfedései (NASA/GSFC)

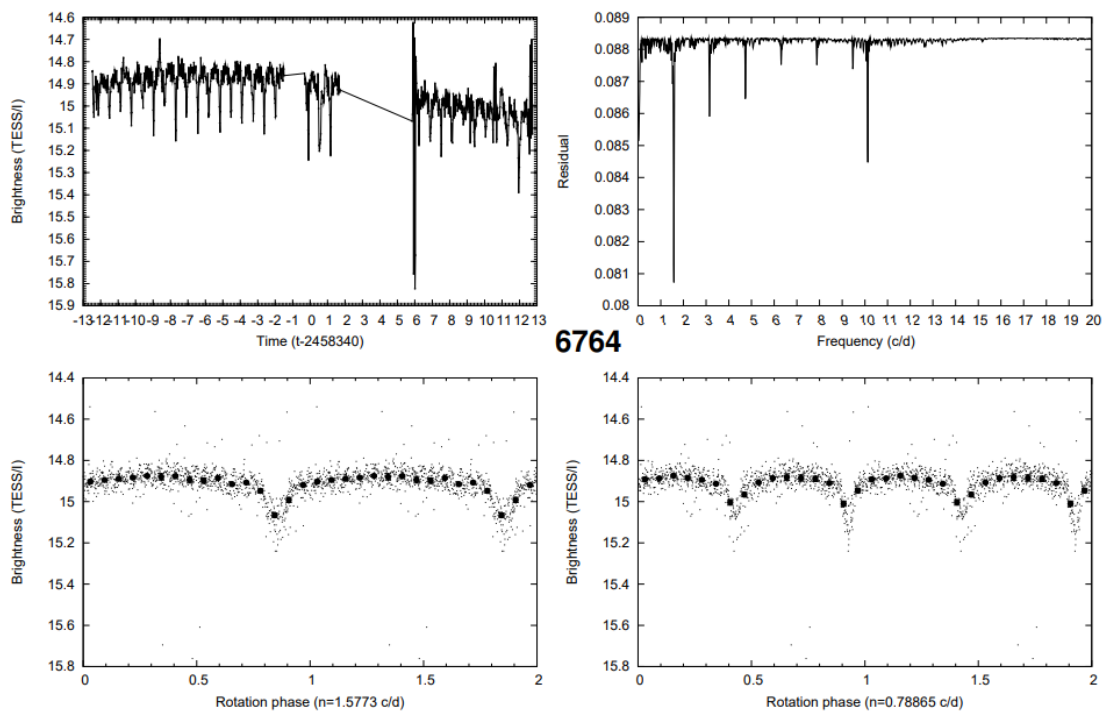
Ahhoz, hogy a Föld, Hold, illetve további nagybolygók fényét elkerülje, a TESS a nominális misszió első két éve alatt nem észlelte az ekliptika környezetét. Azonban nagy inklinációjú pályákon keringő objektumok így is az ekliptikához legközelebbi kamera látómezejébe kerülhetnek: ilyen a kisbolygók egy jelentős része (Pál et al., 2018). A távcső ezen időszakban végzett mérései segítségével közel 10000 kisbolygó fénygörbéjét kaphatjuk meg, a 27 napot lefedő adatsor pedig ezen objektumok esetében elegendő lehet, hogy bizonyos paramétereket meghatározzuk.

A TESS mérésekből tehát tízezernyi kisbolygó fényességadatait kaptuk meg a különböző időpontokban. Ezek között akadnak jobb és rosszabb mérések, amelyet azonban csak kiértékelés után tudunk meg. Korábbi kutatások azt mutatják, hogy a kisbolygók kb. 15%-a tartozik kettős rendszerbe (Margot et al., 2002; Pravec et al., 2006), így logikus feltételezni, hogy a TESS által mért objektumok is hasonló arányban oszlanak meg.

2.2. Fénygörbék

A TESS űrtávcső által észlelt rengeteg kisbolygó hatalmas mennyiségű feldolgozandó adatot jelentett. A TESS mérések fotometriáját Pál András és kollégái végezték el, és 2020-as cikkükben közzétették a kapott eredményeket (Pál et al., 2020). A közzétett ábrák között

szerepelnek a fénygörbék, a számolt frekvenciaspektrumok, illetve az ezek alapján meghatározott forgási periódusokhoz tartozó fázisgörbék (3. ábra). (A dolgozatban az adott periodicitással feltekert görbét nevezem fázisgörbének: nem összekeverendő a fázisszög függvényében ábrázolt fényességgel, amiről itt a dolgozatban nem fog szó esni.) Én ezen ábrák alapján választottam ki a kettősjelölteimet, és a fénygörbéik adatsorát letöltve dolgoztam tovább. Az ábrák bal felső sarkában a fénygörbe található (idő-fényesség), jobb felső sarkában a frekvenciaspektrum (frekvencia-reziduál), az alsó sorban pedig a fázisgörbe egyszeres és kétszeres periódusra (fázis-fényesség).



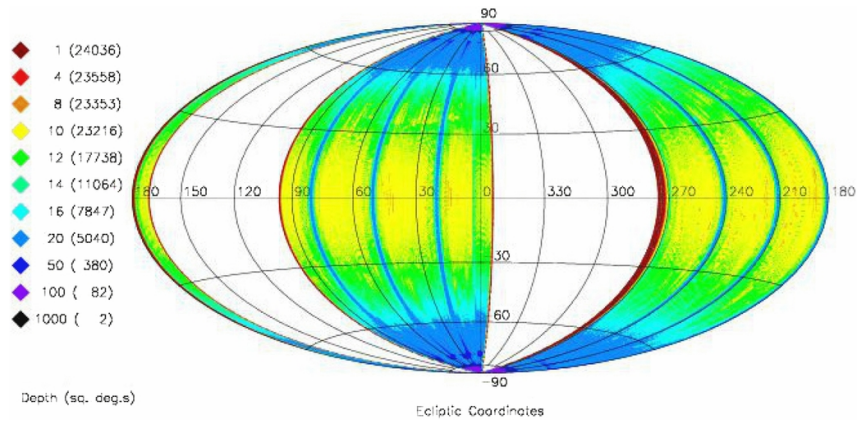
3. ábra. A (6764) Kirillavrov fénygörbéje, frekvenciaspektruma és fázisgörbéi - Pál et al. (2020)

Fontosnak tartom megjegyezni, hogy bár a 2020-as cikk a TESS első éves adatait dolgozta fel a déli ekliptikai féltekéről, mostanra a későbbi szektorok adatsorai is elérhetővé váltak számomra. Az (1830) Pogson kisbolygót például a TESS összesen 3 szektorban észlelte, mely közül a legutóbbi kettő a 42-es és 43-as, melyek – ahogy a számok is mutatják – egymás mellett helyezkednek el, és egymás után voltak mérve, az ekliptika síkja mentén. Így annak érdekében, hogy több adatponttal tudjak dolgozni, ezen objektum esetén felhasználtam a hozzáadott két szektor méréseit is. Azonban a kisbolygók fénygörbéjének alakját (például fedések hossza) befolyásolja, hogy milyen irányban helyezkedik el a Naphoz és az észlelőhöz (jelen esetben a TESS-hez) képest. Mivel az első adatközlés mérése igen távol helyezkedett el időben a két szektortól, ebből kifolyólag az iránya is jelentősen megváltozott. Hogy ezt a hatást minimalizáljam, végül az első (Pál et al., 2020) adatsort kihagytam a számításokból, és a 42-43-as szektorral dolgoztam tovább.

2.3. NEOWISE

A kutatásom részét képezi, hogy az objektumok átmérőjét megbecsüljem (4. fejezet). Az átmérők aránya meghatározható csupán a TESS mérések alapján, azonban pontos méretek meghatározásához egyéb adatokra is szükségem volt. Ehhez nyújtott segítséget Masiero et al. (2014) munkája, amely a WISE űrtávcső méréseit dolgozta fel.

A WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) egy 2009-ben indított amerikai, az infravörös tartományban működő égboltfelmérő távcső. Egyik fontos célpontja a magasabb hőmérsékletű, fővi, földközeli aszteroidák voltak. A NEOWISE (Near Earth Object Wide-field Infrared Survey Explorer) program az űrtávcső 2013-as újraindításával kezdődött, kifejezetten földközeli objektumok vizsgálatával foglalkozott (Mainzer et al., 2011a).



4. ábra. A NEOWISE által lefedett égterület ekliptikus koordináta-rendszerben, a lefedettség mértékével színezve (Mainzer et al., 2014)

A NEOWISE program egyik előnye, hogy nagy égterületet fed le. A 4. ábrán látható módon az első három hónap mérései az égbolt jelentős részét lefedték, mely a TESS-szel szemben az ekliptikát sem kerülte el (hiszen naprendszerbeli objektumokat vizsgált, melyek leggyakrabban az ekliptika közelében találhatóak.) A mai napig a NEOWISE misszió körülbelül 44000 naprendszerbeli objektumot vizsgált, aszteroidákat és üstökösöket egyaránt.

A mérések feldolgozásával foglalkozott többek között Masiero és munkatársai, akik a fotometriai mérésekre saját termális modellt illesztettek, és ennek segítségével meghatározták az objektumok albedóját. A teljes fényesség és az albedó ismeretében pedig megtudták határozni az objektumok átmérőjét. Amennyiben kettős rendszerről van szó, ez az érték a felbontatlan rendszer effektív átmérője (4.2. alfejezet).

3. Kettősség vizsgálata, periódusok meghatározása

A TESS űrtávcső feldolgozott mérései (2.2. fejezet) alapján azonosítottam a kettős kisbolygójelölteimet. A Period04 program (3.1. fejezet) segítségével meghatároztam a periódusukat és azok bizonytalanságait. Az általam alkalmazott módszereket, az eredményül kapott fénygörbéket és a meghatározott periódusokat ebben a fejezetben mutatom be.

3.1. Módszerek

A kettősség meghatározására az egyik lehetséges módszer a fénygörbékben megfigyelhető fényességváltozások vizsgálata. A kisbolygók esetén több jelenség is okozhat periodikus változást. A kisbolygók egyik tulajdonsága – amely elkülöníti a csoportot a törpebolygóktól – a szabálytalan, nem gömbszimmetrikus alak. Ebből következően a tengely körüli forgás során az aszteroida különböző méretű keresztmetszetet mutat az észlelő felé, az észlelt látszó fényességet pedig éppen ez határozza meg, így egy, a forgási periódust követő változást figyelhetünk meg a mért fénygörbében. Ha a fénygörbén alkalmazzuk a Fourier transzformációt, vagy más hasonló, periodikus jelet kereső eljárást, akkor az így kapott frekvenciaspektrumban ehhez a változáshoz (periódushoz) tartozó frekvenciacsúcsot figyelhetünk meg (illetve ennek harmonikusait).

Ha a frekvenciaspektrumban több független csúcs is megjelenik, akkor több különböző jelenség okozta változásra következtethetünk. Egy ilyen jelenség lehet a kettős rendszer fedése. Ha megfelelő irányban látunk egy kettős kisbolygóra, akkor az objektumok elfedik egymást, és fényességsökkenést figyelhetünk meg, tehát a fedés a keringési periódusnak megfelelő periodikus változást okoz a fénygörbében. Ahogy már korábban is említettem, a kettős rendszereknél arra számíthatunk, hogy előbb-vagy utóbb szinkronizálódik a fő test forgása, és a kísérő test keringése. Azonban ebben az esetben a fedések által okozott változás frekvenciája megegyezik a forgásával, tehát a frekvenciaspektrumban a két változás közös csúcsát látjuk. Így az általam használt módszerrel olyan rendszereket célszerű keresni, ahol legalább az egyik tag forgási periódusa (frekvenciája) különbözik a keringésétől. Ezek pedig az aszinkron kettős kisbolygók.

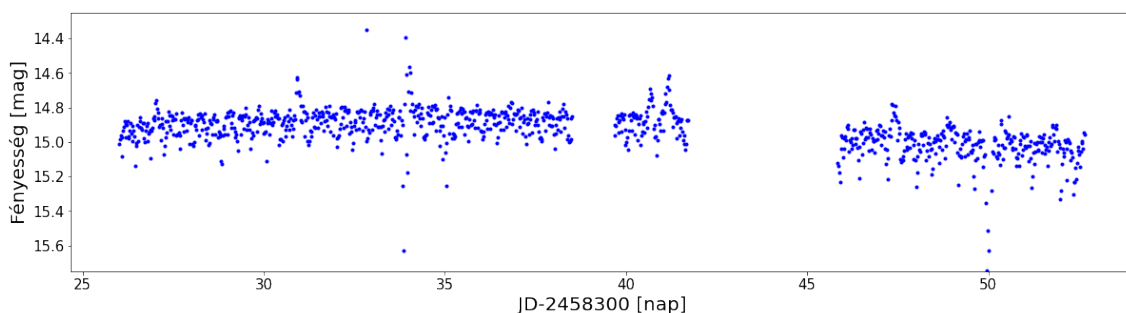
Hogy biztosan el tudjam dönteni, hogy az objektum valóban kettős rendszer-e, szükséges még a keringéshez tartozó fázisgörbét is vizsgálnom. Ezt úgy kapom, hogy a keringési periódusokra feldarabolom a fénygörbét, ezeket „egymásra helyezem”, így az idő helyett a keringési fázis függvényében ábrázolom a fényességet. Így az adott periódusok esetén fellépő esetleges hibák jelentősége is csökken. Az így kapott görbében ha jól látható módon megjelenik a fedés jellegzetes alakja, akkor már jó eséllyel kezelhetjük az objektumot aszinkron kettős rendszerként. A későbbiekben látható lesz, hogy ez valóban egy nem elhanyagolható vizsgálat, az egyik objektumot is ily módon zártam ki a kettősjelöltek közül.

Felmerülhet még az a kérdés, hogy mi alapján dönthető el, hogy melyik periódus tartozik a forgáshoz, és melyik a keringéshez. Miután a keringés egy tipikusan lassabb mozgás, mint a forgás, így várhatóan az alacsonyabb frekvenciacsúcs tartozik hozzá. Azonban a korábban említett fázisgörbét vizsgálva végleg eldőlt ez a kérdés, ha az egyikben láthatóak a fedések, akkor az ahhoz tartozó periódus a keringésé.

Összefoglalva tehát, a kutatásom során első lépésben a Pál András-féle ábrák (Pál et al., 2020) alapján kiválasztottam a jelölteimet, majd a fénygörbék Fourier transzformációjával kapott frekvenciaspektrumát vizsgáltam, és ezekben kerestem két független frekvenciacsúcsot. Ha ez a feltétel teljesült, akkor ezután megvizsgáltam a keringéshez tartozó fázisgörbét, és ha tisztán látható benne a fedés, akkor innentől aszinkron kettős rendszerként kezeltem.

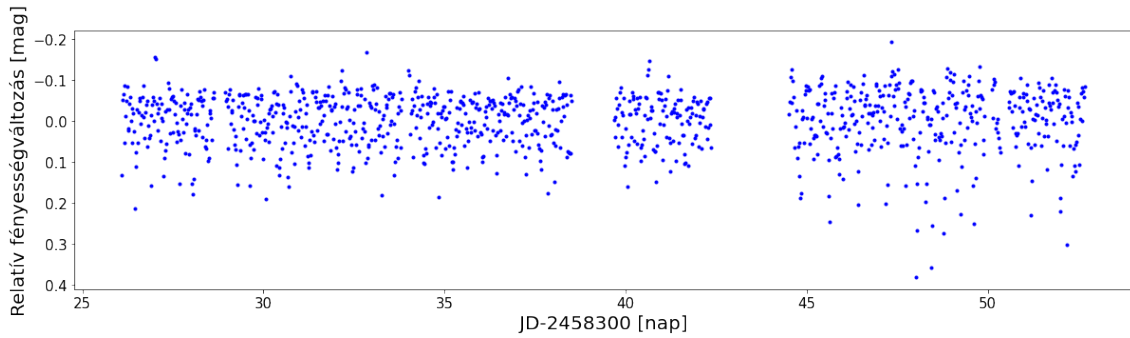
2020-as ábrák vizsgálata Első lépésben tehát a már sokszor említett Pál et al. (2020) cikk ábráit használtam potenciális kettős rendszerek keresésére. A fényesebbek közül több, mint 1000 kisbolygó görbéit néztem át, melyek közül választottam ki azt a közel 20 jelöltet, amin ezek után számításokat végeztem. (Hogy ezek közül melyek bizonyultak további vizsgálatokra hasznosnak, arra a későbbiekben kitérek.) A kiválasztás a következőképp történt: ahol láttam két ránézésre független frekvenciacsúcsot, annak a publikált fénygörbéjén alkalmaztam Bódi Attila változócsillag fénygörbékre írt python kódját (Bódi & Szabó, 2021), melyet témavezetőmmel, Molnár Lászlóval dolgoztunk át a kisbolygók vizsgálatára. Ez ugyanúgy elvégzi a Fourier transzformációt, és egymás után több frekvenciacsúcsához tartozó függvényt is illeszt. Számomra ezen a ponton az volt a legfontosabb, hogy a kapott frekvenciák arányát ellenőrizzem, hogy ne legyenek egymás többszörösei. Ha egymás többszörösei, akkor könnyen lehet, hogy az egyik frekvencia a másik harmonikus, és nem egy kettős rendszerről beszélünk, csupán csak egy extra komponenst jelent a fénygörbében. Amikor a két frekvencia nem adódott egymás többszörösének, azokkal a fénygörbékkel tovább dolgoztam.

Pontok szűrése, fénygörbe kiegyenesítése Az általam felhasznált és módosított python kód tartalmazta az adatok beolvasását, emellett eltávolította hibás, számértéket nem tartalmazó mérési időpontokat a fénygörbéből. A beolvasott és ábrázolt adatsorokban (5. ábra) megfigyelhető volt egy lassú változás, mely a megfigyelő (TESS) és a vizsgált objektum (kisbolygó) relatív mozgásából származik. Mivel egy szektort 27 napig mért a távcső, ez igen jelentős is lehet.



5. ábra. A 12523 megtisztítatlan fénygörbéje (hogy a trend jobban kivehető legyen, néhány nagyon kilógó pontot nem ábrázoltam)

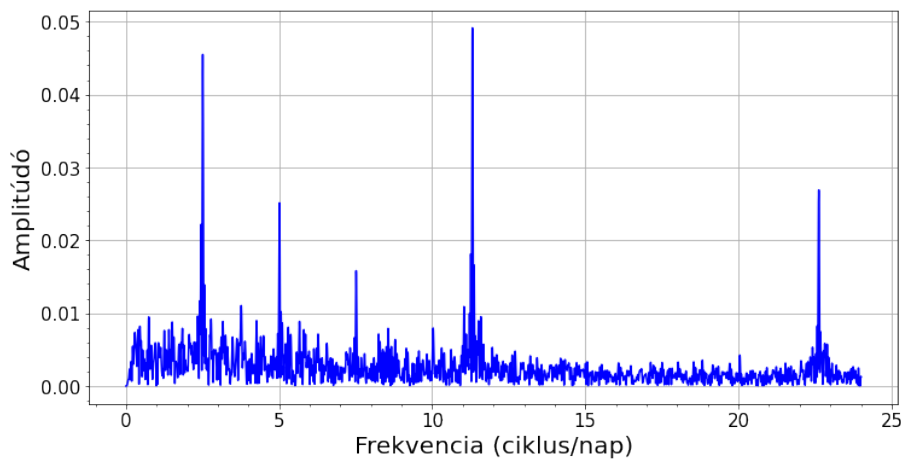
Ennek az eltávolítását a felhasznált kód egy egyszerű polinom illesztésével oldotta meg, melynek fokát manuálisan állítottam, és a legjobban illeszkedőt vontam le, így megkapva a kiegyenesített fénygörbét (6. ábra).



6. ábra. A 12523 megtisztított és kiegyenesített fénygörbéje

A kiegyenesítést viszont a fénygörbék hibás és/vagy kilógó adatpontjai pontatlanná tudják tenni. Szintúgy, a kilógó adatpontok eltávolítását megnehezíti, ha trendet nem távolítjuk el. Így első lépésben kiegyenesítettem a fénygörbét, majd a 3.1. fejezetben leírtak szerint eltávolítottam a kilógó adatpontokat. Ha ezek után még szükséges volt, újra elvégeztem a polinomillesztést. Ez a módszer az általam vizsgált periodikus jeleket nem zavarja, azonban könnyebben pontosíthatóak a számítások, szebb frekvenciaspektrumot és kisebb bizonytalansággal rendelkező periódusértékeket kapunk.

Period04 - pontosabb számítások A Period04 programot használtam a végső számításokhoz (Lenz & Breger, 2005). Ez a program a korábbiakhoz hasonlóan szintén Fourier transzformációt alkalmaz, azonban rendelkezik grafikus felülettel, és nagyobb pontosságot tudunk vele elérni. Első előnye, hogy a kilógó adatpontokat könnyen el tudtam távolítani, különösen a háttércsillagok fényének korrigálásakor. Az általam használt adatsorokból (melyet Pál et al. (2020) fotometriája tett elérhetővé) a szerzők már levonták a háttércsillagok fényét. Azonban a változócsillagok esetén nem mindig pontos ez a levonás, így a fénygörbében megjelenhetnek fényesebb vagy éppen halványabb szakaszok. A programnak köszönhetően nem volt szükséges egy határt definiálni, hogy az azon kívül eső pontokat eltávolítsa, hanem manuálisan a szükséges pontokat vagy szakaszokat törölni tudtam.



7. ábra. A 12523 frekvenciaspektruma

A kilógó adatpontok eltávolítása után ugyanúgy alkalmaztam a korrigált fénygörbén a Fourier transzformációt, megkapva ezzel a vizsgálandó frekvenciaspektrumot (7. ábra).

A kiválasztott csúcsokra illesztett függvényeket ezután egyesével le tudtam vonni a fénygörbéből, így elkészítve a reziduálgörbéket, amely annyit tesz, hogy minden periodikus változást levonok az eredeti görbéből, kivéve azt, amelyet vizsgálni szeretnék. Így további számításokban nem lesz zavaró tényező a több változás együttes jelenléte. Mindegyik illesztett frekvenciához megkaptam a reziduálgörbét, később ezekből készítettem ábrákat, illetve ezekkel végeztem el további számításokat.

A program a frekvenciák (és periódusok) meghatározása mellett lehetőséget biztosít a kapott értékek bizonytalanságának megbecslésére. A programban található módszerek közül a Monte Carlo módszert választottam. Ez a módszer minden iterációs lépésben randomizálja a reziduál fénygörbét időben, majd ehhez hozzáadja az illesztett eredeti jelet, és újra elvégzi a Fourier-tagok illesztését, az eredmények szórásából pedig meghatározza a Fourier-komponensek pontosságát. Az így kapott periódusok és bizonytalanságuk a 1. táblázatban lesznek megtalálhatóak.

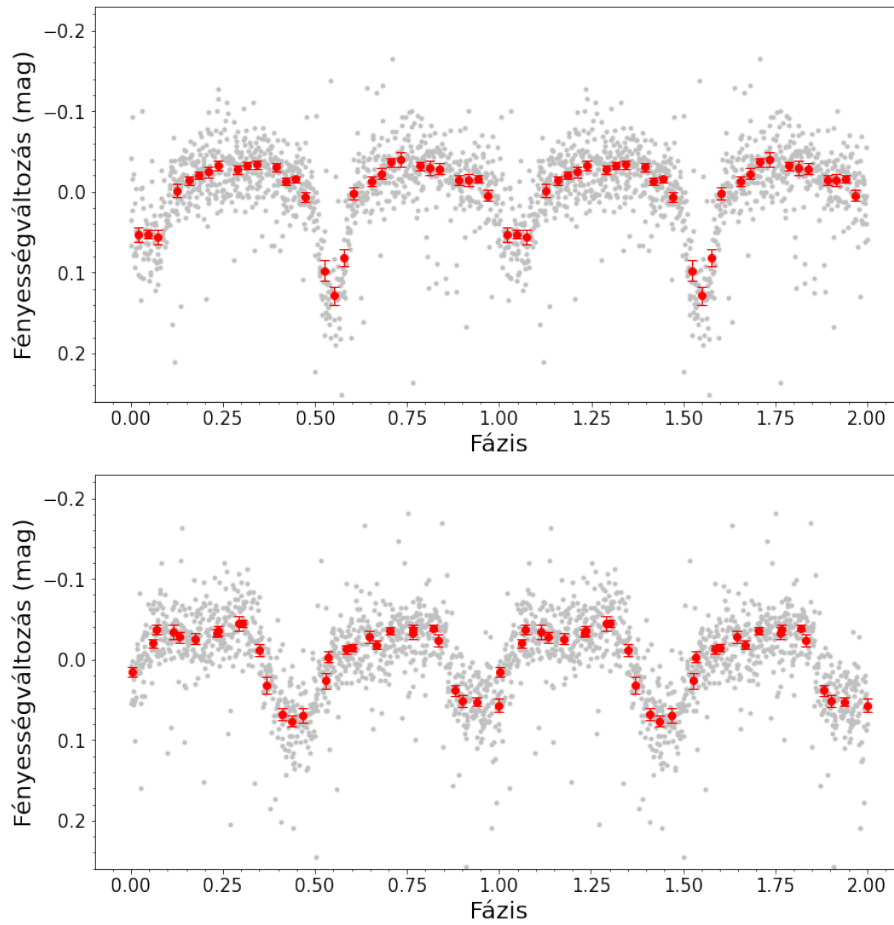
Fázisgörbék A kapott reziduálgörbék még nem nyújtanak önmagukban sok segítséget. Ezért a megfelelő periódussal feldaraboltam a fénygörbéket, majd ezeket a szakaszokat „egymásra helyezve” kaptam meg a fázisgörbéket. Így már könnyebben tudtam vizsgálni az adott periodikus fényességváltozást, ez alapján határoztam meg biztosan, hogy melyik fényességváltozás tartozik melyik periódushoz. Az adatokon fázisbinnelést is alkalmaztam (8. ábra, piros pontok), melyeket a következőképp kaptam. A fázisgörbét megadott számú részre osztottam, és a szakaszok pontjainak átlagértékét vettem. Ezzel a fénygörbe alakját könnyebben tudtam vizsgálni. A bin értékének bizonytalansága tehát az adatpontok átlagértékének bizonytalansága, ami:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_{\text{bin}}}{\sqrt{N}}, \quad (1)$$

ahol σ_{bin} a bin által tartalmazott adatpontok korrigált empirikus szórása, N pedig az adatpontok száma.

3.2. Eredmények

Munkám során összesen 8 objektummal dolgoztam, melyeket potenciális aszinkron kettős rendszerként kategorizáltam. Itt fontos megemlítenem, hogy az (1830) Pogson egy már ismert kettős rendszer, azonban a frekvenciaspektrumában egy nem várt jelet láttam, ezért érdemesnek tartottam tovább foglalkozni vele. A 6764-es kisbolygónak pedig nem volt ismert kísérője, amikor azonosítottam mint kettősjelölt, azonban időközben kettős-ségét Polakis et al. (2022) is felfedezték, és publikálták 2022-ben. Mivel elsődleges célom új rendszerek azonosítása volt, így ezzel a továbbiakban nem foglalkoztam. Tehát az objektumok, melyeket potenciális kettős rendszernek jelöltem, és elvégeztem rajta a leírt vizsgálatokat: (9855) Thomasdick, 12523 (1998 HH100), 14091 (1997 MQ4), (16675) Torii, 48448 (1990 WR2), 50353 (2000 CW70), illetve az (1830) Pogson.



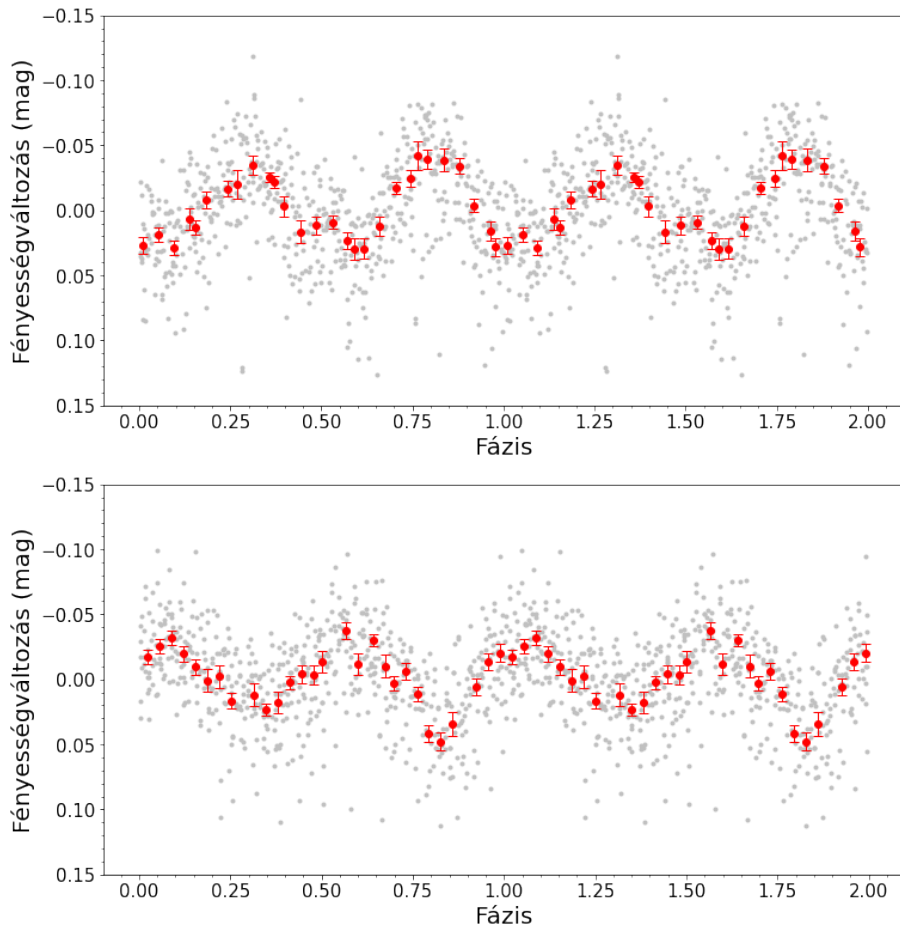
8. ábra. Az 12523-as kisbolygó fázisgörbéi: fenn - keringés, $P \approx 19.2$ hr, lenn - forgás, $P \approx 4.2$ hr

Kettősök A vizsgált (és még nem azonosított) objektumok közül öt bizonyult kettős rendszernek: 12523 – 15. ábra, 14091 – 16. ábra, 16675 – 17. ábra, 48448 – 20. ábra, 50353 – 18. ábra. A dolgozat végén a függelékben találhatóak meg az 12523-as objektumhoz hasonlóan elkészített, hivatkozott ábrák, a frekvenciaspektrumok és a fázisgörbék. Esetükben is megfigyelhető volt a két független csúcs a frekvenciaspektrumban, illetve a megfelelő fázisgörbéken a fedések. Tehát ezeket az objektumokat tudtam a továbbiakban kettős rendszerként kezelni, karakterizálásukat elvégezni. Azonban a 48448-as objektum frekvenciaspektrumában az 1830-ashoz hasonlóan megfigyelhető volt egy harmadik jel. Így az objektum esetén további vizsgálatokra volt szükség, ezekről a további bekezdésekben beszélek.

Imbolygó jelöltek A 9855-ös kisbolygó esetén a frekvenciaspektrumban megjelent a két várt frekvenciacsúcs, amelyek nem voltak egymás többszörösei (21. ábra). Így kezdetben a kettős jelöltek közé soroltam. Azonban amikor elkészítettem a fázisgörbéket mindkét periódus esetén, azt nem tudtam megállapítani, hogy melyik periódus tartozik a forgáshoz, és melyik a keringéshez: a két görbe nagyon hasonló volt (9. ábra). Mivel nem hasonlított a

többi objektum fázisgörbéjéhez, és fedéseket egyikben sem láthattunk, így arra jutottam, hogy ez a kisbolygó nem valószínű, hogy egy kettős rendszer.

Témavezetőmmel hasonló objektumoknak utánajárva arra a következtetésre jutottunk, hogy ez az objektum egy úgynevezett „imbolygó” (angolul „tumbler”), mely objektumok forgása több komponensből áll, jelentsen ezt két tengely körüli forgást, vagy a forgástengely periodikus változását (Pravec et al., 2005). Azt is fontosnak tartom megemlíteni, hogy mindkét forgáshoz tartozó periódust már azonosította két külön kutatás, azonban mindkettőt ugyanúgy a forgási periódusként kezelték/közltek, és nem foglalkoztak a két frekvenciacsúcs együttes jelenlétével (Waszczak et al., 2015; Pál et al., 2020). Így tehát ezt az objektumot ilyen imbolygóként kategorizáltam, és a továbbiakban nem is végzem el a kettős rendszerek esetén alkalmazott számításokat.

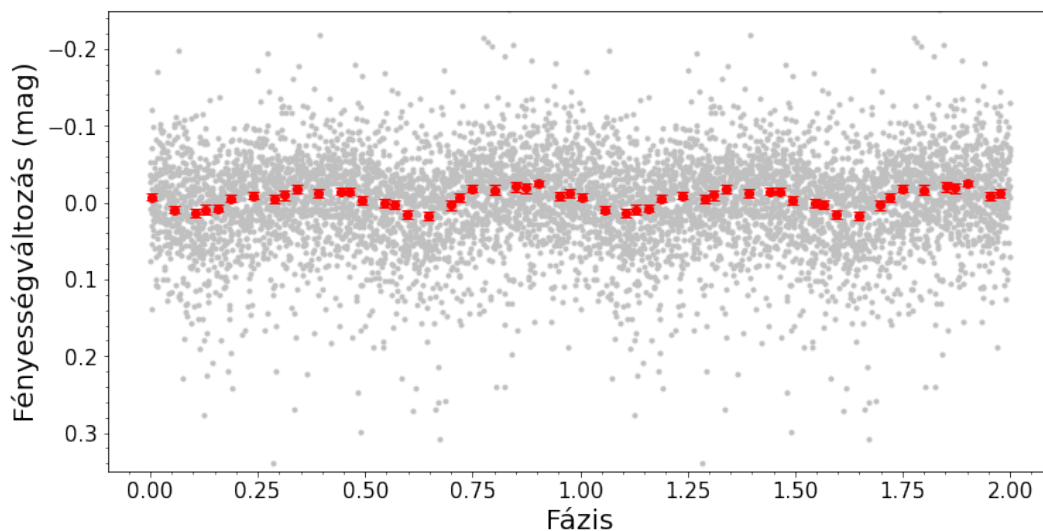


9. ábra. A 9855-ös kisbolygó fázisgörbéi: $P \approx 3$ hr - fenn, $P \approx 15$ hr - lenn

Hármasjelöltek Az (1830) Pogson egy olyan kisbolygó, amely már ismert kettős rendszer (Higgins et al., 2007), és mintának használtam frekvenciaspektrumát egyéb kettős rendszerek kereséséhez. Azonban szembetűnő különbség volt, hogy esetében a két várt frekvenciacsúcs mellett egy harmadik független csúcs is megjelent (19. ábra). Elsőként arra gyanakodtunk, hogy ez azért tűnik fel, mert egy teljesen aszinkron rendszerről be-

szélünk. Ez annyit jelentene, hogy egyik tag forgása sem szinkronizálódott a keringéshez, mindhárom periódus különböző, tehát a fénygörbében három periodicitást látnánk: a két forgást és a keringést.

Azonban ezzel a harmadik periódussal foglalkozott Pravec et al. (2012) is, ők földi mérésekkel dolgozva. A fénygörbét vizsgálva azt figyelték meg, hogy amikor a kísérőnek takarásban (fedés) kellene lennie, akkor is megfigyelhetjük ezt a harmadik jelet. Tehát nem tartozhat a kísérőhöz ez a periódus. Ők egy távoli harmadik testet feltételeztek, melynek forgását látjuk, fedését azonban nem, mivel az elhelyezkedése nem ideális. Így ez egy opció lehet a harmadik periódus okára. Azonban a 9855-ös objektum példájából kiindulva felmerült bennük az is, hogy esetleg a fő tag lenne egy imbolygó, és ezért látunk egy extra frekvenciát a frekvenciaspektrumban. Nehéz eldönteni, hogy ezek közül melyik a valószínűbb lehetőség. Azonban mi a fázisgörbét vizsgálva arra jutottunk, hogy valószínűbb egy harmadik objektum jelenléte.



10. ábra. 1830 - a harmadik periódus ($P \approx 15$ hr) fázisgörbéje

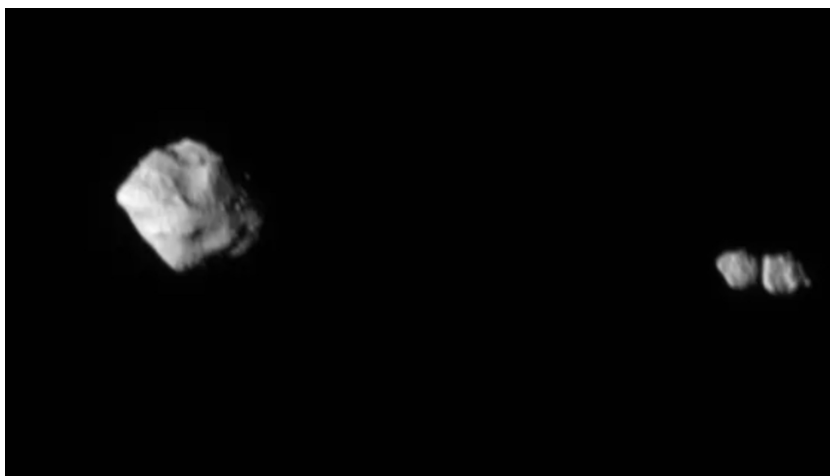
A 10. ábrán látható fázisgörbe alakja ugyanis egy kontakt kettős fázisgörbéjére hasonlít (Showalter et al., 2021). Így tehát valószínűsítjük, hogy Pravec és mtsai. elmélete helyes volt, és egy távoli harmadik tagról van szó, mely egy kontakt kettős, és ennek forgását észleljük a harmadik periódusként.

A 48448 is egy ehhez hasonló, három periódussal rendelkező rendszer. Azonban esetében nem figyeltünk meg különleges alakot (20. ábra) a harmadik periódus görbéjében, így az azonosítás kevésbé volt egyértelmű. Pontosabb kategorizáláshoz szükséges lenne a Pravec et al. (2012) cikkhez hasonlóan megvizsgálni, hogy a fedések alatt is megfigyelhető-e ez a harmadik jel. Ez alapján eldönthető volna, hogy lehet-e szó egy teljesen aszinkron rendszerről, vagy egy harmadik objektum okozza ezt/imbolygó fő tagról beszélünk. Ezeket a számításokat még nem végeztem el, viszont a jövőben mindenképpen szeretném megtenni, hogy ezt az objektumot is tudjuk megfelelő biztonsággal kategorizálni.

Felmerülhet a kérdés, hogy egyáltalán lehetséges vagy valószínű-e egy olyan rendszer, ahol nem a fő tag, hanem a kísérő a kontakt kettős rendszer. Ezért szeretném felhozni

példának a Lucy űrszonda által észlelt Dinkinesh kisbolygót.

A Dinkinesh kísérőjét, amely azóta a Selam nevet kapta, már néhány nappal korábban azonosította a Lucy az első fényképekről, azonban a megfelelő irányba fordulva láthatóvá vált (11. ábra), hogy itt egy olyan kettős rendszerről beszélünk, ahol a kísérő tag kontakt kettős kisbolygó¹ (Spencer et al., 2024). Ez azért kiemelkedő felfedezés, ugyanis ez volt az első felvétel, melyet kontakt kettős kísérőről készítettek. Így az (1830) Pogson esetén is reálisan feltételezhetünk egy hasonló rendszert. A Dinkinesh kísérőjét, amely azóta a Selam nevet kapta, már néhány nappal korábban azonosította a Lucy az első fényképekről, azonban a megfelelő irányba fordulva láthatóvá vált (11. ábra), hogy itt egy olyan kettős rendszerről beszélünk, ahol a kísérő tag kontakt kettős kisbolygó² (Spencer et al., 2024). Ez azért kiemelkedő felfedezés, ugyanis ez volt az első felvétel, melyet kontakt kettős kísérőről készítettek. Így az (1830) Pogson esetén is reálisan feltételezhetünk egy hasonló rendszert.



11. ábra. A (152830) Dinkinesh és a Selam - Forrás: NASA/Goddard/SwRI/Johns Hopkins APL

3.3. Összegzés

Összesen tehát azonosítottam 5 új kettős rendszert, mely közül az egyik fő égitestje egy lehetséges imbolygó (tumbler) vagy egy hármas rendszer; egy imbolygót; és egy már ismert kettős rendszer harmadik tagját. Az összes esetben meghatároztam a forgási és keringési periódusokat, illetve ezek bizonytalanságait, melyeket a 3.1. fejezetben leírtak alapján adtam meg. Az eredményeket az 1. táblázatban foglaltam össze.

4. Karakterizálás

Az előző fejezetben meghatározott periódusok és fázisgörbék segítségével meg tudjuk határozni a kisbolygók effektív átmérőjét és a tagok távolságát. Ezt egyrészt a fedésmélységre

¹NASA's Lucy Surprises Again, Observes 1st-ever Contact Binary Orbiting Asteroid

²NASA's Lucy Surprises Again, Observes 1st-ever Contact Binary Orbiting Asteroid

Objektum	P_{ker} [hr]	P_{forg} [hr]	$P_?$ [hr]
1830	$24,24 \pm 0,01$	$2,5698 \pm 0,0002$	$3,3 \pm 0,6$
9855	-	$2,87 \pm 0,09$	15 ± 4
12523	$19,16 \pm 0,02$	$4,2434 \pm 0,001$	-
14091	$18,86 \pm 0,03$	$2,8 \pm 0,4$	-
16675	$20,503 \pm 0,008$	$4,734 \pm 0,001$	-
48448	$24,662 \pm 0,001$	$2,624 \pm 0,001$	$4,71 \pm 0,08$
50353	$16,30 \pm 0,03$	$3,4967 \pm 0,0007$	-

1. táblázat. A kapott keringési (P_{ker}) és forgási (P_{forg}) periódusok, $P_?$ jelzi a további azonosított periodicitást.

felírt Pogson-formulával tettem, és számítottam ki az effektív átmérőket, másrészt Kepler harmadik törvényét átrendezve megkaptam a keresett távolságot.

4.1. Módszer

Elsőként egy általános kettős rendszer esetén mutatom be a számításokat, majd áttérek a hármasjelöltekre, ahol egy extra taggal kell számolni. A harmadik tag fedésének hiányában a távolságot csupán az első két tag esetén tudom meghatározni.

4.1.1. Általános számítás

A fénygörbékben látható fedések mélysége alapján becslést adhatunk a kísérő objektum méretére, amennyiben ismerjük a fő objektum átmérőjét. Az általam azonosított objektumok közül több esetén meghatározták a felbontatlan rendszer átmérőjét (Masiero et al., 2014). Ez annyit jelent, hogy mivel akkor még nem tudtak kísérő jelenlétéről, az összfényességet egy objektumnak tulajdonították, és ebből illetve az albedóból becsültek egy átmérőt. Így a kapott átmérők mindkét tagot „tartalmazzák”. Számításom során ezt is figyelembe vettem.

A számításomhoz szükséges meghatároznom a fedésmélységet. Ezt a binnelt fázisgörbék segítségével tettem: a fénygörbét szakaszokra osztottam, – fedésen kívüli rész; fedés alja (teljes része) – és az így meghatározott szakaszok átlagát vettem. Ennek a két értéknek a különbségét véve megkaptam a fedésmélységet. A kapott érték bizonytalanságát a 4.1.4. alfejezetben számítom.

A fedés alatt bekövetkező fényességesés (Δm) a fedés alatt látható (F_f), illetve az összes fluxus (F_o) arányától függ.

$$\Delta m = -2,5 \log \left(\frac{F_f}{F_o} \right) \quad (2)$$

A rendszer észlelőhöz vett távolságához képest elhanyagolható a rendszer tagjainak szeparációja. Így a:

$$\Delta m = -2,5 \log \left(\frac{A_f}{A_o} \right) \quad (3)$$

összefüggés teljesül, ahol A_f a fedés alatt látható, A_o az összes felület. Korábbi kutatások néhány esetben már meghatározták az albedók és az abszolút fényességek alapján az objektumok effektív átmérőjét Masiero et al. (2014). Azonban ezekben a számítások egy kisbolygóként kezelték a kettős rendszereket, tehát az így kapott effektív átmérő mindkét komponenst együttesen írja le. Bár a vizsgált kisbolygók a forgási fénygörbéik alapján jó eséllyel nem gömbszimmetrikusak, a további számításokban gömbként kezelttem őket. (Jövőbeli terv, hogy modellezéssel, ellipszoidként kezelve határozzuk meg a paramétereket.)

Ebből az értékből megkaphatjuk az általunk felhasznált felületet: $A_o = (D_0/2)^2\pi$. Illetve a két tag effektív átmérőjét felírva: $A_o = A_1 + A_2 = (D_1/2)^2\pi + (D_2/2)^2\pi = (D_0/2)^2\pi$. Ezek segítségével felírható A_f értéke is: $A_f = A_1 = (D_0/2)^2\pi$, teljes fedés esetén. Teljes fedésről akkor beszélünk, amikor a rendszerre olyan szögben látunk rá, hogy a kisebb objektum teljes egészében áthalad a nagyobb objektum előtt, és a másik esetben pedig a nagyobb teljesen kitakarja a kisebbet. Mivel ez nem mindig teljesül, célszerű általánosan kezelni a fedéseket. Mivel egyik objektum esetén sem ismert a fedés teljessége, ezért ezt egy 'k' paraméterrel jelölöm (k=0 ha egyáltalán nem fednek, k=1 a teljes fedés esetén). Ekkor a fedés alatt látható effektív átmérők összegének értéke is megváltozik: $A_f = A_1 + (1 - k)A_2$, hiszen a kitakart felület éppen kA_2 . Így a képletünket a következőre módosíthatjuk:

$$A_f = A_1 + (1 - k)A_2 = 10^{-0,4\Delta m} A_o. \quad (4)$$

Melyből kettős rendszer esetén az objektumok effektív átmérője a következő módon határozható meg:

$$A_o - A_f = A_1 + A_2 - A_1 - (1 - k)A_2 = kA_2 = (1 - 10^{-0,4\Delta m}) A_o, \quad (5)$$

tehát

$$A_2 = \frac{1}{k} (1 - 10^{-0,4\Delta m}) A_o \Rightarrow D_2 = \sqrt{\frac{1}{k} (1 - 10^{-0,4\Delta m})} D_o, \quad (6)$$

$$A_1 = A_o - A_2 \Rightarrow D_1 = \sqrt{D_o^2 - D_2^2}. \quad (7)$$

A fedés méretének hatását a később (5.1. alfejezet), az 1830-as objektum esetén vizsgálni fogom, azonban a kettősök esetén a $k = 1$ -gyel – tehát teljes fedéssel számolva – adom meg az effektív átmérőket (illetve távolságokat).

Amennyiben ismerjük a kisbolygók spektráltípusát (Moltenbrey, 2016), akkor az ehhez tartozó sűrűségből, az előző módon kapott átmérők értékéből, illetve keringési periódusból megadhatjuk a szeparációjukat (a_{12}). Amennyiben más adattal nem rendelkezünk, mindkét objektum esetén azonos sűrűséget feltételezünk.

$$\frac{a_{12}^3}{P^2} = \frac{G(M_1 + M_2)}{4\pi^2} \quad (8)$$

$$M_1 + M_2 = \frac{4}{3}\rho\pi(D_1/2)^3 + \frac{4}{3}\rho\pi(D_2/2)^3 = \frac{\rho\pi(D_1^3 + D_2^3)}{6} \quad (9)$$

$$a_{12} = \left(\frac{G\rho P^2(D_1^3 + D_2^3)}{24\pi} \right)^{1/3} \quad (10)$$

4.1.2. Kettősjelöltek

A kettősjelöltek esetén a 4.1.1. alfejezetben leírtak szerint számolok. Ahogy a számítások alapján látható, szükséges az adatsorokról leolvasni a fedés mélységét. Ehhez a binnelt fázisgörbét használom, melyet feldarabolom a két különböző mélységű fedésre, illetve a fedések közötti szakaszokra. A szakaszokat kiátlagolva és különbségüket véve megkapható a két fedés mélysége. Hogy eldöntsük, hogy melyiket használjuk az átmérő számításához, meg kell vizsgálnunk, hogy a Naphoz képest hogyan helyezkedett el a mérés során a TESS űrtávcső, illetve a vizsgált objektum. Ugyanis ha az objektum nincs oppozícióban, a kisebb tag a nagyobb előtt áthaladva árnyékot vethet annak felszínére, ezzel befolyásolva a fedés alakját és mélységét.

Amennyiben a Nap-TESS-kisbolygó szög (elongáció) közel 180° , akkor elhanyagolhatjuk az árnyék hatását, jelenlétét, és vehetjük a fedésmélységeket közel azonosnak. Azonban ha a 180° -tól jelentősen eltér az érték, abban az esetben a sekélyebb fedés felel meg a méretarányoknak, míg a mélyebb az árnyékot is tartalmazza.

Tehát nem mindegy, hogy különböző fedésmélységek esetén melyikkel számolunk, mindegyik kisbolygónál el kell dönteni, hogy melyik fedés felel meg jobban a valódi méreteknak. A számításokhoz felhasznált adatokat a 2. táblázat, a kapott eredményeket pedig a 3. táblázat tartalmazza.

4.1.3. Hármásjelöltek

Ahogy azt korábban megvizsgáltam, az (1830) Pogson esetén három-tagú rendszerrel dolgozunk, melynek egyik tagja egy kontakt kettős. Szerencsére a kontakt tag esetén a forgás következtében megfigyelhető fedési jelenség, így ennek is meg tudom határozni az átmérőjét. Ezzel szemben a 48488-as objektum esetén bizonytalanok vagyunk a harmadik tag jelenlétében, így ez sajnos nem teljesül, tehát ebben a számításban csupán kettős rendszerként tudtam kezelni. A továbbiakban az 1830 (Pogson) modellezésével foglalkozom tovább.

Először is szükséges néhány új paramétert bevezetni, meghatározni: Δm_k – a kontakt kettős fázisgörbéjéről meghatározott fedésmélység, k_k – a fedés teljessége, A_k – a kontakt rendszer összfelülete, A_3 – a kontakt rendszer tagjainak felülete. Mivel más információval nem rendelkezem, két egyforma méretű, összeérő gömbnek feltételezem az objektumot: $A_k = 2A_3 = 2(D_3/2)^2\pi$. Fontos figyelembe venni, hogy mivel kontakt kettőssel dolgozunk (távolságuk gyakorlatilag 0), szinte biztos, hogy a másik előtt áthaladó objektum árnyékot vet, amely befolyásolhatja a fedés mélységét is, nem csak a hosszát. Azonban az árnyék leírásához igen pontosan kellene ismerni a rendszer pontos geometriáját (amivel nem rendelkezem, hiszen ez az objektum korábban nem volt ismert), így ebben az esetben az árnyék hatásával nem számolok. Emiatt az átmérőre kapott érték nem lesz teljesen pontos.

Az előző módszerhez nagyon hasonlóan járunk el, csupán itt a kontakt kettős „önmagát” fedi el:

$$A_f = A_1 + A_2 + A_3 + (1 - k_k)A_3 = 10^{-0,4\Delta m_k} A_o, \quad (11)$$

$$A_o = A_1 + A_2 + 2A_3, \quad (12)$$

$$D_3 = \sqrt{\frac{1}{k_k} (1 - 10^{-0,4\Delta m_k})} D_o. \quad (13)$$

A D_2 átmérőt az általános esetben használtak alapján határozhatom meg (tartalmazza a levezetés a kontakt kettős objektumot, azonban az kiesik, értékét csupán az A_0 paraméter tartalmazza).

$$D_2 = \sqrt{\frac{1}{k} (1 - 10^{-0,4\Delta m})} D_o \quad (14)$$

Így a fő test átmérője (D_1):

$$D_1 = \sqrt{D_o^2 - D_2^2 - 2D_3^2} = \sqrt{1 - \frac{1}{k} (1 - 10^{-0,4\Delta m}) - \frac{2}{k_k} (1 - 10^{-0,4\Delta m_k})} D_o \quad (15)$$

4.1.4. Hibaszámítás

Az előző, 3. fejezetben a periódusok értékének bizonytalanságát (σ_P) a Period04 program segítségével határoztam meg, a felbontatlan rendszer átmérője (σ_{D_0}) és a sűrűség (σ_ρ) paramétereit pedig a megfelelő cikkekben közölték (Masiero et al., 2014; Krasinsky et al., 2002). Így tehát csupán a megállapított fedésmélység bizonytalanságát ($\sigma_{\Delta m}$) szükséges meghatároznom.

Ebben az esetben a szakaszokat hasonlóan kezeltem, mintha „összebinneltem” volna a hozzájuk tartozó adatpontokat. Így a két szakasz bizonytalanságát a 1. egyenlethez hasonlóan határoztam meg. Mivel a két szakaszhoz tartozó értékek függetlenek, a fedésmélység hibáját a következők szerint határozhatjuk meg:

$$\sigma_{\Delta m} = \sqrt{\sigma_{m_{fk}}^2 + \sigma_{m_f}^2}, \quad (16)$$

ahol $\sigma_{m_{fk}}$ a fedésen kívüli szakasz, σ_{m_f} pedig a fedéshez tartozó érték bizonytalansága.

Mivel ezek a paraméterek, és azok bizonytalanságai egymástól függetlenek, ezért az átmérők és távolságok bizonytalanságának megadásához használhatjuk a Gauss-féle hibaterjedést:

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2}. \quad (17)$$

Ennek segítségével határoztam meg a szükséges paraméterek bizonytalanságait, a végső képletek a függelékben (6.1) olvashatóak.

4.2. Adatok

A számításokat már rendelkezésre álló paraméterekkel végeztem, ezeket a 2. táblázat tartalmazza. A táblázat utolsó oszlopa a hivatkozásokat tartalmazza. Láthatóan nem áll rendelkezésemre minden kisbolygóra minden szükséges adat. Mivel a 12523-as és a 16675-ös objektum esetén túl sok adat hiányzik (az összes), ezeken nem tudtam elvégezni a számításokat.

A 2-es hivatkozásokkal rendelkező objektumok esetén nem volt egzaktul meghatározva a spektráltípus. A geometriai albedó és a spektráltípus közötti összefüggést Mainzer et al.

Objektum	D_0 [km]	St	A	Ref.
12523	-	-	-	-
16675	-	-	-	-
14091	$5,26 \pm 0,05$	S	0,279	1, 2
50353	$4,08 \pm 0,82$	S	0,168	1, 2
1830	$7,71 \pm 0,67$	S	0,274	1, 3
48448	$4,19 \pm 0,11$	S	0,277	1, 2

2. táblázat. A kisbolygók irodalmi paramétereit: felbontatlan átmérő, spektráltípus, albedo, valamint a referenciák: 1 – Masiero et al. (2014); 2 – Mainzer et al. (2011b); 3 – Bus & Binzel (2002)

(2011b) vizsgálta, és ábrák segítségével meg tudtam állapítani, hogy az általam vizsgált objektumok mindegyike legnagyobb valószínűséggel az S spektráltípushoz tartozik. Az S spektráltípushoz pedig a $\rho = (2,71 \pm 0,02) \text{ g/cm}^3$ sűrűségérték tartozik (Krasinsky et al., 2002), melyet felhasználva már meg tudjuk határozni a távolságokat.

4.3. Eredmények

A karakterizálás elvégzéséhez első lépésben meghatároztam a binnelt fázisgörbék segítségével a fedésmélységeket, minden objektum esetén eldöntve, hogy a kettő fedés közül melyikkel célszerű számolni, ezt tartalmazza a 3. táblázat első oszlopa. Ehhez lekértem a célpontokra a megfigyelések idejére érvényes fázisszögeket és elongációkat (a Nap-célpont-észlelő és Nap-észlelő-célpont szögeket) a JPL Horizons System³ szolgáltatásból. A fázisszögek egyrészt nem voltak a remélt 0° -hoz közeli értékek (elongációval számolva ez 180°), valamint a majdnem egy hónapos mérések alatt az elongáció jelentősen megváltozott, tehát jó eséllyel az adott fedés egy részét az árnyék okozta.

Hogy ezt elkerüljem, minden esetben a kisebb fedéssel számoltam, ugyanis árnyék jelenléte esetén ez közelíti meg legjobban a valós fényességcsökkenést. A potenciális kontakt kettős forgása miatt bekövetkező fedésének mélysége hasonló módon lett meghatározva, és a 3. táblázat második oszlopában található. Ezután láthatóak az adott komponensek esetén meghatározott átmérők illetve a kettősök szeparációja.

³<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/>

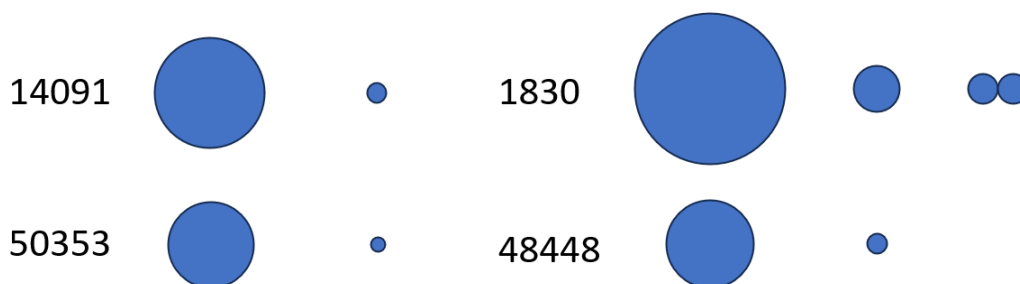
Objektum	Δm_1	Δm_2
14091	$0,0318 \pm 0,0004$	-
50353	$0,028 \pm 0,001$	-
1830	$0,0924 \pm 0,0008$	$0,0399 \pm 0,009$
48448	$0,055 \pm 0,002$	-

Objektum	D_1 [km]	D_2 [km]	D_3 [km]	a_{12} [km]
14091	$5,18 \pm 0,05$	$0,89 \pm 0,01$	-	$10,487 \pm 0,029$
50353	$4,03 \pm 0,83$	$0,65 \pm 0,13$	-	$8,156 \pm 0,022$
1830	$7,09 \pm 0,73$	$2,20 \pm 0,19$	$1,47 \pm 0,21$	$18,853 \pm 0,047$
48448	$4,08 \pm 0,03^*$	$0,93 \pm 0,03$	-	$10,910 \pm 0,027$

3. táblázat. A kisbolygokra meghatározott paraméterek – teljes fedést feltételezve.

*Amennyiben ez a rendszer valóban hármas rendszer, ez az érték a fő tag és a távoli harmadik tag effektív átmérőjét együttesen tartalmazza.

Hogy a kapott átmérők arányát szemléltessem, az alábbi, 12. ábrát készítettem, ahol a tagok méretei egymáshoz, és a többi rendszerhez képest is méretarányosak, viszont a távolságok láthatóan nem azok.



12. ábra. Az objektumok méretarányos ábrázolása

5. Diszkusszió

5.1. Fedések teljessége - (1830) Pogson

Ahogy már a 4.1.1. alfejezetben felvezettem, a fedések teljességével fontos foglalkozni. Ez különösen igaz a közeli, hasonló méretű objektumok esetén, hiszen az összemérhetőség miatt jó eséllyel nem teljes fedésről beszélünk. Emiatt szerettem volna megvizsgálni az (1830) Pogson harmadik tagjának esetén a fedés teljességét mérő k_k paraméter értékének hatását a kapott átmérőkre.

Felidézve, a hármas rendszer esetén az átmérőket megadó képletek (itt most számol-

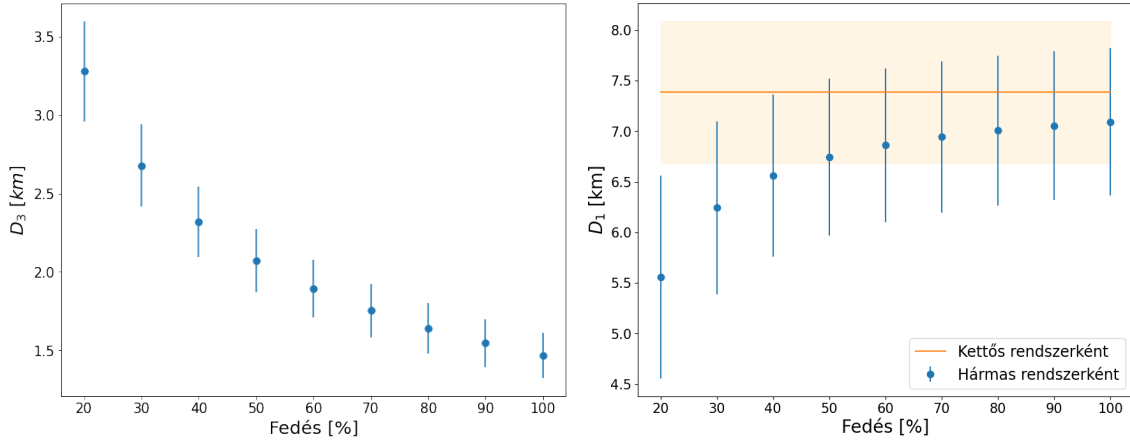
junk $k = 1$, $k_k \neq 1$ értékekkel):

$$D_3 = \sqrt{\frac{1}{k_k} (1 - 10^{-0,4\Delta m_k})} D_o,$$

$$D_2 = \sqrt{(1 - 10^{-0,4\Delta m})} D_o,$$

$$D_1 = \sqrt{1 - (1 - 10^{-0,4\Delta m}) - \frac{2}{k_k} (1 - 10^{-0,4\Delta m_k})} D_o.$$

Láthatóan a második tag átmérőjének értékét (D_2) nem befolyásolja k_k változtatása, hiszen két teljesen független folyamathoz (2. tag keringése, 3. tag forgása) tartoznak. Így tehát csupán az első tag (D_1) és a harmadik tag (D_3) változását tudjuk megfigyelni. Azonos fedésmélységek és egyéb paraméterek esetén, csupán a k_k értékét 0,2 – 1 (20% – 100%) között változtatva az alábbi összefüggéseket kapjuk:



13. ábra. Az 1830 D_3 és D_1 átmérőinek függése a k_k fedés-teljességtől. A bal oldali ábrán a pontok a D_3 értékeit jelölik a megadott k_k értékek mellett, a jobb oldali ábrán pedig pontokkal az ebből számított D_1 értékek láthatóak, vonallal pedig az az átmérő, amit a harmadik tag nélkül kapnák - ennek esetében a sáv jelöli a bizonytalanságot.

A 13. ábra bal oldalán láthatjuk, hogy minél teljesebb a fedés, annál kisebb a kontakt kettős teljes átmérőjének értéke. Ez egyszerűen magyarázható. A k_k paramétert az alapján határoztunk meg, hogy a vizsgált objektum észlelő látóirányára merőleges keresztmetszetének hányada van fedésben. Tehát minél kevésbé teljes a fedés, annál kisebb a fedésben lévő felület, ami adott fedésmélység esetén nagyobb számított átmérőt jelent. Látható, hogy nagy a különbség a kapott értékek között, így a pontos értékekhez mindenképpen szükséges volna k_k ismerete. Azonban mivel a fedés teljességéről információval nem rendelkezünk, ezért használtam a végső értékekhez a $k = 1$ és $k_k = 1$ értékeket (3. táblázat).

A 13. ábra jobb oldalán a fő tag átmérője értékének változását láthatjuk. A kék pontokkal jelöltem a különböző k_k értékek esetén kapott átmérő értékeket, és sárga vonallal viszonyításként felhelyeztem azt az átmérő értéket, melyet abban az esetben kapnánk, ha a harmadik tag nem létezne. Látható, hogy mivel teljesebb fedés esetén kisebb D_3 értéket

kapunk, a D_o érték pedig ismert (felbontatlan rendszer átmérője - meghatározott érték), a D_1 érték annál nagyobb. Az is elmondható, hogy mivel a 20%-os fedés és a teljes fedés esetén kapott átmérőérték hibahatáron belül egyezik, tehát a teljes fedés alkalmazása nem rossz becslés.

Összehasonlítva a kettős és hármas rendszerként kezelt esetet, szintén majdnem a teljes szakaszon hibahatáron belüli átfedést tapasztalunk. Így tehát, pusztán a kapott átmérők alapján nem lenne kizárható az az eset, hogy a harmadik jelet nem harmadik test okozná.

5.2. Kettős rendszerek eredete

Az átmérőre és periódusra kapott eredmények segítségével a perdületekkel végzett számításokkal egyéb következtetéseket is tehetünk. Pravec & Harris (2007) munkája az alábbi összefüggéseket adja meg a kettős rendszerek perdületének különböző komponenseire:

$$L_1 = \frac{M}{5(1+q)}(a_1^2 + b_1^2)\omega_1 \quad (18)$$

$$L_2 = \frac{qM}{5(1+q)}(a_2^2 + b_2^2)\omega_2 \quad (19)$$

$$L_{orb} = \frac{qM}{(1+q)^2}A^2n\sqrt{1-e^2} \quad (20)$$

$$L_{ceqsph} = \frac{2}{5}M \left(\frac{3}{4\pi}V_1 \right)^{2/3} (1+q)^{2/3} \sqrt{\frac{4}{3}\pi\rho G} \quad (21)$$

ahol az L_i -k a két tag forgásából adódó perdületek, L_{orb} a keringésből származó perdület, $M = M_1 + M_2$ az össztömeg, $q = M_1/M_2$ a tömegarány, a_i , b_i , c_i a dinamikailag ekvivalens, azonos tömegű ellipszoid féltengelyei (DEEME - dynamically equivalent equal mass ellipsoid), ρ a korábban is felhasznált sűrűség, V_1 pedig az ezekkel számított térfogat ($V_1 = \frac{4}{3}\pi a_1 b_1 c_1$). Az ω_i a forgáshoz tartozó szögsebesség, ami esetében a kísérőkre kötött, a keringési periódussal megegyező forgási periódust feltételezhetünk. Tehát ω_2 a kísérő és a keringés szögsebessége is. L_{ceqsph} a kritikus sebességgel forgó ekvivalens gömb perdülete, a kritikus sebességről pedig a későbbiekben szót ejtek.

A féltengelyek arányát fotometriai megfigyelésekből meg lehet becsülni, de egy-egy TESS szektorból csak az alak adott irányból látszó projekcióját tudnánk meghatározni, nem a valódi tengelyarányokat. A cikkben arra is adtak becslést, hogy milyen közelítő értékekkel érdemes számolni, ha megfigyelési adat nem áll rendelkezésre: $\frac{a_i}{b_i} = \frac{b_i}{c_i} = 1.1 \pm 0.1$. Ezek és a korábban kiszámolt átmérő (ebből sugár, $D_i = 2R_i$) segítségével, a térfogatokat egyenlővé téve meghatároztam a féltengelyek pontos értékét, az alábbi összefüggéseket kaptam:

$$a_i = \sqrt[3]{R_i^3 \left(\frac{a_i}{b_i} \right)^2 \left(\frac{b_i}{c_i} \right)} \quad (22)$$

$$b_i = \sqrt[3]{R_i^3 \left(\frac{a_i}{b_i} \right)^{-1} \left(\frac{b_i}{c_i} \right)} \quad (23)$$

$$c_i = \sqrt[3]{R_i^3 \left(\frac{a_i}{b_i}\right)^{-1} \left(\frac{b_i}{c_i}\right)^{-2}} \quad (24)$$

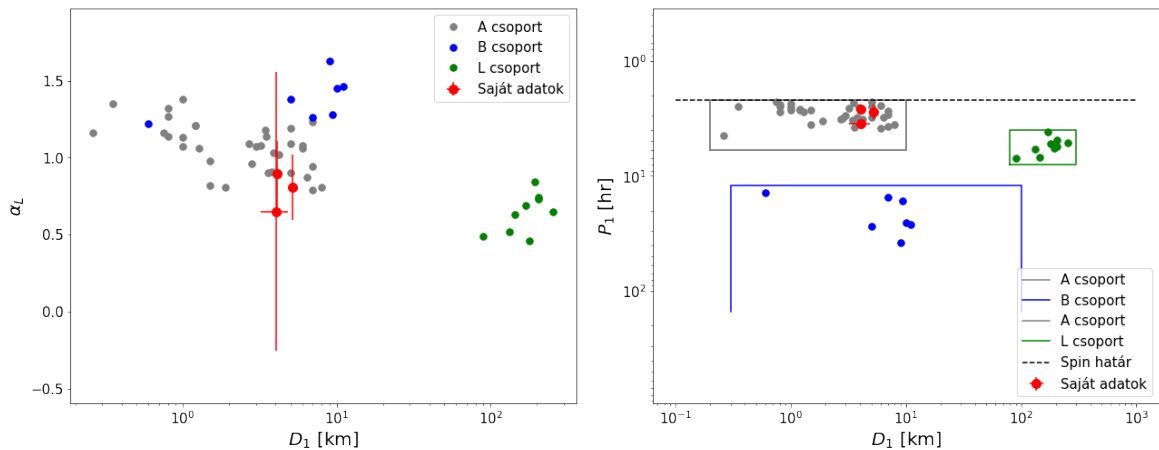
Ezek segítségével meghatározhatunk egy α_L paramétert, a kettős rendszer normalizált teljes perdületét, amit a korábban említett cikkben az alábbi módon határozhatjuk meg:

$$\alpha_L = \frac{L_1 + L_2 + L_{\text{orb}}}{L_{\text{ceqsph}}} \quad (25)$$

α_L bizonytalanságát a Gauss-féle hibaterjedés segítségével határoztam meg (6.1. alfejezet), a periódus és az átmérő bizonytalanságát pedig már a korábbi számításaim során kaptam meg. Pravec & Harris (2007) cikkükben az $\alpha_L(D_1)$ függést vizsgálták, és ez alapján meghatároztak különböző csoportokat. Ezekkel együtt az én adatpontjaimat a 14. ábra bal paneljén ábrázoltam.

Az ábrán is jelölt A, B csoportokba tartoznak a kisebb fővi aszteroidák is. Ennek a két csoportnak a perdületaránya megközelíti, de nem éri el az egy összefüggő testre vonatkozó kritikus, szétszakadáshoz szükséges értéket. Ez pedig arra utal, hogy az ebbe a csoportba tartozó kettős rendszerek a következő módon alakultak ki: a kiinduló objektum forgása elérte a kritikus sebességet, amivel már éppen le tudja küzdeni a saját gravitációját. Ennek köszönhetően végül valamilyen tömegleválás következett be, és a kisbolygóból lehasadó darabból jött létre a kísérő (Bottke et al., 2006). Az A csoportba tartoznak többek között az aszinkron fővi kettős rendszerek is, éppen olyanok, mint amiket ebben a munkában is vizsgáltam. (Az L csoport ezzel szemben a nagy kisbolygók körül keringő kis kísérőket jelzi, amelyek kialakulása másképp történhetett, például becsapódás által kidobott törmelékekből.)

Az említett munkában a $P_1(D_1)$ függést - tehát a főkomponens forgását - is vizsgálták, ahol hasonlóan megjelent a másik ábrán is elkülönített három csoport. Az előzőekhez hasonlóan a cikk adatpontjaival együtt az én értékeimet is ábrázoltam a 14. ábra jobb paneljén.



14. ábra. Az $\alpha_L(D_1)$ és az $P_1(D_1)$ függés a Pravec & Harris (2007) publikált adatait felhasználva (az adatok bizonytalanságait nem közölték, azok megtekinthetők a cikk ábráin).

Miután az általam részletesen vizsgált négy objektum mindkét ábrán az A kategóriába esik, esetükben is hasonló keletkezést feltételezhetünk. Miután az (1830) Pogson egy feltételezett hármas rendszer, mely esetén a harmadik tag pályáját nem ismerjük, így az α_L paraméter sem meghatározható az eddigi mérések alapján. Emiatt az ábrán sem szerepel. Azonban a forgást vizsgáló ábrán a többihez hasonlóan az A csoportban szerepel, így esetében is hasonló keletkezést feltételezhetünk.

5.3. Összefoglalás és kitekintés

Kutatásom során kettős rendszerként azonosítottam a 12523 (1998 HH100), a 14091 (1997 MQ4), (16675) Torii, 48448 (1992 WR2), 50353 (2000 CW70) kisbolygókat. Az eredetileg kettősnek feltételezett 9855 (Thomasdick) aszteroida fénygörbáját vizsgálva arra a következtetésre jutottam, hogy nagyobb eséllyel lehet egy összetett forgású objektum, tehát imbolygó (tumbler). Két objektum esetén, a már ismert kettős (1830) Pogson és az ebben a kutatásban azonosított 48448 (1992 WR2) kisbolygók fénygörbéjében a forgási és keringési periódusok mellett egy harmadik periódust is találtam. Előbbi esetén egy korábbi kutatás (Pravec et al., 2012) valamint a fázisgörbe alapján feltételezünk egy harmadik, kontakt kettős tagot, viszont a 48448 kisbolygónál sajnos nem egyértelmű a harmadik jel eredete, így nem eldönthető, hogy hármas rendszerről, vagy egy imbolygó fő tagról beszélünk-e. Az 1830, 14091, 48448 és 50353 objektumok esetén a fedésmélységből illetve egyéb adatokból meghatároztam a tagok effektív átmérőjét (gömbszimmetriát feltételezve) és a rendszerek keringési periódusai segítségével a távolságukat. A perdületek vizsgálatával és korábbi eredményekkel összehasonlítva megállapítottuk, hogy a 14091, 48448, 50353 és az (1830) Pogson rendszerek feltételezhetően a kritikus sebességig gyorsuló fő komponensből lehasadó darab létrejöttével keletkeztek.

A kutatási eredményeimet (a periódusok meghatározásáig) bemutattam a European Astronomical Society 2023-as konferenciáján. Ehhez az előadáshoz közös projektbe kezdtünk Takács Nórával és Kiss Csabával. Ők a TESS adatok alapján meghatározzák a forgástengely irányát, illetve a fénygörbe alakjából a kisbolygó alakjára legjobban illeszkedő ellipszoidot. Ezt olyan objektumok esetében, ahol kettős rendszerről van szó, a fedés jelenléte miatt nem tudják elvégezni, viszont az általam vizsgált kettősök keringéstől megtisztított fénygörbéjéből ez lehetséges volt. Azonban ezekhez a számításokhoz legalább három, egymástól távol elhelyezkedő szektor mérése volt szükséges. Ennyire tökéletes feltételekkel azonban nem rendelkezünk. Amennyiben a jövőben elérhetővé válik több szektorbeli mérés is, ez a projekt folytatható lesz.

Emellett szeretném a számításaimat homogén felszín helyett különböző szórásfüggvényekkel elvégezni (pl. Lambert- és Lomell-Seeliger-szórás, Durech et al., 2020). Hogy a vizsgált aszinkron rendszerek keletkezéséről is legyenek egyéb sejtéseim, szeretnék a szinkronizálódási időskálára becslést adni. Végül, de nem utolsó sorban szeretnék további kettősjelölteket keresni, illetve a 48448 rendszer harmadik periodicitásáról többet megtudni.

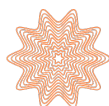
Kutatásom eredményei alapján látható, hogy a TESS űrtávcső méréseit valóban érdemes kettős rendszerek illetve csak általánosan, kisbolygók vizsgálatára használni. Azonban a frekvenciaspektum vizsgálata nem elég, látható volt, a 9855-es kisbolygó esetén, hogy a fénygörbék (fázisgörbék) ellenőrzése is elengedhetetlen. Bár az eddigi TESS adatok is

hasznosak voltak számunkra, további céljaink eléréséhez mindenképpen szükségesek lennének további mérések.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőmnek, Molnár Lászlónak az elmúlt három évben szakmai és azon túli támogatását, illetve segítségét és türelmét a dolgozat megírásához. Köszönöm Takács Nórának és Kiss Csabának az eddigi közös munkát, valamint Varga Vázsonynak a dolgozatomhoz adott számos javaslatát. Végezetül szeretném megköszönni Kalup Csillának, hogy segített a kutatásom megkezdésében, az első ábrák átnézésében.

Köszönöm a HUN-REN CSFK CSI demonstrátori programjának támogatását. A kutatás az Innovációs és Technológiai Minisztérium ÚNKP-23-1 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával és az NKFIH KKP–137523 „SeismoLab” Élvonal pályázat támogatásával készült.



SeismoLab



Hivatkozások

- Bottke, William F., J., & Melosh, H. J. 1996a, *Icarus*, 124, 372, doi: 10.1006/icar.1996.0215
- Bottke, William F., J., Vokrouhlický, D., Rubincam, D. P., & Nesvorný, D. 2006, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 34, 157, doi: 10.1146/annurev.earth.34.031405.125154
- Bottke, W. F., & Melosh, H. J. 1996b, *Nature*, 381, 51, doi: 10.1038/381051a0
- Bus, S. J., & Binzel, R. P. 2002, *Icarus*, 158, 146, doi: 10.1006/icar.2002.6856
- Bódi, A., & Szabó, P. 2021, *konkolyseismolab/autoeap: v0.3*, v0.3, Zenodo, doi: 10.5281/zenodo.5565284
- Descamps, P., Marchis, F., Berthier, J., et al. 2011, *Icarus*, 211, 1022, doi: 10.1016/j.icarus.2010.11.016
- Higgins, D., Pravec, P., Kusnirak, P., Oey, J., & Pray, D. 2007, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 957, 1
- Jacobson, S. A., & Scheeres, D. J. 2011, *ApJ*, 736, L19, doi: 10.1088/2041-8205/736/1/L19
- Jacobson, S. A., Scheeres, D. J., & McMahon, J. 2013, *ApJ*, 780, 60, doi: 10.1088/0004-637x/780/1/60
- Kalup, C. E., Molnár, L., Kiss, C., et al. 2021, *ApJS*, 254, 7, doi: 10.3847/1538-4365/abe76a
- Kecskeméthy, V., Kiss, C., Szakáts, R., et al. 2023, *ApJS*, 264, 18, doi: 10.3847/1538-4365/ac9c67
- Kiss, C., Marton, G., Farkas-Takács, A., et al. 2017, *ApJ*, 838, L1, doi: 10.3847/2041-8213/aa6484
- Krasinsky, G., Pitjeva, E., Vasilyev, M., & Yagudina, E. 2002, *Icarus*, 158, 98, doi: <https://doi.org/10.1006/icar.2002.6837>
- Lenz, P., & Breger, M. 2005, *Communications in Asteroseismology*, 146, 53, doi: 10.1553/cia146s53
- Mainzer, A., Bauer, J., Grav, T., et al. 2011a, *ApJ*, 731, 53, doi: 10.1088/0004-637X/731/1/53
- Mainzer, A., Grav, T., Masiero, J., et al. 2011b, *ApJ*, 741, 90, doi: 10.1088/0004-637X/741/2/90
- Mainzer, A., Bauer, J., Cutri, R. M., et al. 2014, *ApJ*, 792, 30, doi: 10.1088/0004-637X/792/1/30

- Margot, J., Nolan, M., Benner, L., et al. 2002, *Science*, 296, 1445, doi: 10.1126/science.1072094
- Marton, G., Kiss, C., Molnár, L., et al. 2020, *Icarus*, 345, 113721, doi: 10.1016/j.icarus.2020.113721
- Masiero, J. R., Grav, T., Mainzer, A. K., et al. 2014, *ApJ*, 791, 121, doi: 10.1088/0004-637X/791/2/121
- Molnár, L., Pál, A., Sárneczky, K., et al. 2018, *ApJS*, 234, 37, doi: 10.3847/1538-4365/aaa1a1
- Moltenbrey, M. 2016, *Dawn of Small Worlds*, 1st edn. (Springer Cham)
- Mottola, S., & Lahulla, F. 2000, *Icarus*, 146, 556, doi: 10.1006/icar.2000.6421
- Ortiz, J. L., Santos-Sanz, P., Sicardy, B., et al. 2017, *Nature*, 550, 219, doi: 10.1038/nature24051
- Ortiz, J. L., Pereira, C. L., Sicardy, B., et al. 2023, *A&A*, 676, L12, doi: 10.1051/0004-6361/202347025
- Pál, A., Molnár, L., & Kiss, C. 2018, *PASP*, 130, 114503, doi: 10.1088/1538-3873/aae2aa
- Polakis, T., Oey, J., & Colazo, M. 2022, *Minor Planet Bulletin*, 49, 81
- Polakis, T., & Stephens, R. D. 2021, *Minor Planet Bulletin*, 48, 272
- Pravec, P., & Harris, A. W. 2007, *Icarus*, 190, 250, doi: 10.1016/j.icarus.2007.02.023
- Pravec, P., Šarounová, L., Rabinowitz, D. L., et al. 2000, *Icarus*, 146, 190, doi: 10.1006/icar.2000.6375
- Pravec, P., Harris, A., Scheirich, P., et al. 2005, *Icarus*, 173, 108, doi: <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2004.07.021>
- Pravec, P., Scheirich, P., Kušnirák, P., et al. 2006, *Icarus*, 181, 63, doi: 10.1016/j.icarus.2005.10.014
- Pravec, P., Scheirich, P., Vokrouhlický, D., et al. 2012, *Icarus*, 218, 125, doi: <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.11.026>
- Pál, A., Szakáts, R., Kiss, C., et al. 2020, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 247, 26, doi: 10.3847/1538-4365/ab64f0
- Richardson, D., & Walsh, K. 2006, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 34, 47, doi: 10.1146/annurev.earth.32.101802.120208
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003, doi: 10.1117/1.JATIS.1.1.014003

- Shepard, M. K. 2015, *Asteroids: relics of ancient time* (Cambridge University Press)
- Showalter, M. R., Benecchi, S. D., Buie, M. W., et al. 2021, *Icarus*, 356, 114098, doi: 10.1016/j.icarus.2020.114098
- Spencer, J. R., Levison, H. F., Marchi, S., et al. 2024, in *LPI Contributions*, Vol. 3040, *LPI Contributions*, 2388
- Szabó, G. M., Pál, A., Kiss, C., et al. 2017, *A&A*, 599, A44, doi: 10.1051/0004-6361/201629401
- Szabó, G. M., Kiss, C., Szakáts, R., et al. 2020, *ApJS*, 247, 34, doi: 10.3847/1538-4365/ab6b23
- Szabó, R., Pál, A., Sárneczky, K., et al. 2016, *A&A*, 596, A40, doi: 10.1051/0004-6361/201629059
- Šurech, J., Tonry, J., Erasmus, N., et al. 2020, *A&A*, 643, A59, doi: 10.1051/0004-6361/202037729
- Vernazza, P., Ferrais, M., Jorda, L., et al. 2021, *A&A*, 654, A56, doi: 10.1051/0004-6361/202141781
- Veverka, J., Thomas, P. C., Helfenstein, P., et al. 1996, *Icarus*, 120, 200, doi: 10.1006/icar.1996.0045
- Waszczak, A., Chang, C.-K., Ofek, E. O., et al. 2015, *AJ*, 150, 75, doi: 10.1088/0004-6256/150/3/75

6. Függelék

6.1. Bizonytalanságok

A hibaterjedést alkalmazva számítottam ki az alábbi bizonytalanságokat.

Kettős rendszer - átmérők:

$$\sigma_{D_2}^2 = \left(-0,2D_0 \left(\frac{1}{k} (1 - 10^{-0,4\Delta m}) \right)^{-1/2} \frac{1}{k} 10^{-0,4\Delta m} \ln 10 \right)^2 \sigma_{\Delta m}^2 + \left(\frac{1}{k} (1 - 10^{-0,4\Delta m}) \right)^2 \sigma_{D_0}^2 \quad (26)$$

$$\sigma_{D_1}^2 = \left(D_0 (D_0^2 - D_2^2)^{-1/2} \right)^2 \sigma_{D_0}^2 + \left(D_2 (D_0^2 - D_2^2)^{-1/2} \right)^2 \sigma_{D_2}^2 \quad (27)$$

Hármas rendszer - átmérők:

$$\sigma_{D_3}^2 = \left(-0,2D_0 \left(\frac{1}{k_k} (1 - 10^{-0,4\Delta m_k}) \right)^{-1/2} \frac{1}{k_k} 10^{-0,4\Delta m_k} \ln 10 \right)^2 \sigma_{\Delta m_k}^2 + \left(\frac{1}{k_k} (1 - 10^{-0,4\Delta m_k}) \right)^2 \sigma_{D_0}^2 \quad (28)$$

$$\sigma_{D_2}^2 = \left(-0,2D_0 \left(\frac{1}{k} (1 - 10^{-0,4\Delta m}) \right)^{-1/2} \frac{1}{k} 10^{-0,4\Delta m} \ln 10 \right)^2 \sigma_{\Delta m}^2 + \left(\frac{1}{k} (1 - 10^{-0,4\Delta m}) \right)^2 \sigma_{D_0}^2 \quad (29)$$

$$\sigma_{D_1}^2 = \left(D_0 (D_0^2 - D_2^2 - 2D_3^2)^{-1/2} \right)^2 \sigma_{D_0}^2 + \left(D_2 (D_0^2 - D_2^2 - 2D_3^2)^{-1/2} \right)^2 \sigma_{D_2}^2 + \left(2D_3 (D_0^2 - D_2^2 - 2D_3^2)^{-1/2} \right)^2 \sigma_{D_3}^2 \quad (30)$$

Távolság:

$$\begin{aligned} \sigma_a^2 = & \left(\frac{1}{3} \left(\frac{G\rho P^2 (D_1^3 + D_2^3)}{24\pi} \right)^{-2/3} \frac{G\rho (D_1^3 + D_2^3)}{24\pi} 2P \right)^2 \sigma_P^2 + \\ & + \left(\frac{1}{3} \left(\frac{G\rho P^2 (D_1^3 + D_2^3)}{24\pi} \right)^{-2/3} \frac{G\rho P^2}{24\pi} 3D_1^2 \right)^2 \sigma_{D_1}^2 + \\ & + \left(\frac{1}{3} \left(\frac{G\rho P^2 (D_1^3 + D_2^3)}{24\pi} \right)^{-2/3} \frac{G\rho P^2}{24\pi} 3D_2^2 \right)^2 \sigma_{D_2}^2 + \\ & + \left(\frac{1}{3} \left(\frac{G\rho P^2 (D_1^3 + D_2^3)}{24\pi} \right)^{-2/3} \frac{GP^2 (D_1^3 + D_2^3)}{24\pi} \right)^2 \sigma_\rho^2 \end{aligned} \quad (31)$$

A kisbolygók paramétereit:

$$\sigma_{R_i} = \frac{\sigma_{D_i}}{2} \quad (32)$$

$$\sigma_{\omega_i} = \frac{2\pi\sigma_{P_i}}{P_i^2} \quad (33)$$

$$\sigma_{M_i}^2 = \left(\left(\frac{\sigma_\rho}{\rho} \right)^2 + \left(3 \frac{\sigma_{R_i}}{R_i} \right)^2 \right) M_i^2 \quad (34)$$

$$\sigma_M^2 = \sigma_{M_1}^2 + \sigma_{M_2}^2 \quad (35)$$

$$\sigma_q^2 = \left(\left(\frac{\sigma_{M_1}}{M_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{M_2}}{M_2} \right)^2 \right) q^2 \quad (36)$$

A féltengelyek:

$$\sigma_{a_i}^2 = \left(\left(\frac{\sigma_{R_i}}{R_i} \right)^2 + \left(\frac{2\sigma_{a_i/b_i}}{3a_i/b_i} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{b_i/c_i}}{3b_i/c_i} \right)^2 \right) a_i^2 \quad (37)$$

$$\sigma_{b_i}^2 = \left(\left(\frac{\sigma_{R_i}}{R_i} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{a_i/b_i}}{3a_i/b_i} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{b_i/c_i}}{3b_i/c_i} \right)^2 \right) b_i^2 \quad (38)$$

$$\sigma_{a_i}^2 = \left(\left(\frac{\sigma_{R_i}}{R_i} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{a_i/b_i}}{3a_i/b_i} \right)^2 + \left(\frac{2\sigma_{b_i/c_i}}{3b_i/c_i} \right)^2 \right) q^2 \quad (39)$$

A térfogat:

$$\sigma_{V_1} = \left(\frac{4}{3}\pi \right)^2 \left((b_1 c_1 \sigma_{a_1})^2 + (a_1 c_1 \sigma_{b_1})^2 + (a_1 b_1 \sigma_{c_1})^2 \right) \quad (40)$$

A perdületek:

$$\sigma_{L_1}^2 = \left(\left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_q}{q} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\omega_1}}{\omega_1} \right)^2 + \frac{(2a_1 \sigma_{a_1})^2 + (2b_1 \sigma_{b_1})^2}{(a_1^2 + b_1^2)^2} \right) L_1^2 \quad (41)$$

$$\sigma_{L_2}^2 = \left(\left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_q}{q(1+q)^2} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\omega_2}}{\omega_2} \right)^2 + \frac{(2a_2 \sigma_{a_2})^2 + (2b_2 \sigma_{b_2})^2}{(a_2^2 + b_2^2)^2} \right) L_2^2 \quad (42)$$

$$\sigma_{L_{\text{orb}}}^2 = \left(\left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_q(1-q)}{q(1+q)^3} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\omega_2}}{\omega_2} \right)^2 + \left(\frac{2\sigma_a}{a} \right)^2 \right) L_{\text{orb}}^2 \quad (43)$$

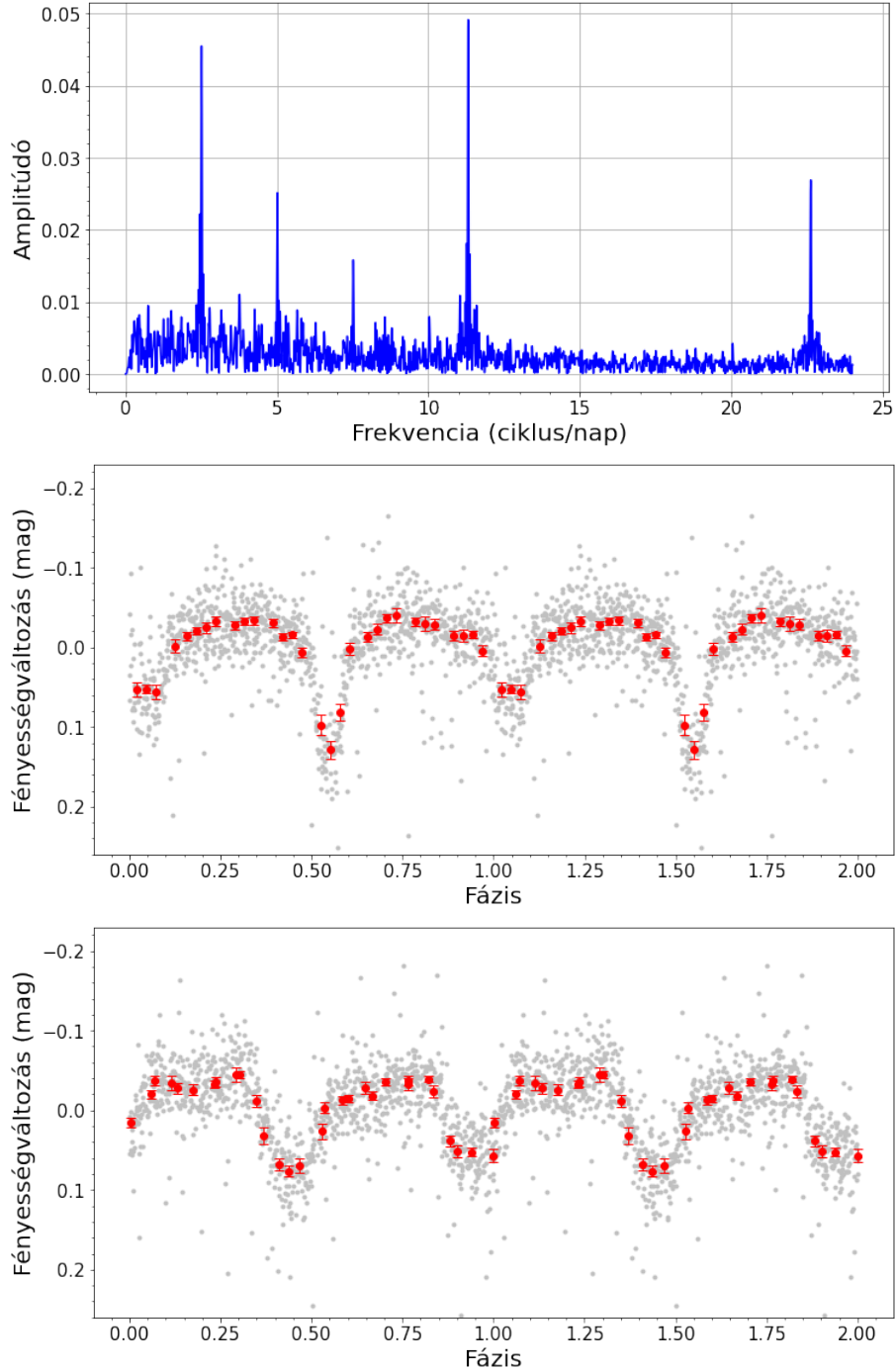
$$\sigma_{L_{\text{ceqsph}}}^2 = \left(\left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 + \left(\frac{2\sigma_q}{3q} \right)^2 + \left(\frac{2\sigma_{V_1}}{3V_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_\rho}{2\rho} \right)^2 \right) L_{\text{ceqsph}}^2 \quad (44)$$

És végül az α_L paraméter:

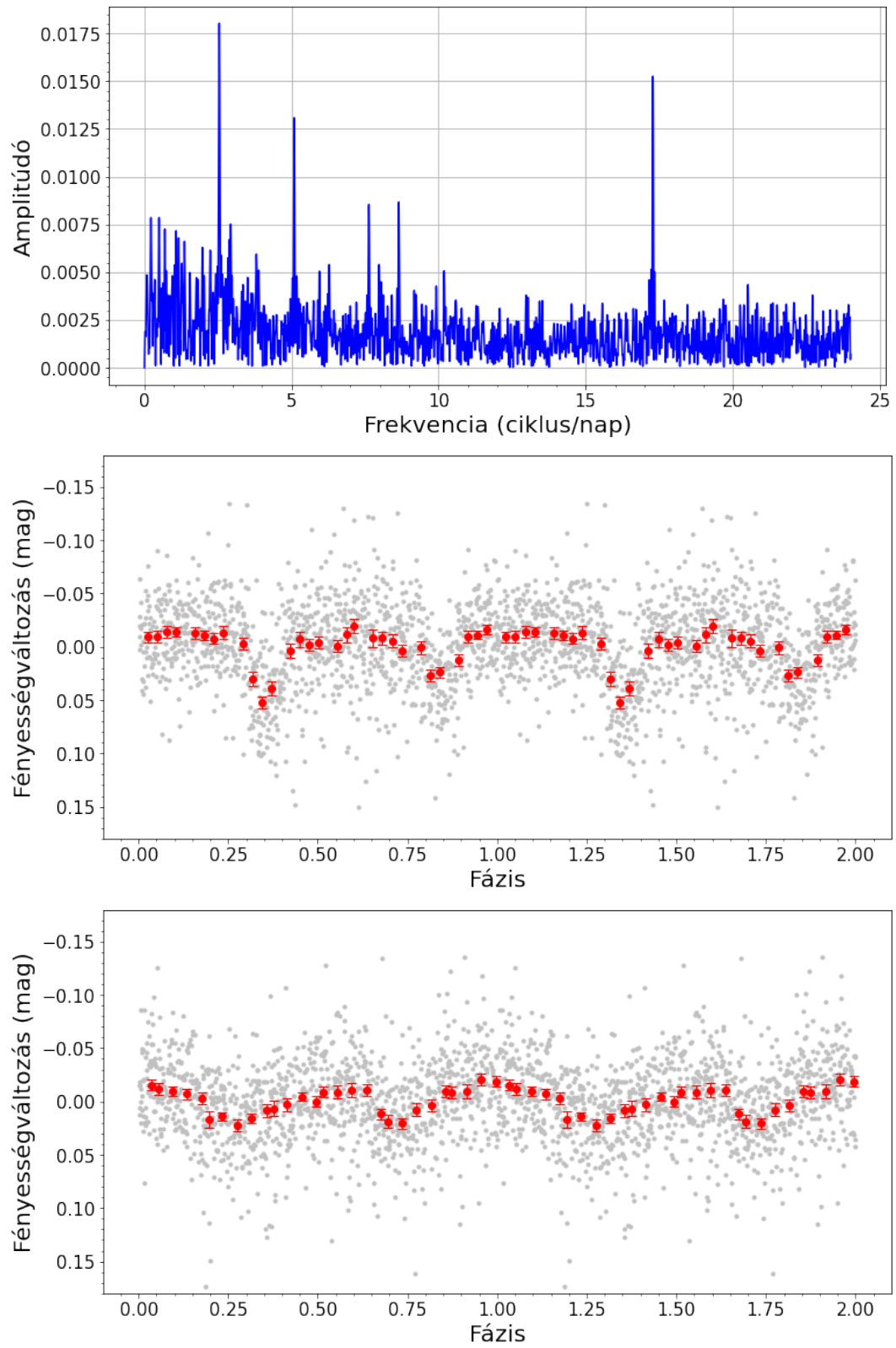
$$\sigma_{\alpha_L}^2 = \left(\frac{\sigma_{L_1}}{L_{\text{ceqsph}}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{L_2}}{L_{\text{ceqsph}}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{L_{\text{orb}}}}{L_{\text{ceqsph}}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{L_{\text{ceqsph}}}(L_1 + L_2 + L_{\text{orb}})}{L_{\text{ceqsph}}^2} \right)^2 \quad (45)$$

6.2. Fénygörbék

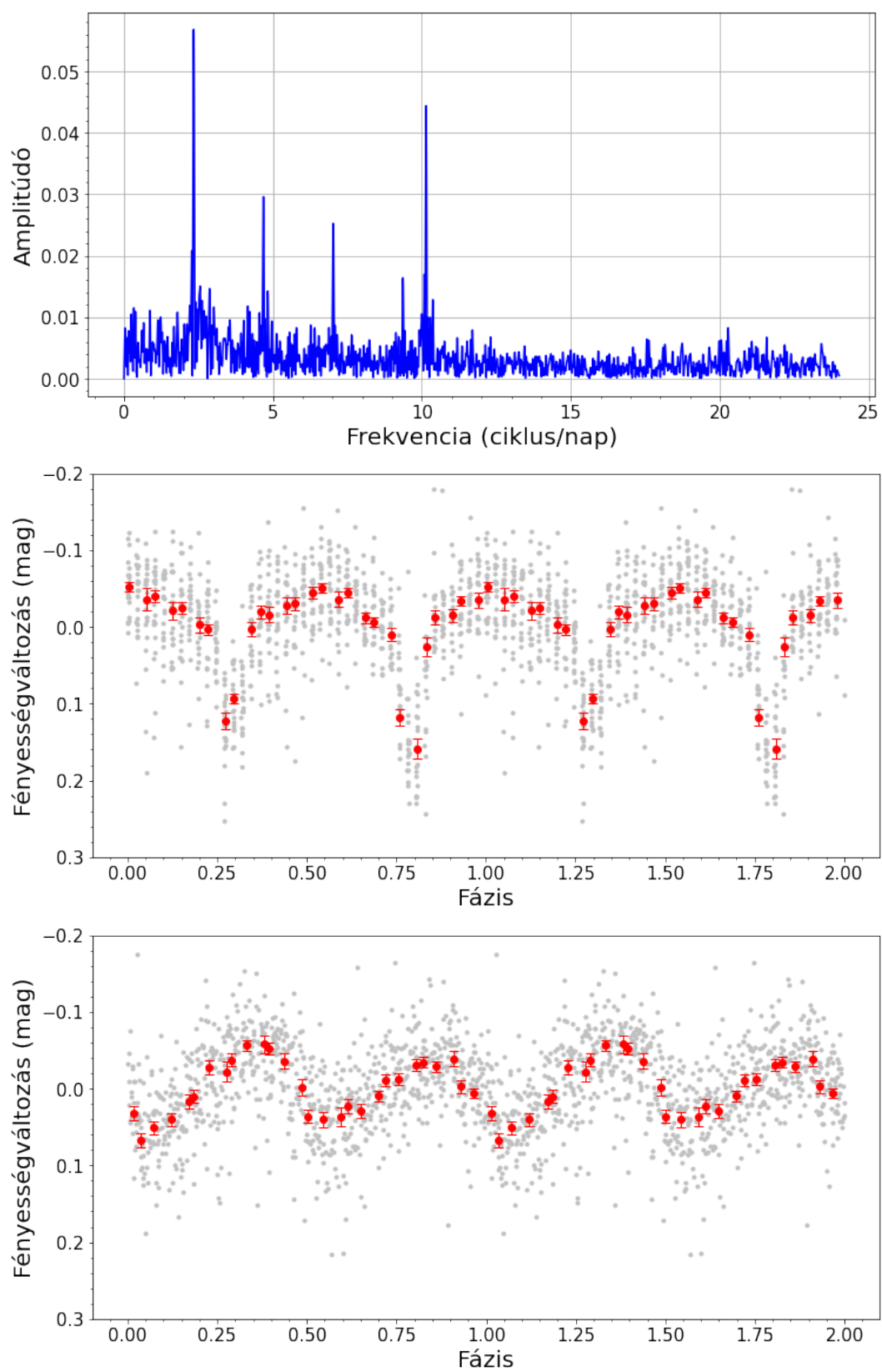
A függelékben az általam vizsgált objektumok frekvenciaspektruma és összes szétválasztott fázisgörbéje található. Sorrendben először a kettősök (12523 – 15. ábra, 14091 – 16. ábra, 16675 – 17. ábra, 50353 – 18. ábra), majd a három frekvenciával rendelkezők (1830 – 19. ábra, 48448 – 20. ábra), végül pedig az imbolygó jelölt (9855 – 21. ábra).



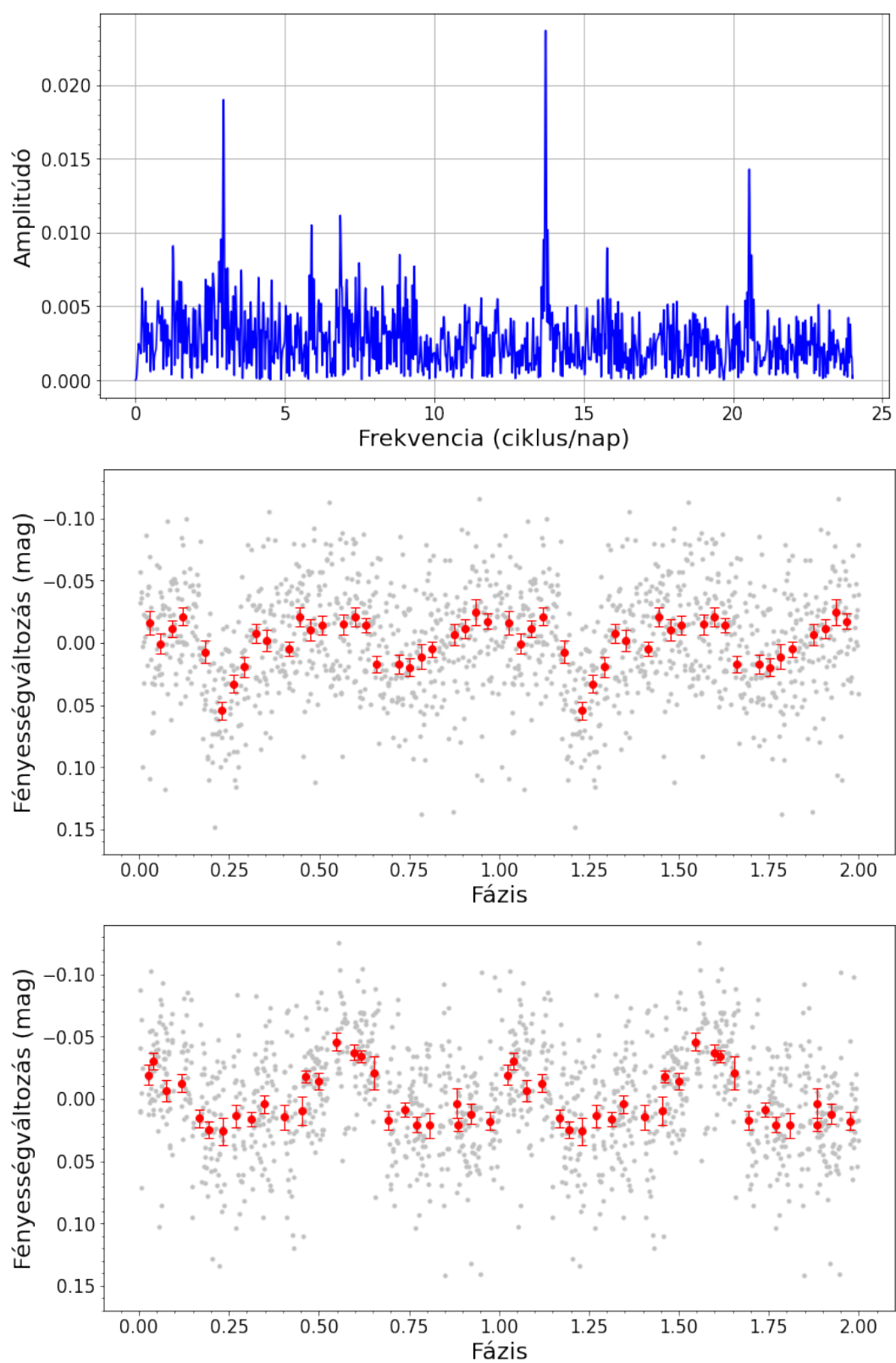
15. ábra. 12523 - Frekvenciaspektrum; $P=19,16$ hr; $P=4,24$ hr fázisgörbék



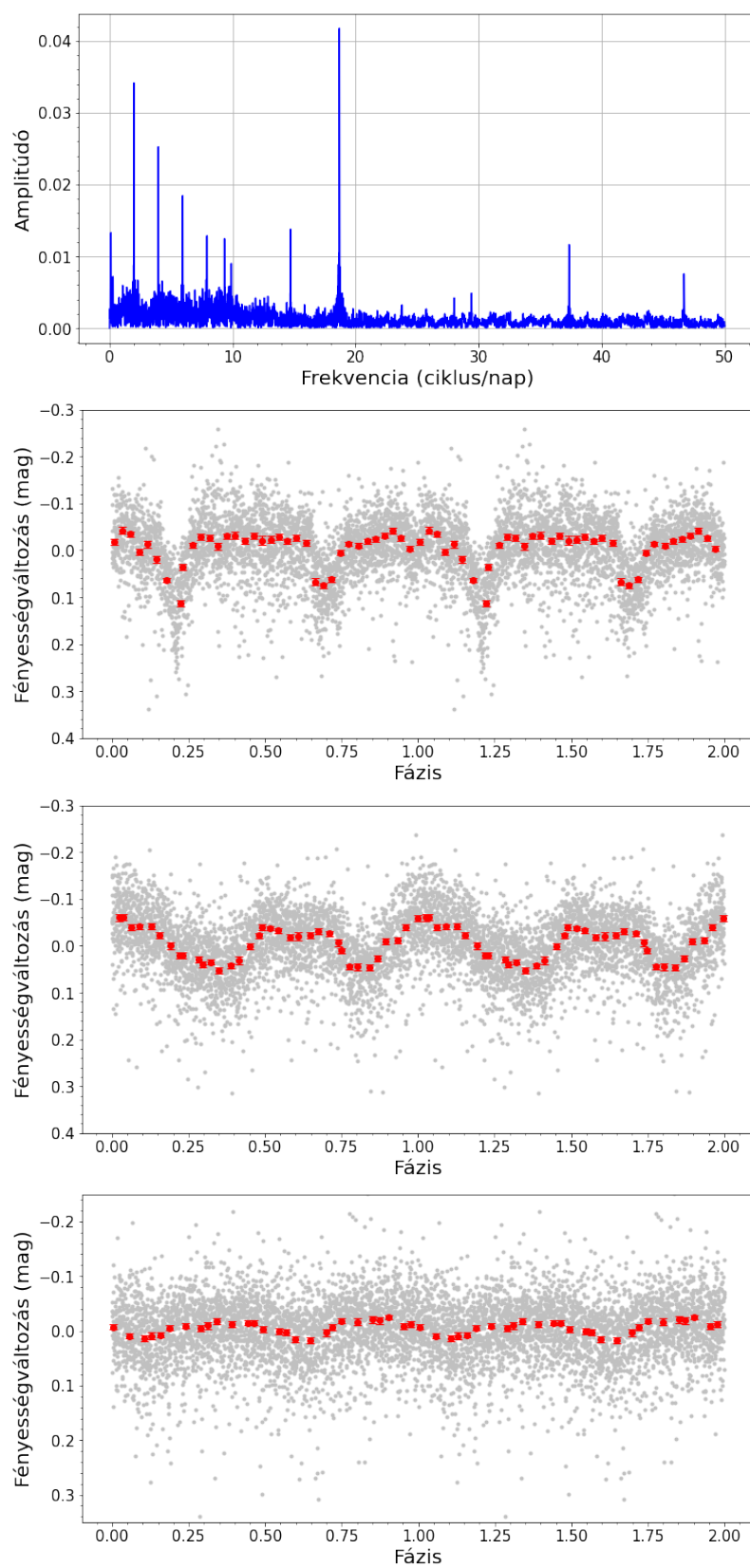
16. ábra. 14091 - Frekvenciaspektrum; $P=18,86$ hr; $P=2,8$ hr fázisgörbék



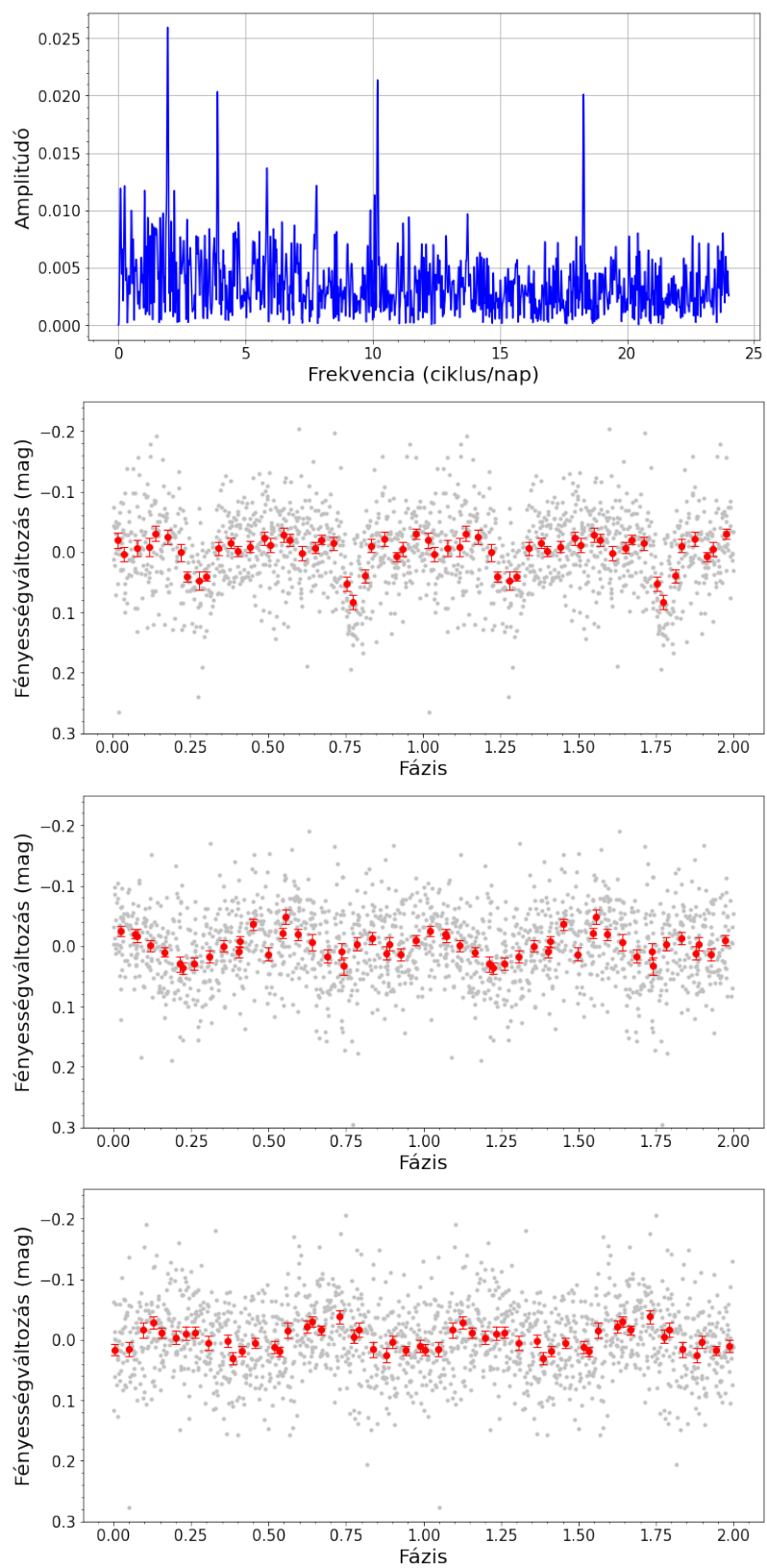
17. ábra. 16675 - Frekvenciaspektrum; $P=20,5$ hr; $P=4,73$ hr fázisgörbék



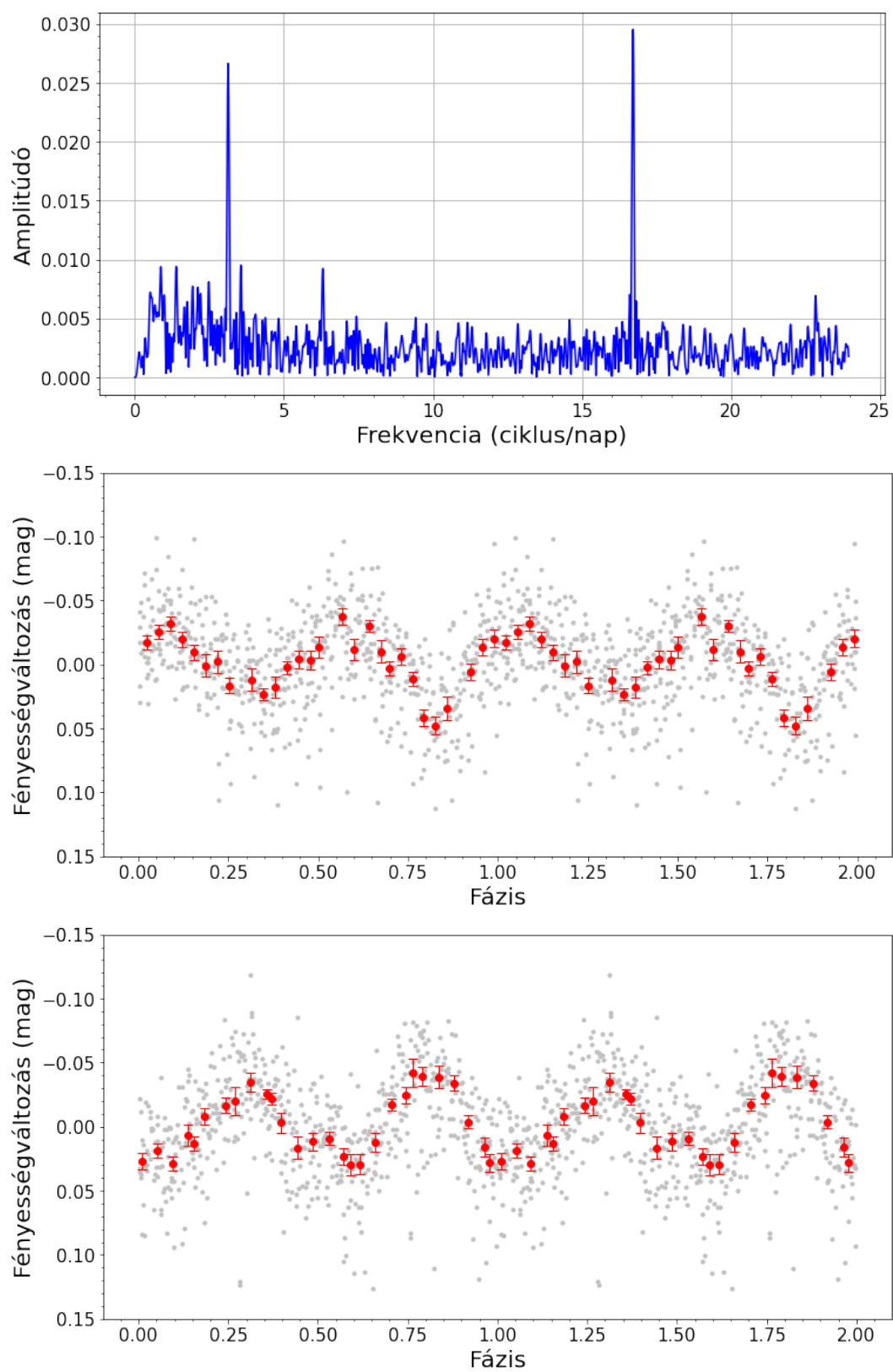
18. ábra. 50353 - Frekvenciaspektrum; $P=16,3$ hr; $P=3,5$ hr fázisgörbék



19. ábra. 1830 - Frekvenciaspektrum; $P=24.24$ hr; $P=2.57$ hr; $P=3.3$ hr fázisgörbék



20. ábra. 48448 - Frekvenciaspektrum; $P=24,66$ hr; $P=2,62$ hr; $P=4,71$ hr fázisgörbék



21. ábra. 9855 - Frekvenciaspektrum; $P=2,87$ hr; $P=15$ hr fázisgörbék