

KISS CSABA

INFRAVÖRÖS ŰRCSILLAGÁSZATI ÉSZLELÉSI TECHNIKÁK  
ÉS ALKALMAZÁSUK NAPRENDSZERBELI KIS ÉGITESTEK  
MEGFIGYELÉSÉRE

*Értekezés az MTA doktori cím megszerzéséért*

*Budapest, 2016*



# Tartalomjegyzék

Előszó . . . . .	v
<b>I. Infravörös űreszközök konfúziós zaj becslése és a felületi fényesség kalibrációja</b>	<b>1</b>
<b>1. A konfúziós zaj</b>	<b>3</b>
1.1. A konfúziós zaj eredete . . . . .	3
1.2. Matematikai leírás . . . . .	4
1.2.1. Diszkrét források – fotometriai kritérium . . . . .	4
1.2.2. Diszkrét források – forrássűrűség kritérium . . . . .	4
1.2.3. Diffúz komponensek . . . . .	5
1.3. A távoli-infravörös égi háttér összetevői . . . . .	6
1.3.1. Az állatövi fény . . . . .	6
1.3.2. A galaktikus cirrusz emisszió . . . . .	7
1.3.3. A kozmikus infravörös háttér . . . . .	8
1.3.4. Egyéb komponensek kozmikus távolságokban . . . . .	10
<b>2. A galaktikus cirrusz szerkezete az Infrared Space Observatory mérései alapján</b>	<b>11</b>
2.1. Bevezetés . . . . .	11
2.2. Észlelések és adatfeldolgozás . . . . .	12
2.3. A teljesítményspektrumot befolyásoló hatások . . . . .	13
2.3.1. A műszerzaj teljesítményspektruma . . . . .	14
2.3.2. Pontforrások és kiterjedt források teljesítményspektruma . . . . .	15
2.4. Eredmények . . . . .	16
2.5. Az eredmények felhasználása . . . . .	19
<b>3. Abszolút felületi fényesség kalibráció az ISO-űrtávcső ISOPHOT/C100 és C200 távoli infravörös kameráira</b>	<b>21</b>
3.1. Felületifényesség-kalibráció a távoli-infravörösben . . . . .	21
3.2. A COBE/DIRBE és az ISOPHOT felületifényesség-fotometria összehasonlítása . . . . .	22
3.2.1. A COBE/DIRBE háttérbecslés ISOPHOT-térképekre . . . . .	22
3.2.2. Mini-térképek . . . . .	24
3.2.3. Nagyméretű ISOPHOT-térképek . . . . .	25
3.2.4. A COBE-DIRBE és az ISOPHOT abszolút fotometriai rendszere . . . . .	26
3.3. A kozmikus infravörös háttér abszolút értékének meghatározása . . . . .	27
<b>4. Konfúziós zaj becslése infravörös-űreszközökre</b>	<b>29</b>
4.1. Bevezetés . . . . .	29
4.2. Konfúziós zaj az ISOPHOT C100 és C200 detektorain . . . . .	29
4.2.1. Mérési módok . . . . .	31
4.2.2. A konfúziós zaj analízise . . . . .	31

4.3.	Konfúziós zaj az ISOPHOT fotometriai sávjaiban . . . . .	33
4.4.	A konfúziós zaj becslése egyéb űrtávcsövekre . . . . .	34
<b>5.</b>	<b>A főv kis égitestjeinek hozzájárulása a konfúziós zajhoz infravörös hullámhosszakon</b>	<b>37</b>
5.1.	Bevezetés . . . . .	37
5.2.	Adatfeldolgozás . . . . .	38
5.3.	Eredmények . . . . .	39
5.4.	A hideg populáció . . . . .	43
5.5.	Az állatövi fény hozzájárulása . . . . .	43
<b>II.</b>	<b>Magyar hozzájárulás az ESA Herschel-űrtávcső programjához</b>	<b>45</b>
<b>6.</b>	<b>A Herschel-űrtávcső távoli-infravörös kamerája és spektrométere</b>	<b>47</b>
6.1.	Bevezetés . . . . .	47
6.2.	Az ESA Herschel-űrtávcső programja . . . . .	47
6.3.	A PACS kamera és spektrométer . . . . .	48
6.4.	Az MTA CSFK Herschel-csoportjának PACS műszerhez kötődő feladatai . . . . .	52
6.5.	A Herschel-csoport egyéb feladatai . . . . .	56
<b>7.</b>	<b>A Herschel űrtávcső konfúziós zajt becselő alkalmazása</b>	<b>57</b>
7.1.	Bevezetés . . . . .	57
7.2.	A „Herschel Confusion Noise Estimator” . . . . .	57
7.2.1.	A V015-ös frissítés . . . . .	60
7.2.2.	A V019-es frissítés . . . . .	63
7.2.3.	Az extragalaktikus konfúziós zaj új határai . . . . .	65
7.3.	Konfúziós zaj a közeljövő távoli infravörös űreszközsein . . . . .	66
<b>III.</b>	<b>A Naprendszer kis égitestjeinek tulajdonságai távoli-infravörös mérések alapján</b>	<b>67</b>
<b>8.</b>	<b>A Naprendszer törmelékkorongját alkotó égitestek termális emissziója</b>	<b>69</b>
8.1.	A Naprendszer törmelékkorongja . . . . .	69
8.2.	Kis égitestek a termális infravörösben . . . . .	73
8.3.	A ”TNOs are Cool!” Herschel kulcsprogram . . . . .	76
<b>9.</b>	<b>Naprendszerbeli égitestek optimalizált méréstervezési és adatfeldolgozási stratégiái a Herschel-űrtávcső PACS kamerájával</b>	<b>79</b>
9.1.	A „TNOs are Cool!” kulcsprogram mérései . . . . .	79
9.2.	Méréstervezés . . . . .	80
9.3.	Mérési módok . . . . .	81
9.4.	A mini pásztázótérképek adatfeldolgozása . . . . .	83
9.5.	„TNOs are Cool!” adattermékek . . . . .	85
9.6.	Fotometria . . . . .	89
9.7.	Összefoglalás . . . . .	89
<b>10.A</b>	<b>klasszikus Kuiper-öv égitestjeinek tulajdonságai távoli-infravörös mérések alapján</b>	<b>91</b>
10.1.	A klasszikus Kuiper-öv . . . . .	91
10.2.	A klasszikus Kuiper-övbéli égitestek Herschel-mintája . . . . .	92
10.3.	Spitzer mérések . . . . .	92



10.4. Elfogultság-korrigált méreteloszlások . . . . .	92
10.5. Kettős rendszerek . . . . .	95
10.6. Összefoglalás . . . . .	97
<b>11. A Neptunuszon túli égitestek albedo és szín szerinti változatossága</b>	<b>99</b>
11.1. Bevezetés . . . . .	99
11.2. A „TNOs are Cool!” Herschel minta . . . . .	100
11.3. Albedó-szín csoportok a Neptunuszon túli égitestek között . . . . .	101
11.4. Összetételbeli bimodalitás a korai Naprendszerben . . . . .	102
<b>12. Különleges kentaurok vizsgálata földi és űrtávcsövekkel</b>	<b>107</b>
12.1. Extrém kentaurok . . . . .	107
12.2. 2012 DR <sub>30</sub> . . . . .	108
12.2.1. Bevezetés . . . . .	108
12.2.2. Megfigyelések . . . . .	109
12.2.3. Fáziskorrekció, színek, abszolút fényesség . . . . .	109
12.2.4. A termális emisszió modellezése . . . . .	110
12.2.5. Színek és reflektanciaspektrum . . . . .	112
12.2.6. A 2012 DR <sub>30</sub> dinamikája . . . . .	113
12.2.7. A 2012 DR <sub>30</sub> eredete . . . . .	114
12.3. 2013 AZ <sub>60</sub> . . . . .	116
12.3.1. Bevezetés . . . . .	116
12.3.2. Infravörös mérések . . . . .	117
12.3.3. Vizuális tartománybeli mérések és fénygörbe . . . . .	118
12.3.4. Reflektanciaspektrum . . . . .	119
12.3.5. Közeli-infravörös fotometria . . . . .	120
12.3.6. A termális emisszió modellezése . . . . .	120
12.3.7. A 2013 AZ <sub>60</sub> dinamikája . . . . .	121
12.3.8. A 2013 AZ <sub>60</sub> eredete . . . . .	122
<b>13. A C/2013 A1 (Siding Spring) üstökös a termális infravörösben</b>	<b>125</b>
13.1. Üstökösök a távoli infravörösben . . . . .	125
13.2. A C/2013 A1 üstökös a Mars közelében . . . . .	126
13.3. Megfigyelés és adatkiértékelés . . . . .	126
13.4. Intenzitásprofil . . . . .	127
13.5. A porkeletkezési ráta egyszerű becslése . . . . .	130
13.6. A kóma részletes pormodellje . . . . .	131
13.7. Az eredmények további felhasználhatósága . . . . .	134
<b>14. Földközeli kis égitestek fizikai tulajdonságai a Herschel-űrtávcső mérései alapján</b>	<b>135</b>
14.1. Földsúroló kisbolygók a termális infravörösben . . . . .	135
14.1.1. A földsúroló kisbolygók jelentősége . . . . .	135
14.1.2. A kisbolygók pályáját befolyásoló hatások . . . . .	136
14.1.3. Földsúroló kisbolygók a közelmúlt infravörös-felméréseiben . . . . .	136
14.2. A 308635 (2005 YU <sub>55</sub> ) földsúroló aszteroida fizikai tulajdonságai . . . . .	137
14.2.1. A 308635 (2005 YU <sub>55</sub> ) földsúroló kisbolygó . . . . .	137
14.2.2. A 2005 YU <sub>55</sub> mérései a földközelség során . . . . .	137
14.2.3. A modellezéshez felhasznált egyéb adatok . . . . .	139
14.2.4. A 2005 YU <sub>55</sub> termofizikai modellje . . . . .	139
14.2.5. Az eredmények összefoglalása . . . . .	141
14.3. A (99942) Apophis a termális infravörösben a Herschel-űrtávcső mérései alapján . . . . .	142
14.3.1. A legveszélyesebb kisbolygó . . . . .	142
14.3.2. Herschel/PACS-megfigyelések . . . . .	143

14.3.3. Radiometriai analízis . . . . .	143
14.3.4. Összefoglalás . . . . .	146
<b>15.A Nereida Neptunusz-hold fényváltozásának rejtélye</b>	<b>149</b>
15.1. A Nereida-rejtély . . . . .	149
15.2. Kepler/K2-megfigyelések . . . . .	150
15.3. Fénygörbe-analízis . . . . .	151
15.4. A Nereida forgástengelyének lehetséges állapotai . . . . .	151
15.5. A Nereida termális emissziója . . . . .	154
15.5.1. A Herschel-űrtávcső mérései . . . . .	154
15.5.2. Spitzer/MIPS mérések . . . . .	154
15.5.3. A NEATM modell . . . . .	155
15.5.4. Termofizikai modell . . . . .	158
15.6. A Nereida főbb tulajdonságai az eredmények alapján . . . . .	159
15.7. Összefoglalás . . . . .	162
<b>16.Összegzés</b>	<b>163</b>
16.1. Az értekezés rövid összefoglalása . . . . .	163
16.2. Az eredmények tézisszerű összefoglalása . . . . .	164
16.3. A tézisekhez kapcsolódó publikációk . . . . .	166
<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>169</b>
<b>Köszönetnyilvánítás</b>	<b>181</b>

## Előszó

Az emberi szem vak a fény legtöbb fajtájára: nem látjuk sem az infravörös, sem az ibolyántúli, csak a szivárvány színeit alkotó „látható” fényt. Mivel az optikai sugárzás csak egy szeletét mutatja meg a világ egészének, a modern csillagászatban egyre nagyobb szerephez jutnak az infravörös (1–300  $\mu\text{m}$ ) és szubmilliméteres (300  $\mu\text{m}$ –1 mm) hullámhosszakon végzett megfigyelések. Ezekben a hullámhossztartományokban a világ a megszokotthoz képest egészen más képet mutat, itt az égbolt képét a 2000 °C-nál hidegebb kozmikus testek hősugárzása uralja. A bolygók és exobolygók, a csillagközi ködök, a galaxisok hideg poranyaga, a korai Univerzum első generációs csillagainak hősugárzása és a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás mind-mind ebben a színek tartományban figyelhető meg. Az infravörös és szubmilliméteres sugárzás kevéssé szóródik vagy nyelődik el a csillagközi porszemcséken, így segítségükkel keresztülláthatunk a Tejútrendszeren, vagy bepillantunk olyan sűrű, porba ágyazott objektumok belsejébe is, amelyek a klasszikus optikai csillagászat távcsövei elől örökké rejtve maradnak. Az infravörös megfigyelések jelentősége a csillagászatban belül egyre nő. A most, illetve a közeljövőben munkába álló nagy földi távcsövek mindegyike rendelkezik a közeli- és közép infravörösben működő berendezésekkel.

Az infravörös sugárzás legnagyobb részét azonban egyáltalán nem lehet megfigyelni a földfelszínről a légkör átlátszatlansága miatt, a  $\sim 20 \mu\text{m}$ -nél hosszabb hullámhosszak megfigyeléséhez az eszközt a légkör fölé kell emelni. Az infravörös-űrcsillagászat alapjait 1983-ban az amerikai-brit-holland IRAS (Infrared Astronomical Satellite) műhold fektette le az égbolt 96%-nak feltérképezésével, és mintegy 250 000 infravörös forrás detektálásával. Az IRAS sikere rávilágított arra, mennyire fontos szerepe van az infravörös-űreszközöknek a Világegyetem megismerésében, ezért indította az Európai Űrügynökség (ESA) az Infrared Space Observatory (ISO) programot, amelynek sikeréhez magyar csillagászok is jelentős mértékben hozzájárultak. Az ISO IRAS-nál sokkal jobb detektorai – amelyek pl. a 12 mikrométeres hullámhosszon ezerszer érzékenyebbek és százszor jobb térbeli felbontásúak voltak – sokkal részletgazdagabb képet rajzoltak az infravörös égről. A csillagászatnak több olyan területe is volt, pl. az üstökösök kutatásán vagy a kozmológián belül, ahol az ISO új kutatási irányokat nyitott meg. Pl. az ISO volt az első olyan eszköz, amivel a kozmikus infravörös háttér (a nagyon távoli galaxisok összeolvadó fényét) számottevő részben forrásaira sikerült bontani. Bár ezen a területen a későbbi, nagyobb tükrőtmérőjű távcsövek jelentős fejlődést hoztak, a kozmikus infravörös háttér abszolút értékének, az összes távoli galaxis integrált fényességének legpontosabb meghatározása mindmáig az ISO kamerájának mérésein alapul.

A 2009-ben felbocsátott Herschel-űrtávcső nem csak egy következő lépés, hanem óriási ugrás volt az infravörös technológiában, áthidalva a korábbi infravörös-űrtávcsövek valamint a földi rádiótávcsövek közötti szakadékot. Az MTA Csillagászati Kutatóintézetében 2004-től az ESA és a Magyar Űrkutatási Iroda PECS pályázatának támogatásával a vezetésemmel működő Herschel-csoport az űrtávcső program előkészítő fázisában főleg a PACS kamera fejlesztésében vállalt szerepet, majd folyamatosan részt vett a kamera üzemeltetésében a Herschel aktív élettartama alatt is. A program teljes időtartama alatt összegyűjtött adatok segítségével jelentős mértékben sikerült javítani a PACS fotométer kamerájának kalibrációját és kifejleszteni új, hatékony adatkiértékelő módszereket. Az ESA Herschel Tudományos Központja az MTA CSKI-ben működő csoportot kérte fel a Herschel konfúziós zaj modelljének és az ehhez kapcsolódó méréstervező modulnak a kifejlesztésére és rendszerbe integrálásának koordinálására. A konfúziós zaj modellje és méréstervező modulja sikerrel vizsgázott és működött a Herschel program teljes aktív élettartama alatt. Csoportunk vezetésével valósul meg a Herschel egyik legnagyobb misszió utáni programja, a Herschel pontforrás-katalógusának létrehozása is.

Az MTA doktora cím elnyeréséért benyújtott értekezésem három nagy, az infravörös-csillagászatához kapcsolódó területet ölel fel. Az első rész (1–5. fejezetek) a kb. 2003-tól 2008-ig tartó időszakban elért tudományos eredményeimet mutatja be, amelyek az ISO és egyéb infravörös-űrtávcsövek által észlelt infravörös égi háttér szerkezetével, az asztrofizikai komponensek tulajdonságaival és az ebből származó konfúziós zajjal kapcsolatosak (Kiss és mtsai, 2003, 2005, 2006, 2008).

Ezzel párhuzamosan 2004-től 2017-ig az MTA Csillagászati Kutatóintézetében létrejött és általam vezetett csoport aktív részese volt a Herschel-űrtávcső PACS kamera és spektrométer műszerének építésének, földi tesztelésének és kalibrációjának, majd felbocsátás után üzemeltetésé és repülés közbeni kalibrációjába a Herschel misszió aktív időszakában (Poglitsch és mtsai, 2010; Billot és mtsai, 2010). Ebben az időszakban került sor egy olyan konfúziós zajt előrejelző modell készítésére is, amelyet aztán a Herschel-űrtávcső méréstervezésében sikerrel alkalmaztak a misszió teljes időtartama alatt (második rész, 6. és 7. fejezetek; Kiss, 2007; Kiss & Vavrek, 2007; Kiss és mtsai, 2010).

Az égi háttérrel kapcsolatos eredmények és a PACS műszer megépítése során szerzett tapasztalatok tették lehetővé olyan észlelési stratégiák és kiértékelési módszerek kidolgozását, amelyek optimális módon tudták kihasználni a Herschel űrtávcső fotometriai detektorainak képességeit, és lehetővé tették minden eddiginél halványabb naprendszerbeli égitestek észlelését az infravörös és szubmilliméteres hullámhosszakon – ezeknek a módszereknek és eredményeknek a bemutatása alkotja a dolgozat harmadik részét (8-15. fejezetek). A fenti eredményekre épült a „TNOs are Cool!” program, a Herschel-űrtávcső egyik legnagyobb nyitott kulcsprogramja, amellyel eredményesen tudtuk megfigyelni a Naprendszer Neptunuszon túli kisbolygó-populációjából az ismert égitestek mintegy 10%-át, valamint számos földközeli kis égitestet. Ennek a programnak az adatkiértékelése szinte teljes mértékben az általam vezetett Herschel-csoport feladata volt. A kulcsprogram eredményei jelentősen hozzájárultak a korai Naprendszer és a bolygókeletkezés folyamatának megértéséhez, olyan adatokat szolgáltatva, amelyekhez korábban más módon nem lehetett volna hozzájutni. A „TNOs are Cool!” program eredményei a Herschel-űrtávcső program hagyatékának egyik legjelentősebb részét képezik, hiszen az elkövetkező évtizedben nem lesz olyan jelentős űrmisszió, amely kiterjeszhetné, vagy akár csak megismételhetné ezeket a méréseket (Duffard és mtsai, 2014; Fornasier és mtsai, 2013; Kiss és mtsai, 2013, 2014, 2015, 2016; Lacerda és mtsai, 2014; Lellouch és mtsai, 2010, 2013, 2016; Lim és mtsai, 2010; Mommert és mtsai, 2012; Müller és mtsai, 2009, 2010, 2012, 2013, 2014; Pál és mtsai, 2012, 2015; Santos-Sanz és mtsai, 2012; Vilenius és mtsai, 2012, 2014).

Mind a ISO- és Herschel-űrtávcső programokhoz, mind a Naprendszer kis égitestjeinek infravörös megfigyeléseihez szorosan kapcsolódtak azok a kutatások, amelyek fiatal csillagok és törmelékkorongok megfigyelésén keresztül kapcsolják össze más, fiatal naprendszerek fejlődését a saját Naprendszerünkben megfigyelhető égitestek jellegzetességeivel. Ezekben az elsősorban törmelékkorongokhoz kapcsolódó munkákban (Alves de Oliveira és mtsai, 2013; Kóspál és mtsai, 2013, 2014; Moór és mtsai, 2006, 2009, 2011a,b, 2013a,b,c, 2015a,b, 2016) társkutatóként vettem részt az elmúlt évtizedben, a programhoz kapcsolódó OTKA program vezetése mellett (Törmelékkörönák Naprendszerében, OTKA K-104607, 2013-2016, vezető kutató: Kiss Csaba).

## I. rész

# Infravörös űreszközök konfúziós zaj becslése és a felületi fényesség kalibrációja



## 1. fejezet

# A konfúziós zaj

### 1.1. A konfúziós zaj eredete

Képzünk el egy ideális távcsövet és annak detektorrendszerét az űrben, túl a földi légkörön, ami mentes mindenféle műszerzajtól. Ha egy pontforrást észlelünk, végre tudjuk-e hajtani a fotometriát ezen a forráson tetszőleges pontossággal? Nyilvánvalóan nem, amiatt, hogy az égi háttér a forrás környezetében nem üres. Ha a forrásunk halvány, a közelben lévő egyéb források vagy kiterjedt struktúrák túlrágyoghatják, vagy a forrásunk olyan közel lehet egy másik forráshoz, hogy attól nem tudjuk elkülöníteni. Függetlenül a műszereink teljesítőképességétől, az égi háttér jelenléte korlátozza a források megfigyelhetőségét – erre a jelenségre általában *konfúziós zajként* szoktak hivatkozni. A szokásos definíció szerint a konfúziós zaj a bizonytalanság egy pontforrás fluxussűrűségének meghatározásában az égi háttér miatt, s mint ilyen, értékét általában *jansky*-ben adjuk meg<sup>1</sup> az infravörös és rádiótartományban. Amikor konfúziós zajról beszélünk, akkor általában az *asztrofizikai* komponenseket vesszük csak figyelembe, a háttérhez kötődő, de végeredményben a műszerekből származó (pl. kóborfény), vagy légköri eredetű járulékokat (pl. airglow) nem. A konfúziós zajhoz akkor járul hozzá egy háttérkomponens, ha az *sztochasztikus*, azaz helyről helyre, megjósolhatatlan módon változik. Egy olyan háttérkomponens, ami konstans, vagy megjósolható módon változik egyik helyről a másikra (pl. periodikus), nem okoz konfúziós zajt, hiszen a megjósolhatóság miatt könnyen levonható a teljes égi háttérből.

Minden műszerhez és mérési konfigurációhoz tartozik egy *konfúziós határ*: e felett az érték felett a források detektálhatóak egy adott jel/zaj viszony mellett. Egy pontforrás (vagy kompakt forrás) detektálhatóságához, mint ahogyan fentebb már utaltunk erre, két feltételnek kell megfelelni: (1) a pontforrás fluxussűrűségének jelentősen nagyobbak kell lennie, mint a háttér átlagos fluktuációs amplitúdója (fotometriai kritérium), valamint (2) a forrásnak elegendően messze kell lennie a hasonló fényességű, vagy fényesebb forrásoktól, hogy ezeket elkülönülten meg tudjuk figyelni (forrássűrűség kritérium). A két feltételhez tartozó fluxussűrűség értékek közül az aktuálisan magasabb határozza meg a konfúziós határt.

Az égi háttér több asztrofizikai komponensből áll, amelyek viszonylagos erőssége függ az adott hullámhossztartománytól. Egy adott komponens lehet eredendően diffúz, mint pl. a csillagközi anyag az infravörös és rádióhullámhosszakon, illetve lehet felbontatlan források összeadódó fénye, mint az extragalaktikus háttér, illetve, talán legismertebb példaként, a látható tartományban az emberi szem számára a Tejút.

Egy látható tartományban végzett tipikus mérésben a konfúziós határt nem érjük el, kivételek pl. a sűrű csillaghalmazok, ahol a konfúziós határt a forrássűrűség kritérium szabja meg. Az infravörösben ugyanakkor a konfúziós határok, különösképpen a fotometriai kritérium, a legtöbb mérés esetén számottevő tényező. Ez részben az infravörös távcsövek/detektorok tulajdonságainak, elsősorban a látható tartományhoz mérten gyenge térbeli felbontásnak köszönhető, részben pedig an-

<sup>1</sup>1 Jy = 10<sup>-26</sup> W m<sup>-2</sup> Hz<sup>-1</sup>

nak, hogy az égi háttér ezeken a hullámhosszakon igen erős egy tipikus forrás fényességéhez képest. Megjegyzendő, hogy statisztikus jellege miatt a konfúziós zaj értelmezése kissé különbözik egy adott égi területen egy teljeskörű felmérés esetében, amikor egy adott fényességig az összes forrást detektálni szeretnénk, illetve egy egyetlen forrásra koncentrált mérés esetében, amikor tudjuk, pl. más hullámhosszakon történt mérésekből, hogy az általunk keresett forrás hol található. Az utóbbi esetben bizonyos körülmények között lehetséges egy konfúziós határ alatti forrás megfigyelése is.

A konfúziós zaj értékének ismerete nagyon fontos a mérések helyes interpretálásában, és amennyiben becsülhető, akkor a mérések tervezésében is azokban az esetekben, amikor a konfúziós zaj várhatóan jelentős lehet. Mint azt a későbbiekben látni fogjuk, a konfúziós zaj nagyon fontos szerepet játszott a közelmúlt infravörös-űrtávcsöveivel végzett megfigyelésekben: az 1990-es évek közepétől a 2010-es évek közepéig több infravörös-űrtávcső is felbocsátásra került, ebben az időszakban működött az ISO (Infrared Space Observatory, Kessler és mtsai, 1996), a Spitzer űrtávcső (Werner és mtsai, 2004), valamint a Herschel-űrtávcső is (Pilbratt és mtsai, 2010). A távoli-infravörös tartományban az ezekkel végzett méréseket jelentősen befolyásolta az égi háttér konfúziós zaja, és ennek meghatározása és karakterizálása fontos feladata volt a fentebb említett űrtávcsövek kalibrációjának.

## 1.2. Matematikai leírás

### 1.2.1. Diszkrét források – fotometriai kritérium

Hogy a konfúziós határt egy adott esetben meghatározzuk, mind a fotometriai, mind a forrassűrűség-kritériumot ki kell számítanunk az adott mérőrendszerre és feladatra – a két határ közül a nagyobbik fogja jelenteni az aktuális konfúziós határt.

Ha egy háttérkomponens diszkrét forrásokból áll, akkor a konfúziós zajt a következő egyenlet definiálja:

$$\sigma_c^2 = \int f^2(\vartheta, \varphi) d\vartheta d\varphi \int_0^{S_{\text{lim}}} S^2 \frac{dN}{dS} dS \quad (1.1)$$

, ahol  $f(\vartheta, \varphi)$  a távcsőrendszer kétdimenziós nyalábprofilja,  $S$  a forrás fényessége, és  $dN/dS$  a háttérforrások differenciális fényességeloszlása (források száma fényességintervallumonként, általában  $\text{Jy}^{-1} \text{sr}^{-1}$  egységekben). Az integrálás az összes forrásra történik a konfúziós határ ( $S_{\text{lim}}$ ) alatt. A fotometriai határt úgy definiáljuk, hogy választunk egy  $q_{\text{fot}}$  jel/zaj viszonyt, amivel a leghalványabb forrást meg szeretnénk mérni:

$$q_{\text{fot}} = \frac{S_{\text{lim}}}{\sigma_c(S_{\text{lim}})} \quad (1.2)$$

Az aktuális fotometriai határt ebből az implicit egyenletből kell meghatároznunk: kiszámítjuk  $\sigma_c$ -t csökkenő (vagy növekvő)  $S_{\text{lim}}$ -ekre, amíg az arányuk a kívánt  $q_{\text{fot}}$  jel/zaj arányt el nem éri.

### 1.2.2. Diszkrét források – forrassűrűség kritérium

A forrassűrűség-határ kiszámításához definiálnunk kell egy teljességi hányadot (degree of completeness) az  $S_{\text{lim}}$ -nél fényesebb források detektálhatóságára – néhány forrást nem tudunk majd detektálni, mert túl közel lesznek egy másik,  $S_{\text{lim}}$ -nél fényesebb forráshoz. Ha a források térbeli eloszlása Poisson-eloszlás, akkor annak a valószínűsége, hogy találjuk egy legközelebbi szomszédot egy  $\theta_{\text{min}}$  minimális szeparáción belül:

$$P(< \theta_{\text{min}}) = 1 - e^{-\pi N \theta_{\text{min}}^2} \quad (1.3)$$

Az elvárt teljességi arány általában 90%, azaz  $P(< \theta_{\text{min}})$ -t 0,1-nek választják. A minimális szeparációt általában a nyaláb félértékszélességnek arányában határozzák meg:  $\theta_{\text{min}} = k \cdot \theta_f$ , ahol  $k$



egy konstans, általában 0,8 és 1 között. Hasonlóan a fotometriai kritériumhoz, itt is definiálunk egy előírt jel/zaj arányt:

$$q_{\text{fs}} = \frac{S_{\text{fs}}}{\sigma_{\text{fs}}} \quad (1.4)$$

Tipikus esetben  $k=0,8$ -at (két forrás legalább  $0,8\theta_f$  távolságban legyen egymástól), valamint  $P=0,1$ -et választja (a források 90%-át kell detektálnunk  $S_{\text{lim}}$  felett), valamint figyelembe véve, hogy a mérő apertúra területe  $\Omega = 1,14\theta_f^2$  az adott feltételekhez az előírt forrassűrűség  $0,0597 \Omega^{-1}$  „forrás nyaláboként”. Ezt a mennyiséget nehéz értelmezni, ezért általában ennek a reciprokát használják, ami jelen esetben 16,7 „nyaláb forrásonként”, azaz ha egyetlen,  $S_{\text{lim}}$ -nél fényesebb forrás lenne egy akkora területen, ami a mérő apertúra területe 16,7-szeresének felel meg, akkor a detektálás valószínűsége a közeli források miatt 90% lenne.

### 1.2.3. Diffúz komponensek

Diffúz komponensek esetében a háttérrel az ún. struktúrafüggvénnyel szokták jellemezni, aminek a legegyszerűbb formája (ún. elsőrendű struktúrafüggvény):

$$S(\theta) = \left\langle |F(x - \theta) - F(x)|^2 \right\rangle_x \quad (1.5)$$

, ahol  $F(x)$  a mért fluxus egy adott égi pozícióban, és  $\theta$  két égi pozíció közötti szeparáció, az átlagolás pedig egy adott terület összes  $x$  pozíciójára történik. Az egydimenziós esetben a következő integrállal számolható ki:

$$S(\theta) = \frac{1}{\tau} \int \Pi\left(\frac{x}{r}\right) |F(x - \theta) - F(x)|^2 dx \quad (1.6)$$

, ahol  $\frac{1}{\tau}\Pi\left(\frac{x}{r}\right)$  az ablakfüggvény (apertúra). A fenti interpretációban a struktúrafüggvényt a tértartományon számoltuk ki, de ez egy Fourier-transzformációval megtehető térfrekvenciákkal is:

$$S(\theta) = \frac{1}{\tau} \int_{-}^{+} \text{sinc}(s\tau) |e^{-2\pi i\theta s} \tilde{F}(s)|^2 ds \quad (1.7)$$

ahol  $\tilde{F}(s)$  az  $F(x)$  mért égi fényesség Fourier-transzformáltja. Ezt a transzformációt azért szokták megtenni, mert a diffúz égi struktúrákat általában Fourier-teljesítményspektrumukkal szokták jellemezni:  $P = |\tilde{F}(s)|^2$ . Sok esetben a teljesítményspektrum egy hatványfüggvényt követ:

$$P = P_0 \left(\frac{f}{f_0}\right)^\alpha \quad (1.8)$$

ahol  $\alpha$  a *spektrálindeks*,  $P$  a Fourier-teljesítményspektrum értéke az  $f$  térfrekvencián, illetve  $P_0$  a Fourier teljesítményspektrum értéke az  $f_0$  térfrekvencián. Megmutatható (Condon, 1974), hogy egy ilyen teljesítményspektrummal jellemzett struktúra esetén a struktúrafüggvény alakja a következő lesz:

$$S \propto \left(\frac{d}{d_0}\right)^{2-\alpha} P_0 \quad (1.9)$$

ahol  $d$  a mérőapertúra,  $d_0$  pedig a referencia-apertúra mérete. Ugyanakkor,  $S(\theta)$  a fluktuációs amplitúdó várható értéke (l. az 1.5 egyenletet), ezért az ennek megfelelő átlagos szórás, avagy a konfúziós zaj:

$$N(\theta) = \sqrt{S(\theta)} \cdot \Omega \quad (1.10)$$

ahol a struktúrafüggvényt még a mérőapertúra területével ( $\Omega$ ) is meg szokták szorozni kényelmi okokból. A konfúziós zaj értékét az előbbi teljesítményspektrum paramétereivel kifejezve:

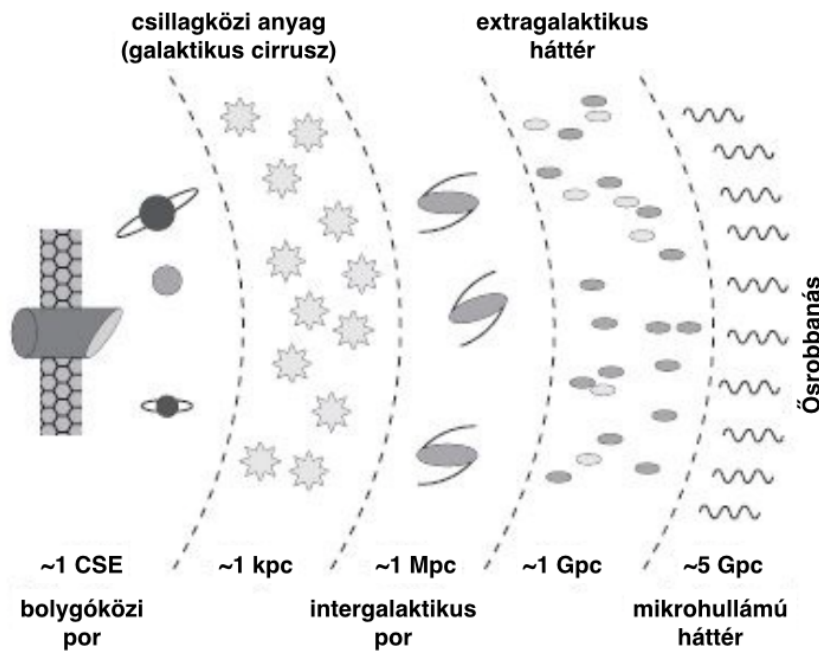
$$N(\theta) \propto \left(\frac{d}{d_0}\right)^{1-\alpha/2} P_0^{1/2} \quad (1.11)$$

, azaz a konfúziós zaj függ a háttér térszerkezetétől, amit itt az  $\alpha$  spektrálinde克斯 jellemez, illetve a fluktuációk amplitúdójától.

### 1.3. A távoli-infravörös égi háttér összetevői

A továbbiakban elsősorban az infravörös égi háttér távoli-infravörös tartományával ( $50-250 \mu\text{m}$ ) fogunk foglalkozni, ezért itt azokat a komponenseket soroljuk fel, amelyek ezeken a hullámhosszakon jelentősen hozzájárulnak az égi háttérhez, illetve ezen keresztül a konfúziós zajhoz.

Az infravörös égi háttérbe, szigorúan véve, csak az asztrofizikai komponenseket szokták beleértetni, a földi légkörből származó (pl. airglow), vagy egyéb zavaró komponenseket (kóborfény) nem, bár földi mérések esetében ezek dominánsak lehetnek bizonyos hullámhosszakon (Leinert és mtsai, 1998). Az asztrofizikai komponensek közül a látható és közeli-infravörös hullámhosszakon jelentősen hozzájárulnak az égi háttérhez a halvány csillagok, de ezek hatása a távoli-infravörös hullámhosszakon már elhanyagolható a többi, alább ismertetendő komponenshez képest (l. ugyan-csak Leinert és mtsai, 1998). A távoli-infravörös égi háttérhez az állatövi fény, a galaktikus cirrusz emisszió, a kozmikus infravörös háttér járul hozzá számottevő mértékben.



1.1. ábra. A távoli-infravörös égi háttér összetevői egy űreszköz számára.

#### 1.3.1. Az állatövi fény

Az állatövi fény az első komponens, amelyen keresztül kell néznünk, ha bármilyen, akár naprendszerbeli égitestet meg akarunk figyelni. A klasszikus állatövi fény a napkelte előtt, vagy napnyugta után feltűnő, a Nap közelében akár szabad szemmel is látható halvány derengés, amely a bolygóközi

poron szóródott napfény. Az infravörös-csillagászatban azonban szintén állatövi fénynek nevezzük az ugyanezen porszemcsékből származó termikus, infravörös emissziót. A bolygóközi por az ekliptika síkjában, tórusz alakban koncentráldik, s nagyrészt kitölti a teljes belső Naprendszer, egészen a Jupiter pályájáig. A felhő teljes tömege hozzávetőleg egy üstökös tömegével egyezik meg. A porszemcsék hőmérséklete mintegy 270-280 K (a hőmérséklet-eloszlás bizonyos szektorszerkezetet mutat az ISO űrtávcső mérései alapján, l. Leinert és mtsai, 2002), a felhőt alkotó nagy porszemcsék feketetestként sugároznak, legerősebben körülbelül  $25\ \mu\text{m}$ -en, és a  $3\text{--}70\ \mu\text{m}$  tartományban az állatövi fény az ég fényességének domináns forrása. Mivel a Föld ezen felhő belsejében kering, a keringés során változó irányból látjuk a felhő egyes részeit. Az évszakos változásokból tehát kikövetkeztethető a felhő nagyléptékű szerkezete. A térbeli eloszlás eddigi legpontosabb modelljét a COBE műhold DIRBE műszerének mérései alapján készítették (Kelsall és mtsai, 1998). Az állatövi fény kis skálás szerkezetére az ISO űrtávcső ISOPHOT műszerével  $25\ \mu\text{m}$ -en készített mérésekből lehet következtetni (Ábrahám és mtsai, 1997), amely szerint a felületifényesség-fluktuációk a  $\sim 3'$  térbeli skálákon nem haladják meg a  $\sim 0,2\%$ -ot, ami  $\pm 0,04\ \text{MJy sr}^{-1}$ -nak felel meg magas ekliptikai szélességeken. Ez alapján az állatövi fény a kis térskálákon simának mondható, a távoli-infravörös ( $\lambda \geq 60\ \mu\text{m}$ ) hullámhosszakon ezek a fluktuációk jóval kisebbek, mint amit a többi komponenstől, elsősorban a kozmikus infravörös háttértől, illetve a galaktikus cirrusz emissziótól várunk.

### 1.3.2. A galaktikus cirrusz emisszió

Az infravörös cirrusz emisszió felfedezése az IRAS misszió egyik nagy eredménye volt (Low és mtsai, 1984). A cirrusz elnevezés a földi légkörben található cirrusz felhőkhöz való látszólagos hasonlóságból származott. Ez az emisszió az infravörös ég domináns komponense a kb.  $60\ \mu\text{m}$ -nél hosszabb hullámhosszokon, még magas galaktikus szélességeken is. Már nem sokkal a felfedezés után kiderült, hogy ez az emisszió szabálytalan alakú csillagközi HI felhőkben található porból származik, és a Tejútrendszerből ered (Boulanger & Perault 1988). COBE/DIRBE mérések alapján ezeknek a felhőknek a hőmérséklete szinte mindenhol ugyanolyan a Galaxisban, kb.  $17,5\ \text{K}$  (Lagache és mtsai, 1998). Az 1990-es években több szerző is fraktálokkal azonosította a csillagközi felhők szerkezetét, akár semleges hidrogén (Green 1993), akár molekulafelhők esetében (Stutzki és mtsai, 1998), általában rádiómérések alapján.

Az IRAS infravörös égfelmérő műhold mérései alapján Helou & Beichman (1990) meghatározta ennek a diffúz komponensnek a konfúziós zajhoz történő hozzájárulását a  $100\ \mu\text{m}$ -es hullámhosszon, mivel ezen a hullámhosszon magas galaktikus szélességeken ez a komponens a domináns, amire a következő empirikus formulát kapták:

$$\frac{N_{\text{cirr}}}{1\ \text{mJy}} = 0,3 \cdot \left( \frac{\lambda}{100\ \mu\text{m}} \right)^{2,5} \left( \frac{D}{1\ \text{m}} \right)^{-2,5} \left( \frac{\langle B \rangle}{1\ \text{MJy sr}^{-1}} \right)^{1,5} \quad (1.12)$$

ahol  $N_{\text{cirr}}$  a cirrusz konfúziós zaj,  $\lambda$  a mérés hullámhossza,  $D$  a távcső főtükreinek átmérője és  $\langle B \rangle$  az adott mező átlagos felületi fényessége. Itt a korábbiakban látott  $d/d_0$ -t úgy választották meg, hogy az megfeleljen a távcső  $\lambda/D$  felbontási határának, így az ezzel származtatott konfúziós zaj a felbontási határhoz tartozó konfúziós zajt jelenti. A mérés hullámhosszában jelentkező 2,5-es kitevő azt jelenti, hogy a cirrusz emisszió mért spektrálindexe  $\alpha = -3$ . Ez a spektrálindeks az IRAS-t követő infravörös-távcsövek (ISO/ISOPHOT, Spitzer/MIPS, Herschel/PACS és SPIRE) esetében is jó közelítéssel ugyanez az érték maradt, annak ellenére, hogy ezek a távcsövek akár különböző hullámhosszakon és az IRAS-étől különböző térbeli felbontással dolgoztak. A fenti egyenlet azt is mutatja, hogy amennyiben a galaktikus cirrusz által okozott konfúzió a fő limitáló tényező egy égboltfelmérésben, akkor ezen alapvetően két módon tudunk túllépni: rövidebb hullámhosszat választunk, ha ez az adott feladat szempontjából egyáltalán lehetséges, vagy nagyobb tükröt használunk. A 2,5-es kitevő miatt már egy viszonylag kis változtatás is jelentősen tudja csökkenteni a konfúziós zajt. Mint azt a későbbiekben részletesen is látni fogjuk, erre nagyon jó példa a Herschel-űrtávcső (3,5 m-es főtükör) és az Infrared Space Observatory (60 cm-es főtükör) esete: míg az ISO/ISOPHOT méréseit a cirrusz emisszió korlátozta még a legjobb kozmikus ablakokban is, a Herschel-űrtávcső ugyanezekben a helyeken és

ugyanilyen hullámhosszakon végzett méréseiben már maga a kozmikus infravörös háttér a domináns – ennek a konfúziós zaj komponensnek ugyanis nem csökken az intenzitása a magasabb térfrekvenciák (jobb térbeli felbontás) esetében.

A cirrusz fenti, felületi fényességen alapuló konfúziós zaj skálázáshoz pontosan kell ismerni a cirrusz felületi fényességét egy adott égi területen, különösen az alacsony felületi fényességű ablakokban. Ennek előfeltétele, hogy a mérőberendezés felületi fényességi kalibrációja megfelelően pontos legyen, és mint ahogyan azt a következő alfejezetben látni fogjuk, erre szükség van a galaktikus cirrusz előtér és a kozmikus infravörös háttér szeparációjához is.

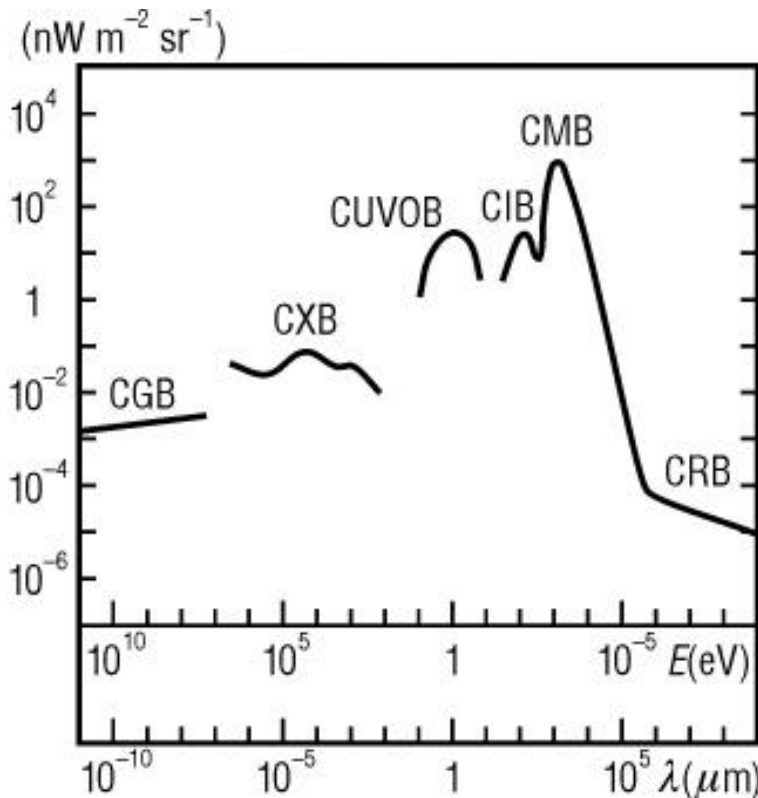
### 1.3.3. A kozmikus infravörös háttér

A modern kozmológia számára az egyik legnagyobb kihívás annak magyarázata, hogy hogyan alakult ki a Világegyetem ma látható szerkezete. A galaxisok és csillagok képződése, valamint ezt követő fejlődésük eredetileg nukleáris és gravitációs energiából nagy mennyiségű sugárzási energiát szabadított fel. Az Univerzum tágulása és a rövidebb hullámhosszú sugárzás elnyelése majd ezen energiának kibocsátása hosszabb hullámhosszakon a sugárzási energia jelentős részét az infravörös tartományba tolta el. Így tehát a kozmikus infravörös háttér az Univerzum szerkezetképződésének nyomata, és vizsgálata új perspektívát jelent ezen folyamatok megismerésében. Jelentősége ellenére – főként technológiai okok miatt – csak az utóbbi években sikerült egyértelműen detektálni ezt a háttérsugárzást. A kozmikus infravörös háttér csak egy része annak, amit extragalaktikus háttérnek nevezünk (1.1 ábra), és ami azoknak a kozmikus távolságban lévő objektumoknak az összeadódó fénye, amelyeket nem tudunk egyedi forrásokként megfigyelni (a kozmikus infravörös háttér felfedezésének és megismerésének részletes ismertetéséért, l. pl. Hauser & Dwek, 2001, illetve Kashlinsky, 2005).

Az extragalaktikus háttér tartományai (1.2 ábra) nem esnek szigorúan egybe az elektromágneses spektrum szokásos felosztásával, mert egy-egy komponens általában egy jól meghatározott fizikai folyamat hoz létre. Az extragalaktikus háttér az alábbi komponensekre szokás felosztani: kozmikus rádióháttér (CRB), kozmikus mikrohullámú háttér (CMB), kozmikus infravörös háttér (CIB, 3-400  $\mu\text{m}$ ), kozmikus ultraibolya és vizuális háttér (egyben!, CUVOB, 1-3  $\mu\text{m}$ ), kozmikus röntgenháttér (CXB) valamint kozmikus gammaháttér (CGB).

Az extragalaktikus háttér megfigyelése általában nem egyszerű feladat, hiszen az általában igen halvány az égi háttér egyéb összetevőihöz képest. Ez a helyzet például a kozmikus ultraibolya- és vizuális, valamint az infravörös háttér esetében, ugyanakkor például a kozmikus röntgenháttér az égi háttér legfényesebb komponense a röntgen-hullámhosszakon.

A kozmikus infravörös háttérrel kapcsolatban az egyik legfontosabb kérdés, hogy milyen forrásokból származik az energiája. Bár a korai modellek egyszerűen a Tejútrendszer közelében ma láthatóhoz hasonló galaxisok vöröseltolódott színekéből próbálták összerakni a kozmikus infravörös háttér fényét, ma már tudjuk, hogy a kép ennél jóval bonyolultabb. A Világegyetem látható (barionos) anyagában két számottevő forrásból lehet energiát nyerni: magfúzióból és gravitációs helyzeti energiából. Magfúziós energiatermelés a csillagok belsejében zajlik, és ezt a csillagfényt valóban vöröseltolódva látjuk; ez alkotja a kozmikus ultraibolya és vizuális háttér fényének legnagyobb részét (a kozmikus ultraibolya és vizuális háttér még az infravörös háttérnél is halványabb az előterekhez képest, ezért azt direkt mérésekkel a mai napig nem sikerült meggyőző bizonyossággal észlelni). Ennek a csillagfénynek egy jelentős részét azonban nem közvetlenül észleljük. A galaxisokban található por a csillagfényt elnyeli, és az infravörösben sugározza vissza, amely ezáltal az infravörös háttérhez fog hozzájárulni. A mai galaxisok nagy része azonban viszonylag kevés csillagközi anyagot tartalmaz (pl. az elliptikus galaxisok gyakorlatilag "pormentesek"). Vajon így volt ez a múltban is? Már az első infravörös tartományban megfigyeléseket végző űreszközök méréseiből kiderült, hogy léteznek olyan galaxisok a Tejútrendszerhez viszonylag közel is, amelyek szokatlanul fényesek az infravörösben, ugyanakkor halványak, sokszor alig észlelhetők a vizuális tartományban. Mint kiderült, ezek a galaxisok (Ultra Luminous Infrared Galaxy, ULIRG) éppen igen aktív csillagkeletkezési fázison mennek át (valószínűleg "ütköznek", vagy éppen összeolvadnak egy másik galaxissal), amit a látható



1.2. ábra. A extragalaktikus háttér felosztása és teljesítménysűrűsége az elektromágneses spektrum egyes tartományaiban (részletesebb leírás a szövegben)

tartományban a nagy mennyiségű por elrejt előlünk, viszont éppen emiatt olyan fényesek ezek a galaxisok az infravörösben. A kozmikus múltban ezek az események gyakoribbak lehettek, mint manapság. Az általános vélekedés szerint  $z = 1-2$  vöröseltolódás érték körül lehetett az Univerzumban a globális csillagkeletkezési ráta maximuma. Ebben az időben 10–50-szer olyan nagy volt az átlagos csillagkeletkezés sebessége, mint ma ( $z > 2$  értékekre a csillagkeletkezési ráta a  $z = 1$  és 0 között megfigyelhető gyors esésnél jóval lassabban csökken). Emiatt a kozmikus infravörös háttérhez a legnagyobb hozzájárulást a  $z = 1$  körüli vöröseltolódású (nagygyorsú ULIRG típusú) galaxisok adják, a háttér teljes fényességének körülbelül 50-70%-át.

A kozmikus infravörös háttér távoli, halvány források összeadó fénye, és mint ilyen, az előző fejezetben részletezett módokon, hozzájárul a konfúziós zajhoz, hiszen fényessége helyről helyre, sztochasztikusan változik. Hogy melyik kritérium (forrássűrűség vagy fotometriai) fogja meghatározni a kozmikus infravörös háttérből származó konfúziós határt, hullámhossz- és műszerfüggő. Konfúziós zaj tekintetében a korai távoli-infravörös távcsövek és detektorok (ISO- illetve Spitzer-úrtávcsövek) mind fotometria-korlátozottak voltak (Lagache és mtsai, 2003; Dole és mtsai, 2004), de a Herschel-úrtávcső 3,5 m-es tükrével a rövidebb távoli-infravörös hullámhosszakon ( $\lambda \leq 100 \mu\text{m}$ ) már forrássűrűség-korlátozott volt, és csak a hosszabb hullámhosszakon vált fotometria-korlátozottá – ez egyben azt is jelentette, hogy a Herschel a távoli-infravörös kozmikus háttér jelentős részét forrásaira tudta bontani a  $\lambda \leq 100 \mu\text{m}$  hullámhosszakon (l. pl. Lutz, 2014). A kozmikus infravörös háttér fluktuációi első közelítésben a galaxisok véletlen (Poisson-) eloszlásából származnak, így ebben a közelítésben a fluktuációk amplitúdója független az aktuális térfrekvenciától. A távoli-infravörös hullámhosszakon ez a fluktuáció érték a teljes felületi fényesség néhány, 7-10%-a, azaz a háttér értéke jelentősen változik a térben (Kiss és mtsai, 2001). Az ívpercnél kisebb térbeli skálákon a galaxisok csoportosulása módosítja némileg a képet (l. pl. Lagache és mtsai, 2005), de a fluktuációk nagyságrendje ezeken a térfrekvenciákon is változatlan marad.

### 1.3.4. Egyéb komponensek kozmikus távolságokban

Már évtizedekkel ezelőtt feltételezték, hogy por nemcsak a Tejútrendszer belsejében, hanem azon kívül, a Tejútrendszert is magába foglaló Lokális csoport tagjai között is létezik, s mint ilyen, hozzájárulhat az infravörös égi háttérhez. Természetesen ez nemcsak a Lokális csoportban, hanem minden más galaxishalmazban is így lehet. Az első ilyen jellegű méréseket az ISO műhold ISOPHOT műszerével végezték 120 és 200  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon, a Coma-galaxishalmaz irányában (Stickel és mtsai, 1998). Bár az intergalaktikus port sikerült kimutatni, a mért intenzitástöbblet igen kicsiny volt,  $\sim 0,1 \text{ MJy sr}^{-1}$  120  $\mu\text{m}$ -en, amiből arra következtethetünk, hogy a jelenlegi mérési pontosság mellett a Lokális csoportban található intergalaktikus por csak elhanyagolható mértékben járul hozzá az égi háttér fényességéhez.

A kozmikus mikrohullámú háttérrel azért kell az infravörös háttér mellett megemlítenünk, mert bár energiájuk teljesen más forrásból származik, a mikrohullámú háttér tartalmazza az extragalaktikus háttér teljes energiájának legnagyobb részét, és a körülbelül 2,7 K-es feketetest-sugárzásnak megfelelő spektruma „átlóg” a hosszú infravörös hullámhosszak tartományába. A kozmikus mikrohullámú háttér azonban nagyon „sima”, egyenetlenségei nagyon kicsik, relatív intenzitásuk  $< 10^{-4}$  a háttér abszolút értékéhez képest, így a konfúziós zajt a többi komponenshez képest csak elhanyagolható mértékben befolyásolja.

Az első rész következő fejezezeiben ismertetem az infravörös égi háttér szerkezetével és az ebből származó konfúziós zajjal kapcsolatos eredményeimet: a galaktikus cirrusz szerkezetének meghatározását az ISO infravörös-űrtávcső mérései alapján (2. fejezet), az ISO távoli-infravörös kameráinak felületi fényesség kalibrációját (3. fejezet), a konfúziós zaj becslését a 2000-es évek elejének távoli-infravörös űreszközeire (4. fejezet), a Naprendszer fő kisbolygóövében található égitestek infravörös konfúziós zajhoz való hozzájárulásának meghatározását (5. fejezet), valamint a Herschel-űrtávcső konfúziós zaj becslő alkalmazásának fejlesztését (7. fejezet).

## 2. fejezet

# A galaktikus cirrusz szerkezete az Infrared Space Observatory mérései alapján

---

Kiss, Cs., Ábrahám, P., Klaas, U., Lemke, D., és mások, 2003, *A&A*, 399, 177

---

### 2.1. Bevezetés

A távoli-infravörösben a legfontosabb előtér, amelynek sugárzása hozzáadódik a kozmikus infravörös háttérhez, a galaktikus cirrusz emisszió, ami az atomos hidrogént tartalmazó, viszonylag alacsony sűrűségű csillagközi felhőkhöz köthető por termális sugárzása (l. az 1.3.2. fejezetet). A kozmikus infravörös háttér detektálásához ezt a komponenszt nagy pontossággal el kellene különíteni a kozmikus infravörös háttértől. A kozmikus távoli infravörös háttér első közvetlen detektálására az ISO infravörös űrtávcső ISOPHOT kamerájával nyílt lehetőség (Kessler és mtsai., 1996; Lemke és mtsai., 1996). Mint ahogyan azt az előző fejezetben láttuk, a kozmikus távoli infravörös háttér adott hullámhosszon az abszolút értékével, illetve egy adott térfrekvencián a fluktuációs amplitúdójával jellemezhető. A háttér fluktuációjától a következő fő jellemzőket várjuk el (Hauser & Dwek, 2001): (1) a források térbeli eloszlásából egy lapos teljesítményspektrum származik (Poisson-eloszlás); (2) az eloszlás izotróp, nincsen kitüntetett irány vagy hely; (3) a kozmikus infravörös háttér fluktuációs amplitúdója pozitív konstans kb.  $1''$ -nél nagyobb térbeli skálákon (ennél alacsonyabb térfrekvenciákon a galaxisok csoportokba rendeződése módosítja a teljesítményspektrum alakját). Ezzel szemben a galaktikus cirrusz emisszió fluktuációs amplitúdója nő a felületi fényességgel és – fraktálokhoz hasonló szerkezeténél fogva – az egyre nagyobb térfrekvenciák felé meredeken eső teljesítményspektruma van, amit általában az  $\alpha$  spektrálindexszel szoktunk jellemezni:

$$P = P_0 \left( \frac{f}{f_0} \right)^\alpha \quad (2.1)$$

ahol  $P$  a Fourier-teljesítmény az  $f$  térfrekvencián és  $P_0$  a teljesítmény az  $f_0$  térfrekvencián (Gautier et al., 1992). Mivel a cirrusz emisszió és a kozmikus infravörös háttér fluktuációi legalább két fontos jellemzőben eltérnek egymástól (felületi fényesség- és térfrekvencia-függés), ezért két független módon is el lehet ezeket különíteni. A fényességfüggéssel történő elkülönítés megvalósítható egy rögzített térfrekvencián, mint ahogyan azt korábban sikeresen alkalmaztuk ISOHPOT kamera észeléseire 90 és 170  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon, és aminek a segítségével meg tudtuk határozni a kozmikus infravörös háttér fluktuációs amplitúdóit ezeken a hullámhosszakon (Kiss és mtsai., 2001).

A Fourier-teljesítményspektrum alapján történő elkülönítés (Guideroni és mtsai., 1997) olyan kozmikus ablakokban lévő mezőkre alkalmazható, ahol a kozmikus infravörös háttér fluktuációi

várhatóan dominánsak a legnagyobb térfrekvenciákon. Azonban ezekben a mezőkben is szükség lenne a cirrusz teljesítményspektruma minél pontosabb ismeretére. Gautier és mtsai. (1992) az IRAS infravörös műhold 100  $\mu\text{m}$ -es méréseiből határozták meg a galaktikus cirrusz emisszió általános teljesítményspektrumát, amire  $\alpha \approx -3$ -at kaptak. Ezt az értéket többen is felhasználták a kozmikus infravörös háttér fluktuációs amplitúdójának meghatározására alacsony felületi fényességű mezőkben (Lagache & Puget, 2000; Matsuhara és mtsai., 2000). Ugyanakkor Herbstmeier és mtsai. (1998) néhány, az ISOPHOT-tal 90–180  $\mu\text{m}$ -en észlelt mező vizsgálatokor azt találták, hogy a spektrálinde克斯 erősen változik ( $-0,5 \geq \alpha \geq -3,6$ ), a hullámhossztól, felületi fényességtől és égterülettől függően. Bár a minta túlságosan kicsi volt általános következtetések levonására, azt jól mutatta, hogy a  $\alpha = -3$ -as spektrálinde克斯 nem univerzális konstans.

Minthogy korábban nem volt ilyen kiterjedt vizsgálat, azt a célt tűztük ki, hogy meghatározzuk a cirrusz emisszió teljesítményspektrumának jellemzőit, az akkor az ISO/ISOPHOT által hozzáférhető  $\lambda \geq 100 \mu\text{m}$ -es hullámhosszakon 13 különböző égterületen, az ISO-archívumban található kiválasztott mezőkre, a 90–200  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon.

## 2.2. Észlelések és adatfeldolgozás

A 13 égterületen összesen 20 ISOPHOT térképet választottunk ki az ISO-archívumból, kizárva azokat a térképeket, amik fényes pontforrásokat, vagy jól látható térbeli struktúrát tartalmaztak (pl. az M31 ISOPHOT térképe). Minden kiválasztott térképet a PHT22 észlelési módban észleltek (Laureijs és mtsai., 2001). Mivel a kiválasztott térképeknek a cirrusz emissziót egyértelmű módon tartalmazniuk kell, a kiválasztott térképek átlagos felületi fényességnek kb.  $3 \text{ MJy sr}^{-1}$ -nél fényesebbnek kellett lennie. Ezek a mezők csak éppen fényesebbek az ISOPHOT által észlelt leghalványabb mezőknél a 90–200  $\mu\text{m}$  tartományban, az állatövi fény hozzájárulásának levonása után (kb.  $2 \text{ MJy sr}^{-1}$ ; Kiss és mtsai., 2001). Az általunk kiválasztott mezők átlagos felületi fényessége az állatövi fény korrekció után  $3\text{--}60 \text{ MJy sr}^{-1}$ , ami nagyjából a halvány cirrusztól a fényes cirruszig tartó, illetve a halvány molekulafelhőkől származó emissziót jelenti. A térképek alapvető tulajdonságait a 2.5 táblázat foglalja össze, a 2.1 ábra két példa mezőt mutat, amelyeket két különböző hullámhosszon is észleltek.

A végső teljesítményspektrum analíziséhez használt térképek ugyanazok voltak, amiket korábban a konfúziós zaj analíziséhez is használtunk (Kiss és mtsai., 2001). Az alap adatkiértékelés a PIA V8.2 verziójával történt (Gábrriel és mtsai., 1997), az állatövi fény hozzájárulását pedig a PredictDIRBE rutin segítségével becsültük (l. 3. fejezet), ezt a konstans értéket ezután levontuk a térképekből.

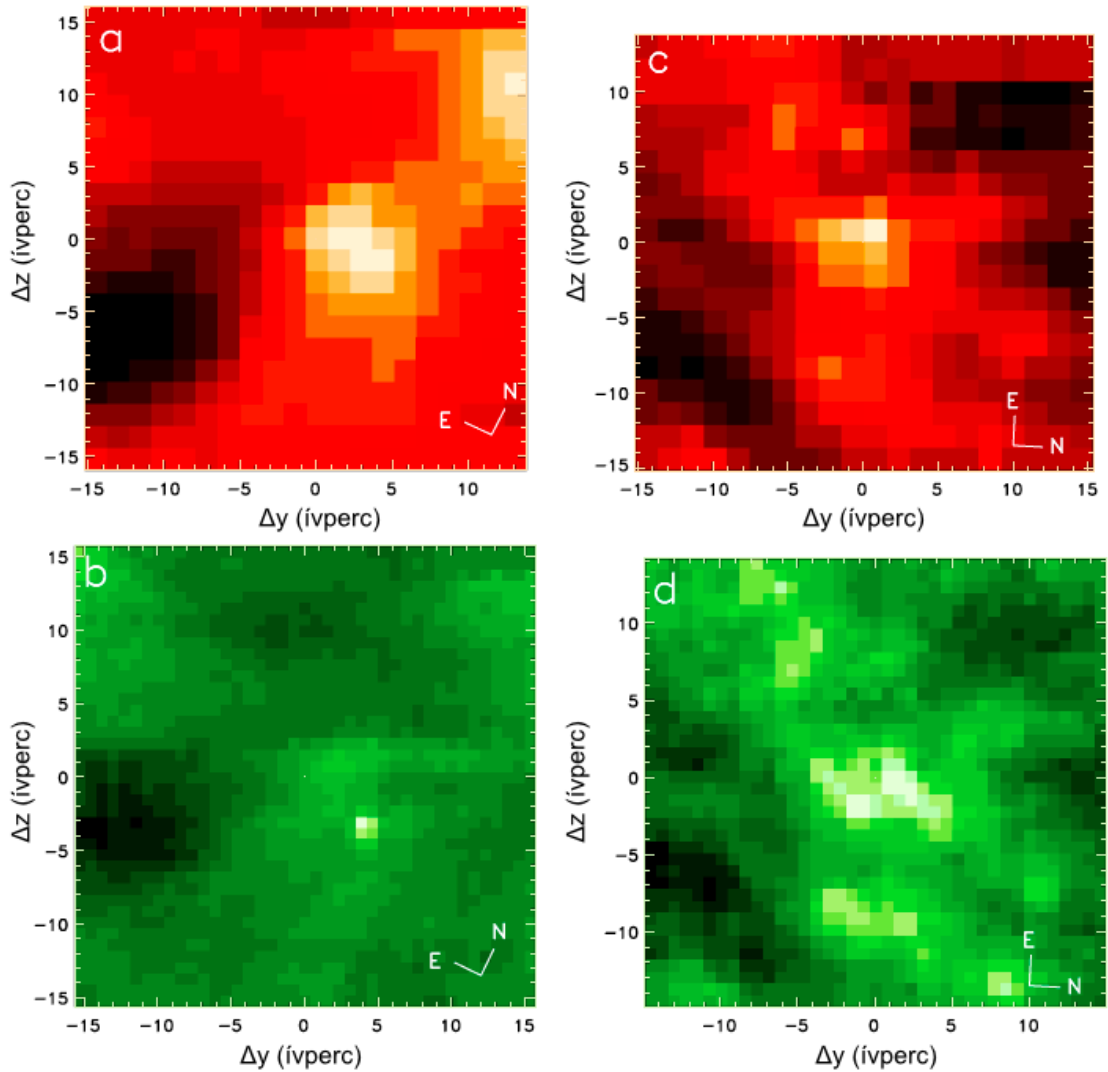
A térképek Fourier transzformációja IDL<sup>1</sup>-ben írt, a standard IDL FFT-n alapuló rutinokkal történt, periodogram normalizációval (l. pl. Press és mtsai., 1992). Minden térkép esetében a legnagyobb mintavételi térfrekvencia megfelel a C100 és a C200 detektorok pixelméreteinek, a Nyquist-határ ennek a frekvenciának a fele (l. Press és mtsai., 1992), azaz a pixelméret kétszerese. Ennek megfelelően a Fourier teljesítményspektrumban figyelembe vett legnagyobb térfrekvencia  $\theta_{\min} = 92''$  a C100 detektor esetében ( $\lambda \leq 100 \text{ } \mu\text{m}$ ), illetve  $\theta_{\min} = 184''$  a C200 detektor esetében ( $\lambda \leq 100 \text{ } \mu\text{m}$ ). Ezek az értékek nagyjából megfelelnek a diffrakciós határoknak is, hiszen a detektorok mérete ehhez lett igazítva az ISOPHOT tervezésekor.

A  $P(f)$  fluktuációs teljesítmény  $f = |\mathbf{f}|$  gyűrűkben történő átlagolás helyett minden adatpontot ( $f$ – $P(f)$  párt) felhasználtunk egy adott térkép esetében a végső teljesítményspektrum származtatásához. Az  $\alpha$  spektrálinde克斯 a  $\log(f)$ – $\log(P(f))$  pontokra történő illesztéssel kaptuk meg.

A legtöbb esetben a teljes teljesítményspektrum jól illeszthető egyetlen spektrálinde克斯szel, néhány halvány mező esetében azonban a nagy térfrekvenciás rész eltérő (laposabb) spektrálinde克斯et mutat, a nagyobb struktúrazaj miatt. Ebben az esetben csak az alacsony és a közepes térfrekvenciákat használtuk a spektrálinde克斯 meghatározásához. Ezt a jelenséget részletesebben is tárgyalni fogom a következő fejezetben.

<sup>1</sup>Interactive Data Language, V5.2/V5.3, Research Systems Inc.

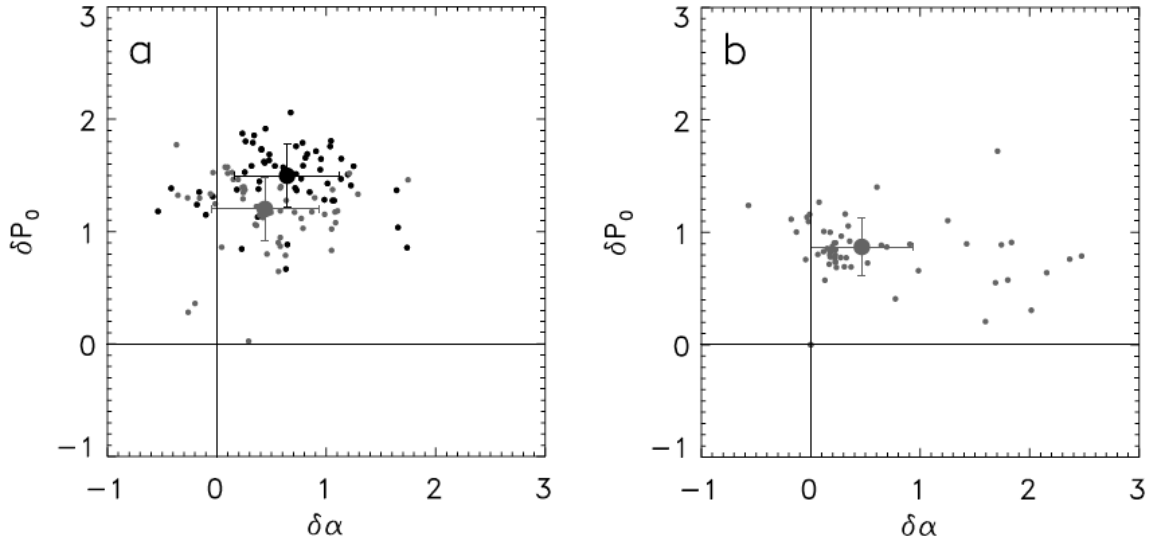




2.1. ábra. Két példamező 100 and 200  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszak környékén készült képei az ISOPHOT instrumentális koordináta-rendszerében. A képek középponti koordinátái a 2.5 táblázatban találhatóak, az égi koordináta-rendszerek irányát a képeken fehér nyilak jelzik. (a) Cham–II, 200  $\mu\text{m}$  (b) Cham–II, 100  $\mu\text{m}$  (c) NPC 1, 200  $\mu\text{m}$  (d) NPC 1, 90  $\mu\text{m}$ . Míg az NPC 1 mező távoli-infravörös emissziója láthatóan ugyanabból a struktúrából származik mintkét hullámhosszon, a Cham II mező esetében van egy extra, hideg komponens, amely jellemzően csak a 200  $\mu\text{m}$ -es sávban jelenik meg.

### 2.3. A teljesítményspektrumot befolyásoló hatások

Több olyan tényező is van, ami befolyásolhatja a térképek teljesítményspektrumát, pl. a műszerzaj teljesítményspektruma, a pontforrás-nyalábfüggvény alakja, és egy esetleges erős kiterjedt forrás jelenléte a végső teljesítményspektrumban. Az egyes komponenseknek teljesítményspektrumainak jól elkülöníthetőeknek kell lenniük, különben nem tudjuk szétválasztani azokat.



2.2. ábra. A műszerzaj erőssége a jel teljesítményspektrumához képest. (a) Műszerzaj 56 térkép alapján (Kiss és mtsai, 2001), amelyeket a C200 detektorral észleltek túlmintavételezett módban. A fekete pontok az azonos térképekre származtatott flat-field zajt, a szürkék a PIA-zajt jelentik. (b) Műszerzaj a C100 detektorral készített 60 mérés esetén (szintén Kiss és mtsai 2001 alapján). Ebben az esetben a flat-field zajt nem lehetett származtatni a túlmintavételezett térképek hiánya miatt. A  $\delta\alpha$  és  $\delta P_0$  értékek átlagos értékét és szórását a nagy pontok, illetve azok hibái jelzik.

### 2.3.1. A műszerzaj teljesítményspektruma

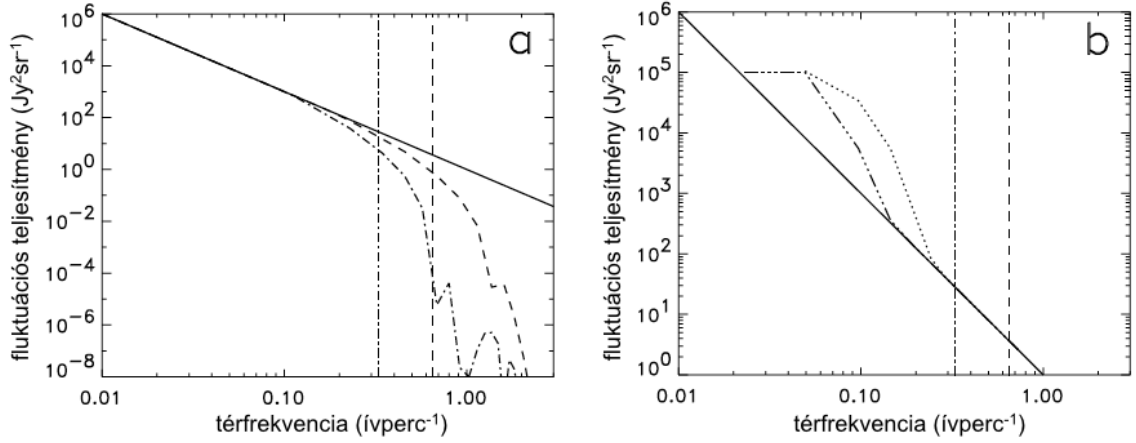
A műszerzaj leginkább alacsony felületi fényesség és nagy térfrekvenciák esetén befolyásolhatja a teljesítményspektrumot. Ahogyan azt korábban megmutattuk (Kiss és mtsai, 2001), a műszerzajt legjobban az ún. PIA-zaj adja vissza, ami az egyes pixelértékek statisztikus hibáját jellemzi, valamint a flatfield-zaj, ami az egyes detektorpixelek hibáját adja meg, ha azok ugyanazt az égi pozíciót észlelték (ez utóbbit csak az ún. "túlmintavételezett" térképek esetén lehetett meghatározni). A műszerzaj jellemzésénél feltételezzük, hogy mind a jel, mind a zaj teljesítményspektruma jól leírható egy hatványfüggvénnyel (1. a 1.8 egyenletet). Ebben az esetben az  $f_0$  értéke megfelel a Nyquist határnak, ami  $\theta_{\min} = 92''$  a C100, és  $184''$  a C200 detektorok esetében.

A jel teljesítmény spektrumát a műszerzaj nem befolyásolja jelentősen, ha az jelentősen gyengébb mint a jel a vizsgált térfrekvencia-tartományban. Ehhez a következő két feltételnek kell teljesülnie: (1) a műszerzaj fluktuációs teljesítménye ( $P_i$ ) legalább egy 2-es faktossal gyengébb, mint az eredeti jelé ( $P_s$ ) a  $\theta_{\min}$  felbontási határon, valamint (2) a jel teljesítményspektruma meredekebb, mint a zajé. Ennek megfelelően a következőknek kell teljesülniük:

$$\delta\alpha = \alpha_i - \alpha_s > 0 \quad \delta P_0 = \log_{10} \left( \frac{P_0^s}{P_i^s} \right) > 0.3 \quad (2.2)$$

A műszerzaj analíziséhez a térképeknek egy nagyobb mintáját használtuk, mint a cirrusz teljesítményspektrumának meghatározásához. A 2.5 táblázatban a cirrusz mezőkre is feltüntetjük a  $\delta\alpha$  és  $\delta P_0$  értékeket, összehasonlításképpen a nagyobb mintán mérhető átlagos értékekkel. A C200-as detektor esetében a  $\delta\alpha$  és  $\delta P_0$  értékeket 56 túlmintavételezett térképre számítottuk ki, felhasználva egy cikkünkben analízált térképeket (Kiss és mtsai, 2001).

Mind a flat-field-, mind a PIA-zaj pontok többsége abban a tartományban található, ahol mind  $\delta\alpha$ , mind  $\delta P_0$  pozitívak. Bár vannak olyan pontok, amelyekre  $\delta\alpha$  negatív, ezek kicsi negatív számok,



2.3. ábra. Különböző jellemzőkkel bíró komponensek hozzájárulása egy adott mező végső teljesítményspektrumához. a) Egy elméleti, önkényes fényességű cirrusz ( $\alpha = -3$ ,  $P = 10^3 \text{ Jy}^2 \text{sr}^{-1}$   $f = 0,1 \text{ ívperc}^{-1}$ -en) konvolúciója az ISOPHOT emlételi pontforrás leképezési függvényével  $90 \mu\text{m}$ -en (szaggatott vonal), illetve  $200 \mu\text{m}$ -en (szaggatott-pontozott vonal). Az eredeti, nem konvolvált cirrusz teljesítményspektrumot a folytonos vonal mutatja. b) Egy, az előzőhöz hasonló ( $\alpha = -3$ ) teljesítményspektrummal jellemezhető cirrusz és egy Gausszprofilal jellemezhető kiterjedt forrás együttesének (az eredeti térkép  $1/6$ -odának, illetve  $1/3$ -ának megfelelő félértékszélességgel) teljesítményspektruma. A Gausszfüggvényeket úgy normalizáltuk, hogy  $P = 10^5 \text{ Jy}^2 \text{sr}^{-1}$  legyen  $f = 0,1 \text{ ívperc}^{-1}$  térfrekvenciánál. A C100-as és a C200-as kamerák Nyquist-határát szaggatott illetve szaggatott-pontozott függőleges vonalak jelölik.

ami nagyjából párhuzamos teljesítményspektrumot mutat a jelre és zajra. Mivel  $\delta P_0 > 0,3$  minden esetben, a műszerzaj fluktuációs teljesítménye nem haladja meg a zajt a  $\theta_{\min}^{-1}$ -nél alacsonyabb térfrekvenciákon. Az  $\alpha \leq 0$  pontok az ég leghalványabb területeihez tartoznak, ahol a teljesítményspektrum majdnem teljesen lapos, és a cirrusz hatása csak nehezen azonosítható ( $\alpha_s$  és  $\alpha_i \approx 0$ ). A PIA és a flat-field zaj eloszlása nagyon hasonló, és az átlagos értékek a szórásokon belül vannak (fekete, illetve szürke pontok és hibahatárok a 2.3.1 ábrán), azaz mindkét zaj hasonló módon reprezentálja a műszerzajt a Fourier-térben.

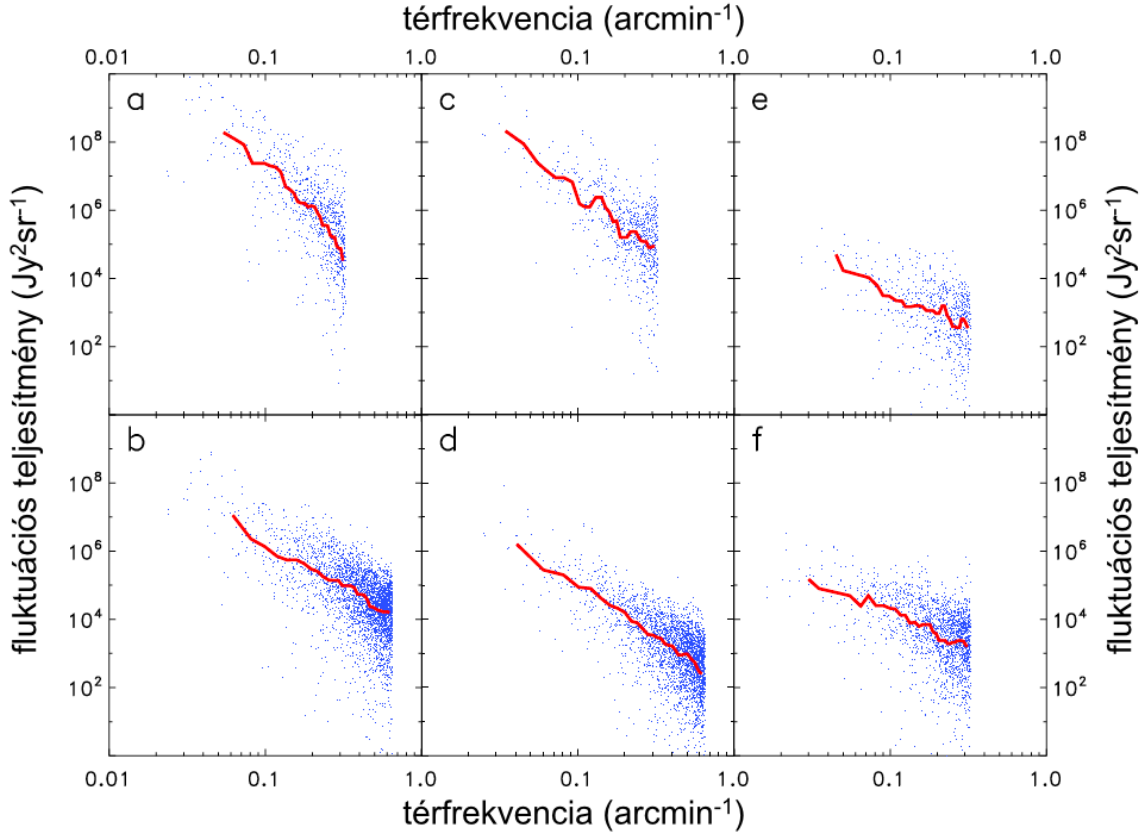
A C100-es detektor esetében nem tudunk hasonló analízist végrehajtani, mivel ott hiányoznak a túlmintavételezett térképek. Emiatt 60 térképet vettünk egy korábbi cikkünkéből (Kiss és mtsai, 2001), amikre csak a PIA-zajt számítottuk ki (b ábra). A C100-as detektor esetében is megfelelnek a zajt leíró paraméterek a fenti kritériumoknak. Az általunk a cirrusz teljesítményspektrumának analízisére használt térképek esetében tehát a műszerzaj nem fogja számottevően befolyásolni a végső teljesítményspektrumot, mert ezekre a mezőkre  $\delta\alpha > 0,8$  és  $\delta P_0 > 0,5$ .

### 2.3.2. Pontforrások és kiterjedt források teljesítményspektruma

A 2.3a ábrán egy, a várt,  $\alpha = -3$  spektrálindekszel jellemzhető mező  $90$  és  $200 \mu\text{m}$ -es elméleti pontforrás nyálábffüggvénnyel konvolvált teljesítményspektrumát mutatjuk meg. Az ábráról jól látható, hogy, mint az várható, a nyálábffüggvénynek kicsi a hatása a Nyquist-határ alatti térfrekvenciákon, és ez a hatás elhanyagolható, amikor egy mező teljesítményspektrumát számoljuk ki. Egy nagyon erős pontforrás természetesen a teljesítményspektrum nagyobb részére lehet hatással, de ilyen erős forrásokat tartalmazó térképek nem kerültek be a mintánkba.

Ahogy azt később látni fogjuk, kiterjedt forrásokból származó emisszió gyakran hozzáadódik a cirrusz emissziójához. Ezeknek a forrásoknak a cirrusz teljesítményspektrumára gyakorolt hatását úgy teszteltük, hogy egy kiterjedt forrás emisszióját egy Gauss-eloszlással közelítettük,

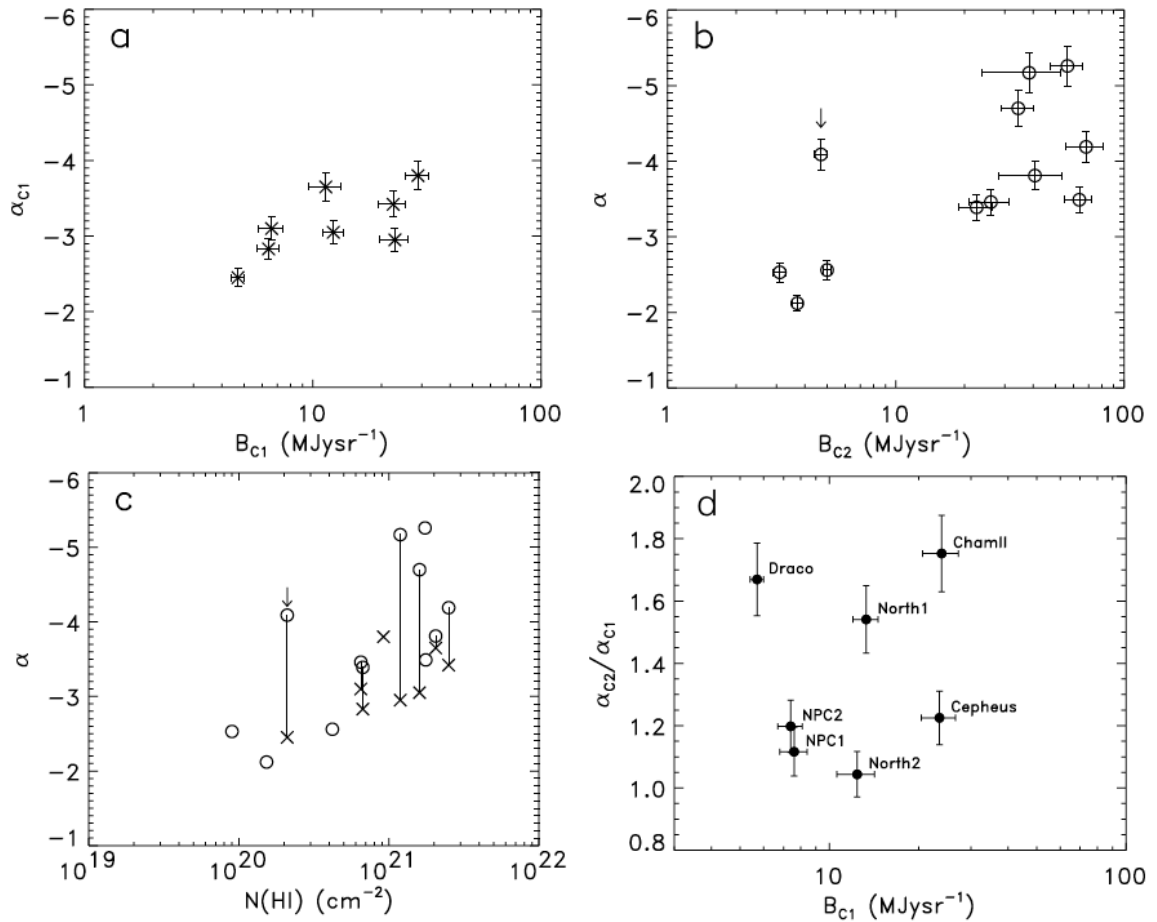
amelynek a félértékszélessége az eredeti térkép méretének 1/3-a, illetve 1/6-a volt, a cirrusz emisszióján felül (2.3b ábra). Az eredő teljesítményspektrum alakja nagyban függ a cirrusz és a kiterjedt emisszió komponensek relatív erősségétől. A tipikus hatás egy „kitüremkedés” megjelenése a közepes térfrekvenciákon, amennyiben a két komponens erőssége hasonló. Ehhez hasonló (bár a szimulálthoz képest kevésbé feltűnő) jellegzetességeket fedezhetünk fel néhány valódi mező teljesítményspektrumán is, elsősorban  $200\ \mu\text{m}$ -en (2.4 ábra). Mivel a kiterjedt emisszió teljesítményspektruma meredek nagy térfrekvenciákon, ezért a kiterjedt emisszió a cirruszénál ( $\alpha \approx -3$ ) meredekebb közös teljesítményspektrumhoz vezethet megfelelő relatív hozzájárulás esetén, ami jellegben megkülönböztethetetlen a cirruszétól.



2.4. ábra. Hat példa mező teljesítményspektruma, amelyek közül kettőt mind a C100, mind a C200 kamera észlelt. Az első négy teljesítményspektrumhoz tartozó képek a 2.1 ábrán láthatóak. Az M01 és NGP mezők képei megtalálhatóak Herbstmeier és mtsai (1998) cikkében. (a) Cham-II,  $200\ \mu\text{m}$  (b) Cham-II,  $100\ \mu\text{m}$  (c) NPC 1,  $200\ \mu\text{m}$  (d) NPC 1,  $90\ \mu\text{m}$  (e) M01,  $180\ \mu\text{m}$  (f) NGP,  $180\ \mu\text{m}$ . Az ábrákon minden pont egy mért  $(f, P(f))$  párt reprezentál, a vastag vonal ezen pontok simított átlaga. A nagyfrekvenciás határ a Nyquist-határnak felel meg, az alacsony frekvenciás határt a térkép mérete határozta meg.

## 2.4. Eredmények

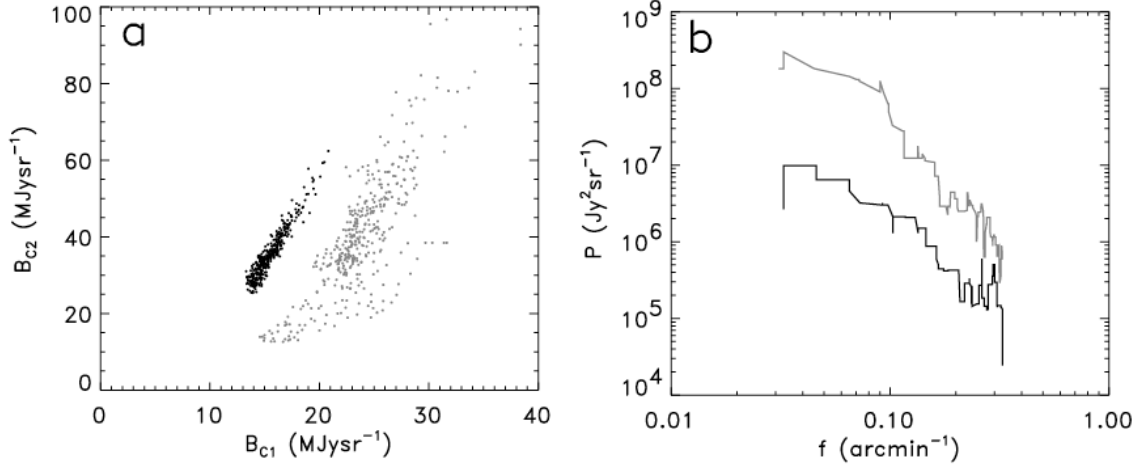
Ennek a vizsgálatnak az elsődleges eredményei a 2.5 táblázatban és 2.4 ábrán látható teljesítményspektrumok, illetve az azokat leíró paraméterek, a mezők általános jellemzői (pl. átlagos felületi fényesség) mellett. Hogy az eredményeinket korábbi, a jelenlegi térképeink méreténél nagyobb skálákon végzett vizsgálatok eredményeivel is össze tudjuk hasonlítani, kiszámítottuk a



2.5. ábra. Összefüggés a spektrálindek és a mezők egyéb jellemzői között: (a) 90–100  $\mu\text{m}$  (C100 detektor) átlagos felületi fényesség,  $B_{C1}$ , (b) 170–200  $\mu\text{m}$  (C200 detektor) átlagos felületi fényesség,  $B_{C2}$ , (c) átlagos semleges hidrogén oszlopsűrűség. Az x-ek és körök a C100, illetve C200 detektorral mért területeket jelentik, a (c) ábrán az azonos területekhez tartozó pontokat összekötöttük. A Draco 170  $\mu\text{m}$ -es térképének pontjait egy nyíl jelöli. Az (a) és (b) ábrákon a hibahatárok a  $B_{C1}$  és  $B_{C2}$  felületi fényesség értékek szórását jelentik az adott mezőn belül. (d) Az  $\alpha_{C1}$  és  $\alpha_{C2}$ , rövid, illetve hosszú hullámhosszú (90–100  $\mu\text{m}$  illetve 170–200  $\mu\text{m}$ ) spektrálindek aránya a C100 detektorral mért felületi fényesség (90 vagy 100  $\mu\text{m}$ ,  $B_{C1}$ ) függvényében. Az egyes területek egyéb jellemzői megtalálhatóak a 2.5 táblázatban.

C100 és C200 detektorokkal észlelt mezők átlagos spektrálindekeit; ezek:  $\bar{\alpha}_{C1} = -3.15 \pm 0.48$  illetve  $\bar{\alpha}_{C2} = -3.87 \pm 1.06$ . A C100-as átlagos spektrálindek nem különbözik jelentősen a Gautier és mtsai (1992) által IRAS 100  $\mu\text{m}$ -es szkeneiből kapott eredménytől, de viszonylag nagy szórást mutat. Abergel és mtsai (1996) egy déli ekliptikai pólus közeli mezőben egy  $12^{\circ}5 \times 12^{\circ}5$  ISSA-térképen  $\bar{\alpha}_{100} = -3,34$  spektrálindeket kapott (a transzformáció a cikkben szereplő  $\beta$  és a mi  $\alpha$  értékünk között  $\alpha = -2(\beta - 1)$ ). Ebben a mezőben a spektrálindek Gauss-eloszlást mutatnak  $\sigma_{\alpha} = 0,36$  szórással, azaz a spektrálindek ebben a mezőben mérhető változékonysága összemérhető azzal, amit mi az egyes, ennél a nagy területnél jóval kisebb mezőkön belül találtunk. A C200-as detektor esetében a spektrálindek meredekebbek, mint a C100-as értékek, és nagyobb szórást is mutatnak az egyes területek között.

A spektrálindek egyértelmű függést mutatnak mind a mérés hullámhosszában meghatározott



2.6. ábra. Példa az ugyanabban a mezőben előforduló, nem homogén színhőmérséklet hatásának demonstrálására. (a) A C100 és C200 kamerákkal ugyanabban a mezőben mért felületi fényességek arányát a porhőmérséklet határozza meg. Míg a North 1 mezőben a két felületi fényesség jól korrelál, és egy egyenessel illeszthető (fekete pontok), addig a Cham II mezőben (szürke pontok) a kapcsolat nem ilyen egyértelmű, a nem homogén hőmérsékletek miatt. (b) A  $\Delta B$  (cirrusz komponens levonása utáni) képek teljesítményspektruma a Cham II (szürke) és a North 1 (fekete) mezőkben.

átlagos felületi fényességtől, mint pedig a terület átlagos semleges hidrogén oszlopsűrűségétől: a fényesebb, illetve nagyobb hidrogén oszlopsűrűségű területek teljesítményspektruma meredekebb (2.5 ábra). A  $\log_{10}\langle B_{C1} \rangle - \alpha_{C1}$ ,  $\log_{10}\langle B_{C2} \rangle - \alpha_{C2}$  és a  $\log_{10}N(\text{HI}) - \alpha$  összefüggéseket jellemző korrelációs együtthatókra 0,69, 0,80 és 0,67 értékeket kaptunk, a Draco mező figyelmen kívül hagyásával (nyíllal jelölt szimbólum a 2.5 ábrán). Ha kizárjuk az ábrán azokat a pontokat, amelyekre  $B_{C2}$  nagyon magas és  $\alpha < -4,5$ , akkor a  $\log_{10}\langle B_{C2} \rangle - \alpha_{C2}$  korreláció még meggyőzőbb, 0,94-es Pearson-korrelációs együtthatóval. Ezeknek a területeknek a kizárása azzal indokolható, hogy itt nagyon magas a hidrogén oszlopsűrűsége és kettő ezen területek közül magas  $\alpha_{C2}/\alpha_{C1}$  arányt is mutat, ami arra utal, hogy a területen jelentős a molekuláris hidrogén jelenléte is (mint ahogyan ezt később látni is fogjuk).

Az itt kapott eredményekből megbecsülhetjük, hogy mennyi lehet a cirrusz spektrálindexe az ég leghalványabb háttérfényességű területein a C200-as detektorral hullámhossztartományában. Ehhez a  $\log_{10}\langle B_{C2} \rangle - \alpha_{C2}$  összefüggést extrapoláltuk a leghalványabb mezőkre, figyelembe véve, hogy az extragalaktikus háttér fényessége ezeken a hullámhosszakon  $\sim 0,8 \text{ MJysr}^{-1}$  (Kiss és mtsai, 2001). Ennek alapján  $\alpha_{C2} = -2,3 \pm 0,6$ -t kaptunk a leghalványabb területekre ( $\langle B \rangle \approx 2 \text{ MJysr}^{-1}$ ), a Draco mező kivételével. Az előbb említett három  $\alpha < -4,5$  pont kizárásával  $\alpha_{C2} = -2,1 \pm 0,4$ -t kapunk.

Ha feltételezzük, hogy a 100 és 200  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon kibocsátott sugárzás ugyanabból a térszerkezetből kell, hogy származzon, akkor a  $\alpha_{C2}/\alpha_{C1}$  aránynak kb. 1-nek kellene lennie. Ugyanakkor azt látjuk, hogy ez az arány az 1,0–1,8 tartományban változik. Mivel a spektrálindeks meghatározása elég pontos (l. a 2.5 táblázatot), ez az eltérés nem magyarázható mérési bizonytalanságokkal. A galaktikus cirrusz emissziótól azt várjuk, hogy spektrális energiaeloszlása egy módosított feketetestét kövesse, közelítőleg  $\nu^2$ -es emisszivitás hullámhosszfüggéssel, és  $17,5 \pm 1,5 \text{ K}$  porhőmérséklettel (Lagache és mtsai, 1998). Ha a távoli-infravörös emisszió leírható egyetlen hőmérséklettel, akkor két különböző hullámhosszon mért emisszióknak erősen korrelálnak kellene lennie. Ugyanakkor egy másik hőmérsékletű komponens jelenléte az egyetlen hőmérsékletűhöz képest excesszushoz vezet valamelyik hullámhosszon, ami nyilvánvalóan eltérő térszerkezethez is vezet a két hullámhosszon. Ilyen területeket talált pl. Abergel és mtsai (1996) a déli ekliptikai pólus környékén 60 és 100  $\mu\text{m}$ -es IRAS-képek vizsgálatával, ahol a korrelálatlan emissziót mutató területeket a mező leghidegebb részeivel lehetett azonosítani.

Azon mezők esetében, ahol mindkét ISOPHOT kamerával (C100 és C200) történt mérés, meghatároztuk a színhőmérsékletet – ezt a két hullámhosszon mért fluxusok arányával jellemezzük. Két példát mutatunk be a 2.6 ábrán. A legtöbb esetben a  $B_{C1} - B_{C2}$  ábrákon jól illeszthető egyszerű korreláció látható, ezekben az esetekben a terület jól leírható egyetlen hőmérséklettel. Ennek a korrelációnak a használatával készítettünk egy  $\Delta B$  excesszus-térképet:

$$\Delta B = B_{C2} - [A_1 \times B_{C1} + A_0] \quad (2.3)$$

ahol  $A_1$  és  $A_0$  az illesztett egyenes paraméterei.

Ugyanakkor, mint ahogyan az a 2.6 ábrán látható, bizonyos esetekben nem csak egyetlen karakterisztikus hőmérsékletet tudunk azonosítani egy bizonyos mezőben. A legnyilvánvalóbb példa erre a Cham II mező, ahol a cirrusz hozzájárulásának levonása után kapott  $\Delta B$  térkép teljesítményspektruma hasonlóan meredek, mint az eredeti térképé. A meredek  $\Delta B$  teljesítményspektrum egy fényes, kiterjedt forrással magyarázható, és a terület valóban tartalmaz is galaktikus sötét felhőket (DCld 303.3-14 és DCld 303.5-14.4). Az ilyen jellegű struktúráktól várt ellaposodás alacsony térfrekvenciákon ugyancsak megfigyelhető. A kiterjedt forrás teljesítményspektrumából számított kiterjedése jól egyezik az ezen a területen előforduló tipikus  $\sim 10'$  felhőmérettel (Tóth és mtsai, 2000). A North 1 mezőben hasonló, bár gyengébb szerkezetet figyelhető meg, ami az LDN 1122 molekulafelhővel azonosítható (Yonekura és mtsai, 1997).

Mint ahogyan azt láttuk, a hosszú hullámhosszokra meghatározott spektrálindeksek a halvány mezők esetében nagyobbak (kevésbé meredek), mint az általában feltételezett  $\alpha^- -3$ , amit korábban IRAS  $100 \mu\text{m}$ -es mérések alapján határoztak meg közepesen fényes területeken (Gautier és mtsai, 1992). Ezt a spektrálindeksek sokan alkalmazták egyéb megbízható cirrusz teljesítményspektrum vizsgálatok hiányában (pl. Guiderdoni és mtsai, 1997; Lagache & Puget 2000). Mint ahogyan azt megmutattuk, a fényes kiterjed emisszió – ami gyakran van jelen cirrusz mezőkben – jelentősen meredekebbé tudja tenni a teljesítményspektrumot. Ezért feltételezhetjük, hogy a közepesen fényes területeken meghatározott  $\alpha = -3$  spektrálindeksek egy kevésbé meredek teljesítményspektrumú cirrusz komponens és kiterjedt források szuperpozíciójának eredménye. Az általunk észlelt mezők alapján  $\alpha = -2,3 \pm 0,6$  származtatható, a hullámhossztól függetlenül,  $\sim 2 \text{ MJy sr}^{-1}$  átlagos felületi fényességek esetén, amik a távoli infravörös ég leghalványabb területeinek felelnek meg. Ezen cirrusz spektrálindeksek alkalmazása a kozmikus infravörös háttér fluktuációinak amplitúdóját 5–20%-kal emelné meg a korábbiakhoz képest. Az ennél fényesebb területek esetében szükséges a spektrálindeksek lokális meghatározása a cirrusz és az egyéb háttérkomponensek korrekt szeparációjához.

## 2.5. Az eredmények felhasználása

Az ebben a vizsgálatban kapott eredményeket felhasználtuk különböző infravörös eszközök konfúziós zaj becslésére (Kiss és mtsai, 2005, illetve a 4. fejezet), többek között a Herschel-űrtávcső fotometriai mérési módjaira alkalmazott, konfúziós zaj becslő alkalmazásának kifejlesztésében (7. fejezet).

Később hasonló spektrálindeksekkel jellemezhető térszerkezetet találtak a szubmilliméteres tartományban is a Herschel-űrtávcső SPIRE műszerével (Miville-Deschênes és mtsai, 2010) és a BLAST05 ballontávcsővel (Arabindo és mtsai, 2010), az ISOPHOT-tal elérhetőnél nagyobb térfrekvenciákon is. Ez azt is jelenti, hogy a csillagközi anyag szerkezetét még az itt elérhető kb.  $0,01 \text{ pc}$ -es skálákon is a szuperszonikus turbulencia határozza meg, ugyanúgy, mint ennél nagyságrendekkel nagyobb térbeli skálákon magas galaktikus szélességeken (pl. Kiss és mtsai, 2004; Könyves és mtsai, 2007, és az itt található referenciák).

A térszerkezet ISOPHOT által lefedett térrekvenciákon való ismerete ma is fontos pl. olyan nagy skálájú infravörös teljes égbolt katalógusok esetén, mint az AKARI teljeségbolt-katalógus (Doi és mtsai, 2015), vagy a Herschel PACS és SPIRE pontforrás-katalógusai (Marton és mtsai, 2015).

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
mező	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	méret (arcmin)	mező közepe l b	$(B_\lambda)$ ( $\text{MJysr}^{-1}$ )	$\alpha$	$P_0$ ( $\text{Jy}^2 \text{sr}^{-1}$ )	$\delta\alpha$	$\delta P_0$	$W(^{12}\text{CO})$ ( $\text{Kkm s}^{-1}$ )	$N(\text{HI})$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	kapcsolódó objektumok	referencia	
NGP	180	$46.0 \times 46.0$	88.9	73.0	$3.1 \pm 0.1$	$-2.53 \pm 0.22$	$1.8 \times 10^3$	1.59	0.95	–	$9.0 \times 10^{19}$	NGP	Juvela és mtsai (2000)
Draco	90	$7.7 \times 7.7$	89.8	38.6	$5.7 \pm 0.3$	$-2.45 \pm 0.17$	$5.3 \times 10^3$	1.47	0.76	–	$2.1 \times 10^{20}$	Draco nebula	Herbstmeier és mtsai (1998)
Draco	170	$27.6 \times 18.4$	89.8	38.6	$4.7 \pm 0.5$	$-4.09 \pm 0.22$	$2.9 \times 10^3$	2.71	1.39	–	$2.1 \times 10^{20}$	Draco nebula	Herbstmeier és mtsai (1998)
Cep	90	$14.7 \times 20.7$	108.0	13.6	$23.5 \pm 3.1$	$-3.42 \pm 0.15$	$3.3 \times 10^4$	1.96	1.01	6.9	$2.5 \times 10^{21}$	Cepheus Flare	Herbstmeier és mtsai (1998)
Cep	170	$21.5 \times 24.5$	108.0	13.6	$68.2 \pm 12.7$	$-4.19 \pm 0.12$	$3.0 \times 10^5$	1.95	1.56	6.9	$2.5 \times 10^{21}$	Cepheus Flare	Herbstmeier és mtsai (1998)
NPC1	90	$29.9 \times 29.1$	121.6	24.2	$7.6 \pm 0.8$	$-3.10 \pm 0.09$	$5.0 \times 10^3$	2.16	0.64	6.6	$6.9 \times 10^{20}$	Polaris Flare	Gautier és mtsai (1992)
NPC1	200	$30.7 \times 29.1$	121.6	24.2	$26.1 \pm 5.3$	$-3.46 \pm 0.09$	$1.1 \times 10^5$	2.30	0.95	6.6	$6.9 \times 10^{20}$	Polaris Flare	Gautier és mtsai (1992)
NPC2	90	$29.9 \times 29.1$	122.0	24.6	$7.4 \pm 0.7$	$-2.83 \pm 0.09$	$5.7 \times 10^3$	1.74	0.89	5.5	$6.7 \times 10^{20}$	Polaris Flare	Gautier és mtsai (1992)
NPC2	200	$30.7 \times 29.1$	122.0	24.6	$22.6 \pm 3.8$	$-3.39 \pm 0.08$	$9.7 \times 10^4$	2.19	0.63	5.5	$6.7 \times 10^{20}$	Polaris Flare	Gautier és mtsai (1992)
North1	90	$29.9 \times 29.9$	100.0	14.8	$13.3 \pm 1.4$	$-3.05 \pm 0.09$	$9.7 \times 10^3$	1.83	0.91	4.5	$1.6 \times 10^{21}$	LDN 1122	Yonekura és mtsai (1997)
North1	200	$30.7 \times 30.7$	100.0	14.8	$34.4 \pm 5.6$	$-4.70 \pm 0.17$	$4.5 \times 10^4$	2.43	0.52	4.5	$1.6 \times 10^{21}$	LDN 1122	Yonekura és mtsai (1997)
North2	90	$29.9 \times 29.9$	108.0	15.2	$12.4 \pm 1.8$	$-3.65 \pm 0.13$	$9.2 \times 10^3$	1.42	0.90	6.6	$2.1 \times 10^{21}$	LDN 1147, 1148	Lee és mtsai (2001)
North2	200	$30.7 \times 30.7$	108.0	15.2	$40.7 \pm 12.5$	$-3.81 \pm 0.09$	$3.2 \times 10^5$	1.94	0.61	6.6	$2.1 \times 10^{21}$	LDN 1147, 1148	Yonekura és mtsai (1997)
M01	180	$27.6 \times 27.6$	100.0	30.6	$5.0 \pm 0.2$	$-2.56 \pm 0.41$	$2.3 \times 10^2$	0.89	0.75	–	$4.2 \times 10^{20}$	h.m. / Dra	Herbstmeier és mtsai (1998)
M03	180	$27.6 \times 27.6$	117.6	46.1	$3.7 \pm 0.1$	$-2.12 \pm 0.23$	$5.8 \times 10^2$	0.82	0.71	–	$1.5 \times 10^{20}$	h.m. / UMi	Ábrahám és mtsai (1997)
TMC2-1	200	$30.7 \times 30.7$	173.9	-15.7	$56.5 \pm 8.9$	$-5.26 \pm 0.15$	$3.7 \times 10^5$	1.74	0.86	18.9	$1.7 \times 10^{21}$	LDN 1529, 1531	Ábrahám és mtsai (1997)
TMC2-2	200	$30.7 \times 30.7$	174.3	-15.9	$63.7 \pm 8.5$	$-3.49 \pm 0.14$	$3.8 \times 10^5$	1.66	1.04	16.3	$1.8 \times 10^{21}$	Taurus 2 m.f.	Lee és mtsai (2001)
Cha1S	100	$19.9 \times 19.9$	297.3	-16.2	$29.3 \pm 3.2$	$-3.80 \pm 0.08$	$1.4 \times 10^5$	2.47	0.79	10.3	$9.2 \times 10^{20}$	Taurus 2 m.f.	Chappell & Scalzo (2001)
ChamII	100	$31.4 \times 31.4$	303.5	-14.2	$23.9 \pm 3.3$	$-2.95 \pm 0.08$	$1.7 \times 10^5$	0.91	0.89	16.1	$1.2 \times 10^{21}$	Chamaeleon m.f.	Chappell & Scalzo (2001)
ChamII	200	$30.7 \times 30.7$	303.5	-14.2	$38.4 \pm 14.6$	$-5.17 \pm 0.18$	$2.4 \times 10^5$	2.48	0.53	16.1	$1.2 \times 10^{21}$	303.5-14.4	Tóth és mtsai (2000)

2.1. táblázat. A Fourier-teljesítményspektrum analíziséhez használt ISOPHOT térképek főbb jellemzői. (1) a mező észlelési által adott neve (2) a szűrő központi hullámhossza; (3) a térkép mérete; (4)–(5) a térkép közepének galaktikus koordinátái; (6) átlagos felületi fényesség az állatövi fény hozzájárulásának levonása után. A feltüntetett szórások a térkép dinamikai tartományát jellemzik. (7) a teljesítményspektrum spektrálindexe; (8) fluktuációs teljesítmény az  $l/d_0$  referencia térfrekvenciánál ( $d_0 = 4'$ ); (9)–(10) A műszer zaj teljesítményspektrumának és a teljes mérhető jel teljesítményspektrumának viszonyát leíró paraméterek (1. 2.2 egyenlet); (11) a semleges hidrogén átlagos oszlopűrűsége (Dickey & Lockman, 1990); (12)  $^{12}\text{CO}$  integrált intenzitás (Dame és mtsai, 2001); (13) a mezőhöz tartozó objektumok vagy sötét felhők, amelyek legalább részben a mezőben találhatóak. (14) referenciák – Egyéb jelölések: NGP – Északi galaktikus pólus vidéke; m.f. – molekulafelhő; h.m. – halvány mező.



## 3. fejezet

# Abszolút felületi fényesség kalibráció az ISO-űrtávcső ISOPHOT/C100 és C200 távoli infravörös kameráira

---

Kiss, Cs., Ábrahám, P., Laureijs, R. J., Moór, A., Birkmann, S. M., 2006, *MNRAS*, 373, 1213  
 Juvela, M., Mattila, K., Lemke, D., Klaas, U., Leinert, C. & Kiss, Cs., 2009, *A&A*, 500, 763

---

### 3.1. Felületifényesség-kalibráció a távoli-infravörösben

Azon mérések esetében, ahol nem pontforrásokat, hanem kiterjedt emissziót figyelünk meg, fontos kérdés, hogy a megfigyelések alapján meghatározott (instrumentális) felületi fényesség hogyan viszonyul az abszolút felületi fényességhez. Ahogyan azt korábban láttuk, ilyen méréseken alapul pl. a konfúziós zaj felületifényesség-függése, a kozmikus infravörös háttér felületi fényességének meghatározása, vagy csillagközi felhők távoli-infravörös emissziójának vizsgálata, ahol a felhők fizikai tulajdonságainak meghatározásához (pl. hőmérséklet, portömeg, stb.) elengedhetetlen az abszolút felületi fényesség korrekt kalibrációja (l. pl. Kiss és mtsai, 2006).

Az abszolút felületi fényesség kalibrációja az ISOPHOT C100 és C200 kamerái esetében azért is volt fontos, mert bár az ISOPHOT óta több infravörös-űrtávcső tanulmányozta a kozmikus infravörös háttér (a Spitzer- és Herschel- űrtávcsövek), megfelelő abszolút felületifényesség-kalibráció hiányában ezek az eszközök nem voltak képesek a kozmikus infravörös háttér teljes fényességének meghatározására. Így arra a kérdésre sem tudtak direkt mérésekből származó választ adni, hogy a felbontott források teljes fényén felül mekkora teljesítmény maradt a felbontatlan (közvetlenül nem detektált) forrásokból származó háttérben. Ebből a szempontból az ISOPHOT esetében a kozmikus infravörös háttér felületifényesség-mérései mind a mai napig, és a közeljövőben is megismételhetetlenek és rendkívül értékesek maradnak.

Megfelelő kiterjedt kalibrációs források hiányában a távoli-infravörösben a felületifényesség-kalibrációt a pontforráskalibráció kiterjedt forrásokra való alkalmazásával és a műszereffektusok pontos figyelembevételével valósíthatjuk meg. Még ebben az esetben is fontos a kapott kalibrációval meghatározott felületi fényességek összehasonlítása más műszerekkel végzett, kiterjedt abszolút emissziós mérésekkel. Erre a távoli-infravörös hullámhosszakon egyedül a COBE (Cosmic Background Explorer) műhold DIRBE (Diffuse InfraRed Background Experiment) műszerének nagy térbeli skálákon végzett mérései alkalmasak.

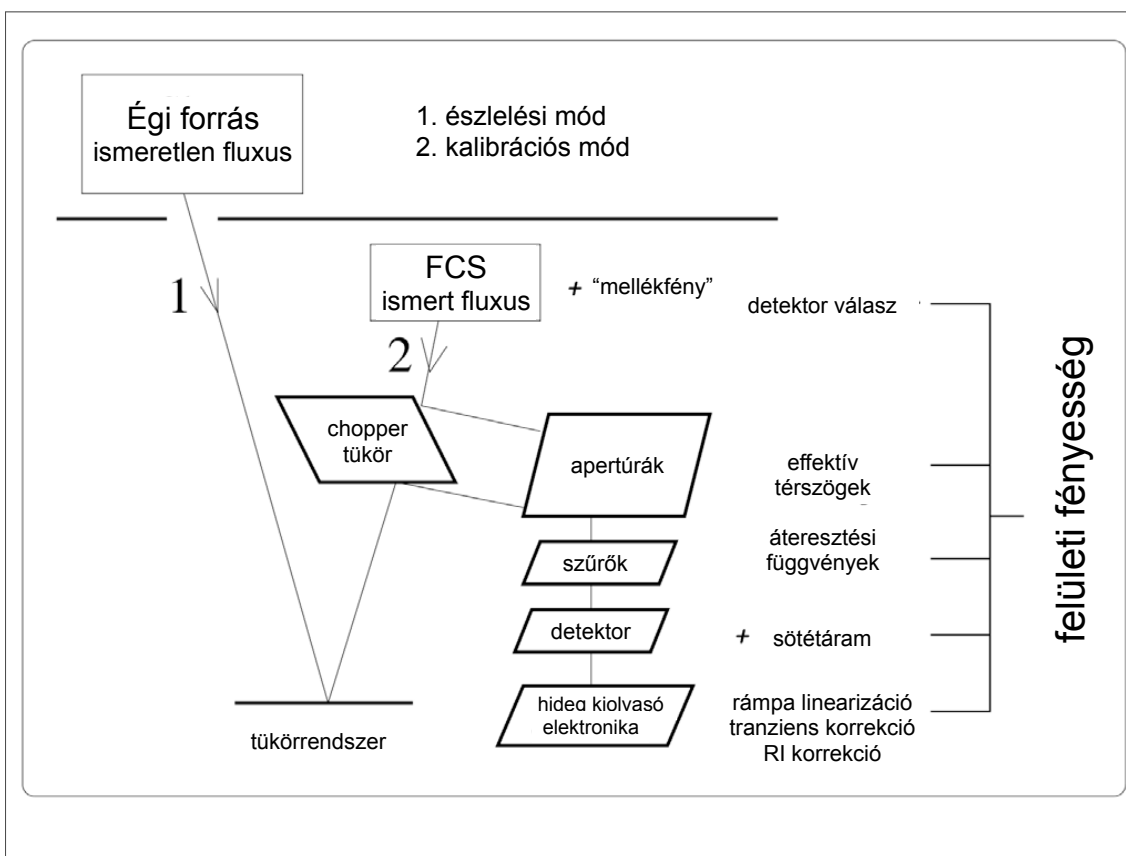
A felületi fényesség abszolút kalibrációhoz szükség volt egy megfelelően kialakított mérőrendszerre, aminek ebből a szempontból legfontosabb eleme a hűtött főtükör, valamint a meleg

és hideg kalibráló források.

Az ISOPHOT kameráinak pontforrás-kalibrációja standard égi források – csillagok, kisbolygók és bolygók – fluxussűrűségének mérésén alapul (l. pl. Klaas és mtsai, 2003). Ezek a források nagyrészt lefedik a teljes lehetséges dinamikai tartományt kb. 100 mJy-től 1000 Jy-ig. Az ISOPHOT C100 és C200 kameráinak minden lehetséges apertúrájához és pixelhez egyedi kalibráció tartozik, az ISOPHOT alapkalibrációjának egysége [Jy pixel<sup>-1</sup>], és a felületi fényességet ebből a mennyiségből számítjuk ki, a pixelek *effektív térszögének* segítségével:

$$B_\lambda = \frac{f_{\text{aper}}(0, 0)}{\Omega_{\text{aper}}^{\text{eff}}} \cdot F_\lambda \quad (3.1)$$

ahol  $F_\lambda$  az adott forrás fluxussűrűsége;  $\Omega_{\text{aper}}^{\text{eff}}$  a pixel/apertúra kombinációhoz tartozó effektív térszög;  $f_{\text{aper}}(0, 0)$  az adott pixelre eső beérkező fluxusteljesítmény hányad – itt a (0,0) pozícióban, azaz a pontforrás éppen a pixel közepén helyezkedik el;  $B_\lambda$  pedig a felületi fényesség.



3.1. ábra. Az ISOPHOT abszolút felületi fényesség kalibrációjának sémája

## 3.2. A COBE/DIRBE és az ISOPHOT felületifényesség-fotometria összehasonlítása

### 3.2.1. A COBE/DIRBE háttérbecslés ISOPHOT-térképekre

A monokromatikus COBE/DIRBE felületi fényesség értékeket egy adott hullámhosszra, időpontra és égi pozícióra a *PredictDIRBE*, IDL nyelven írt alkalmazás segítségével számítottuk ki. A *Pre-*

*dictDIRBE* rutin a CGIS függvénykönyvtárt használja, amit COBE-adatok feldolgozására fejlesztettek ki. A *PredictDIRBE* két fő DIRBE terméket használt, a DIRBE égbolt és állatövi fény atlasz térképeit (DIRBE sky and zodi atlas, DSZA), valamint az állatövi fényre korrigált, és a misszió idejére kiátlagolt térképeket (zodi-subtracted mission average maps, ZSMA) – ezeknek a részletes leírása az Infrared Processing and Analysis Center (IPAC) COBE/DIRBE weblapján található<sup>1</sup>. A *PredictDIRBE* rutin a következő módon határozza meg a felületi fényességeket a COBE/DIRBE hullámhosszakon:

- *A DIRBE ZSMA felületi fényesség értékek meghatározása:* A háttérbecslés első lépése a ZSMA (állatövi fényre korrigált) felületi fényesség értékek meghatározása volt a 10 DIRBE fotometriai sávra. A DIRBE műszer térbeli felbontása ( $\sim 0,5$  fok) egy tipikus ISOPHOT-térkép méretének nagyságrendjében van, az aktuálisan figyelembe vett pixelek számát az ISOPHOT-térkép mérete határozza meg, a 10 továbbiakban használt felületi fényesség érték az egyes DIRBE pixeleken mért értékek mediánja.
- *A cirrusz komponens színkorrekciója:* Ebben a lépésben a cirrusz komponens hőmérsékletét határoztuk meg a 100, 140 és 240  $\mu\text{m}$ -es felületi fényesség értékek alapján, egy módosított feketetest spektrális energiaeloszlásának illesztésével:

$$I_\nu \propto \nu^\beta B_\nu(T) \quad (3.2)$$

ahol  $B_\nu(T)$  a  $T$  hőmérsékletre tartozó Planck-függvény,  $\nu$  a frekvencia és  $\beta$  a színekindex. Ebben az illesztésben a 140  $\mu\text{m}$ -es pontnak kisebb súlyt adtunk az detektor/szűrő pár ismert kalibrációs és stabilitási problémái miatt. A hőmérséklet illesztéséhez a színekindexet  $\beta = 2$  értéken, a ritka csillagközi anyagra jellemző átlagos értéken rögzítettük (Schlegel és mtsai., 1998). A  $\lambda < 100 \mu\text{m}$ -es hullámhosszakra a spektrális energiaeloszlást spline interpolációval határoztuk meg a  $\log(\lambda) - \log(I_\lambda)$  értékekből. A színkorrekciót a kapott spektrális energiaeloszlás alapján határoztuk meg, a DIRBE szűrők áteresztési görbéi alapján. A végső monokromatikus felületi fényesség értékeket iteratív módon számítottuk ki, az eredeti értékeket addig módosítva, amíg színkorrigált értékekkel a konvergenciakritériumot el nem értük. A ZSMA térképek legalább két komponenset tartalmaznak, a galaktikus cirrusz és az extragalaktikus háttér hozzájárulását. Bár a két komponens teljes spektrális energiaeloszlása nyilvánvalóan különböző, a 100–240  $\mu\text{m}$ -es tartományban nagyon hasonlóak, így színkorrekciójuk is nagyon hasonló, egyhez közeli érték, ezért ebben a közelítésben egyetlen komponensként vettük ezeket figyelembe.

- *A DIRBE nem-állatövi felületi fényesség értékeinek meghatározása az ISOPHOT hullámhosszakon:* A korábban kiszámított DIRBE felületi fényesség értékeket interpoláltuk az ISOPHOT műszer hullámhosszaira, a 100  $\mu\text{m}$ -nél rövidebb hullámhosszakra az előbb említett spline interpolációt használva a  $\log(\lambda) - \log(I_\lambda)$  értékekre, míg ennél hosszabb hullámhosszakon a  $\nu^\beta B_\nu(T)$  spektrális energiaeloszlást használva.
- *Az állatövi komponens meghatározása:* Az állatövi fény komponensét a DIRBE állatövi fény atlaszából (DSZA) határoztuk meg. A mérés időpontjából meghatároztuk az adott égi pozíció naptól való kitérésének szögét (elongációját). Abban az esetben, ha az adott elongációra és ekliptikai szélesség értékre nem volt DIRBE-mérés (a műszer véges élettartama miatt), az elongációt „tükröztük” a Nap másik oldalára, és az ottani azonos elongáció abszolút értékhez tartozó pozícióra számítottuk ki az állatövi fény komponensét. Ez a tükrözött pozíciót majdnem minden esetben észlelték (l. Hauser és mtsai., 1998b). Az állatövi komponensét mind a 10 DIRBE hullámhosszra meghatároztuk.
- *Az állatövi fény komponens színkorrekciója* Az állatövi fény komponens hőmérsékletét egy módosítatlan feketetest színekével közelítettük a rövidebb hullámhosszakon, mivel ismert,

<sup>1</sup>[http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe\\_overview.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe_overview.cfm)

hogy az állatövi fény minden irányban jól jellemezhető egyetlen hőmérséklettel (Leinert et al., 2002). A hosszabb hullámhosszakon – a gyorsan, nagyjából Rayleigh–Jeans módon eső felületi fényesség értékek miatt – spline interpolációt használtunk. A végső értékeket a fentebb említett iteratív módszerrel határoztuk meg. Az így kapott monokromatikus DIRBE állatövi fény felületi fényesség értékeket interpolációval számítottuk át az ISOPHOT hullámhosszakra.

- *A végső felületi fényességek* a monokromatikus állatövi és nem állatövi komponensek összegeként adódnak.

### 3.2.2. Mini-térképek

A mini-térképek az ISO/ISOPHOT műszer P22-es észlelési módjának egyik alváltozatát jelentették (Laureijs et al., 2003), amit kifejezetten pontforrások vagy kompakt források fotometriájára terveztek. A pontforrás fluxusának meghatározása mellett, mintegy melléktermékként, a mini-térképek pontos átlagos háttérfényesség értéket is szolgáltatnak a forrás égi pozíciójának környezetében, mivel ugyanazt az égi pozíciót az ISOPHOT detektorok több pixele is észlelte ugyanazon mérés során. A mini-térképekre épülő abszolút felületi fényesség kalibrációhoz feltételeztük, hogy a mini-térképek háttére homogén a mini-térkép teljes területét tekintve. Egy ilyen mini-térkép tipikus kiterjedése  $4'$ , mind a C100, mind a C200 detektor esetében. A mini-térképek háttér értékeit összehasonlíthatjuk a DIRBE mérésekből a *PredictDIRBE* segítségével kapott háttérértékekkel a forrás koordinátái körül az ISOPHOT hullámhosszakra. Moór és mtsai (2003, 2004a,b, 2005) a teljes ISOPHOT mini-térkép mintát feldolgozták, ezek a mini-térképek hozzáférhetők az ISO archívumban (Salama et al., 2004) mint ún. HPDP-k (highly processed data product). Ezeknek a mini-térképeknek a háttér értékeit hasonlítottuk össze a COBE/DIRBE mérések alapján a *PredictDIRBE* rutinnal számolt háttér értékekkel.

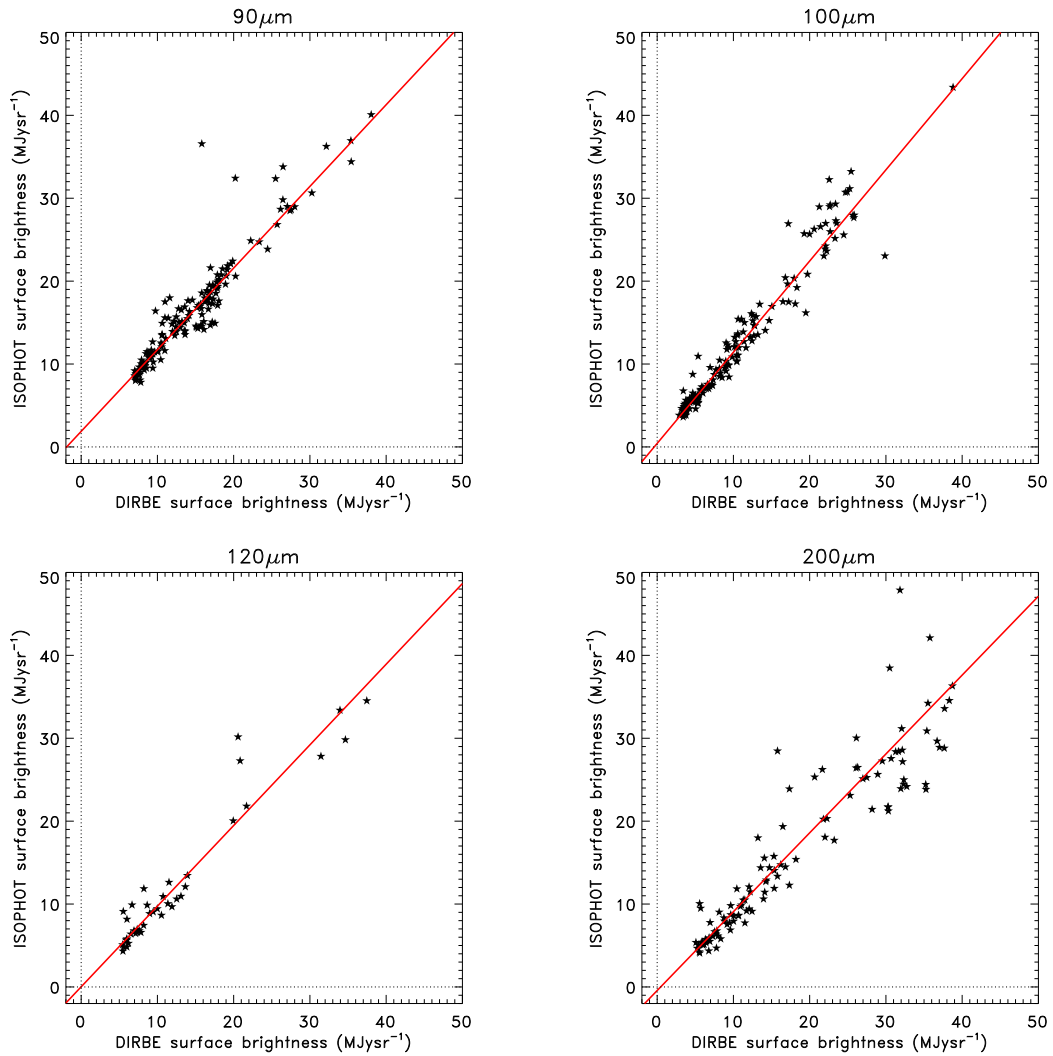
Az eredmények a 3.2 ábrán láthatók az általunk használt 90, 100, 120 és 200  $\mu\text{m}$ -es ISOPHOT szűrőkre – ezekben az ISOPHOT sávokban készült elegendően nagyszámú és megfelelő minőségű mérés az összehasonlításhoz.

Az ISOPHOT és *PredictDIRBE* (COBE/DIRBE) háttér felületi fényességek összehasonlításánál feltételeztük, hogy a két fotometriai rendszer között lineáris kapcsolat van:

$$I_{\lambda}^{\text{ISOPHOT}} = S \times I_{\lambda}^{\text{DIRBE}} + I_0 \quad (3.3)$$

ahol  $I_{\lambda}^{\text{ISOPHOT}}$  és  $I_{\lambda}^{\text{DIRBE}}$  az ISOPHOT és DIRBE felületi fényesség értékek a  $\lambda$  hullámhosszon. Az különböző hullámhosszokra meghatározott  $S$  és  $I_0$  paramétereket a 3.1 táblázat tartalmazza. Az illesztett paraméterek mellett a táblázatban felsoroltuk az átlagos relatív eltéréseket a két felületi fényesség rendszer között ( $R_{1:1}$ ), valamint a maradék eltéréseket a fenti lineáris összefüggéssel történő korrekció után ( $R_f$ ). Ez a két mennyiség jól jellemzi a két fotometriai rendszer relatív pontosságát.

Mind a DIRBE, mind az ISOPHOT felületi fényesség kalibrációja tartalmaz bizonytalanságokat mind a skálafaktor (gain), mind pedig a fotometriai nullpont tekintetében – ezek a bizonytalanságok jelentősen növelik hozzájárulnak a 3.1 táblázatban felsorolt relatív pontosságokhoz. Pl. a három leghosszabb hullámhosszú DIRBE szűrőre a skálafaktor bizonytalansága 13,5% 100  $\mu\text{m}$ -en, 10,6% 140  $\mu\text{m}$ -en és 11,6% 240  $\mu\text{m}$ -en. (Arendt és mtsai., 1998). Ennek alapján egy kb. 10%-os bizonytalanság marad a DIRBE–ISOPHOT relatív kalibrációban, ami részben a *PredictDIRBE* rutin által becsült fényességek hibáiból, részben pedig az ISOPHOT kalibrációjának bizonytalanságából adódik. A DIRBE felületi fényesség kalibrációjának nullponti hibái 0,3, 0,6 és 0,4  $\text{MJy sr}^{-1}$  az előbb említett hullámhosszakon (Arendt és mtsai., 1998). Ezek ugyanabban a nagyságrendben vannak, mint az ISOPHOT–DIRBE összehasonlításból kapott  $I_0$  értékek (l. 3.1 táblázatot), kivéve a 90  $\mu\text{m}$ -es ISOPHOT szűrő esetében, ahol ez az érték jelentősen nagyobb. Ennek magyarázata lehet, hogy a 90  $\mu\text{m}$ -en megfigyelt infravörös emisszió jelentős mértékben tartalmazhat a kisebb porszemcsékből (very small grains) eredő emissziót, aminek a hatását a *PredictDIRBE* rutinban nem vettük figyelembe, csak a nagy porszemcsékét, ami a 100  $\mu\text{m}$ -nél nagyobb hullámhosszakon domináns. A mini-térképek felhasználásának további korlátja, hogy méretük kisebb, mint a DIRBE-mérések térbeli



3.2. ábra. Az ISOPHOT mini-térképekből és a PredictDIRBE rutin segítségével becsült háttér felületi fényességek összehasonlítása négy ISOPHOT-szűrőre (90, 100, 120 és 200  $\mu\text{m}$ )

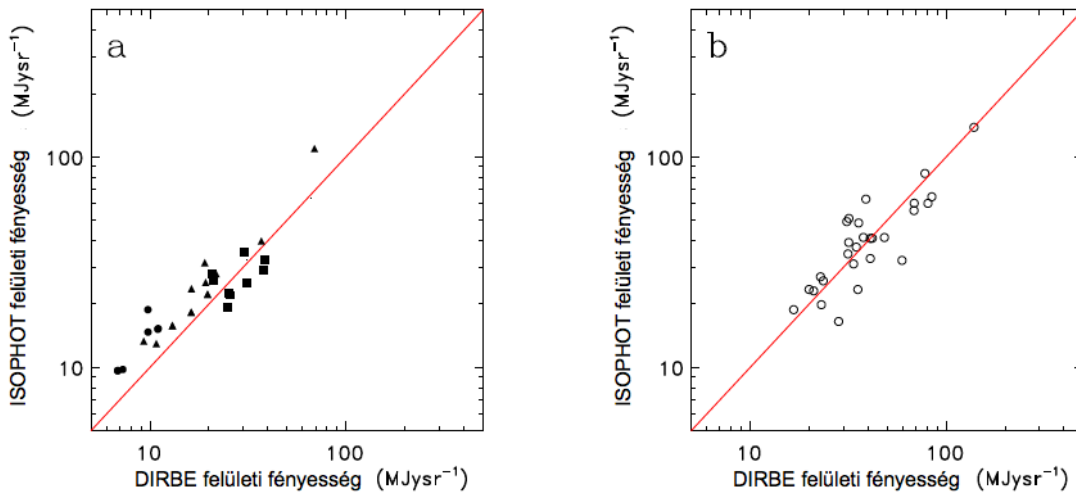
felbontása. A mini-térképek esetében azt is feltettük, hogy a központi pontforrás csak elhanyagolható mértékben járul hozzá a felületi fényességhez a DIRBE térbeli skáláján, hiszen ott ezeknek a forrásoknak a hozzájárulását nem vettük figyelembe.

### 3.2.3. Nagyméretű ISOPHOT-térképek

Kiválasztott ISOPHOT-térképek mintája már korábban is létezett a galaktikus cirrusz emisszió kis skálájú szerkezetének tanulmányozására (Kiss és mtsai., 2003), később ezt kiegészítettük további mezőkkel, és ezt a kiterjesztett mintát használtuk fel a növekvő porszemcse méret megfigyelésére az infravörös emisszivitás változásán keresztül (Kiss és mtsai., 2006). Ezek a térképek nagyobbak, mint a mini-térképek (5–40'), az adott mező felületi fényességét egyszerű átlagolással számítottuk ki. A mérés dátumát figyelembe vettük az állatövi fény hozzájárulásának becslésénél, a korábban leírtak szerint. Az eredményeket a 3.3 ábrán mutatjuk be. A mini-térképekhez hasonlóan, a kapcsolat az ISOPHOT és a DIRBE felületi fényesség értékek között a nagy térképek esetében is jó közelítéssel lineáris, a C100 detektor 90  $\mu\text{m}$ -es szűrője esetében a nagy térképeknél is jól megfigyelhető a mini-térképeknél észlelt jelentős nullponti különbség.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	S	$I_0$ ( $\text{MJy sr}^{-1}$ )	$R_{1:1}$ (%)	$R_f$ (%)
90	0,98( $\pm 0,02$ )	1,87( $\pm 0,13$ )	14,2	8,5
100	1,09( $\pm 0,03$ )	0,43( $\pm 0,13$ )	16,7	10,5
120	0,97( $\pm 0,06$ )	0,02( $\pm 0,28$ )	12,8	11,4
200	0,95( $\pm 0,03$ )	-0,44( $\pm 0,24$ )	14,9	10,8

3.1. táblázat. A DIRBE és ISOPHOT felületi fényesség fotometriai rendszerek kapcsolatát leíró paraméterek a mini-térkép HPDP-k alapján. A táblázat a következő oszlopokat tartalmazza: (1) az ISOPHOT-szűrő hullámhossza; (2) illesztett skálafaktor (S) a 3.3 egyenlet szerint; (3) nullponti különbség ( $I_0$ ) a 3.3 egyenlet szerint; (4) átlagos relatív eltérés az ISOPHOT és DIRBE felületi fényességekben; (5) átlagos eltérés a két fotometriai rendszer között a lineáris illesztéssel történt korrekció után.



3.3. ábra. A nagy ISOPHOT térképek felületi fényességének összehasonlítása az ugyanerre a területre becsült DIRBE értékekkel. (a) „Rövid” hullámhosszú, C100 szűrők (90  $\mu\text{m}$  – teli körök, 100  $\mu\text{m}$  – háromszögek, 120  $\mu\text{m}$  – négyzetek); (b) ISOPHOT 200  $\mu\text{m}$ -es szűrő (C200 kamera). A folytonos vörös vonalak az 1:1 egyenest jelzik.

### 3.2.4. A COBE-DIRBE és az ISOPHOT abszolút fotometriai rendszere

Az általános egyezés a COBE-DIRBE és az ISOPHOT abszolút fotometriai rendszerei között jónak mondható, a két rendszer közötti skálafaktorok közel vannak az egyhez, a bizonytalanságokon belül, még 100  $\mu\text{m}$ -en előforduló legnagyobb eltérés is csak 9%. A két fotometriai rendszer közötti nullponti különbségek általában kicsik, de az ISOPHOT 90  $\mu\text{m}$ -es szűrő esetében ez az érték  $\sim 1,9 \text{ MJy sr}^{-1}$ , ami már jelentős, hiszen a kozmikus ablakokban a cirrus maradék fényessége ezeken a hullámhosszakon kb.  $1 \text{ MJy sr}^{-1}$ . A COBE-DIRBE abszolút fotometriai rendszer (Hauser és mtsai, 1998) kalibrációs bizonytalanságai hasonló nagyságrendben vannak ahhoz, ami az ISOPHOT rendszer bizonytalanságaira kaptunk (5-15%, hullámhossztól függően), így a COBE-DIRBE és az ISOPHOT rendszer összehasonlítása alapján az ISOPHOT fotometriai rendszerre kapott kalibrációs bizonytalanság  $\sim 9\%$ , mind a C100, mind pedig a C200 detektor sávjaira, a nullponti bizonytalanságot nem számítva. A két rendszer közötti eltérés legfontosabb oka valószínűleg a nagy ( $\sim 0,5$ ) DIRBE nyálábméret, aminek a hatását nem tudtuk teljesen kiküszöbölni.

mező	$\lambda_s/\lambda_l$	$I_s^D$	$I_s^{PHT}$	$I_l^D$	$I_l^{PHT}$
G004.3+35.8	100 / 200	19.0	31.5	38.9	63.1
G100.0+14.8	90 / 200	11.0	15.3	31.5	34.6
G101.8+17.0	100 / 200	10.8	13.0	23.1	19.9
G102.0+15.2	90 / 200	9.8	14.7	37.8	41.5
G114.0+14.9	120 / 200	24.8	19.3	41.0	32.9
G114.3+14.7	120 / 200	25.6	22.0	42.0	41.1
G114.6+14.6	120 / 200	25.2	22.5	41.0	41.0
G121.6+24.6	90 / 200	7.3	9.8	22.8	27.0
G122.0+24.2	90 / 200	6.8	9.6	21.1	23.1
G142.0+38.5	100 / 200	9.3	13.3	16.7	18.8
G170.2–16.0	120 / 200	31.1	25.3	48.4	41.4
G173.9–15.7	120 / 200	38.1	28.9	68.5	55.7
G174.3–15.9	120 / 200	38.6	32.6	68.7	60.3
G297.3–16.2	100 / 200	21.7	27.9	84.5	64.7
G300.2–16.8	120 / 200	9.8	18.8	31.8	39.2
G301.7–16.6	90 / 200	16.3	23.7	34.8	37.3
G302.6–15.9	100 / 200	13.0	15.8	28.3	16.5
G303.5–14.2	100 / 200	19.7	22.2	59.5	32.2
G303.8–14.2	100 / 200	16.2	18.3	35.4	23.5
G355.3+14.7	100 / 200	69.2	109.7	138.8	138.4
G359.1+36.7	100 / 200	19.2	25.3	23.6	25.8
G359.9–17.9	100 / 200	37.0	39.8	78.0	83.5
G089.0–41.2*	90 / 200	11.0	15.2	20.0	23.5
G111.2+19.6*	150 / 200	31.2	32.2	33.7	31.0
G187.3–16.7*	120 / 200	30.2	35.4	35.8	48.6
G297.3–15.7*	150 / 200	66.8	63.7	80.8	60.2
G301.2–16.5*	120 / 200	20.8	27.9	31.1	49.3
G301.7–16.6*	120 / 200	21.1	25.8	31.9	51.1

3.2. táblázat. Az ISOPHOT–DIRBE felületi fényesség összehasonlításban szereplő nagyméretű térképek. A táblázat oszlopai a következők: (1) a mező neve (galaktikus koordinátákkal); (2) rövid és hosszú hullámhosszú szűrők effektív hullámhossza [ $\mu\text{m}/\mu\text{m}$ ]; (3) rövid hullámhosszú DIRBE felületi fényesség [ $\text{MJy sr}^{-1}$ ]; (4) rövid hullámhosszú ISOPHOT felületi fényesség [ $\text{MJy sr}^{-1}$ ]; (5) hosszú hullámhosszú DIRBE felületi fényesség [ $\text{MJy sr}^{-1}$ ]; (6) hosszú hullámhosszú ISOPHOT felületi fényesség [ $\text{MJy sr}^{-1}$ ]

### 3.3. A kozmikus infravörös háttér abszolút értékének meghatározása

Bár a korábbi ISOPHOT–DIRBE felületi fényesség kalibráció azt mutatta, hogy a két fotometriai rendszer kapcsolata lineáris, a két rendszer nagyon közel van egymáshoz, és az ISOPHOT rendszer a DIRBE kalibrációtól függetlenül önnállóan is használható, a kozmikus infravörös háttér abszolút értékének meghatározásához a lehető legpontosabb kalibrációra és az összes zavaró effektus kiküszöbölésére volt szükség. Ezért a PIA (Phot Interactive Analysis, Gabriel és mtsai, 1997) adatfeldolgozó programcsomag egy, erre a feladatra dedikált verzióját készítettem el (PIA V11.3), az összes lehetséges korrekció figyelembevételével és a fontosabb felületifényesség-kalibrációs lépések újraértékelésével. A 3.1 ábrán bemutatott sémának megfelelően a felületifényesség-kalibrációnak két alapvető komponense van, az effektív térszögek kiszámítása, és az égi kalibrációs forrásokból származó, mért fluxus hozzákötése a belső, ismert intenzitással sugárzó kalibrációs forrás fluxussűrűségéhez. Az utóbbi lépés első eleme annak meghatározása, hogy a belső kalibrációs forrás

adott fűtőteljesítmény mellett mekkora optikai teljesítményt produkál a detektorokon (FCS kalibráció). A PIA 11.3 verziójában az effektív térszög kalibrációt és az FCS kalibrációt is újra elvégeztem a rendelkezésre álló mérések, valamint olyan elméleti megfontolások alapján, amelyeket korábban nem használtak fel a kalibrációban.

Az ISOPHOT abszolút felületi fényesség kalibrációjának legfontosabb felhasználás a kozmikus infravörös háttér abszolút értékének meghatározása volt (Juvela és mtsai., 2009).  $90\ \mu\text{m}$ -en egy  $2.3\ \text{MJy sr}^{-1}$  értékű,  $2\sigma$  felső korlátot kaptunk a kozmikus infravörös háttér értékére, elsősorban az ezen a hullámhosszon jelentkező, fentebb ismertetett nagy nullponti különbség miatt.  $150$  és  $180\ \mu\text{m}$  között a kozmikus infravörös háttér értéke  $1,08 \pm 0,32 \pm 0,30\ \text{MJy sr}^{-1}$ -nek adódott, ahol a két hiba a statisztikus és a szisztematikus hibákat külön mutaja. A eredményeket leginkább az állatövi fény hozzájárulásának meghatározása és a detektorok sötétárama becslésének pontossága határozta meg. A meleg, ionizált csillagközi anyaggal kapcsolatba hozható háttérkomponens járulékra – a legutóbbi eredmények szerint – elhanyagolható a többi forrásból származó bizonytalanságok mellett.

A kozmikus infravörös háttér abszolút értékének ISOPHOT-hullámhosszakra történő meghatározásának azért különösen nagy a jelentősége, mert az ISO óta nem volt, és a közeljövőben nem is várható olyan űrtávcső, amely képes lenne abszolút felületi fényesség kalibrációra a  $100\ \mu\text{m}$ -es, vagy annál hosszabb hullámhosszakon. Bár az Spitzer- és a Herschel-űrtávcsövek a kozmikus infravörös háttért jelentős részben forrásaikra tudták bontani az általuk vizsgált hullámhosszakon, az abszolút felületi fényesség mérésére nem voltak alkalmasak, így a távoli galaxisok fényének teljes integrálját nem voltak képesek meghatározni. A Herschel-űrtávcső esetében ennek a legfőbb oka a meleg ( $80\text{--}90\ \text{K}$ ) főtükör, ami önmaga az egyik legjelentősebb forrás az észlelt távoli infravörös sugárzásban, lehetlenné téve a felületi fényesség fotometriai nullpontjának meghatározását, mivel ebben az esetben minden mérés a főtükör háttéréhez képest történt.



## 4. fejezet

# Konfúziós zaj becslése infravörös-űreszközökre

---

Kiss, Cs., Klaas, U., Lemke, D., 2005, *A&A*, 430, 343

---

### 4.1. Bevezetés

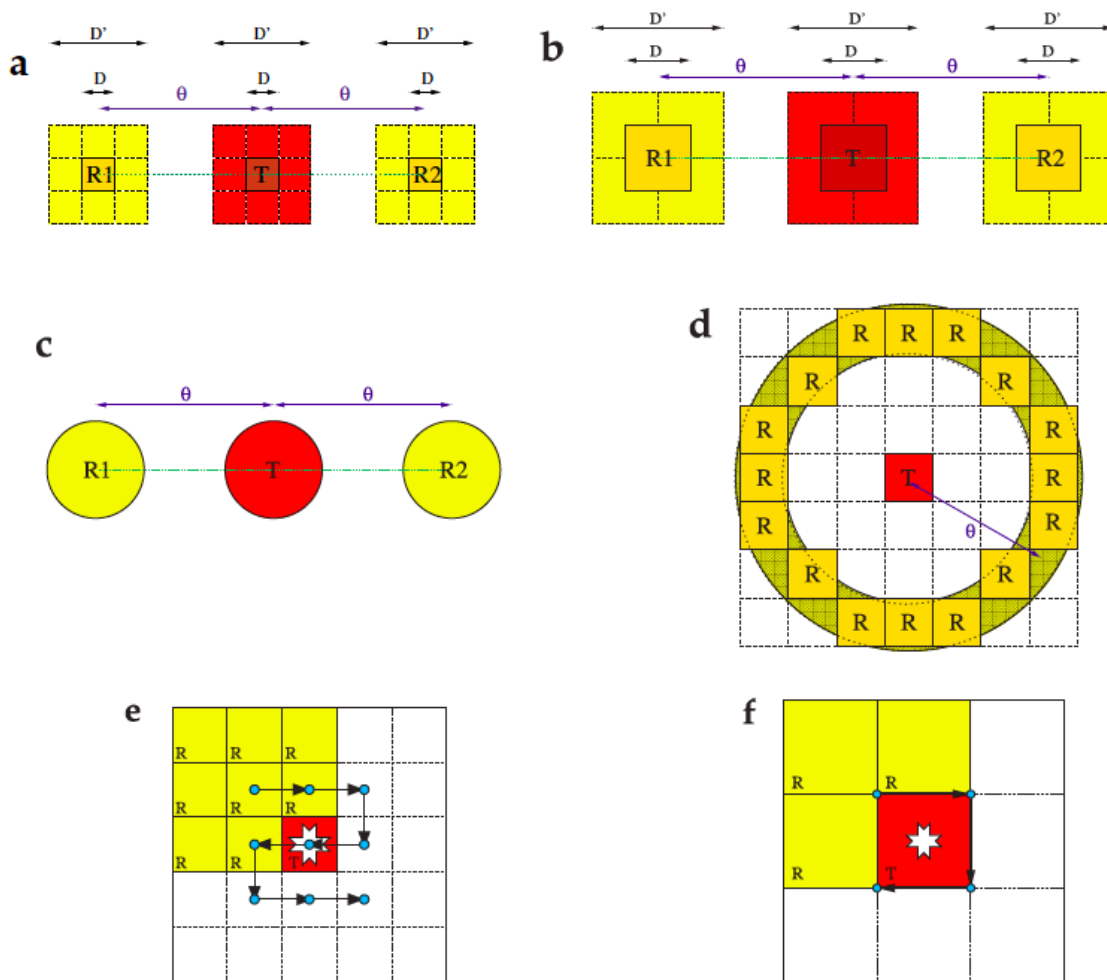
Az ISO űrtávcső misszió aktív fázisának befejezése (1998) után már aktív építési fázisban voltak a következő évtized nagy infravörös-űrtávcsövei (Spitzer, Akari, Herschel). Ezen műszerek, illetve az azokkal dolgozó kutatók számára is fontos kérdés volt, hogy a konfúziós zaj milyen határaitra számíthatnak, ezeket a becsléseket pedig alapvetően a korábbi infravörös-űreszközök, elsősorban az COBE-DIRBE és az ISO/ISOPHOT eredményei alapján lehetett megtenni. Az ebben a fejezetben ismertetendő munkában részletesen megvizsgáltuk a konfúziós zajt az ISO/ISOPHOT C100 és C200 kamerájának mérési módjaira, és ezen eredmények alapján adtunk becslést az akkor fejlesztés alatt lévő űreszközök konfúziós zajára a távoli-infravörös hullámhosszakon.

### 4.2. Konfúziós zaj az ISOPHOT C100 és C200 detektorain

Mivel a cirrusz konfúziós zajának erőssége hullámhosszfüggő (l. az előző fejezetek), itt csak azokat az ISOPHOT-szűrőket vettük figyelembe, amelyeknél a cirrusz konfúziós zajának értéke legalább akkora egy tipikus mezőben, mint a műszerzaj értéke. Ezek a 90  $\mu\text{m}$ -nél hosszabb hullámhosszú ISOPHOT szűrők, de néhány szűrővel nem készítették jelentősebb számú mérést, ezért ebben a munkában csak a C100 detektor 90 és 100  $\mu\text{m}$ -es, illetve a C200 detektor 170 and 200  $\mu\text{m}$ -es sávjában végzett mérésekre szorítkozunk (ISOPHOT Handbook, Laureijs és mtsai, 2003).

A konfúziós zaj analízisét elvégeztük egyedi pixelekre is és a teljes detektormátrixokra is (3x3-as a C100 és 2x2-es a C200 kamera esetében). Erre azért volt szükség, mert bizonyos mérési módokban nem az egyedi pixeleket használták fotometriára, hanem a teljes detektormátrixot, pl. a C200 „staring” mérési mód esetében, amikor egy mérés esetében a középpontot a négy pixel közös sarkába állították be. Egyedi pixelek esetében a pixelméret 46'' $\times$ 46'' volt a C100 kamera és 92'' $\times$ 92'' a C200 kamera esetében. A teljes detektormátrixok esetében az apertúrák mérései 138'' $\times$ 138'' [3 $\times$ 3-as mátrix] illetve 184'' $\times$ 184'' [2 $\times$ 2-es mátrix] voltak a C100, illetve a C200 detektorra. Mivel a P3 detektor / 100  $\mu\text{m}$  szűrő kombinációval nem készültek használható cirrusz térképek, a C100-as kamera / 100  $\mu\text{m}$  szűrő kombinációval készítettünk egy modellt, ami megfelelt a P3 detektor leképezésének. Ez megengedhető volt, mivel a két szűrő áteresztési függvénye nagyon hasonló (l. Laureijs és mtsai, 2003, Appendix A). Hogy modellezni tudjuk a P3 detektort öt modellapertúrát készítettünk a C100 detektor számára, amik megfelelnek a 79'', 99'', 120'' és 180''-es köralakú, illetve 127'' $\times$ 127''-es

négyzetes P3 apertúráknak. Ezeket  $6 \times 6$  pixeles mátrixokból állítottuk elő, amelyek súlyait az elméleti nyalábfüggvénynek megfelelően határoztuk meg, a középponttól való távolságnak megfelelően.



4.1. ábra. Az ISOPHOT általunk vizsgált mérési módjai. A „target” és „referencia” apertúrákat a „T” és „R” betűk jelölik. Egy apertúra lehet egy egyedi detektor pixel (P3, C100, C200), vagy egy teljes detektor mátrix is (C100, C200). (a) C100 „chopping”. A „négyzög-chopping” mérési módhoz csak egy referenciaapertúra (R1) és egy targetapertúra (T) tartozik. „Háromszög-chopping” esetében két referenciaapertúrát (R1 és R2) használunk. Mind a target-, mind a referenciaapertúrák lehetnek egyedi detektorpixel (D), vagy teljes detektormátrixok (D'). (b) Ugyanaz mint (a), de a C200 detektorra; (c) Ugyanaz mint (a), de a P3 detektorra. A P3 detektort leggyakrabban kör alakú apertúrákkal használták. (d) Kör alakú (gyűrűs) apertúrák  $\theta$  távolságban a targetapertúrától. A gyűrű vastagsága megegyezik a mérő apertúra átmérőjével. A gyakorlatban a gyűrű alakú apertúrát a térképeken az ábrán feltüntetett módon valósítjuk meg, egyedi pixelek kombinációjaként. (e) A C100 detektor mini-térkép módjának sematikus ábrázolása (mini-térkép  $3 \times 3$  égi pozícióval). A mérés során a látómező középpontjának változását a kék pontok mutatják. Az első pozícióhoz tartozó target- és referenciaapertúrákat vörös, illetve sárga színnel jelöltük. A mérés során a targetapertúra mindig ugyanazon az égi pozíción marad (a forráson), de ez mindig más detektor pixelnek felel meg, és ennek megfelelően változnak a referenciaapertúrák is. (f) Ugyanaz, mint (e), de a C200-as detektorra,  $2 \times 2$  égi pozíciót használva.

### 4.2.1. Mérési módok

Az ISOPHOT mérési módjainak részletes leírása az ISOPHOT Handbook-ban (Laureijs és mt-sai, 2003) található, az alábbiakban csak a struktúrazaj származtatáshoz használt legfontosabb jellemzőket foglaljuk össze (l. a 4.1 táblázatot).

ISOPHOT AOT	almód	detektor	apertúra	referencia pozíciók száma	T-R szeparáció
PHT 03	staring	P3	79''–180''	1	1',5–10'
	chopping	P3	79''–180''	1–2	90''–180''
PHT 05	staring	P3	79''–180''	1	1',5–10'
PHT 17/18/19	staring	P3	79''–180''	≥1	1',5–1',5
PHT 22	staring	C100	138'' × 138''	1	2',5–10'
	staring	C200	184'' × 184''	1	3'–10'
	chopping	C100	46'' × 46''	1–2	135''–180''
	chopping	C200	184'' × 184''	1	180''
	mini-map (3×3)	C100	46'' × 46''	24	46''–130''
PHT 25	mini-map (2×2)	C200	92'' × 92''	8	92''–130''
	staring	C100	138'' × 138''	1	2',5–10'
PHT 32	staring	C200	184'' × 184''	1	3'–10'
	túlmv.	C100	46'' × 46'' /	≥1	46''–138''
PHT 37/38/39	chopping		138'' × 138''		
	túlmv.	C200	92'' × 92'' /	≥1	92''–184''
	chopping		184'' × 184''		
	staring	C200	184'' × 184''	≥1	3'–1',5

4.1. táblázat. A lehetséges és modellezett ISOPHOT mérési módok fontosabb jellemzői a C100 és C200 detektorok esetében. A „túlmv.” rövidítés az ún. túlintavételezett (oversampling) mérései módra utal.

### 4.2.2. A konfúziós zaj analízise

A konfúziós zaj analíziséhez felhasznált térképek ugyanazok voltak, mint amiket a 2. fejezetben a cirrusz konfúziós zajának vizsgálatához használtunk. A konfúziós zajt, a korábbiakhoz hasonló módon, itt is a  $k$ -adrendű struktúrafüggvénnyel jellemezzük:

$$S(\underline{\theta}, k) = \left\langle \left| B(\underline{x}) - \frac{1}{k} \cdot \sum_k B(\underline{x} + \underline{\theta}_k) \right|^2 \right\rangle_{\underline{x}} \quad (4.1)$$

ahol  $B$  a mért fényesség,  $\underline{x}$  a célpont helye,  $k$  a referenciaapertúrák száma,  $\underline{\theta}_k$  a szeparációvektor a célpont és a  $k$ -dik referencia apertúra között, és az átlagolást a teljes térképre végezzük. A  $\underline{\theta}_k$ -kat az akutális mérési konfiguráció határozza meg (l. 4.1 ábra). A struktúrafüggvényből pedig kiszámítjuk a struktúrazajt:

$$N_{\text{str}}(\theta, k) = \sqrt{S(\theta, k)} \times \Omega \quad (4.2)$$

ahol  $\Omega$  a mérő apertúratérszöge. Ahogyan azt már láttuk, az összefüggés a konfúziós zaj, a műszerzaj és a struktúrazaj között:

$$N_{\text{str}}^2 = N^2 + 2N_i^2 \quad (4.3)$$

ahol  $N$  a valódi konfúziós zaj, és  $N_i$  a műszerzaj. A kapott konfúziós zajt a mezők átlagfényességének függvényében vizsgáltuk, és a kettő közötti összefüggést egy háromparaméteres egyenlettel írtuk le:

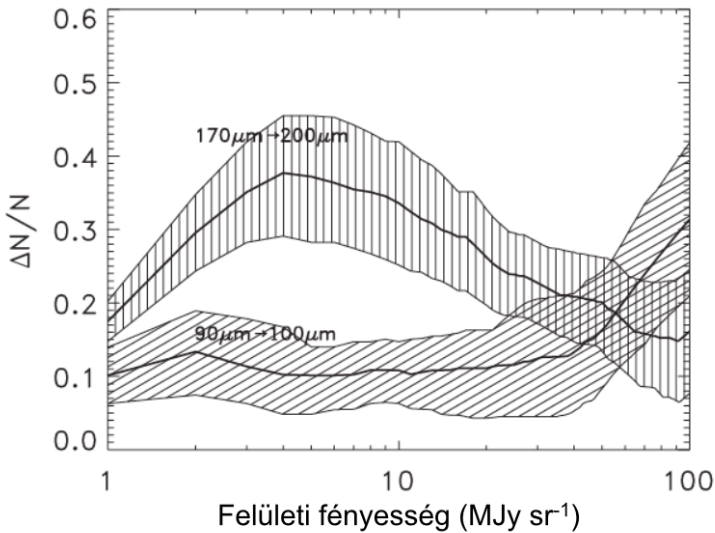
$$\frac{N(\underline{\theta}, k, \lambda)}{1 \text{ mJy}} = C_0(\underline{\theta}, k, \lambda) + C_1(\underline{\theta}, k, \lambda) \cdot \left\langle \frac{B}{1 \text{ MJy sr}^{-1}} \right\rangle^{\eta(\underline{\theta}, k, \lambda)} \quad (4.4)$$

A  $C_0$ ,  $C_1$  és  $\eta$  paraméterek mind függvényei a referenciaapertúrák számának és elrendezésének, valamint a mérés hullámhosszának. Ebben a felállásban úgy tekintjük, hogy a konfúziós zaj az extragalaktikus és cirrusz komponensek összege.

A  $C_0$ ,  $C_1$  and  $\eta$  együtthatókat egy Levenberg–Marquardt-féle illesztő rutinnal határoztuk meg. Ahhoz, hogy megfelelő illesztést kapjunk egy adott szűrő / mérési konfiguráció kombinációra a felületi fényesség teljes tartományán szükség lett volna pontokra. Bizonyos szűrőkben azonban a halvány mezők hiányoztak (C100 100  $\mu\text{m}$  és C200 200  $\mu\text{m}$ ), emiatt az ezekhez tartozó együtthatókat más hullámhosszokra kapott együtthatók extrapolációjával számítottuk ki.

A P3 detektor különböző apertúráira a  $C_0$  együtthatókat a konfúziós zaj szimulált térképein határoztuk meg. Mivel itt a  $C_0$  értékeket számítjuk, ezeken a térképeken az abszolút felületi fényesség önkényes, és csak az egyedi (C100) pixelek konfúziós zaját hasonlítjuk össze a szimulált P3 apertúrák zajával. Néhány további szűrőre, amelyek érzékenységét szintén a konfúziós zaj korlátozza (C100: 105  $\mu\text{m}$ , C200: 120, 150 és 180  $\mu\text{m}$ ) nem áll rendelkezésre elegendő térkép a paraméterek meghatározásához. Ezekben az esetekben a következő transzformációt használtuk:

- A  $C_0$  és  $C_1$  együtthatók a térszerkezettel vannak kapcsolatban, amit az  $\alpha$  teljesítményspektrum-index ír le, és a hullámhosszfüggés is ennek segítségével írható le (l. 1. fejezet):  $(\lambda_1/\lambda_0)^{1-\frac{1}{2}\alpha}$ .
- Mivel  $\alpha \approx 0$  az extragalaktikus háttérre, ezért  $C_0$  a következőképpen skálázódik:  $C_0(\lambda_1, k, \theta) = C_0(\lambda_0, k, \theta) \times (\lambda_1/\lambda_0)$ .
- Ahogyan a 2. fejezetben láttuk, a cirrusz komponensre  $\langle \alpha \rangle \approx -3$  minden vizsgált szűrő esetében, ezért feltételeztük, hogy ezt a skálázást minden hullámhosszra tudjuk alkalmazni:  $C_1(\lambda_1, k, \theta) = C_1(\lambda_0, k, \theta) \times (\lambda_1/\lambda_0)^{2.5}$ ,  $\alpha = -3$  esetében, illetve a megfelelő kitevővel a fentebb említett skálázással az egyéb  $\alpha$  értékek esetén.
- Az  $\eta$  értékek elég nagy szórást mutatnak, az átlagos értékek a 90–100  $\mu\text{m}$  és a 170–200  $\mu\text{m}$  szűrőkre  $\eta_{100} = 1,44 \pm 0,18$  illetve  $\eta_{200} = 1,58 \pm 0,19$ . Ezeket az értékeket változtatás nélkül alkalmaztuk a megfelelő detektorok többi szűrőjére is:  $\eta(\lambda_1, k, \theta) = \eta(\lambda_0, k, \theta)$ .



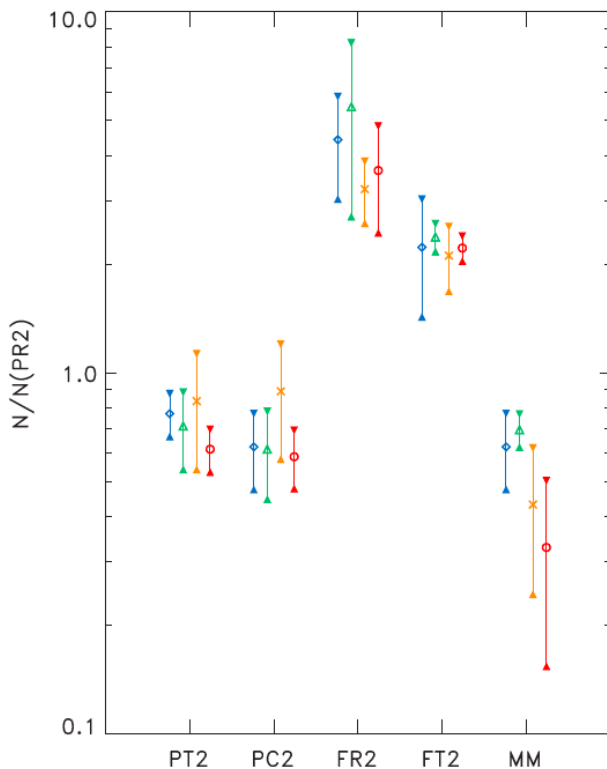
4.2. ábra. A konfúziós zaj becslésének pontossága a transzformált  $C_0$ ,  $C_1$  és  $\eta$  paraméterekkel, a felületi fényesség függvényében, a 90–100  $\mu\text{m}$ , illetve a 170–200  $\mu\text{m}$  transzformációkra. A tartományok alsó és felső határai ugyanazon szűrők különböző mérési konfigurációinak felelnek meg.

A paramétertranszformáció alkalmazhatóságát azokon a szűrőpárokon teszteltük, amelyekre elegendő számú mérés állt rendelkezésre. A C100 100  $\mu\text{m}$ -es szűrőre a C100 90  $\mu\text{m}$ -es paramétereket, a C200 170  $\mu\text{m}$ -es szűrőre pedig ugyanezen detektor 200  $\mu\text{m}$  szűrőjének paramétereit használtuk. A tesztet csak a  $C_1$  és  $\eta$  paraméterekre tudtuk elvégezni, mivel mind a C100 100  $\mu\text{m}$ , mind a C200

200  $\mu\text{m}$  mérések közül hiányoznak az alacsony felületi fényességűek, ezért a  $C_0$  paraméter meghatározását a 90  $\mu\text{m}$  és 170  $\mu\text{m}$  hullámhosszakon kellett elvégezni (l. még Kiss és mtsai, 2001). A relatív eltérést a  $\Delta N/N = |N_{\text{tr}} - N_m|/N_m$  mennyiséggel jellemezzük, ahol  $N_{\text{tr}}$  a becsült konfúziós zaj a transzformált paraméterek használatával,  $N_m$  pedig a mért konfúziós zaj az adott hullámhosszon. A 90–100  $\mu\text{m}$  és 170–200  $\mu\text{m}$ -es eredmények a 4.2 ábrán láthatóak. Bár a konfúziós zaj a mért és a transzformált együtthatók alapján becsült értékek a felületi fényességtől és a hullámhossztól függően jelentősen eltérhetnek, még a maximálisan kapott 50% eltérés is megengedhető, a konfúziós zaj becsülésének elvárt pontossága nem jobb ennél.

### 4.3. Konfúziós zaj az ISOPHOT fotometriai sávjaiban

Az ISOPHOT detektor/szűrő/mérési konfiguráció kombinációra kapott  $C_0$ ,  $C_1$  és  $\eta$  paraméterek értékei Kiss és mtsai (2005) 2.–7. táblázataiban találhatóak meg részletesen. Az illesztéseknél alkalmazott felületifényesség-tartomány miatt az itt kapott paraméterek az  $1 \leq \langle B \rangle \leq 100 \text{ MJy sr}^{-1}$  tartományra érvényesek a C100/P3 detektorok, és az  $1 \leq \langle B \rangle \leq 200 \text{ MJy sr}^{-1}$  tartományban a C200 detektor esetében. Sajnos az ennél nagyobb felületifényesség-tartományban nem álltak rendelkezésre megbízható mérések. Az így kapott paraméterek segítségével teljes égre konfúziós zaj térképeket készítettünk minden mérési konfigurációra. A felületifényesség-értékeket a COBE–DIRBE-adatok alapján számítottuk ki, az állatövi fény hozzájárulásának levonása után (l. Kiss és mtsai, 2001, illetve a 3. fejezetet). A térképek elérhetőek elektronikus formában a <http://kisag.konkoly.hu/confnoise/> weboldalon.



4.3. ábra. A konfúziós zaj értékének összehasonlítása különböző mérési módok és konfigurációs esetében. Az egyes mérési konfigurációkat egy betűjel, és egy  $\theta$  szeparáció jellemzi, amit az akutális detektor pixelméretének egységében adtam meg: PT2 – „háromszög-chopping” pixel apertúra,  $\theta=2$ ; PC2 – kör alakú apertúra (pixelek gyűrű alakban),  $\theta=2$ ; FR2 – „négyzet-chopping”, detektormátrix apertúra,  $\theta=2$ ; FT2 – „háromszög-chopping”, detektormátrix apertúra,  $\theta=2$ ; MM – mini-térkép mód. Minden értéket a referencia konfigurációhoz (PR2: „négyzet-chopping”, pixel apertúra,  $\theta=2$ ). Az ISOPHOT-szűrőket a következő szimbólumok jelölik: rombusz: C100, 90  $\mu\text{m}$ ; háromszög: C100, 100  $\mu\text{m}$ ; kereszt: C200, 170  $\mu\text{m}$ ; kör: C200, 200  $\mu\text{m}$ ; A hibahatárok a minimális és maximális felületifényesség-értékekhez tartozó konfúziós zaj arányokat mutatja, a  $2 \text{ MJy sr}^{-1} \leq \langle B \rangle \leq 100 \text{ MJy sr}^{-1}$  felületifényesség-tartományban.

A 4.3 ábrán összehasonlítottuk az ISOPHOT különböző megfigyelési módjaira a konfúziós zaj teljesítményét. Referenciaként a „négyzet-chopping” mérési módot választottuk, egyetlen apertúrával és  $\theta_{\text{min}}=2$  pixel szeparációval (PR2). A mini-térkép módban alkalmazott háttérmeghatározás szolgáltatja a legalacsonyabb konfúziós zajt a legtöbb esetben, míg a háromszög-chopping második referenciaapertúrája jelentősen (15-30%) csökkentette a konfúziós zajt. A teljes detektormátrixot

használó mérési módok akár 3-5-ször akkora konfúziós zajtól is szenvedhetnek, mint az egyedi pixeleket használó mérési módok, ugyanazon az égi területen.

Az ISO Archívum (<http://iso.esac.esa.int/ida/>, Kessler és mtsai, 2003) a 7. verziótól kezdve tartalmaz egy figyelmeztetést a lehetséges cirrusz kontaminációra, és a hozzá tartozó katalógus fájlban megtalálható a konfúziós zaj fenti számításokon alapuló becslése, mind a mért ISOPHOT, mind pedig a nagyobb környezetre a COBE-DIRBE mérések alapján becsült felületi fényességre.

#### 4.4. A konfúziós zaj becslése egyéb űrtávcsövekre

A tudományos mérésekre gyakorolt negatív hatás szempontjából a galaktikus cirrusz konfúziós zajának van nagyobb jelentősége, hiszen a kozmikus ablakokban, ahol az extragalaktikus háttérrel a legjobban tudjuk megfigyelni, éppen az extragalaktikus háttér forrásokra bontása a cél, és itt magának a háttérnek a galaxisai fogják megszabni az elérhető konfúziós határt is. Ezért az infravörös-űrtávcsövek konfúziós határainak kiszámításakor elsődlegesen a cirruszból származó konfúziós zajt, illetve annak térbeli változását vettük figyelembe.

Mint ahogyan azt már korábban láttuk, a cirrusz emisszió legfontosabb jellemzője a térszerkezete, amit általában a teljesítményspektrum  $\alpha$  meredekségével jellemezzük, amivel a teljesítményspektrum jó közelítéssel  $P(f) = P_0(f/f_0)^\alpha$ , ahol  $P(f)$  a fluktuációs teljesítmény az  $f$  térfrekvencián, és  $P_0$  a referencia fluktuációs teljesítmény az  $f_0$  referencia-térfrekvencián. Ahogyan azt a 2. fejezetben láttuk,  $\alpha$  a mérés hullámhosszának és a felületi fényességnek is függvénye. A korábban kapott eredmények (Kiss és mtsai, 2011, illetve 2. fejezet) felhasználásával megbecsülhetjük, hogy milyen kontaminációt várhatunk a cirrusztól az ISOPHOT-hoz képest jobb térbeli felbontáson, illetve más infravörös hullámhosszakon, feltételezve, hogy a cirrusz térszerkezete ezeken a térfrekvenciákon sem változik meg jelentősen, azaz  $\alpha$  spektrálindexe ugyanaz marad.

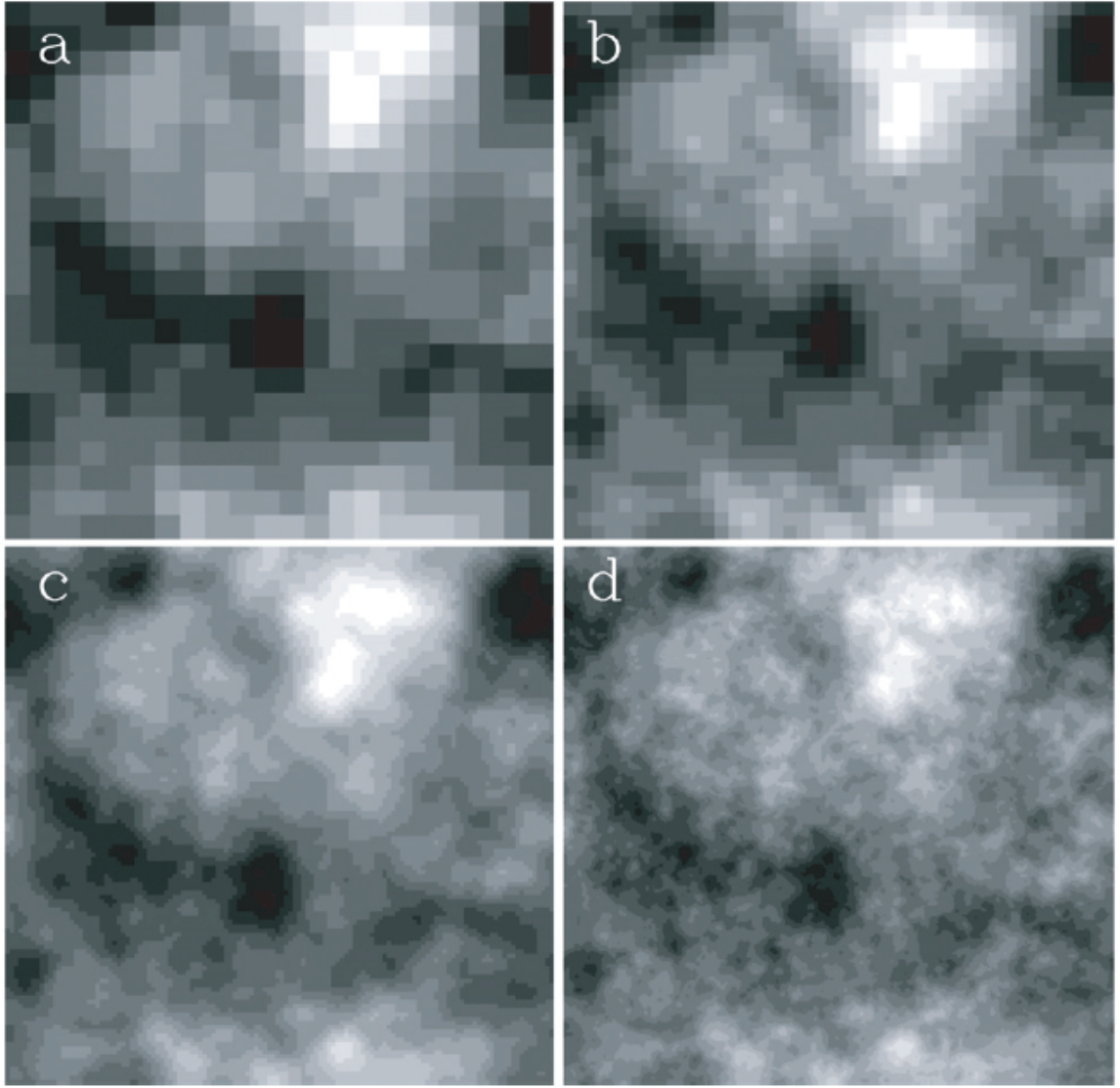
műszer	szűrő ( $\mu\text{m}$ )	$R^{PS}$	$R^{PS}$	$R^{PS}$	$R^{PS}$	felb. határ	PHT ref. ( $\mu\text{m}$ )
		$\alpha = -2.0$	$\alpha = -3.0$	$\alpha = -4.0$	$\alpha = -5.0$		
ASTRO-F/FIS	170	$4.4 \times 10^{-1}$	$3.9 \times 10^{-1}$	$3.5 \times 10^{-1}$	$3.1 \times 10^{-1}$	65''/5	170
Spitzer/MIPS	160	$1.6 \times 10^{-1}$	$1.2 \times 10^{-1}$	$8.7 \times 10^{-2}$	$6.5 \times 10^{-2}$	46''/5	170
Herschel/PACS	110	$3.0 \times 10^{-2}$	$1.3 \times 10^{-2}$	$5.3 \times 10^{-3}$	$2.4 \times 10^{-3}$	8''/5	90
Herschel/PACS	175	$1.6 \times 10^{-2}$	$7.4 \times 10^{-3}$	$3.0 \times 10^{-3}$	$1.4 \times 10^{-3}$	13''/5	170

4.2. táblázat. Ponforrásokra vonatkozó *cirrusz konfúziós zaj* konverziós együtthatók az ISOPHOT és az adott műszer között. A táblázat oszlopai a következők: 1.) Műszer; 2.) Szűrő; 3.) A konfúziós zaj értékek aránya a felbontási határon,  $\alpha = -2.0$  spektrálindeks esetén; 4.) ugyanez  $\alpha = -3.0$  esetén; 5.) ugyanez  $\alpha = -4.0$  esetén; 6.) illetve  $\alpha = -5.0$  esetén; 7.) A műszer/szűrő kombinációk felbontási határa (76'' és 143'' az ISOPHOT 90 és 170  $\mu\text{m}$  szűrőire); 8.) ISOPHOT referencia szűrő.

Hogy meg tudjuk állapítani, hogy a különböző távcső/detektor/mérési mód konfigurációk hogyan látják ugyanazt a térszerkezetet különböző skálákon, nagy felbontású (4096  $\times$  4096 pixel, 0''/5 pixelméret) szimulált térképeket használtunk, előre rögzített  $\alpha$  spektrálindekszel, a  $-2.0 \geq \alpha \geq -5.0$  tartományban (l. még a 3. fejezetet). A térképek generálása a véletlen rekurzív fraktál algoritmuson alapul (Elmegreen 1997). Így a struktúrazaj különböző műszerekre nyert értékeit közvetlenül össze tudjuk hasonlítani, amiből a két műszer közötti skálázás együtthatója is adódik:

$$N_R = R^{PS} \times N_{PHT} \quad (4.5)$$

ahol  $N_{PHT}$  és  $N_R$  az ISOPHOT-ra és egy másik műszerre kapott konfúziós zaj,  $R^{PS}$  pedig a konverziós együttható. Ha csak a cirrusz komponensre szorítkozunk (a szimulált térképeken csak cirrusz zaj szerepel), akkor  $R^{PS}$  kifejezhető a  $C_1$  paraméterek és egy adott pixel centrális energiahányadával



4.4. ábra. Szimulált fraktál térképek  $\alpha = -3$  spektrálindekszel, különböző űrtávcsövek és kamerák térbeli felbontásán. (a) ISOPHOT  $170 \mu\text{m}$ ; (b) ASTRO-F/FIS  $170 \mu\text{m}$ ; (c) Spitzer/MIPS  $160 \mu\text{m}$ ; (d) Herschel/PACS  $175 \mu\text{m}$

( $f_{\text{psf}}$ ), a műszerek felbontási határán:

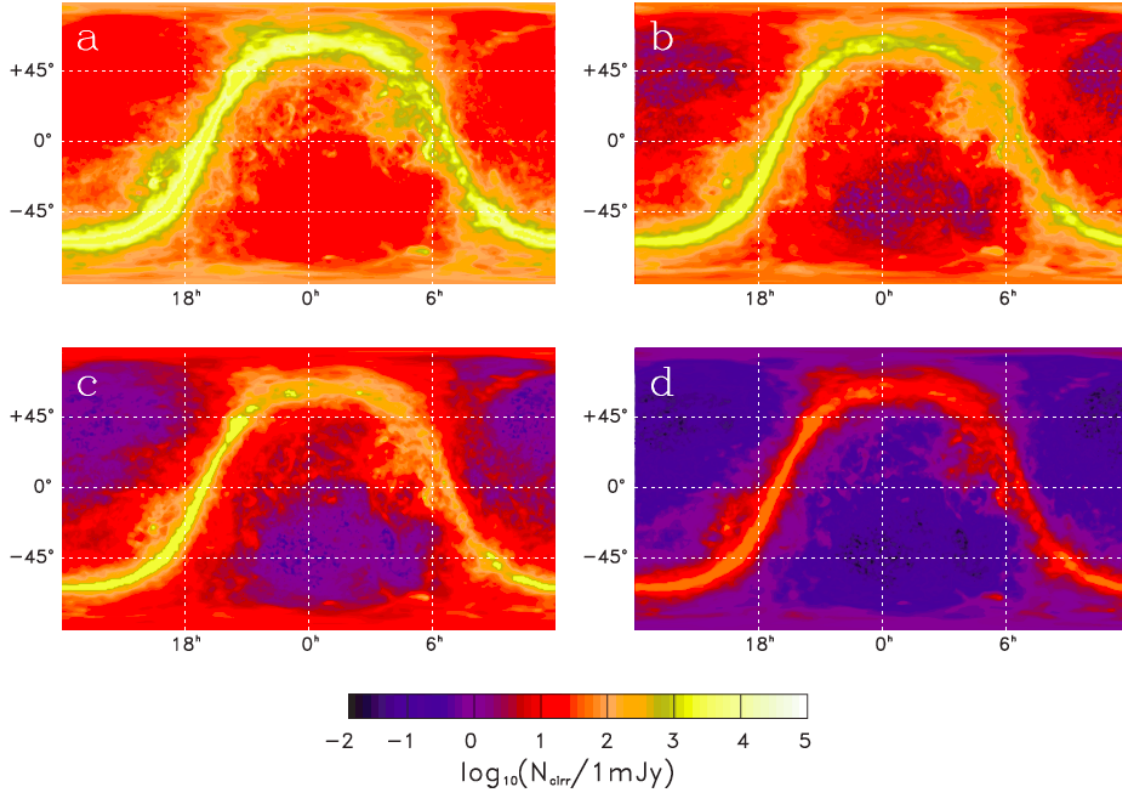
$$R^{\text{PS}} = \frac{C_1^{\text{R}}(\lambda, \theta_{\text{min}}^{\text{R}}, k, \alpha) \cdot f_{\text{psf}}^{\text{PHT}}}{C_1^{\text{PHT}}(\lambda_{\text{ref}}, \theta_{\text{min}}^{\text{PHT}}, k, \alpha) \cdot f_{\text{psf}}^{\text{R}}} \quad (4.6)$$

Ezek az  $R^{\text{PS}}$  faktorok összehasonlíthatók az egyszerű, csak a felbontási paramétert figyelembe vevő skálázással ( $(\lambda/D)^{2.5}$   $\alpha = -3$ -ra), a Helou & Beichmann (1990) formula szerint. Pl. a 85 cm-es Spitzer-űrtávcsőre:  $R_{\text{HB}} = 4.2 \cdot 10^{-1}$ , a 3.5 m-es Herschel-űrtávcsőre pedig  $R_{\text{HB}} = 1.2 \cdot 10^{-2}$ .

A fentiek alapján teljes ég cirruszkonfúziós zajtérképeit is elkészítettünk a releváns távoli infravörös űrtávcsövek műszereire, ebből néhány a 4.5 ábrán látható. A térképek készítésénél figyelembe kellett venni i) hogy alkalmazzuk-e az ISOHPOT és a DIRBE abszolút felületi fényesség fotometriai rendszerek közötti transzformációt, vagy az eredeti, ISOPHOT felületi fényességeket



használjuk, illetve ii) hogy figyelembe vesszük-e az  $\alpha$  spektrálindeks hullámhosszfüggését, vagy konstans spektrálindeks alkalmazunk. Ennek megfelelően minden egyes műszer konfigurációhoz tartozó térképből négy alváltozat készült, a fenti korrekciók figyelembevételével vagy elhanyagolásával. Ezek a térképek szintén elérhetőek a <http://kisag.konkoly.hu/confnoise/> weboldalon, és felhasználásra kerültek a Herschel Confusion Noise Estimator megalkotásánál is (1. 7. fejezet)



4.5. ábra. Négy távoli-infravörös műszer becsült konfúziós zaja a felbontási határon. Minden térkép DIRBE–ISOPHOT korrigálatlan felületi fényességek alapján készült, konstans  $\alpha$  értékek mellett, ekvatoriális (J2000) koordináta-rendszerben. (a) ISO/ISOPHOT C200 kamera,  $170 \mu\text{m}$ ; (b) ASTRO-F/FIS  $170 \mu\text{m}$ ; (c) Spitzer/MIPS  $160 \mu\text{m}$ ; (d) Herschel/PACS  $175 \mu\text{m}$ .  $B > 200 \text{ MJy sr}^{-1}$  felületi fényesség felett a konfúziós zaj értékei alsó korlátok, mert ezeket a  $B = 200 \text{ MJy sr}^{-1}$  felületi fényességhez tartozó zajbecsléssel helyettesítettük.



## 5. fejezet

# A főöv kis égitestjeinek hozzájárulása a konfúziós zajhoz infravörös hullámhosszakon

---

Kiss, Cs., Pál, A., Müller, T.G., Ábrahám, P., 2008, *A&A*, 478, 605

---

### 5.1. Bevezetés

A főövi kisbolygók túlnyomó része az ekliptika közelében,  $20^\circ$ -os ekliptikai szélesség alatt található. Az ismert kisbolygók mérete néhány métertől a kb. 1000 km-es méretekig terjed – az utóbbi érték a főövben található egyetlen törpebolygó, a Ceres mérete, ami a főöv teljes tömegének mintegy harmadát képviseli. A főöv kisbolygóinak felszíni hőmérséklete, Naptól való távolságuknak megfelelően 200 K körül van, így hőmérsékleti sugárzásuk nagy része a közép infravörös hullámhosszakra esik. Színképükben a visszavert napfény kb.  $5\ \mu\text{m}$ -ig domináns, ennél hosszabb hullámhosszakon már jelentősebb a hőmérsékleti sugárzás hozzájárulása (l. pl. Harris & Lagerros, 2002). A főöv kisbolygói viszonylag fényesek a Tejútrendszer csillagaihoz képest a közép infravörös és ennél hosszabb hullámhosszakon, mivel a legtöbb csillag spektrális energiaeloszlása itt már a Rayleigh–Jeans-tartományban van, azaz a beérkező fluxus a hullámhossz négyzetének növekedésével esik, míg a főövi kisbolygók hőmérsékleti sugárzásának maximuma  $10\text{--}20\ \mu\text{m}$  közé esik. Az ekliptika közelében történő mély infravörös-mérésekben ezért mindig megjelennek ilyen (ismeretlen) mozgó égitestek (l. pl. Tedesco & Désert, 2002; Meadows és mtsai, 2004). Ezekből a felmérésekből azt is tudjuk, hogy a főövi kisbolygó-populációnak csak egy kis részét ismerjük, és hogy a populáció ismeretlen része jelentősen befolyásolhatja az infravörös-méréseket a konfúziós zajhoz történő hozzájárulásával bizonyos hullámhosszakon, az arra érzékeny berendezések esetében.

Tedesco & Désert (2002) becsülte meg első alkalommal a főövi kisbolygók számát az ISO űrtávcső ISOCAM kamerájának segítségével, egy  $12\ \mu\text{m}$ -en végzett mérési sorozattal, amiben majdnem egy nagyságrenddel több mozgó forrást találtak, mint ismert főövi kisbolygót. A mozgó források többségének fényessége 1 mJy alatt volt ezen a hullámhosszon. Ennek alapján a szerzők azt becsülték, hogy kb.  $1,2 \pm 0,5 \cdot 10^6$ , 1 km-nél nagyobb kisbolygó létezik a főövben, nagyjából kétszer annyi, mint azt korábban gondoltuk.

Egy ilyen égitest-populáció kétféle módon befolyásolhatja a megfigyeléseket (elsősorban a nagyobb felmérések esetében): hozzájárulnak az égi háttérhez és azon keresztül a konfúziós zajhoz, illetve mint egyedi források „téves” detektálásként jelennek meg a forrásszámlálásokban. A 2000-es évek elején a Spitzer- és a Herschel-, valamint a tervezett SPICA-űrtávcső miatt számos olyan munkát publikáltak, amelyek konfúziós zajt és detektálási határt becsültek a fenti űreszközök műszereire. Ezek a munkák a két fő komponens, a kozmikus infravörös háttér, illetve a galaktikus cirrusz emissziót vették

figyelembe (Lagache és mtsai., 2003; Negrello és mtsai., 2004; Kiss és mtsai., 2005; Jeong és mtsai., 2005, 2006), a Naprendszer kis égitestjeiből származó esetleges járulékot nem.

Az infravörös-űrmissziók számára fontos kérdés, hogy a detektálási határ alatti, vagy annak környékén lévő aszteroidák jelentősen hozzá tudnak-e járulni a konfúziós zajhoz, illetve jelen tudnak-e lenni jelentős számban mint zavaró források. Mivel csak a fővi aszteroida fényességeloszlásának fényes végét ismerjük, egy megbízható statisztikus modellre van szükség, ami az ismerteknél kisebb méretű égitesteket is magában foglal.

A 2000-es évek közepén a legteljesebb ilyen, rendelkezésre álló modell Statisztikus Aszteroida Modell (SAM, Tedesco és mtsai., 2002) volt, amely mintegy 3800 fővi, a teljeségi határnál fényesebb aszteroida adatai alapján alkotta meg a teljes, összesen mintegy kétmillió, nagyrészt szimulált égitestet tartalmazó adatbázist, a fontosabb fővi kisbolygócsaládok figyelembevételével. Ezt a modellt használtuk fel kiindulásként, azzal a céllal, hogy kiszámítsuk, hogy a modellben található kisbolygók termális emissziója milyen hatással lenne a földfelszíni és űrbeli infravörös észlelésekre, és hogy milyen a kisbolygókból származó konfúziós zaj erőssége a többi komponenshez (cirrusz, extragalaktikus háttér) ezeken a hullámhosszakon.

## 5.2. Adatfeldolgozás

Az SAM kisbolygók pozícióját (belértve a valódiakat és a méretextropolált populáció tagjait is) a 2000. január 1. és 2012. december 31. közötti időszakra számítottuk ki ötnapos időfelbontással, ami elegendően arra, hogy jól lefedje az elongációkat az év során. Az integrálásnál figyelembe vettük a külső és belső bolygók kalibráló hatását is. Azoknál az űreszközöknél, amelyek a Nap–Föld rendszer L2 pontjában működnek (pl. Herschel és Planck) a geocentrikus és az L2 pontban észlelhető kisbolygó eloszlások között nincsen statisztikailag számottevő különbség, ezért ezt a konfúziós zaj és számstatisztikák számításánál elhanyagoltuk. A Spitzer űrtávcső viszont jelentős távolságban volt a Földtől a vizsgált időszakban, kriogenikus élettartama alatt (2004. január és 2009. december között). Ezért ezen űreszköz esetében az aktuális, NASA/JPL Horizons adatbázisból származó pozícióra számítottuk ki a statisztikákat.

Az integrálás pontosságát néhány ismert égitest (Ceres, Pallas, Vesta és Astraea) számított és valódi pályájának összehasonlításából becslöttük meg, a Minor Planet Center<sup>1</sup> (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics) adatai alapján. Az összehasonlításhoz használt időszak hossza kb. 105 év volt, 1901,0-tól 2006. március 6-ig. A legnagyobb eltérés a pozíciók között 0,04 foknak adódott a teljes integrációs időtartamra, míg a SAM modellel általunk lefedett 12 éves időszakra az eltérések maximuma 0,004 foknak adódott, ami elegendően kicsi ahhoz, hogy a teljes SAM mintából számított statisztikus mennyiségekben ne okozzon számottevő hibát.

Minden SAM aszteroidához és minden dátumhoz 14 fix  $\{\lambda_{0,k}\}$  hullámhosszon rendeltünk termális fluxusokat. Ezeket úgy választottuk meg, hogy logaritmikusan ekvidisztáns módon fedjék le az  $5 \mu\text{m}$ – $1 \text{ mm}$  intervallumot. Ha egy adott műszer esetében annak nominális hullámhossza különbözött a 14 hullámhossz valamelyikétől, akkor az ezen a hullámhosszon a fluxusát interpolálással számítottuk ki a 14 fluxusból. A termális emisszió kiszámítására a Standard Termális Modellt (részletesen l. a 8.2 fejezetet) használtuk. Ebben a modellben az aszteroida sima felszínű, szférikus, és nem forgó égitest, amelynek felszíne állandó hőmérsékleti egyensúlyban van a Napból érkező besugárzással, a hővezetést pedig nem vesszük figyelembe. A felszín kráterezettségét, hőtehetetlenségét, és egyéb tulajdonságait az  $\eta$  nyálábparaméteren keresztül vesszük figyelembe, amire a standard  $\eta = 0,756$  értéket használtuk. A nem nulla fázisszögekre egy empirikus  $0,01 \text{ mag fok}^{-1}$  fáziskorrekciót alkalmaztunk az oppozíció fluxusához képest. A modellből a következő mennyiségeket származtattuk:

**A források száma.** Kétféle forrásszámot származtattunk, (1)  $N_{\text{tot}}$  az összes SAM kisbolygó száma az adott cellában, amit az adott cella térszögével ( $\Omega_c$ ) normalizálunk (így ennek a

<sup>1</sup><http://www.cfa.harvard.edu/iau/MPEph/MPEph.html>

mértékegysége [ $sr^{-1}$ ]); (2)  $N_{lim}(\lambda_i, S_{lim})$  az aszteroidák száma az  $S_{lim}$  detektálási határ felett az adott hullámhosszon, ugyancsak az adott cella térszögével ( $\Omega_c$ ) normalizálva ( $[sr^{-1}]$ );

**Fluktuációs teljesítmény.** A teljes fluktuációs teljesítményt a teljes „megfigyelt” eloszlásból számítjuk az adott cellában és az adott  $\lambda_i$  hullámhosszon:

$$\delta F_0(\lambda_i) = \left( \frac{1}{\Omega_c} \right) \sum_j S_j^2(\lambda_i) \quad (5.1)$$

ebben az esetben az összegzés az összes, az adott cellában található aszteroidára vonatkozik. A nem detektálható aszteroidákból származó fluktuációs teljesítmény,  $\delta F_{lim}$  egy adott berendezés/szűrő kombinációra  $\delta F_0$ -hoz hasonlóan számítható, de itt csak a detektálási határnál halványabb aszteroidákat vesszük figyelembe:

$$\delta F_{lim}(\lambda_i, S_{lim}) = \left( \frac{1}{\Omega_c} \right) \sum_j S_{S_j < S_{lim}}^2(\lambda_i) \quad (5.2)$$

$\delta F_{lim}$  csak az aktuális detektálási határ miatt mérőrendszerfüggő, a berendezés egyéb sajátosságait (pl. térbeli felbontás) nem kell figyelembe venni  $\delta F_{lim}$  kiszámításánál, majd csak a konfúziós zaj esetében (l. alább).  $\delta F_0$  teljes mértékben műszerfüggetlen mennyiség, de mind  $\delta F_0$ , mind pedig  $\delta F_{lim}$  nagyon erősen függ az aktuális aszteroida eloszlás modelltől.

**Konfúziós zaj.** Az adott számolás keretein belül feltételezzük, hogy az aszteroidák lokális térbeli eloszlása Poisson-eloszlás, azaz ugyanaz a fluktuációs teljesítmény használható a konfúziós zaj kiszámítására minden térfrekvencián, függetlenül az aktuális műszertől. Ennek alapján a konfúziós zajt a következőképpen számíthatjuk:

$$\sigma_0(\lambda_i, \Omega_p) = (\Omega_p \cdot \delta F_0(\lambda_i))^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

$$\sigma_{lim}(\lambda_i, S_{lim}, \Omega_p) = (\Omega_p \cdot \delta F_{lim}(\lambda_i, S_{lim}))^{\frac{1}{2}} \quad (5.4)$$

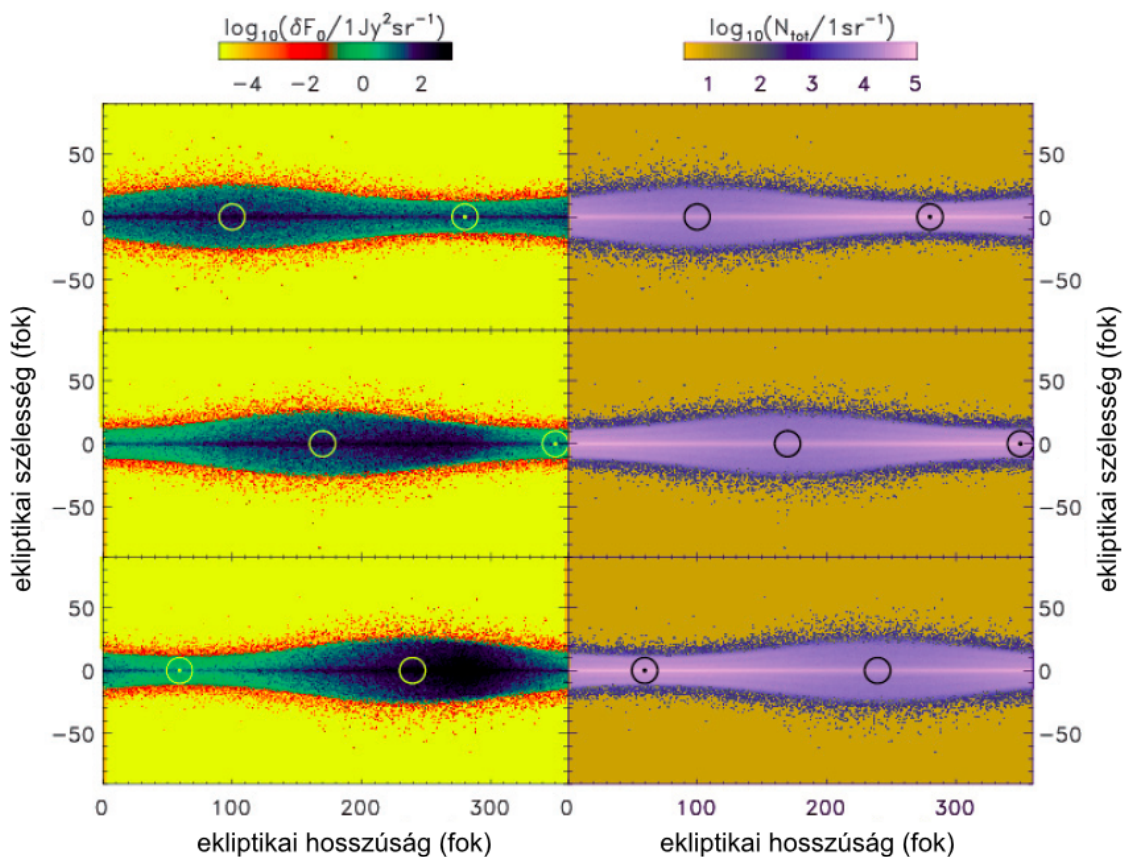
ahol  $\sigma_0$  a teljes,  $\sigma_{lim}$  pedig az érzékenységi határtól függő konfúzió zaj.  $\Omega_p$  a detektor effektív térszöge, ami nem feltétlenül egyezik meg az aktuális apertúra vagy pixel fizikai méretével. A detektálási határhoz tartozó konfúziós zaj pedig függ a pontforrás fluxusának meghatározásához használt módszertől (l. pl. Kiss és mtsai, 2005). Az effektív térszögekre vonatkozó becslések találhatóak az Infravörös Statisztikus Aszteroida Modell honlapján<sup>2</sup>. Viszonylag alacsony számuk miatt a modellünkben szereplő aszteroidák a pontforrások detektálhatóságát a *fotometriai*, nem pedig a forrassűrűség kritériumon keresztül korlátozzák (l. 1. fejezet). A  $\sigma_0$  és  $\sigma_{lim}$  mennyiségek alsó korlátok, mivel nyilvánvalóan léteznek 1 km-nél kisebb égitestek is a főv méreteloszlásában, amelyeknek a hatását itt nem vettük figyelembe – ennek a hozzájárulásnak a becslésére a későbbiekben még visszatérünk.

### 5.3. Eredmények

Mint azt az előzőekben már említettük, a SAM modell kisbolygóinak pozícióit a 2000. január 1. és a 2012. december 31. közötti időszakra számoltuk ki, és minden időpontban minden modellbeli kisbolygóhoz egy spektrális energiaeloszlást rendeltünk az STM modell alapján. Ebből az adatbázisból fluktuációs teljesítményeket és forrasszámokat származtattunk, ezek az adatok elérhetőek egy internetes felületen keresztül<sup>2</sup>. A felület bemenő paraméterként kéri a következőket:

- a mező égi koordinátái

<sup>2</sup><http://kisag.konkoly.hu/solarsystem/irsam.html>



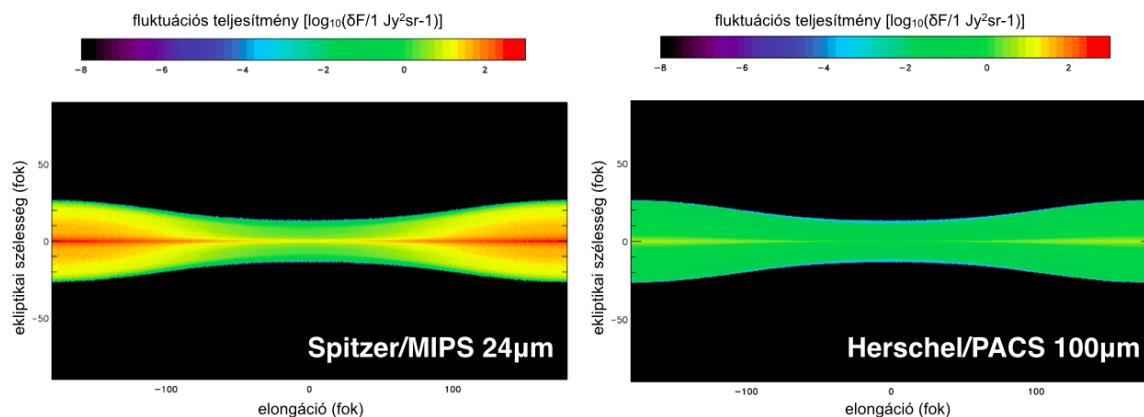
5.1. ábra. Az SAM kisbolygók fluktuációs teljesítményének ( $\delta F_0$ , bal oldal) és teljes számának ( $N_{\text{tot}}$ , jobb oldal) várható eloszlása az égen  $20 \mu\text{m}$ -en 2008. január 1-jén, március 10-én és május 20-án (ecliptikai koordináta-rendszerben). A Nap és az anti-Nap helyzetét a „☉” és a „☽” szimbólumok jelölik.

- a mérés időpontja
- a mérés hullámhossza
- érzékenységi határ ( $S_{\text{lim}}$ )
- a koordináta-rendszer középpontja (geocentrikus vagy időfüggő a Spitzer-űrtávcső aktuális koordinátáival).

Kimenetként a következőket kapjuk:

- teljes fluktuációs teljesítményt ( $\delta F_0$ , [ $\text{Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$ ]),
- a detektálási határ alatti aszteroidákból származó fluktuációs teljesítményt ( $\delta F_{\text{lim}}$ , [ $\text{Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$ ]);
- a detektálási határ felett lévő aszteroidák számát az adott hullámhosszon ( $N_{\text{lim}}$ , [ $\text{sr}^{-1}$ ]); valamint
- a SAM modell aszteroidák hozzájárulását az átlagos felületi fényességhez az adott hullámhosszon ( $B_0$ , [ $\text{MJy sr}^{-1}$ ]).

A konfúziós zaj értéke egy adott műszer/szűrő kombinációra a fentebb leírtak alapján kiszámítható.



5.2. ábra. Átlagos fluktuációs teljesítmény az elongáció és az ekliptikai szélesség függvényében a Spitzer/MIPS 24  $\mu\text{m}$ -es, illetve a Herschel/PACS 100  $\mu\text{m}$ -es szűrőire.

Néhány fontosabb műszerre és bizonyos időpontokra elkészítettük a  $\delta F_0$ ,  $\delta F_{lim}$ ,  $N_{tot}$  és  $N_{lim}$  térképeket – ezek a térképek egyazon napra és műszerre nagyon hasonló felépítést mutatnak. Ha az égen ezeket ekliptikai koordináta-rendszerben ábrázoljuk, akkor a következőket állapíthatjuk meg:

- a térképek szimmetrikusak ekliptikai szélességben ( $\beta$ ) és maximumot mutatnak az ekliptikai sík közelében.
- az eloszlás a legkiterjedtebb ekliptikai szélességben a Nappal átellenes pontban, ahol a fluktuációs teljesítmény izokontúrok egy „kidudorodást” mutatnak, ami végighalad az ekliptikán ahogyan a Föld a Nap körül kering. Hasonlóképpen viselkedik az eloszlás minimuma a Nap irányában.
- ha a térképeket heliocentrikus ekliptikai koordináta-rendszerbe transzformáljuk ( $\lambda$  helyett  $\lambda - \lambda_0$ -t használunk, ahol  $\lambda_0$  a Nap ekliptikai hosszúsága), akkor a különböző időpontokban készített, ugyanarra a hullámhosszra vonatkozó térképek nagyon hasonlóak, a különbségek az egyes térképek között legalább egy nagyságrenddel kisebbek, mint az egyes térképek átlagos értékei. Ennek alapján lehetséges időfüggetlen, átlagos fluktuációs teljesítmény- és forrásszám-térképek készítése egy adott műszerkonfigurációra. Ezek a térképek jól becslik az átlagos értékeket, amikor a megfigyelés időpontja nem ismert.
- Közepes ekliptikai szélességek esetében az égi háttér aszteroidákhoz kötődő komponense néhány hetes időskálán változik meg jelentősen, ennek mértéke erősen műszer- és pozíciófüggő. Az ekliptika közelében ezek a változások kevésbé szembetűnőek, és lényegében nincsenek változások nagy ekliptikai szélességeken, mivel ezek a helyeken fővi aszteroidák csak sporadikusan fordulnak elő.

A főv kisbolygói két módon befolyásolják az infravörös- és szubmilliméteres méréseket: egyrészt megnövelik a fluktuációs teljesítményt, másrészt hozzájárulnak a pontforrás-statisztikákhoz ismeretlen források keresése esetén. Mint ahogyan azt korábban láttuk, az általunk vizsgált hullámhosszakon a konfúziós zaj fő forrása az extragalaktikus háttér és a galaktikus cirrusz emisszió. A cirrusz emisszió erőssége jelentősen változik helyről helyre, és az extragalaktikus konfúzió szintje alatt van a legjobb kozmológiai mezőkben. Mivel az extragalaktikus háttérből származó konfúzió értéke minden irányban ugyanaz, ez egy minimumértéket jelent a konfúziós zajra. Ezt az értéket használtuk annak eldöntésére, hogy egy adott műszer esetében kell-e számolnunk az aszteroidákból származó konfúzió figyelembevételével. Az 5.1 táblázatban azokat a műszereket tekintettük „érintettnek”, amelyeknél az aszteroida konfúzió elérte legalább az extragalaktikus konfúziós szint felét. Az extragalaktikus konfúziót Lagache és mtsai (2003, 2004) alapján számítottuk ki. Az infravörös-űreszközök

Műszer/szűrő	$\lambda_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\log_{10}(\delta F_0/\text{Jy}^2 \text{ sr}^{-1})$ (EGH)	$\lambda - \lambda_{\odot}$ (FA)	$\lambda - \lambda_{\odot}$ (deg)	$ \Delta\beta $ (deg)
Spitzer/IRAC	8	1.49	2.11	120	20
Akari/IRC	9	1.47	1.21	90	13
Akari/IRC	18	1.39	2.23	90	16
Spitzer/MIPS	24	2.04	2.70	120	21
Akari/FIS	65	3.47	1.34	90	–
Spitzer/MIPS & Herschel/PACS	70	3.69	1.62	120	–
Akair/FIS	90	4.06	0.98	90	–
Herschel/PACS	100	4.42	0.95	120	–
Akari/FIS	140	4.42	0.41	90	–
Akari/FIS	160	4.43	0.23	90	–
Spitzer/MIPS & Herschel/PACS	160	4.43	0.36	120	–
Herschel/SPIRE	250	4.29	-0.21	120	–
Herschel/SPIRE	350	3.88	-0.59	120	–
Herschel/SPIRE	500	3.27	-1.64	120	–

5.1. táblázat. Az extragalaktikus és a teljes aszteroidakonfúziós teljesítményszintek összehasonlítása infravörös és szubmilliméteres eszközökre. Az aszteroidakonfúziót a táblázatban szereplő elongációnál, az ekliptika mentén számítottuk ki. A táblázat oszlopai a következők: 1) a berendezés/szűrő neve; 2) nominális hullámhossz; 3) extragalaktikus háttér fluktuációs teljesítménye (EGH); 4) aszteroida fluktuációs teljesítmény (FA); 5) az aszteroidakonfúzió kiszámításánál használt elongáció, az adott eszközre érvényes elongációs megszorítások figyelembevételével; 6) az ekliptikai szélesség tartománya (az ekliptika körül), amelyben az adott berendezést érintettnek tekintjük. Ennek hiányában a berendezést nem érintett.

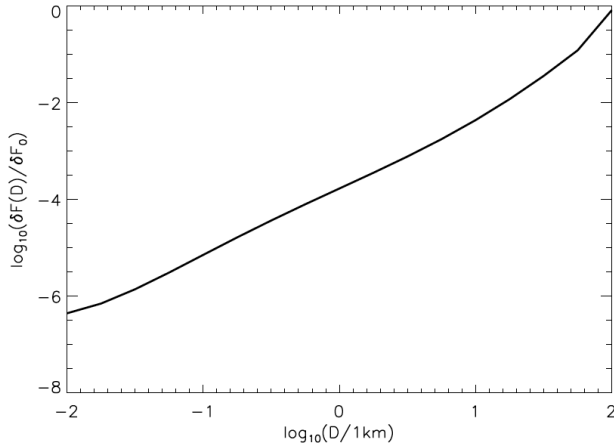
esetében mindig van egy elongációs megkötés, azaz a pl.  $60^\circ \leq \lambda - \lambda_{\odot} \leq 120^\circ$  a Herschel-úrtávcsőre,  $85^\circ \leq \lambda - \lambda_{\odot} \leq 120^\circ$  a Spitzer-úrtávcsőre, és  $89^\circ \leq \lambda - \lambda_{\odot} \leq 91^\circ$  az Akarira. Ezek az űreszközök soha nem tudnak az antiszoláris pont közelébe nézni, éppen oda, ahol a legnagyobb fluktuációs teljesítményt várjuk. Az általános eredmények az tekinthető, hogy a távoli-infravörösben dolgozó műszereket nem befolyásolja a fővi kisbolygókból származó konfúzió, míg az  $5 \mu\text{m} \leq \lambda_i \leq 30 \mu\text{m}$  tartományban működő eszközök esetében ez jelentős hatás lehet, legalábbis az ekliptika közelében. Bár a távoli-infravörösben az aszteroida konfúzió nem számottevő, a detektálási határnál fényesebb aszteroidák jelentősen befolyásolhatják a forrásszámlálásokat. Adott berendezésre és mérési konfigurációra modellünk az internetes felületen keresztül képes ilyen becsléseket adni a várható kisbolygószámra.

A fluktuációs teljesítmény legfontosabb komponense az elongációtól és az ekliptikai szélességtől függ, a pontos megfigyelési időponttól való függés csak másodlagos. Ezt a komponenszt jól tudjuk jellemezni egy elongációtól és az ekliptikai szélességtől függő, átlagos fluktuációs teljesítményekkel számoló „misszió”-térképekkel (l. pl. 5.2 ábra). Ezeket a térképeket a 2000-es évek legfontosabb űreszközeire, valamint néhány, a Földről is észlelhető fotometriai sávra készítettük el:

- általános közép-infravörös fotometria az M, N and Q sávokban ( $\sim 5, 10$  és  $19 \mu\text{m}$ ).
- Akari (Murakami és mtsai, 2007): 9, 18, 65, 90, 140 és  $160 \mu\text{m}$ .
- Spitzer (Werner és mtsai, 2004): 8, 24, 70 és  $160 \mu\text{m}$ .
- Herschel/PACS & SPIRE (Pilbratt 2004): 75, 110, 175, 250, 360 és  $520 \mu\text{m}$ .
- Planck/HFI (Tauber 2004): 350, 550 és  $850 \mu\text{m}$ .

Az összes térkép megtalálható a fejezethez kapcsolódó cikkben.

Az SAM modell csak olyan aszteroidákat vesz figyelembe, amelyek mérete nagyobb, mint 1 km. Ugyanakkor nyilvánvalóan jelentős számú ennél kisebb aszteroida létezik, mind a fővöben, mind a Naprendszer távolabbi régióiban. Ezek, a konfúziós zaj számítási módja miatt akkor járulnak hozzá



5.3. ábra. Az adott  $D$  effektív átmérőjű aszteroidák hozzájárulása a fluktuációs teljesítményhez az SAM méreteloszlásnak és a belőle származtatott fluxusoknak megfelelően.

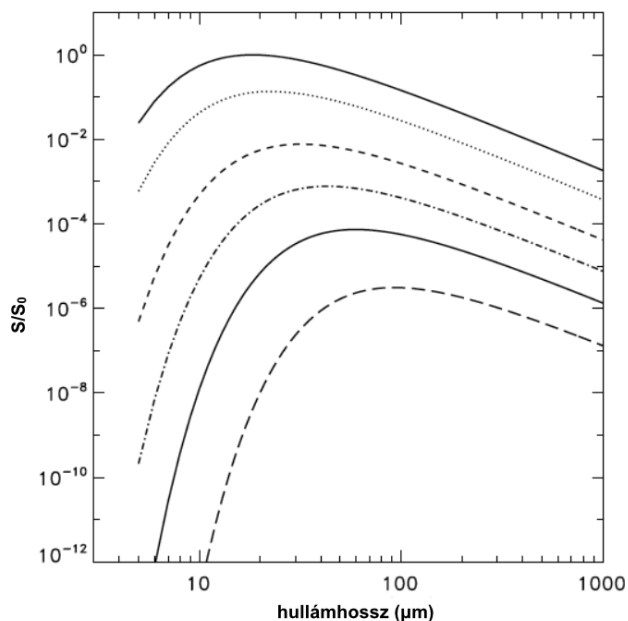
jelentősen a fluktuációs teljesítményhez, ha az 1 km alatti mérettartományban jelentős számban vannak jelen az 1 km-nél nagyobb aszteroidákhoz képest. Ennek tesztelésére az 1 km-nél nagyobb méretekre az SAM modell becsléseit (Tedesco és mtsai, 2005), ennél kisebb méretekre Belton és mtsai (1992) eredményeit használtuk, és feltételeztük, hogy adott  $\lambda$  hullámhosszon a termális emisszió az égitest átmérőjének négyzetével arányos ( $S(\lambda) \propto D^2$ ). Az így kapott relatív fluktuációs teljesítmény görbéje az 5.3 ábrán látható, ahol a  $\delta F(D)$  kiszámításánál a modellekben szereplő összes, adott  $D$  átmérőjű kisbolygót figyelembe vettük. Ennek alapján a fluktuációs teljesítményt egyértelműen a nagyobb égitestek dominálják. A modell készítésének idején kb. 400 000 aszteroidát ismertünk, ami kb. 20%-a a teljes, 1,9 milliós SAM mintának. Ebből mindössze kb. 0,1%-nak ( $\sim 2000$  aszteroidának) volt ismert mérete és albedója, pedig ezek a paraméterek fontosak lennének a konfúziós zaj pontosabb becsléséhez. Bár összességében a legnagyobb hozzájárulást a fluktuációs teljesítményhez a nagy aszteroidák adják, vannak az égnek olyan területei, ahol ezek hiányoznak, a különböző családok eloszlásainak megfelelően, így lokálisan itt a kisebb aszteroidák okozta konfúzió is domináns lehet.

## 5.4. A hideg populáció

A modellünkben csak az eredeti SAM modellben található aszteroidákat vettük figyelembe, azaz ezek csak fővi kisbolygók, amelyek felszíni hőmérséklete tipikusan néhány száz kelvin. Emiatt ezek az égitestek leginkább a közép infravörös hullámhosszakon sugároznak. A Naprendszer külsőbb vidékein, pl. a Kuiper-övben található égitestek felszíni hőmérséklete alacsonyabb, ezért ezek hősugárzásának nagyobb része esik a távolabbi infravörös hullámhosszokra. Az 5.4 ábrán ugyanazon aszteroida relatív spektrális energieloszlását tüntettük fel, különböző heliocentrikus távolságoknál, és mint az az ábrán egyértelműen látható, a hidegebb felszínből adódó eltolódás nem tudja kompenzálni a növekvő távolságból adódó nagyon gyors fluxuscsökkenést. Hideg égitestek extrém nagyméretű populációjára lenne ahhoz szükség, hogy ezek hatása összemérhető legyen a fővi kisbolygók hozzájárulásához a konfúziós zajhoz és a forrásszámlálások eredményéhez (Kenyon & Bromley 2004; Roques és mtsai, 2006).

## 5.5. Az állatövi fény hozzájárulása

A modellünkben szereplő aszteroidák kétféleképpen járulnak hozzá az állatövi fény háttéréhez, egyrészt a nem detektált kisbolygók növelik az állatövi fény abszolút felületi fényességét, másrészt hozzájárulnak annak fluktuációihoz. Az abszolút fényességhez történő hozzájárulás elhanyagolható, a teljes állatövi emisszió fényességének  $10^{-3}$ – $10^{-8}$  része. Mivel az aszteroidák és az állatövi emisszió spektrális energieloszlása hasonló, ez az arány nem változik számottevően a hullámhosszal. A SAM



5.4. ábra. A növekvő geocentrikus és heliocentrikus távolság hatása a megfigyelhető aszteroidák fluxusára.  $S/S_0$  az adott hullámhosszon az adott távolságnál és az 1 CSE-nél megfigyelhető fluxus aránya. A görbék  $\Delta = 1, 2, 5, 10, 20$  és  $50$  CSE távolságoknak felelnek meg, fentről lefelé, és  $r = \Delta + 1$  CSE minden esetben.

aszteroidák legnagyobb mértékben a kis skálájú felületifényesség-fluktuációkhoz járulnak hozzá, amit jelen pillanatban még mindig az ISOPHOT méréseiből ismerünk a legjobban. Ábrahám és mtsai (1997) egy 0,2%-os felső határt találtak a fluktuációs amplitúdó és a teljes fényesség arányára  $25 \mu\text{m}$ -en. Hogy ezt összehasonlíthassuk a SAM aszteroidák fluktuációs teljesítményével, az állatövi fény  $B_{ZE}$  felületifényességét, ami a PredictDIRBE csomaggal becsültük meg (1. 3. fejezetben), transzformáltuk fluktuációs teljesítményre:  $\delta F_U = \delta B_{ZE}^2 \cdot \Omega_{PHT}$ , ahol  $\delta B_{ZE} = 0,002 \cdot B_{ZE}$ , a relatív felületifényesség-amplitúdó felső határa, és  $\Omega_{PHT}$  Ábrahám és mtsai (1997) munkájában alkalmazott apertúrák effektív térszöge. Ezek a  $\delta F_U$  értékek közvetlenül összehasonlíthatók az SAM modellből kapott  $\delta F_0$  értékekkel. Ezt az összehasonlítást mi az ekliptika környezetében végeztük el, néhány olyan pozícióban, ahol a Spitzer First Look Survey Ecliptic Plane Component (FLS EPC, Meadows és mtsai, 2004) is végzett méréseket. Az itt kapott arányok a  $0,05 \leq \delta F_0/\delta F_U \leq 0,15$  tartományban változtak, elsősorban az ekliptikai szélesség függvényében, lassan csökkenve magasabb ( $\beta \approx 10^\circ$ ) ekliptikai szélességekre felé, azonos ekliptikai hosszúság mellett. Ahogyan láttuk, a kisbolygó-fluktuációk jóval a detektálási határ alatt voltak az ISOPHOT számára, ugyanakkor ezek a határok elérhetőek voltak pl. a Spitzer-űrtávcső IRAC és MIPS kameráival. Meadows és mtsai (2004) szerint a Spitzer FLS EPC program határfényességei  $0,08$  mJy, illetve  $0,8$  mJy voltak az IRAC kamera  $8 \mu\text{m}$ -es, illetve a MIPS kamera  $24 \mu\text{m}$ -es szűrői számára. Ezek  $\delta S_8 = 100 \text{ Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$  illetve  $\delta S_{24} = 1000 \text{ Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$  fluktuációs teljesítményeknek felelnek meg. Az SAM aszteroidák fluktuációs teljesítménye  $30 \dots 80 \text{ Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$ -nek felel meg  $8 \mu\text{m}$ -en, illetve  $500 \dots 1000 \text{ Jy}^2 \text{ sr}^{-1}$ -nek  $24 \mu\text{m}$ -en, a kiválasztott FLS EPC pozíciókban. Ez azt mutatja, hogy az aszteroida konfúzió fontos tényező ezen műszerek számára az ekliptika környéki területeken, és itt befolyásolja a fotometriai pontosságot is.

A 2010-es évek végén, 2020-as évek elején felbocsátandó (tervezett) űreszközök pl. a James Webb űrtávcső, illetve a SPICA-űrtávcső több nagyságrenddel érzékenyebbek lesznek, mint a Spitzer műszerei voltak a közép-infravörös tartományban, ezért ezek számára a kisbolygókból és az állatövi fény fluktuációiból származó konfúzió az egyik legjelentősebb fotometriai limitáló tényező lesz.



## II. rész

# Magyar hozzájárulás az ESA Herschel-űrtávcső programjához



## 6. fejezet

# A Herschel-űrtávcső távoli-infravörös kamerája és spektrométere

---

*Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., Feuchtgruber, H., Vandenbussche, B., Rodriguez, L., Krause, O., Renotte, E., van Hoof, C., Saraceno, P., Cepa, J., Kerschbaum, F., Agnèse, P., Ali, B., Altieri, B., Andreani, P., Augeres, J.-L., Balog, Z., Barl, L., Bauer, O. H., Belbachir, N., Benedettini, M., Billot, N., Boulade, O., Bischof, H., Blommaert, J., Callut, E., Cara, C., Cerulli, R., Cesarsky, D., Contursi, A., Creten, Y., De Meester, W., Doublier, V., Doumayrou, E., Duband, L., Exter, K., Genzel, R., Gillis, J.-M., Grözinger, U., Henning, T., Herreros, J., Huygen, R., Inguscio, M., Jakob, G., Jamar, C., Jean, C., de Jong, J., Katterloher, R., Kiss, Cs., Klaas, U., Lemke, D., Lutz, D., Madden, S., Marquet, B., Martignac, J., Mazy, A., Merken, P., Montfort, F., Morbidelli, L., Müller, T., Nielbock, M., Okumura, K., Orfei, R., Ottensamer, R., Pezzuto, S., Popesso, P., Putzeys, J., Regibo, S., Reveret, V., Royer, P., Sauvage, M., Schreiber, J., Stegmaier, J., Schmitt, D., Schubert, J., Sturm, E., Thiel, M., Tofani, G., Vavrek, R., Wetzstein, M., Wieprecht, E., Wierzorrek, E., 2010, The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L2*

---

*Billot, N., Sauvage, M., Rodriguez, L., Horeau, B., Kiss, Cs., Aussel, H., Okumura, K., Boulade, O., Altieri, B., Poglitsch, A., Agnèse, P., 2010, SPIE 7741, 774102*

---

### 6.1. Bevezetés

A Herschel-űrtávcső program az egyik legnagyobb, ún. „sarokkő” misszió volt, amit az Európai Űrügynökség a tudományos programok között indított, és amely hosszú évekre meghatározta az infravörös csillagászatot. A programba még az előkészítő fázisban, 2004-ben bekapcsolódott az MTA Csillagászati Kutatóintézetének általam vezetett csoportja, és ettől kezdve folyamatosan dolgoztunk elsősorban a PACS kamera és spektrométer fejlesztésén, üzemeltetésén az aktív fázisban, valamint egyéb, a Herschel programhoz kötődő feladatokon a misszió végéig, 2017-ig. Ebben a fejezetben a Herschel-űrtávcső és a PACS berendezés bemutatása mellett ezt a munkát foglalom össze.

### 6.2. Az ESA Herschel-űrtávcső programja

A 2009-ben felbocsátott Herschel infravörös- és szubmilliméteres-űrtávcső (6.1 ábra) nem csak egy következő lépés, hanem óriási ugrás volt az infravörös technológiában, áthidalva a korábbi infravörös-

űrtávcsövek valamint a földi rádiótávcsövek közötti szakadékok. Így a Herschellel olyan égitesteket is láthattunk, amelyeket korábban egyetlen más távcsővel sem, mind a Tejútrendszerben, mind azon túl, a valaha a Világűrbe küldött legnagyobb, 3,5 m-es távcsőtükrevel pedig addig elérhetetlen térbeli felbontást tett lehetővé ezeken a hullámhosszakon (6.2 ábra). A korábbi űrtávcsövekkel ellentétben a Herschelt a Föld-Nap rendszer gravitációsan stabil, ún. L2 (második Lagrange) pontjába küldték, másfél millió kilométernyire a Földtől. Ez a hely sokkal kiegyenlítettebb viszonyokat jelentett a műszerek számára, mint a Föld körüli pályák.

A Herschel főtükre passzív hűtésű volt, azaz a tükröt nem hűtötték pl. folyékony héliummal, hanem hópajzsok védték a napsugárzástól. Ezzel a módszerrel mintegy 85 K-es tükörhőmérsékletet lehetett biztosítani. Az optikai felépítés egy klasszikus Cassegrain-távcsőnek felelt meg, a szokásosnál kisebb méretű segédtükörrel, így a 3,5 m-es fizikai átmérő 3,28 m-es effektív tükörátmérőt eredményezett. A tükör nagy része (tömegét tekintve kb. 90%-a) szilícium-karbidból (SiC) készült, erre alumíniumbevonat és szilícium-oxid védőréteg került. Az ISO-hoz hasonlóan az optikai rendszer teljesen rögzített volt, a repülés során nem volt lehetőség a fókuszt változtatására.

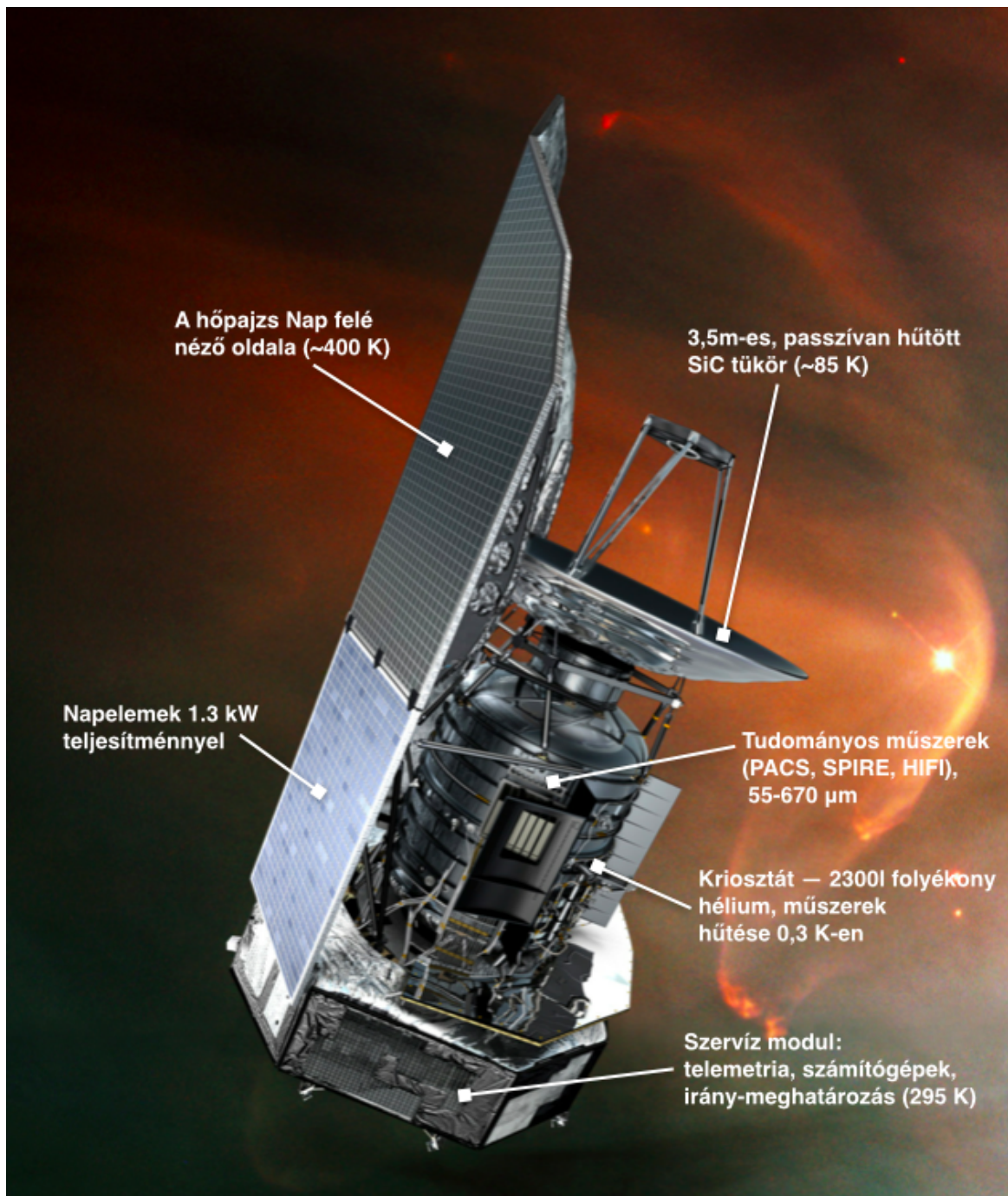
A Herschel három fő műszerrel repült, amelyeket nagyrészt európai tudományos intézetek konzorciumai készítettek. A HIFI (Heterodyne Instrument for the Far Infrared) spektrométer 157–212 és 240–625  $\mu\text{m}$ -es hullámhossztartományokban működött, spektrális felbontása a hullámhossz milliomod része volt. Legfontosabb feladata az ISO felfedezéseinek folytatásaként a vízmolekula vonalainak észlelése volt a Naprendszer égitestjein és a csillagközi térben. A PACS (Photometer Array Camera and Spectrometer) kamera és színeképelemző berendezés két fő műszerből állt, a fotométer kamera három hullámhosszon (70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -en) működött, a spektrométer pedig az 55–210  $\mu\text{m}$ -es tartományban (l. részletesen a következő alfejezetben). A SPIRE (Spectral and Photometric Imaging Receiver) a szubmilliméteres tartomány észlelésére szolgált, két fő műszere volt, egy bolométer kamera, ami három sávban, 250, 350 és 500  $\mu\text{m}$ -en készített felvételeket, illetve egy Fourier-transzformációs spektrométer, ami a 194–324 és a 316–671  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon dolgozott.

Eredeti céljainak megfelelően a távcsőidő legnagyobb részét kozmológiai és csillagközi anyaggal illetve csillagkeletkezéssel kapcsolatos mérések töltötték ki. A Herschel működésének végét a detektorokat hűtő folyékony hélium szintjének kritikus érték alá csökkenése jelentette 2013. április 29-én. A Herschel pályáját ezután úgy módosították, hogy kikerüljön a Nap-Föld rendszer L2 pontjából, és a Földtől kissé eltérő keringési periódusú pályára állították a Nap körül, hogy ne zavarja a később az L2 pont környékére küldendő űreszközök munkáját.

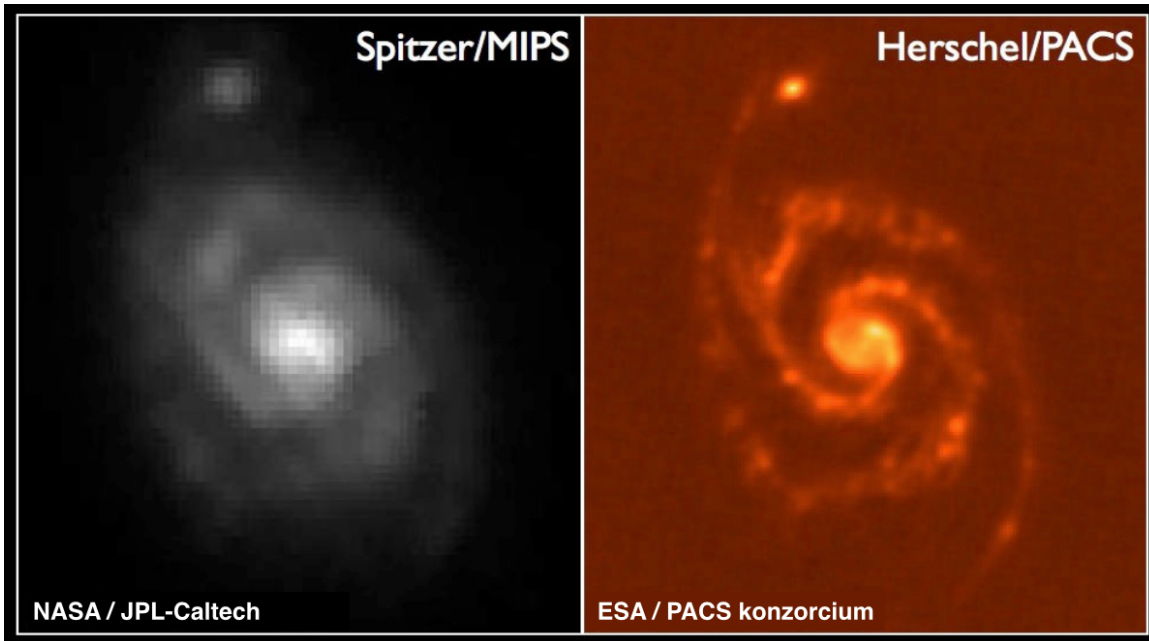
### 6.3. A PACS kamera és spektrométer

A PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer, Poglitsch és mtsai, 2010) egyike volt a Herschel infravörös- és szubmilliméteres-űrtávcső három tudományos berendezésének. A PACS-ot általános felhasználására tervezték a 60–210  $\mu\text{m}$ -es hullámhossztartományra, így az tartalmazott egy fotometriai képalkotó egységet, valamint egy leképező spektrométert is. A tervezésnél a maximális tudományos kihasználhatóságot helyezték előtérbe, amit a Herschel technikai jellemzői, pl. a kb. 85 K-es főtükör, a  $\sim 80 \mu\text{m}$ -nél hosszabb hullámhosszakon a diffrakció-limitált leképezés, a hűtési rendszer lehetséges teljesítőképessége, illetve az akkor elérhető távoli-infravörös detektortechnológia megengedtek.

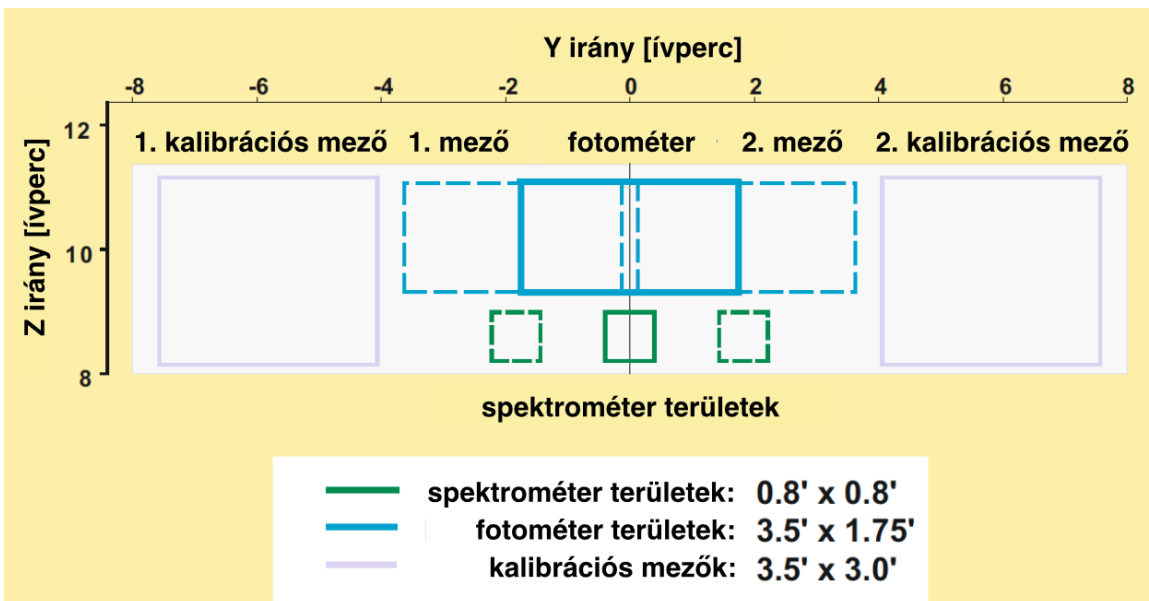
A *PACS fotométer* két párhuzamosan működő, egy rövidebb (kék), illetve egy hosszabb (vörös) hullámhosszakon érzékeny detektor mátrixból állt, a fotométerbe történő belépés után a fényt azonnal kétfelé osztották a két detektor számára. A  $32 \times 64$  pixelből felépülő kék detektorhoz két szűrőt lehetett használni, a 60–85  $\mu\text{m}$  illetve 85–125  $\mu\text{m}$  hullámhosszakon (70, illetve 100  $\mu\text{m}$ -es effektív hullámhossz, 6.4 ábra), míg a  $16 \times 32$  pixelből álló vörös detektor mátrix esetében a vörös szűrő a 125–210  $\mu\text{m}$  tartományt fedte le (160  $\mu\text{m}$  effektív hullámhossz). Mindkét detektor látómezeje  $1'75 \times 3'5$  volt. A kék detektor esetében a két lehetséges szűrő közül egy szűrőváltó segítségével lehetett választani, ezzel párhuzamosan a vörös szűrővel és detektorral mindig történt mérés. A pixelek majdnem teljesen kitöltötték a látómezőt, a  $16 \times 16$ -os almátrixok között azonban volt egy kb. egy-pixeles rés, mindkét detektor esetében. A PACS fotométer detektorai bolométerek, amelyekben az



6.1. ábra. A Herschel-űrtávcső és fontosabb részei (ESA és a PACS konzorcium)

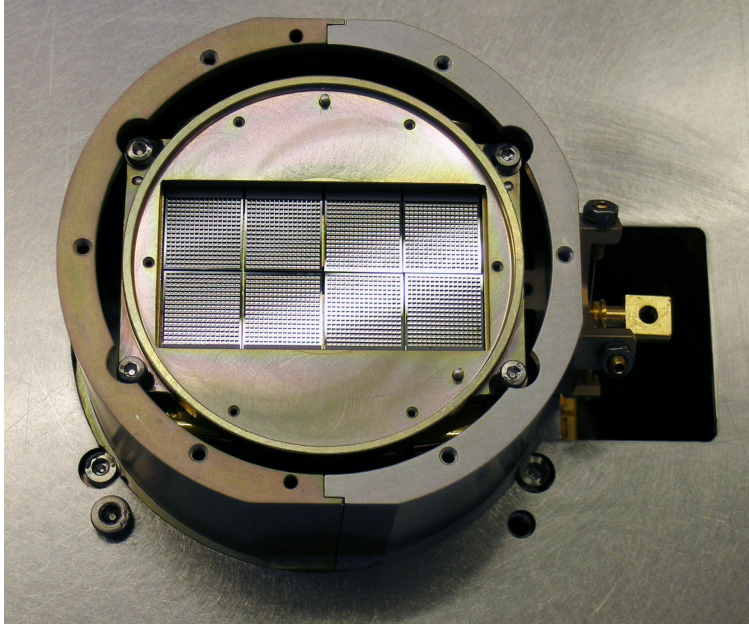


6.2. ábra. Az M51 („Örvény”) galaxis a PACS fotométer 160  $\mu\text{m}$ -es kamerájának „első fény” képén a jobb oldalon. A bal oldalon ugyanennek a galaxisnak a Spitzer-űrtávcső MIPS kamerájával szintén 160  $\mu\text{m}$ -en készült képe látható. Jól megfigyelhető a térbeli felbontás, és ezáltal a részletgazdagság javulása a két műszer között (forrás: ESA).

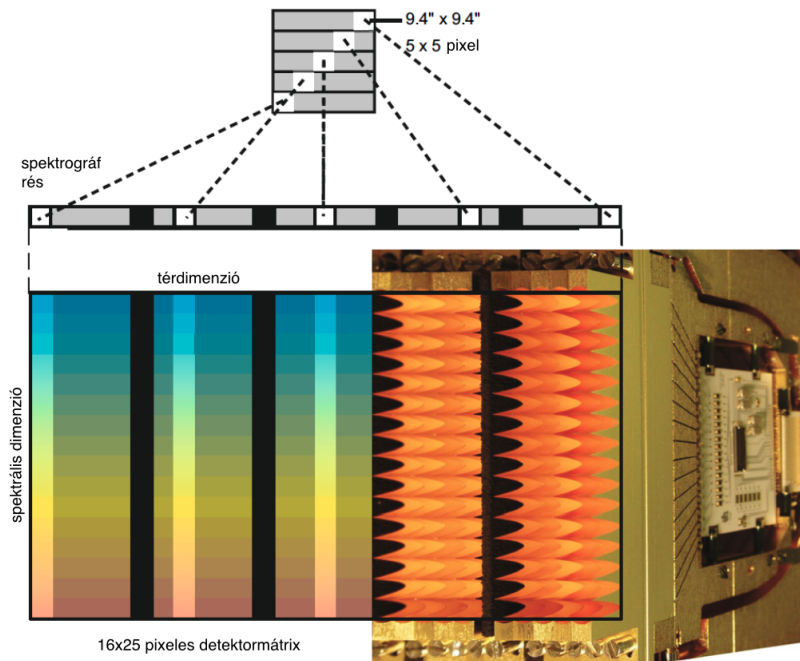


6.3. ábra. Az egyes detektorok és a kalibrációs forrás mezők elhelyezkedése a PACS fókusz síkban. A rövid és hosszú hullámhosszú fotometriai területek egybeesnek. A chopper az Y-irányban működik, a fókusz sík két szélén helyezkednek el a kalibrációs források területei, amelyek a chopperrel érhetőek el. A tudományos észlelésekben a maximálisan megengedett, spektroszkópiánál alkalmazott chopper amplitúdó  $\pm 3'$  volt.





6.4. ábra. A PACS rövid hullámhosszú ( $70/100\ \mu\text{m}$ ) bolométere teljesen összeszerelt állapotban. A detektor mátrix nyolc,  $16 \times 16$  pixeles alegységből állt (összesen  $32 \times 64$  pixel, forrás: Európai Űrhivatal)



6.5. ábra. A PACS spektrométer látómezőjének leképeződése a  $16 \times 25$ -ös detektormátrixra. A jobb oldalon a detektor közeli, méretarányos képe látható.

elnyelődő infravörös fotonok kicsiny hőmérséklet-változást okoznak, ami megváltoztatja a detektor anyagának ellenállását is, ezen ellenállás mérésén alapul a detektálás. A detektor mátrixok egy  $0,3\ \text{K}$ -es hordozó felületen voltak, elszigetelve a kb.  $2\ \text{K}$ -es közvetlen környezettől. A detektorok adatait pixelenként,  $40\ \text{Hz}$ -es frekvenciával olvasták ki, amit a fedélzeti elektronika  $10\ \text{Hz}$ -re átlagolt. Az működéshez szükséges szubkelvines hőmérsékletet egy külön a bolométereket hűtő,  $^3\text{He}$ -t használó hűtőrendszer állította elő (a „hagyományos”  $^4\text{He}$  kb.  $2,2\ \text{K}$ -en szuperfolyékonnyá válik). A rendszer  $6\ \text{liter}$   $^3\text{He}$ -ot tartalmazott, amely folyamatosan, gyakorlatilag veszteség nélkül újrahasznosult. Egy lehűtés után a rendszer minimum  $48$  óráig tudta biztosítani a  $0,3\ \text{K}$ -es hőmérsékletet, ez megegyezett azzal az időtartammal, ameddig egy-egy műszer (PACS, SPIRE vagy HIFI) mérési kapányai

zajlottak a tudományos mérések időszakában.

A *PACS spektrométere* az 51–220  $\mu\text{m}$ -es hullámhossztartományt fedte le, két, egyidejűleg működő csatornával, amelyek a „kék” (51–105  $\mu\text{m}$ ), illetve a „vörös” (102–220  $\mu\text{m}$ ) sávokban. A berendezés spektrális felbontása kb. 1000–4000 volt (kb. 75–300  $\text{km s}^{-1}$  sebességfelbontás), a hullámhossztól függően. A spektrométer effektív látómezeje  $47'' \times 47''$  volt, ami  $5 \times 5$  pixelre képeződött le (l. 6.5 ábra). A három tükörből álló optikai rendszer ezeknek a pixeleknek a képét egy  $1 \times 25$ -ös nyílásba transzformálta az optikai rács számára. A Littrow-elrendezésű optikai rács első, második és harmadik rendben is működhetett, amelyek így a 102–21  $\mu\text{m}$ , a 71–105  $\mu\text{m}$ , illetve a 51–73  $\mu\text{m}$  hullámhossztartományt tudták lefedni. Az optikai rácsot egy kriogenikus motor mozgatta ívmásodperces pozíciós pontossággal. A spektrométer detektorai Ge:Ga  $16 \times 25$ -ös matrixiok voltak, 16 spektrális és 25 térbeli elemmel. A teljes kétdimenziós detektor mátrix a 25 lineáris modulból állt össze. A Ge:Ga detektorok mechanikai előfeszítés nélkül kb. a 40–110  $\mu\text{m}$  hullámhossz-tartományban érzékenyek, így a hosszabb hullámhosszak eléréséhez előfeszítést kellett alkalmazni. A kék detektorok előfeszítésének mértéke mintegy 10%-a volt a vörös detektoroknál használtak.

A meleg ( $\sim 85$  K) főtükör miatt a PACS mérések mindig a tükör magas termális háttere felett történtek, ennek kiküszöbölésére bizonyos mérési módokban két, térben kissé eltérő fókusz-sík-pozíció között lehetett felváltva méréseket végezni egy forgó síktükör segítségével („chopper”). Ugyancsak a chopper segítségével voltak elérhetőek a PACS CS1 és CS2 belső kalibrációs forrásai. A PACS fotométer és spektrométer, valamint a kalibrációs területek elhelyezkedése a fókusz-síkban a 6.3 ábrán látható.

A PACS fotométer és spektrométer detektorai a földi mérésekkel összhangban lévő teljesítményt produkáltak a világűrben is, mind érzékenységekben, mind pedig zajjellemzőkben (l. pl. Billot és mtsai, 2010). A detektorok és kiszolgáló egységeik megfelelően működtek a misszió teljes időtartama alatt, csupán az utolsó három hónapban hibásodott meg a vörös fotométer detektor egyik almátrixa, ezért ebben az időszakban az eredeti látómező felét lehetett csak használni ezzel a detektorral.

## 6.4. Az MTA CSFK Herschel-csoportjának PACS műszerhez kötődő feladatai

Az ESA Herschel-űrtávcső programjának támogatására 2004-ben jött létre egy csoport az MTA Csillagászati Kutatóintézetében, amelynek csoportnak indulásától vezetője vagyok. A csoport munkáját első körben 2004-től 2008-ig a Magyar Űrkutatóiroda és az Európai Űrügynökség PECS programjának (Program for Cooperating States) PECS-98011, illetve 2009-től 2012-ig PECS-98073 pályázata támogatta, 2013-tól 2017-ig a csoport működését az ESA 4000109997/13/NL/KML pályázata biztosítja. A programvezető 2004. július 1. és 2008. december 31. között Balázs G. Lajos, 2009. január 1. és 2012. december 31. között Ábrahám Péter volt, 2013.-tól pedig jómagam vagyok.

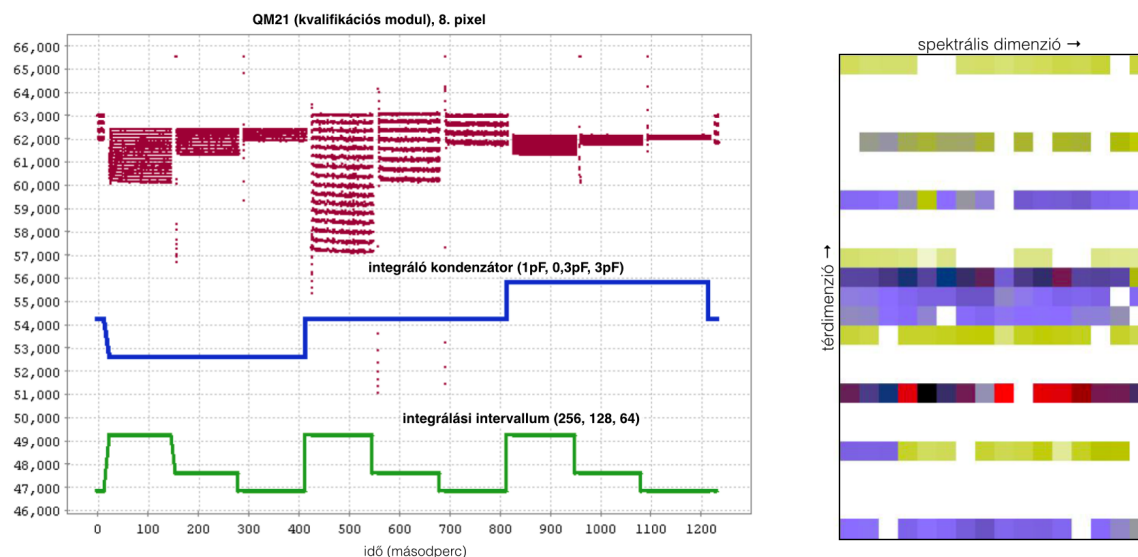
A csoport elsődleges feladata volt a fent bemutatott PACS kamera és spektrométer fejlesztésének támogatása, tesztelése, kalibrációja, az aktív fázisban pedig annak üzemeltetése, repülés közbeni kalibrációja, és a beérkező adatok minőségellenőrzése. A korai időszakban a munka jelentős része a garchingi Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physikben (a PACS kamera PI-intézetében) zajlott, a magyar kollégák aktív részvételével (Csizmadia Szilárd, Kiss Csaba, Moór Attila, Pál András). A fejlesztési fázisban a csoport feladatai közé tartozott, pl. a PACS bolométerek (fotométer kamera) hűtési ciklusának tesztelése, a kalibrátor források emisszivitásának ellenőrzése, a különböző mérési módok logikáinak tesztelése.

A szerteágazó feladatok közül megemlíteném, hogy az előkészítő fázisban kollégáimmal teszteltem a PACS spektrométer Ge:Ga detektorinak dinamikus tartományát, több tesztsorozatban. A dinamikus tartomány annak a minimális és maximális áramnak felel meg, amelynél még lineáris a detektorrendszer viselkedése. Az alsó határt a hideg kiolvasási elektronika lináristól elért viselkedése, a felsőt a szaturáció határozza meg. A dinamikus tartomány függ az integrálási intervallumtól hosszától<sup>1</sup>, il-

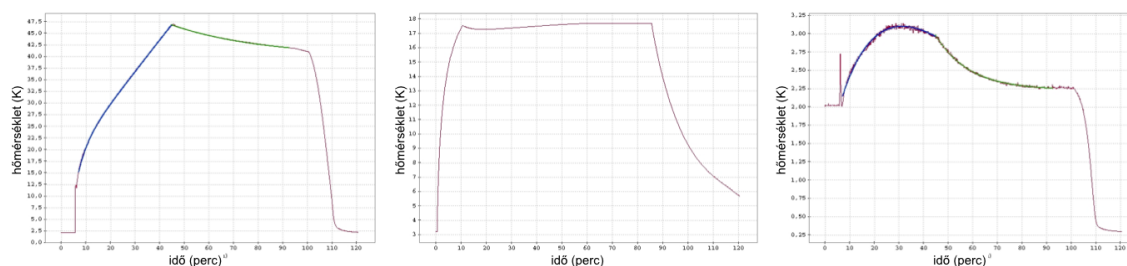
<sup>1</sup>A 256 Hz-es kiolvasási frekvencia mellett egy mérési pontnak megfelelő időtartam [integrálási intervallum]/256



letve a nullponti feszültségektől is. A 6.6 ábrán bemutatott példában a tesztek során három integráló kondenzátor (C2-C3-C1, 1 pF-0,3 pF-0,1 pF), illetve három különböző integrációs intervallum (256, 128 és 64 ms) beállítás mellett kerültek meghatározásra a jelszintek, különböző kalibrációs forrás hőmérsékletek, és így különböző jelszintek mellett. Ezek a különböző jelszintű tesztek alkalmasak voltak a mért jel fluxusszint-linearitásának tesztelésére is, valamint meghatározható volt az integráló kondenzátorok valós kapacitásainak aránya is, ami a nominálistól mintegy 10%-al eltérőnek adódott.



6.6. ábra. Bal oldal: A PACS spektrométer relatív jelszintjei (bordó pontok) az egyik tesztmérés során. A mérés során változó integráló kondenzátor és integrációs intervallum beállításokat a zöld és kék görbék mutatják (l. részletesebben a szövegben). Jobb oldal: Az egyes rövid hullámhosszú (kék) spektrométer pixelek dinamikus tartománya a mérések alapján (ebben a mérésben csak a „színes” pixelekre történt mérés, a kék szín alacsony, a vörös nagy dinamikus tartományt mutat).

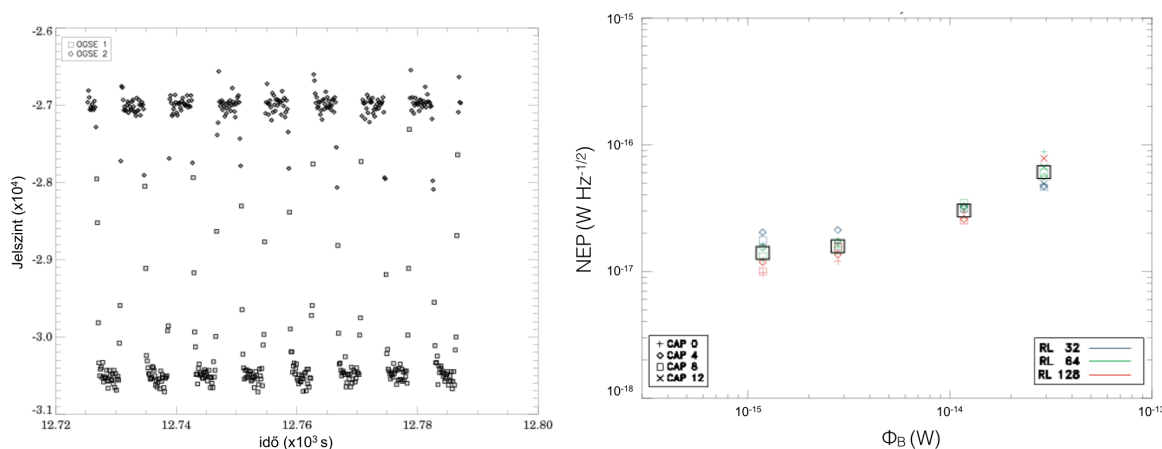


6.7. ábra. Hőmérsékletek változása a PACS fotométer hűtőrendszerében egy hűtési folyamat teszt során, a hűtőrendszer különböző pontjain. A folyamat végén a fókuszsfk hőmérséklete (jobb oldali ábra) eléri az előírt 0,3 K-t.

Az előkészítő fázisban, többek között, a PACS repülési tartalék modult használva megvizsgáltuk a kalibrációs források emissziós tulajdonságait a PACS spektrométer mindhárom sávjában, meghatároztuk a kalibrációs források emisszivitásának hullámhossz-függését különböző kalibrációs forrás hőmérsékleteknél, valamint a kalibrációs források látómező homogenitását. Részt vettem a PACS fotométer kriogenikus hűtőrendszerének teljesítmény tesztjeiben, amelyek során elsősorban a másodperc hosszúságú lesz, illetve egy integrálási rámpában  $256/[\text{integrálási intervallum}]$  pont lesz, amiből a fedélzeti számítógép számítja ki a rámpa meredtségét, ami a forrás jelével arányos.

hűtőrendszer stabilitását, illetve a karakterisztikus hűlési és felmelegedési időket határoztuk meg a rendszer különböző pontjain. A hűtőrendszer a misszió végéig az elvártan megfelelően teljesített, azaz tartani tudta a  $\sim 0,3$  K-es rendszerhőmérséklete minimum 48 órán keresztül egy adott lehűtési folyamat után (6.7 ábra).

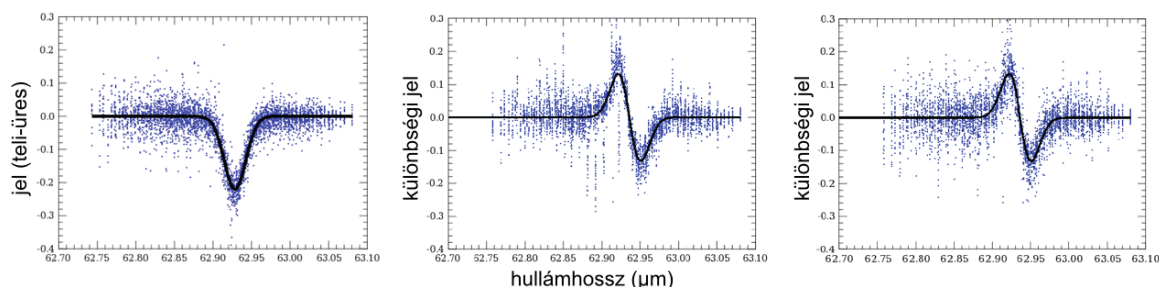
Munkatársaimmal teljes kiértékelést adtam a PACS spektrométer ún. ekvivalens zajteljesítmény (noise equivalent power, NEP) méréseire. Az ekvivalens zajteljesítmény, az itt alkalmazott definíció szerint, az a fluxus, ami  $S/N = 1$  jel/zaj arányt ad 0,5 s integrációs idő mellett. A PACS spektrométer esetében a zajhoz a távcsőtükör termális háttéréből származó fotonzaj, illetve az elektronika kiolvasási zaja járul hozzá (ebből a fotonzajnak kell lennie a meghatározónak). Egy adott besugárzási szint mellett az NEP meghatározásához a két, különböző hőmérsékletre fűtött belső kalibrációs forrás különbségi mérését lehet felhasználni. Alacsony fluxusok (hőmérsékletek) mellett a kiolvasási zaj a domináns, míg magasabb hőmérsékletek esetén a fotonzaj ( $\propto \Phi^{1/2}$ ,  $\Phi$  a forrás fluxusa). A mérésekből meghatároztam a kiolvasási ekvivalens zajteljesítményt minden spektrométer modulra és pixelre, az integrálási intervallumok hosszának, és az alkalmazott integrációs kapacitás értékének függvényében, amelyből elkészítettük a megfelelő kalibrációs táblázatokat.



6.8. ábra. Az ekvivalens zajteljesítmény mérésének eredményei egy teszt során. A bal oldali ábrán a különböző hőmérsékletre beállított kalibrációs források (OGSE 1 / OGSE 2) különbségi mérésének nyers jelszintjei láthatóak. A jobb oldali ábrán a kapott ekvivalens zajteljesítmény értékek láthatók a különböző besugárzási szintek (feketetest-hőmérsékletek) függvényében, a négy lehetséges integráló kapacitás értékére (CAP) és három integrációs intervallumhosszra (RL).

A Herschel program tudományos demonstrációs fázisában munkatársaimmal teszteltem és érvényesítettem a „hullámhossz-váltó” mérési módot. Ez a mérési módot a szokásos „chop-nod” spektroszkópiai mód alternatívájaként dolgozták ki azokra az esetekre, amikor a mérni kívánt forrás környékén nem volt olyan emissziómentes terület 6'-en belül, amit referenciaként lehetett volna használni. A hullámhossz-váltó módban ugyanazokkal az optikai rács paraméterekkel pásztázzuk végig a mérni kívánt vonalat, mint a hagyományos chop-nod módban (azaz az egyes pixelek spektrális felbontásának 1/3-ával), de emellett itt az adott spektrumvonalat egy további ellentétes irányú mérésben elhangoljuk a vonal spektrális félértékisésségének felével. Így egy különbségi vonalprofilunkat kapunk (l. pl. a középső grafikont a 6.9 ábrán), ami kiküszöböli a vonalat zavaró mindenféle háttérrel, ugyanakkor ezzel eltüntetve az alapvonal és a kontinuum jellegzetességeit is. A mérés minden esetben az ABBBBBAA mintát követte, ahol A az eredeti, B pedig az eltolt hullámhossznak felel meg. A földi tesztekhez egy vízgőzcella távoli-infravörös vonalait használtuk, a 6.9 ábrán a PACS spektrométer legrövidebb hullámhosszú tartományában végzett mérésekre látható példa. A méréseket elsősorban a földi tartalék PACS modullal végeztük. Az itt meghatározott konfigurációs paramétereket hasonlítottuk össze valódi égi források (planetáris ködök és galaxismagok) méréseivel, aminek az volt

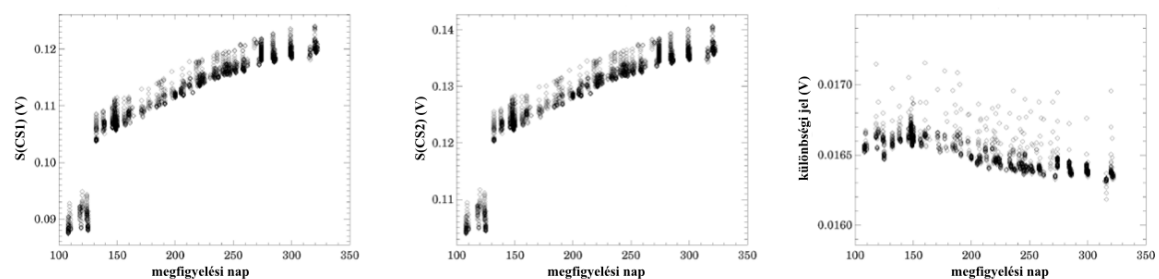
a célja, hogy optimalizáljuk a mérési mód beállításait. A sikeres tesztek után a hullámhossz-váltó észlelési módot 2009. november 27-én hivatalosan is elérhetővé tették a felhasználók számára.



6.9. ábra. Példa a PACS spektrométer hullámhossz-váltó mérési módjának tesztjeire, a legrövidebb hullámhossztartományban (harmadik rend). A tesztek egy vízgőzcella távoli-infravörös vonalaival készültek. A bal oldali képen a spektrum hagyományos helyreállítása látható (csak „A” mérések, l. a szövegben), Gaussz-profil illesztéssel. A mért jelből levonásra került az „üres” (vígőz nélküli) cella jele. A középső és a jobb oldali panelen a hullámhossz-váltó kiértékeléssel készült különbségi vonalprofil látható, különbségi Gauss-illesztéssel, a középső panelen az üres cella jelének levonásával, a jobb oldalni anélkül.

Létrehoztunk és a misszió teljes időtartama alatt bővítettük a PACS kamera trend analízis adatbázisát, ami a PACS detektor adott pillanatban érvényes legfontosabb technikai paramétereit tárolta, pl. a pillanatnyi adatlesugárzási sebességet, kriogénikus jellemzőket, tükörhőmérsékleteket és a PACS-specifikus műszerparamétereket. Az adatbázis lehetővé tette az egyes paraméterek közötti, akár hosszú távú összefüggések keresését.

A kalibrációs blokkok rövid mérési sorozatok, amelyet minden PACS mérés előtt pontosan ugyanolyan módon hajtottak végre, mind a spektrométer, mind a fotométer esetében. Ezekben a mérésekben a műszer a CS1 és CS2 belső kalibrációs forrásokból kap jelet, ezért ezek a mérések felhasználhatók voltak a berendezések jelszintjének hosszú távú nyomonkövetésére, valamint ennek a műszer és az üreszköz állapotát leíró egyéb jellemzőkkel való kapcsolatának feltárására (l. 6.10 ábra). Ennek az adatbázisnak a segítségével összefüggést találtunk pl. a PACS fotométer jelszintjei és a hűtőrendszer hőmérséklete, valamint az utolsó lehűtés óta eltelt idő között. Az eredmények alapján korrigálni tudtuk a jelszintet ezekre a hatásokra (l. pl. Moór és mtsai, 2014).



6.10. ábra. A kalibrációs blokk mérésekből származó jelszintek változása a CS1 (bal) és CS2 (középen) forrásokon, illetve a két forráson mért értékek különbsége (jobb oldalon) a megfigyelési nap függvényében, a misszió első évében. A detektorok érzékenységének változása ezalatt az idő alatt 1%-nál kisebb volt.

Bizonyos mérési módok, elsősorban a pásztázó-térképező mód esetében célraállási pontosság ellenőrző algoritmust fejlesztettem, illetve teszteltem a kiértékelésnél használt térképkészítő algoritmusok hatékonyságát a különféle paraméterek függvényében (megengedett pásztázási sebesség

hatása, felüláteresztő szűrő szélessége, vetítési terület nagysága stb). Ezzel, mérési konfigurációtól és hullámhossztól függően, 15–50% jel/zaj viszony javulást tudtunk elérni. Ezek az eredmények bekerültek az alapértelmezett kiértékelési eljárások közé (l. még, Kiss és mtsai, 2014, illetve a 9. fejezet).

A kiterjedt emisszió forrásmentes vizsgálatához új módszert fejlesztettünk (boloSource algoritmus), amely képes az forrásokat az időorból levonni, ami az égi háttér sokkal hatékonyabb rekonstrukcióját teszi lehetővé (Marton és mtsai, 2014).

## 6.5. A Herschel-csoport egyéb feladatai

A Herschel misszió aktív, kriogenikus fázisa után a csoport tevékenységének jelentős részét tették ki a HIPE (Ott, 2010) interaktív adatfeldolgozó környezettel kapcsolatos szoftverfejlesztési és tesztelési feladatok (Maron Gábor, Varga-Verebélyi Erika, Kiss Csaba). Ezek közül is a legjelentősebb volt az ún. csillagászati elfogadási tesztek (astronomers' acceptance test) végrehajtása, amelyben egy teljes adatkéértékelési láncolatot követünk végig, a nyers adatoktól az alapvető tudományos eredmények elkészítéséig, a HIPE Herschel adatkéértékelő programcsomag egy bizonyos verzióját használva. A csoportunk 2013 és 2016 között részt vett a HIPE 12, 13 és 14-es verzióinak ilyen jellegű tesztelésében. A HIPE 13-as és 14-es verziók esetében a pásztázó térképek korábbi felüláteresztő szűrő – photProject() algoritmus alkalmazása mellett a tesztek megismételtük a UNIMAP és JSCANAM<sup>2</sup> algoritmusokkal előállított térképekre is (Varga-Verebélyi Erika, Marton Gábor, Kiss Csaba). A csoportunk volt felelős a PACS fotométer PACS-P-WORKFLOW1 és PACS-P-WORKFLOW2, valamint PACS-SPIRE párhuzamos mérési mód PACS részének PARALLEL-EXGAL-WORKFLOW-1 és PARALLEL-GAL-WORKFLOW-1 tesztjeiért.

Csoportunk létrehozta a Herschel űrtávcső „lábnyom” adatbázisát (Dobos László, Varga-Verebélyi Erika, Kiss Csaba), amely azt az információt tartalmazza, hogy adott Herschel mérések mely területét észlelték az égnél a távcső telemetriai információi alapján. Az adatbázis az eredeti pozíció információk SQL alapú transzformációja, a Sloan Digital Sky Survey által alkalmazott hasonló jellegű adatbázisok függvényeire alapozva. Az adatbázis rendelkezésre áll a Herschel űrtávcső mindhárom műszerének (PACS, SPIRE, HIFI) minden mérésére, ideértve a spektroszkópiai méréseket is, és a lábnyom információ része a Herschel Tudományos Archívumnak (Dobos és mtsai, 2016, <http://herschel.vo.elte.hu/>).

A dolgozat írásának időpontjában még fejlesztés alatt álló Herschel PACS és SPIRE Pontforrás Katalógus (Marton G., Kiss Cs., Verebélyi E.) a Herschel-űrtávcső program egyik legfontosabb öröksége lesz, amelynek megalkotására engem, illetve az általam vezetett csoportot kérte fel a Herschel Science Centre 2013-ban. Bár a Herschel űrtávcső kulcsprogramjai szállítanak katalógusokat a Herschel Tudományos Archívum (HSA) számára, ezek általában bizonyos típusú forrásokra specializálódtak (pl. extragalaktikus források, fiatal objektumok, de nem párhuzamosan); különböző algoritmusokat használnak a források azonosítására és fotometriájára, ami inhomogén katalógusokat eredményez; valamint jelen pillanatban az összes mérésnek csak egy töredékét fedik le (ez maximum 50%-ot érhet el a jövőben). A PACS és SPIRE pontforrás katalógusok célja, hogy olyan források listáját állítsuk elő, amelyek homogén módon lettek azonosítva és fotometrelve, nagy megbízhatóságúak; ezek alapján szerteágazó tudományos célokra használhatók (statisztikai tanulmányok, új felfedezések, fluxus értékek források spektrális energia-eloszlásának előállításához); és a lehető legújabb – legjobb módszerekkel kiértékelt – adatokon alapulnak. A katalógusok több tízezer PACS és SPIRE mérés adatait fogják felhasználni – mindkét műszer nagyjából a teljes égbolt 10%-át fedte le a misszió során. Az első becslések alapján több millió forrást várunk a PACS és SPIRE műszerek fotometriai sávjaiban. A SPIRE pontforrás katalógus fejlesztését a NASA Herschel Science Center-e (IPAC, CALTECH, California) irányítja, a mi csoportunk jelentős hozzájárulásával, a PACS pontforrás katalógus fejlesztését a mi csoportunk vezeti (Marton és mtsai, 2015).

<sup>2</sup>1. PACS Observer's Manual: [http://herschel.esac.esa.int/Docs/PACS/html/pacs\\_om.html](http://herschel.esac.esa.int/Docs/PACS/html/pacs_om.html)

## 7. fejezet

# A Herschel űrtávcső konfúziós zajt becsülő alkalmazása

---

Kiss, Cs., 2007, *The Herschel Confusion Noise Estimator Science Implementation Document*, HERSCHEL-HSC-DOC-0886

Kiss, Cs., Vavrek, R., 2007, *Herschel Confusion Noise Estimator update patch v015*, HERSCHEL-HSC-MEM-0925

Kiss, Cs., Vavrek, R., Ali, B., 2010, *Herschel Confusion Noise Estimator update patch v019*, HERSCHEL-HSC-DOC-1678

---

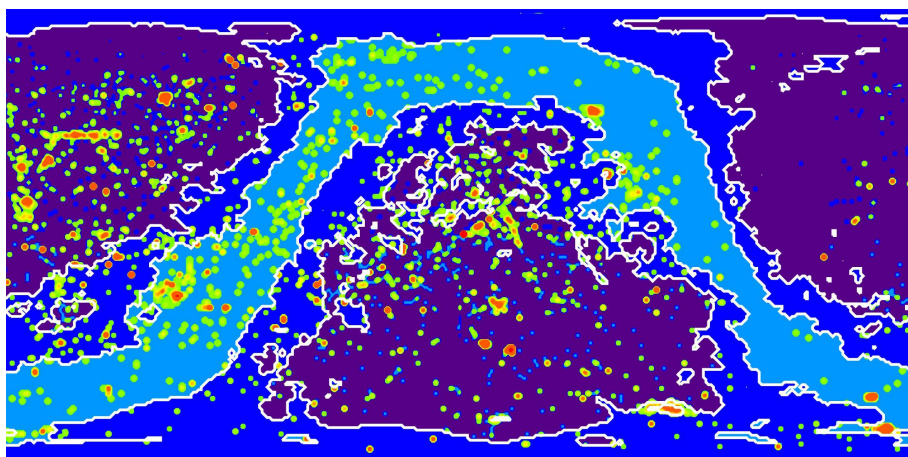
### 7.1. Bevezetés

Mint ahogyan azt a korábbi fejezetekben láttuk, a Herschel-űrtávcső esetében két olyan komponens maradt, amellyel komolyan kellett számolni, a cirrusból és a kozmikus infravörös háttérből származó konfúziós zaj. A többi, korábban bemutatott komponens, mint a diffúz állatövi fény kis skálájú szerkezete, a kisbolygókból és a Tejútrendszer csillagaiból származó pontforrás konfúzió, valamint az intergalaktikus por elhanyagolhatóak az előző két fontos komponenshez képest. Az Európai Űrügynökség (European Space Agency, ESA) Herschel Adatközpontja (Herschel Science Centre, HSC) 2006-ban engem kért fel egy olyan alkalmazás megírására, amely képes a konfúziós zaj becslésére egy adott Herschel fotometriai mérés esetén az ég egy adott területén (Vavrek, 2004). Az alkalmazásnak a HSPOT méréstervező rendszer keretein belül kellett működnie. A kritériumok szerint a cirrusz konfúziós komponens kiszámítása a cirrusz felületi fényességen alapul (1. Kiss és mtsai, 2003, valamint a 2. fejezet), a felületi fényesség értékeket a NASA Herschel Science Centre (NHSC, Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology) szolgáltatja, egy korábban a Spitzer-űrtávcsőhöz fejlesztett módon.

### 7.2. A „Herschel Confusion Noise Estimator”

Az HSPOT a Herschel-űrtávcső méréstervező programja, amin keresztül a felhasználók mérési kéréseket tudtak létrehozni és továbbítani, a megfelelő detektor, mérési mód és egyéb paraméterek beállításával. A HSPOT rendelkezett a mérések megtervezéséhez szükséges minden háttérinformációval, pl. megfigyelhetőségi ablakok, Naphoz viszonyított megengedett irányszögek kezelése, stb., amit automatikusan figyelembe vett a mérések tervezésénél.

Az HSPOT koncepció része volt, hogy minden PACS és SPIRE fotometriai mérés esetén vizsgáljuk meg, hogy a mérés – ha egyébként kivitelezhető is – valójában várhatóan értelmes-e, azaz nem fut-e bele a konfúziós zajba, pl. feleslegesen hosszú integrációs időt választva. Ennek eldöntése a *Herschel Confusion Noise Estimator (HCNE)* feladata volt. A HCNE kiszámolta az adott mérési



7.1. ábra. A konfúziós zaj becsült relatív erőssége a PACS detektor vörös ( $160\ \mu\text{m}$ ) fotometriai sávjában, ekvatoriális koordinátákban. Háromféle terület került megkülönböztetésre a domináns konfúziós zajforrás erőssége szerint – (i) sötétkék: kozmikus infravörös háttér domináns; (ii) királykék: a cirrusz és a kozmikus infravörös háttér konfúziós zaja azonos nagyságrendű; (iii) halványkék: cirrusz (csillagközi anyag) domináns. A cirrusz-domináns terület jól követi a Tejút elhelyezkedését. A kontúrok mellett az ábrán feltüntetett pontok egy-egy  $0,5^\circ \times 0,5^\circ$  területet jelölnek az égen, amelyen belül volt ISO mérés. A kék pontok egyetlen mérésnek, az egyre vörösebb színek az adott területen egyre nagyobb számú, többszörös mérésnek felelnek meg.

konfigurációra és égterületre érvényes várható konfúziós zajt (ennek részletes leírása a következő alfejezetben szerepel). Ez a felhasználó számára egy dedikált ablakban jelent meg, ha a HCNE által számolt konfúziós zaj nagyobb volt, mint a HSPOT által becsült műszerzaj, akkor egy figyelmeztető üzenet kíséretében.

## A HCNE algoritmus

A HCNE algoritmus minden HSPOT hívásnál meghívja a `hcneEstimate` függvényt, ami a következő rutinokat hívja meg szekvenciálisan:

- **hcneInit:** Definiálja a közös használatú blokkokat és a fő paramétereket; beolvassa a legfontosabb paraméterfájlokat, és betölti ezeket a paramétertáblákba
- **hcneParameterRead:** Meghívja a `hcneParametersDefine` függvényt, ami beállítja a koordinátákat, időpontokat, mérési konfigurációt – ez a függvény csak a HCNE HSPOT-on kívüli verziójában volt szükséges, az HSPOT-on belül ezek a paraméterek automatikusan átadódtak.
- **hcneSkyEq:** Átkonvertálja a bemenő koordinátákat a HCNE által használt koordináta-rendszerbe. (szintén nem szükséges HSPOT-on belüli alkalmazásnál)
- **hcneConfigInit:** Beállítja a `hcneConfigC[0..3]` változókat, az HSPOT-ban definiált mérési konfigurációnak megfelelően.
- **hcneCnoiseCalculate:** Kiszámítja a konfúziós zajt a kért égi koordinátára, észlelési időpontra és mérési konfigurációra. A rutin először a `hcneSkyBg` rutint hívja meg, ami az IPAC égi háttér szervertől megkapja az égi háttér komponenseinek (kozmosz háttér, cirrusz, állatövi fény) felületi fényességét az adott koordinátákra és időpontra, amiből a `hcneSkybgInterpolate` rutin kiszámolja a konfúziós zajt egy hullámhossz-felületi fényesség rácson. A kapott eredmény a konfúziós zaj cirrusz (C1) komponense. Ennek az összetevőnek a kivételével minden más



PACS Time Estimation

### Instrument performance summary

Band (μm)	Point Sour... Flux Density (mJy)	Point Sour... S/N	Averaged... 1-σ noise (mJy)	Central ar... 1-σ noise (mJy)	Extended... Surface Brightness (MJy/sr)	Extended... S/N	Extended... 1-σ noise (MJy/sr)
60-85	0.00	0.00	2.21	1.77	0.00	0.00	3.01
130-210	0.00	0.00	4.96	3.95	0.00	0.00	1.94

**Time Estimation Breakdown**

On-source time (s)

Calibration time (s)

Instrument and observation overhead (s)

Observatory overhead (s)

Total time (s)

### Confusion noise estimation summary

Note: the predicted confusion noise level is higher than the estimated 1-σ instrument noise level!

Band (μm)	Est. 1-σ Confusion Noise Level for Point Sources (mJy)	Est. 1-σ Confusion Noise Level for Extended Sources (MJy/sr)	Est. 1-σ Confusion Noise Level per Pixel (mJy)
60-85	0.94	2.4336	0.62
130-210	20.26	11.2203	11.49

7.2. ábra. A konfúziós zaj becslést is tartalmazó ablak az HSPOT-ban, a Herschel űrtávcső méréstervező alkalmazásában, egy PACS pásztázó térkép mérés esetén. A konfúziós zaj becslés eredménye az ablak alsó részében látható. Ebben az esetben a számított konfúziós zaj magasabb, mint a becsült műszerzaj, ezért egy piros figyelmeztető felirat is megjelenik az ablakban.

esetben koordináta- és hullámhosszfüggő függvények szorzataként írjuk le a konfúziós zaj adott komponensét:

$$N_k(\alpha, \delta, \lambda) = \sum_{i=0}^9 S_{ik}(\alpha, \delta) \times L_{i,k}(\lambda) \quad k \neq 1 \quad (7.1)$$

A HCNE első verziójában a C1 mellett végül csak a „C3” (vagy „egyéb”) komponenseket használtuk fel. A C3 komponens kiszámítása táblázatokon belüli interpolációval történik (hcneOtherS[0..9]Table és hcneOtherL[0..9]Table) a **hcneQuadInterpolate** rutinnal. A C3 komponens 0-dik alkomponense a kozmikus infravörös háttér (ugyanaz az érték az ég minden helyén). A C0...C3 komponensekből kiszámítjuk a *teljes* konfúziós zajt (N):

$$N^2 = \sum_k N_k^2 \quad (7.2)$$

Megjegyezendő, hogy ennek a sémának köszönhetően a HCNE V019-ben beépített felületifényesség-korrekciónál egyszerűen be lehetett építeni egy további (C2) komponensként az algoritmusba, anélkül, hogy magát a HCNE kódot módosítani kellett volna, csak a megfelelő – addig „üres” – táblázatokat kellett átírni). Végző lépésként a konfúziós zajból felületifényesség

$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	megjegyzés
266°40509	-28°93617	A Tejútrendszer középpontja
192°85948	+27°12830	Északi galaktikus pólus
12°85946	-27°12820	Déli galaktikus pólus
83°81866	-5°38968	Orion (M42)
305°80900	40°87530	Erős cirrusz mező
296°38800	-19°63510	Erős cirrusz mező II.
86°40489	+28°93616	Galaktikus anticentrum
163°00000	+57°30000	Lockman-lyuk ( kozmikus ablak)

7.1. táblázat. A HCNE elsődleges tesztmezői és azok egyenlítői koordinátái. Ezekre a tesztmezőkre minden fotometriai sávra és mérési módra ugyanazokat az értékeket kellett adnia a frissített java-s HSPOT tesztszervernek és a lokális HCNE kódnak az implementáció elfogadásához.

és pontforrás konfúziós zaj értékeket számolunk a fenti, pixelekre vonatkozó konfúziós zaj értékből (**hcneCnoiseSfb** és **hcneCnoiseRecon**), minden PACS és SPIRE fotometriai sávra. A konfigurációnak (méréndő sávoknak) megfelelő értékeket a HSPOT választja ki.

A HCNE algoritmus alap kódja IDL-ben íródott meg, a teljes funkcionális, értelemszerűen HSPOT-on kívüli kódot a NASA szakemberei ültették be az HSPOT Java környezetébe az én irányítással. Az eredeti IDL-ben írt és az HSPOT-ba beépített kódot akkor tekintettük azonosan működőnek a minden frissítés alkalmával lefuttatott teszteken, ha azok a tesztmezőkön identikus eredményeket produkáltak. Nyolc elsődleges tesztmezőt definiáltunk, amelyek felölelték a felületi fényesség elérhető teljes skáláját, a lehető legnagyobbtól (a Tejútrendszer centrumának iránya) a legalacsonyabb háttérfényességű kozmológiai mezőig. A HCNE első, hivatalosan elfogadott és az HSPOT-ben kibocsátott verziója a V013-volt 2006-ban.

### 7.2.1. A V015-ös frissítés

A V015-ös verzió 2007. március 28-án váltotta az előző, V013-as, először nyilvánossá tett verziót (Kiss & Vavrek, 2007). A korábbi verzió nagyon alacsony kozmikus infravörös háttér konfúziós zaj szinteket becsült, leginkább a SPIRE sávokban, aminek az oka elsősorban az ambiciózusan alacsonyra választott extragalaktikus égboltfelmérési fotometriai határfényesség volt a SPIRE és a PACS sávokra, az irodalomban található szokásos konfúziós zajszintekhez képest.

#### A konfúziós zaj kiszámítása

A HCNE-ben a konfúziós zaj kiszámítása a pixelek skáláján történik, elsősorban amiatt, hogy az egyik égi háttér komponens, a galaktikus cirrusz, diffúz, és nem írható le pontforrások összességéként (l. a 1.2 fejezetet). Az extragalaktikus háttér konfúziós zaját – vagy általában bármilyen, egyedi forrásokból összetevődő komponens konfúziós zaját – az 1.1 egyenletnek megfelelően számítjuk ki. Mint ahogyan azt a 1.2 fejezetben láttuk, az  $S_{\text{lim}}$  értéke beállítható a fotometriai kritérium ( $S_{\text{lim}}^{\text{fot}}$ ) szerint, a forrassűrűség-kritérium szerint ( $S_{\text{lim}}^{\text{fs}}$ ), vagy meghatározhatja azt az erős műszerzaj ( $S_{\text{lim}}^{\text{inst}}$ , általában  $5\sigma_{\text{inst}}$ ), attól függően, hogy melyik a legerősebb a három közül (az utóbbi esetben az  $S_{\text{lim}}^{\text{fot}}$  vagy  $S_{\text{lim}}^{\text{fs}}$  és az  $S_{\text{lim}}^{\text{inst}}$  közötti fényességű források is felbontatlanok maradnak). A HCNE V015-ben használt extragalaktikus háttér fotometriai határokat a Lagache és mtsai (2003) extragalaktikus háttérmodell akkori legutolsó, 2006. decemberi verziójának megfelelően számítottam ki. A kapott fotometriai és forrassűrűség határértékek a 7.2 táblázatban találhatóak.



Kamera	Szűrő ( $\mu\text{m}$ )	$S_{lim}^{fot}$ (mJy)	$\sigma_{fot}$ (mJy)	$S_{lim}^{fs}$ (mJy)	$\sigma_{fs}$ (mJy)
PACS	75	0,022	0,004	0,190	0,024
	110	0,676	0,135	3,822	0,521
	170	4,858	0,972	9,993	1,757
SPIRE	250	25,15	5,030	16,92	4,034
	350	29,21	5,839	15,97	4,868
	500	24,60	4,919	9,775	4,203

7.2. táblázat. Érzékenységi határok és az azoknak megfelelő extragalaktikus konfúziós zaj értékek a PACS és SPIRE műszerekre.

### A konfúziós zaj függése a műszerzajtól a PACS és SPIRE fotometriai sávokra

A műszerzaj függ az integrációs időtől, első közelítésben  $t^{-1/2}$ -nel arányos egy adott mérési mód és fotometriai sáv esetén ( $t$  az integrációs idő), a következő számításokban mi is ezt a skálázást használtuk. Mivel a konfúziós zaj kiszámításban az  $S_{lim}$  aktuális értéke a műszerzajtól függ, a konfúziós zaj  $S_{lim}$ -en keresztül szintén függ a műszerzajtól. Ennek alapján kiszámítottuk a konfúziós zaj időfüggését a PACS és SPIRE fotometriai sávokra (l. 7.3 ábra). Az itt ábrázolt konfúziós zaj értékek  $1\sigma$  pontforrás konfúziós zaj értékek. A modellben, mint fentebb említettük, a Lagache és mtsai (2003) által jegyzett kozmikus infravörös háttér modell 2006. decemberi verzióját használtuk. A műszerzaj megfelel az éppen akkor aktuális HSpot verzió által szolgáltatott értékeknek (HSpot 2,0, „Phase 1 Announcement of Opportunity”).

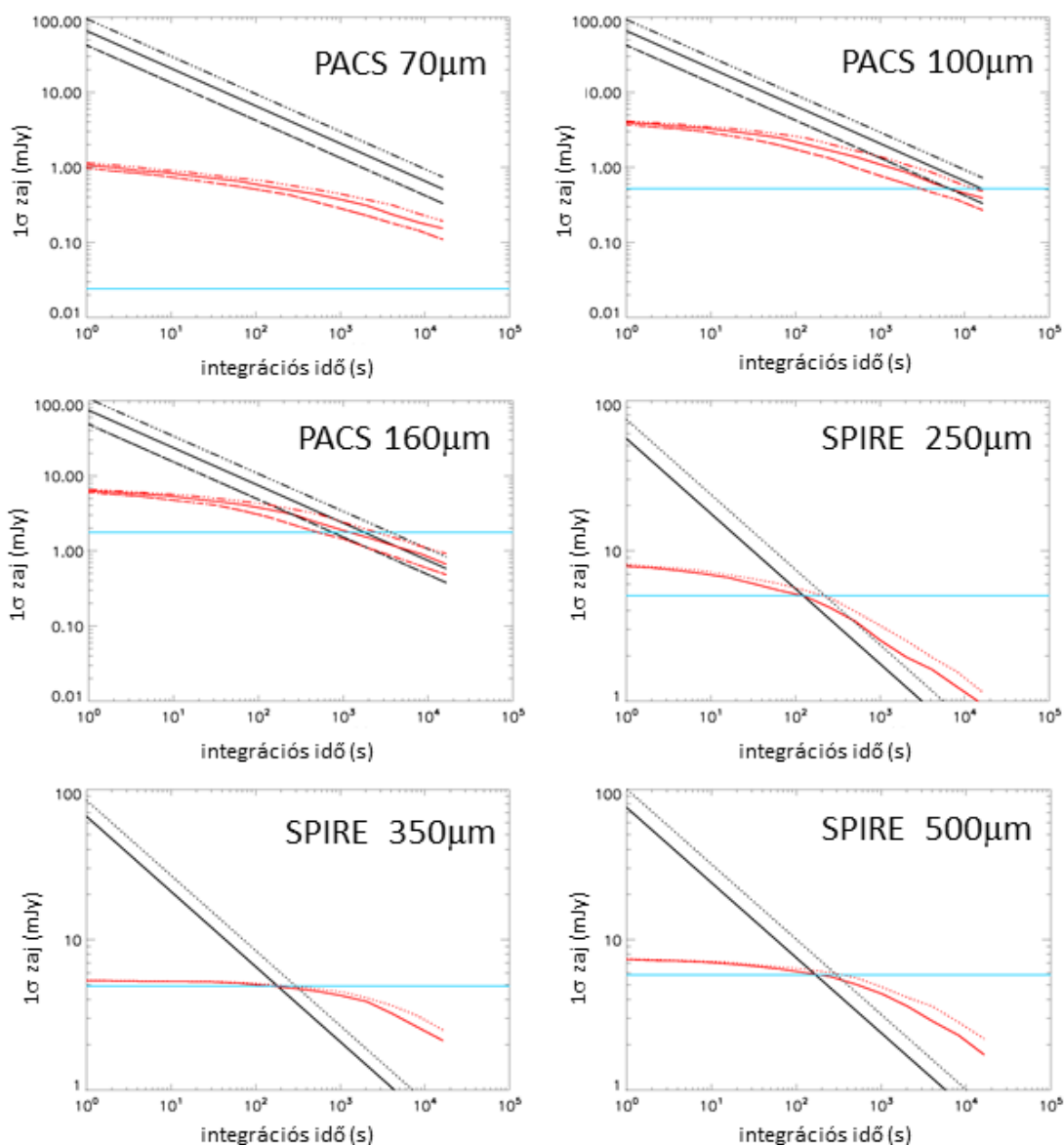
A következő mérési módokra készítettük el a számításokat:

- PACS sávok:
  - pontforrásfotometria (folytonos vonal a 7.3 ábrán)
  - pásztázó térkép, nagy sebesség (pontosított vonal)
  - pásztázó térkép, alacsony sebesség (szaggatott vonal)
  - pásztázó térkép, közepes sebesség (pont/vonal)
  - kompakt forrás fotometria (három pont/vonal)
- SPIRE sávok:
  - nagy térkép (folytonos vonal)
  - kis térkép (pontosított vonal)

A 6.3 ábrán a fekete vonalak felelnek meg a műszerzajnak (egyszerű  $t^{-1/2}$  skálázás), a vörös vonalak pedig a konfúziós zajnak, a fenti mérési módokra, attól függően használva a fotometriai, illetve a forrassűrűség-kritériumnak megfelelő érzékenységi határt, hogy éppen melyik a nagyobb ( $1\sigma$ , pontforrás-fotometriai bizonytalanság). Egy olyan területet kiválasztva a HSpotban, ahol a cirrus hozzájárulása kicsi (az extragalaktikus háttér a domináns) a HCNE az ábrákon a kék vízszintes vonalnak megfelelő konfúziós zaj becslést adja.

A megfelelő fekete és vörös vonalak metszéspontja azt a konfúziós zajt jelenti, ahol a műszerzajnál halványabb források által okozott konfúziós zaj dominánsá válik, ez a konfúziós zaj „klasszikus” határa. Ez a pont definiálja a konfigurációnak megfelelő maximális integrációs időt is, ennél hosszabb integráció már nem javítja a globális jel/zaj viszonyt. Bár lokálisan a fotometriai pontosság javítható az integrációs idő további növelésével, a halványabb források detektálási valószínűsége meredeken esik a konfúziós határ alatt.

Ahogy az a 7.3 ábrán is látható, a PACS  $70\mu\text{m}$ -es sávjában a detektálhatóságot gyakorlatilag soha nem a kozmikus infravörös háttér konfúziós zaja korlátozza; a fekete műszerzaj és a



7.3. ábra. A konfúziós zaj műszerzajfüggése a HCNE V015-ös verziójában. A fekete vonalak az adott mérési módokhoz tartozó műszerzaj értékek, a vörös görbék az ugyanezen konfigurációkhoz tartozó konfúziós zaj értékek a műszerzaj figyelembevételével, a főtövegben található részletes leírásnak megfelelően.

vörös konfúziós zaj görbék sohasem metszik egymást. A PACS kamera zöld ( $100\ \mu\text{m}$ ) sávja esetében nagyon hosszú integrációs időkre ( $\sim 10^4$  s pásztázó térképező módban) a forrassűrűség-kritérium határozza meg a konfúziós határt, de a fotometriai határt nem érjük el a vizsgált integrációs idők ( $10^5$  s) esetében. A PACS  $160\ \mu\text{m}$ -es sávjában a konfúziós zaj határozza meg a detektálhatóságot a forrassűrűség-kritérium által a  $t \leq 10^3$  s integrációs időkre, a fotometriai határt kb.  $5 \cdot 10^3$  s integrációs időnél érjük el. Minden SPIRE sáv hasonló viselkedést mutat, az érzékenységi határt kb.  $10^2$  s alatt érjük el, ami minden esetben a fotometriai kritérium érvényességének következménye.

Megemlítenő, hogy ezekben a számításokban a forrassűrűség-kritériumot konzervatívan kezeltem,  $P=0,1$  valószínűséget megengedve arra, hogy a legközelebbi  $S > S_{\text{lim}}$  fényességű forrás egy másik forrás közelébe esik a kritikus távolságon belül (ezen feltétel részletes leírása a 1.2 fejezetben található). A gyakorlatban azonban lehetséges hosszabb integrációs idővel a fenti határnál halványabb forrásokat is elérni, különösen akkor, ha az adott forrás pozíciója jól ismert, pl. rövidebb hullámhosszú mérésekből. Ezekben az esetekben az egyébként forrassűrűség-limitált PACS sávokban a fotometriai kritérium fogja meghatározni a még megfigyelhető források fényességét; a SPIRE hullámhosszakon ilyen nyereség nem nagyon érhető el, mivel ott eleve a fotometriai kritérium állítja be a konfúziós határt.

### 7.2.2. A V019-es frissítés

A HCNE V019-es, 2010. május 19-én kibocsátott verziója ugyanazt a forráskódot és számítási logikát használta, mint a korábbi hivatalos, V015-ös verzió. Az összes, alább ismertetendő frissítéshez elegendő volt a megfelelő adatbázis-állomány cseréje, a forráskód módosítása nélkül. A V019-es változatban a következő változások történtek a korábbiakhoz képest:

- 1) A csillagközi anyag IPAC háttérfényesség-szerver által adott, hibás fényességének korrekciója.
- 2) A cirrusz konfúziós zaj számításához módosított együtthatók figyelembevétele a  $160 \mu\text{m}$ -es Mad-Map felületifényesség-térképek alapján.
- 3) Frissített extragalaktikus háttér konfúziós zaj értékek az aktuális Herschel/PACS és SPIRE mérések alapján.

Mint látható, a két utóbbi módosítást a Herschel misszió során beérkező valós adatok tették lehetővé és szükségessé, ezeket a frissítéseket már a HCNE előkészítése során is terveztük, a megfelelő mérések elérhetőségének függvényében. A V019-es verzió módosításai a „Herschel Confusion Noise Estimator update patch v019 release note”-ban kerültek összefoglalásra (Kiss és mtsai, 2010).

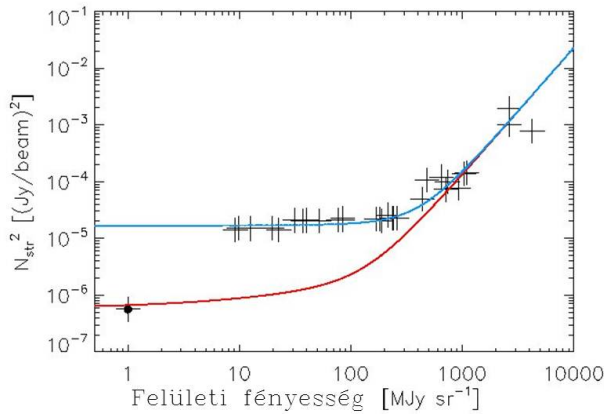
#### Cirruszhőmérséklet korrekció

Mint azt korábban már láttuk, egy adott égi pozícióban és hullámhosszon az égi háttér egyes komponenseinek a felületi fényességét az IPAC „Herschel Background Estimator” (HBE) szervere szolgáltatja. A cirrusz konfúziós zaj meghatározása a HBE cirrusz felületi fényessége alapján történik. A HBE azonban egy *konstans*, kb. 20 K hőmérsékletet tételez fel a cirruszra, és általában a csillagközi anyagra, ami csak nagyon alacsony cirrusz felületi fényességű (alacsony oszlopsűrűségű) területek esetében jó közelítés. Sűrűbb, molekuláris csillagközi anyagban a hőmérséklet ennél alacsonyabb, olyan területeken pedig, ahol beágyazott források is vannak, ennél magasabb. Ezen probléma kiküszöbölésére bevezettem egy égi koordinátától függő hőmérséklet-korrekciót a HCNE V019-es verziójában. A korrekciók kiszámításához a COBE/DIRBE térképekre támaszkodtam, a korábban a 3. fejezetben bemutatott PredictDIRBE rutin felhasználásával (1. még Kiss és mtsai, 2006). A rutin a HCNE-ben korábban rögzített rácson kiszámítja a cirrusz (illetve általában a csillagközi anyag) komponens hőmérsékletét, és ebből a különböző hullámhosszakon a fényességét, ami alapján a cirrusz konfúziós zajának becslése történik. Ez a korrekció a „C2” komponensként került a HCNE-be, így a forráskód módosítása nélkül hozzá lehetett adni a HCNE rutinhoz, az eddig használaton kívüli C2 táblázatok feltöltésével.

#### A cirrusz konfúziós zajának új skálázása $160 \mu\text{m}$ -en

Mint ahogyan korábban láttuk, a HCNE a kozmikus infravörös háttér, a galaktikus cirrusz, illetve a műszerzaj hozzájárulását veszi figyelembe a konfúziós zaj meghatározásánál. A három komponens együtt jelenti a struktúrazajt, ami közvetlenül meghatározható egy adott térképen. A kozmikus infravörös háttér komponens, illetve a műszerzaj adottnak tekinthető egy bizonyos mérés esetén, és

a Herschel felépítéséből adódóan nem függenek az éppen észlelt égi struktúra fényességétől. Csak a cirrusz komponens skálázódik a felületi fényességgel, a korábban ismertetett módon – ezt a skálázást használjuk fel a cirrusz konfúziós zajkomponensének meghatározására. A HCNE korábbi verziói alacsony térfrekvenciájú (kis,  $\sim 1'$  felbontású) térképeken alapultak, amit a Herschel térskáláira és fotometriai sávjaira extrapoláltunk az 5. fejezetben ismertetett módon. A V019-es verzióban azonban már lehetőségünk nyílt valós Herschel-adatok felhasználásával a cirrusz konfúziós zaj felületifényesség-skálázásának ellenőrzésére. Ehhez több, különböző felületifényességű és térszerkezetű égterület MadMap (Ali 2010) térképét használtuk fel. Minden térkép a  $160\ \mu\text{m}$ -es sávban készült, mivel a cirrusz komponens hozzájárulása várhatóan itt a legerősebb, azaz itt különíthető el legjobban a többi komponenstől. A kapott struktúrazaj értékeket egy olyan függvénnyel illesztettük, amely a cirrusz hozzájárulását meghatározandó paramétereként tartalmazta. Az így kapott struktúrazaj – cirrusz felületifényesség-skálázással helyettesítettük a korábban használt cirrusz skálázást a v019-es verziótól kezdve.



7.4. ábra. Struktúrazaj a HCNE V019-ban felhasznált MadMap mintán a felületi fényesség függvényében („+”-jelek)  $160\ \mu\text{m}$ -en. A kék görbe az illesztett struktúrazaj-görbe az extragalaktikus háttér és a műszerzaj figyelembevételével, a vörös görbe ugyanez a műszerzaj nélkül. A fekete pont az ábra bal alsó részén az extragalaktikus konfúziós zaj értéke ezen a hullámhosszon (l. még a 7.4 táblázatot).

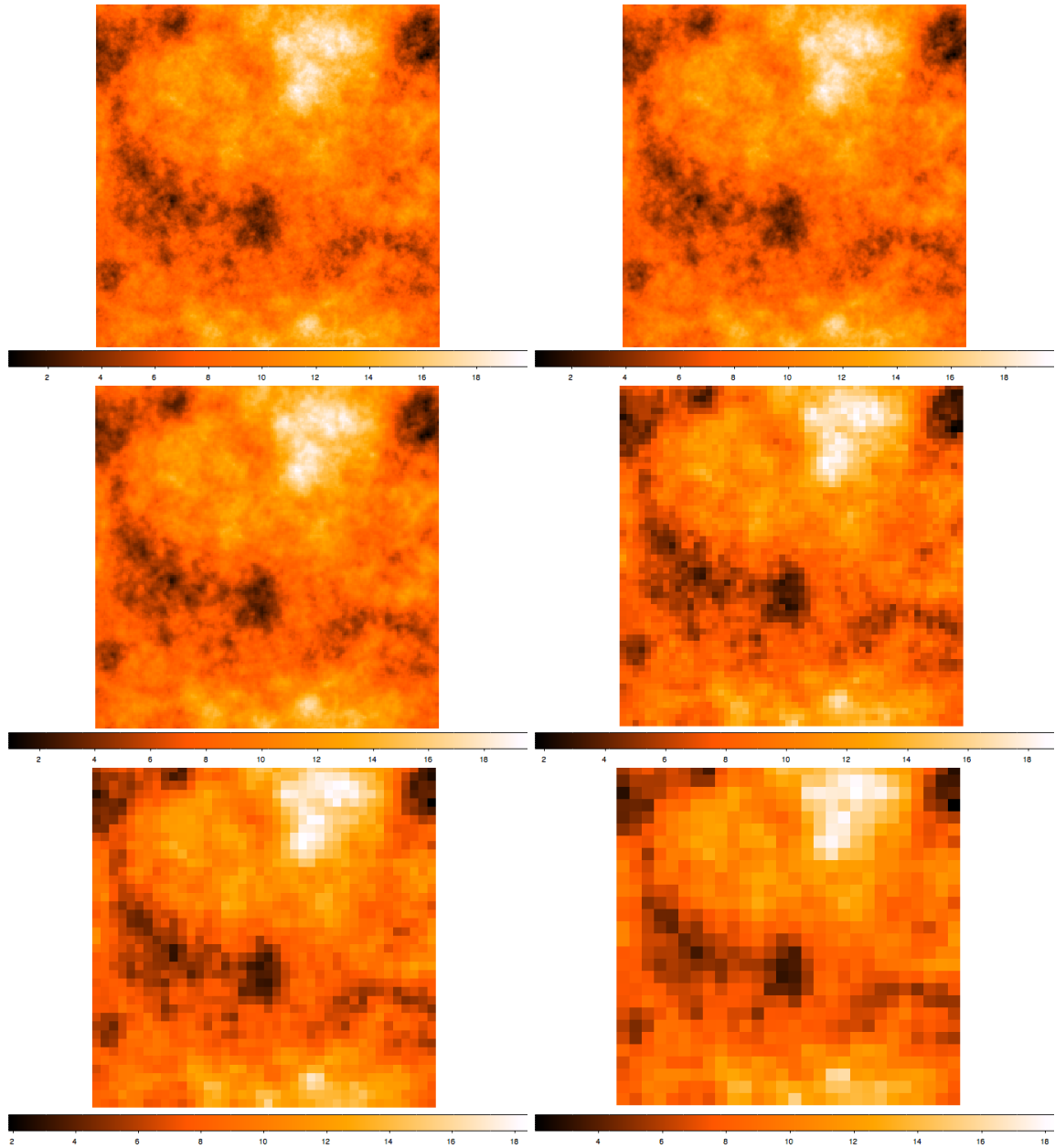
### Konverzió más hullámhosszakra

A  $160\ \mu\text{m}$ -en kapott struktúrazaj és konfúziós zaj értékek ideális helyzetet jelentenek, mert ezeken a hullámhosszakon a legnagyobb a cirrusz relatív hozzájárulása az égi háttérhez. Az itt kapott értékeket felhasználtam arra, hogy egyéb Herschel/PACS és SPIRE hullámhosszakon is meghatározzuk a cirrusz módosított felületifényesség-skálázását. A többi hullámhosszon a cirrusz relatív hozzájárulása kisebb, ezért ott nem lenne ilyen egyértelmű a komponensek szeparálása. Elméletben a hullámhosszfüggés, ha nem vesszük figyelembe a spektrális energiaeloszlás miatti fényességkülönbséget (l. 5. fejezet):

$$N_\lambda = N_{\lambda_0} (\lambda/\lambda_0)^{1-\alpha/2} \quad (7.3)$$

ahol  $\alpha$  a teljesítményspektrum spektrálindexe. A „klasszikus” cirrusz esetében ennek értéke  $-3$ , ugyanakkor a legutóbbi munkák szerint ennek az általános spektrálindexnek az értéke inkább  $-2,5$  körül van (l. a 2. fejezetet). Az elméleti hullámhossz-skálázás a diffrakció-limitált esetre igaz, és különböző lehet a valódi PACS és SPIRE mérésekre, pl. a PACS esetében, ahol ugyanazt a detektort két szűrővel is használjuk.

A hullámhossz-skálázást szintetikus képek segítségével ellenőriztem,  $\alpha = -2,5$ -et feltételezve minden esetben. Az eredeti nagyfelbontású képeket a megfelelő PACS és SPIRE nyálábfüggvényekkel konvultáltam és mintavételeztem a detektoroknak megfelelő pixelmérettel. Hogy a tesztek során biztosítsuk a spektrális energiaeloszlástól való függetlenséget, egy „lapos” cirrusz spektrális energiaeloszlást tételeztünk fel, azaz a konvultált képek átlagos felületi fényessége ugyanaz minden hullámhossz esetében. Ezeken a képeken meghatároztuk a struktúrazajt, referenciaként a  $160\ \mu\text{m}$ -es



7.5. ábra. Szimulált cirrus struktúra a PACS és SPIRE fotometriai sávokban. A képek megfelelnek a 70, 100, 160 (PACS), valamint a 250, 350 and 500  $\mu\text{m}$ -es (SPIRE) hullámhosszaknak, balról jobbra, és fentről lefelé.

képeket használva – mint ahogyan azt az előbb láttuk, ebben az esetben voltak „valódi” struktúrazaj-értékeink. A szimulációk alapján kapott konverziós faktorokat a 7.3 táblázat sorolja fel.

### 7.2.3. Az extragalaktikus konfúziós zaj új határai

A Herschel űrtávcső első mérései alapján frissítettük a kozmikus infravörös háttérből származó konfúziós zaj komponens értékeit a HCNE-ben; a különböző fotometriai sávoknak megfelelő értékek a 7.4 táblázatban találhatóak.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	70	100	170	250	350	500
$(\lambda/\lambda_0)^{1-\alpha/2}$	0.155	0.347	1.0	2.729	5.819	12.984
$R_\lambda$	1.099	0.856	1.0	1.334	1.259	1.210

7.3. táblázat. Konverziós együtthatók a PACS 160  $\mu\text{m}$ -es sávja, és a Herschel többi fotometriai sávjának cirrusz konfúziós zaj értékei között („lapos” spektrális energiaeloszlást feltételezve). A cirrusz konfúziós zajt az alábbi összefüggés alapján tudjuk kiszámítani az adott hullámhosszon:  $N_\lambda = N_{160} \cdot R_\lambda \cdot (\lambda/\lambda_0)^{1-\alpha/2} \cdot f_{\text{cirr}}^\lambda(B_\lambda)/f_{\text{cirr}}^{160}(B_{160})$

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	70	100	170	250	350	500
$N_{KIH}$ (mJy)	0.024 <sup>a</sup>	0.1 <sup>b</sup>	0.75 <sup>b</sup>	5.8 <sup>c</sup>	6.3 <sup>c</sup>	6.8 <sup>c</sup>

7.4. táblázat. A HCNE/V019-ben alkalmazott új kozmikus infravörös háttér konfúziós zaj értékek: a) HCNE/V015 verzió; b) Berta és mtsai (2010) ; c) Griffin és mtsai (2010) és Nguyen és mtsai (2010)

### 7.3. Konfúziós zaj a közeljövő távoli infravörös űreszközain

A Herschel 3,5m-es tükrével óriási ugrást jelentett az infravörös-űrtávcsövekkel művelhető tudományban, de mivel főtükre nem volt aktívan hűtött, a meleg tükör miatt nem tudta elérni azokat az érzékenységi határokat, amelyekre egyébként képes lett volna. A közeljövő tervezett infravörös-űrmisszióját, a SPICA űrtávcsövet (Nakagawa és mtsai, 2015), már olyan hűtött tükörrel tervezték, hogy az maximálisan ki tudja használni a távcső méretéből, és a detektorok érzékenységéből adódó lehetőségeket. A Herschelhez hasonló mérete miatt a SPICA a Herscheléhez hasonló konfúziós zaj határokkal fog találkozni a 70  $\mu\text{m}$ -hez közeli, illetve annál hosszabb hullámhosszakon. A Herschel űrtávcső érzékenységét részben konfúziós zaj határozta meg bizonyos mérési módokban a PACS 160  $\mu\text{m}$ -es sávjában, és gyakorlatilag minden SPIRE fotometriai sávban, minden esetben – ez a SPICA esetében is így lenne. Ugyanakkor a PACS 70 és 100  $\mu\text{m}$ -es sávjaiban általában a legerősebb zajforrást maguk a detektorok jelentették. A SPICA tervezett ultraalacsony hőmérsékleten (<100 mK) működő detektorai esetében ismét az égi háttéré és a belőle származó konfúziós zajé lesz a főszerep. A SPICA közép infravörös hullámhosszakon érzékeny detektorai számára egy egyik legmeghatározóbb zajforrás az állatövi emisszióból származó foton zaj lesz. A detektorok érzékenysége miatt itt fontos szerephez fog jutni az állatövi fény kis skálájú szerkezete is – a korábbi detektorok, pl. a Spitzer-űrtávcső 24  $\mu\text{m}$ -es MIPS kamerája esetében ez a komponens még elhanyagolható volt.

Már a Herschel-űrtávcső által elérhető térbeli felbontásokon is egyértelmű volt, hogy a csillagközi anyag térbeli szerkezete ezeken a skálákon már nem követi a nagyobb térbeli skálákon jellemző fraktálszerkezetet. A csillagkeletkezési területek jellemző távolságában elértük azt a térbeli felbontást, amelyen az addigi szerkezet filamentumok hálójára esik szét, amelyet turbulencia épít fel a molekulafelhők belsejében, és amelyből a gravitáció a legsűrűbb helyeken már képes létrehozni a presztelláris magokat, a csillagok születésének első lépéseit (l. pl. André, 2015). A következő generációs infravörös-űrtávcsövek konfúziós modelljeinek már ezzel, vagy ehhez hasonló szerkezettel kell majd számolniuk, nemcsak a legsűrűbb csillagközi anyagot tartalmazó csillagkeletkezési területeken, hanem a kevésbé sűrű, cirrusz emissziót tartalmazó területeken is, ahol a filamentális szerkezet magok nélkül jelenik meg.

### III. rész

# A Naprendszer kis égitestjeinek tulajdonságai távoli-infravörös mérések alapján





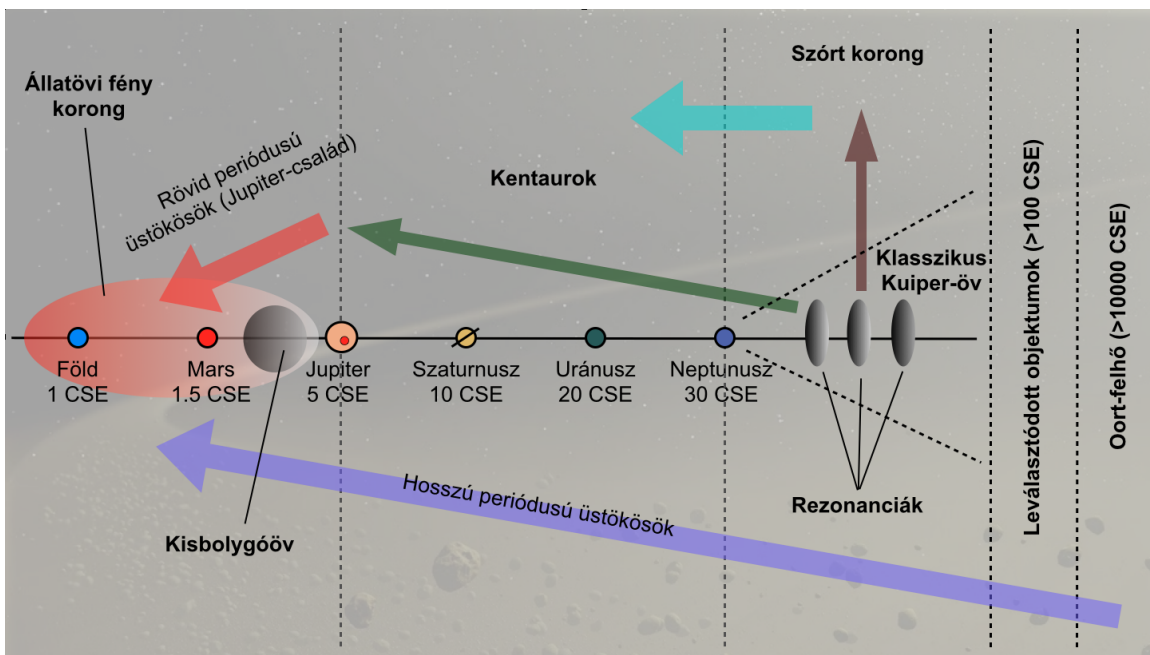
## 8. fejezet

# A Naprendszer törmelékkorongját alkotó égitestek termális emissziója

### 8.1. A Naprendszer törmelékkorongja

Az 1980-as évek közepén az IRAS infravörös űrtávcső fedezte fel az első törmelékkorongot a Vega körül. Hogy a bolygórendszerek kialakulása során ilyen korongoknak léteznie kell, már évtizedekkel korábban megjósolták, de csak az infravörös technológia fejlődésével vált lehetővé, hogy ezeket valóban megfigyelhessük, mivel a legtöbb ilyen korong látható fényben túl halvány, még a legnagyobb távcsövek számára is. Már annak idején is úgy gondolták, hogy bár a Naprendszer már majdnem ötmilliárd éves, itt is maradnia kellett valaminek abból a korongból, amiből a bolygók annak idején keletkeztek, ha máshol nem, akkor talán a Naprendszer peremén, ahol a legháborítatlanabban tudták átvészelni az évmilliárdokat. Az elmúlt mintegy húsz évben megtudtuk, hogy a Naprendszer valóban nem üres az óriásbolygók pályáján túl sem, itt nagy számban található kisebb-nagyobb égitestek. Ma már azt is tudjuk, hogy ez nem egy elszigetelt, halott vidék – a külső Naprendszer folyamatos dinamikai kapcsolatban van a belső részekkel, tele van rendkívül érdekes objektumokkal, és olyan jelenségekkel, amelyeket sem máshol a Naprendszerben, sem pedig más csillagok körül nem tudunk tanulmányozni. A Neptunuszon túli vidék jelenti a kulcsot a Naprendszer kialakulásának és fejlődésének megértéséhez, és ahhoz is, hogy megértsük a távoli, most formálódó, vagy már kialakult bolygórendszerekben zajló folyamatokat. A mi Naprendszerünk az egyetlen olyan bolygórendszer, ahol az egyedi kis égitesteket is meg tudjuk figyelni egy törmelékkorongban.

Mint minden csillag, a Nap kialakulásakor is egy anyagbefogási korong jött létre a csillagközi anyagból, középpontjában a Nappal, és később ebben a korongban alakultak ki azok a bolygókezdemények, amelyek közül néhány a többi begyűjtésével a mai Naprendszer nyolc bolygójává tudott nőni. Nem minden bolygókezdeményből lett azonban bolygó, a maradékból, a kezdetben meglévő nagy mennyiségű gáz eltűnése után kialakult egy törmelékkorong (l. pl. Wyatt, 2008, összefoglalóját). A találó név arra utal, hogy ebben a korongban már nem keletkeznek újabb égitestek, ellenben a meglévők ütköznek egymással, emiatt darabolódnak, és eközben jelentős mennyiségű por is keletkezik. Nagyon sok, ismert, általában fiatal csillag, pl. a Vega, a Fomalhaut, vagy a  $\beta$  Pictoris körül látunk ilyen törmelékkorongot. A kor előrehaladtával a törmelékkorongok tömege és megfigyelhetősége is csökken, mert az ütközésekben keletkező por egy idő után eltűnik a rendszerből. Egy részét a központi csillag sugárnyomása fújja ki, a nagyobb szemcsék pedig bespiráloznak a csillagba. Mire egy csillag olyan öreg lesz, mint most a Nap, a törmelékkorong már nagyon híg lesz, kívülről alig megfigyelhető; legnagyobbbrészt azok a „kavicsok” alkotják, amelyek túléltek az elmúlt évmilliárdok ütközéseit. Természetesen a Nap körül is létezik még ez a mára nagyon felhígult korong. Szigorúan véve minden, ami nem tartozik valamelyik bolygó rendszeréhez, a Naprendszer törmelékkorongjának része, a legkisebb porszemcséktől a néhány ezer kilométeres törpebolygóig, mint pl. a Plútó, vagy az Eris – ezek a Naprendszer törmelékkorongjának ma ismert legnagyobb „kavicsai”.



8.1. ábra. A Naprendszer mai törmelékzónáinak sematikus szerkezete (részletes magyarázat a szövegben)

A Naprendszer törmelékkorongja ma két nagy zónára osztható, egy belsőre, ami a kisbolygóövet és az állatövi fény korongját foglalja magában, illetve egy külső vidékre, ami lényegében a Neptunuson túli vidéknek, más néven a Kuiper-övnek felel meg (Morbidelli és mtsai, 2008).

A kisbolygóöv nagyjából a Mars és a Jupiter pályája között húzódik, az itt keringő, általában többé-kevésbé szabálytalan alakú kisbolygók szintén az egykori törmelékkorong maradványai, amikből a Jupiter közeli hatása miatt nem tudtak kialakulni nagyobb bolygókezdemények. A kisbolygóöv tömegének harmada az egyetlen, belső Naprendszerhez tartozó törpebolygóban, a Ceresben található, további nagyjából 15% pedig másik három kisbolygóban, a Vesta-ban, a Pallasban és a Hygieában. Míg a Vesta, a belső kisbolygóöv második legnagyobb égitestje jól beleillik a Naprendszerkeletkezési elméletekbe, addig a „legnagyobb kisbolygó”, a Ceres nem. A Vesta szinte kizárólag kőzetekből áll, jeget nem nagyon találhatunk sem a felszínén, sem a belsejében. Ezzel szemben a Ceres nagy mennyiségű jégget (leginkább vízjéget) kell, hogy tartalmazzon, akár a felszín alatt is, hiszen sűrűsége jóval kisebb, mint pl. a Vestaé. A „vízmentes” Vesta és a „vizes” Ceres valószínűleg nem keletkeztek egy helyen (a mai kisbolygóövben), vagy legalábbis nem ugyanabban az időben. Az egyik megoldás lehet a Ceres „rejtélyére”, ha nem a mai helyén, hanem a Naprendszer külsőbb részeiben keletkezett, és onnan vándorolt be mai pályájára. Mint később látni fogjuk, a korai Naprendszerben gyakoriak lehettek az ilyen átrendeződések, ilyen folyamatok alakították ki a külső Naprendszer mai állapotát is.

Az állatövi fény jelenséget látható hullámhosszakon (szabad szemmel) a Földről elég nehéz megfigyelni, ideális helyszín (magas hegy alacsony földrajzi szélességen) és nagyon tiszta idő kell ahhoz, hogy napnyugta után vagy napfelkelte előtt megfigyelhessük a Nap irányában, az ekliptika mentén látható halvány derengést, amit a bolygóközi porszemcséken szóródó napfény okoz. Ha infravörösben is látnánk, egészen más lenne a helyzet. Azt az energiát, amit ezek a porszemcsék elnyelnek (és nem verik vissza), hősugárzás formájában az infravörösben fogják kisugározni. A termális infravörösben (kb. 5 és 50  $\mu\text{m}$  között) az állatövi fény egy mindennél fényesebb, kiterjedt sáv az égen, ami mellel az órási fényessége miatt megnehezíti minden másnak is a megfigyelését ezeken a hullámhosszakon.

Az állatövi fény porkorongja leginkább egy tóruszhoz, egy lyukas közepű fánkhoz hasonlít, aminek a középpontjában a Nap található. A Föld pályája a tórusz belsejében halad, a felhő befelé, a Nap irányában néhány tized csillagászati egységre, kifelé egyre ritkulva, de majdnem a Jupiter pályáig terjed. A tórusz az ekliptikára merőleges irányban is jelentősen kiterjedt, a Földről még az ekliptikai pólusok irányába nézve is az ekliptika környéki intenzitások harmadát/negyedét lehet megfigyelni az infravörös hullámhosszakon. Az állatövi fény korong még az infravörös hullámhosszakon is nagyon halvány a Nap mellett, olyannyira, hogy mai műszereinkkel egy hasonló korongot nem tudnánk megfigyelni egy másik csillag körül. Ez azonban nem volt mindig így: volt a Naprendszer fejlődésének legalább egy olyan szakasza, a Késői Nagy Bombázás időszaka (Tera és mtsai, 1974), amikor az állatövi fény korongjában a Naprendszer belsejében történt gyakori ütközések miatt olyan nagy mennyiségű por keletkezett, hogy a korong fényessége a Nap fényességét is jelentősen meghaladta a közép-infravörös hullámhosszakon (Nesvorný és mtsai, 2010). Infravörös mérések alapján több olyan csillagot is sikerült azonosítani, ahol egy a mi állatövi fényünkhöz hasonló porkorong éppen ilyen aktív állapotban van, és ezért fényesebb, mint a rendszer központi csillaga (Moór és mtsai, 2009).

Ha felrajzoljuk a Neptunuszon túli ismert égitestek helyzetét, akkor azt látjuk, hogy a többségük egy viszonylag lapos tóruszba tömörül az ekliptika síkjában, nagyjából 35 és 45 CSE közötti távolságban a Naptól (pl. Gladman és mtsai, 2008; Kavelaars és mtsai, 2008). Ez az úgynevezett klasszikus Kuiper-öv, a legtöbb ismert égitest a külső Naprendszerben ebbe a csoportba (hivatalos nevén dinamikai osztályba) tartozik. A klasszikus Kuiper-öv valóban úgy néz ki, mintha a Naprendszert létrehozó protoplanetáris korong maradványa lenne: kellően lapos, és a pályák általában eléggé hasonlítanak egy körre, nem elnyúltak. Amikor tömegesen kezdték el keresni az első megfigyelések után a Kuiper-öv égitestjeit, akkor mindenki egy ehhez hasonló elrendeződést várt, és leginkább az ekliptika mentén kutatott a Neptunuszon túli kisbolygók után, és később is, a legnagyobb siker reményében, a különböző felmérések is erre az égitestekre koncentráltak. Részben ennek is köszönhető, hogy a klasszikus Kuiper-övben ismerjük a legtöbb égitestet a külső Naprendszerben. Amikor az első, az ekliptikától távoli, nagy pályahajlású pályákon mozgó kisbolygót megtalálták, még azt gondolták, hogy nem sok ilyen lehet a Naprendszerben. Hamarosan kiderült azonban, hogy ilyenek jelentős számban léteznek – ezeket nevezzük ma szórt korong objektumoknak. Becslések szerint a szórt korongban legalább annyi, de akár sokszor több égitest is lehet, mint a klasszikus Kuiper-övben, csak hogy ezeket megtalálni sokkal nehezebb, leginkább a klasszikus övhöz képest nagy távolságok miatt. A szórt korong legkülső részében található égitestek már annyira messze vannak a nagybolygóktól, hogy azok gravitációs hatása már alig van hatással a pályájukra – ezeket a rendkívül távoli égitestek a lecsatolódott vagy elkülönülő objektumok. Sohasem jönnek közelebb a Naphoz, mint kb. 40 CSE – nem úgy, mint a szórt korong objektumok – és naptávolságjuk mintegy 100 CSE távolságban van. A leghíresebb lecsatolódott objektum a Sedna, bár sokan ezt már nem is tekintik lecsatolódott objektumnak, mivel naptávolságban majdnem 1000 CSE távolságban jár. A Sedna lehet az első képviselője a belső Oort-felhő égitestjeinek, azon burok belső szélének, ami, a feltételezések szerint, gömbhéjszerűen veszi körbe a Naprendszert, több tízezer CSE távolságban. Az itt található égitestek anyaga valószínűleg nagyon hasonló a Kuiper-öv égitestjeinek anyagához, mivel egykor ezek a bolygókezdemények a Naprendszer belsőbb vidékein keletkeztek, és a korai Naprendszerben a nagybolygókkal való kölcsönhatás szórta ki őket a mai helyükre. Az Oort-felhő külső részén a Nap gravitációs hatása már olyan gyenge, hogy a szomszédos csillagok is jelentősen módosítani tudják a pályákat, és például a Naprendszer belseje felé irányítani bizonyos égitesteket – az Oort-felhő a legvalószínűbb forrása a hosszú periódusú (vagy Halley-típusú) üstökösöknek.

A rezonáns objektumok a harmadik nagy dinamikai osztályt jelentik a Neptunuszon túli vidéken a szórt korong (és leválasztódott objektumok) és a klasszikus Kuiper-öv mellett, bár ez nem egy jól körülhatárolható térrész jelent, hanem a pályáknak egy bizonyos jellegzetességét. A rezonáns objektumok, mint nevük is mutatja, középmozgás-rezonanciában vannak a Neptunusszal, azaz amíg az égitest kis egész számszor, mondjuk  $m$ -szer, járja körbe a Napot, addig a Neptunusz pontosan  $n$ -szer, ami ugyancsak egy kis egész szám – ezt nevezzük  $m : n$  rezonanciának. Ha egy égitest belekerül egy stabilitást biztosító rezonanciába, akkor jó eséllyel abban nagyon hosszú időre bent tud ragadni,

ami megkímélheti attól, hogy egyéb perturbációk miatt a pályája megváltozzon. A ma a stabil rezonanciákban talált égitestek valószínűleg akkor fogódtak be mostani rezonanciájukba, amikor a Neptunusz kifelé tartó migrációja során áthaladt ezeken a rezonanciákon, és magával vitte ezeket az égitesteket is eredeti helyükről. Ma a legnépesebb populációk a Kuiper-övben a Neptunusz trójai kisbolygói (1:1 rezonancia, a Neptunusz pályája mentén, 60 fokkal a Neptunusz előtt és után); az 5:4, 4:3 és 3:2 rezonanciák a klasszikus Kuiper-övben; az 5:3 és 7:4 rezonanciák, amelyeknél a pályák még jórészt a klasszikus Kuiper-övbe esnek, valamint a külső 2:1, 7:3, 5:2 és 3:1 rezonanciák. A legismertebb, és egyben a legtöbb tagot számláló rezonancia a 3:2-es, ezeket másképpen plutónóknak is szokták nevezni, mivel a Plútó is ebbe a rezonancia-csoportba tartozik.

A kentaurok olyan égitestek, amelyek a Jupiter és a Neptunusz pályája között keringenek. Bár hivatalosan nem számítanak „neptunuszon túli” égitestnek, dinamikailag és eredetüket tekintve is a Kuiper-övhöz tartoznak, ezért a neptunuszon túli égitestek egyik alcsoportjának tekintjük őket. Nevüket onnan kapták, hogy a csoport tagjait a görög mitológia félig ló, félig ember lényeiről, a kentaurokról nevezik el. Bár az első kentaurt, a Hídalgó-t már 1920-ban felfedezték, csak a Chiron felfedezése (1977) után tekintettek a kentaurokra külön populációként, és felfedezésük nagyban hozzájárult ahhoz, hogy elinduljanak az első kutatások a külső Naprendszer égitestjei után. A kentaurok dinamikailag szorosan kapcsolódnak a szórt koronghoz, valószínűleg innen kerülnek a Naprendszer belsejébe az óriásbolygók gravitációjának hatására. A kentaurok egyik legszembetűnőbb tulajdonsága, hogy színük alapján két jól elkülönülő csoportra, „szürke” és „vörös” kentaurokra oszthatók (Peixinho és mtsai, 2012). Ennek a színbeli különbségnek az eredete valószínűleg az, hogy a szürke kentaurok felszíne viszonylag fiatal – valamilyen ütközés láthatóvá tette a korábbi felszín alatti réteget, vagy valamilyen felszín alóli kiáramlás hozott létre új réteget a felszínen. Az idő múlásával a felszín „elvörösödik” a kozmikus sugárzás és a napsugárzás hatására, ugyanis az egyszerű szerves molekulákból (metán, etán, metanol) bonyolultabb, hosszú szénláncú és aromás szénhidrogének jönnek létre, ezek okozzák a vörös színt. Ezt alátámasztják a megfigyelések is, sok kentauro esetében figyeltek meg kiáramlásokat vagy az üstökösökhöz hasonló kómaképződést. Ez a folyamat nem csak kentaurok esetében működik, más vörös színű Kuiper-öv objektumok felszínén is valószínűleg hasonló folyamatok játszódtak le.

A Kuiper-öv és az egész Naprendszer jelenlegi szerkezetét nehéz magyarázni, ha a Kuiper-öv és az óriásbolygók jelenlegi konfigurációjából kell kiindulnunk (Morbidelli és mtsai, 2008). Az egyik ilyen problémás kérdés volt például, hogy jelenlegi helyén hogyan alakulhatott ki a Neptunusz. A kérdésre megoldást jelent az a forgatókönyv, amiben az óriásbolygók nem a mai helyükön keletkeztek, hanem később kerültek oda. Az ilyenek közül az első sikered modell a NICE modell volt (a franciaországi város, Nizza francia neve után). Bár a modell több revízió átesett, a lényeges része ugyanaz maradt: a korai naprendszerben a Juiper és a Szaturnusz nem pont abban az elrendezésben keletkezett, mint ahol ma látjuk, a Neptunusz pedig abban az időben az Uránusznál közelebb keringett a Naphoz. A két legnagyobb óriásbolygó, a Juiper és a Szaturnusz mai helyére vándorolása olyan jelentős hatással volt a Neptunuszra, hogy az elkezdett kifelé migrálni, az Uránusz pályáján túlra. Az akkori Kuiper-öv kb. 30 CSE-nél kezdődött, és sokkal nagyobb tömegű volt, mint ma. A Neptunusz migrációjának hatására egyes objektumok innen a Naprendszer belseje felé, mások kifelé, az Oort felhőbe illetve a szórt korongba szóródtak, végül a korong tömegének csak egy töredéke maradt meg (a kezdeti tömeg százada, vagy még kevesebb), ebből maradt vissza az évmilliárdos lemorzsolódások után, amit ma Kuiper-övként látunk. Amennyiben a Neptunusz NICE modellben kifelé történő vándorlása valóban megtörtént, akkor, rövid idő alatt jelentős mennyiségű kis égitest szóródhatott a Naprendszer belseje felé, és ezek akár a Földet is elérhették. A Földön a folyamatos erózió miatt ma már nemigen láthatjuk ennek nyomát, de olyan égitesteken igen, ahol nincsen légkör és több milliárd évvel ezelőtti események nyomai is megőrződhetnek. A '70-es évek végén holdközvetek vizsgálata alapján arra a következtetésre jutottak, hogy a Holdon a kráterek életkora egy nagy csúcsot mutat kb. 3,8 milliárd évnél, és ennél öregebb krátert nem is igen lehet találni. Úgy tűnik, mintha valami 3,8 milliárd évvel ezelőtt mindent leradírozott volna a Hold felszínéről, és teleszórtta volna azt új kráterekkel. Ezt a feltételezett csúcsot a holdi kráterkeletkezésben Késői Nagy Bombázásnak nevezik (Tera és mtsai, 1974). Ha valóban volt ilyen, akkor az jól illeszkedik a Neptunusz migrációjának hatására a belső

Naprendszerbe szóródó égitestek számának jelentős megnövekedéséhez.

Arra csak az utóbbi években derült fény, hogy a törmelékkorong részei ma is dinamikus kapcsolatban vannak egymással. Korábban azt gondolák, hogy az állatövi fény korongját alkotó por a kisbolygóövben található égitestek ütközéséből származik. Az utóbbi években, elsősorban az IRAS infravörös-műhold méréseiből származó új poreloszlás-térképekből az derült ki, hogy az állatövi por térbeli eloszlása nem olyan, hogy azt kisbolygóütközésekkel magyarázni lehessen. A legvalószínűbb, hogy ez a por a Jupiter-család üstökösöiből származik (Nesvorný és mtsai, 2011). Ezek a legrövidebb periódusú üstökösök, keringési idejük kevesebb mint 20 év. Amikor egy ilyen üstökös a Nap közelében jár, a napsugárzás hatására, ahogyan a többi üstökös esetében is, szublimálni kezdenek a felszíni és felszín alatti, addig fagyott gázok, létrehozva az üstökösök látványos kómáját és csóvját. Több napközeli elhaladás után azonban ennek az üstököst összetartó „ragasztónak” a mennyisége annyira lecsökken, hogy az üstökös végül szétesik, és a belőle származó por és törmelék az állatövi fény korongot gyarapítja. Erre a pótlásra folyamatosan szükség van, ha ez nem lenne, a por néhány tízezer év alatt eltűnne a bolygóközi porkorongból. A legkisebb porszemcséket kifújja a Nap sugárnyomása, a nagyobbak pedig lassan bespiráloznak a Napba. De ha folyamatosan pusztulnak, akkor mi biztosítja az újabb és újabb Jupiter-családba tartozó üstökösöket? Úgy tűnik, hogy ezek a külső Naprendszerből, a Kuiper-övből származnak. Bár több olyan dinamikai csoport is van, ami erre jó jelölt lehet, az utóbbi években leginkább a plutínókat, a Plutóhoz hasonló pályán keringő, a Neptunusszal 3:2 rezonanciában lévő kisbolygókat szokták említeni (Lowry és mtsai, 2008). Bár ez az egyik legstabilabb rezonancia, amelyben az égitestek akár évmilliárdokon keresztül is korábbi pályájukon maradhatnak, a Neptunusz perturbáló hatása, és különösen az egymással történő ütközések néha kimozdíthatnak innen égitesteket. Az a por tehát, amit mi itt a belső Naprendszerben állatövi fényként látunk valójában nagyon messziről, a Kuiper-övből származik. Ez egyben azt is jelenti, hogy a Naprendszer törmelékkorongjának részei, bár első pillantásra így tűnhet, és néhány évvel ezelőttig így is gondoltuk, nem elkülönülten létező zónák, hanem egy dinamikus rendszer részei, amiben anyag áramlik az egyes zónák között. Hasonló áramlás valósul meg pl. a szórt korong objektumok és a Jupiter és a Neptunusz pályája között található kentaurok között. Bár a szórt korong objektumok szinte a legtávolabbiak a Kuiper-övben, mégis innen, a nagy inklinációjú, távoli pályákról tudnak az itteni égitestek közelebb kerülni a belső Naprendszerhez, és kentaurrá válni.

## 8.2. Kis égitestek a termális infravörösben

Egy égitest fényességét a látszó mérete és geometriai albedója határozza meg:

$$D_{\text{eff}}\sqrt{p_V} = 2a_1 10^{0.2(m_{\odot\lambda} - H_\lambda)} \quad (8.1)$$

ahol  $a_1$  az 1 CSE-nek megfelelő távolság km-ben,  $m_{\odot\lambda}$  a Nap látszó fényessége a  $\lambda$  hullámhosszon vagy sávban (pl.  $m_{\odot V} = 26^m74$ , Bessel és mtsai, 1992) és  $H_\lambda$  az égitest *abszolút fényessége*. A geometriai („megfigyelt”) albedó az aktuálisan mért fényesség aránya egy teljesen visszaverő, teljesen diffúz módon szóró (ún. Lambert-szórást mutató), ugyanolyan területű koronghoz képest, nulla fázisszög esetén.  $D_{\text{eff}}$  az égitest effektív átmérője, azaz egy olyan kör átmérője, amelynek területe megegyezik az égitest látszó területével.

A pálya ismeretében a mért fényességek alapján meghatározható az égitest *abszolút fényessége*, ami naprendszerbeli égitestek esetében azt a fényességet jelenti, amit akkor látnánk, ha az égitest 1 CSE-re lenne a Naptól és a megfigylőtől egyaránt,  $\alpha = 0^\circ$  fázisszög mellett. Általános esetekben az égitest fényessége:

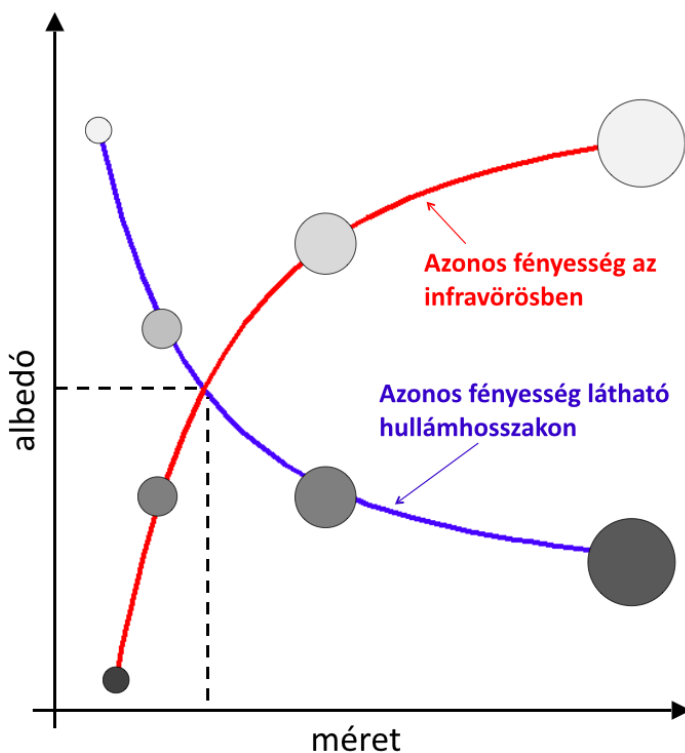
$$m = H + 2.5 \log \left( \frac{r^2 \Delta^2}{\phi(\alpha) a_1^4} \right) \quad (8.2)$$

ahol  $m$  a megfigyelt fényesség,  $r$  az égitest távolsága a megfigylőtől,  $\Delta$  az égitest távolsága a Naptól, és  $\alpha$  a fázisszög. A  $\phi(\alpha)$ -t fázisintegrálnak nevezzük, és azt határozza meg, hogy ha nem szemből ( $\alpha = 0$ ) nézünk rá egy égitestre, akkor a hozzánk érkező intenzitás aránya mekkora az ( $\alpha = 0$ ) esetben mért intenzitáshoz képest (l. pl. Bowell és mtsai, 1989, Li és mtsai, 2015).

A Neptunuszon túli ma ismert égitesteket kizárólag a látható fény tartományában fedették fel. Többszörös megfigyelésekből elég pontosan meg lehet határozni pályájukat, aminek köszönhetően ma már viszonylag jól ismerjük a Neptunuszon túli vidék dinamikai szerkezetét (l. pl. Gladman és mtsai, 2008, valamint az előző alfejezet). Ugyanakkor ezek a megfigyelések keveset mondanak az egyes égitestek fizikai tulajdonságairól, a legtöbb esetben a legalapvetőbb jellemzőket sem ismerjük. Mint az a 8.1 képletből látható, az abszolút magnitúdó ismerete csak a  $D_{\text{eff}} \sqrt{pV}$  szorzatot határozza meg, azaz nem tudjuk eldönteni, hogy nagy átmérőjű és sötét, vagy kicsi de világos felszínű égitesttel állunk szemben. A Neptunuszon túli égitestek a legtöbb esetben (gyakorlatilag a Plutót kivéve) pontszerűek még a legnagyobb távcsövekkel is<sup>1</sup>, így a vizuális tartományban végzett megfigyelések alapján méretüket nem tudjuk meghatározni.

Az utóbbi években a legnagyobb Neptunuszon túli égitestek csillagfedései nagyon sikeresek voltak az égitestek méretének (Elliot és mtsai, 2010; Sicardy és mtsai, 2011; Ortiz és mtsai, 2012), alakjának (Braga-Ribas és mtsai, 2011), valamint a lehetséges légkörök kiterjedésének meghatározásában (Hubbard és mtsai, 1988; Elliot és mtsai., 1989), valamint egy gyűrűt is megfigyeltek ezzel a módszerrel a Chariklo nevű kentaur körül (Braga-Ribas és mtsai., 2014). Ezek a fedések azonban viszonylag ritkák, és előrejelzésük nagyon nehéz, nemcsak az égitest pályájának esetleg nem elég pontos ismerete miatt, hanem a potenciálisan fedésben résztvevő csillagok pozíciójának pontatlanságai miatt is. A sikeresen megfigyelt fedések egy vagy több hűrt definiálnak, ezekre általában többféle megfigyelt alak/méret illeszthető. Ennek ellenére a csillagfedések szolgáltatták mindaddig a legpontosabb méreteket a Naprendszer távoli égitestjei esetében.

Az a fény, ami nem verődik vissza a felszínről, elnyelődik, és a felszín a hőmérsékletének megfelelően az elnyelt energiát az infravörösben visszasugározza. Mivel az infravörösben éppen a visszavert fényből „hiányzó” részt észlelhetjük, ugyanazon égitest vizuális tartományban és infravörösben végzett megfigyeléseiből egyszerre határozható meg mind az égitest mérete, mind a felszín albedója (8.2 ábra).



8.2. ábra. A radiometriai módszerek általi méret és albedó meghatározás sématis működése. Adott vizuális tartománybeli abszolút fényességnek a kék görbén, míg adott termális emisszióknak (infravörös fluxusnak) megfelelő albedó-méret párok a vörös görbén helyezkednek el, a kettő metszéspontja adja a mindkét feltételnek egyaránt megfelelő megoldást.

<sup>1</sup>az Erist Brownnak és mtsainak (2005) sikerült részlegesen feloldania és 2400 km-es átmérőt meghatároznia a törpebolygóra a Hubble-űrtávcső segítségével

A termális emisszió meghatározása valamilyen *radiometriai* modellen alapul, amiben bizonyos feltételezésekkel megbecsüljük a hőmérséklet-eloszlást az égitest felszínén és ebből kiszámítjuk a mérhető infravörös-fluxussűrűséget.

Az egyszerűbb radiometriai modellek, pl. a leggyakrabban alkalmazott Near-Earth Asteroid Thermal Model (NEATM, Harris 1998) esetében általában feltételezzük, hogy az égitest gömb alakú, nem forog, és minden pontja pillanatnyi sugárzási egyensúlyban van, azaz éppen annyi hőt nyel el, amennyit kisugároz. Ennek alapján a „szubszoláris” pont hőmérséklete (az a hely az égitesten, ahol a Nap éppen a zenitben van):

$$T_{ss} = \left( \frac{(1 - A)S}{\varepsilon\sigma\eta} \right)^{1/4} \quad (8.3)$$

ahol  $\varepsilon$  a felszín emisszivitása,  $\sigma$  a Stefan–Boltzmann-állandó,  $S$  a Napból érkező sugárzási teljesítmény. Az  $\eta$  az ún. nyalábparaméter (l. részletesen később), ami azt jellemzi, hogy a szubszoláris pont mennyivel tűnik hidegebbnek vagy melegebbnek a várt egyensúlyi hőmérsékletnél. A hőmérséklet természetesen változik az égitest felszínén, hiszen a szubszoláris ponttól távolodva csökken a napsugárzás beesési szöge és ezzel a felületegységre jutó besugárzott energia is. A NEATM modellben feltételezett, teljesen diffúz módon szóró gömb esetében:

$$T(\theta) = T_{ss} \cos^{1/4}(\theta) \quad (8.4)$$

ahol  $\theta$  a szubszoláris ponttól mért távolság. A nem megvilágított oldalról származó hősugárzást általában elhanyagolhatjuk. A besugárzott energia elnyelődő részének kiszámításánál nem a  $p_V$  geometriai albedót, hanem az  $A$  bolometrikus Bond-albedót vettük figyelembe. A bolometrikus Bond-albedó az összes szórt napból származó energiát adja meg, minden hullámhossz és szórási irány figyelembevételével. Mivel a Nap leginkább a látható tartományban sugároz, ezért a szokásos feltételezéssel  $A \approx A_V = qp_V$ , ahol  $A_V$  a  $V$  sávban mért albedó, és  $q$  a fázisfüggvény (l. pl. Bowell és mtsai, 1989; Brucker és mtsai, 2009).

A NEATM modell szerint egy szférikus égitestre az adott hullámhosszon mérhető termális fluxus:

$$f(\lambda) = \frac{\varepsilon D^2}{\Delta^2} \int_0^{\pi/2} d\vartheta \int_{-\pi/2+\alpha}^{\pi/2+\alpha} d\varphi B(\lambda, T(\vartheta, \varphi)) \cos^2(\vartheta) \cos(\varphi - \alpha) \quad (8.5)$$

ahol  $\varepsilon$  a felszín emisszivitása,  $\sigma$  a Stefan–Boltzmann-állandó,  $D$  az égitest átmérője, és  $B(\lambda, T)$  a Planck-függvény.

A NEATM modellnek és hasonló változatainak (pl. a hibrid standard termális modell, l. Stansberry és mtsai, 2008) három szabadon változtatható paramétere van, a méret, a geometriai albedó és az  $\eta$  nyalábparaméter. Ebből a méret és az albedó között, mint láttuk, az abszolút fényesség teremt kapcsolatot, így a méret mellett az  $\eta$  az, amit több hullámhosszon történt mérés esetében megpróbálunk az összes fluxushoz a lehető legjobban illeszteni. A nyalábparaméter azonban nem a kisbolygó fizikai tulajdonsága, hiszen egyrészt függ a felszín termális tulajdonságaitól (hőtehetetlenség, felületi érdesség, l. alább), másrészt változhat/változik a megfigyelési és besugárzási geometria, a forgástengely iránya, a heliocentrikus távolság, vagy akár a fázisszög függvényében. Bár a NEATM-típusú modellek nagyon hatékonyak sok égitest méretének és alapvető termális paramétereinek becslésében, ha objektumonként csak kevés adat áll rendelkezésre (l. pl. Lellouch és mtsai, 2013), egyedi égitestek pontosabb termális jellemzéséhez kifinomultabb modellekre van szükség.

A *termofizikai modellek* (összefoglalásért l. Delbo és mtsai, 2016) az égitestet kis (általában háromszög alakú) felületelemek összességéként írják le, az égitest egy adott tengely körül, adott  $P$  periódussal forog. Ezek az alakmodellek származhatnak radarmérésekből, fénygörbe-inverzióból, űreszközök in-situ méréseiből, vagy akár okkultációs mérések eredményeiből is – végső esetben természetesen az égitest gömb, vagy ellipszoid alakúnak is tekinthető. A termofizikai modell célja a hőmérséklet és az ebből származó termális emisszió kiszámítása minden egyes felületelemre, az adott besugárzási és észlelési geometriára. Általában a laterális (felületelemek közötti) hővezetés elhanyagolható, mivel a felületelemek mérete sokkal nagyobb, mint a napi hőingásból származó hő behatolási mélysége. Emiatt elegendő egydimenziós, a felületre merőleges hővezetést figyelembe venni, és

a hővezetés diffúziós egyenletét megoldani:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (8.6)$$

ahol  $\kappa$  a hővezetési együttható,  $\rho$  a sűrűség, és  $c$  a hőkapacitás. A TPM modellekben két paramétert szokás figyelembe venni: a  $\Gamma = \sqrt{\kappa\rho c}$  hőtehetetlenséget, illetve az  $l_s = \sqrt{\kappa P/2\pi\rho c}$  behatolási mélységet. Ezeket a paramétereket általában konstansnak tekintjük a felszín alatti mélység és a hőmérséklet függvényében. A dimenziótlan  $\tau = 2\pi T/P$  idő és  $Z = z/l_s$  mélység bevezetésével egyetlen szabad paraméter marad, a  $\Theta = \Gamma\sqrt{\omega}/\epsilon\sigma T_{ss}^3$  termális paraméter (Spencer 1990, itt természetesen a  $T_{ss}$  kifejezésében  $\eta \equiv 1$ ). A fenti egyenlet véges differencia megoldása során figyelembe veszik a szomszédos felületelemek kölcsönös árnyékoló hatását is. Mint látható, ugyanazt a termális paraméter különböző forgási periódusok és hőtehetetlenségek kombinációjaként is előállítható, a gyorsabb forgás hatása ugyanaz, mint a nagyobb hőtehetetlenségé. Ez jól mutatja a forgási periódus fontosságát is, ennek ismeretében a hőtehetetlenség és a forgási periódus közötti kétértelműség feloldható (l. pl. a 2013 AZ<sub>60</sub>, vagy a Nereida példáját a 11., illetve a 14. fejezetben).

A termális emisszióra jelentős hatással van a felszín érdessége – ezt korábban elsősorban a kráterezettség hatásaként értelmezték (pl. Spencer és mtsai, 1989), de értelmezhető a felszín sztochasztikus egyenetlenségeként is (pl. Lagerros 1998) – a két értelmezés paraméterei kölcsönösen megfeleltethetőek egymásnak. A felületi érdesség miatt a felszín nem Lambert-szórásnak megfelelően fog sugározni, hanem általában több energiát sugároz vissza a beérkező sugárzás irányába, ami két folyamatnak tudható be. Egyrészt egy durva felületen vannak olyan felületelemek, amelyek a Nap irányába néznek, ezért szignifikánsan melegebbek lesznek, mint egy lapos felület, másrészt a durva felszín elemei közötti többszörös szórás növeli a teljes elnyelt sugárzás mennyiségét. Lagerros (1998) értelmezésében a felületi érdességet a  $\rho$  paraméterrel jellemezzük, ami a lejtőmeredekségek négyzetes középértéke, ez közvetlen paramétere a termofizikai modelleknek. Az egyszerűbb radiometriai modellek, pl. a NEATM esetén a felületi érdesség hatása is a nyalábparaméterben jelenik meg, az alacsony,  $\eta < 1$  értékek szokásos interpretációja a durva, kráterezett felszín (Spencer 1990).

A mérésekhez a legjobban illeszkedő termális modellparamétereket – NEATM modell esetében a méret, albedó és a nyalábparaméter, termofizikai modell esetén a méret és albedó mellett a hőtehetetlenség, a felületi érdesség, a forgástengely irányultsága stb. – általában a mért- és modellfluxusokból képzett  $\chi^2$  értékek minimalizálásával kapjuk meg.

### 8.3. A "TNOs are Cool!" Herschel kulcsprogram

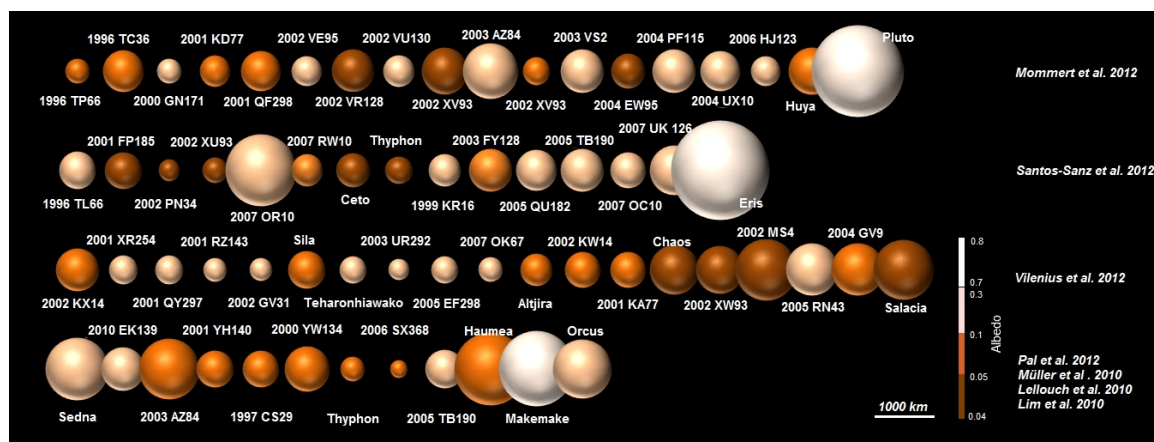
A Neptunuszon túli vidék égitestjeinek felszíni hőmérséklete a Naptól való nagy távolság (általában  $>35$  CSE) miatt alacsony, tipikusan 40–50 K, ennek megfelelően hőmérsékleti sugárzásukat leginkább a távoli-infravörösben ( $\lambda > 50 \mu\text{m}$ ) tudjuk megfigyelni. Ezek a hullámhosszak a földfelszínről a légkör átlátszatlansága miatt nem érhetőek el, jellemzően csak űreszközökről.

A Spitzer-űrtávcső MIPS kamerája összesen 46 kentaurt és Kuiper-övbeli égitestet figyelt meg a 24 és/vagy 70  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon (l. Stansberry és mtsai, 2008, összefoglalóját), ebből nagyjából kéttucatnyi égitest detektálása volt sikeres legalább az egyik hullámhosszon. A 24  $\mu\text{m}$ -es hullámhossz viszonylag jól illeszkedett a kentaurok magasabb ( $\sim 80$ -100 K) hőmérsékletéhez, de „túl rövid” volt a tipikus Kuiper-övbeli hőmérsékletekhez, a 70  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszon pedig általában többszörös megfigyelések és hosszú integrációs idők kellettek a sikeres detektáláshoz.

A 2009-ben felbocsátott Herschel-űrtávcső (Pilbratt és mtsai, 2010) új távlatokat nyitott a Naprendszer távoli kis égitest populációinak megfigyelésében is. A PACS (Poglitsch és mtsai, 2010) és a SPIRE (Griffin és mtsai, 2010) detektorok éppen azokban a hullámhossztartományokban voltak érzékenyek, ahová ezen égitestek termikus emissziójának maximuma esik, így kiváló lehetőséget teremtettek az ilyen megfigyelésekre. Ennek a lehetőségnek a kihasználására jött létre a „TNOs are Cool! A Survey of the trans-Neptunian region” nyitott Herschel kulcsprogram konzorcium, 10 ország mintegy 40 kutatójának részvételével, azzal a céllal, hogy minél több távoli égitestet tudjon meg-



figyelni az infravörös hullámhosszakon, és ezáltal képet kaphassunk ezen populációk fizikai tulajdonságairól is (Müller és mtsai, 2009). A „TNOs are Cool!” program a Herschel egyik legnagyobb kulcsprognya lett, több mint 400 óra teljes megfigyelési idővel, amelynek során összesen 132 égitestet sikerült megfigyelni, az összes ismert kentaur és Neptunuszon túli égitest mintegy 10%-át.



8.3. ábra. A „TNOs are Cool!” program eredményeként kapott méretek és albedók a teljes lista égitestjeinek mintegy felére. A méretek az égitestek valódi méretével arányosak, az egyre sötétebb színek egyre alacsonyabb albedóknak felelnek meg.

A program elsődleges célja az fentebb ismertetett albedó-méret kétértelműség feloldása volt, lehetőleg minél több objektumra. Ez, az egyes égitestekre vonatkozó egyedi eredményeken túl, információt szolgáltat a Kuiper-öv jelenlegi és eredeti méreteloszlásáról, ami fontos megszorítást jelent a Naprendszer-keletkezési modellek számára. A Herschel által megfigyelhető égitestek tipikusan 200 km-nél nagyobbak, ezek a keletkezéskori méreteloszlást mutatják, szemben a 100 km-esnél kisebb égitestekkel, amelyek az ütközések miatt folyamatosan erodálódtak (Farinella & Davis, 1996). Másrészt az abszolút albedó ismerete nagyon fontos paraméter a szórási modellek számára, amiből a felszín összetételére is lehet következtetni (pl. Pinilla-Alonso és mtsai, 2009). Mivel a tiszta jegek általában világosak, az alacsony albedó általában olyan sötét felszíni anyagra (pl. tholin, szén) utal, ami egyébként semleges színekű.

A méret, albedó, szín, felszíni összetétel és dinamikai osztály közötti kapcsolatok a fejlődési modellek próbakövei. Fontos kérdés, hogy honnan származik a Kuiper-öv égitestek színeinek változatossága: a színek a keletkezéskori változatosságot tükrözik, vagy az az évmilliárdok során alakul ki az űridőjárás és az ütközések hatására. Laboratóriumi kísérletek szerint a fényes, semleges színekű jegek vörössé és sötétté válnak ionizáló sugárzás hatására (ez az egyik legfontosabb hatás a világrűben is), míg a hosszabb távú sugárzás még tovább sötétíti a felszínt, és újra semlegessé teszi a színeképet (Moroz és mtsai, 2003, 2004). Azok az égitestek, amelyek nagy mennyiségű becsapódást éltek át, vagy a közelmúltban szenvedtek el egy nagyobb ütközést, eredendően fényesebbek és kékebbek lehetnek, ha az ütközések hatására a friss, az űr-időjárásnak még nem kitett anyag kerül a felszínre.

A sűrűség az egyik legfontosabb paraméter a Naprendszer kis égitestjei esetében, ami információt hordoz a belső összetételről és szerkezetről, és ezen keresztül az égitest keletkezéséről és fejlődéséről (pl. Noll és mtsai, 2008b). A forgás miatt deformálódott égitestek esetében a sűrűség meghatározható a látható tartománybeli fénygörbéből. Kettős rendszerek esetében, ahol a rendszer össztömegét ismerjük, a méret meghatározásával a sűrűségekre is tudunk következtetni. A Spitzer-űrtávcső méréseiből csak néhány égitest esetében lehetett meghatározni a sűrűségeket (Noll és mtsai, 2008a), amik meglepően nagy szórást mutattak a  $0,5\text{--}3,0\text{ g cm}^{-3}$  intervallumban. A nagy sűrűségű égitestek nyilvánvalóan jelentős mértékben tartalmaznak kőzeteket, ami a felszínen megfigyelhető jegek mellett azt mutatja, hogy valószínűleg differenciálódott égitestekkel van dolgunk. Ugyanakkor az alacsony sűrűség minimális kőzetkomponenst (tehát túlnyomó részben jegeket), illetve számottevő porozitást,

azaz jelentős belső üregeket jelez. A „TNOs are Cool!” minta mintegy kéttucatnyi kettős rendszert tartalmaz, ahol a rendszertömegek ismertek, és így a sűrűségek meghatározhatóak.

A kis égitestek termális emissziója nemcsak a mérettől és az albedótól függ, hanem mint azt korábban láttuk, olyan tulajdonságoktól is, mint a felszín hőtehetetlensége, forgási periódus, a felületi érdesség (kráterezettség) és a felszín emisszivitása (Harris & Lagerros, 2002). Ha egy égitestet több hullámhosszon is meg tudunk figyelni, akkor első közelítésben pl. a NEATM modell használatával ezeket a tulajdonságokat az  $\eta$  nyálábffaktorral vehetjük figyelembe – mint ahogyan azt már a Spitzer-űrtávcső mérései esetében is láttuk (Stansberry és mtsai, 2008) a változtatható, illeszthető  $\eta$  alkalmazása az albedó és a méret szignifikánsan jobb meghatározását teszi lehetővé, mint azok a módszerek, amelyekben az előbb felsorolt felszíni jellemzőket egyéb módon rögzítjük.  $\eta$  magas értéke kis fázisszögeknél egyértelműen nagy hőtehetlenséget és regolitréteg hiányát mutatja, míg az egynél jóval kisebb  $\eta$  értékek erős nyáláb-effektust jeleznek, aminek legvalószínűbb oka a nagy felületi érdesség / kráterezettség. A Spitzer eredmények alapján az átlagos érték  $\eta = 1,25$ , de rendkívül nagy szórással, részben amiatt, hogy 24 és 70  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszú mérésekből csak kevés esetben lehetett megfelelő minőségű  $\eta$ -illesztést produkálni. A Herschel mérések alapján ezen a területen is jelentős előrelépést vártunk.

A „TNOs are Cool!” kulcsprogram nagy mennyiségű adatot produkált, amelyek feldolgozásához szükség volt egy megfelelően kidolgozott, hatékony kiértékelő környezetre és egy olyan adatbázisra, amely minden, a kiértékeléshez és a tudományos értékeléshez szükséges adatot tartalmazott. A mérések során olyan új stratégiákat alkalmaztunk a korábbi űrmissziók tapasztalataira építve, amelyek, reményeinek szerint, képesek lehettek minden eddiginél jobb minőségű adatok szolgáltatására, és minden eddiginél halványabb égitestek detektálására a távoli infravörösben.

A dolgozat következő fejezete ennek az adatkiértékelő környezetnek az ismertetésével foglalkozik, a további (10.–12.) fejezetek pedig példákat mutatnak be arra, hogy az ezekkel a módszerekkel kapott eredmények hogyan járultak hozzá a külső Naprendszer fizikai állapotának és fejlődésének jobb megismeréséhez. Az adatkiértékelő környezet nemcsak a „TNOs are Cool!” program, és a hozzá szorosan köthető égitestekkel kapcsolatos kutatásokban került alkalmazásra, hanem később egyéb, távoli-infravörösben észlelt égitestek esetében is, mint a C/2013 A1 (Siding Spring) üstökös (13. fejezet), a 2005 YU<sub>55</sub> és Apophis földszúró kisbolygók (14. fejezet), illetve a Nereida Neptunusz-hold (15. fejezet).

## 9. fejezet

# Naprendszerbeli égitestek optimalizált méréstervezési és adatfeldolgozási stratégiái a Herschel-űrtávcső PACS kamerájával

---

Kiss, Cs., Müller, T.G., Vilenius, E., és mások, *Experimental Astronomy*, 37, 161

---

### 9.1. A „TNOs are Cool!” kulcspogram mérései

Az előző fejezetben tárgyalt „TNOs are Cool!” kulcspogram mérései összesen 403,3 órát öleltek fel, amiből 30,6 órát használtunk fel az tudományos bemutató fázis (science demonstration phase, SPD) alatt, 2009 novembere és 2010 januárja között. Minden kulcspogram-mérés befejeződött 2012 októbere előtt. Minden SDP célpontot újraészleltünk a rutin fázisban, a mérések 95%-át a PACS műszerrel (60-210  $\mu\text{m}$ ), maradék kb. 5%-ot a SPIRE műszerrel hajtottuk végre. A SPIRE mérések kiértékelésének tárgyalása Fornasier és mtsai (2013) cikkében található.

A kulcspogram mérésein kívül számos, a kulcspogramhoz kapcsolódó sikeres nyílt idejű és DDT (Director’s Discretionary Time) programra kaptunk lehetőséget. Az egyik ilyen nagy programban pl. az Eris és Quaoar törpebolygók fénygörbéjét mértük meg („Probing the extremes of the outer Solar System: short-term variability of the largest, the densest and the most distant TNOs from PACS photometry”, PI: E. Vilenius), nyomon követtük a Plutó szezonális változásait és vizsgáltuk a felszín termális tulajdonságait („Pluto’s seasonal evolution and surface thermal properties”, PI: E. Lellouch; l. még Lellouch és mtsai, 2016), és megfigyeltünk két extrém, üstökösszerű pályán mozgó kentaurt (2012 DR<sub>30</sub> és 2013 AZ<sub>60</sub>, PI: Kiss Cs., mindkét esetben; l. még a 12. fejezetet). Minden ilyen mérés kiértékeléséhez ugyanazt a standard redukálási sémát használtuk, és ugyanazokat az adattermékeket állítottuk elő, és azokból ugyanolyan módon, az aktuális fejezetben leírtaknak megfelelően származtattuk a redukálás végeredményeit, a fluxussűrűségeket.

A kulcspogramhoz kapcsolódó mérések összefoglalója megtalálható az alábbi weboldalon:

<http://kisag.konkoly.hu/tnodatareductionsummary>

Ebben a fejezetben a kulcspogram és az ahhoz kapcsolódó egyéb Herschel/PACS mérési programok adatfeldolgozásához kidolgozott rendszert mutatom be, a nyers Herschel-adatok feldolgozásától

a „science ready” fluxussűrűégekig, amelyek a fizikai modellek bemenetei. Az adatkiértékelési koncepció kidolgozásával és az adatfeldolgozás irányításával engem bízott meg a kulcsprogram konzorciuma, és azt túlnyomó részben az MTA CSFK Csillagászati Intézetében működő Herschel-csoport valósította meg (Pál András, Verebélyi Erika, Marton Gábor, Szalai Nikolett). Az adatfeldolgozással párhuzamosan létrehoztunk egy adatbázist (LESIA, Observatoire de Paris), amely a programban szereplő minden égitestről tartalmazta az összes elérhető, irodalomban és egyéb adatbázisokban megtalálható adatot, a későbbi feldolgozás megkönnyítése érdekében. Ezt az adatbázist a Herschel mérések eredményeivel kibővítve 2015 elején publikussá tettük:

<http://public-tnosarecool.lesia.obspm.fr>

## 9.2. Méréstervezés

A célpontok PACS sávokban mérhető fluxusának előzetes becslésére a standard hőmodellel (Standard Thermal Model, STM, Lebofsky és mtsai, 1986, valamint az abban található referenciák) alapuló eljárást használtuk. A korábbi, Spitzer-méréseken alapuló eredmények alapján (Stansberry és mtsai, 2008)  $p_V = 0,08$  geometriai albedót választottunk azokra az égitestekre, amelyekre nem voltak korábbi Spitzer alapú albedók. A felszíni hőmérséklet-eloszlás kiszámításához egy hibrid-STM módszert használtunk, ahol az  $\eta$  nyalábparaméter eltér az STM-ban szokásosan alkalmazott  $\eta_0 = 0,756$  értéktől. A korábbi Spitzer-eredmények alapján (Stansberry és mtsai, 2008) a Neptunuszon túli populációban a nyalábparaméter értéke átlagosan  $\eta = 1.25$ , ezért az ismeretlen  $\eta$ -jú égitestekre ezt az előbbi értéket alkalmaztuk. A jósolt fluxusok függenek az égitest méretétől, és így a geometriai albedótól és az abszolút magnitúdótól:

$$D = \frac{2a}{\sqrt{p_V}} \times 10^{\frac{1}{5}(m_{\odot} - H_V)}, \quad (9.1)$$

ahol  $D$  az égitest terület-ekvivalens átmérője, gömb alakot feltételezve,  $a$  az egy csillagászati egységnyi távolság hossza,  $p_V$  a feltételezett geometriai albedó,  $m_{\odot}$  a Nap látszó fényessége a V-sávban, és  $H_V$  a célpont abszolút magnitúdója. A beküldött és elfogadott „TNOs are Cool!” objektumlista 137 Neptunuszon túli égitestből és kentaurból állt, emellett a Szaturnusz Phoebe és az Uránusz Sycorax nevű holdját tartalmazta, amelyekről feltételezik, hogy valaha a fenti populációkhoz tartozhattak (Johnson & Lunine, 2005; Maris és mtsai, 2007). Az eredeti mintából végül, a két holdat is beleértve, 132 égitestek észleltünk. Hét égitest azért maradt ki a listából, mert a pozíciók előrejelzése nem volt kellően pontos, vagy a várt fluxusuk túl alacsony volt az időközben meghatározott detektálási határokhoz képest. A célpontok abszolút fényessége a tervezés során  $H_V < 10^m 8$  volt a teljes mintában, illetve  $H_V < 8^m 2$ , ha a kentaurokat nem vesszük figyelembe. A végső tudományos analízisben az irodalomban fellelhető legújabb, vagy legpontosabbnak gondolt abszolút fényesség értékeket használtuk, illetve bizonyos esetekben mi magunk származtattunk abszolút fényességeket ezeknek a forrásoknak, illetve a Minor Planet Centre adatbázisának felhasználásával. Bizonyos célpontok abszolút fényessége jelentősen eltér attól, amit a méréstervezéskor, illetve a későbbi adatkiértékelés során használtunk.

A célpontok mérésének végrehajtásáért felelős utasításlistát (astronomical observation requests, AOR) a Herschel-űrtávcső méréstervező programjában, az HSpot<sup>1</sup>-ban készítettük el. A PACS fotométer esetében egy AOR-en belül a „kék” (70  $\mu\text{m}$ ), vagy a „zöld” (100  $\mu\text{m}$ ) szűrők valamelyikét használhatjuk a berendezés „kék” kamerájával; a hosszú hullámhosszú vörös (160  $\mu\text{m}$ ) kamerával/szűrővel emellett mindig történik mérés párhuzamosan. A kék sáv érzékenységet általában a műszerzaj határolja be, míg a vörös sáv konfúziós zaj határolt (Poglitsch és mtsai, 2010). A zöld sávban akár a konfúziós zaj, akár a műszerzaj domináns lehet a mérés mélységétől, illetve az adott égi háttértől függően. A szükséges észlelési idő hosszát, illetve a mérések optimális időpontját minden égitestre egyedileg határoztuk meg, pl. annak figyelembevételével, hogy a célpontot olyan

<sup>1</sup>[ftp://ftp.sciops.esa.int/pub/hspot/HSpot\\_download.html](ftp://ftp.sciops.esa.int/pub/hspot/HSpot_download.html)

időpontban mérjük a lehetséges (kb. max. 3 éves) időintervallumban, amikor az a lehető legalacsonyabb konfúziós zaj háttéren tartózkodik (minél gyengébb a cirrusz hatása, l. Kiss és mtsai, 2005). Minden célpont becslött  $3\text{-}\sigma$  asztrometriai hibája kisebb volt, mint  $10''$  a Herschel/PACS mérések időpontjában (David Trilling, személyes kommunikáció). A rutin észlelési fázisban erre a célra az AstDys webszolgáltatást<sup>2</sup> használtuk.

### 9.3. Mérési módok

Mivel minden célpontunk (beleértve a többszörös rendszereket is) látszó kiterjedése jelentősen kisebb volt, mint a PACS kamera térbeli felbontása, a mérések során a rendszerek integrált fényességét mértük. A méréseket vagy a pontforrás-módban (vagy gyakrabban alkalmazott nevén a "chop-nod" módban), illetve a mini pásztázó térkép módban hajtottuk végre. Mindkét mérési módot kiterjedten teszteltük a misszió tudományos ellenőrző szakaszában (Science Verification Phase, SDP).

**A pontforrás, vagy „chop-nod” mód.** A mérési mód részletes leírása a PACS Observer’s Manual<sup>3</sup>-ban illetve a mérési mód kibocsátási dokumentumában<sup>4</sup> található meg.

Ebben a mérési módban a célpont különböző helyekre kerül a detektoron, részben egy tükrözéssel, részben pedig egy bólogató mozgásnak köszönhetően, ami módosítja a fényutat („chopper”), részben pedig egy bólogató mozgásnak köszönhetően, amelynek során az egész távcsövet az előbbi irányra merőlegesen két pozíció között elmozgatják, az előbbivel megegyező abszolút értékű látszó elmozdulást produkálva („nod”). A forrás a mérés során végig a detektoron marad. Azon kevés paraméterek egyike, amiket az észlelő ebben a módban megválaszthat az ismétlések számán kívül a pozíciómoduláció („dithering”) használata. A pontforrás módot csak hat célpont esetében használtuk pozíciómodulációval és 10, 16 vagy 36 ismétlés használatával, amik 0,4, 0,7 illetve 1,6 óras teljes integrációs időnek feleltek meg. Ezeket a célpontokat, amelyek közül mindet az SDP fázisban mértünk, a következők voltak: 42355 Typhon (két mérés), 79360 Sila, 82075 (2000 YW<sub>134</sub>), 126154 (2001 YH<sub>140</sub>) és 208996 (2003 AZ<sub>84</sub>) (Müller és mtsai, 2010), valamint a 136472 Makemake (Lim és mtsai, 2010). A célpontok fluxusát a standard chop-nod kiértékeléssel kaptuk meg a HIPE (Ott, 2010) Herschel adatkiértékelő programcsomagban, a kiértékelés éppen aktuális utolsó verzióját használva. A végző chop-nod kép többszörösen tartalmazza a célpont, és ugyancsak többszörösen a háttérforrások képét a forrás környezetében (l. 9.1 ábra). Ez nagyon megnehezíti a célpont fotometriáját a legtöbb esetben, különösen halvány források esetében, amelyek fényessége közel van a konfúziós határhoz, és leginkább a  $160\ \mu\text{m}$ -es hullámhosszon, ahol a detektálási határt az extragalaktikus háttér forrásainak konfúziós zaja határozza meg a legtöbb esetben (1.3.3 fejezet). Mivel ennek a mérési módnak a használhatósága nagyon korlátozott volt a SDP fázisbeli tesztek alapján és a mini-térkép mód sokkal jobb teljesítményt mutatott ezen a téren (l. részletesen alább) az SDP fázis végétől a mini-térkép mód lett a kulcsprogram alapértelmezett mérési módja. Minden olyan célpontot, amelyről chop-nod mérés készült, később a misszió rutin fázisában újraészleltünk a mini-térkép módban is. A chop-nod térképekből nem készültek további adattermékek a 2. szintű chop-nod térképek után, amik a HIPE adatkiértékelés alapértelmezett kimenetei. A korai fázisban készült chop-nod mérések eredményeit két cikkben (Müller és mtsai, 2010; Lim és mtsai, 2010) publikáltuk.

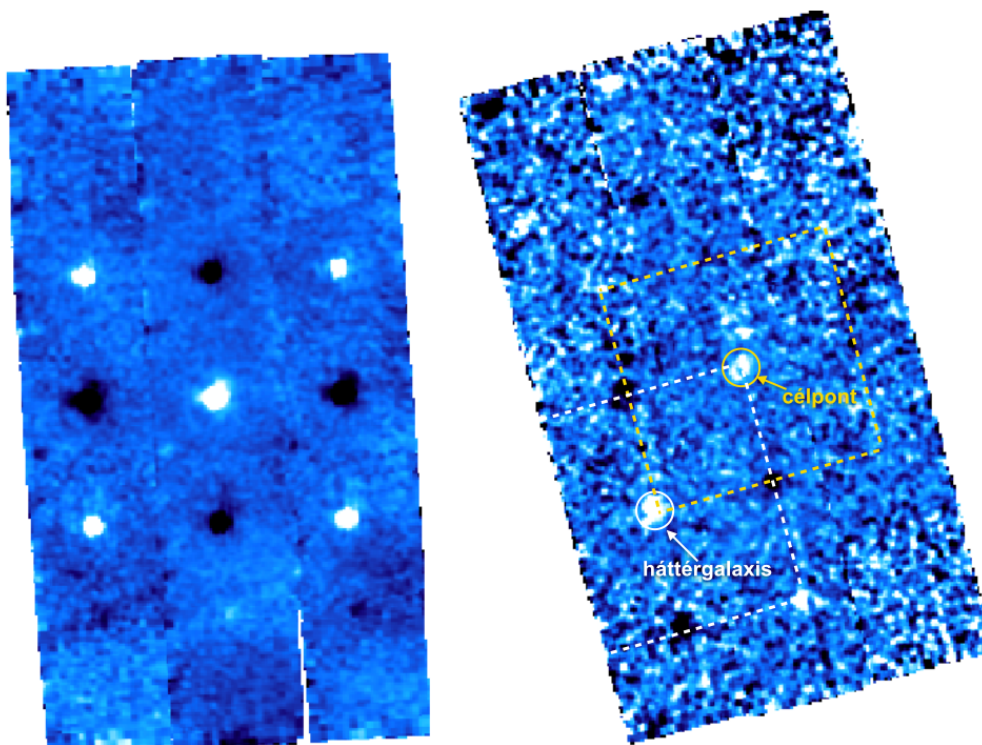
**Mini pásztázótérképek.** Az SDP fázisban a chop-nod mérések mellett teszteltük a mini pásztázótérképező („mini scan-map”)<sup>5</sup> mérési módot is. Ezeknél a méréseknél ugyanazt a célpontot egymás után kétszer mértük meg, olyan módon, hogy a pásztázás irányának és a detektor pozíciójának szöge különbözött a két mérés során. Az SDP fázisban végrehajtott fénygörbemérés (136108 Haumea) is ebben a módban történt (Lellouch és mtsai, 2010). Az SDP fázis után ez a mérési

<sup>2</sup>A. Milani, Z. Knezevic, O. Arratia és mtsai, <http://hamilton.dm.unipi.it/astdys>

<sup>3</sup>[http://herschel.esac.esa.int/Docs/PACS/html/pacs\\_om.html](http://herschel.esac.esa.int/Docs/PACS/html/pacs_om.html)

<sup>4</sup>[http://herschel.esac.esa.int/twiki/pub/Public/PacsCalibrationWeb/PhotMiniScan\\_ReleaseNote.20101112.pdf](http://herschel.esac.esa.int/twiki/pub/Public/PacsCalibrationWeb/PhotMiniScan_ReleaseNote.20101112.pdf)

<sup>5</sup>[http://herschel.esac.esa.int/twiki/pub/Public/PacsCalibrationWeb/PhotMiniScan\\_ReleaseNote.20101112.pdf](http://herschel.esac.esa.int/twiki/pub/Public/PacsCalibrationWeb/PhotMiniScan_ReleaseNote.20101112.pdf)

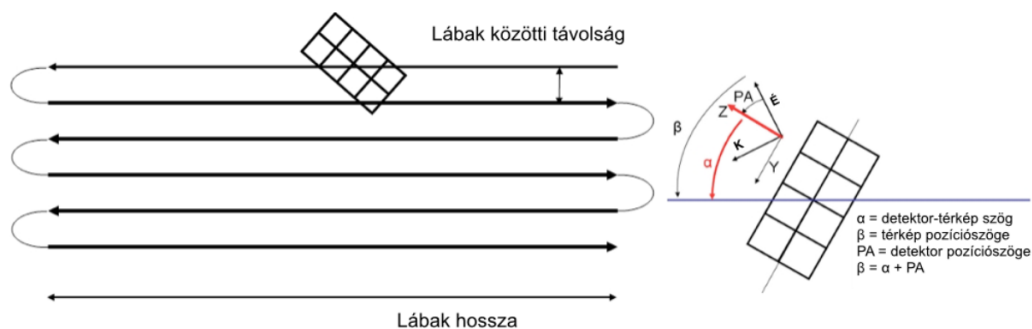


9.1. ábra. Bal oldal: A Pluto chop-nod módban készült  $70\ \mu\text{m}$ -es mérésének végeredménye. A „chop-nod” mérési módban a végső képen a forrás kombinált képén felül (pozitív forrás a kép közepén) további négy pozitív, illetve négy negatív „szatelit” forrás jelenik meg a forrás körül. Jobb oldal: A 2001 YH<sub>140</sub>  $70\ \mu\text{m}$ -es chop-nod mérésének eredménye. A célpont a kép közepén látható, és a Plutóhoz hasonlóan azonosíthatók körülötte a pozitív és negatív szatelit források. Ugyanakkor a képre került egy fényes háttérgalaxis is, aminek az egyik pozitív szatelit forrása éppen egybeesik a célpont középső, kombinált forrásával, lehetetlenné téve annak fotometriáját.

mód lett a hivatalosan ajánlott mérési mód halvány pontforrásokra (Poglitsch és mtsai, 2010), mint amilyenek a mi célpontjaink voltak. Ebben a mérési módban a távcsövet állandó sebességgel mozgatták egymástól meghatározott távolságra lévő párhuzamos vonalak, vagy másként „lábak” mentén (l. a 9.2 ábrát).

Méréseinkben minden AOR esetében 10 lábat használtunk, amelyek  $4''$  távolságra voltak egymástól. Minden egyes láb hossza  $3'$  volt, kivéve néhány esetben az SDP fázisban, ahol  $3,5'$ -es, illetve  $2,5'$ -es lábakat is használtunk. A pásztázási sebességet általában  $20''\ \text{s}^{-1}$ -nek választottuk, kivéve 22 AOR-t 2010 januárjában, amikor is a  $60''\ \text{s}^{-1}$  sebességet teszteltük. A rutin fázisban általában ugyanazt a mérési stratégiát és rögzített méréssorozatot használtuk, a fénygörbéméréseket kivéve. A standard stratégiában a célpontot kétszer „látogattuk meg” (Vizit-1 és Vizit-2), mivel a két vizit között a célpont elmozdult az égi háttérhez képest, a két mérési sorozat kombinálásával korrigálni tudtuk az égi háttérre (l. részletesen alább).

Egy adott vizit esetében először az egyik rövid hullámhosszú ( $70$  vagy  $100\ \mu\text{m}$ ) sávban észleltük a célpontot, két ugyanolyan AOR beállítással, amelyek csak a detektor pozíciószögében ( $70^\circ$ /Scan-A illetve  $110^\circ$ /Scan-B) tértek el egymástól. A két különböző és  $90^\circ$ -tól eltérő pozíciószög kombinálása lehetővé tette a detektor pixeleinek érzékenységre történő korrekciót, valamint a detektorpixel méret alatti képpixelekere történő vetítést, abban az esetben is, ha viszonylag kis pixelméreteket használtunk –  $90^\circ$ -os pozíciószögek esetén a detektorokmátrixnak megfelelő, felismerhető mintázat



9.2. ábra. A mini pásztázótérképek mérési sémája. A mérést a használt lábak hossza és egymástól való távolsága, valamint a detektor pozíciósöge határozza meg. Az égi koordináta-rendszer irányait „É” és „K” jelöli az ábrán (a „PACS User Manual” nyomán).

maradt volna vissza a térképeken. A fenti méréspár után ugyanezt a konfigurációt ismételtük meg, de most a másik rövid hullámhosszú szűrővel. Így egy vizit alatt a forrást 4 AOR-rel mértük meg, két különböző hullámhossz-kombinációval, és mindegyiket két különböző detektor pozíciószöggel (9.3 ábra).

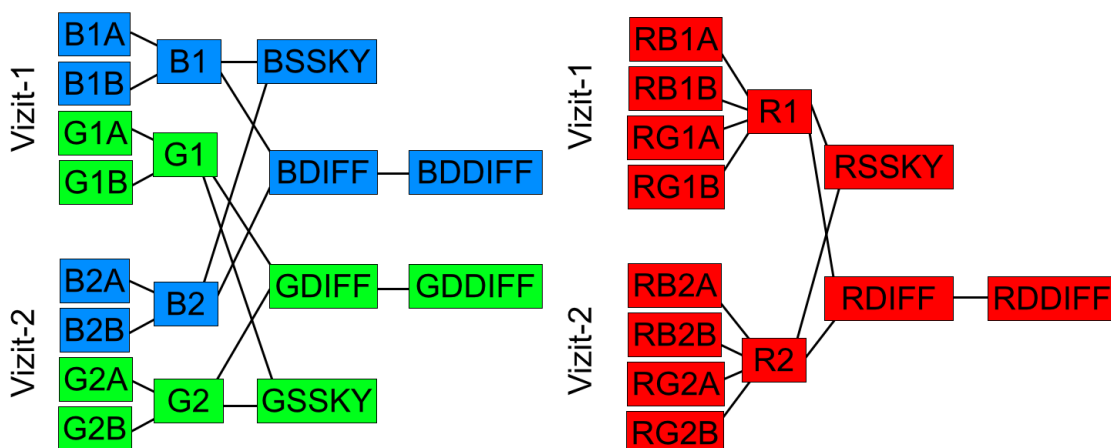
Minden AOR-en belül ugyanazt a pásztázótérképet ismételtük meg, a forrás fényességétől függően 1–6 alkalommal. Mint már említettük, minden forrást kétszer látogattunk meg, és minden látogatásnál ugyanazt az AOR sorozatot hajtottuk végre. A két látogatás időkülönbségét úgy választottuk meg, hogy a célpont pozíciója a második látogatás alkalmával az első látogatás térképének belső, nagy lefedettségű részére essen, de már elég távol legyen a Vizit-1 pozíciótól ahhoz, a Vizit-1 és Vizit-2 források nyalábjai ne zavarják egymást. Ehhez az kellett, hogy a forrás 30-50"-et mozduljon el a két látogatás között. Ez lehetővé tette, hogy meghatározzuk a háttérrel a forrás mindkét (Vizit-1 és Vizit-2) pozíciójára, mivel a két látogatás térképei kölcsönös háttérként szolgálnak egymás számára. A tipikus időkülönbség a két látogatás között néhány óra volt a viszonylag gyorsan mozgó kentaurok, és 1–1,5 nap a sokkal lassabb Neptunuszon túli égitestek esetében. A sémát – bizonyos módosításokkal – a kulcsprogramon kívül is alkalmaztuk, pl. gyorsan mozgó földszűrő kisbolygók esetében, amikor is az egyes egyedi ismétlések háttérrel tudtuk kölcsönös háttérként használni, pl. az Apophis kisbolygó esetében (14.3 fejezet).

## 9.4. A mini pásztázótérképek adatfeldolgozása

A mini térképek feldolgozásához a PACS standard adatredukciójának egy módosított és halvány forrásokra általunk optimalizált változatát használtuk a HIPE (Ott, 2010) kiértékelő szoftverben. A misszió korai fázisában sok olyan opciót teszteltünk és alkalmazunk a saját adatainkon, amelyek mára standard eljárásaként kerültek át a PACS adatkiértékelésbe. Ennek legfőbb oka, hogy „TNOs are Cool!” adatfeldolgozó csapat több tagja is felelős volt a PACS kamera kalibrációjáért, beleértve a dolgozat szerzőjét is. Az adatkiértékelés ezen fázisa nyers adatoktól az ún. 2. szintű adatokig tartott, azaz fotometriára alkalmas, kalibrált térképekig, amit egyetlen OBSID-ből állítottunk elő. A feldolgozáshoz a HIPE felüláteresztő szűrőjét (HPF) használtuk az  $1/f$  zaj kiszűrésére. A HPF mellett a pásztázás során felvett kiolvasások visszvetítését az előre és az előre meghatározott pixel-mátrixra a photProject() függvényvel végeztük el (ennek a technikának a részletes leírását lásd Popesso és mtsai, 2012, cikkében). A HPF+photProject() technika elsősorban pontforrásfotometriára alkalmas: nem őrzi meg a kiterjedt emissziót, és ezzel jelentősen csökkenti a háttérből származó nagy skálájú zajt, ami a céljainkra ideális.

A PACS mini térképek kalibrációjának leírása megtalálható Balog és mtsai (2014) munkájában, ehhez képest mi a következő beállításokat használtuk az adatkiértékelés során:





9.3. ábra. A „TNOs are Cool!” Herschel-kulcsprogram standard észlelési sémája. Az egyedi térképeket (első oszlop) kombináljuk, és így kapjuk meg a kombinált vizitenkénti térképeket (második oszlop), és ezekből a vizitenkénti térképekből hozzuk létre a különböző tudományos adattermékeket, a szuperég-levont (SSKY), a különbségi (DIFF), és a dupla-különbségi (DDIFF) térképeket, amiken aztán a forrás fotometriáját is elvégezzük. Az ábra jobb oldalán a sémák külön láthatók a rövid ( $70/100\ \mu\text{m}$ ), illetve a hosszú hullámhosszú ( $160\ \mu\text{m}$ ) sávokra. Minden doboz esetében az első betű a szűrőt jelenti (B=blue, G=green, R=red), a második helyen álló szám a mérés epocháját (1 = Vizit-1, 2 = Vizit-2), a harmadik pedig a detektor pozíciószögét (A =  $70^\circ$ , B =  $110^\circ$ ). A vörös szűrő esetében az első dupla betűkombinációk a vörös méréshez tartozó rövid hullámhosszú mérés szűrőjét jelentik (RB vagy RG).

- A térképekhez használt kiolvasásokat (pl. a pásztázás fordulópontjainak kizárásával) a pásztázási sebesség alapján válogattuk ki, a tipikus  $20''\ \text{s}^{-1}$  sebesség esetében  $15$  és  $25''\ \text{s}^{-1}$  sebességek között volt a megengedett tartomány. Ez jobb jel/zaj viszonyt adott, mint a korábban használt giroszkóp információk alapján történő, ún. „BBID” alapú válogatás.
- A felüláteresztő szűrő (HPF) szélességét  $8$ ,  $9$  és  $16$  kiolvasásra állítottuk be a  $70$ ,  $100$  és  $160\ \mu\text{m}$ -es sávok esetében (a HPF  $(2n+1)$  kiolvasást használ a detektor idősorából történő mediánlevonásra, l. Popesso és mtsai, 2002).
- A felüláteresztő szűrő maszkját úgy állítottuk be, hogy minden  $2$ -szigma feletti pixelt, illetve a forráspozíció körül egy két nyaláb-féllértékszélesség sugarú ( $2 \times \text{FWHM}$ ) területet hagyjon ki.
- Az ún.  $2$ -szintű glitch-mentesítő algoritmussal szabadultunk meg detektor idősorában jelentkező, kozmikus részecskék vagy elektronikai problémák által okozott éles csúcsoktól (szigma-klipping paraméter:  $n_{\text{sigma}}=30$ ). Ez szükségtelenné tette a korábban használt MMT (multiresolution median transform) glitch-mentesítő algoritmus alkalmazását.
- Annak ellenére, hogy naprendszerbeli égitesteket észlelünk, *nem* korrigálunk a kiértékelésben a sajátmozgásra a szokásos módon. Mivel távoli célpontokról van szó, a legtöbb esetben a célpont elmozdulása egy adott egyedi mérés (OBSID) alatt jóval kisebb, mint a kék ( $70\ \mu\text{m}$ -es) sáv nyaláb féllértékszélessége (kb.  $5''7$ ), és egy ilyen korrekció negatívan befolyásolná az alábbiakban ismertetendő háttérkorrekciós technikák hatékonyságát a legnagyobb térfrekvenciákon. Azokban az esetekben, amikor a célpont elmozdulása meghaladta a  $0''5$ -et egy egyedi mérés alatt, akkor a hagyományos, sajátmozgás-korrigált technikával is kiértékeljük a mérést.

Az alapkiértékelés utolsó fázisa az idősor adatok visszavetítése az égre, és ezzel a  $2$ . szintű térkép létrehozása a *photProject()* eljárással. Ezzel  $1.0$  pixel-arány paramétert és az alapértelmezett  $1''1$ ,



1,4 és 2,1 pixelméreteket használtuk a 70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -es sávokban. Az idő- és erőforrás-igényes adatkiértékelést dedikált számítógépeken végeztük az MTA CSFK Csillagászati Intézetében és a Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschungban (Katlenburg-Lindau/Göttingen, Németország).

## 9.5. „TNOs are Cool!” adattermékek

Az adatkiértékelés következő lépéseként az első illetve a második látogatás alkalmával készített képeket kombináljuk, elsősorban azzal a céllal, hogy minimalizáljuk a háttér hatását. A következő kombinált képeket állítjuk elő:

- Összeadott „mozaik” képek, a egyedi vizitek ugyanabban a sávban, „A” és „B” detektor pozíciószöggel készült képeiből
- Különbségi képek a két vizit összeadott képeiből (DIFF). Az egyes képek koordináta-rendszerei közötti optimális eltolás meghatározásához a „háttér illesztés” módszerét használjuk.
- Szuperég-levont képek az összeadott képekből (SSKY)
- Dupla-különbségi képek (DDIFF) a különbségi térképekből, itt az ideális eltolásokat a „forrás-illesztés” módszerével határozzuk meg.

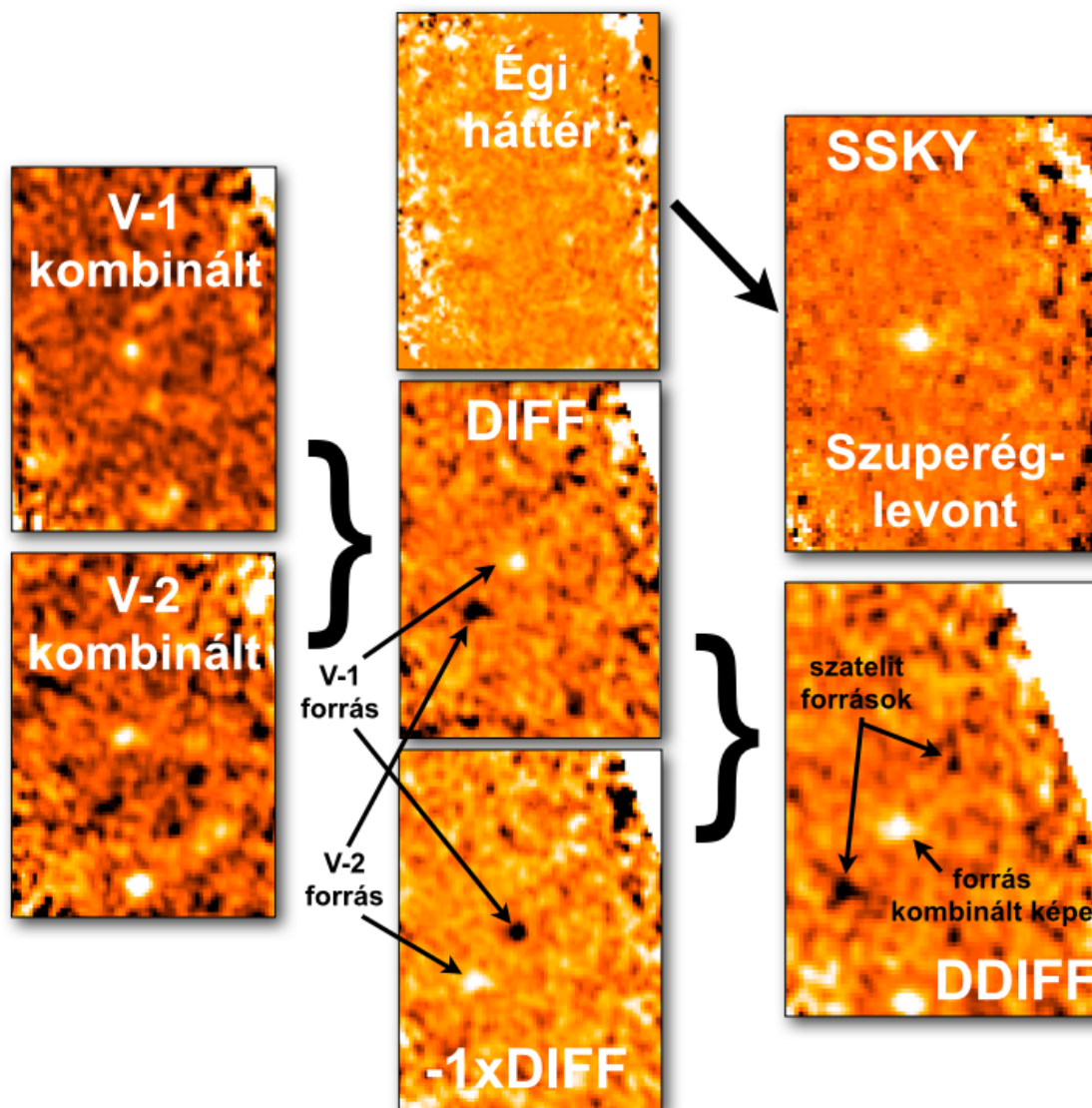
Az alábbiakban részletesen is bemutatom ezeket a lépéseket:

**Összeadott képek:** Az összeadott képeket egy adott sávban, egy adott vizit egyedi képeiből (egyedi OBSID-k) hozzuk létre. Mind a kék, mind a zöld sáv esetében két különböző detektor pozíciószögű képet adunk össze ( $B1 = B1A+B1B$ ,  $G1 = G1A+G1B$ , stb., a 9.3 ábrán bemutatott sémának megfelelően). A vörös sávban mind a négy képet összeadjuk, amit párhuzamosan kaptunk a kék/zöld és a A/B-irányúságú képekkel ( $R1 = RB1A+RB1B+RG1A+RG1B$ , stb.). Ezt a lépést már a HIPE-on kívül IDL<sup>6</sup>-ben végezzük el, figyelembe véve a kép lefedettségét is az adott helyeken. Ez a módszer lényegében a HIPE MosaicTask() eljárásával azonos eredményt ad, az így keletkező térképek a további adattermékek kiindulópontjai.

**Szuperég-levont képek:** A szuperég-levont képekhez először a „szuperháttér” képek készítését el a vizit-1 és vizit-2 egyedi képekből, egy adott hullámhosszon. Ehhez kimaszkoljuk a forrást minden egyes egyedi képen, és összeadjuk a képeket az égi koordináta-rendszerben, amiből így egy forrás nélküli háttérképek kapunk. Ezt a háttérképek vonjuk ki egyedi térképekből, s így háttér-korrigált térképeket kapunk. Végül az egyedi képeket összeadjuk a célpont koordinátarendszerében, az így kapott végső térképen végezzük el a célpont fotometriáját. A módszert részletesen bemutattuk és alkalmaztuk a Santos-Sanz és mtsai (2012) cikkében. Egy megemlítenő tulajdonsága a szuperég-levont képeknek, hogy a jel/zaj viszont a kimaszkolt területeken (a célpont környezetében) rosszabb, mint a kép többi részén, mivel itt csak az egyik látogatásból származó információkat tudjuk felhasználni (l. pl. a 9.4 ábrán a 2002 GZ<sub>32</sub> kentaurt). Ezt a háttérlevonási technikát eredetileg a Spitzer űrtávcső MIPS kamerájának méréseire fejlesztették ki, kifejezetten a Neptunuszon túli égitestek méréseinek feldolgozásához (Stansberry et al. 2008). Mi megőriztük az eredeti logikát, azzal a különbséggel, hogy mi használjuk a háttérillesztés módszert a két látogatás koordinátarendszere közötti különbség korrigálására (l. alább).

**Különbségi képek és háttérillesztés:** A háttérillesztés a Vizit-1 és Vizit-2 képek koordináta-rendszere közötti kis eltolások kiküszöbölésére szolgál a különbségi (DIFF) képek elkészítése előtt, amelyek egyszerűen a Vizit-1 és Vizit-2 képek különbségei a megfelelő sávokban ( $BDIFF = B1-B2$ , stb, l. még a 9.3 ábrát). Ezeknek a fő oka a Herschel-űrtávcső pozícióra állási bizonytalansága, ami kb. 2". Ez a Vizit-1 és Vizit-2 képek közötti hiba jóval nagyobb, mint pl. a két egymást követő, különböző detektor-pozíciószöggel készült képek (pl. B1A és B1B, stb.) koordináta-rendszere közötti különbség, ahol a távcső végig a forrás környékének közvetlen közelében marad (itt a korrekció elhanyagolható,

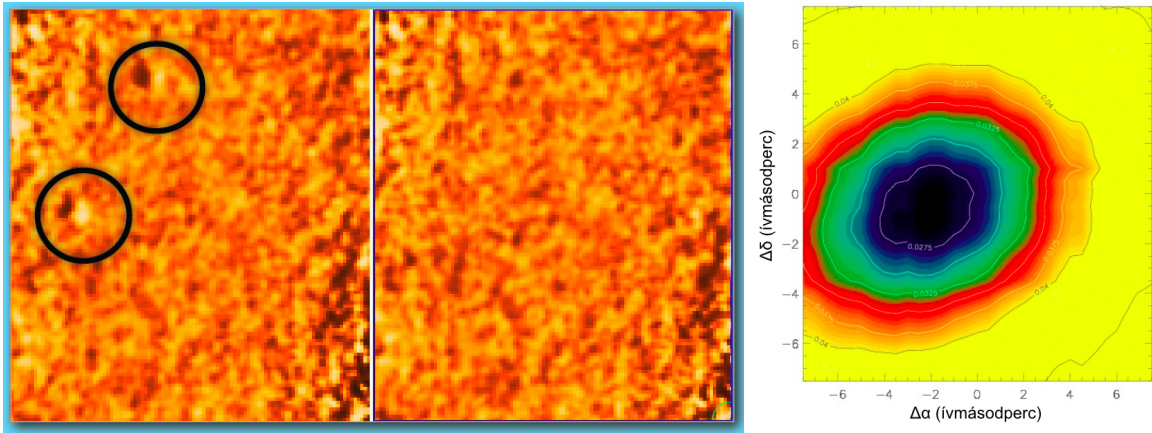
<sup>6</sup>Interactive Data Language, Research Systems Inc.



9.4. ábra. A mini-pasztázó-térképező mód képfeldolgozási lépései a kezdeti, két irányú pasztázótérképekből összerakott képektől. A demonstrációhoz a 2002 GZ<sub>32</sub> kentaur 160  $\mu\text{m}$ -es képeit használtuk fel, ami egy viszonylag halvány célpont volt ebben a sávban a mintánkból.

$< 0''.5$ ). Ezzel szemben a Vízit-1 és Vízit-2 képek között tipikusan 0,5-2 nap telik el, ami alatt a távcső teljesen más égterületeket észlelt, és csak ívmásodperc nagyságrendű pontossággal tud visszaállni a kívánt égterületre. Abban az esetben, ha az eltolások nem megfelelőek a két kép között, jól felismerhető, feltűnő pozitív/negatív forráspárok jelennek meg a fényesebb források helyén (l. a 9.5 ábra bal oldalán az ellipszisekkel megjelölt forrásokat). Ezek teljesen eltüntethetők a megfelelő korrekcióval (az előző kép jobb oldalán). Az optimális eltolás mértéke meghatározható úgy, hogy szisztematikusan elcsúsztatjuk egymáshoz képest a két kép koordináta rendszerét, és minden ilyen elcsúsztatott és egymásból kivont képpáron meghatározzuk a maradék fluxusok standard deviációját egy előre meghatározott lefedettségi intervallumon belül. Ez az intervallum általában  $0,3 < \text{lefedettség} < 0,9$ , az alsó határ kizárja a kép szélén a rossz lefedettséggel észlelt, és ezért zajos területeket, a felső határ pedig kizárja a forrás közvetlen környezetét (l. a kontúrtérképet a 9.5 ábrán). A tesztlejünk bi-

zonyították, hogy adott mérések esetében bármelyik hullámhosszon készített képpárok ugyanazokat az eltolásokat adják, az eltolás meghatározása pedig legkönnyebben a 160  $\mu\text{m}$ -es képeken lehetséges, ahol az égi háttér zaja a legerősebb a műszerzajhoz képest.



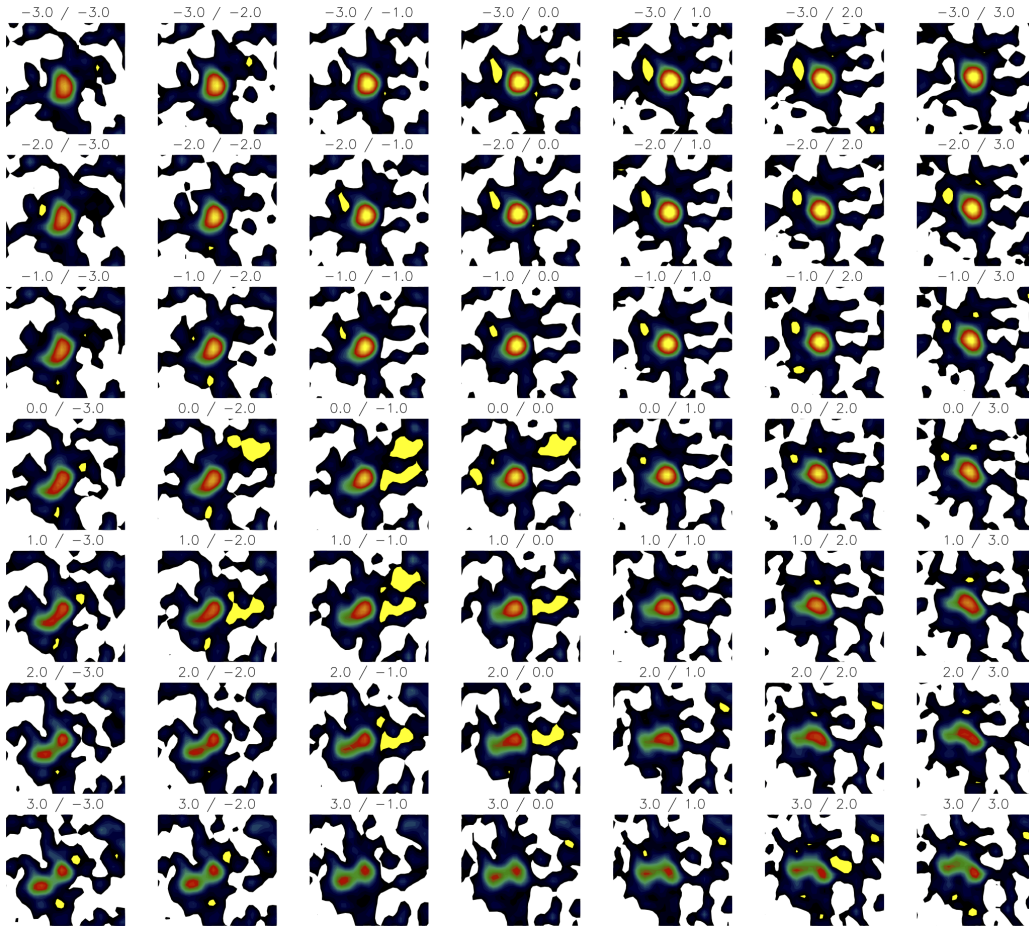
9.5. ábra. *Bal oldalon:* Eredeti (bal) és háttérillesztett (jobb) különbségi képek ugyanarra a 70  $\mu\text{m}$ -es képpárra. A háttérillesztett képen nem maradtak vissza pozitív-negatív háttérforrás párok, amik a korrigálatlan képen még jól láthatóak. *Jobb oldalon:* A visszamaradó zaj kontúrtérképe a rektasz-cenzió és deklináció offszetnek függvényében. Ebben az esetben az optimális eltolás értékei  $-2''{,}5$  és  $-1''{,}0$  voltak (a visszamaradó zaj minimumának helye).

**Dupla különbségi képek:** A dupla különbségi (double-differential, DDIFF) képeket a DIFF képből származtatjuk egy adott hullámhosszon, amihez a DIFF képet invertáljuk (megszorozzuk  $-1$ -gyel), majd az invertált kép koordináta-rendszerét eltoljuk olyan módon, hogy a forrás pozitív képei a képeken egybeessenek. Az eltolás mértékét a két vizit közötti elmozdulásból számoljuk (mint látni fogjuk alább, azt nem mindig ismerjük elég jól). Ezután a két képet összeadjuk:

$$DDIFF(\underline{x}) = DIFF(\underline{x}) - DIFF(\underline{x} + \underline{\theta}) \quad (9.2)$$

ahol a két DIFF közötti optimális eltolást a forrásillesztéssel határozzuk meg (l. alább). A DDIFF kép egy pozitív forrást tartalmaz a célpont teljes fluxusával, valamint két negatív forrást, amik az eredeti forrás fluxusának nagyjából felét tartalmazzák. Ez utóbbi érték nem pontosan a fele a teljes fluxusnak, hiszen a két negatív forrás a két vizit képeit külön-külön tartalmazza, és ezek fluxusa csak akkor lenne pontosan ugyanakkora, ha a célpont semmit sem változott volna a két látogatás között (pl. a forgás miatt az biztosan nincsen így). A DDIFF képek előnye, hogy a fotometriát egyetlen forráson kell elvégezni, és nem két különálló (pozitív és negatív) forráson, mint a DIFF képek esetében. A DDIFF képek esetében a zaj  $\sqrt{2}$ -szeresére növekszik a DIFF képek zajához képest, és mint már említettük, elsimítjuk az egyes vizitek közötti esetleges fluxuskülönbségeket is. Ugyanakkor a jel/zaj arány is  $\sqrt{2}$ -szeresére növekszik, ami nagyon fontos, ha a detektálási határ közelében akarunk forrásokat észlelni. Ezzel a módszerrel sikerült ebben a tekintetben a legjobb teljesítményt elérnünk, a DDIFF képeken halványabb forrásokat sikerült detektálnunk, mint azok DIFF vagy SSKY megfelelőin. Ez pl. a 70  $\mu\text{m}$ -es sávban 2 mJy-nél halványabb források  $3\sigma$  detektálhatóságát jelentette.

**Forrás illesztés:** A fentebb bemutatott háttérillesztéses módszer a két vizit közötti koordináta-rendszerbeli különbségekre korrigál, de ezután a korrekció után is maradhatnak még pozícióbeli különbségek az egyik, illetve másik képen látható források számítottához képesti helyzetében. Ennek oka lehet pl. a forrás helyzetének (pályájának és sebességének) nem kellően pontos ismerete. Ezek a források kombinált képének esetében torzított pontforrás-alakhoz vezetnek, amikor a DDIFF képeket létre akarjuk hozni. A forrás illesztés módszere meghatározza az optimális  $\underline{\theta}$  eltolást, amellyel



9.6. ábra. Forrásillesztés az Ixion  $100\ \mu\text{m}$ -es sávjában. Ezzel a módszerrel meghatározhatjuk az optimális offszeteket a végső DDIFF kép számára. A rossz offszetek könnyen azonosíthatók, mert azokon torzult vagy kettősnek látszó a forrás képe. Az egyes bélyegek feletti számok az azon a képen alkalmazott offszeteket mutatják ívmásodpercben, a bemutatott esetben az ideális offszetek  $-2''0$  és  $+1''0$  voltak rektaszcenzió és deklináció irányokban.

az eredeti és invertált DIFF képeket el kell ahhoz tolni a koordináta-rendszerek elmozdulása alapján számított értéken felül, hogy a források centroidjai a lehető legjobban fedjék egymást a DDIFF képeken. A tipikus értékek néhány ívmásodpercesek, mi a  $\pm 4''$  tartományt használtuk mind rektaszcenzióban, mind deklinációban, az ideális eltolások meghatározására. A módszert a 9.6 ábrán az Ixionra mutatjuk be. Viszonylag fényes források (néhány tíz mJy) esetében, mint az Ixion is, a módszer a célpont fényességét  $\lesssim 10\%$ -al emeli meg a korrekció nélküli fotometriához képest. A fenti esetben az pozícióbeli elérés kb.  $2''$ . Ugyanakkor ez a lépés általában szükséges ahhoz, hogy halvány forrásokról elfogadhatóan tudjunk fluxusokat származtatni, vagy egyáltalán detektálni őket.

A forrásillesztéssel korrigált DDIFF képek nyújtották a legjobb teljesítményt a halvány források detektálásában ( $\lesssim 2\ \text{mJy}$   $70$  és  $100\ \mu\text{m}$ -en, illetve  $\lesssim 5\ \text{mJy}$   $160\ \mu\text{m}$ -en), ezért halvány források esetében ezt az adatterméket választottuk a DIFF, illetve SSKY képekkel szemben. A nyilvánvaló különbség a DIFF képekkel szemben a DDIFF képek esetében a  $\sqrt{2}$  jel/zaj arány javulás. Hasonlóan, az SSKY képek esetében a háttér zaja nagyobb a forrás környezetében, mert ezeken a helyeken csak egy látogatásból származó információt használunk fel. A közepesen fényes források esetében mind a DDIFF, mind a SSKY képeket felhasználtuk a források fotometriájához.

## 9.6. Fotometria

A forrásaink apertúrafotometriáját különböző eszközökkel elvégezve (IDL/DAOPHOT, IRAF, HIPE) lényegében megegyező eredményekre jutunk egy adott térkép esetében, ahogyan azt a program korai fázisában részletesen megvizsgáltuk. Az ideális képpixel méret, ami megfelelően mintavételezi a PACS PSF-et  $1''1$ ,  $1''4$  és  $2''1$  a 70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -es sávokban, és mi is ezeket a pixelméreteket használtuk a térképeink elkészítéséhez. A növekedési görbék alapján a legjobb jel/zaj viszonyú fotometriát 4-5 pixel sugarú apertúrákkal lehetett elérni, ezért ezt használtuk standard apertúraméretként. Az apertúrakorrekciók elsődleges értékeiként a PACS Observer's Manual-ban szereplő értékeket vettük.

Bár a végső, ún. 2. szintű képek a kiredukálás után már fluxuskalibráltak, ellenőriznünk kellett, hogy a mi speciális kiértékelési technikánk okoz-e bármilyen eltérést a standard fotometriai rendszerhez képest. Ez különösen fontos volt a mi esetünkben, mert a PACS fotometriai rendszere fényes csillagokra és kisbolygókra épül, és halvány csillag ( $\sim 100$  mJy fényességű 70  $\mu\text{m}$ -en, vagy annál halványabb) hivatalosan nem szerepel a rendszerben kalibrátorként. A mi célpontjaink a Plutó kivételével mind halványabbak voltak, mint 100 mJy, ezért elképzelhető volt, hogy ezek a hivatalostól eltérő fluxuskalibrációt igényelnek. Ennek megfelelően kiválasztottunk néhány olyan halvány csillagot, amelyekre volt elérhető fotoszféramodell és fluxusbecslés a PACS 70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -es sávokra (HD 139669: Shirahata és mtsai, 2009;  $\gamma$  Dra, HD 170693 és HD 138265: Gordon és mtsai, 2009). A méréseket a Herschel archívumból vettük, és ugyanazt a kiértékelést futtattuk le rájuk, mint egy standard "TNOs are Cool!" mérésre. A fotometriát a 2. szintű térképeken végeztük el, ugyanúgy, mint a valódi célpontjainkra. Az abszolút fluxuskalibrációt két számmal jellemezzük: egy  $r_{kal}(\lambda)$  szorzófaktorral a mért (standard fluxuskalibrációt használó) és a fotoszférára jósolt fluxusok között, valamint a mért és a jósolt fluxusok közötti relatív maradék bizonytalansággal ( $\sigma_{kal}$ ). Az  $r_{kal}$  estében 1,03, 1,01 és 0,98 értékeket kaptunk a 70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -es sávokban, míg a  $\sigma_{kal}$ -ra 0,9%, 1,5% és 5,6%-ot, ami jó egyezésben volt a PACS fotométer esetében leggyakrabban hivatkozott 5% abszolút pontossággal. A későbbiekben a célpontok fluxusát a fenti  $r_{kal}(\lambda)$  értékekkel korrigáltuk.

A Neptunuszon túli égitestekre alkalmazott fotometria abszolút pontosságát – ideértve a különbségi, dupla-különbségi és szuperég-levont képeket is – nem tudjuk teljes egészében standard csillagokra alapozva tesztelni, mivel azok nem mozognak az égi háttérhez képest, azok méréseiből DIFF, DDIFF és SSKY képek nem is készíthetőek. Mivel első körben a kiértékelés a 2. szintű HIPE térképekig a fenti korrekciókkal megfelelőnek bizonyult, egy második lépésben néhány viszonylag fényes Neptunuszon túli égitest (Quaoar, Orcus, Ixion, Chariklo) mini térkép méréseit használtuk annak ellenőrzésére, hogy az egyedi térképeken kapott fluxusok megőrződnek-e a teljes processzállás alatt, a kombinált adattermékeken is, mint a DIFF, DDIFF és SSKY képek. Mivel ezekhez a fényes célpontokhoz képest a háttér hozzájárulása nagyon kicsi, a kiinduló, egyedi képeken kapott fluxusok átlagának meg kell egyeznie a kombinált képeken kapott fluxusokkal a fotometriai bizonytalanságokon belül. A tesztek szerint a DIFF, DDIFF és SSKY adattermékek teljesítik ezt a feltételt, a maximális különbségek minden PACS sávban kisebbek voltak mint 5%.

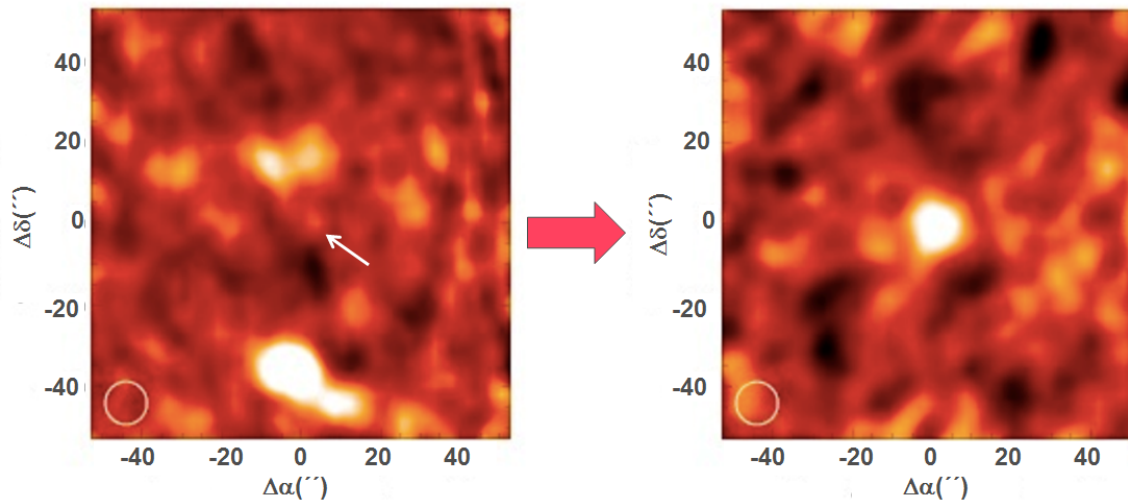
A mérések fotometriai bizonytalanságát a beültetett források módszerével határoztuk meg, minden adattermék esetében. Ehhez 200 mesterséges forrást „ültetünk be” a képekre (egyetlen forrást egy alkalommal), aminek ismert a fényessége, és aminek az alakja megegyezik az adott sáv pontforrás-leképezési függvényével, majd a szokásos fotometriát hajtjuk végre a beültetett forráson. A forrásokat úgy helyezzük el a képen, hogy azok véletlenszerűen essenek egy adott lefedettségi intervallummal jellemzhető területre (tipikusan 0,3 és 0,9 között), ami kizárja a forrás közvetlen környezetét és a kép peremét is, ahol a lefedettség alacsony, és emiatt a zaj jelentős. Az adott térkép fotometriai bizonytalanságát a kapott beültetett forrás fluxusérték-eloszlásának standard deviációjával azonosítjuk – a beültetett források fluxuseloszlása nagyon közel van a Gauss-eloszláshoz.

## 9.7. Összefoglalás

A „TNOs are Cool!” Herschel-kulcsprogramban összesen 132 célpontot figyeltünk meg, összesen 1131 észleléssel (1089 észlelés a „KPOT\_thmuelle\_1”, 2 az „AOTVAL.thmuelle\_2” és 40 a



„SDP\_thmuelle\_3” azonosítójú programokban). A források túlnyomó többségét, több mint 90%-át sikerült detektálni legalább az egyik PACS sávban (a legsikeresebb sáv, a várakozásoknak megfelelően, a  $70\ \mu\text{m}$ -es volt), és kb. a célpontok felét mindhárom sávban sikerült megfigyelni. A fentebb ismertetett technikák felhasználásával 0,6, 0,9 és 1,6 mJy fotometriai bizonytalanságokat sikerült elérnünk a 70, 100 és  $160\ \mu\text{m}$ -es sávokban a dupla-különbségi (DDIFF) térképeken, 5-szörös ismétléssel készült egyedi képeket használva.



9.7. ábra. Az általunk alkalmazott adatkiértékelő eljárások hatékonyságát a fenti ábrával mutatjuk be. A bal oldalon egy „nyers” (2. szintű) kép látható az Eris törpebolygóról a PACS kamera  $160\ \mu\text{m}$ -es hullámhosszán. Az Eris a halvány folt, amire a fehér nyíl mutat, a bal oldali képen egyértelműen a fényes háttérforrások a dominánsak. A fejezetben ismertetett adatredukciós lépések (háttérlevonás, háttér- és forrásillesztés korrekciók) után a jobb oldali képet kapjuk, ahol már az Eris a domináns forrás ( $\sim 7\sigma$  detektálás). A színek mindkét képen úgy skálázódnak, hogy a fehér szín az adott kép szórásának háromszorosánál nagyobb pixelenkénti fluxusnak felel meg.

A fent ismertetett adatkiértékelési módszerek jelentették az alapját a „TNOs are Cool!” nyílt Herschel-kulcsporprogramnak, és tették lehetővé mintegy 140 kentaur és Neptunuszon túli égitest fizikai tulajdonságainak, meghatározását. Ezek az eredmények segítenek jobban megérteni a távoli Naprendszer mai állapotát és folyamatait, valamint a korai Naprendszer fejlődését, akár közvetlenül a bolygókeletkezés befejeződése utáni időben is. A fentiekben túl ezeket módszereket felhasználtuk üstökösök és földközeli kisbolygók Herschel/PACS méréseinek kiértékelésére és analízisére is. Ezekből a munkákból eddig összesen 21 referált publikáció jelent meg (Müller és mtsai, 2010; Lim és mtsai, 2010; Lellouch és mtsai, 2010; Barucci és mtsai, 2012; Mommert és mtsai, 2012; Pál és mtsai, 2012; Santos-Sanz és mtsai, 2012; Szabó és mtsai, 2012; Vilenius és mtsai, 2012; Müller és mtsai, 2012; Fornasier és mtsai, 2013; Kiss és mtsai, 2013; Lellouch és mtsai, 2013; Müller és mtsai, 2013; Duffard és mtsai, 2014; Lacerda és mtsai, 2014; Müller és mtsai, 2014; Vilenius és mtsai, 2014; Kiss és mtsai, 2015; Pál és mtsai, 2015; Kiss és mtsai, 2016).

A továbbiakban ezekből az eredményekből azok kerülnek bemutatásra, amelyek létrejöttében a legjelentősebb szerepet vállaltam.

## 10. fejezet

# A klasszikus Kuiper-öv égitestjeinek tulajdonságai távoli-infravörös mérések alapján

---

*Vilenius, E., Kiss, Cs., Müller, T.G., és mások, 2012, A&A, 541, A94*

*Vilenius, E., Kiss, Cs., Müller, T.G., és mások, 2014, A&A, 564, A35*

---

### 10.1. A klasszikus Kuiper-öv

A klasszikus Kuiper öv a Neptunuszon túli vidéken található, az ide tartozó égitestek pályái nem nagyon excentrikusak, és nincsenek középmozgás-rezonanciában a Neptunusszal. Ha a Gladman-féle (Gladman és mtsai, 2008) osztályozást követjük, akkor a klasszikus Kuiper öv égitestjei egyszerűen olyan nem-rezonáns égitestek, amik nem tartoznak egyetlen más dinamikai osztályba sem. Az excentricitásnak 0,24 alatt kell lennie, az ennél elnyúltabb pályán keringő égitestek a szórt korongba, vagy a leválasztódott égitestek közé tartoznak. A  $39,4 < a < 48,4$  CSE fél nagytengelyű égitestek alkotják a fő klasszikus Kuiper övet, de ennél kisebb és nagyobb fél nagytengelyekkel is találunk klasszikus objektumokat, az úgynevezett belső és külső klasszikus Kuiper-öv égitestjeit.

A Gladman-féle osztályozás mellett a Deep Epclitic Survey (DES, Elliot és mtsai, 2005) keretében egy más típusú, de szintén gyakran használt osztályozást vezettek be. A klasszikus Kuiper öv égitesteket tekintve a legszembetűnőbb különbség a Gladman-féle klasszifikációhoz képest, hogy olyan a nagy inklinációjú égitestek, amik klasszikus Kuiper-övbeli égitestek Gladman-féle rendszerben nem azok a DES rendszerében.

Az inklináció-excentricitás síkon a klasszikus Kuiper-övbeli égitestek két különböző populációt képviselnek, amelyekben pl. különböző a kettősök aránya (Noll és mtsai, 2008b), különböző a luminozitásfüggvényük (Fraser és mtsai, 2010), különböző átlagos geometriai albedóik vannak (Grundy és mtsai, 2005; Brucker és mtsai, 2009) és a színeik is különbözőek (Peixinho és mtsai, 2008). Az alacsony inklinációjú, vagy dinamikailag „hideg” klasszikusok csak a fő klasszikus övben fordulnak elő, magasabb az átlagos albedójuk, több közöttük a kettős, és meredekebb a luminozitásfüggvényük, mint a nagy inklinációjú, dinamikailag „forró” klasszikusoké. A két populáció között csak kismértékű átjárás valószínű, mindkét populációban az égitestek kb. 5%-a származhat a másik populációból (Volk & Malhotra, 2011).

## 10.2. A klasszikus Kuiper-övbeli égitestek Herschel-mintája

A „TNOs are Cool” program keretében (Müller és mtsai, 2009; illetve a 8.3 fejezet) a Herschel űrtávcsővel 12 hideg és 29 forró klasszikus Kuiper-övbeli égitestet figyeltünk meg, valamint 5 égitestet a belső klasszikus övből, amiket dinamikailag forrónak tekintünk. Emellett a Spitzer-űrtávcső is észlelt nyolc olyan klasszikus Kuiper-övbeli égitestet, amelyek nem szerepeltek a Herschel-mintában; a Spitzer-minta jelentős részben átfedésben volt a Herschel-mintával. A Herschel-mintában szereplő égitestek mért fluxusait a 9. fejezetben leírt módon származtattuk a nyers adatokból, és a 8.2 fejezetben ismertetett eljárással határoztuk meg a fluxussűrűségekből az égitestek méretét, albedóját és egyéb felszíni tulajdonságait. A mérések részletei megtalálhatóak a Kiss és mtsai (2014) cikkhez kapcsolódó weboldalon, a származtatott fluxussűrűségek pedig Vilenius és mtsai (2012, 2014) cikkeiben. A klasszikus Kuiper öv égitestekre kapott fizikai paramétereket a 10.1 és 10.2 táblázatban sorolom fel.

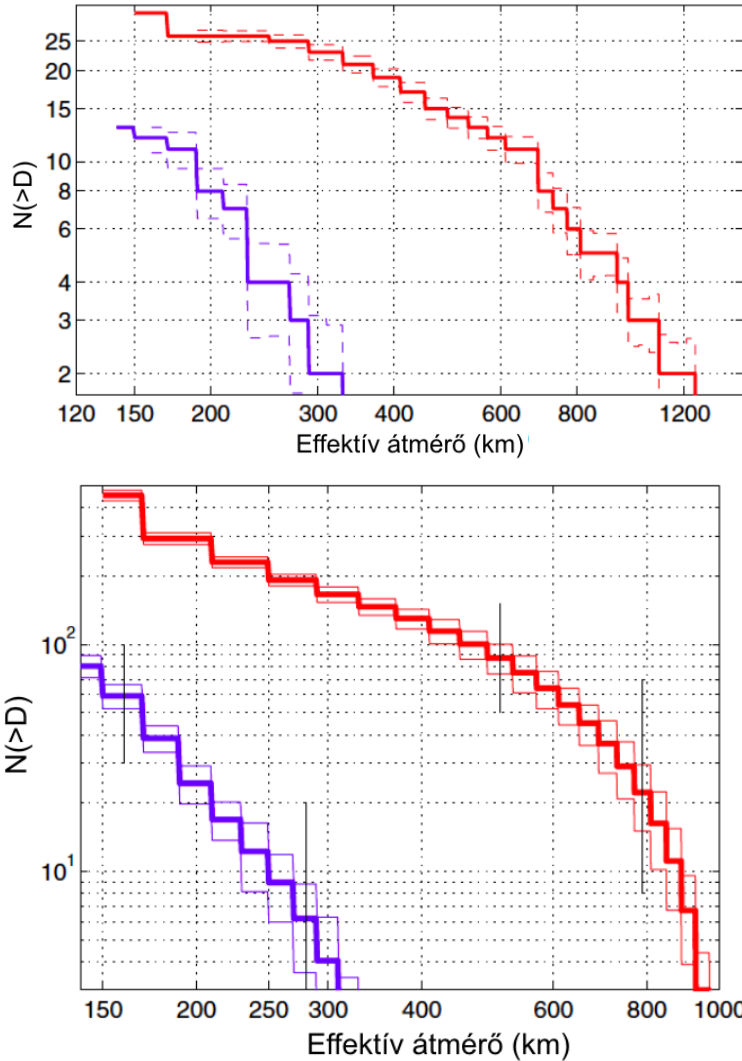
## 10.3. Spitzer mérések

A Spitzer űrtávcső mintegy száz Neptunuszon túli égitestet és kentűrt észlelt a távcső MIPS kamerájával (Rieke és mtsai, 2004) a 24 és 70  $\mu$ -es sávokban, ezek nagy része benne van a „TNOs are Cool!” Herschel-mintában is. A Spitzer-célpontok nagy részét többször is észlelték egy néhány napos időszakon belül, hogy – hasonlóan az általunk a Herschel észlelések során alkalmazott technikához – lehetőség legyen a háttérre történő korrigálásra (ún. szuperég-levonási technika, l. 9. fejezetet). Az itt bemutatandó és a Herschel-mintában is szereplő klasszikus Kuiper-öv égitestek közül húsz égitestre álltak rendelkezésre újraelemzett Spitzer/MIPS fluxusok (Mueller és mtsai, 2012). Ezen felül voltak olyan égitestek is, amelyeket a Spitzer-űrtávcső észlelt, de a Herschel-űrtávcső nem: 1996 TS66, 2001 CZ31, 2001 QB298, 2001 QC298, 2002 GJ32, 2002 VT130, 2003 QR91, és 2003 QY90. A dinamikailag forró 1996 TS66 és 2002 GJ32 klasszikus Kuiper-öv objektumok Spitzer-méréseken alapuló analizisét már korábban publikálták (Brucker és mtsai, 2009), de az újraszámolt fluxussűrűségek miatt itt újraszámoltuk a legfontosabb fizikai paramétereiket: albedójukat és méretüket (l. 10.2 táblázat). Az Spitzer/MIPS abszolút kalibráció, fotometria és színkorrekciók leírása megtalálható Gordon és mtsai (2007), Engelbracht és mtsai (2007) valamint Stansberry és mtsai (2007) munkáiban. A klasszikus Kuiper-öv égitestek színkorrekciója általában nagyobb, mint a Herschel/PACS műszer esetében, az értékek az 1-10%-os tartományba esnek a 24  $\mu$ m-es sáv esetében, illetve 10% körül vannak a 70  $\mu$ m-es méréseknél, azt a módszert követve, hogy a színkorrekció értéke annak a feketetest-hőmérsékletnek felel meg, ami legjobban illeszkedik a 24/70  $\mu$ m-es fluxusarányhoz (Stansberry és mtsai, 2007).

## 10.4. Elfogultság-korrigált méreteloszlások

Az észlelt méreteloszlások nem elfogulatlanok: a radiometriai módszernek van egy bizonyos detektálási határa, és az észlelt minta nem reprezentatív minden olyan célpontot tekintve, amelyek egyébként megfigyelhetőek lettek volna. Ezt a hatást úgy tudjuk korrigálni, hogy valamilyen, nagyobb mintában ismert mennyiség eloszlását vesszük alapul – ez a mi esetünkben a  $H_g$  abszolút magnitúdó lehet – és megnézzük, hogy ez alapján hány, adott  $H_g$ -hez tartozó égitest hiányozhat a mi mintánkból. A klasszikus Kuiper-övbeli objektumok esetében ehhez a Canada-French Ecliptic Plane Survey (CFEPS, Petit és mtsai, 2011) szintetikus modelljét használtuk, ami jól kalibrált vizuális tartománybeli felméréseken alapszik. A CFEPS modell közel 15 000 hideg és 35 000 forró szintetikus klasszikus Kuiper öv égitestre kínál  $H_g$  abszolút magnitúdókat. A elfogultság-korrekciót két lépésben hajtottuk végre. Az első lépésben készítettünk egy modellt a Herschel-mérések detektálási határára, ami függ az égitestek méretétől, albedójától és távolságától. A második lépésben azt vizsgáljuk meg, hogy milyen méretekben tér el a Herschel által észlelt célpontok  $H_g$  eloszlása a szintetikus modellbeli égitestekétől, és ez alapján számoltuk ki a szükséges korrekciókat. A CFEPS modellben  $H_g = 8^m$ -5-ig találunk égitesteket, a mi mintánkban minden hideg klasszikus objektumra





10.1. ábra. FELSŐ PANEL: A dinamikailag forró (felső, vörös görbe) és a dinamikailag hideg (alsó, kék görbe) klasszikus Kuiper-övbeli égitestek kumulatív méreteloszlása. A pontozott görbék Monte-Carlo-módszerrel kapott bizonytalanságok, ahol egy adott célpont mérete a mért hibák által megengedett tartományban változhat. Ezen méreteloszlások szórása adja az ábrán feltüntetett hibákat minden eset adott méret esetében. ALSÓ PANEL: A dinamikailag forró (felső, vörös görbe) és a dinamikailag hideg (alsó, kék görbe) klasszikus Kuiper-övbeli égitestek *elfogultság-korrigált* kumulatív méreteloszlása. A vékony vonalak a méretintervallumok határait jelölik, ezek mérete 20 km a hideg, és 40 km a forró klasszikusok esetében. A függőleges vonalak azokat a tartományokat mutatják, amelyekben a  $q$  meredekségeket származtattuk.

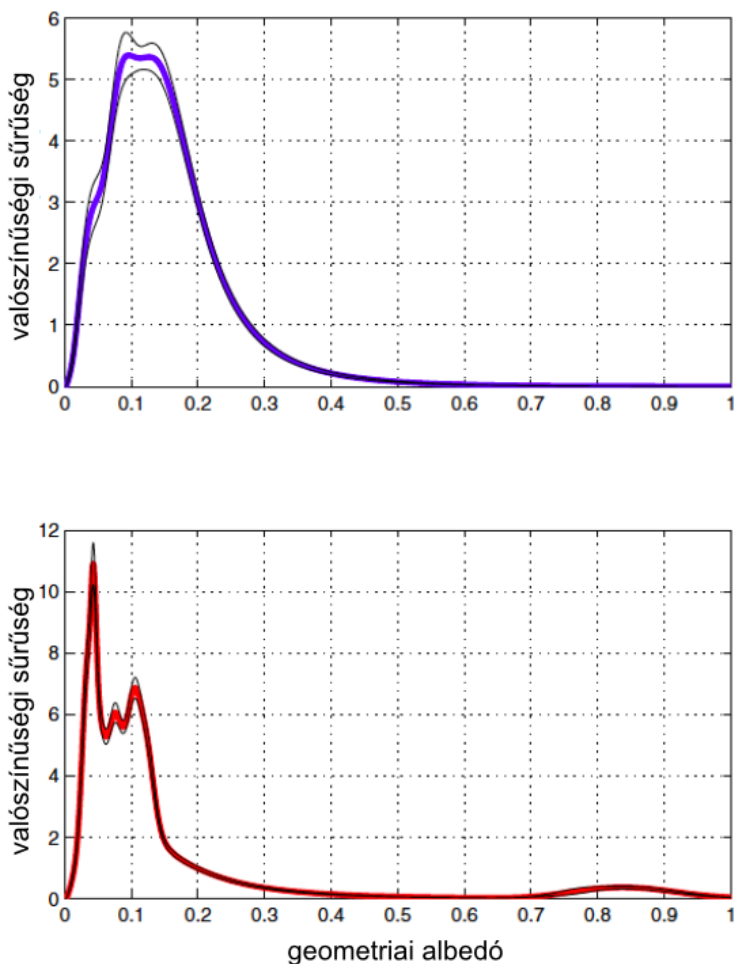
$H_g < 7^m5$ , illetve forró klasszikus objektumra  $H_g < 8^m0$ , ezért először ezeket a határokat vettük tekintetbe a CFEPS modellből történő kiválasztás előtt. Mivel minden mért forró klasszikus égitest a belső, vagy a fő klasszikus övben kering, a CFEPS modellből kizártuk a külső hideg klasszikus objektumokat is. Továbbá kizártunk a vizsgálatból néhány olyan mért objektumot is, amelyek pályaelemei kívül esnek a CFEPS pályaelem határain, vagy amelyek túl közel esnek a hideg/forró klasszikusokat elválasztó dinamikai határhoz, hogy elkerüljük az egyik vagy másik mintával történő szennyeződést.

A méreteloszlás korrigálásához a vizuális tartománybeli abszolút magnitúdókat át kell váltanunk az égitestek méretére. Ehhez csak az általunk mért albedóeloszlásokat tudjuk felhasználni (7.2.2 ábra), úgy, hogy ennek alapján albedókat és ezáltal méreteket rendelünk a CFEPS modellből származó abszolút magnitúdókhöz.

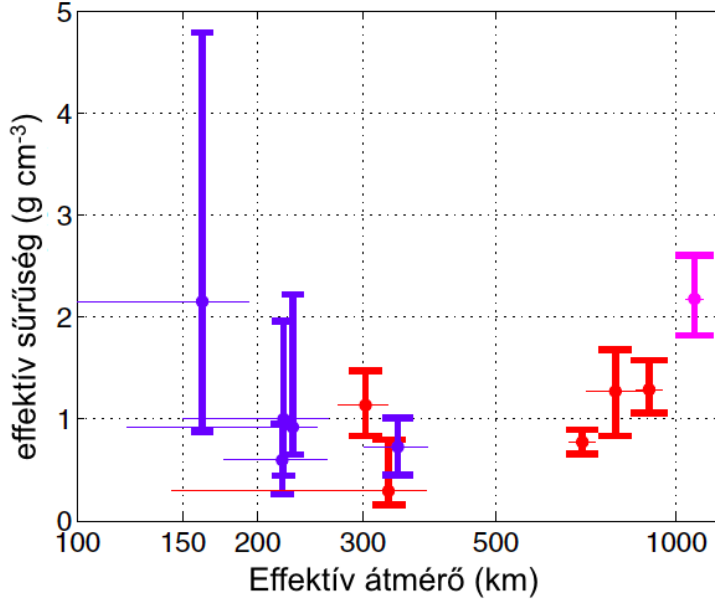
Az általunk észlelt dinamikailag forró klasszikus égitestek a belső és fő klasszikus öv jelentős részét lefedik. Bár a mi hideg klasszikus égitestjeink csak a  $38 < r < 45$  CSE heliocentrikus távolságban fordulnak elő, feltesszük, hogy ugyanezt a megfigyelt albedóeloszlást használhatjuk a távolabbi hideg klasszikus objektumokra is. Bár kétségtelenül létezik egy vizuális tartománybeli felfedezési elfogultság a nagyobb albedójú égitestek irányában nagyobb heliocentrikus távolságoknál (fényesebb égitestet messzebről észreveszünk), a radiometriai módszer éppen ezzel ellentétes irányban elfogult: az ala-

csony geometriai albedójú égitesteket könnyebb megfigyelni a termális infravörös hullámhosszakon, mint a magas albedójúakat, hiszen az előbbiek több napfényt nyelnek el és sugároznak vissza az infravörösben. A termális infravörösben mért égitestek között nem találtunk semmilyen értékelhető korrelációt a geometriai albedó és a pályaelemek, a felfedezéskori naptávolság vagy a felfedezéskori ekliptikai szélesség között. Az elfogultság-korrigált méreteloszlások a 10.2 ábrán láthatóak. A hideg klasszikusok esetében  $q = 5,1 \pm 1,1$  meredekséget kapunk a  $160 < D < 280$  km a mérettartományban, az észlelt mintában hét kettős és három magányos égitest található ebben a mérettartományban. A dinamikailag forró klasszikusok esetén a meredekség  $q = 2,3 \pm 0,1$  a  $100 < D < 500$  km átmérők között. A meredekség egyre nő a méreteloszlás vége felé haladva és a  $500 < D < 800$  km tartományban már  $q = 4,3 \pm 0,9$ . A hideg és forró alpopulációk méreteloszlása meredekségeinek összehasonlításakor figyelembe kell venni, hogy a hideg almintában csak a legnagyobb égitesteket tudjuk megfigyelni, és a megfigyelhető hideg klasszikusok maximális mérete kisebb, mint a forró klasszikus alpopulációé.

Méreteloszlást gyakran származtatnak olyan módon, hogy egy adott populációra azonos távolságot és albedót tételeznek fel. Fraser és mtsai (2010) a dinamikailag hideg alpopulációra ezzel a módszerrel  $q = 5,1 \pm 1,1$  értéket kapott az  $i < 5^\circ$ ,  $38 < r < 55$  CSE égitestekre, ami nagyon hasonló az általunk a korrigált mintából származtatott értékhez. Ugyanebben a munkában a dinamikailag forró alpopulációra két meredekséget is meghatároztak, az objektumok távolságától függően. Az  $38 < r < 55$  CSE és  $i > 5^\circ$  csoportra  $q = 2,8 \pm 1,0$ , míg ezeknek a forró, valamint a „közeli” égitestek ( $30 < r < 38$  CSE) együttes figyelembevételével  $q = 3,0 \pm 0,6$  meredekséget kaptak. Mind a két érték kompatibilis az általunk meghatározott  $q = 2,3 \pm 0,1$  meredekséggel a hibákon belül.



10.2. ábra. FELSOR PANEEL: A dinamikailag forró (felső, vörös görbe) és a dinamikailag hideg (alsó, kék görbe) klasszikus Kuiper-övbéli égitestek kumulatív méreteloszlása (l. még a 10.1 és a 10.2 táblázatokat). A pontozott görbék Monte-Carlo-módszerrel kapott bizonytalanságok, ahol egy adott célpont mérete a mért hibák által megengedett tartományban változhat. Ezen méreteloszlások szórása adja az ábrán feltüntetett hibákat minden eset adott méret esetében.



10.3. ábra. Klasszikus Neptunuszon túli égitestek infravörös mérések alapján becsült sűrűségei. A kék szimbólumok a hideg, a vörösek a forró égitesteket jelölik, a rózsaszín szimbólum a Quaoart jelenti.

Név/azonosító	i (°)	a(CSE)	D (km)	$p_V$	$\eta$	Ref.
(2001 QS322)	0.2	44.2	$186^{+99}_{-24}$	$0.095^{+0.531}_{-0.060}$	(fix)	V14
66652 Boraszi (1999 RZ253)	K	0.6	$163^{+32}_{-66}$	$0.236^{+0.438}_{-0.077}$	$0.77^{+0.19}_{-0.47}$	V14
(2003 GH55)	1.1	44.0	$178^{+21}_{-56}$	$0.150^{+0.182}_{-0.031}$	(fix)	V14
(2001 XR254)	K	1.2	$221^{+41}_{-71}$	$0.136^{+0.168}_{-0.044}$	(fix)	V12
275809 (2001 QY297)	K	1.5	$229^{+22}_{-108}$	$0.152^{+0.439}_{-0.035}$	$1.52^{+0.22}_{-0.92}$	V12
(2002 VT130)	K	1.2	$324^{+57}_{-68}$	$0.097^{+0.098}_{-0.049}$	$1.20 \pm 0.35$	M13
(2001 QB298)	1.8	42.6	$196^{+71}_{-53}$	$0.167^{+0.162}_{-0.082}$	$1.20 \pm 0.35$	M13
(2001 RZ143)	K	2.1	$140^{+39}_{-33}$	$0.191^{+0.066}_{-0.045}$	$0.75^{+0.23}_{-0.19}$	V12
(2002 GV31)	2.2	43.9	<180	>0.19	(fix)	V12
79360 Sila	K	2.2	$343 \pm 42$	$0.090^{+0.027}_{-0.017}$	$1.36^{+0.21}_{-0.19}$	V12
(2003 QA91)	K	2.4	$260^{+30}_{-36}$	$0.130^{+0.119}_{-0.075}$	$0.83^{+0.10}_{-0.15}$	V14
88611 Teharonhiawako	K	2.6	$220^{+41}_{-44}$	$0.145^{+0.086}_{-0.045}$	$1.08^{+0.30}_{-0.28}$	V12
(2005 EF298)	K	2.9	$174^{+27}_{-32}$	$0.16^{+0.13}_{-0.07}$	(fix)	V12
(2003 QR91)	K	3.5	$280^{+27}_{-30}$	$0.054^{+0.035}_{-0.028}$	$1.20^{+0.10}_{-0.12}$	V14
(2003 WU188)	K	3.8	<220	>0.15	(fix)	V14

10.1. táblázat. A minta hideg klasszikus objektumainak termális infravörös mérések alapján származtatott fizikai tulajdonságai. A táblázat oszlopai a következők: az égitest neve; kettős rendszer (K); inklináció; fél nagytengely; átmérő; geometriai albedó; hivatkozás (V12: Vilenius és mtsai, 2012; V14: Vilenius és mtsai, 2014; M13: Müller és mtsai, 2013, Spitzer/MIPS fluxusok alapján származtatott fizikai paraméterek)

## 10.5. Kettős rendszerek

A kettős rendszerek különösen érdekesek a Neptunuszon túli égitestek között, mivel egyedülálló módon az égitestek belső szerkezetéről is megtudhatunk valamit a rendszer keringése alapján meghatározható tömegén és (a méret ismeretében) sűrűségén keresztül. Az összes többi megfigyelési módszer pusztán az égitest felszínéről tud információkat szolgáltatni. Mint már korábban arról szó volt, a kettősök fontos próbakövei a Naprendszer keletkezésére és fejlődésére vonatkozó

Név/azonosító	i (°)	a(CSE)	D (km)	$p_V$	$\eta$	Ref.
2002 KX14	0.4	38.9	455±27	0.097 <sup>+0.014</sup> <sub>-0.013</sub>	1.79 <sup>+0.16</sup> <sub>-0.15</sub>	V12
2001 QT322	1.8	37.2	159 <sup>30</sup> <sub>-47</sub>	0.085 <sup>+0.424</sup> <sub>-0.052</sub>	(fix)	V14
2003 UR292	2.7	32.6	136 <sup>+16</sup> <sub>-26</sub>	0.105 <sup>+0.081</sup> <sub>-0.033</sub>	(fix)	V12
1998 SN165	4.6	38.1	393 <sup>+39</sup> <sub>-38</sub>	0.060 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.013</sub>	(fix)	V14
2000 OK67	4.9	46.8	164 <sup>+33</sup> <sub>-45</sub>	0.169 <sup>+0.159</sup> <sub>-0.052</sub>	(fix)	V12
2001 QD298	5.0	42.7	233 <sup>+27</sup> <sub>-63</sub>	0.067 <sup>+0.062</sup> <sub>-0.014</sub>	(fix)	V14
148780 Altjira	K	5.2	331 <sup>+51</sup> <sub>-187</sub>	0.043 <sup>+0.183</sup> <sub>-0.010</sub>	1.62 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.83</sub>	V12
1996 TS66		7.3	159 <sup>+44</sup> <sub>-46</sub>	0.179 <sup>+0.173</sup> <sub>-0.070</sub>	0.75 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.27</sub>	B09
50000 Quaoar	K	8.0	1074±38	0.127 <sup>+0.010</sup> <sub>-0.009</sub>	1.73±0.08	F13
2002 KW14		9.8	161 <sup>+35</sup> <sub>-40</sub>	0.310 <sup>+0.281</sup> <sub>-0.094</sub>	(fix)	V12
2002 GJ32		11.6	416 <sup>+81</sup> <sub>-78</sub>	0.035 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.011</sub>	2.05 <sup>+0.38</sup> <sub>-0.36</sub>	B09
2001 KA77		11.9	310 <sup>+170</sup> <sub>-60</sub>	0.099 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.056</sub>	2.52 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.83</sub>	V12
19521 Chaos		12.0	600 <sup>+140</sup> <sub>-130</sub>	0.050 <sup>+0.030</sup> <sub>-0.016</sub>	2.2 <sup>+1.2</sup> <sub>-1.1</sub>	V13
2002 XW93		14.3	565 <sup>+71</sup> <sub>-73</sub>	0.038 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.025</sub>	0.79 <sup>+0.27</sup> <sub>-0.24</sub>	V12
20000 Varuna		17.2	668 <sup>+154</sup> <sub>-86</sub>	0.127 <sup>+0.040</sup> <sub>-0.042</sub>	2.18 <sup>+1.04</sup> <sub>-0.49</sub>	L13
2002 MS4		17.7	934±47	0.051 <sup>+0.036</sup> <sub>-0.022</sub>	1.06±0.06	V13
2005 RN43		19.2	679 <sup>+55</sup> <sub>-73</sub>	0.107 <sup>+0.029</sup> <sub>-0.018</sub>	(fix)	V12
2002 UX25	K	19.4	697±35	0.107±0.010	1.07 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.05</sub>	F13
174567 Varda	K	21.5	792 <sup>+91</sup> <sub>-84</sub>	0.102 <sup>+0.024</sup> <sub>-0.020</sub>	0.84 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.22</sub>	V14
2004 GV9		22.0	680±34	0.077±0.008	1.93 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.07</sub>	V12
1999 RY215		22.2	263 <sup>+29</sup> <sub>-37</sub>	0.039 <sup>+0.012</sup> <sub>-0.007</sub>	(fix)	V14
120347 Salacia	K	23.9	901±45	0.044 <sup>+0.004</sup> <sub>-0.004</sub>	1.16±0.03	F13
2002 AW197		24.4	768 <sup>+39</sup> <sub>-38</sub>	0.112 <sup>+0.012</sup> <sub>-0.011</sub>	1.29 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.10</sub>	V14
2005 UQ513		25.7	498 <sup>+63</sup> <sub>-75</sub>	0.202 <sup>+0.084</sup> <sub>-0.049</sub>	(fix)	V14
2002 TX300		25.8	286±10	0.88 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.06</sub>	1.15 <sup>+0.55</sup> <sub>-0.74</sub>	E10, L13
2004 PT107		26.1	400 <sup>+45</sup> <sub>-51</sub>	0.033 <sup>+0.011</sup> <sub>-0.007</sub>	(fix)	V14
2002 GH32		26.7	<180	>0.13	(fix)	V14
136108 Haumea	K	28.2	1240 <sup>+69</sup> <sub>-59</sub>	0.804 <sup>+0.062</sup> <sub>-0.095</sub>	0.95 <sup>+0.33</sup> <sub>-0.26</sub>	F13
136472 Makemake		29.0	1430±9	0.77±0.03	2.29 <sup>+0.46</sup> <sub>-0.40</sub>	O12, L13
2001 QC298	K	30.6	303 <sup>+27</sup> <sub>-30</sub>	0.061 <sup>+0.027</sup> <sub>-0.017</sub>	0.99 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.10</sub>	V14
2004 NT33		31.2	423 <sup>+87</sup> <sub>-80</sub>	0.125 <sup>+0.069</sup> <sub>-0.039</sub>	0.69 <sup>+0.46</sup> <sub>-0.32</sub>	V14
2004 XA192		38.1	339 <sup>+120</sup> <sub>-95</sub>	0.26 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.15</sub>	0.62 <sup>+0.79</sup> <sub>-0.49</sub>	V14

10.2. táblázat. A teljes forró klasszikus minta termális infarvörös mérésekből származtatott alapvető fizikai tulajdonságai. A táblázat oszlopai megegyeznek a 10.1 táblázattal, az itt előforduló további referenciák: E10: Elliot és mtsai, 2010 (okkultációs méret); F13: Fornasier és mtsai, 2013; L13: Lellouch és mtsai, 2013; O12: Ortiz és mtsai, 2012 (okkultációs méret)

elméleteinek is.

A kettősök komponenseinek méretét akkor tudjuk becsülni, ha a komponensek fényességkülönbségének ismeretén kívül elfogadható becslésünk van a relatív geometriai albedókra is. Az irodalomban található becslések általában azon a feltételezésen alapulnak, hogy mindkét komponens gömb alakú, azonos albedójú és hogy a sűrűségüknek bizonyos határok közé kell esniük. A komponensek közötti  $\Delta V$  fényességkülönbség a következőképpen írható:

$$k = 10^{-0,2\Delta V} = \frac{D_2}{D_1} \cdot l^{-1} \quad (10.1)$$

ahol  $D_1$  és  $D_2$  a két komponens átmérői, és  $l = \sqrt{p_{V1}/p_{V2}}$ . A rendszer radiometrikus (felület-

Név	$D_1$ (km)	$D_2$ (km)
Borasisi	$126^{+25}_{-51}$	$103^{+20}_{-42}$
2001 XR254	$171^{+32}_{-55}$	$140^{+26}_{-45}$
2001 QY297	$169^{+16}_{-80}$	$154^{+15}_{-73}$
Sila	$249^{+30}_{-31}$	$236^{+28}_{-29}$
Teharonhiawako	$178^{+33}_{-36}$	$129^{+24}_{-26}$
Altjira	$246^{+38}_{-139}$	$221^{+34}_{-125}$
2002 UX25	$670 \pm 34$	$193 \pm 10$
Varda	$705^{+81}_{-75}$	$361^{+42}_{-38}$
2001 QC298	$235^{+21}_{-23}$	$192^{+17}_{-19}$
Quaoar	$1070 \pm 8$	$81 \pm 11$
Salacia	$829 \pm 30$	$278 \pm 10$

10.3. táblázat. Az elsődleges és másodlagos komponensek méretei azonos albedókat és gömb alakot feltételezve mindkét komponens esetén.

ekvivalens) átmérője  $D^2 = D_1^2 + D_2^2$ , míg a térfogat-ekvivalens átmérő:

$$D_{\text{vol}} = \frac{(1 + (\text{kl})^3)^{1/3}}{(1 + (\text{kl})^2)^{1/2}} D \quad (10.2)$$

amit a sűrűségek kiszámítására használunk. A fenti egyenletek alapján kerültek kiszámításra,  $l = 1$ -et feltételezve, a Borasisi, Varda és 2001 QC<sub>298</sub> új sűrűségértékei, amikre az irodalomban eddig nem volt becslés, valamint a Teharonhiawako, Altjira, 2001 XR<sub>254</sub> és 2001 QY<sub>297</sub> frissített értékei (10.4 táblázat és 10.3 ábra).

Ha a fényességkülönbség kicsi, a sűrűségbecslés nem változik meg jelentősen, ha a geometriai albedók feltételezett arányát megváltoztatjuk. A komponensek méretei nem különböznek jelentősen olyan rendszerekben, ahol a komponensek  $\sim 400$  km-nél kisebbek. Ebben az esetben azzal a feltételezéssel is hasonló sűrűségekhez jutnánk, hogy a komponensek *átmérője* azonos ( $D_1 = D_2$ ). Az ilyen ismert rendszerek alacsony száma miatt nem tudunk érdemben következtetni arra, hogy a fenti megfigyelésben szerepet játszik-e az, hogy  $\pm 100$  km-nél kisebb égitesteket nehezen tudunk megfigyelni, így az általunk ismert rendszerek megfigyelhetőségében mennyire játszanak szerepet kiválasztási effektusok (l. Richardson & Walsh, 2006, földközeli és fővbeli kisbolygók esetére).

Az a feltételezés, hogy az objektumaink gömbalakúak, túl alacsony sűrűséget adhat elnyúlt égitestek esetén. Pl. a 2001 QY297 fénygörbe amplitúdója  $\sim 0^m5$  (Thirouin és mtsai, 2012), ami valószínűleg az égitest elnyúlt alakjának következménye (ebben az esetben ez 0,63 tengelyarányt jelentene, ellipszoid alakot feltételezve). Mivel a lineáris méretbecslést felület-ekvivalens módon kapjuk (l. fentebb), az átlagos látszó felületet (fényességet) használva a sűrűséget mintegy 10%-al alulbecsülhetjük.

Víznél alacsonyabb effektív sűrűségű égitesteket találunk az irodalomban Neptunuszon túli égitestekre (pl. Stansberry és mtsai, 2006). Víz esetében a saját súlya alatt összenyomódó jég sűrűsége alig valamivel  $1 \text{ g cm}^{-3}$  alatt van, metán jég esetében ez nagyjából  $0,5 \text{ g cm}^{-3}$ . Még ilyen alacsony sűrűségek feltételezésével is pl. az Altjira és Teharonhiawako esetében talált alacsony effektív sűrűségek csak úgy magyarázhatók, ha ezen égitestek belsejében jelentős makroporozitás van jelen, azaz számottevő mértékben tartalmaznak üregeket (ezen égitestek esetében nincsen tudomásunk számottevő amplitúdójú fénygörbéről sem). Ez jól ismert jelenség földközeli és fővi aszteroidák esetében (pl. (253) Mathilde, vagy (25143) Itokawa), de nem magyarázható könnyen  $\sim 200$  km átmérőjű égitestek esetében. Ilyen méretű égitestek a belső Naprendszerben nem mutatnak jelentős makroporozitást (Lineweaver & Norman, 2010).

## 10.6. Összefoglalás

Az itt ismertetett eredmények legnagyobb jelentőséget az adja, hogy a klasszikus Kuiper-övben, különösen a hideg klasszikus övben, találjuk azokat az égitesteket, amelyek a legközelebbi állapotban

Név	$\Delta V$ (mag)	tömeg ( $\times 10^{18}$ kg)	$\rho_1$ ( $\text{g cm}^{-3}$ )	Ref.	$\rho_2$ ( $\text{g cm}^{-3}$ )
Borasisi	$0.45^{G11}$	$3.433 \pm 0.027^{G11}$	.....		$2.1^{+2.6}_{-1.2}$
2001 XR254	$0.43^{G11}$	$4.055 \pm 0.065^{G11}$	$1.4^{+1.3}_{-1.0}$	V12	$1.00^{+0.96}_{-0.56}$
2001 QY297	$0.20^{G11}$	$4.105 \pm 0.038^{G11}$	$1.4^{+1.2}_{-1.3}$	V12	$0.92^{+1.30}_{-0.27}$
Sila	$0.12^{G12}$	$10.84 \pm 0.22^{G12}$	$0.73 \pm 0.28$	V12, G12	...
Teharonhiawako	$0.70^{G11}$	$2.445 \pm 0.032^{G11}$	$1.14^{+0.87}_{-0.91}$	V12	$0.60^{+0.36}_{-0.33}$
Altjira	$0.23^{G11}$	$3.986 \pm 0.067^{G11}$	$0.63^{+0.68}_{-0.63}$	V12	$0.30^{+0.50}_{-0.14}$
2002 UX25	$\sim 2.7^{B13}$	$\sim 125 \pm 3^{B13}$	$0.82 \pm 0.11$	B13	...
Varda	$1.45^{G15}$	$265.1 \pm 3.9^{G15}$	...	...	$1.27^{+0.41}_{-0.44}$
2001 QC298	$0.44^{G15}$	$11.88 \pm 0.14^{G15}$	...	...	$1.14^{+0.34}_{-0.30}$
Quaoar	$5.6 \pm 0.2^{BS07}$	$1300\text{-}1400^{F12}$	$2.18^{+0.43}_{-0.36}$	F13	...
Salacia	$2.372 \pm 0.060^{S12}$	$436 \pm 11^{S12}$	$1.29^{+0.29}_{-0.23}$	F13	...

10.4. táblázat. Sűrűségebecslések az ismert tömegű kettős rendszerekre. A táblázat oszlopai: objektum neve; komponensek közötti fényességkülönbség; rendszertömeg;  $\rho_1$ : irodalomból származó sűrűség információ; hivatkozás  $\rho_1$ -hez;  $\rho_2$ : új sűrűségértékek az aktuális Herschel-minta eredményei alapján. A  $\Delta V$  és tömegbecslések a következő cikkekből származnak: G11: Grundy és mtsai (2011); G12: Grundy és mtsai (2012); F12: Fraser és mtsai (2012); S12: Stansberry és mtsai (2012); BS07: Brown & Suer (2007); G15: Grundy és mtsai (előkészületben); B13: Brown (2013).

örződtek meg a korai Naprendszerben tapasztalható keletkezési körülményeikhez képest, mind a populáció dinamikai, mind pedig az egyes égitestek fizikai állapotát tekintve. A kapott méreteloszlások pl. a protoplanetáris és törmelékkorongok fejlődési modelljeinek legfontosabb próbakövei (l. pl. Krivov et al., 2013; Shannon et al., 2016). Az elkövetkező években, a Herschel misszió végével, nem lesz olyan nagy léptékű felmérés, amely hasonló számban lenne képes a Kuiper öv égitestjeinek fizikai karakterizálására. Bár a James Webb-űrtávcső képes lesz közép infravörös hullámhosszakon mérni, a Kuiper-öv égitestjeinek esetében a termális emisszió jelentős része ennél sokkal hosszabb hullámhosszakon jelentkezik, így az közép infravörös mérések csak korlátozottan lesznek alkalmasak a megfigyelt égitestek karakterizálására. Hasonlóan, az Atacama Large Millimeter Array (ALMA) szubmilliméteres mérései a távcsőrendszer korlátozott érzékenysége miatt csak a legfényesebb égitestek megfigyelésére lesznek alkalmasak.

## 11. fejezet

# A Neptunuszon túli égitestek albedo és szín szerinti változatossága

---

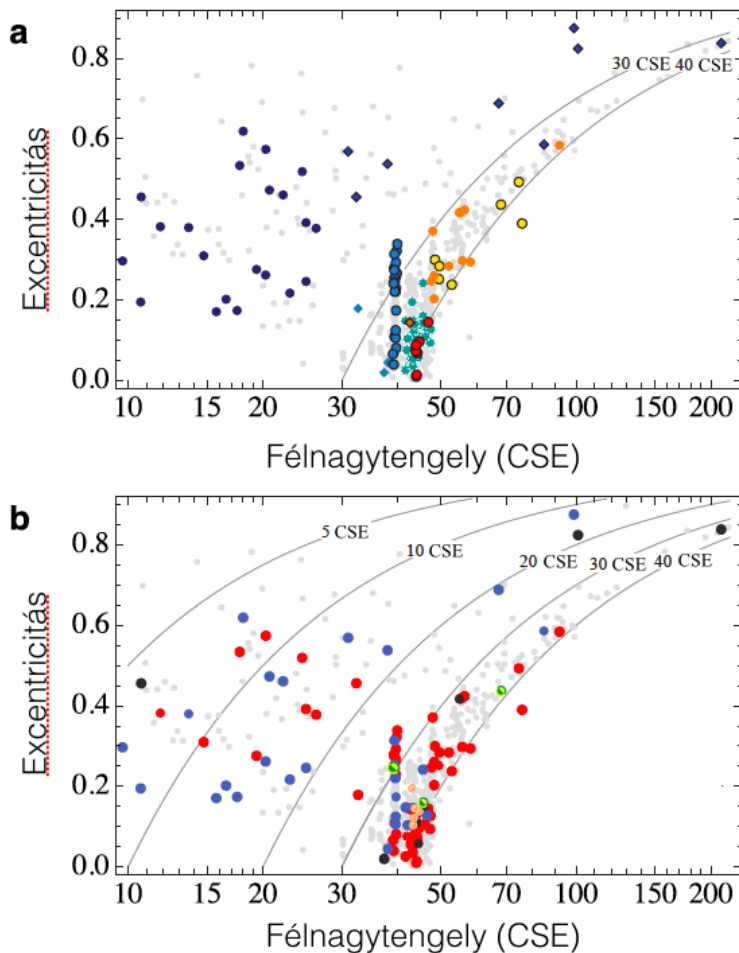
*Lacerda, P., Fornasier, S., Lellouch, E., Kiss, Cs., és mások, 2014, ApJ, 793, L2*

---

### 11.1. Bevezetés

Ma úgy gondoljuk, hogy a Naprendszer dinamikai szerkezete jelentős átalakuláson ment keresztül történetének első egymilliárd éve során (Tsiganis és mtsai, 2005). Ebben az időszakban az óriásbolygók, a Jupiter és a Szaturnusz pályájának feltételezett instabilitásai okozhatták az Uránusz és a Neptunusz elvándorlását keletkezési helyükről, ami a Naphoz képest 15 CSE-en belül lehetett, mostani pályáikra. Ez a folyamat az akkor a mainál jóval nagyobb tömegű törmelékörong égitestjeinek szétszórásához vezetett, és így a különböző naptávolságnál keletkezett égitestek összekeveredhettek, például úgy, ahogyan ma a Naprendszer külső részén, a Neptunuszon túli vidéken látjuk őket (Levison és mtsai, 2008). Ez a dinamikai átrendeződés megmagyarázhatja a Neptunuszon túli égitestek szembetűnő változatosságát pl. a kisbolygóövben található égitestek között megfigyelhető különbségekhez képest. Ez a változatosság azonban el is fedti azokat a különbségeket, amelyeket a születési hely alapján látnunk kellene, és amelyek alapján következtethetnénk az egykori protoplanetáris korong tulajdonságaira. Ebből a szempontból a Neptunuszon túli égitestek között a hideg klasszikus populáció kivételnek számít, az idetartozó égitesteknek több olyan tulajdonsága is van, ami közös eredetre és fejlődési útra utal (Gladman és mtsai, 2008). A hideg klasszikus égitesteknek alacsony inklinációjú pályáik vannak abban a térrészben, amit klasszikus Kuiper-övként ismerünk, a Neptunusz 3:2 és 2:1 középmozgás-rezonanciái (kb. 39 és 47 CSE) között. Ezek az égitesteknél nem látjuk a Neptunusszal történt korábbi kölcsönhatások nyomait, dinamikailag mindannyian lecsatolódtak az óriásbolygókról, és pályáik stabilak milliárd éves időskálákon is (Batygin és mtsai, 2011).

Fizikai tulajdonságaikat tekintve a hideg klasszikus populáció égitestjei vörösebb felszínűek, mint a Neptunuszon túli többi égitest (Tegler & Romanishin 2000), kisebb méretűek (Levison & Stern 2001), és szembetűnően nagyobb arányban fordulnak elő közöttük kettős rendszerek, mint a többi populációban (Stephens & Noll 2006). Ezek között a kettősök között vannak nagyon gyengén kötött párok is, amelyek nem maradhattak volna együtt egy bolygóval történő kölcsönhatás során (Parker & Kavelaars 2010). Úgy tűnik, hogy ezen égitestek Naphoz közeli keletkezését és későbbi áthelyeződését mai helyükre nehezen tudjuk dinamikailag magyarázni (Levison & Morbidelli 2003; Levison és mtsai, 2008; l. ugyanakkor Morbidelli és mtsai, 2014). Emiatt a legnépszerűbb magyarázat az, hogy a hideg klasszikus objektumok egy ezen a helyen keletkezett, ősi populáció túlélői (Levison & Stern 2001;



11.1. ábra. a) A Herschel-mintában szereplő Neptunuszon túli égitestek pályaelemei (fél nagy tengely és excentricitás). A különböző színek és szimbólumok a különböző dinamikai osztályoknak felelnek meg: sötétkék kör - kentaurok; kék kör - plutínók; piros kör - hideg klasszikusok; zöld csillag - forró klasszikusok; sárga kör - leválasztódott égitestek; sötétkék rombusz - szórt korong objektumok; kék rombusz - belső klasszikusok; barna rombusz - középső rezonancia; narancs kör - egyéb rezonáns; A szürke pontok a Herschel által nem észlelt égitesteket jelentik. b) u.a. mint a) de itt a színek a felszín típusát jelölik: vörös - világosvörös felszín; kék - sötétszemleges; rózsaszín - Haumea-típusú; zöld-sárga: a legnagyobb törpebolygók; a fekete pontok nagy bizonytalanságú vagy átmeneti felszín típust jelölnek.

Batygin és mtsai, 2011), azaz olyan égitestek képviselői, amelyek a Neptunuszon túl keletkeztek a korai Naprendszerben.

Az alább ismertetendő munka célja az volt, hogy a Herschel-űrtávcső által szolgáltatott új adatok alapján megvizsgáljuk a Neptunuszon túli populációk égitestjeinek felszíni jellemzőit, és megpróbálunk különbségeket találni, amelyek akár eredetbeli különbségekre is utalhatnak az egyes populációk között.

## 11.2. A „TNOs are Cool!” Herschel minta

Ahogy azt már a korábbiakban bemutattuk, a Herschel űrtávcső „TNOs are Cool!” kulcsprogramja keretében mintegy 130 Neptunuszon túli égitestről készítettünk méréseket 2009-től kezdve (Müller és mtsai, 2009), amelyekből többek között albedókat és méreteket tudtunk származtatni. Ezeket az adatokat több cikkben publikáltuk (Müller és mtsai, 2010; Lellouch és mtsai, 2010; Lim és mtsai, 2010; Santos-Sanz és mtsai, 2012; Mommert és mtsai, 2012; Vilenius és mtsai, 2012; Pál és mtsai, 2012; Fornasier és mtsai, 2013; Lellouch és mtsai, 2013; Kiss és mtsai, 2013; Vilenius és mtsai, 2014; Farkas-Takács és mtsai, 2016, előkészületben). Ezzel nagyjából háromszorosára növeltük azoknak égitesteknek a számát, amelyek esetében ismerjük ezeket az alapvető fizikai paramétereket. Az ebben a munkában felhasznált mintában, amennyiben elérhető volt, felhasználtuk a Spitzer-űrtávcső MIPS kamerájának méréseit is (Stansberry és mtsai, 2008; Mueller és mtsai, 2012). Bizonyos esetekben a



Dinamikai osztály	N (db)	Albedó	Szín (%/1000Å)	Felszín típusa
Szórt korong	9	0,05 (0,04; 0,09)	16,3±12,6	SS, VV
Kentaur	22	0,06 (0,04; 0,13)	21,5±16,5	SS, VV
Forró klasszikus	25	0,08 (0,04; 0,13)	22,8±15,6	SS, VV
Plutínó	20	0,09 (0,05; 0,16)	20,1±15,4	SS, VV
Belső klasszikus	4	0,09 (0,06; 0,18)	22,4±12,8	SS, VV
Középső rezonáns	1	0,12 (0,08; 0,17)	28,2	VV
Külső rezonáns	12	0,13 (0,08; 0,22)	31,6±12,8	VV
Hideg klasszikus	8	0,15 (0,09; 0,23)	33,2±10,3	VV
Leccatolódott	8	0,17 (0,08; 0,37)	33,2±14,6	VV

11.1. táblázat. A Neptunuszon túli égitestek albedó-szín analíziséhez felhasznált minta. Az albedó értékek esetében a középérték mellett a zárójelekben a minta  $2\sigma$  alsó és felső határai szerepelnek. Az SS és VV rövidítések a sötét-semleges és világos-vörös felszínre utalnak.

radiometriai mérésektől függetlenül egy-egy égitest méretét (és így albedóját is) nagyon pontosan ismerjük csillagfedéses mérésekből.

A "TNOs are Cool!" minta lefedi a külső Naprendszer különböző dinamikai osztályait; a Gladman és mtsai (2008) által definiált rendszer szerint ezek a szórt koronghoz tartozó, rezonáns, leccatolódott és klasszikus égitestek (l. az 11.1 ábrát és a 11.1 táblázatot). A klasszikus objektumokat, a szokásos módon, az  $i=5^\circ$  inklináció alatt és felett a hideg illetve forró klasszikus osztályokba soroljuk. A rezonanciákat felosztjuk belső (égitestek a 3:2 rezonanciában, vagy annál közelebb a Naphoz), középső (a 3:2 és a 2:1 rezonanciák között), és külső rezonanciákra (2:1 rezonancia és ennél távolabb). A minta tartalmaz még 22 kentaurt is, amik az átmeneti állapotot képviselik a Neptunuszon túli égitestek és a Jupiter család üstökösei között (pl. Volk & Malhotra, 2008).

### 11.3. Albedó-szín csoportok a Neptunuszon túli égitestek között

A 11.2 ábrán a Neptunuszon túli populációk égitestjeinek színeit a Herschel-adatokból kapott albedók függvényében tüntettük fel. A színeket, az egységesség kedvéért, most a  $S'$  spektrális meredekséggel reprezentáljuk (%/1000 Å, Luu & Jewitt 1990). Az  $S'$  értékeket a vizuális tartománybeli spektrumból származtattuk, amennyiben az elérhető volt (Fornasier és mtsai, 2009), illetve széles sávú fotometriából (Jewitt 2002), amelyeket az irodalomból vettünk (Hainaut és mtsai, 2012; Peixinho és mtsai, 2012; Perna és mtsai, 2013). A Neptunuszon túli égitestek színük ( $S'$  spektrális meredekségük) és albedójuk alapján két jelentősebb csoportra oszthatók: egy sötét és semleges színű csomóra, alacsony albedóval és kis spektrális meredekséggel ( $pV \approx 0,05$ ,  $S' \approx 10\%$ ), illetve egy fényes és vörös színű társaságra magasabb albedókkal és jelentősen meredekebb spektrummal ( $pV \approx 0,15$ ,  $S' \approx 35\%$ ). Ez a két felszín típus nagyjából 90%-ban leírja a mintánkban szereplő összes, közepes méretű égitestet. Az előbbi kettő mellett azonosíthatunk egy kisebb méretű, semleges színű és fényes felszínű égitesteket tartalmazó csoportot is, amit az Eris, Pluto és Makemake törpebolygók alkotnak, valamint a Haumea törpebolygók és még négy további égitest, amelyekről ismert, hogy fényes, Haumea-típusú felszínük van.

Amint az a 11.1 ábrán látható, mind a fényes-vörös, mind a sötét-semleges égitestek pályái, legalábbis az itt bemutatott fél nagytengely-excentricitás síkon, a teljes Neptunuszon túli régióban megtalálhatók, ez alapján nem látható olyan trend, hogy a két csoportba tartozást meghatározná a közepes heliocentrikus távolság, vagy akár a napközelpont távolsága. Ebből arra lehet következtetni, hogy az égitestek felszíneinek állapotát nem azok a jelenlegi körülmények határozzák meg (hőmérséklet és a besugárzás mértéke), amelyek függenek a naptávolságtól, hanem ezek valószínűleg

ősi eredetűek.

A 11.1 ábrán az albedó-szín diagramon elkülönítve tüntettük fel az egyes dinamikai osztályba tartozó populációkat: míg bizonyos osztályokban mindkét felszíntípushoz tartozó csoportból előfordulnak égitestek, addig bizonyos dinamikai csoportok kizárólag fényes-vörös égitestekből állnak. Az utóbbiak közé tartoznak a hideg klasszikusok, a középső és külső rezonanciák tagjai, és a lecsatolódott égitestek.

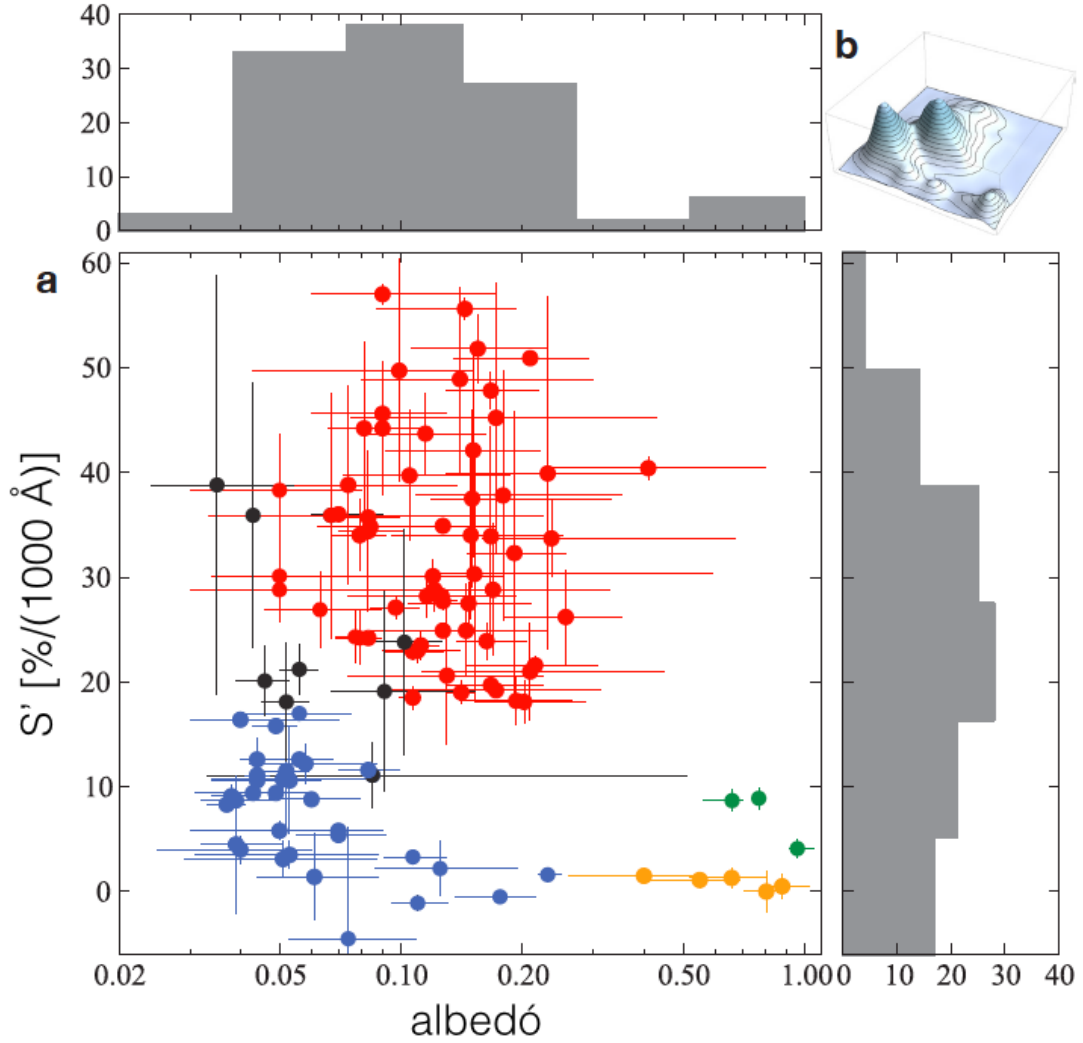
A két fő csoport a 11.2 ábrán automatikusan is azonosítható volt a Matematica 9 FindClusters algoritmusával. Ebben az esetben a törpebolygókat (Eris, Plútó, Makemake), valamint a Haumea-típusú felszínű égitesteket kizártuk az analízisből, így összesen 101 égitestet vizsgáltunk. A legtöbb égitest egyértelműen a két csoport valamelyikébe tartozik, csak néhány olyan objektum van, amely a két csoport közötti területen található, és aminek nem egyértelmű a besorolása az albedójukban vagy színükben megfigyelhető nagy bizonytalanság miatt.

A mintánkban található két csoport szignifikanciáját többféle módon is meghatároztuk. Az első esetben véletlenszerűen generáltunk 1000 mintát egy egységnégyzetben, amelyek elemszáma megegyezett a mi eredeti mintánkéval. Két csoportot a véletlen minták 1,3%-ában találtunk, három csoportot az esetek 0,1%-ában, és négy csoportot ugyancsak az esetek 0,1%-ában. A maradék 98,5%-ban nem találtunk elkülönülő csoportokat. A második esetben a Tibshirani és mtsai (2001) által alkalmazott rés-statisztikát használtuk annak meghatározására, hogy milyen gyakorisággal lehetséges, hogy egy a főkomponensek alapján előállított referenciaeloszlás, ami az előzőnél jobban leírja a mintát, ugyanolyan mértékben mutasson csoportokat, mint az eredeti. Ez a módszer két csoportot talált optimálisnak a minta leírására, és ugyanez volt igaz 1000-ból 14 véletlen mintára, amit az optimalizált referenciaeloszlásból állítottunk elő. A maradék 987 esetben nem sikerült csoportokat azonosítani. Végezetül a harmadik esetben Efron & Tibshirani (1994) módszerét használva normalizált kezdő eloszlásokból generáltunk mintákat 2-dimenziós Gauss-függvényekkel történő konvolúcióval. A konvolvált eloszlás maximumainak száma megfelel a csoportok számának az adott replikációban. Ezer replikációt használva (az előzőekhez hasonlóan mindegyikben 101 elemmel) a két vagy több csoportot mutató esetek aránya  $p = 0,008$  volt, azaz mindhárom módszer hasonlóan alacsony valószínűséget ( $\sim 1\%$ ) talált arra, hogy a csoportok létezése a mintánkban a véletlen műve.

## 11.4. Összetételbeli bimodalitás a korai Naprendszerben

Mint azt fentebb láttuk, a Neptunuszon túli égitestek felszínei két nagy csoportba oszthatók: a fényes-vörös és a sötét-semleges színű égitestek csoportjaiba (11.2 ábra). Míg bizonyos dinamikai osztályok égitestjei mindkét csoportban előfordulnak, bizonyos populációk esetében csak a fényes-vörös égitestek között látunk képviselőket. Az utóbbiak mind olyan populációkból származnak, amelyek égitestjei valószínűleg a Naptól távol keletkeztek, és a külső Naprendszerben keletkezett bolygókezdeményeket képviselik.

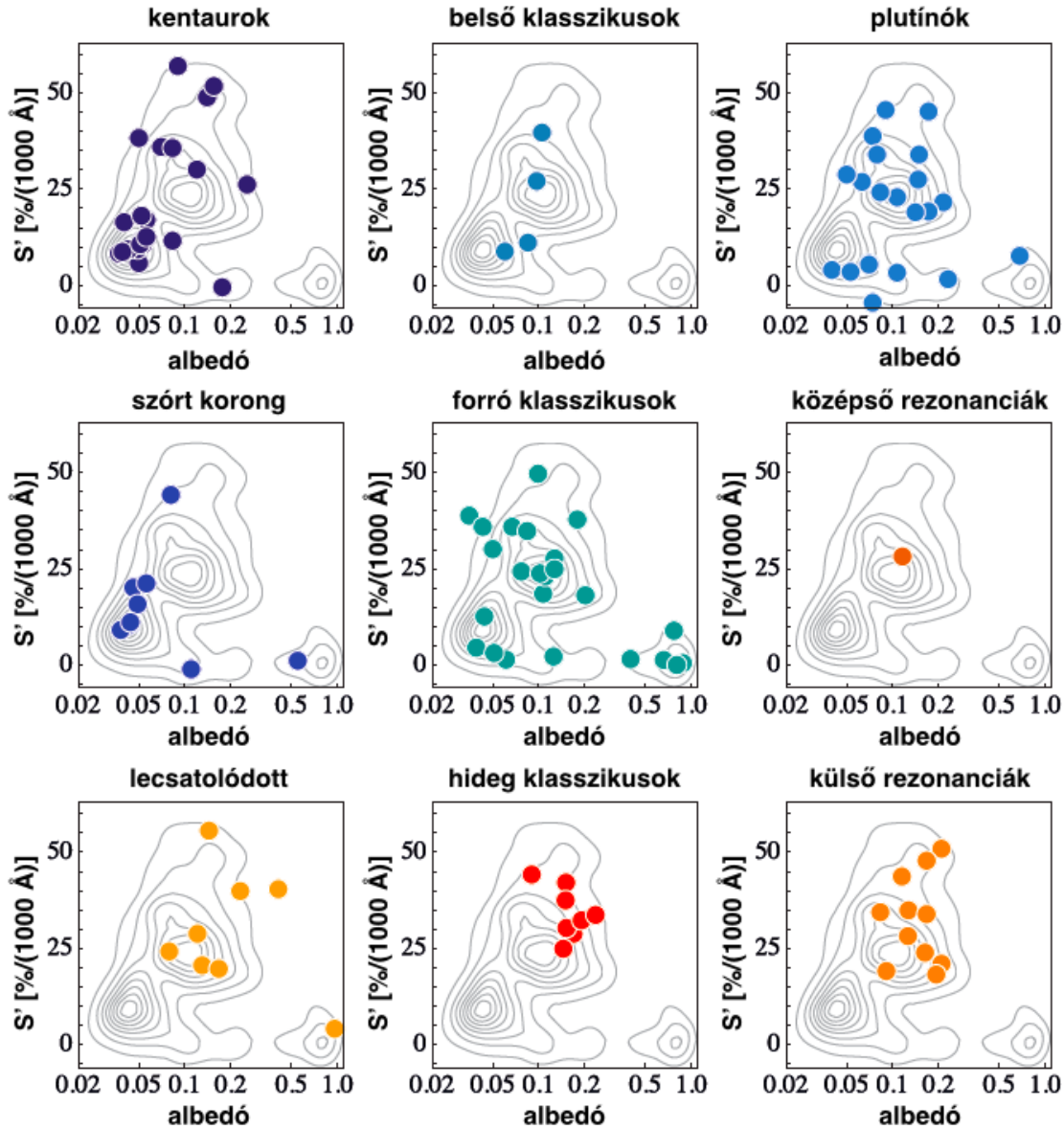
Ahogy azt már említettük, a hideg klasszikus égitestek valószínűleg mai helyükön keletkeztek, és dinamikailag perturbálatlanok maradtak (Batygin és mtsai, 2011). A lecsatolódott égitestek nincsenek dinamikai kapcsolatban a Neptunusszal, olyannyira, hogy néhány képviselőjük már valószínűleg a belső Oort-felhő része (Trujillo & Sheppard 2014). Bár ezeknek az égitesteknek az eredete nem ismert, a legtöbb forgatókönyv szerint ezek is a Neptunuszon túl keletkeztek (Gladman és mtsai, 2002). A középső és külső rezonanciák a mainál a Naphoz közelebbi területekről is foghattak be égitesteket a Neptunusz kifelé tartó migrációja során. A klasszikus rezonancia-befogódási elméletben (Malhotra 1995) a most a  $p : q$  rezonanciában lévő égitestek az  $a_N(p/q)^{2/3} < a < 30(p/q)^{2/3}$  naptávolságú területekről fogódhattak be, ahol  $a_N$  a Neptunusz migrációjának kezdőpontja CSE-ben. Feltételezve, hogy a Neptunusz migrációját 20 CSE távolságban kezdte (Malhotra 1995), a 2:1-es legbelső külső rezonancia olyan égitesteket tartalmazhat, amelyeket 32 CSE-ről, vagy annál távolabbról hozott magával a rezonancia. Egy másik lehetséges mód a rezonancia feltöltésére égitestekkel a kaotikus rezonáns befogódás a Neptunusz pálya excentricitásának csökkenésekor a bolygórendszer instabilitási fázisában (Levison és mtsai, 2008). Egy eredetileg excentrikus pályán keringő Neptunusz egy kaotikus, széles, átfedő rezonanciatartományokat hozott volna létre; ahogyan a pálya excentricitása csökkent, a rezo-



11.2. ábra. a) A mintánkban szereplő 109 Neptunuszon túli égitest és kentaur albedó-szín diagramja két fő csoportot mutat, az egyik sötét és semleges színű égitestekből áll (kék pontok, albedó  $\sim 0,05$  és  $S' \sim 10\%$ ), a másik fényes és vörös égitestekből (vörös pontok, albedó  $\sim 0,15$  és  $S' \sim 30\%$ ). A fekete pontok nagy bizonytalanságú vagy nem egyértelmű felszíni jellemzőkre utalnak. A nagyméretű égitestek (törpebolygók, zöld), illetve a Haumea-típusú felszínű égitestek (narancs) egy harmadik csoportot jelentnek, az ábra jobb alsó, fényes és semleges színű részén. Az albedó és szín hisztogramok az ábra felett, illetve annak jobb oldalán láthatóak (szürke színben). b) Az a) ábrán bemutatott albedó-szín diagram kétdimenziós sűrűségeloszlása (Gauss-kernel, 3% félértékszélesség).

nanciák egyre szűkebbé váltak, és magukkal vittek olyan égitesteket, amelyek éppen a megfelelő rezonáns helyeken fordultak elő. Míg az első esetben a külső rezonanciákban csak olyan égitesteket fordultak elő, amelyek 30 CSE-nél távolabb keletkeztek, addig a kaotikus rezonáns befogódás esetén olyan égitesteket is tartalmazhatnak, amelyek a Naphoz ennél közelebb keletkeztek.

A plutínók, szórt korong objektumok, belső és forró klasszikus Kuiper-öv égitestek, valamint a kentaurok a legtöbb elméletben egy széles keletkezéskori naptávolság-tartományból gyűjtöttek össze égitesteket (kb. 20 CSE-től a mai klasszikus Kuiper-övig, Petit és mtsai, 2011), és ezek a populációk fényes-vörös és sötét-semleges felszínű égitestek keverékét tartalmazzák. Ez megerősíti azo-



11.3. ábra. A fentebb bemutatott albedó-szín diagram a külső Naprendszer dinamikai csoportjaira bontva. A kontúrok az objektumok számsűrűségének felelnek meg a Herschel-minta alapján, normál eloszlást feltételezve.

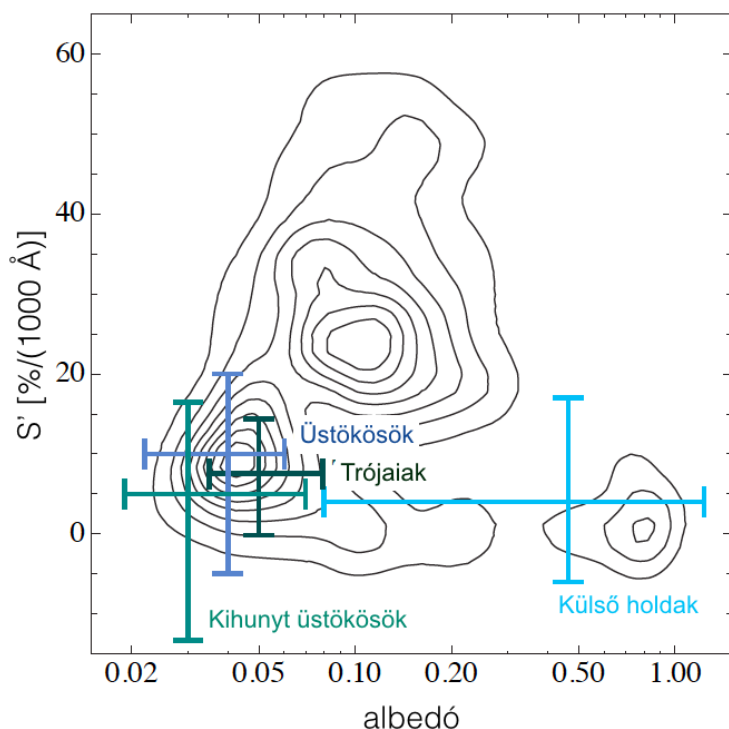
kat a korábbi eredményeket miszerint a dinamikailag gerjesztett populációk alapvetően kétféle felszínű égitestekből állnak (Fraser & Brown 2012; Bauer és mtsai, 2013). A klasszikus rezonancia-befogási forgatókönyvben a plutínók 26 CSE távolságról, vagy annál kijebből fogódhattak be, míg a szórt korongbeliek (Morbidelli és mtsai, 2004) és a forró klasszikusok (Gomes 2003) tartalmazhatnak olyan égitesteket is, amelyek 20-30 CSE távolságban keletkeztek, és a bolygórendszer instabilitási fázisában, illetve a Neptunusz migrációjakor szóródhattak ki a törmelékkorongból. A belső klasszikusok eredete bizonytalan, de elképzelhető, hogy ez a forró klasszikus populáció kiterjesztése (Kavelaars és mtsai, 2009), míg a kentaurok valószínűleg a fenti, dinamikailag gerjesztett populációkból származnak, emiatt azokhoz hasonló fizikai tulajdonságokat várunk tőlük (Volk & Malhotra 2008). A korábbi

próbálkozások, amelyek megpróbálták összefüggéseket találni a Neptunuszon túli égitestek felszíni tulajdonságai között legtöbbször széles sávú fotometriai adatokat használtak, amelyekből három fő eredmény született: (i) a Neptunuszon túli égitesteknek van a legváltozatosabb felszíne a Naprendszerben (Luu & Jewitt, 1996), (ii) a klasszikus Kuiper-övben található, alacsony excentricitású és alacsony inklinációjú égitestek felszíne a legvörösebb (a hideg klasszikus populáció, Tegler & Romanishin 2000), (iii) illetve hogy a kentaurok és a kisméretű, Neptunuszon túli gerjesztett égitestek semleges színű és nagyon vörös égitestek keverékei, úgy, hogy a két csoport között nincsen átmeneti szín (Peixinho és mtsai, 2003; Fraser & Brown, 2012; Peixinho és mtsai, 2012; Fraser és mtsai, 2014). Az egyik lehetséges magyarázat a különböző naptávolságnál keletkezett égitestek színében megfigyelhető kettősségre a felszíni illó anyagok naptávolság, és emiatt szublimációs hőmérséklet szerinti szétválasztódása (Brown és mtsai, 2011). Egy a Spitzer-űrtávcső adataiból származó kisebb és kevésbé pontos albedókat tartalmazó mintában Stansberry és mtsai (2008) utalást találtak arra, hogy összefüggés lehet az albedó és a szín (spektrálindeks) között. Egy jóval bonyolultabb főkomponens analízis tíz különböző csoportot azonosított a Neptunuszon túli égitestek között albedo és szín alapján, amiből öt vörös, és kompatibilis a mi fényes-vörös égitestjeinkkel, három a sötét-semleges felszínekkel, kettő pedig a legnagyobb égitestek (törpebolygók) csoportjával (Dalle Ore és mtsai, 2013). Az előző alfejezetben bemutatott analízisünk egy a fentieknél sokkal nagyobb mintát használt, jó minőségű albedóadatokkal, ezzel kiegészítve az égitestek színeit. A közvetlen eredmények mellett a két elkülönülő csoport azonosítása fontos lépés lehet a külső Naprendszer populációival kapcsolatos nyitott kérdések megválaszolásához is.

Például azok a próbálkozások, amelyek az inklináció és színekben meghatározott határok segítségével próbálták meg elkülöníteni a hideg és forró klasszikus Kuiper-öbéli égitesteket, nem jártak egyértelmű sikerrel (Peixinho és mtsai, 2008). Ebben a kevert populációban nehéz felfedezni a bennszülött hideg klasszikus populáció eredeti inklináció eloszlását. A mi hideg klasszikus mintánkban szereplő égitestek pályáinak részletes vizsgálata segíthet a két csoportot egymástól könnyebben és biztosabban elkülöníteni. Egy másik példa, hogy vajon a szórt korong populáció jelen pillanatban is folyamatosan újratermelődik-e valamilyen másik, gerjesztett populációból, vagy a bolygórendszer korai instabilitásának maradványa (Duncan & Levison, 1997). Az albedo-szín minta alapján a szórt korong égitestek nem hasonlítanak a plutínokra, vagy a forró klasszikusokra (98% valószínűséggel egy Kolmogorov–Szmirnov-teszt alapján), ami nyilvánvalóan arra enged következtetni, hogy a szórt korong nem ezekből a populációkból töltődik újra.

A külső Naprendszerben nincsen olyan populáció amelyik kizárólag sötét-semleges égitestekből állna. Ezzel szemben a Naphoz közelebbi égitestek szinte kizárólag sötét, semleges színű felszíneket mutatnak (11.4 ábra). A Jupiter család üstökösei (rövid periódusú üstökösök), amelyek a kentaurok végállapotai, valamint az Oort-felhő üstökösei is mind ilyen, sötét-semleges felszínűek. Ugyanez igaz a Jupiter trójái kisbolygóira (Fornasier és mtsai, 2007) és az üstökösszerű pályákon mozgó inaktív égitestekre, amikről azt gondoljuk, hogy alvó, vagy kihunyt üstökösök lehetnek (Jewitt, 2005). Az óriásbolygók holdjainak felszíne általában semleges színű, de a legnagyobb holdak gyakran igen fényes felszínűek. A fényes-vörös égitestek hiánya belső és átmeneti Naprendszer vidékein kétféleképpen magyarázható: ezek a populációk vagy egyáltalán nem tartalmaznak olyan égitesteket, amik a külső Naprendszerben keletkeztek, vagy a fényes-vörös anyag, amit bizonyos Neptunuszon túli égitest felszínén találunk, megsemmisül a Nap közelében (Jewitt, 2002). A fényes-vörös anyagot látjuk bizonyos kentaurok esetében, de nem látjuk a belőlük keletkező, Jupiter családba tartozó üstökösöknél, ami egyértelmű bizonyíték a második forgatókönyvre.

A fentiekben azt mutattuk meg albedó és színadatok alapján, hogy a külső Naprendszer bennszülött égitestjei kizárólag fényes-vörös felszínűek, ami arra utal, hogy létezett egy összetételbeli különbség a korai Naprendszer külső és belső vidéke között, mielőtt a dinamikai folyamatok összekeverték az eredetileg különböző helyeken keletkezett égitesteket bizonyos populációkban. Ugyanakkor elképzelhető, hogy a „bennszülöt” mintánkban (hideg klasszikusok, külső rezonáns és lecsatolódtott objektumok) a sötét-semleges égitestek hiányát azok alacsony albedójának (nagyobb méret ugyanolyan fényesség mellett) és egy meredek méreteloszlásnak az együttese okozza. A jelenlegi legjobb becslés a Neptunuszon túli égitestek luminozitási függvényére azt mutatja, hogy a nagyobb albedójú



11.4. ábra. A Naprendszer belső és átmeneti vidékén található kis égitestek populációinak albedói és színei az Neptunuszon túli égitestek által meghatározott kontúrok felett; a hibasávok közötti terület tartalmazza az egyes minták 95%-át. Az üstökösök a Jupiter család és az Oort-felhő üstökösöket foglalják magunkban, továbbá az ábrán megjelenítettük a Jupiter L4 és L5 trójai kisbolygóit, valamint az óriásbolygók holdjait is.

fényes-vörös égitestek kb. háromszor nagyobb valószínűséggel kerülnének bele a mintánkba, mint a sötét-semleges égitestek (Fraser és mtsai, 2014). Például annak a valószínűsége, hogy egyetlenegy sötét-semleges égitestet sem válogatunk bele a 12 elemű külső rezonáns mintánkba, feltételezve, hogy eredeti arányuk 3:1 és binomiális eloszlást követnek,  $p = 0,032$ . Tehát valóban elképzelhető, hogy nem kerültek be a mintánkba ilyen, egyébként létező égitestek. Ugyanakkor ha minden, kizárólag fényes-vörös égitestet tartalmazó populációt egy egésznek tekintünk (29 égitest), akkor a fenti valószínűség  $p = 2,4 \times 10^{-4}$ , ami jóval a szokásos 3-sigma küszöb alatt van. Érdeemes megjegyezni, hogy egy független vizsgálat szerint a 2:1-es rezonanciában vannak semleges színű égitestek (Sheppard, 2012). Ilyen égitest nincsen a mintánkban, de konzisztens lehet a mi sötét-semleges csoportunkkal, amelyből nem látunk égitesteket a külső rezonanciákban. Az adatainkból arra – sajnos – nem lehet következtetni, hogy a bolygókezdemények mint egészek összetétele különbözött-e, ha ezek a különböző keletkezési helyeken a különböző illó anyagok kondenzációs hőmérsékletének függvényében más és más anyagokat tudtak befogni, vagy csak a felszíni kémiában láthatjuk a különböző illó anyagok szublimációs hőmérsékleteinek hatását. Ennek eldöntéséhez Neptunuszon túli égitestek helyszíni méréseire van szükségünk, például a Rosetta, vagy a New Horizons misszió által.

## 12. fejezet

# Különleges kentaurok vizsgálata földi és űrtávcsövekkel

---

Kiss, Cs., Szabó, Gy., Horner, J., Conn, B.C., és mások., 2013, *A&A*, 555, A3  
Pál, A., Kiss, Cs., Horner, J., Szakáts, R., és mások., 2015, *A&A*, 583, A93

---

### 12.1. Extrém kentaurok

A kis égitestek szokásos klasszifikációja (pl. Gladman és mtsai, 2008) jól meghatározott zónákra osztja a Naprendszert, elsősorban az égitestek fél nagytengelye, másodsorban pedig egyéb pályaelemek, leginkább az inklináció alapján (l. 8.1 fejezet).

Az utóbbi években egy új objektumosztály kezdett megjelenni a Naprendszer égitestjeinek rendszerezésében, mivel jó néhány, nagyon elnyúlt és nagy inklinációjú pályákon mozgó égitest nem volt beilleszthető a szokásos rendszerezés osztályaiba (pl. Gladman és mtsai, 2008). Ezek olyan égitestek, amelyek üstökösökhöz hasonló pályán mozognak, de nem mutatnak aktivitást. Bizonyos égitesteket ezek közül az ún. damokloidok (Jewitt 2005) közé soroltak be. Ez utóbbi égitesteket a Jupiterhez viszonyított Tisserand-paraméterük alapján azonosították. A Tisserand-paraméter:

$$T_p = \frac{a_p}{a} + 2\sqrt{\frac{a}{a_p}(1 - e^2)} \cos i \quad (12.1)$$

ahol  $a$  és  $a_p$  az adott égitest és az aktuális nagybolygó fél nagytengelyei,  $e$  és  $i$  pedig az égitest pályájának excentricitása és inklinációja. A damokloidok esetében  $T_J < 2$ , hasonlóan az üstökösökhöz, és ezeknek az égitesteknek van a legsötétebb ismert felszínük a Naprendszerben, emiatt kihúnyt üstökösöknek is tartják ezeket. Egy másik, átfedő csoport a nagy inklinációjú és nagy perihélium távolságú kentaurok (HIHQ kentaurok, Brassier és mtsai, 2012), amelyek közül korábban csak néhányat azonosítottak, név szerint a 2002 XU<sub>93</sub>-t, a 2008 KV<sub>42</sub>-t és a 2010 WG<sub>9</sub>-et. A HIHQ kentaurok dinamikai vizsgálata azt mutatja, hogy ezek eredete valószínűleg az Oort-felhőben van (Emel'yanenko és mtsai, 2005; Brassier és mtsai, 2012), hasonlóan a többi nagy excentricitású pályán, üstökösszerű aktivitás nélkül keringő, extrém égitesthez. Ezek közé tartozik az alább bemutatandó 2012 DR<sub>30</sub> és 2013 AZ<sub>60</sub> is.

Bár az extrém kentaurok kutatása nagyon fiatal terület, az már ma is nyilvánvalóan látható, hogy az ehhez a csoporthoz tartozó égitestek nagyon sok információt hordoznak a Naprendszer dinamikai és fizikai fejlődésére vonatkozóan.

Napier (2015) nemrégiben bizonyítékot talált arra, hogy a Földön található, 500 millió évesnél nem öregebb, pontosan ismert korú becsapódási kráterek életkoraiiban jól meghatározott csoportosulások figyelhetők meg. Ezeknek az eseményeknek a gyakorisága és nagysága nem magyarázható egy széteső aszteroidához köthető sorozatos becsapódásokkal, sem pedig egy Oort-felhőből származó üstökökkel,

de konzisztens egy olyan, földközeli pályán mozgó óriás üstökös szétesésével, amely a kentauro populációból került erre a pályára. Geológiai időskálákon egy ilyen üstökösnek a szétesése két-három nagyságrenddel megnöveli a földpálya környéki törmelék mennyiségét, ami több, ismételt bombázási periódushoz vezet a földfelszínen. A földtörténet legnagyobb becsapódási eseményei is inkább ilyen széteső kentaurokhoz köthetőek, mintsem földsúroló kisbolygókhoz. Pl. a Sarabat üstökös (C/1729 P1) 1729-ben hat hónapon keresztül maradt szabad szemmel látható, és a valaha megfigyelt legnagyobb abszolút fényességű ( $H_V \approx -3!$ ), és így a legnagyobb méretű ( $>100$  km) üstökös lehetett. A hozzávetőleges számítások szerint kb. 4 CSE-re közelítette meg a napot, a feltételezett pálya alapján ez az üstökös is az extrém kentaurok közé tartozhatott.

Shannon és mtsai (2015) megmutatták, hogy az Oort-felhőben található objektumok kb. 4%-a valószínűleg 2,5 CSE naptávolságon belül kellett, hogy keletkezzen, így ezeknek jégmentes, kőzetvas tartalmú kisbolygóknak kellene lenniük. A mai Naprendszerben ezeket a kisbolygókat a nagy inklinációjú kentauropopulációban találhatjuk meg – ilyen égitestek felfedezésének nagy jelentősége lenne, mert információt szolgáltatnának a protoplanetáris korong összetételéről a bolygókeletkezés időszakában.

Az utóbbi időben egyre több olyan égitestet találtak, amelyek a jelenleg ismert Naprendszer szélén, az Oort-felhő belső határán keringenek – ezek legismertebb képviselői a Sedna és a 2012 VP<sub>113</sub>. Úgy tűnik, ezeknek az égitesteknek a pályáját egy távoli, nagy tömeg perturbálja – a feltételezések szerint a Naprendszer kilencedik bolygója, valahol kb. 250 CSE távolságban (Trujillo & Sheppard, 2014; Batygin & Brown, 2016). Mint ahogyan azt nemrégiben megmutatták (Gomes és mtsai, 2015), az extrém kentaurok pályái hasonlóan jó indikátorai lehetnek egy ilyen távoli perturbáló tömegnek.

## 12.2. 2012 DR<sub>30</sub>

### 12.2.1. Bevezetés

A 2012DR<sub>30</sub>-at Siding Spring Survey<sup>1</sup> fedezte fel 2012 február 26-án, röviddel a felfedezés után az is kiderült, hogy 2012 DR<sub>30</sub>-at korábban már azonosították 2009 FW<sub>54</sub>-ként, de további mérések hiányában az objektumot elvesztették. Ennek az azonosításnak köszönhetően viszonylag nagy pontossággal sikerült meghatározni az égitest pályáját 142 mérés alapján, 2008 februárja és 2012 áprilisa között. A pálya nagyon különleges, fél nagytengelye  $a = 1109$  CSE, excentricitása  $e = 0,9869$ , inklinációja pedig  $i = 78^\circ 00'$ . Az égitest 2012-ben a harminchétezer éves pályájának napközelpontja körül mozgott ( $q = 14,54$  CSE).

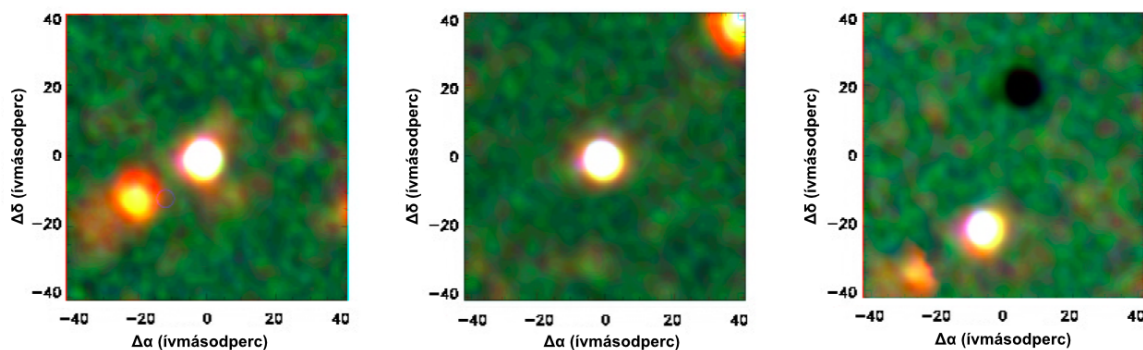
A Gladman és mtsai (2008) klasszifikáció szerint 2012 DR<sub>30</sub> szórt korongbeli objektum lenne. Ez a klasszifikációs séma azonban elsősorban Neptunuszon túli égitestekre készült, és nem a Naprendszer belsőbb részeiben mozgó égitestekre. Brassier és mtsai (2012) a 2012 DR<sub>30</sub>-hoz hasonló pályán mozgó égitesteket nagy inklinációjú kentaurokként kezelik, amelyek valószínűleg az Oort-felhőből származnak, és nem a Neptunuszon túli vidékről (l. még Emeljanenkó és mtsai, 2005), és mint azt már korábban említettük, a 2012 DR<sub>30</sub> előtt mindössze három égitestek kategorizáltak nagy inklinációjú kentaurokként (2002 XU<sub>93</sub>-at, 2008 KV<sub>42</sub>, 2010 WG<sub>9</sub>-et).

Ha figyelembe vesszük a 2012 DR<sub>30</sub> pályájának nagy excentricitását és inklinációját, akkor akár távoli napközelpontú, hosszú periódusú üstökösként is osztályozhatjuk, hiszen pályája leginkább ezen égitestekére hasonlít. A Gladman és mtsai osztályozása szerint ez az égitest nem üstökösszerű pályán mozog, mert napközelpontja távolabbi, mint 7,35 CSE. Ugyanakkor sok, kentaurokhoz hasonló pályán mozgó égitestet kategorizáltak üstökösként a felfedezésük megfigyelhető aktivitás miatt – ez mindeddig a 2012 DR<sub>30</sub> esetében nem volt észlelhető.

Bár a 2012 DR<sub>30</sub> pályája nagyon hasonló a hosszú periódusú üstökösökhöz, egy kb. 1000 CSE naptávolságú égitest túlságosan kötött a Naphoz ahhoz, hogy a Tejútrendszer perturbáló hatása, vagy a közelben elhaladó csillagok gravitációs tere számottevően módosítsa a pályáját – ezeknek inkább 10000 CSE távolságban, vagy ennél messzebb lehet jelentős szerepük. Legvalószínűbb, hogy

<sup>1</sup><http://www.mso.anu.edu.au/~rnm/index.htm>





12.1. ábra. A 2012 DR<sub>30</sub> Herschel/PACS kamera 70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -es megfigyelései alapján készült hamis színes képe. A bal oldali és a középső kép az első és második megfigyelés egyedi képeiből készült, a jobb oldali kép a dupla-differenciális (kombinált) hamis színes kép.

az ilyen égitestek pályáját a nagybolygókkal történő véletlen megközelítések befolyásolják leginkább – a Naprendszer belsejében történő tartózkodásuk idején a nagybolygókkal történő találkozások miatt egyre hosszabb periódusú pályákra szóródnak, vagy akár végleg el is hagyják a Naprendszert (Horner és mtsai, 2004a,b). Ez a forgatókönyv jóval valószínűbb az ekliptika közelében mozgó, viszonylag kis inklinációjú égitestekre. Ugyanakkor a nagy inklinációjúak esetében sokkal valószínűbb, hogy az Oort-felhőben a Tejútrendszer perturbáló hatása, vagy a közeli csillagok miatt lassan változó pályákról kerülnek a Naprendszer belsejébe (Wiegert & Tremaine, 1999; Dones és mtsai, 2004; Rickman és mtsai, 2008). Ez utóbbi mechanizmus sikeresen meg tudja magyarázni azoknak a hosszú periódusú üstökösök észlelt eloszlását, amelyek napközelpontja 5-10 CSE távolságban van, de kihívásokkal küszködik a nagy inklinációjú kentaurok esetében (l. Brassier és mtsai, 2012).

### 12.2.2. Megfigyelések

A 2012 DR<sub>30</sub>-at a termális infravörös hullámhosszakon a Herschel-űrtávcső PACS kamerájával figyeltük meg 2012. május 25–27-én egy DDT távcsőidő keretében, két alkalommal, mindkét megfigyelésnél ugyanazt a standard, „TNOs are Cool!” programnál használt szűrőszekvenicát használva (l. a 9. fejezetet). A mérések kiértékelése is a standard, 9. fejezetben leírt módon zajlott. Néhány nappal a PACS mérések után megfigyeltük a 2012 DR<sub>30</sub>-at a MPG/ESO 2,2m-es távcsővével is (La Silla, Chile), ugyancsak DDT idő keretében, vizuális tartománybeli többszín-fotometria céljából. Ugyancsak ezeket a méréseket használtuk a későbbiekben a 2012 DR<sub>30</sub> abszolút fényességének meghatározására. A WISE kereső szolgáltatása és a Minor Planet Centre szerint a 2012 DR<sub>30</sub>-at a WISE űrtávcső nem figyelte meg, ami nem meglepő, hiszen abban az időben ez az objektum még nem is volt ismert, és a fővi kisbolygókhöz képest nagyon lassan is mozgott ( $1\text{--}5''\text{ h}^{-1}$ ). A pálya ismeretében azonban visszakereshető volt, hogy a WISE-források közül azonosítható-e valamelyik a 2012 DR<sub>30</sub>-al – a J103104.77+005635.9 forrás kétségkívül megfelelhetett a 2012 DR<sub>30</sub>-nak, így a PACS 70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -es fluxusok mellett a WISE W3 és W4 sávjában ( $\sim 11$  &  $22\ \mu\text{m}$ ) is meghatározható volt az égitest termális fluxusa.

Az összes megfigyelés és adatkiértékelés részletes leírása megtalálható a Kiss és mtsai (2013) cikkben. Az eredményként kapott fluxusokat és fényességeket a 12.1 és a 12.2 táblázatok tartalmazzák.

### 12.2.3. Fáziskorrekció, színek, abszolút fényesség

Az MPG/ESO 2,2 m-es távcső mérései, valamint a Minor Planet Centre adatbázisában található 66 adatpont alapján határoztuk meg a 2012 DR<sub>30</sub> abszolút fényességét. Ezek az adatpontok a  $1^\circ 0 < \alpha < 3^\circ 7$  fázisszög-tartományt fedték le, így egy lineáris fáziskorrekció is meghatározható volt,

Műszer	Sáv/Hullámhossz ( $\mu\text{m}$ )	$C_\lambda$	$r_{\text{korrr}}$	$r_{\text{kal}}$	$F_m$ (mJy)	$F_i$ (mJy)
WISE (W3)	11,6 $\mu\text{m}$	2,35 $\pm$ 0,24	1,17	0,10	1,29 $\pm$ 0,26	0,64 $\pm$ 0,16
WISE (W4)	22,1 $\mu\text{m}$	1,00 $\pm$ 0,01	0,91	0,10	34,50 $\pm$ 5,10	31,4 $\pm$ 5,6
Herschel/PACS	70 $\mu\text{m}$	0,99 $\pm$ 0,02	1,00	0,05	88,56 $\pm$ 0,62	89,45 $\pm$ 3,29
Herschel/PACS	100 $\mu\text{m}$	1,01 $\pm$ 0,02	1,00	0,05	62,40 $\pm$ 0,91	61,78 $\pm$ 2,39
Herschel/PACS	160 $\mu\text{m}$	1,045 $\pm$ 0,020	1,00	0,05	34,48 $\pm$ 1,13	33,00 $\pm$ 2,07

12.1. táblázat. A 2012DR<sub>30</sub> termális modellezéshez használt fluxusok. A táblázat oszlopai a következők: (1) Műszer; (2) sáv vagy nominális hullámhossz; (3) színkorrekció; (4) fluxuskorrekció; (5) abszolút kalibrációs bizonytalanság; (6) mért fluxus; (7) a termális modellezéshez használt monokromatikus fluxus.. A bemenő fluxusokból a modellezéshez használt fluxus az  $F_{\lambda,cc} = r_{\text{korrr}} \cdot F_\lambda \cdot C_\lambda^{-1}$  összefüggés segítségével számítottuk ki.

ami  $\beta = 0,137 \pm 0,089$  mag fok<sup>-1</sup>-nek adódott. Minden MPC adatponthoz egy 0<sup>m</sup>3 hibát rendeltünk, ami a tipikus hiba az MPC és egy megfelelően kalibrált fotometria között (Romanishin & Tegler, 2005; Benecchi et al., 2011). Az MPG/ESO 2,2m-es távcső mérései alapján kapott fényességeket és színeket a 12.2 táblázat tartalmazza. A V-sávbeli mérések, a fáziskorrekció és a megfigyelési geometria alapján ( $r = 14,678$  CSE,  $\Delta = 14.70$  CSE és  $\alpha = 3^\circ 952$ ) a 2012DR<sub>30</sub> abszolút fényessége a V sávban  $H_V = 7^m 04 \pm 0^m 35$ .

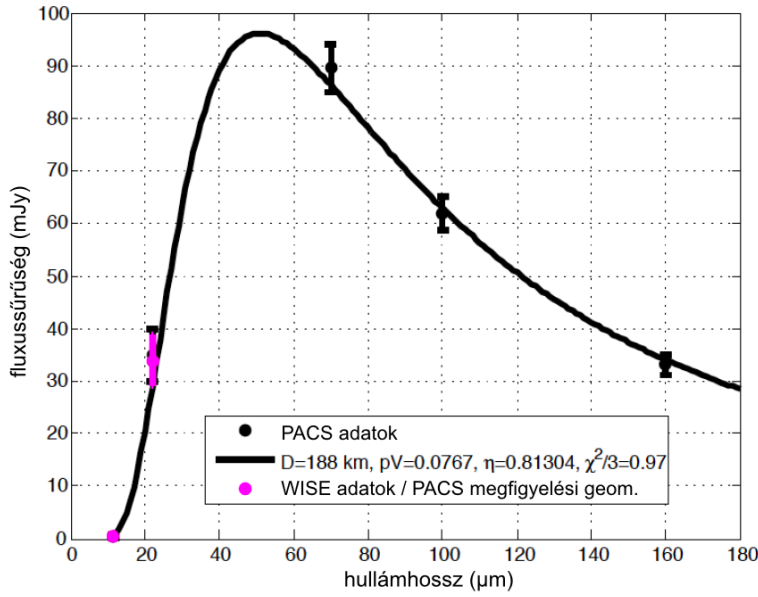
Sáv / Szín	Fényesség (mag)	Bizonytalanság (mag)
B	19,901	0,030
V	19,254	0,023
R	18,691	0,025
I	18,269	0,026
Z	18,900	0,075
B-V	0,647	0,038
V-R	0,563	0,034
R-I	0,422	0,036
B-I	1,632	0,040

12.2. táblázat. A 2012DR<sub>30</sub> megfigyelt fényességei és színei.

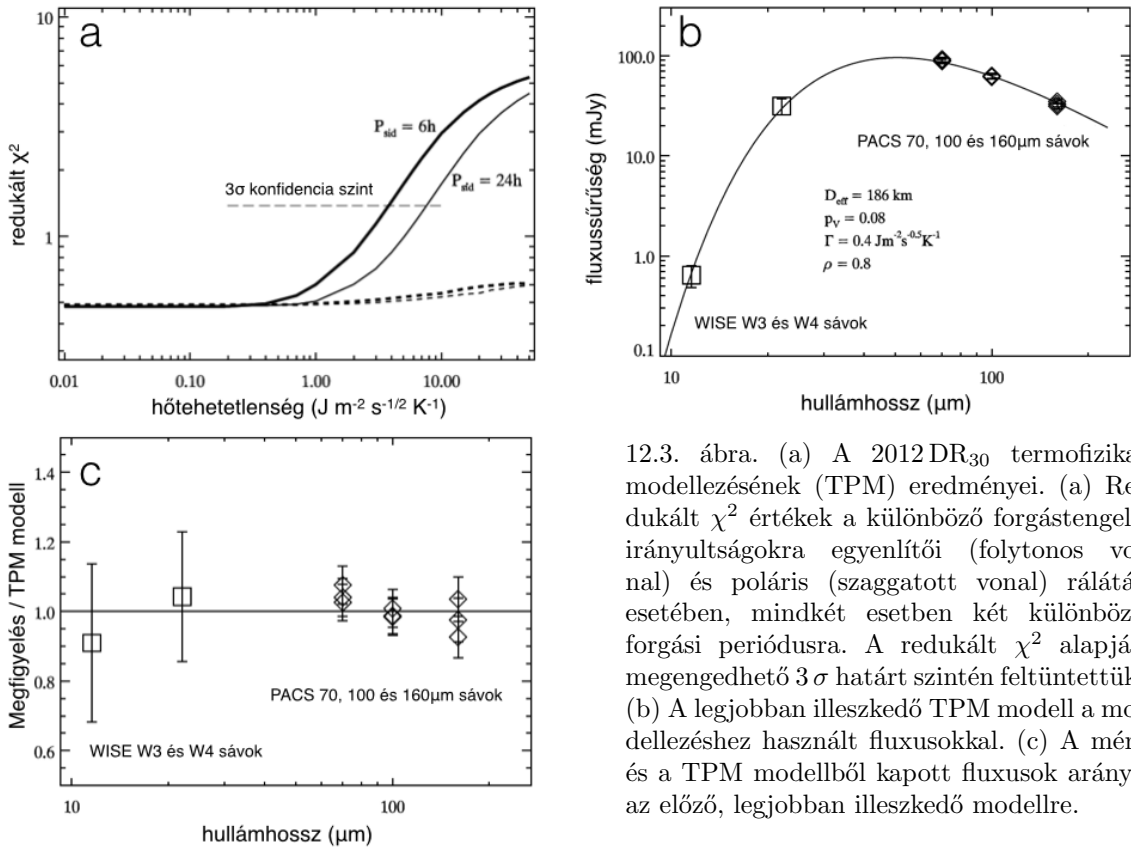
#### 12.2.4. A termális emisszió modellezése

A termális emisszió modellezésénél először a NEATM modellt (Harris, 1998) használtuk, ahol az effektív átmérő és az albedó mellett a nyalábparaméter is szabadon változtathatónak tekintettük, és a legjobban illeszkedő modellt a szokásos redukált  $\chi^2$  módszerrel határoztuk meg. Kétféle modellt készítettünk, az egyiknél csak a Herschel/PACS 70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -es fluxusokat vettük figyelembe, míg a másik esetben a WISE 11 és 22  $\mu\text{m}$ -es fluxusokat is, a legjobban illeszkedő modell eredményei a 12.2 ábrán láthatóak. A csak PACS fluxusokat felhasználó esetben a 2012DR<sub>30</sub>-ra  $D_{\text{eff}} = 173 \pm 17$  km,  $p_V = 9,1_{-2,7}^{+4,4}\%$  and  $\eta = 0,57_{-0,21}^{+0,28}$  adódott. A PACS fluxusok mellett a WISE adatokat is felhasználva  $D_{\text{eff}} = 188,0 \pm 9,4$  km,  $p_V = 7,6_{-2,5}^{+3,1}\%$  and  $\eta = 0,813_{-0,062}^{+0,074}$  adódott a NEATM modell paramétereire.

Az  $\eta$  paraméter alacsony értéke nagyon közel van ahhoz a kanonikus értékhez, amit a fővi kisbolygóknál látunk, és ami általában durva, erősen kráterezett felszínre utal, és jelentősen különbözik attól a  $\eta = 1,20 \pm 0,35$  átlagos értéktől, amit általában a Neptunuszon túli objektumoknál találunk (Stansberry és mtsai, 2008; Lellouch és mtsai, 2013). Megemlítendő ugyanakkor, hogy a Neptunuszon túli objektumok nagy változatosságot mutatnak az  $\eta$  tekintetében. A legutóbbi eredmények szerint  $\eta = 1,11 \pm 0,15$  a plutónókra (Mommert és mtsai, 2012),  $\eta = 1,14 \pm 0,15$  a szórt korongbeli objektumokra (Santos-Sanz és mtsai, 2012) és  $\eta = 1,47 \pm 0,43$  a klasszikus Kuiper-öv égitestjeire for (Vilenius és mtsai, 2012). Bár a kentaurok nyalábparaméterei általában nagyon hasonlóak a Neptunuszon túli



12.2. ábra. A legjobban illeszkedő NEATM modell, a Herschel/PACS és a WISE 11 és 22  $\mu\text{m}$ -es fluxusok felhasználásával.



12.3. ábra. (a) A 2012DR<sub>30</sub> termofizikai modellezésének (TPM) eredményei. (a) Redukált  $\chi^2$  értékek a különböző forgástengely irányultságokra egyenlítői (folytonos vonal) és poláris (szaggatott vonal) rálátás esetében, mindkét esetben két különböző forgási periódusra. A redukált  $\chi^2$  alapján megengedhető  $3\sigma$  határt szintén feltüntettük. (b) A legjobban illeszkedő TPM modell a modellezéshez használt fluxusokkal. (c) A mért és a TPM modellből kapott fluxusok aránya az előző, legjobban illeszkedő modellre.

égitesteknél láthatóhoz ( $\eta = 1,12 \pm 0,38$ , Lellouch és mtsai, 2013), néhány kentaur esetében ez az érték nagyon közel van a 2012DR<sub>30</sub>-éhoz, és találunk annál lényegesen alacsonyabbakat is ( $\eta \approx 0,4$ ).

A NEATM modell mellett a termofizikai modellt (TPM, Müller & Lagerros, 1998, 2002, és az abban található referenciák, valamint a 8.2 fejezet) is felhasználtuk, hogy meghatározzuk a 2012DR<sub>30</sub>

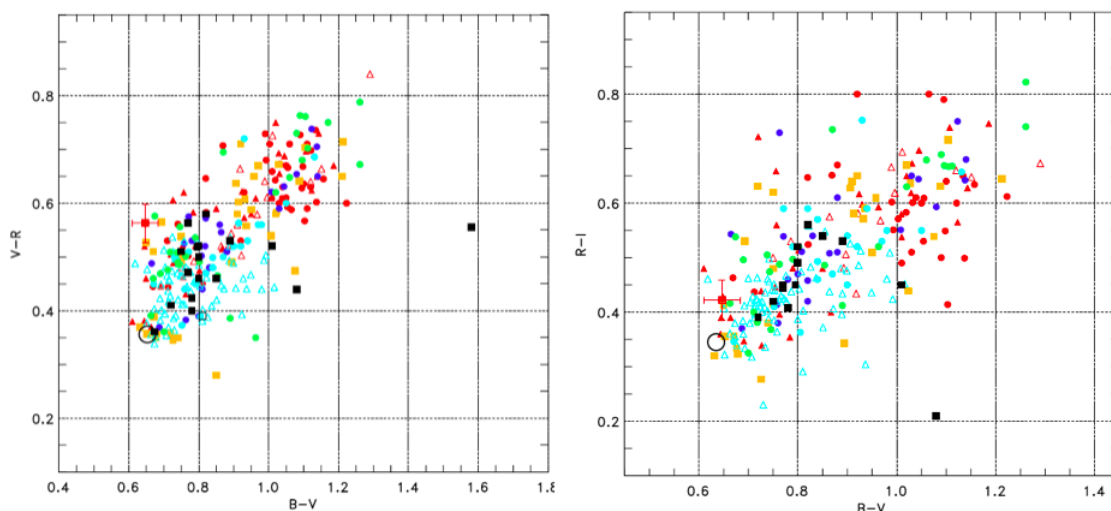
fizikai jellemzőit (az itt alkalmazott modell leírása megtalálható a Müller és mtsai, 2010, cikkben). Mivel a 2012 DR<sub>30</sub> elég fényes volt a Herschel/PACS hullámhosszakon, és jó jel/zaj arányú fotometriát kaptunk minden hullámhosszon az egyedi mérésekből is, ezért ezeket ebben a formában használtuk fel a TPM modellben, hiszen a két megfigyelés fluxusainak eltérése az égitest forgásának következménye is lehet. Sajnos a 2012 DR<sub>30</sub> forgási periódusa nem ismert. Az eredmények (12.3 ábra) azt mutatják, hogy az égitestnek alacsony a hőtehetetlensége, ami  $\Gamma < 4 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ , ha  $P_{\text{sid}} = 6 \text{ h}$  forgási periódust tételezünk fel, illetve  $\Gamma < 9 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ ,  $P_{\text{sid}} = 24 \text{ h}$  periódus esetén. Az alacsony hőtehetetlenséggel kompatibilis az az eset, amikor a rálátás poláris, ebben az esetben nem tudunk megszorítást adni a hőtehetetlenségre. A legtöbb ismert Neptunuszon túli égitest forgási periódusa a fenti két forgási periódus közé esik, emiatt az aktuális forgási periódusnak valószínűleg kicsi a jelentősége a 2012 DR<sub>30</sub> esetében. Az alacsony felületi érdesség (sima felszín) feltételezése nem kompatibilis a megfigyelt fluxusokkal, mint ahogyan azt NEATM modell esetében (alacsony  $\eta$ ) is láttuk. A lehetséges mérettartomány 183 - 198 km, azzal a megszorítással, hogy öt adatpont esetén a megengedhető maximális redukált  $\chi^2$  érték  $\chi_r^2 = 1,38$ . A fenti méretekhez tartozó geometriai albedó tartománya  $p_V = 0,060 - 0,085$ , ha  $\pm 0^m,1$  hibát engedünk meg az abszolút magnitúdóban. A teljes  $\pm 0^m,35$  hiba figyelembevételével ez  $p_V = 0,055 - 0,111$  tartományra módosul. Egyenlítői rálátás esetén a legjobban illeszkedő TPM megoldáshoz  $\Gamma = 0,4 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ , nagy felületi érdesség ( $\rho = 0,8$ ),  $D = 184,1 \text{ km}$  és  $p_V = 0,078$  adódik, amihez  $\chi_r^2 = 0,58$  redukált  $\chi^2$  érték tartozik. Poláris rálátás esetén a legjobban illeszkedő redukált  $\chi^2$  értékek még ennél is alacsonyabbak, amihez  $D = 183 - 186 \text{ km}$  és  $p_V = 0,070 - 0,085$  tartozik, a hőtehetetlenségre ebben az esetben nem tudunk megszorítást adni.

### 12.2.5. Színek és reflektanciaspektrum

A 2012 DR<sub>30</sub> színeit összehasonlítottuk más, az MBOSS2 adatbázisban (Hainaut és mtsai, 2012) található égitestek színeivel (12.4 ábra). A 2012 DR<sub>30</sub> kéknek számít, ha a B-V színeit tekintjük (közel a Nap színéhez), de az R-V és R-I színekben a populáció átlag körüli értékek adódtak. Ha a színeket csak a kentaurokéhoz hasonlítjuk, akkor a 2012 DR<sub>30</sub> B-V színe sokkal alacsonyabb, mint bármely, az MBOSS adatbázisban található objektumé (zöld teli körök a 12.4 ábrán). A többi színben a 2012 DR<sub>30</sub> közel van a kentaur populáció kék széléhez.

Mivel dinamikailag a 2012 DR<sub>30</sub> a damokloidokra hasonlít, ezekkel is összehasonlítottuk a 2012 DR<sub>30</sub> színeit (12.5 ábra). Míg a damokloidok láthatóan jól követik a Neptunuszon túli színosztályok trendjét (kék szaggatott vonal az ábrán), a 2012 DR<sub>30</sub> színei ettől különbözőek. Összehasonlításképpen felrajzoltuk az S- és V-típusú aszteroidák jellemző színeit is – a 2012 DR<sub>30</sub> nyilvánvalóan különbözik az S-típustól, de közel van a V-típus színeihez (zöld és narancssárga szimbólumok).

Az MPG/ESO 2.2 m mérések eredményeinek felhasználásával meghatároztuk a 2012 DR<sub>30</sub> normalizált reflektanciaspektrumát is, amit a vörös görbe szimbolizál a 12.5 jobb oldali alábráján. A legfeltűnőbb jellegzetesség az erős Z-sávbeli abszorpció, ami nem jellemző egyetlen TNO osztályra sem. Bizonyos égitestek, amelyeknek metán található a felszínén, mutatnak ilyen abszorpciót a 890 nm-es CH<sub>4</sub> vonal miatt, de ezek nagy, és nagyon magas albedójú égitestek, mint pl. az Eris vagy a Makemake (Alvarez-Candal és mtsai, 2011; Brown és mtsai, 2007) – ezek reflektanciáját szintén feltüntettük az ábrán. Mivel a 2012 DR<sub>30</sub> albedója mindössze kb. 8 százalék, ezért nagyon nehezen lehetne olyan felszíni összetételt találni, ami metán segítségével reprodukálni tudná a megfigyeltet, hiszen már kis mennyiségű metán is jelentősen megnövelné az albedót. Ugyanakkor a Z-sávbeli abszorpció könnyen előállítható, ha annak az oka olivin vagy piroxén, amik erős abszorpciót mutatnak 1  $\mu\text{m}$  körül, mint pl. az S- és V-típusú kisbolygók esetében. A 2012 DR<sub>30</sub> Z-sávbeli abszorpciójának mélységét figyelembe véve az leginkább a V-típusú kisbolygókéhoz hasonlít, de ezek spektrális meredeksége jelentősen különbözik a 2012 DR<sub>30</sub>-étől rövidebb hullámhosszakon. Ezt azonban befolyásolhatják egyéb hatások, pl. az űridőjárás is (Hiroi & Sasaki, 2012; Binzel és mtsai, 2004). Az A-típusú kisbolygóknak ugyan csak hasonló reflektanciaspektruma van az olivin miatt (DeMeo és mtsai, 2009).



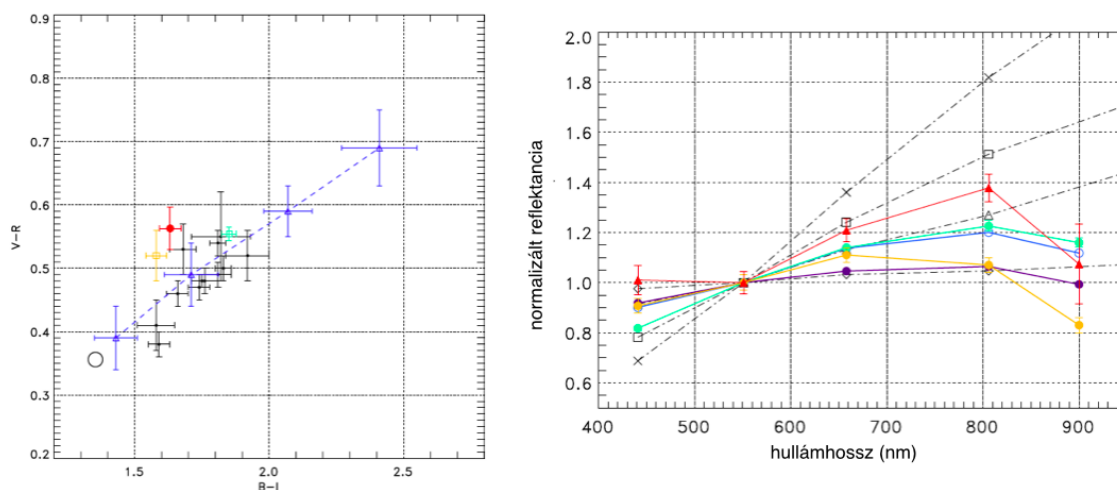
12.4. ábra. A 2012DR<sub>30</sub> és az MBOSS2 adatbázisban (Hainaut és mtsai, 2012) található égitestek vizuális tartománybeli színei. A bal oldalon a B–V – V–R, a jobb oldalon a B–V – R–I színek láthatóak. A szimbólumok különböző dinamikai osztályokba tartozó égitesteknek felelnek meg: (1) vörös kitöltött háromszög: plutínók; (2) vörös nyitott háromszög: más rezonáns objektumok; (3) vörös kitöltött körök: hideg klasszikusok; (4) narancssárga kitöltött négyzet: forró klasszikusok; (5) sárga kitöltött négyzet: egyéb klasszikusok; (6) sötétkék kitöltött körök: szórt korongbeli objektumok; (7) világoskék kitöltött körök: lecsatolódt objektumok; (8) világoskék nyitott háromszögek: Jupiter trójai kisbolygók; (9) zöld kitöltött körök: kentaurok; (10) fekete kitöltött négyzetek: rövid periódusú üstökösök; (11) fekete nyitott négyzetek: hosszú periódusú üstökösök. A nagy fekete nyitott kör a Nap színeit képviseli (Ramirez és mtsai, 2012).

### 12.2.6. A 2012 DR<sub>30</sub> dinamikája

A 2012DR<sub>30</sub> dinamikai tulajdonságainak vizsgálatához a MERCURY dinamikai n-test csomag Hybrid integrátorát használtuk fel (Chambers, 1999). Ennek segítségével követtük a pálya fejlődését a nagybolygók (Jupiter, Szaturnusz, Uránusz, Neptunusz) gravitációs hatásának figyelembe vételével, négy milliárd éven keresztül. Horner és mtsai (2004a,b, 2012a,b) és Horner & Lykawka (2010) munkáit követve  $45 \times 45 \times 45 = 91125$  próbatestet vettünk figyelembe, amelyeket egyenletesen osztottunk el a 2012 DR<sub>30</sub> legjobban illeszkedő pályaelemei körüli  $\pm 3\sigma$  excentricitás, inklináció és perihéliumtávolság intervallumban. Ezután minden ilyen próbatest addig követtünk, amíg az nem távozott a rendszerből, azaz nem ütközött a Nappal, vagy valamelyik óriásbolygóval, vagy nem lökődött ki 10000 CSE-nél nagyobb távolságra.

Az eredmények alapján a 2012 DR<sub>30</sub> viszonylag instabil pályán mozog (12.6 és 12.7 ábrák): a túlélő klónok száma közel exponenciálisan csökken az integrációs idővel, a klónpopuláció fele az első 75,5 millió évben távozik a rendszerből. Mindössze 16 próbatest (0,0176%) élte túl a teljes 4 milliárd éves integrációt. Ez az instabilitás lényegében független a kezdeti választott pályaelemektől ( $q$ ,  $e$ ,  $i$ ), ami leginkább a pálya viszonylag pontos ismeretének tudható be. Ez azt is mutatja, hogy az így kapott eredmények reprezentatívak, nem úgy, mint pl. a 2008 LC<sub>18</sub> esetében (Horner és mtsai, 2012a), ahol az eredmények nagyban függtek a kezdeti feltételektől.

Az itt felállított dinamikai adatbázis alapján meghatározható az is, hogy a 2012 DR<sub>30</sub> milyen valószínűséggel válik földpálya-metszővé, illetve, hogy mennyi időt tölthet el adott naptávolságon belül (12.8 ábra). Mivel a dinamikai fejlődés csak a gravitációt figyelembe véve időben megfordítható, az is meghatározható, hogy a 2012 DR<sub>30</sub> milyen valószínűséggel járt a múltban ilyen pályákon, és hogy mennyi időt tölthetett el a Nap közelében. Az összes klónt figyelembe véve a klónok átlagos

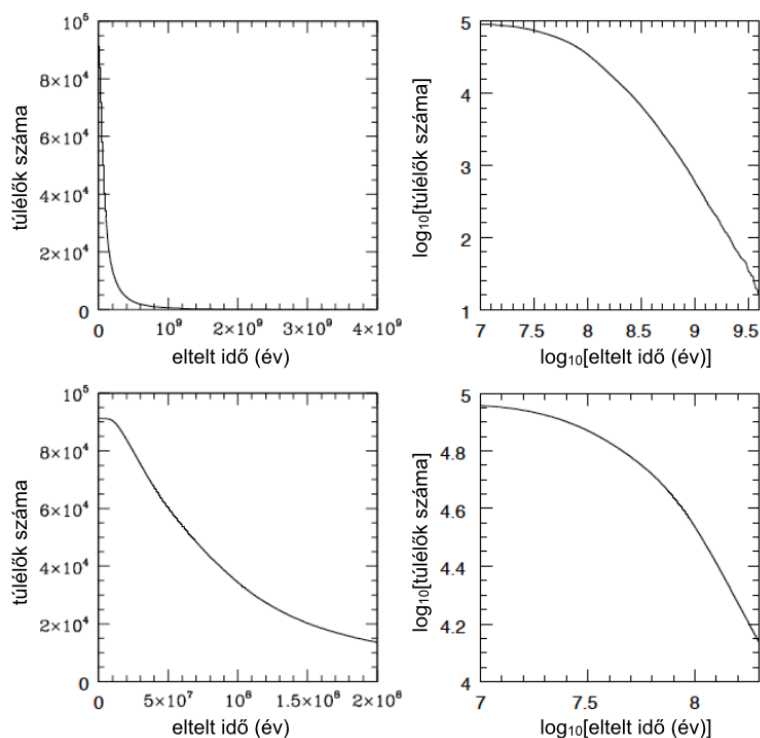


12.5. ábra. *Bal oldalon:* A 2012 DR<sub>30</sub> (vörös kitöltött kör hibahatárokkal) és néhány reprezentatív objektumcsoport (B-I) – (V-R) színei. A fekete pontok a damokloidok (Jewitt 2005); a kék háromszögek a hibahatárokkal megfelelnek a BB, BR, RI és RR osztályok színeinek (Perna és mtsai, 2010), a bal alsó – jobb felső irányban. A zöld és narancssárga pontok az olivintartalmú S- és V-típusú kisbolygók átlagos színeit mutatják (Chapman és mtsai, 1993). A nagy fekete nyitott kör a Nap színeit mutatja (Ramirez és mtsai, 2012). *Jobb oldalon:* A 2012 DR<sub>30</sub> normalizált reflektivitása (vörös görbe), összehasonlítva a Neptunuszon túli égitestek egyéb, BB, BR, RI és RR színosztályaival (szaggatott-pontozott görbék letről felfelé, Perna és mtsai, 2010), valamint az Eris (lila görbe, Alvarez-Candal és mtsai, 2011) és a Makemake (barna görbe, Brown és mtsai, 2007) törpebolygókkal. Az S- és V-típusú aszteroidák (zöld és narancssárga görbék, Chapman és mtsai, 1993 és Galley és mtsai, 1993) reflektivitásgörbéit szintén feltüntettük. A Z-sávnál látható csökkenés nem jellemző a Neptunuszon túli (BB...RI) osztályoknál, de megtalálható vörösödött, olivintartalmú felszínek esetében.

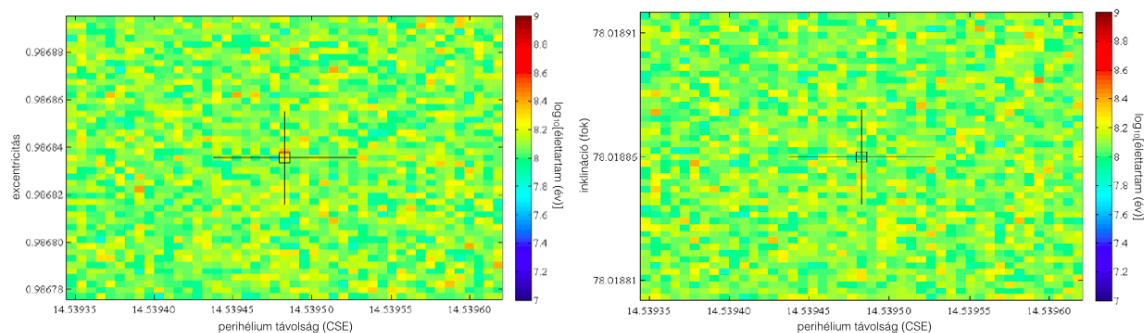
élettartama 124,26 millió év, amik evolúciójuk során úgy szóródtak, hogy 10808 vált földpályametszővé, de általában csak egy nagyon rövid időre. Mindössze a klónok harmada került olyan pályákra, amelyeken aztán a Jupiter határozta meg a mozgásukat (6 CSE-n belül), hasonlóan az átlagos kentaurokhoz (Horner, 2004a,b). A teljes mintát alapul véve az átlagos idő, amit a klónok 1 CSE-en belül töltenek mindössze 1,5 év (az átlagos élettartamuk  $1,2 \cdot 10^{-6}$  %-a), 10 CSE-en belül 4400 év ( $\sim 3,6 \cdot 10^{-3}$  %), 100 CSE-en belül pedig  $\sim 3,3$  millió év ( $\sim 2,7$  %). Bár az átlagos 100 CSE-en belül eltöltött idő 3,3 millió év, ehhez a hozzájárulást viszonylag kevés olyan klón adja, amelyek hosszú életű pályákra fogódnak be 100 CSE-nél kisebb naptávolságokon. A medián időtartam, amit egy klón 100 CSE-en belül tölt el, mindössze 18,8 ezer év, a túlélő klónok egy része ezer évnél is kevesebbet töltött el ebben a távolságban.

### 12.2.7. A 2012 DR<sub>30</sub> eredete

Ahogy azt fentebb láttuk, a 890 nm-es metánsáv meg tudná magyarázni a 2012 DR<sub>30</sub>-nál észlelt Z-sávbéli abszorpciót, amit azonban az égitest alacsony albedója nem támogat. Egy ekkora égitest esetében a metán illékonysági határa is mintegy 100 CSE-re van (Brown, 2011), és bár a 2012 DR<sub>30</sub> életének nagy részét ennél nagyobb heliocentrikus távolságoknál tölti, a napközeli (<100 CSE) időszakokban a metán szökési rátája olyan nagy, hogy még ezer évig sem tudna jelentős mennyiségben molekulákat megtartani a felszínen, sem a Jeans-, sem a hidrodinamikai rátákat figyelembe véve (Schaller & Brown, 2007; Levi & Podolak, 2011). A metán újratermelődése a felszínen kétségkívül lehetséges, de mindeddig nem észlelték a 2012 DR<sub>30</sub> esetében olyan üstökösszerű aktivitást, ami támogatná ezt a forgatókönyvet. Ha metánt egyéb jegekkel (pl. H<sub>2</sub>O) keverjük, a metán szökési

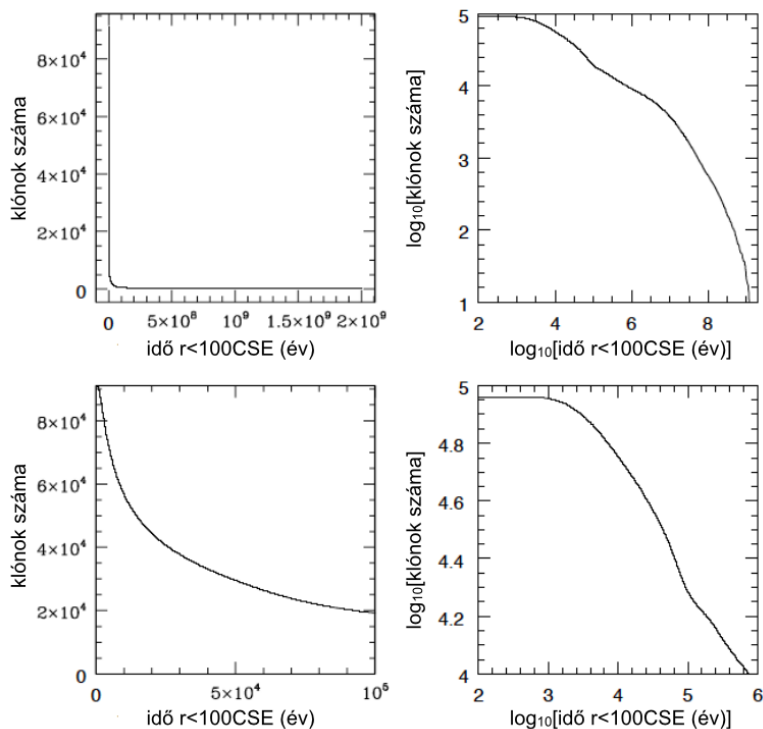


12.6. ábra. A dinamikai modellben használt klón populáció bomlása az idő függvényében. A felső sor ábrái a bomlást a teljes 4 milliárd éves integrációs idő alatt mutatják, míg az alsó sor ábrái csak az első 200 millió évet. A pálya láthatóan instabil, a próbatetek fele az első 75,5 millió évben kilökődik a rendszerből – ez leginkább annak a következménye, hogy a 2012DR<sub>30</sub> pályája metszi az Uránusz és a Neptunusz pályáját.



12.7. ábra. *Bal oldalon:* A 2012DR<sub>30</sub> dinamikai klónjainak élettartama az eredeti perihéliumtávolság és excentricitás függvényében. Az ábra minden egyes négyzete az adott q-e párhoz tartozó 45 klón átlagos élettartamának felel meg. A középső üres négyzet a 2012DR<sub>30</sub> nominális, legjobban illeszkedő pályájához tartozó pályaelemeket mutatja, az abból kiinduló vonalak pedig az 1- $\sigma$  hibákat. *Jobb oldalon:* Ugyanaz, mint a bal oldali ábra, de az inklinációra, az excentricitás helyett. A 2012DR<sub>30</sub> stabilitása nem változik szignifikánsan a kezdeti pályaelemek függvényében, ami leginkább a viszonylag pontosan ismert pályának tudható be.





12.8. ábra. Azoknak a klónoknak a teljes száma, amelyek egy adott időtartamnál többet töltöttek el 100 CSE naptávolságon belül. A bal/jobb oldali ábrák lineáris/logaritmikus skálán mutatják az eredményeket.

rátája szignifikánsan különböző lehet, de még a metánhidrát klatrátum stabilitási határa is csak 53 K  $p \approx 1$  nbar nyomáson, azaz nem élhet túl kb. 15 CSE-nél kisebb naptávolságokon (Gautier & Hersant, 2005). Amennyiben a 2012 DR<sub>30</sub> valóban az Oort-felhőből származik, akkor a kozmikus sugárzás – távol a Nap magnetoszférájának védelmétől – szétroncsolná a C-H kötések, azaz a metán valószínűleg nem tudna túlélni. Mint már említettük, a Z sávban észlelt abszorpciót megmagyarázhatjuk egy V-típusú aszteroida-színképpel is, ami, ebben az esetben, inkább egy fővi eredetre utalna. A V-típusú aszteroidák az általánosan elfogadott magyarázat szerint a Vesta ütközési törmelékéből keletkeztek (Binzel & Xu, 1993), de a nagy méret miatt valószínűtlen, hogy a 2012 DR<sub>30</sub> egy lenne ezek közül. Valószínűleg hasonló a helyzet az A-típusú aszteroidákkal is, amelyek szintén erős olivin abszorpciót mutatnak, és a magyarázat szerint egy teljesen differenciálódott aszteroida köpenyéből származnak (DeMeo és mtsai, 2009). Ezeknek a spektrumát az űridőjárás jelentősen módosíthatja (Lucas és mtsai, 2012). A Z-sávbeli abszorpció valódiságát egy nagy felbontású optikai-közeli-infravörös reflektanciaspektrummal tudnánk egyértelműen eldönteni.

A termális infravörös mérések alapján a 2012 DR<sub>30</sub> mérete  $\sim 185$  km, és geometriai albedója  $\sim 8\%$ . Ezzel ez az égitest a legnagyobb damokloid, vagy nagy inklinációjú, extrém kentaur, és az ötödik legnagyobb az összes ismert kentaur között a 2002 GZ<sub>32</sub>, a Chariklo, a Chiron és a Bienor mögött (Lellouch és mtsai, 2013). Ez a méret és albedó nehezen összeegyeztethető a kihunyt Halley-típusú üstökös képpel, amivel a damocloidok tulajdonságait gyakran magyarázzák. A 2012 DR<sub>30</sub> létezése azt mutatja, hogy a damocloid csoport valójában különféle eredetű objektumok keveréke lehet, ezek nemcsak valaha aktív üstökösök magjai.

## 12.3. 2013 AZ<sub>60</sub>

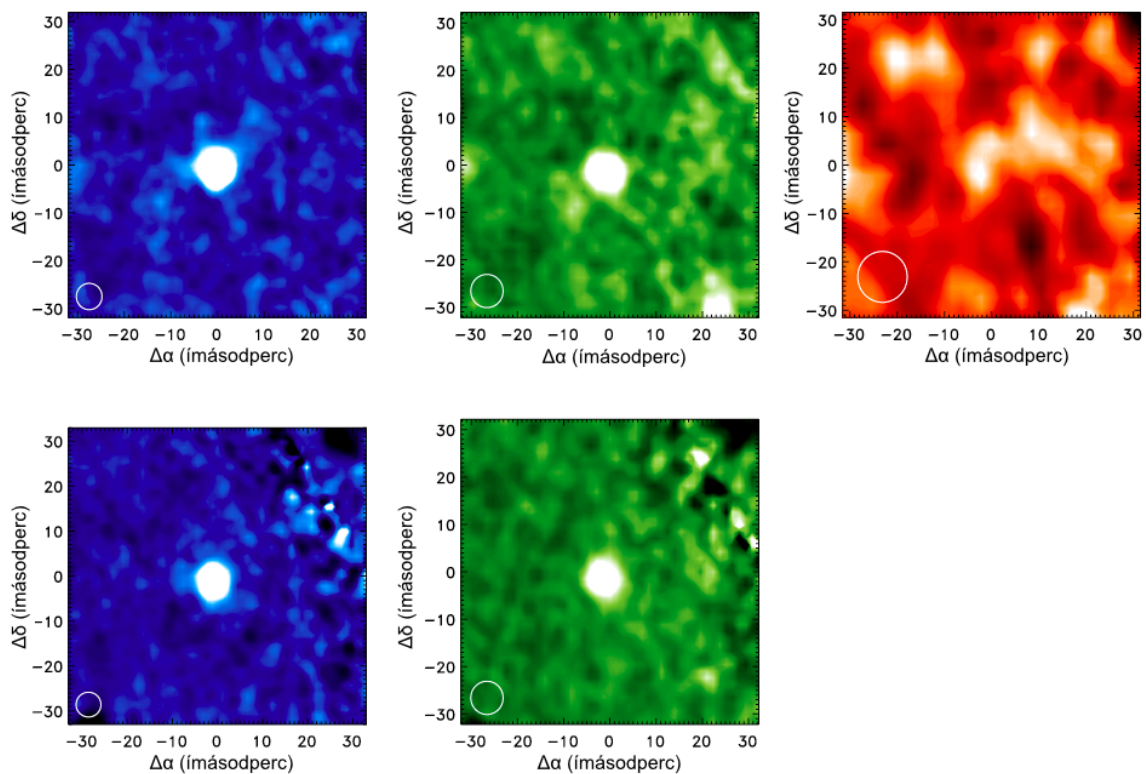
### 12.3.1. Bevezetés

A 2013 AZ<sub>60</sub> nagyon elnyúlt pályán mozog, az egyik legnagyobb ismert fél nagytengelyű égitest. A jelenleg ismert pálya kevésbé excentrikus és kisebb fél nagytengelyű, mint a perihéliumátmenet



előtti megfigyelések alapján. A Minor Planet Centre adatbázisa szerint a pálya fél nagytengelye  $a = 731$  CSE, excentricitása  $e = 0,998$ , napközelpontja pedig  $q = 7,9$  CSE távolságban volt 2014 novemberében, míg a perihéliumátmenet előtti méréseken alapuló számítások  $e = 0,992$  excentricitást, és  $a = 1950$  CSE félnagytengelyt eredményeztek. Perihéliumtávolsága alapján a 2013 AZ<sub>60</sub> kentaurnak klasszifikálható (Horner és mtsai, 2003), de nagy félnagytengelye miatt akár szórt korongbeli objektumnak is tekinthetnénk (Gladman és mtsai, 2008). A korábbi pályaelemek alapján számolt, Jupiterre vonatkozó Tisserand paramétere (Duncan és mtsai, 2004)  $T_J = 3,47$ , a legújabbakból számított érték pedig  $T_J = 3,36$ . Mindkét érték eltér mind a Jupiter család üstökösökének ( $2 \leq T_J \leq 3$ ), mind pedig a damokloidok és Halley-típusú üstökösök – üstökösökre jellemző dinamikát mutató –  $T_J < 2$  Tisserand paraméterétől (Jewitt, 2005). A 2013 AZ<sub>60</sub> sem a perihéliumátmenet előtt, sem azóta nem mutatott észlelhető üstökösszerű aktivitást. Ennek az égitestnek a vizsgálatánál ugyanazt az utat követtünk, mint korábban a 2012 DR<sub>30</sub> esetében, azaz földfelszíni látható tartománybeli és űrtávcsöves infravörös-adatok segítségével meghatároztuk alapvető fizikai tulajdonságait, és simulációkkal elemeztük dinamikáját.

### 12.3.2. Infravörös mérések



12.9. ábra. A 2013 AZ<sub>60</sub> Herschel/PACS képei a 70 (kék), 100 (zöld) és 160  $\mu\text{m}$ -es (vörös) hullámhosszakon. Minden kép egy  $64'' \times 64''$ -es területet fed le, az adott hullámhosszkon a térbeli felbontást a bal alsó sarokban látható körök szimbolizálják. A felső sorban látható képek az első vizit képeiből származnak, míg az alsó sor képei az első és második vizit kombinációjából származó dupla különbségi képek. A 160  $\mu\text{m}$ -es kamera fél detektorának hibája, valamint az égitest pozícióbeli bizonytalanságai miatt a 2013 AZ<sub>60</sub> észlelésekor ezen a hullámhosszon nem tudtunk dupla különbségi képeket készíteni.

A termális infravörös méréseket a Herschel-űrtávcső PACS kamerájával hajtottuk végre, a „TNOs are Cool!” kulcsprogramban alkalmazott standard mérési eljárással, azaz 70 és 100, valamint ezekkel párhuzamosan 160  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon, két időpontban történt mérési sorozattal (l. a 2012 DR<sub>30</sub> idevonatkozó fejezetét). Sajnos a 2013 AZ<sub>60</sub> esetében a Herschel-mérések idején az asztrometriai bizonytalanság igen nagy volt a nem sokkal korábbi felfedezés és a kevésbé ismert pálya miatt. Emiatt a Herschel/PACS mérésekben a célpont mintegy 29"-ra volt a feltételezett pozíciótól, és így a kép közepétől, ami nagyobb bizonytalanságot jelentett dupla különbségi képek fotometriájában is. Nem sokkal a 2013 AZ<sub>60</sub> mérései előtt, 2013 februárjában, a 160  $\mu\text{m}$ -es kamera egyik modulja meghibásodott, így eredeti látómezőjének csak a feléről tudott képet rögzíteni ezután. Emiatt a 2013 AZ<sub>60</sub> méréseinek sorában csak az első vizit 160  $\mu\text{m}$ -es képeit tudtuk használni, és ebben a sávban nem tudunk dupla különbségi képeket készíteni. Az alap-adatfeldolgozást a „TNOs are Cool!” program adatfeldolgozó csomagjával végeztük (Kiss és mtsai, 2014, illetve a 9. fejezet), a Herschel-űrtávcső interaktív adatfeldolgozó környezete alatt (Ott, 2010). Az így kapott és ezután a fotometriára is felhasznált képek a 12.9 ábrán láthatóak. Mind az egyedi, mind a dupla különbségi képek esetében apertúrafotometriát alkalmaztunk, a fotometriai bizonytalanságok a beágyazott forrás módszer szolgáltatotta (Kiss és mtsai, 2014).

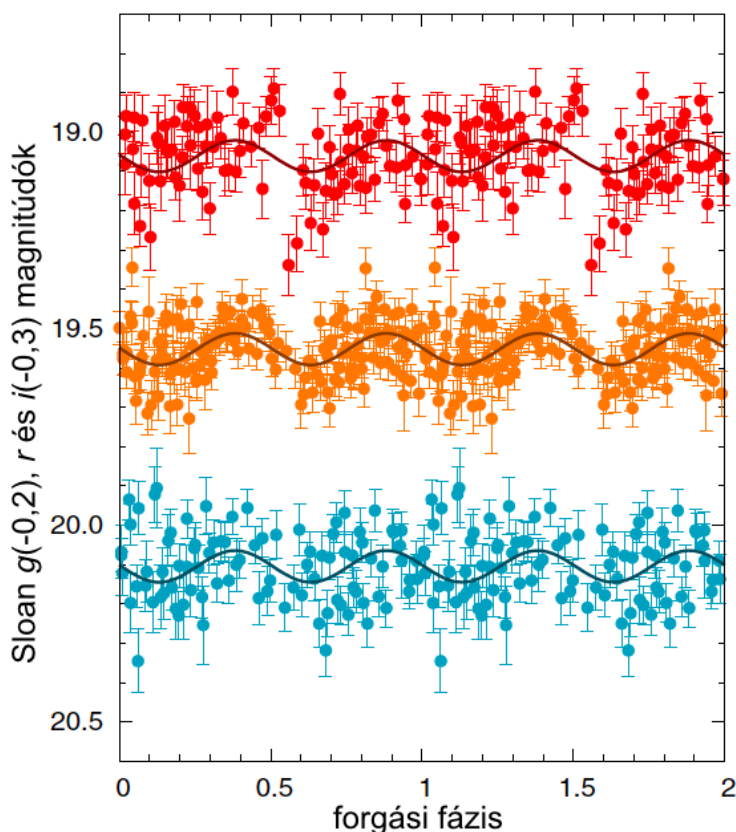
Az egyedi képek alapján  $36,6 \pm 2,9$ ,  $25,2 \pm 3,7$  és  $15,9 \pm 4,5$  mJy fluxust kaptunk a 70, 100 és 160  $\mu\text{m}$ -es sávokban, míg a dupla különbségi képek alapján  $32,5 \pm 2,2$  illetve  $23,0 \pm 2,8$  mJy-t a 70 és 100  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon. A 70 és 100  $\mu\text{m}$ -es dupla különbségi fluxusok alacsonyabb hibái miatt ezeket használtuk a továbbiakban a radiometriai modellezésben is. A fentebb felsorolt fluxusok már szíkkorrigáltak, és a hibáknál figyelembe vettük a PACS abszolút kalibráció  $\sim 5\%$ -os bizonytalanságát is (Balog és mtsai, 2014).

### 12.3.3. Vizuális tartománybeli mérések és fénygörbe

A 2013 AZ<sub>60</sub>-at az Observatorio del Teide IAC-80 távcsővével észleltük a CAMELOT kamerával (CCD-E2V detektor,  $2\text{k} \times 2\text{k}$  pixel,  $10'' \times 10''$  látómező). A célpontot folyamatosan észleltük Sloan  $g$ ,  $r$  és  $i$  szűrőkkel 2013 november 4-9. éjszakáin. Mivel a 2013 AZ<sub>60</sub> ekkor a tavaszi Sloan-mező szélén tartózkodott, többtucatnyi referenciacsillag állt rendelkezésre a pontos fotometriához minden egyes képen. Az időjárási körülményektől függően a fotometriai pontosság az  $r'$  sávban  $0^{\text{m}}04$  és  $0^{\text{m}}09$  között változott az éjszakák között.

A 2013 AZ<sub>60</sub> fénygörbéjét az  $r'$  szűrővel készített mérésekben kerestük, mivel minden második mérés ebben a sávban készült, minden negyedik pedig  $g'$ -ben vagy  $i'$ -ben. A változást periodikus függvény alakjában kerestük, és a legjobban illeszkedő  $n$  frekvenciát  $\chi^2$  minimalizálásával kaptuk meg, ugyanúgy, mint a 2012 DR<sub>30</sub> esetében. A legalacsonyabb  $\chi^2$  értékhez tartozó frekvenciára  $n = 5,11 \pm 0,12 \text{ d}^{-1}$ , az amplitúdóra  $\Delta r = 0,045 \pm 0,007$  értékeket kaptunk. Az ehhez tartozó periódus kétszeresével feltekert fénygörbék a 12.10 ábrán láthatóak. A Sloan-színekben kapott átlagos fényességek  $g' = 20,274 \pm 0,013$ ,  $r' = 19,519 \pm 0,009$ , és  $i' = 19,316 \pm 0,013$  voltak. Megemlítendő, hogy a napi aliasok miatt az  $n \pm 1 \text{ d}^{-1}$  körüli csúcsok viszonylag erősek, ezért ezek sem elhanyagható valószínűséggel írják le az égitest forgását. A naprendszerbeli égitestek forgásából származó fénygörbék általában dupla csúcsúak, ezért valószínű, hogy a valódi forgási frekvencia a fénygörbe-analízisből kapott elsődleges frekvencia fele,  $n_{\text{rot}} = n/2 \text{ d}^{-1}$ , ami a mi esetünkben ekvivalens egy  $P_{\text{rot}} = 9,39 \pm 0,22 \text{ h}$  forgási periódusidővel.

Ugyancsak az IAC-80 távcsővel végeztünk fotometriai méréseket 2014. január 28-án a  $g'$  és  $r'$  sávokban, amiből  $g' = 19,71 \pm 0,04$  és  $r' = 18,99 \pm 0,03$  átlagos fényességeket kaptunk. Az első mérések idején, 2013 novemberében a 2013 AZ<sub>60</sub>  $\Delta_1 = 8,176$  CSE geocentrikus és  $r_1 = 8,244$  CSE heliocentrikus távolságban volt, míg 2014. január 28-án  $\Delta_2 = 7,148$  CSE, illetve  $r_2 = 8,114$  CSE-re. Ezekből a távolságkülönbségekből  $-0,326$  fényességkülönbséget kellett volna látnunk, ugyanakkor a mért fényességváltozások  $\Delta g = -0,56 \pm 0,04$ , illetve  $\Delta r = -0,53 \pm 0,03$  voltak (átlagosan  $-0,54 \pm 0,03$ ). Mivel az égitest fázisszögei  $\alpha_1 = 6^\circ 9'$ , illetve  $\alpha_2 = 1^\circ 5'$  voltak, ebből  $\beta = 0,039 \pm 0,006$  mag  $\text{fok}^{-1}$  fáziskorrektúra adódik. Ez jól egyezik azzal az értékkel, amit az MPC adatbázisának adataiból származtathatunk, az előzőhöz képest jelentősen nagyobb bizonytalansággal:  $\beta_{\text{MPC}} = 0,040 \pm 0,025$  mag  $\text{fok}^{-1}$ . Az előbbi

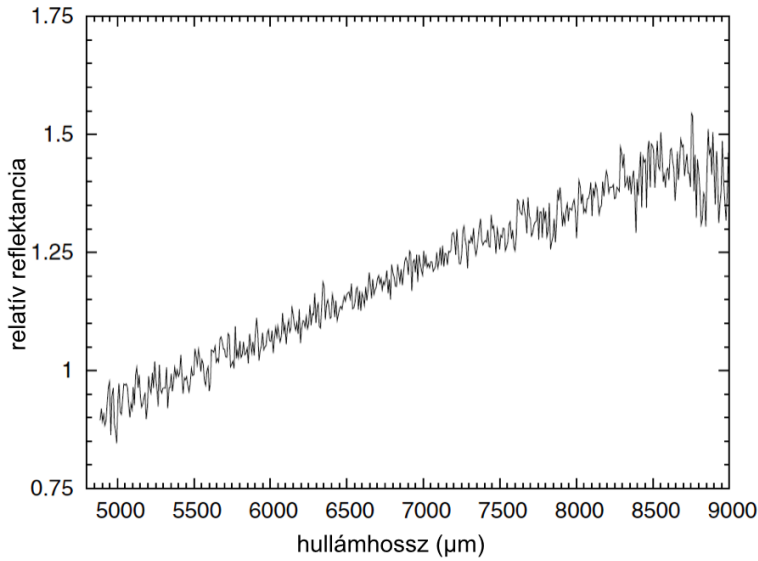


12.10. ábra. A 2013 AZ<sub>60</sub> feltekerő optikai fénygörbéje, amit 2013. november 4–9-e közötti mérések alapján kaptunk. A feltekerés frekvenciája a dupla csúcsú megoldáshoz tartozó  $n = (5,11/2)d^{-1}$  (részletek a szövegben).

mérések alapján meghatároztuk a 2013 AZ<sub>60</sub> abszolút fényességét is, amire a Sloan-fényességek Johnson  $V$  sávba történő transzformációja után (Jester és mtsai, 2005)  $H_V = 10,42 \pm 0,07$ -et kaptunk. Az MPC adatbázisa alapján számított abszolút fényesség ennél halványabb volt,  $H_{V,MPC} = 10,60 \pm 0,15$ , ennek figyelembvételével végül  $H_{V,MPC} = 10,45 \pm 0,10$  adódott a 2013 AZ<sub>60</sub> abszolút fényességére a  $V$  sávban.

#### 12.3.4. Reflektanciaspektrum

A 2013 AZ<sub>60</sub> kis felbontású reflektanciaspektrumának felvételéhez az Optical System for Imaging and Low Resolution Integrated Spectroscopy (OSIRIS) kamera spektrográfját használtuk (Cepa és mtsai, 2000; Cepa, 2010) a 10,4 m-es Gran Telescopio Canarias (GTC) távcsövön (Observatorio de Roque de los Muchachos, La Palma, Kanári szigetek, Spanyolország). A mérések 2014. január 28-án készültek,  $2 \times 2$ -es módban, a műszer standard észlelési módjában, amivel  $7,74 \text{ \AA}/\text{pixel}$  felbontást lehetett elérni a  $4800\text{--}9000 \text{ \AA}$ -ös hullámhossztartományban. Az adatfeldolgozást a standard IRAF környezetben végeztük el, a szokásos korrekciók figyelembvételével, a hullámhossz-kalibrációhoz pedig a Xe+Ne+HgAr referenciaméréseit használtuk fel. A tellurikus vonalkorrekciót a Land102.1081 G2V csillag spektrumából számítottuk. A 2013 AZ<sub>60</sub> így kapott spektruma a 12.11 ábrán látható. Az egyenletesen emelkedő spektrum nem mutatott feltűnő spektrális jellegzetességeket (vonalakat vagy sávokat), így a spektrális meredekség egyértelműen meghatározható volt, amire  $S' = 13,4 \pm 3,0\% (1000 \text{ \AA})^{-1}$  adódott egy egyenes illesztésével az  $5000\text{--}9000 \text{ \AA}$  hullámhossztartományban. A széles sávú fotometriából kapott színek ( $g'-r' = 0,755 \pm 0,018$  és  $0,72 \pm 0,05$  a 2013. 11. 04. és a 2014. 01. 28-ai éjszakákon) teljes összhangban vannak ezzel a spektrális meredekség értékkel: a reflektanciaspektrumot  $5500 \text{ \AA}$ -re (a  $g'$  és az  $r'$  szűrők közé) normalizálva az



12.11. ábra. A GTC/OSIRIS spektrométerrel 2014 januárjában készült reflektancia spektrum. A spektrumot  $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ -höz normalizáltuk.

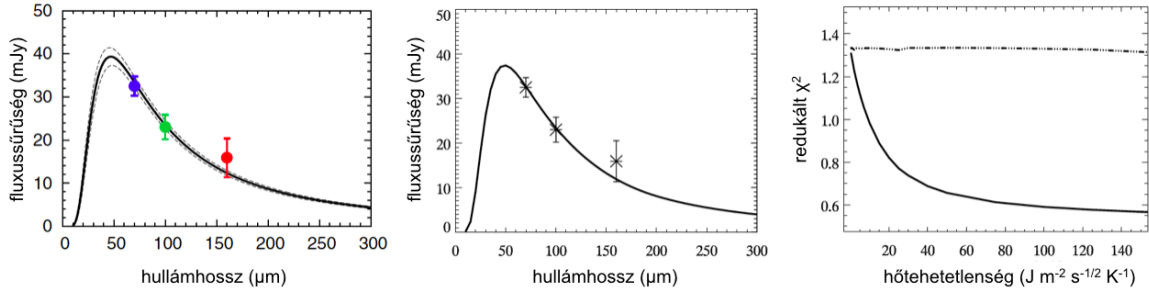
ebből meghatározott szintetikus színindexre  $(g'-r')_s = 0,76 \pm 0,04$ -et kaptunk.

### 12.3.5. Közeli-infravörös fotometria

A 2013 AZ<sub>60</sub> közeli infravörös fotometriai méréseihez a William Herschel távcsövön található LIRIS kamera/spektrométert használtuk, fotometriai módban, az Y, J, H, CH<sub>4</sub> és K<sub>s</sub> sávokban. Az összehasonlító csillagokat a 2MASS katalógusból választottuk ki, és a magnitúdótranszformációkat Hodgkin és mtsai (2009) alapján valósítottuk meg, ami alapján  $Y = 18,66 \pm 0,08$ ,  $J = 18,34 \pm 0,05$ ,  $H = 18,00 \pm 0,06$  és  $K_s = 17,72 \pm 0,10$  közeli-infravörös fényességeket kaptunk (az Y sáv a UKIDSS rendszerben, míg a J, H, és K<sub>s</sub> sávok a 2MASS fotometriai rendszerben értendők). Ennek alapján a 2013 AZ<sub>60</sub> a Napéhoz nagyon hasonló, annál kissé vörösebb színeket mutat:  $Y-J = 0,32 \pm 0,08$ ,  $J-H = 0,34 \pm 0,07$  és  $H-K_s = 0,28 \pm 0,11$ ; ugyanakkor a Nap megfelelő színindexei Hodgkin és mtsai (2009) és Casagrande és mtsai (2012) alapján  $(Y-J)_\odot = 0,235 \pm 0,018$ ,  $(J-H)_\odot = 0,286 \pm 0,018$  és  $(H-K_s)_\odot = 0,076 \pm 0,018$ . Az ezen színek alapján számított közeli-infravörös, valamint a vizuális tartományban kapott spektrális meredekségek gyakorlatilag azonosak, azaz a spektrum a teljes vizsgált tartományban azonos meredekségű és spektrális vonalaktól mentes, ami nagyon hasonló az alvó (vagy kihunytt) üstökösök spektrumához (pl. Jewitt 2005). A megfigyelések alatt a 2013 AZ<sub>60</sub> 8,32-8,87 CSE távolságban járt a Naptól, ami alapján az abszolút fényessége a J sávban  $H_J = 9,00 \pm 0,06$ -nak adódott.

### 12.3.6. A termális emisszió modellezése

A NEATM modell segítségével a 2013 AZ<sub>60</sub> termális emisszióját a korábban ismertett módon végezhetjük el (1. 8.2 fejezet). Az észlelési geometriához a Herschel-mérések időpontjának értékeit vettük alapul, ami szerint  $r_h = 8,702 \text{ CSE}$ ,  $\Delta = 8,560 \text{ CSE}$ , és  $\alpha = 6^\circ 6'$ , valamint a korábban meghatározott  $H_V = 10,45 \pm 0,10$  abszolút fényességet. A NEATM modell paramétereinek (átmérő, albedó és nyalábparaméter) értékeit Monte-Carlo-szimulációk segítségével határoztuk meg, ahol minden lépésben egy Gauss-eloszlásnak megfelelő értéket vettünk a három infravörös fluxusból és az abszolút fényességből, és a modellparamétereket egy nemlineáris Levenberg–Marquardt-illesztéssel határoztuk meg. Kétféle illesztést futtattunk. Az első esetben szabadon hagytuk változni az  $\eta$  nyalábparaméter értékét, akkor erős korrelációt kaptunk a paraméterek között, valamint egy nagyon „elnyúlt” eloszlást az  $\eta$  értékeire: az eloszlás módusza  $\eta = 0,8$  volt, míg a mediánja 2,6. A hibák alapján a legvalószínűbb értékre  $\eta = 2,6_{-1,1}^{+2,9}$  adódott. Ez a nagyon torz eloszlás azért adódik, mert a nyalábparaméterre nem



12.12. ábra. A 2013 AZ<sub>60</sub> spektrális energiaeloszlása a távoli-infravörösben, a Herschel/PACS mérések alapján. A bal oldali ábrán a legjobban illeszkedő NEATM modell látható (folytonos görbe), a szaggatott görbék az  $1\sigma$  bizonytalanságokhoz tartozó NEATM modelleket mutatják. A középső panelen a  $\Gamma = 100 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetetlenséghez, 9,39 h forgási periódushoz és egyenlítői rálátáshoz tartozó TPM modell látható. A jobb oldali ábrán a modellekből számított  $\chi^2$  értékek láthatók a hőtehetetlenség függvényében egyenlítői és poláris rálátás esetén.

tudunk megfelelő megszorítást adni a rövid ( $<40 \mu\text{m}$ ) hullámhosszak hiányában. Ezért a következő futtatásban az  $\eta$  értékét egyenlő valószínűséggel választottuk a 0,8-2,6 tartományból, ami megfelel a fizikailag releváns  $\eta$  tartománynak (l. Lellouch és mtsai, 2013). Ebben a második esetben a NEATM paraméterek  $D = 62,3 \pm 5,3 \text{ km}$ ,  $p_V = 0,029 \pm 0,006$  és  $\eta = 1,7 \pm 0,9$ -nek adódtak – ez az albedó egy figyelemre méltóan sötét felszínre utal. A NEATM modell legjobban illeszkedő spektrális energiaeloszlása a 12.12 ábrán látható.

A NEATM modell mellett a 2013 AZ<sub>60</sub> termális emisszióját a termofizikai modell (TPM) segítségével is modelleztük (l. a korábbi fejezeteket). A NEATM modellben is felhasznált megfigyelések (távoli-infravörös mérések és abszolút magnitúdó) mellett felhasználtuk a vizuális tartománybeli fénygörbe-megfigyelésekből kapott 9,39 órás forgási periódust is. A modell futtatások eredményei szerint nagy hőtehetetlenség értékekre kaptuk a legjobb illeszkedést. Egyenlítői rálátás esetén az alacsony redukált  $\chi^2$  értékek ( $\chi_r^2 < 1$ )  $\Gamma > 10 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetetlenség értékekhez tartoznak. Az elegendően alacsony  $\chi_r^2$ -hez tartozó  $>50 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetetlenség esetében a megfelelő albedó és effektív átmérő értékek  $p_V = 0,028$  és  $D = 64,9 \text{ km}$ -nek adódtak. Ezek, a hibákon belül, ekvivalensek a NEATM modellből kapott, legjobb illeszkedést adó paraméterekkel. A TPM modellből kapott spektrális energiaeloszlás a 12.12 ábra középső paneljén látható. Ezek a magas hőtehetetlenség-értékek közel vannak az üstökösökre kapott  $30\text{-}300 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  értékekhez (Julian és mtsai, 2000; Campins & Fernandez, 2000; Davidsson és mtsai, 2013), valamint a 67P/Csurjumov-Geraszimenko üstökös esetében talált  $10\text{-}50 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ -hoz is (Gulkis és mtsai, 2015). Azok a modellek, amelyekben a hőtehetetlenség kisebb mint  $50 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ , vagy amelyekben közel poláris rálátást tételezünk fel, jelentősen alulbecslik a  $160 \mu\text{m}$ -es fluxust. Mind a nyalábparaméter, mind a hőtehetetlenség nagy értéke ellentétben van azzal, amit ilyen égitestektől ebben a naptávolságban várnánk (Lellouch és mtsai, 2013, 6. és 11. ábrája).

### 12.3.7. A 2013 AZ<sub>60</sub> dinamikája

A 2013 AZ<sub>60</sub> nagyon elnyúlt pályán mozog, perihéliumpontja a Jupiter és a Szaturnusz között található. A 2015. március 15-i epochához tartozó legjobban illeszkedő pályaelemeket a 12.3 táblázatban soroltuk fel. Az 2013 AZ<sub>60</sub> dinamikai történetének és lehetséges jövőbeli viselkedésének modellezéséhez a korábban a 2012 DR<sub>30</sub> esetében módszert követtük, azaz MERCURY csomag (Chambers, 1999) hibrid integrátorát alkalmaztuk  $45 \times 45 \times 45$  próbaégitestetre a  $q$  perihéliumtávolság, az  $e$  excentricitás és az  $i$  inklináció  $\pm 3\sigma$  tartományában. Az eredmények a 12.13 és 12.14 ábrákon láthatóak. A 2013 AZ<sub>60</sub> klónjai dinamikailag nagyon instabilak, a próbaégitestek 63,9%-a (58191 a 91125-ből) kiesik a további integrációból, akár a Naprendszerből történő kidobódás,

a (CSE)	829,7
q (CSE)	7,908098±0,000014
e	0,990468±0,000010
i (fok)	16,535760±0,000011
$\Omega$ (fok)	349,21122±0,00002
$\omega$ (fok)	158,14327±0,00021
M (fok)	±0,00876
$T_{peri}$ (nap)	2456988,0641±0,0032
Epocha (JD)	2457200,500

12.3. táblázat. A 2013 AZ<sub>60</sub> pályaelemei 2015. március 15-i epochára

akár az óriásbolygókkal vagy a Nappal történő ütközések miatt. A próbaégitestek fele az első 682 ezer évben kiesett, ami azt mutatja, hogy a 2013 AZ<sub>60</sub> pályája majdnem két nagyságrenddel instabilabb, mint a 2012 DR<sub>30</sub>-é. Ez nem meglepő, mivel a 2013 AZ<sub>60</sub> leszálló csomón történő átmenet időpontja majdnem egybeesik a perihéliumátmenet időpontjával, ami maximalizálja a Jupiter vagy a Szaturnusz általi perturbáció valószínűségét. Ez a nagyfokú instabilitás tipikus a kentaurok között (Horner és mtsai, 2004a,b), és azt valószínűsíti, hogy a 2013 AZ<sub>60</sub> csak nemrégiben került jelenlegi pályájára. Ezt az is megerősíti, hogy az összes 91 125 próbatestünk átlagos élettartama mindössze 1,56 millió év. Mint ahogyan a 2012 DR<sub>30</sub> esetében, itt is érdemes megvizsgálni, hogy mivel a 2013 AZ<sub>60</sub> nagyon ősi égitestnek tűnik, mekkora Nap általi besugárzás érhetette, és ennek következtében milyen üstökösszerű aktivitást mutathatott korábbi élete során. A pálya nagyfokú instabilitása miatt azoknak a klónoknak a száma, amik földközeli pályákra fogódnak be életük során, viszonylag csekély maradt, a teljes próbatest populáció 4,2%-ának pályája vált földpálya-metszővé az integrálás valamely időpontjában, és annak az időnek az aránya, amit ezek az égitestek a teljes integrációs időhöz képest ilyen pályákon töltöttek, mindössze 0,12%. Az 12.4 táblázatban feltüntettük ugyanezen adatokat különböző heliocentrikus távolságokra.

	Klónok száma	Időarány (%)
Földpálya metsző (q < 1,0616 CSE)	3805	0,118
q < 2 CSE	6005	0,291
q < 4 CSE	12272	0,329
q < 6 CSE	27150	2,06

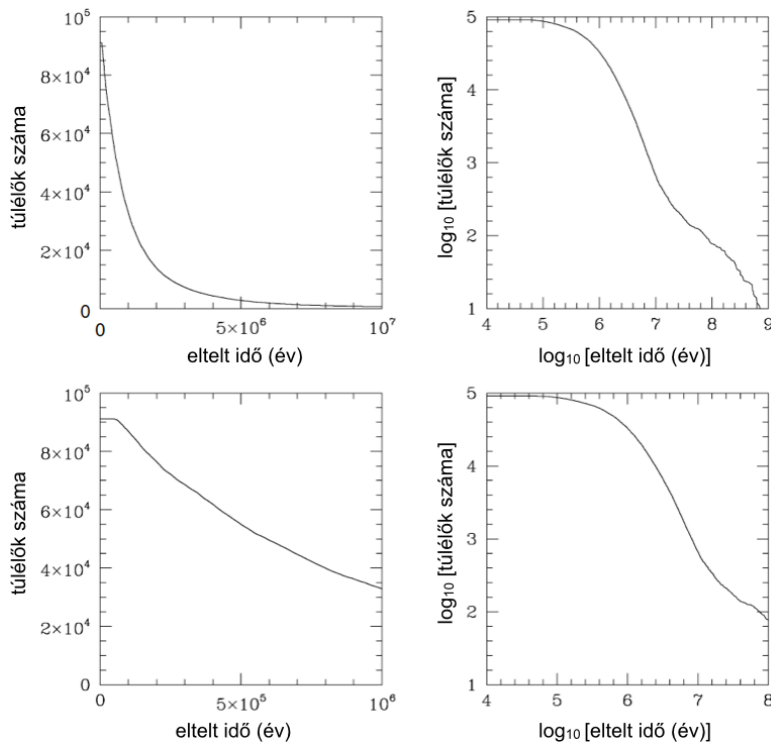
12.4. táblázat. A belső Naprendszerbe belépő 2013 AZ<sub>60</sub> klónok statisztikája. A középső oszlop az adott perihéliumtávolságba belépő klónok teljes számát, a harmadik oszlop az ezen perihéliumtávolságú pályákon eltöltött teljes idő arányát mutatja a teljes integrációs időhöz képest (tehát nemcsak annak az időnek az arányát, amit a klón adott heliocentrikus távolságnál kisebb távolságokon eltöltött).

### 12.3.8. A 2013 AZ<sub>60</sub> eredete

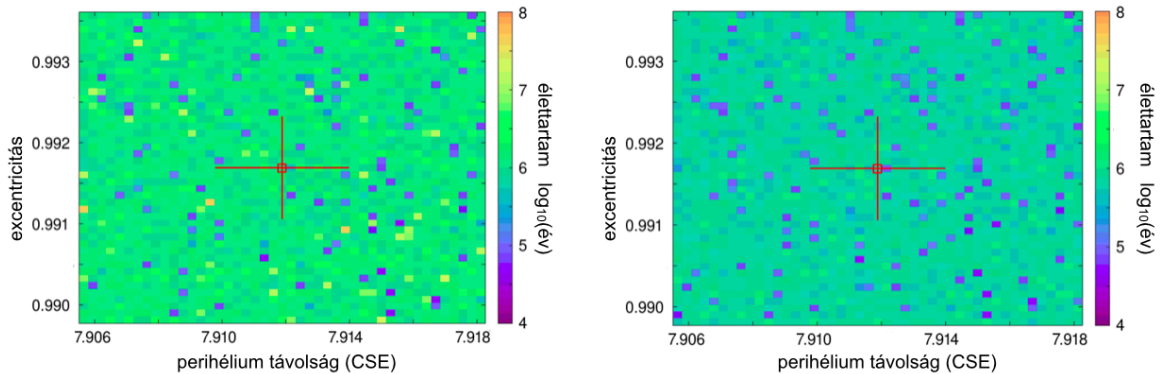
Mínt hogy a 2013 AZ<sub>60</sub> nagyon elnyúlt pályán mozog, életének legnagyobb részét nagy, >1000 CSE naptávolságoknál tölti, és a dinamikai analízis alapján nem túl régi objektum lehet a Naprendszer belsőbb (Neptunuszon belüli) vidékein. A 2013 AZ<sub>60</sub> klónjainak legnagyobb része 1000 évnél is kevesebbet töltött el 100 CSE-nél kisebb naptávolságoknál, és különösen keveset azoknál a naptávolságoknál (6-8 CSE) ahol a napsugárzás hatására megindulhat a felszín aktivitása (l. pl. a C/2013 A1 üstökös esetét a következő fejezetben). Így azt váránk, hogy a felszíne viszonylag keveset módosult a keletkezéséhez képest.

A külső Naprendszer égitestjeinek jellemzésére a 11. fejezetben adtunk új módszert (Lacerda és mtsai, 2014). Ennek alapján az égitesteket színük (a vizuális tartománybeli spektrum meredeksége) valamint az égitest albedója alapján is jellemezhetjük. Ebben a sémában a 2013 AZ<sub>60</sub> az ismert égitestek eloszlásának „sötét” szélén helyezkedik el (12.15 ábra). Az 2013 AZ<sub>60</sub> felszíne sötétebb, mint a Lacerda és mtsai (2014) mintában szereplő legsötétebb égitest, a 2002 GZ<sub>32</sub> (Duffard és mtsai, 2014). A 2013 AZ<sub>60</sub>-hoz hasonló jellemzőkkel bíró égitestek általában a kihúnyt üstökösök, vagy a Juípter család üstökösői, amelyek a kentaurok és Oort-felhő üstökösök végállapotai – ebben az



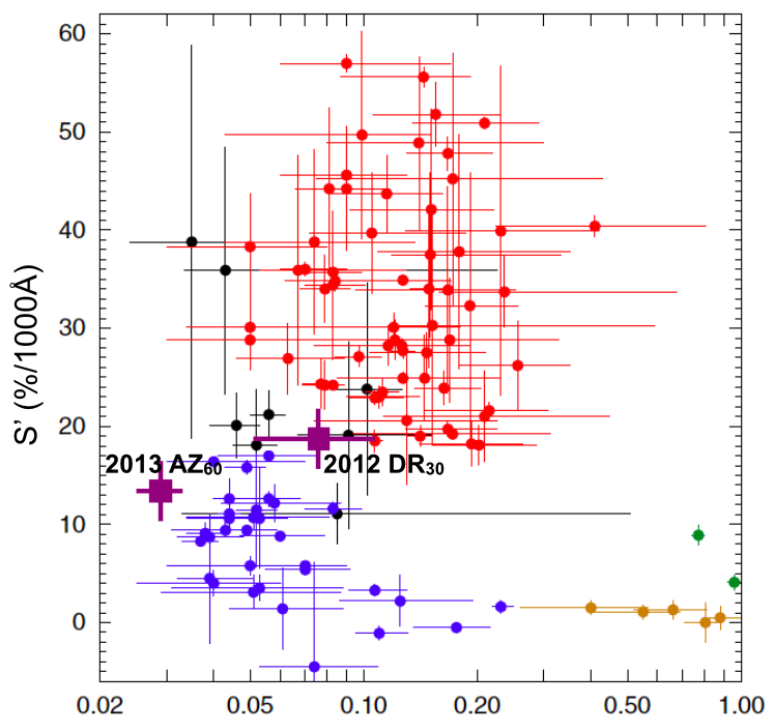


12.13. ábra. A 2013 AZ<sub>60</sub> dinamikai szimulációjához használt 91125 klon kihalása az idő függvényében. A jobb oldali ábrákon ugyanazt ábrázoltuk, mint a bal oldaliakon, de logaritmikus skálán. A felső ábrák a populációk bomlását mutatják be az integrálás első egymilliárd éve alatt, míg az alsó ábrák ugyanezt az első egymillió év alatt.



12.14. ábra. A 2013 AZ<sub>60</sub> dinamikai klonjainak átlagos (jobb oldalon) és medián (bal oldalon) élettartama a perihéliumtávolság és az excentricitás függvényében. A perihéliumátmenet előtti legjobb ismert illesztésnek megfelelő pályaelemeket a képek közepén látható kereszt mutatja, a hibasávok a  $\pm 1\sigma$  perihéliumtávolság és excentricitás értékeknek felelnek meg. Minden egyes színes négyzet az ábrán egy átlagos (vagy medián) élettartamnak felel meg az abban a  $q - e$  pozícióban végrehajtott 45 futásból, amelyek mind különböző inklinációs értékeknek feleltek meg a legjobb inklinációillesztés  $\pm 3\sigma$  sávjában. Mint ahogyan a 2012 DR<sub>30</sub> esetében is, a pálya stabilitása nem változik jelentősen a tesztelt paraméterterben.

értelemben a 2013 AZ<sub>60</sub> jobban hasonlít a belső Naprendszer ezen égitestjeire, mint Neptunuszon túli égitest-populációra. Az 2013 AZ<sub>60</sub>-t összehasonlíthatjuk a kentaurok spektrális meredekségével (Fornasier és mtsai, 2009). Ebben a munkában utaltak arra, hogy létezik korreláció a spektrális meredekség és a pálya elnyúltsága között – minél elnyúltabb pályán kering az égitest, annál vörösebb a színe. A 2013 AZ<sub>60</sub> nem illeszkedik ebben a képbe, hiszen rendkívül nagy excentricitása ellenére is csak



12.15. ábra. A spektrális meredekség és az albedó összefüggése 111 Neptunuszon túli égitestre, köztük a 2012 DR<sub>30</sub>-ra, és a 2013 AZ<sub>60</sub>-ra. Az adatok a két utóbbi égitest kivételével Lacerda és mtsai (2014) munkájából származnak. A kék és vörös pontok a Lacerda és mtsai által azonosított két fő csoportot mutatják, a fekete pontok nem rendelhetők egyértelműen egyik csoporthoz sem. A zöld és sárga szimbólumok a legnagyobb törpebolygóknak, illetve a Haumea család tagjainak felelnek meg. A 2012 DR<sub>30</sub> és 2013 AZ<sub>60</sub> helyét a megfelelő lila négyzetek jelölik az ábrán.

mérsékleten vörös, kevésbé, mint egy átlagos kentaur. Így, a dinamikai érvek ellenére, valószínűbbnek tűnhet, hogy a 2013 AZ<sub>60</sub> jelentősebb időtartamot töltött el a Naprendszer belső vidékein, ami lehetőséget adott a felszín jelentős átalakulására. Ebben a tekintetben 2013 AZ<sub>60</sub> jelentősen különbözik a korábban vizsgált 2012 DR<sub>30</sub>-tól, ami láthatóan átmeneti állapotban van két fő csoport, a vörösfényes és szürke-sötét csoportok között.



## 13. fejezet

# A C/2013 A1 (Siding Spring) üstökös a termális infravörösben

*Kiss, Cs., Müller, T.G., Kidger, M., Mattisson, P., Marton, G., 2015, A&A, 574, L3*

### 13.1. Üstökösök a távoli infravörösben

Üstökösöket általában 10 CSE-nél kisebb naptávolságoknál fedezünk fel, mivel legkorábban ennél a távolságnál indul be az aktivitás, a por- és gázkibocsátás, és az ebből létrejövő kóma teszi az üstököst láthatóvá, illetve megkülönböztethetővé a csillagok háttérétől. Ebben a távolságban a sugárzási egyensúlyi hőmérséklet már  $>90$  K (l. pl. Kennedy & Wyatt, 2011), azaz a termális emisszió maximuma a közép infravörös hullámhosszakra esik.

Az üstökös magot csak kivételes esetben tudjuk távoli észlelésekkel a kómától elkülönülten megfigyelni, különösen az infravörösben a vizális tartományhoz képest általában rosszabb térbeli felbontás miatt. Ilyen különleges alkalom volt a Hale–Bopp-üstökös nagy naptávolságú méréseinek esete a Herschel-űrtávcsővel, ahol a nagy naptávolság miatt a már inaktív magot tudtuk megfigyelni, a kóma nélkül tudtuk (Szabó és mtsai, 2012). A mérésekből arra lehetett következtetni, hogy friss jégréteg rakódott le az üstökös magjára a kibocsátott, majd oda visszakondenzálódó gázokból, ami észlelhető módon megnövelte a mag fényvisszaverő képességét.

A távoli-infravörös és szubmiliméteres hullámhosszakon általában az üstökösök kómájában található port tudjuk megfigyelni, a termális emisszió spektrális eloszlásából a por fontos tulajdonságaira lehet következtetni, a kóma teljes portömegén kívül elsősorban a méreteloszlásra és a porkibocsátás ütemére. Infravörös-méréseket többen is használtak ezeknek a paramétereknek a meghatározására, elsőként Jewitt & Luu (1990) a 23P/Brosen–Metcalf üstökös termális emissziójának modellezésére a James Clark Maxwell Telescope (JCMT) 1 mm-es hullámhosszon történt méréseinek elemzésével. Az általuk használt módszer a későbbiekben részletesen is bemutatásra kerül, mivel a C/2013 A1 üstökös poremissziójának elemzésére én is egy, a fenti módszeren alapuló modellt használtam. A 1990-es évektől kezdve a különböző űrtávcsövekkel számos üstököst figyeltek meg közép infravörös hullámhosszakon, pl. a ISO űrtávcső ISOCAM műszerével a 126P/IRAS és a 103P/Hartley-2 üstökösöket (Groussin és mtsai, 2004), illetve a Spitzer űrtávcső MIPS műszerével a 67P/Csurjmov–Geraszimenko üstököst (Lamy és mtsai, 2008; Kelley és mtsai, 2009).

A Herschel-űrtávcsővel több üstököst is megfigyeltek. Az egyik legnagyobb visszhangot kapott megfigyelés során a Herschel-űrtávcső HIFI nevű nagy felbontású infravörös-spektrométerével figyelték meg a Hartley-2 üstököst, és abban a földihez hasonló deutérium-hidrogén izotóparányt találtak, ami arra engedett következtetni, hogy a Hartley-2-höz hasonló üstökösök jelentős mennyiségben szállíthattak vizet a Földre a korai Naprendszerben (Hartogh és mtsai, 2011). A HIFI műszer segítségével ugyancsak sikeresen figyeltek meg HF molekulát a 103P/Hartley 2 és a C/2009

P1 (Garradd) üstökösökben (Bockelée-Morvan és mtsai, 2014). A C/2006 W3 (Christensen) üstökös Herschel/PACS és HIFI megfigyeléseiből megállapítható volt, hogy a termális emisszió túlnyomó része ebben az esetben nagy porszemcséktől származik, valamint, hogy az üstökös a tömeget tekintve hasonló rátával bocsát ki gázt és porszemcséket (Bockelée-Morvan és mtsai, 2010).

## 13.2. A C/2013 A1 üstökös a Mars közelében

A C/2013 A1 üstökös azért kapott különösen nagy figyelmet, mert 2014. október 19-én alig 140 000 km-re közelítette meg a Marsot, a korai előrejelzések a Marssal történő ütközést sem zárták ki. A legkisebb távolságok idején a Mars belekerült az üstökös kómájába, így fenn állt annak a veszélye, hogy a kómából származó nagy méretű és nagy sebességű részecskék veszélyeztessék a Mars felszínén, vagy bolygóköri pályán működő berendezéseket. Emiatt nagyon fontosak voltak azok különféle adatokon alapuló becslések, amelyek megpróbálták megbecsülni a felszíni részecskefluxust és a részecskék méreteloszlását a legszorosabb megközelítés időpontjában (Farnocchia és mtsai, 2014; Kelley és mtsai, 2014; Tricarico és mtsai, 2014; Ye és mtsai, 2014). Az ebben a fejezetben bemutatandó, a Herschel-űrtávcső mérésein alapuló adatok analízisével hasonló volt a célunk, azaz hogy a információt nyerjünk a kóma méretéről, tömegéről és részecskeméret-eloszlásáról, amiből, az aktivitás alakulásának függvényében, előrejelzést lehetett volna adni a legszorosabb megközelítés időpontjára is. Ez azért volt különösen érdekes, mert a Herschel-mérések időpontjából származó, a legszorosabb megközelítés előtt kb. 1,5 évvel kibocsátott nagy méretű részecskéknek volt arra esélye, hogy elérjék a Mars felszínét, a később kibocsátott nagy méretű részecskéknek nem (Kelley és mtsai, 2014).

## 13.3. Megfigyelés és adatkiértékelés

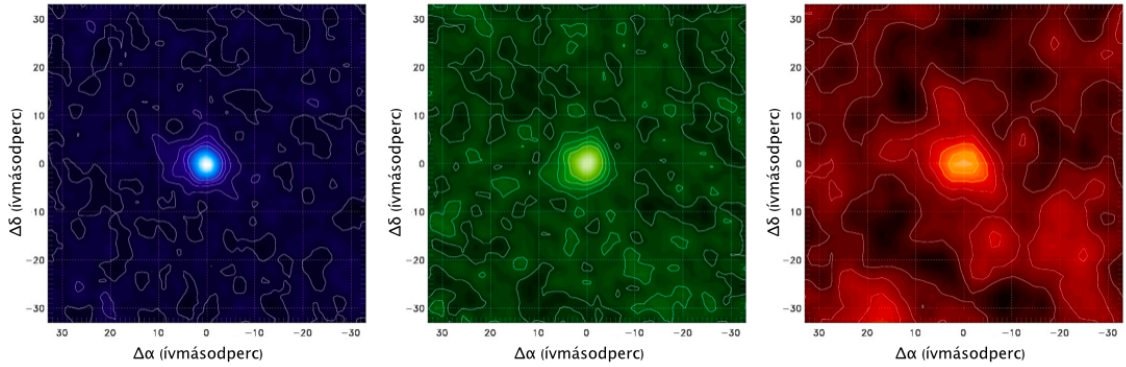
A C/2013 A1 üstökös termális emisszióját a Herschel-űrtávcső (Pilbratt és mtsai, 2010) PACS kamerájával (Poglitsch és mtsai, 2010) figyeltük meg egy az üstökösre beküldött DDT kérelemre kapott távcsőidő keretében. (DDT\_pmattiss\_1, P.I.: P. Mattisson). A méréseket a mini pásztázó térképező módban végeztük a PACS kamera mindhárom sávjában, a 13.1 táblázatban található konfigurációknak megfelelően. A mérések időpontjában az üstökös  $r = 6,479$  CSE távolságban volt a Naptól,  $\Delta = 6,871$  CSE távolságra a Herschel-űrtávcsőtől,  $\alpha = 7;98$  pozíciószögnél.

Az adatkiértékelés alapját a „TNOs are Cool!” Herschel kulcsprogram részére kifejlesztett kiértékelő algoritmusok jelentették (l. a 9. fejezetet). A nyers adatok feldolgozására a standard PACS fényes pontforrás kiértékelésének optimalizált verzióját használtuk, a forrás sajátmozgására korrigálva, azaz a végső térképek az üstökössel együttmozgó koordináta-rendszerben készültek. Bár a forrás mozgása jelentős volt, ahhoz nem mozdult el elegendően sokat az egyes OBSID-k között, hogy a különböző térképeket kölcsönös háttérként használhassuk, így a képeink nem háttér-korrigáltak, és a fotometriát befolyásolja az égi háttér szerkezete.

A térképeket két visszavetítő algoritmussal is elkészítettük, egyrészt a HIPE felülatéresztő szűrőjét („high pass filter”, HPF) összekapcsolva a photProject() programmal, másrészt a HIPE standard JScanam algoritmusával. A HPF és photProject kombináció jobban alkalmazható pontforrásokra és kompakt forrásokra, mivel a felülatéresztő szűrő miatt a nagy térbeli skálákon (alacsony térfrekvenciákon) a térszerkezet ezzel a módszerrel nem őrződik meg – ezeket a skálákat jobban megőrzi a JScanam algoritmus. Az általunk használt paraméterezéssel a felülatéresztő szűrő a kb.  $30''$ -nél nagyobb térbeli skálákat vágja le, ezen belül a JScanam és a HPF+photProject() térképek gyakorlatilag megegyeznek, az üstökös körül ezeken a térskálákon nem figyelhető meg jelentős kiterjedt emisszió. A HPF térképek jel-zaj viszonya jobb, mint a JScanam térképeké, különösen a vörös ( $160\ \mu\text{m}$  sávban), ezért a további vizsgálatokra a HPF képeket használtuk (13.1 ábra).

13.1. táblázat. A C/2013 A1 Herschel-mérései. A táblázat oszlopai a következők: i) mérésazonosító kód (OBSID); ii) a mérés kezdetének időpontja; iii) a mérés hossza; v) szűrőkonfiguráció; vi) a pártázás irányának szöge a kamera irányultságához képest

OBSID	Dátum & idő	$t_{\text{obs}}$ (s)	Szűrők ( $\mu\text{m}/\mu\text{m}$ )	$p_p$ (deg)
2013-03-31				
1342268974	18:10:51	1132	70/160	70
1342268975	18:30:46	1132	70/160	110
1342268976	18:50:41	1132	100/160	70
1342268977	19:10:36	1132	100/160	110



13.1. ábra. A C/2013 A1 üstökös együttmozgó rendszerben készített képei a Herschel/PACS kamera 70 (bal), 100 (közép) és 160  $\mu\text{m}$  (jobb) sávjaiban.

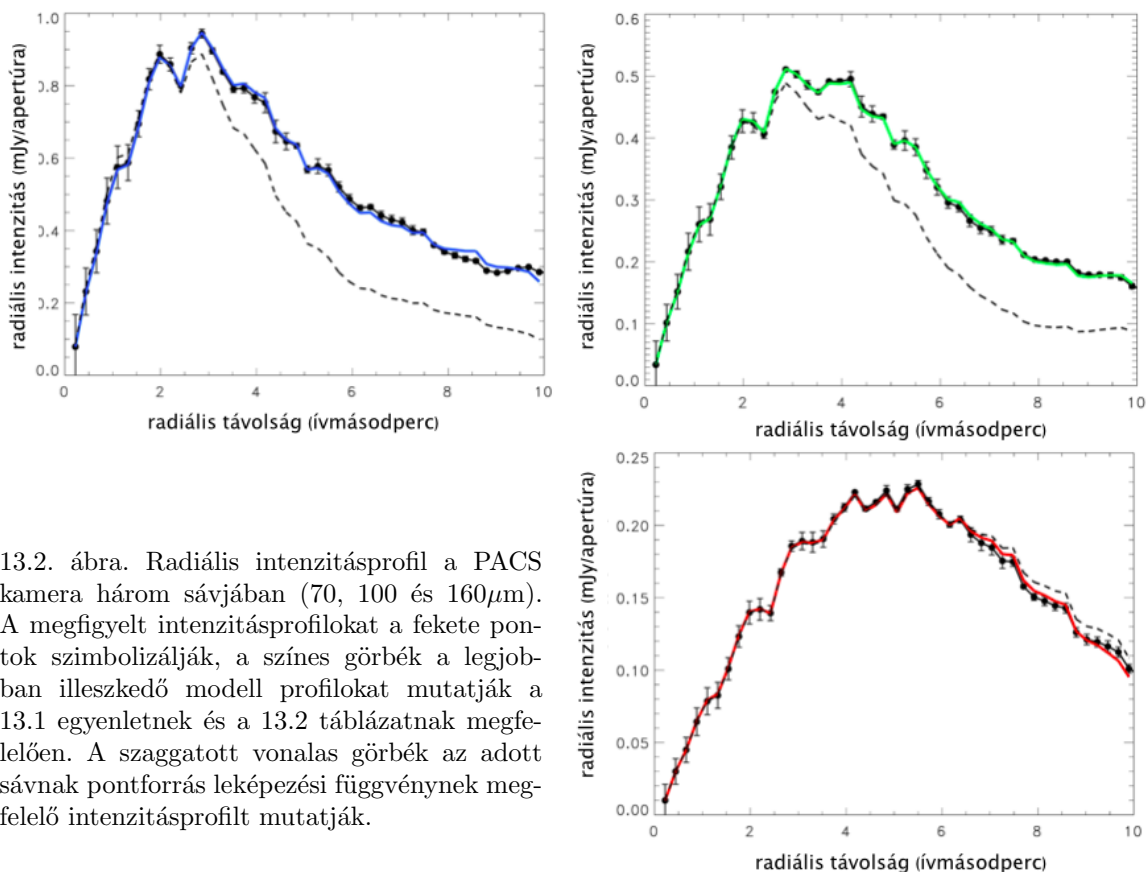
## 13.4. Intenzitásprofil

Az üstökös PACS mérésekből készített képeinek jellemzésére, a vizuális hullámhosszakon szokásoshoz hasonló módon, a radiálisan átlagolt intenzitásprofil használatát használjuk. A PACS PSF effektív szélessége a 70, 100 and 160  $\mu\text{m}$  hullámhosszakon 5,7, 7,5, and 11,7". Az üstökös képein ezeken a hullámhosszakon ezekhez képest egyértelmű kiszélesedés figyelhető meg mintegy 10" ( $\sim 50000$  km) távolságig 70 és 100  $\mu\text{m}$ -en, lehetővé téve a kóma szerkezetének egyszerű analizisét ezeken a hullámhosszakon.

160  $\mu\text{m}$ -en a kóma nem feloldható, leginkább az ezen a hullámhosszon széles PSF, illetve égi háttér jelentős hatása miatt (13.2 ábra). Hogy a magot és a kómát esetlegesen szeparálhassuk a radiálisan átlagolt intenzitásprofil először egy kétkomponensű modellel próbáljuk meg illeszteni. Az egyik komponens megfelel a felbontatlan üstökösnek, egy Dirac-delta függvénynek az intenzitásmaximum helyén. A másik komponens a kómát jellemzi, kifelé fokozatosan csökkenő intenzitással; ezt a csökkenést a  $r_0$  skálatávolság és a  $\gamma$  kitevő írja le.

$$F = k_n \delta(0) + k_c \left( 1 + \left( \frac{r}{r_0} \right)^\gamma \right)^{-1}. \quad (13.1)$$

Ezekkel a paraméterekkel egy kétdimenziós képet készítünk, amit konvolválunk az adott hullámhossznak megfelelő PACS pontforrás-leképezési függvényvel – ehhez a  $\gamma$  Dra fényes kálibrátorcsillag pontforrás-leképezési függvényét használtuk. Az így kapott szintetikus képen elkészítettük a radiális intenzitásprofil, és ezt hasonlítottuk össze a mért profillal. A legjobban illeszkedő paramétereket egy Levenberg–Marquardt-optimalizációs algoritmussal kerestük meg, és ezeket az értékeket a 13.2 táblázatban, a legjobban illeszkedő görbéket pedig a 13.2 ábrán mutatjuk meg.



13.2. ábra. Radiális intenzitásprofil a PACS kamera három sávjában ( $70$ ,  $100$  és  $160\mu\text{m}$ ). A megfigyelt intenzitásprofilokat a fekete pontok szimbolizálják, a színes görbék a legjobban illeszkedő modell profilokat mutatják a 13.1 egyenletnek és a 13.2 táblázatnak megfelelően. A szaggatott vonalas görbék az adott sávnak pontforrás leképezési függvénynek megfelelő intenzitásprofilot mutatják.

A legjobban illeszkedő modell profilok szerint a mag hozzájárulása a teljes intenzitáshoz  $12,8$ ,  $8,2$ , and  $7,5$  mJy, rendre a  $70$ ,  $100$  and  $160\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon. A vörös ( $160\mu\text{m}$ ) sávban a  $k_n = 7,5$  mJy fluxus gyakorlatilag lefedi az ebben a sávban férhető teljes fluxussűrűséget, leginkább a széles pontforrás-leképezési függvény miatt. Ha a fenti fluxusokat egy szilárd magról származónak tekintjük, akkor a mag mérete megbecsülhető egy termális emissziós modell segítségével (l. pl. Müller & Lagerros, 1998, 2002). Eszerint a mag sugara  $r_n \approx 11$  km,  $p_V = 5\%$  geometriai albedót feltételezve. Azonban a Herschel mérésekezt képest később készített nagy térbeli felbontású mérések, pl. a Hubble űrtávcső Li és mtsai (2014) által végzett mérései szerint a mag mérete  $r_n < 1$  km, ami arra utal, hogy az általunk mért fluxusok valószínűleg nem egy szilárd magról származnak, hanem egy a térben felbontatlan, kompakt porkómából, aminek a határa a napszéllel való kölcsönhatás határfelülete lehet. Hasonló jelenséget észleltek a Herschel-űrtávcsővel a 29P/Schwassmann–Wachmann üstökös esetében is (Bockelée-Morvan és mtsai, 2010). A kompakt porkóma létezését támasztja alá a  $160\mu\text{m}$ -en észlelt kompakt, felbontatlan kóma is.

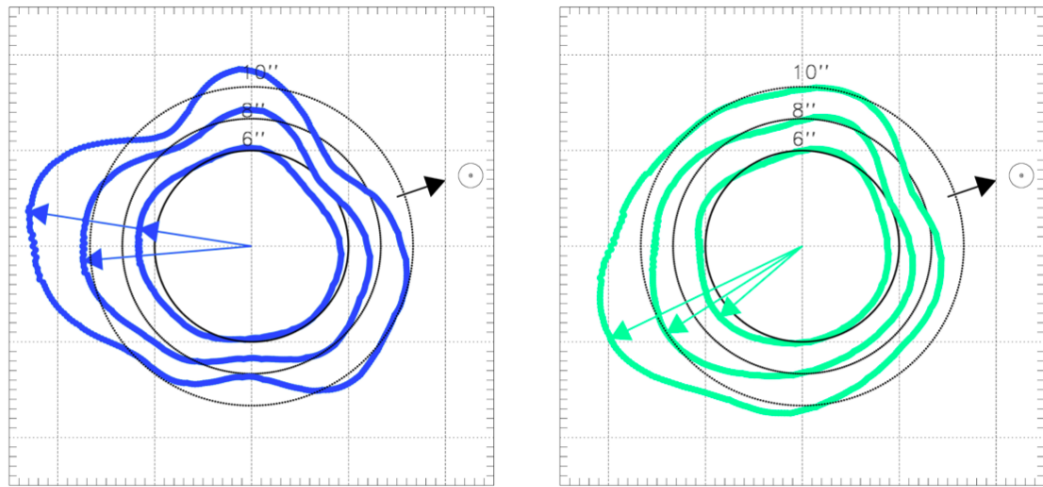
A fenti illesztést megismételtük olyan módon is, hogy nem engedjük meg egy pontforrás hozzájárulását a fluxushoz ( $k_n \equiv 0$ ). Mivel a vörös ( $160\mu\text{m}$ ) sávban az észlelt intenzitásprofil nagyon közel van a pontforrás-leképezési függvényhez, ebben a sávban nem volt értelme megismételni ezt az analízist. A kék ( $70\mu\text{m}$ ) és zöld ( $100\mu\text{m}$ ) sávokban az intenzitásprofilokat majdnem olyan jól tudtuk illeszteni, mint a  $k_n \neq 0$  esetben. Az intenzitás a távolsággal mindkét sávban  $\gamma \approx -2$ -vel csökken, egy valamivel kisebb abszolút értékű negatív számmal a kék esetben. A kék sávban kiterjedtebb kóma arra utal, hogy a kóma külső részein viszonylag nagyobb gyakorisággal fordulnak elő magasabb hőmérsékletű (kiseb méretű) porszemcsék. Ezekből az intenzitásprofil-illesztésekből  $F_{70} = 41 \pm 2$  mJy  $70\mu\text{m}$ -es és  $F_{100} = 26 \pm 2$  mJy  $100\mu\text{m}$ -es összfluxust kaptunk. Ha kiszámoljuk a kék és a zöld intenzitásprofil arányát (a  $70\mu\text{m}$ -es profil  $100\mu\text{m}$ -es felbontásra történő konvolúciója után) a kóma belső része ( $< 3''$ ) egy állandó arányt mutat, ami megfelel nagyméretű porszemcsék karakterisztikus hőmérsékletének ebben a naptávolságban (kb.  $110$  K). Nagyobb radiális távolságoknál

13.2. táblázat. A legjobban illeszkedő intenzitásprofil modellek a 13.1 egyenlet használatával. A profilok illesztését mind egy mag komponens figyelembevételével, mind anélkül elvégeztük.

PACS sáv	$k_n$ (mJy)	$k_c$ (mJy/nyaláb)	$\gamma$	$r_0$ ( $''$ )
		mag figyelembevételével		
kék	$12.8 \pm 0.7$	$0.13 \pm 0.02$	$1.89 \pm 0.04$	$2.51 \pm 0.14$
zöld	$8.2 \pm 0.8$	$0.12 \pm 0.03$	$2.15 \pm 0.05$	$2.54 \pm 0.16$
vörös	$7.5 \pm 1.2$	–	–	–
		mag nélkül		
kék	–	$8.72 \pm 0.05$	$1.83 \pm 0.23$	$0.23 \pm 0.04$
zöld	–	$2.72 \pm 0.05$	$2.12 \pm 0.27$	$0.60 \pm 0.06$

(>5 $''$ ) ugyanakkor a megfigyelt fluxusok arányai és így a jellemző hőmérsékletek is nőnek, amiből a kisebb méretű részecskék gyakoriságának növekedésére következtethetünk a külsőbb régiókban.

A 70 és 100  $\mu\text{m}$ -es képeken a kóma kismértékű aszimmetriája, elnyúltsága figyelhető meg. Ezen a képeken az elnyúltság jellemzésére a radiálisan integrált intenzitást használtuk egy 30°-os körcikkben egy bizonyos radiális távolságig, kifelé az intenzitásmaximum helyétől. Ezek a karakterisztikus kontúrok a 13.3 ábrán láthatóak a 70 és 100  $\mu\text{m}$ -es sávokban. Mint ahogyan az az ábrán jól látható, a kék sávban az aszimmetriákat leginkább a PACS pontforrás-leképezési függvény háromlábú struktúrája okozza, ami olyan erős, hogy felülír minden egyéb szerkezetet. A zöld sávban a háromlábú struktúra hozzájárulása kevésbé szembetűnő: ebben a sávban  $-139^\circ$ ,  $-147^\circ$  és  $-154^\circ$  pozíciószögeket kaptunk a 6 $''$ , 8 $''$  és 10 $''$  radiális távolságoknál. A Nap pozíciószöge  $\sim 19^\circ$  volt a PACS mérések idején, azaz a kóma éppen a Nappal átellenes irányban elnyúlt.



13.3. ábra. Az integrált intenzitás függése a pozíciószögtől 6, 8 és 10 $''$  távolságokon belül az intenzitás csúcsának pozíciójához képest, a kék (bal) és a zöld (jobb) PACS térképeken. A kontúrok a 30°-os körszeletekben integrált intenzitást mutatják az átlagértékhez képest. Egy kör minden pontban azonos intenzitásnak felel meg, a körön belüli pontok az átlag alatti, a körön kívüli pontok pedig átlag feletti intenzitást mutatnak. A színes nyilak az intenzitásmaximum irányát mutatják az adott radiális távolságnál. A fekete nyilak a Nap irányát mutatják.

### 13.5. A porkeletkezési ráta egyszerű becslése

Egy üstökös kómájában található por jellemzésére gyakran használják az  $Af\rho$  mennyiséget (A'Hearn és mtsai, 1984), ami egyszerűen az albedo ( $A$ , a kómát alkotó porszemcsék fényvisszaverő képessége), a kitöltési faktor ( $f$ ), és a kóma kiterjedésének ( $\rho$ ) szorzata. Az  $f$  mennyiség a kóma optikai mélységét írja le, vagyis hogy a porszemcsék mekkora felületet foglalnak el a figyelembe vett látómezőből ( $\rho$  távolságon belül). Az  $Af\rho$  mennyiség általában független  $\rho$ -tól egy viszonylag széles tartományon a kómában, mivel a legtöbb esetben  $f \propto \rho^{-1}$ . Az  $Af\rho$  reprezentáció előnye, hogy ezek az értékek összehasonlíthatók olyan esetekben is, amikor különböző műszerek különböző távolságig képesek követni a kómát. Bár ezt a mérőszámot eredetileg vizuális tartománybeli mérésekre használták, jól alkalmazható termális emisszió (infravörös-mérések) esetében is. Mint az megmutatható (Mommert és mtsai, 2014) a termális emisszió becsülhető az  $Af\rho$  paraméterből a következő módon:

$$F_\nu = \frac{1 - \bar{A}}{A(\alpha)} \pi B_\nu(T) \frac{(Af\rho)}{\Delta^2} \rho \quad (13.2)$$

ahol  $\rho$  a radiális távolság a magtól,  $\bar{A}$  a por átlagos bolometrikus Bond-albedója,  $A(\alpha)$  a fázisszög függő Bond-albedó,  $B_\nu(T)$  a Planck függvény a  $\nu$  frekvencián és  $T$  hőmérsékleten, és ugyanazokat az albedokat használjuk, mint Mommert és mtsai (2014), azaz  $\bar{A} = 0,32$  és  $A(\alpha) = 0,15$  kis fázisszögekre. Az  $Af\rho$  becslésre a PACS  $70\ \mu\text{m}$ -es méréseket használtuk, mert ezekhez járul hozzá legkevésbé a háttér, ami egyébként jelentősen befolyásolhatná a kapott értékeket. A por hőmérséklete az üstökös naptávolságában a PACS mérések idején  $108\text{--}116\ \text{K}$  volt nagy ( $>10\ \mu\text{m}$ ) részecskékre, és kissé függ a részecske méretétől. Ehhez a becsléshez mi  $110\ \text{K}$  hőmérsékletet, valamint  $\rho = 50\ 000\ \text{km}$  ( $10''$ ) kóma kiterjedést tételeztünk fel, amiből  $Af\rho = 185 \pm 25\ \text{cm}$  adódik a fenti egyenlet átrendezésével.

Ezt az értéket összehasonlíthatjuk a később kisebb naptávolságoknál NEOWISE mérésekből kapott  $Af\rho$  mérések eredményeivel. Stevenson és mtsai (2014)  $Af\rho$  paraméterre  $432 \pm 21$ ,  $726 \pm 40$  és  $724 \pm 40\ \text{cm}$ -t kaptak  $3,82$ ,  $1,88$  és  $1,48\ \text{CSE}$  heliocentrikus távolságoknál, amiből jól látható a porkeletkezési aktivitás emelkedése, majd ennek leállása kb.  $1,5\ \text{CSE}$  naptávolságnál.

Az  $Af\rho$  értékekből megbecsülhető a porkeletkezési ráta is (pl. Mommert és mtsai, 2014):

$$Q_d = (Af\rho) \frac{2}{3} \frac{\rho_d a v_d}{A_p} \quad (13.3)$$

ahol  $\rho_d$  a porszemcsék sűrűsége,  $a$  a porszemcse sugara,  $v_d$  a szökési sebesség a mag felszínéről,  $A_p$  pedig a részecskék geometriai albedója, rögzített szemcseméretet feltételezve. Kelley & Wooden (2009) számítását követve feltettük, hogy  $a = 15\ \mu\text{m}$ ,  $\rho_d = 1\ \text{g cm}^{-3}$  és  $A_p = 0,15$ . Ebben a mérettartományban a szemcsék sebessége a következőképpen becsülhető:

$$v_d = v_{\text{ref}} \left( \frac{a}{1\ \text{mm}} \right)^{-0.5} \left( \frac{r_h}{5\ \text{CSE}} \right)^{-1} \quad (13.4)$$

A Kelley és mtsai (2014) által használt  $v_{\text{ref}} = 1,9\ \text{m s}^{-1}$  referencia sebességgel (ami az  $1\ \text{mm}$ -es részecskék kilökődési sebessége  $5\ \text{CSE}$  távolságban a Naptól)  $v_d = 12\ \text{m s}^{-1}$   $15\ \mu\text{m}$ -es szemcsékre, és ebből  $Q_d = 1,5 \pm 0,5\ \text{kg s}^{-1}$ -t kapunk a porkeletkezési rátára. Stevenson és mtsai (2014) fentebb említett NEOWISE  $Af\rho$  becsléséből hasonló paraméterezéssel  $Q_d = 11 \pm 4$  és  $45 \pm 15\ \text{kg s}^{-1}$  porkeletkezési rátát kaphatunk  $3,8$  and  $1,9\ \text{CSE}$  naptávolságoknál. Ez a három  $Q_d$  érték jól leírható egy  $(r_h/r_0)^{q_Q}$ ,  $q_Q \approx -2,65$ , a naptávolság csökkenésével meredeken emelkedő hatványfüggvénnyel, bár megjegyzendő, hogy az aktivitás jelentősen csökkent az  $1,9\ \text{CSE}$ -nél történt mérés után. A PACS mérések időpontjára meghatározható a látható kóma teljes tömege is az  $Af\rho$  paraméter alapján, amire a fenti tulajdonságú porszemcséket feltételezve  $\sim 3 \cdot 10^8\ \text{kg}$ -ot kapunk, ami egy néhány tíz méteres aszteroida tömegének felelne meg.

## 13.6. A kóma részletes pormodellje

A fenti becslések nagyon leegyszerűsítve tárgyalják a kómát alkotó port, csak egyetlen, karakterisztikus porszemcseméretet figyelembe véve. A valóságban a kóma tulajdonságai és szerkezete függ pl. a porszemcsék optikai tulajdonságaitól és sebességétől, amelyek részecskeméret-függőek, és különbözőek a különböző anyagi minőségű részecskékre is. Ezen hatások figyelembevétele érdekében létrehoztunk egy a bonyolultabb modellt is Jewitt & Luu (1990) modelljére támaszkodva. Ebben feltételezzük, hogy a szemcsék mérete az  $a = 10^{-8}$ – $10^{-2}$  m tartományba esik, és hogy az adott méretű szemcsék száma  $(a/a_0)^q$  szerint változik ( $-1 \leq q \leq -3$ ).

A modellben göm balakú részecskéket tételezünk fel, ezeknek a Mie-elmélet alapján – az adott anyag hullámhosszfűgő komplex törésmutatójának ismeretében – ki tudjuk számolni a szórás és abszorpció hatáskeresztmetszeit. A szórás hatáskeresztmetszet:

$$Q_s = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [|a_n|^2 + |b_n|^2] \quad (13.5)$$

az abszorpció hatáskeresztmetszet pedig:

$$Q_s = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (13.6)$$

ahol  $x = 2\pi a \lambda^{-1}$  a méretparaméter,  $a_n$  és  $b_n$  pedig Bessel- és Henkel-függvények komplex kifejezései (l. pl. Bohren & Huffman, 1983). A modellszámítások során kétféle, az üstökös kómával foglalkozó irodalomban gyakran használt anyagot tételeztünk fel, ún. asztroszilikátokat, illetve üveges szénrészecskéket. Az asztroszilikátok olyan elméleti részecskék, amelyek optikai tulajdonságai megegyeznek a csillagközi anyagban található por átlagos optikai tulajdonságaival, bár nem rendelhetők hozzá egy konkrét anyaghoz (Draine 1985). Az üveges szénrészecskék kombinálják az üveges, vagy kerámia jellegű tulajdonságokat a grafit tulajdonságaival, ezeknek optikai tulajdonságait laboratóriumi mérések alapján határozták meg (Edoh 1983). A porszemcsék infravörös emisszióját az anyag és méretfüggő hőmérsékletük határozza meg, amit a sugárzási egyensúly egyenletéből kaphatunk meg:

$$\int_0^{\infty} Q_a(a, \lambda, m) \pi a^2 F_{\nu}^{\odot} d\nu = \int_0^{\infty} Q_a(a, \lambda, m) 4\pi a^2 \pi B_{\nu}(T(a)) d\nu \quad (13.7)$$

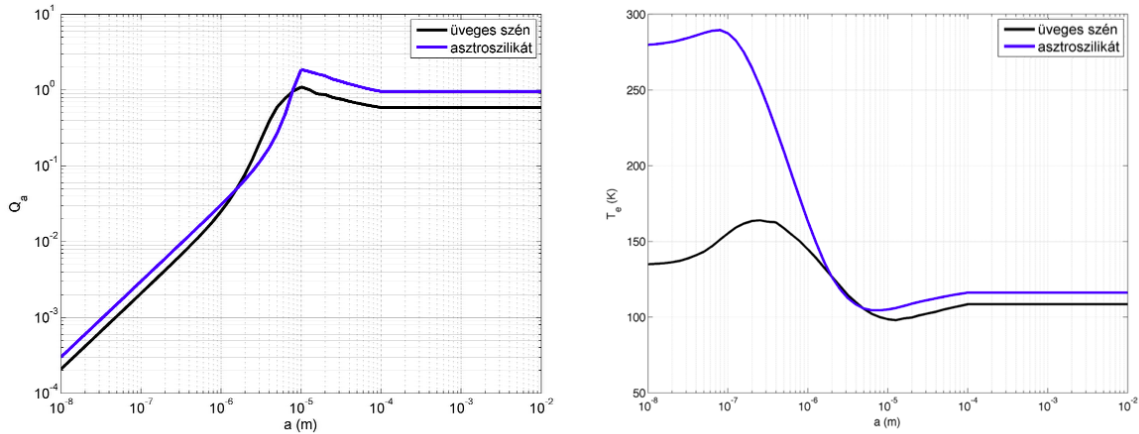
ahol  $F_{\nu}^{\odot}$  az napsugárzás fluxusa az adott naptávolságánál,  $B_{\nu}$  a Planck-függvény,  $T(a)$  pedig a porszemcsék méretfüggő hőmérséklete.

Adott típusú és méretű részecske hőmérsékletét azonosnak tételezzük fel mindenütt a kómában, mivel az alapvetően csak a naptávolságtól függ. Adott szemcseméret-eloszlás esetén a szemcséktől származó teljes fluxus a  $\nu$  frekvencián:

$$F_{\nu} = \frac{1}{\Delta^2} \cdot \int_{a-}^{a+} B_{\nu}(T(a)) Q_a(a, \lambda, m) \pi a^2 n(a) da \quad (13.8)$$

ahol  $\Delta$  az üstökös megfigyelőtől mért távolsága,  $a-$  a minimális,  $a+$  pedig a maximális szemcseméret.

A modellünkben feltételezzük, hogy a porszemcsék állandó sebességgel haladnak (ugyanazzal a sebességgel, mint a kilökődési sebességük), ami függ a méretüktől és a naptávolságtól a kilökődés pillanatában (l. a 13.4 egyenletet). Ezzel a skálázással Farnham és mtsai (2014)  $v_{\text{ref}} = 0,42 \text{ m s}^{-1}$  kaptak a Hubble úrtávcső mérései alapján. Kómamodellünkben ehhez hasonló sebességeket engedünk meg,  $v_{\text{ref}} = 0,25$  és  $1,0 \text{ m s}^{-1}$  között. Az üstökös megfigyelhető (és aktív) volt a PanSTARRS felfedezés előtti képein 8 CSE távolságban 2012 szeptemberében, de a korábbi, 2011 decemberi képeken, 10,5 CSE távolságban még nem. Hogy felfedezhető legyen, legalább  $3^m$ -t kellett fényesednie a két időpont között, de egy inaktív mag esetében a naptávolság csökkenés miatti fényesedés csak  $0^m6$  lett volna. Ez arra utal, hogy az aktivitás valahol a két dátum között kellett, hogy kezdődjön (Farnham és mtsai, 2014). Az aktivitás lehetséges kezdő időpontjait a modellben  $t_0$  paraméteren keresztül vesszük



13.4. ábra. A  $70\ \mu\text{m}$ -es abszorpciós együttható (balra) és az egyensúlyi hőmérséklet (jobbra) függése a részecskemérettől üveges szén és asztroszilikát részecskék esetén.

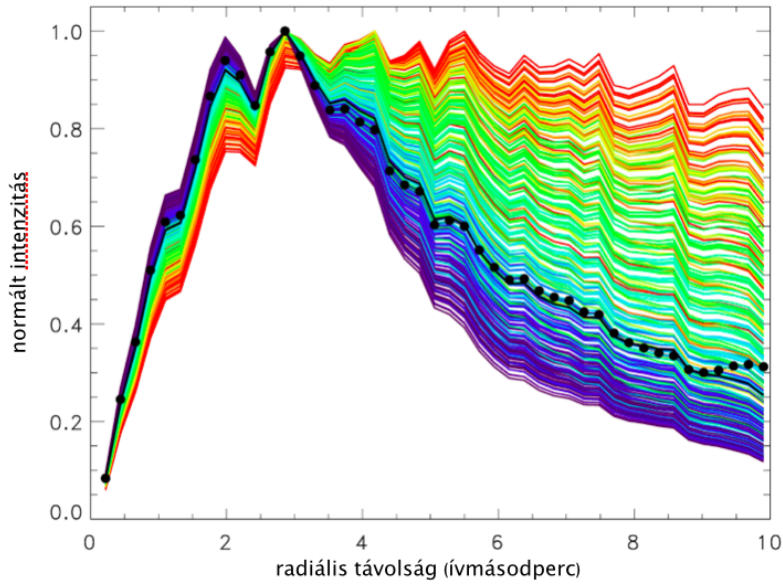
figyelembe, ami az aktivitás kezdete és a Herschel-mérések között eltelt idő. Ennek a paraméternek az értéke  $1,6 \cdot 10^7$  s és  $4,5 \cdot 10^7$  s között változhat, amik megfelelnek a 2012. szeptember, illetve a 2011. november és 2013. március 31. (a PACS mérések dátuma) között eltelt időnek. A modellben használt időpontokat (így  $t_0$ -t is) naptávolságokra konvertáltuk az üstökös pályája alapján, amit a NASA/JPL Horizons rendszeréből vettünk<sup>1</sup>. Feltételeztük még, hogy a kilökődési sebességen kívül a kibocsátás üteme is függ a naptávolságtól, az általában feltételezett módon ( $\propto r_h^{-2}$ ), azaz erőteljesen növekszik a csökkenő Naptávolsággal.

A modell radiális szimmetriát feltételezve minden időlépésben (nullától  $t_0$ -ig) kiszámolja, hogy mennyi az aktuális kibocsátási ráta az adott méretű szemcsékre, illetve, hogy az előző időlépésekben kibocsátott részecskék milyen távolságra jutottak el a magtól. Ebből meghatározható a méreteloszlás távolságfüggése a Herschel-mérések időpontjában az adott modellparaméterek ( $q$ ,  $t_0$ ,  $v_{\text{ref}}$ , részecsketípus) mellett, a fenti egyenletekből pedig kiszámítható a termális emisszió háromdimenziós eloszlása és annak kétdimenziós vetülete, optikailag vékony közeget feltételezve (ez az egészen extrém eseteket kivéve mindig teljesül a távoli-infravörös hullámhosszakon). A kapott 2D felületi fényesség eloszlást ezután konvolváljuk a megfelelő PACS pontforrás-leképezési függvényvel, hogy az összehasonlítható legyen a megfigyelttel. A modellt a paraméterek széles skálájára lefuttatva a legkisebb  $\chi^2$  értéket adó paraméterkészletet keressük. A 13.5 ábrán ilyen, különböző színekkel ábrázolt modell-intenzitásprofilok láthatók a megfigyelt intenzitásprofil mellett. A különböző  $q$  értékekhez tartozó modellek láthatóan jól elkülönülnek az ábrán: a meredek méreteloszlások ( $q \approx -3$ ) nagyon kiterjedt kómához vezetnek a kis szemcsék túlsúlya miatt. Ezek a méreteloszlások látatóan nem egyeztethetők össze a megfigyelt intenzitásprofilal. A legjobban illeszkedő modell megfelel  $t_0 = 1,6_{-0,8}^{+1,6} \cdot 10^7$  s aktivitási időnek (avagy  $r_h \approx 8$  CSE távolságnak az aktivitás kezdetekor),  $v_{\text{ref}} = 1,0 \pm 0,3$  m s<sup>-1</sup> referencia-sebességnek és  $q = -2,0 \pm 0,1$  méreteloszlásnak. A legjobban illeszkedő modell paramétereinek hibabecsléséhez azt a feltételt használtuk, hogy a legjobb modell és a vele szomszédos, még elfogadható modellek mért intenzitásprofiltól való eltérései nem inkompatibilisek a  $2\sigma$  (95%) szignifikancia szinten.

A legjobban illeszkedő modellprofil alapján kijelenthetjük, hogy az infravörösben megfigyelhető kómában túlsúlyban vannak a nagy részecskék a szokásosan feltételezett  $q \approx -3$  méreteloszláshoz képest. Ezek a szemcsék kisebb radiális távolságoknál találhatók, mint ahogyan azt a méretfüggő kilökődési sebességekből is sejteni lehetett. A részecskék nagy részét  $\sim 1''$ -nél ( $\sim 5000$  km-nél) közelebb találjuk a maghoz. Ha üveges szénszemcséket használunk az asztroszilikátok helyett, hasonló inten-

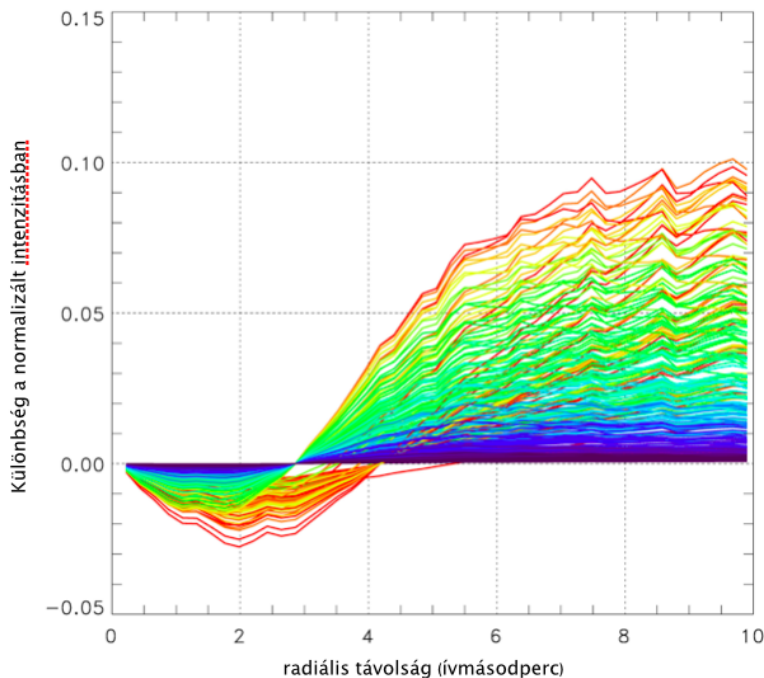
<sup>1</sup><http://ssd.jpl.nasa.gov/?horizons>





13.5. ábra. A radiális intenzitásra az „asztroszilikát” részecskemodellekkel kapott radiális intenzitás görbék, különböző modellparaméterek ( $t_0$ ,  $v_{ref}$  és  $q$ ) esetén. A kéktől a vörösig változó színek különböző  $q$  paramétereknek felelnek meg,  $-1,6$  és  $-3,0$  között. A fekete pontok az észlelt intenzitásgörbének, a folytonos fekete vonal a legjobban illeszkedő modellnek ( $t_0 = 1,6 \cdot 10^7$  s,  $v_{ref} = 1,0$  m s $^{-1}$  és  $q = -2,0$ ) felel meg.

zításprofilokat kapunk, maximum 10% eltéréssel a kóma belső  $10''$ -én, bizonyos modell paraméterek esetén. Mint ahogyan az a 13.6 ábrán látható, a maximális eltérést akkor kapjuk, ha  $q \approx -3$  modelleket használunk (vörös görbék). A legjobban illeszkedő  $q \approx -2$  modellekre (világoskék görbék) a különbség ennél sokkal kisebb, maximum  $\sim 3\%$ . Ennek oka a nagyobb szemcsék túlsúlya, amelyek esetében az optikai tulajdonságok kevésbé függenek a részecske típusától (l. pl. a 13.4 ábrát). Emiatt mind a két típusú (asztroszilikát és üveges szén) por esetén hasonlóak lesznek a legjobban illeszkedő modell  $q$ ,  $t_0$  és  $v_{ref}$  paraméterei.



13.6. ábra. A radiális intenzitásra az „asztroszilikát” és szén-típusú részecskemodellekkel kapott radiális intenzitás görbék közötti különbség, két görbére ugyanazokat a modellparamétereket ( $t_0$ ,  $v_{ref}$  és  $q$ ) feltételezve. A kéktől a vörösig változó színek különböző  $q$  paramétereknek felelnek meg,  $-1,6$  és  $-3,0$  között, ugyanúgy, mint a 13.5 ábrán.

## 13.7. Az eredmények további felhasználhatósága

Az itt ismertetett, infravörös-méréseken alapuló modell lehetőséget kínál arra, hogy részletesen tanulmányozzuk üstökösök kómájában a por tulajdonságait, mint pl. szemcseméret szerinti és térbeli eloszlását, valamint, hogy a részecskék milyen típusú porból származhatnak, és hogyan változott a kibocsátás üteme a megfigyelés előtt. Ezt a típusú analízist csak a vizuális tartományban végzett mérések alapján nem lehetne elvégezni. Sajnos ilyen infravörös mérések csak korlátozott számban állnak rendelkezésre. A korábbi infravörös-úrtávcsövek (ISO, Spitzer) térbeli felbontása nem volt megfelelő ahhoz, hogy ezt a típusú analízist elvégezhessük. A Herschel-úrtávcső a Siding Spring üstökösön kívül a C/2006 W3 (Christensen) (Bockelée-Morvan és mtsai, 2014) és a C/2012 S1 (ISON) (O'Rourke és mtsai, 2013) üstökösök kómaszerkezetét figyelte meg, ezekre a mérésekre alkalmazható lenne a fent ismertetett modell. Ugyanakkor a közeljövőben felbocsátandó James Webb-úrtávcső újra lehetőséget fog kínálni arra, hogy valamivel rövidebb hullámhosszakon, de éppen a néhány CSE távolságban lévő üstökösökhöz tartozó ideális hullámhossztartományban (10–30  $\mu\text{m}$ ) végezzünk majd ilyen megfigyeléseket nagy térbeli felbontással. Ezek a mérések lehetővé fogják tenni a részletes pormodell kidolgozását is.

## 14. fejezet

# Földközeli kis égitestek fizikai tulajdonságai a Herschel-űrtávcső mérései alapján

---

*Müller, T.G., Miyata, T., Kiss, Cs., és mások, 2013, A&A, 558, A97*

*Müller, T.G., Kiss, Cs., Schreich, P., és mások, 2014, A&A, 566, A22*

---

### 14.1. Földsúroló kisbolygók a termális infravörösben

#### 14.1.1. A földsúroló kisbolygók jelentősége

Manapság széles körben elfogadott, hogy a földtörténet során a Naprendszerből érkező kisebb égitestek becsapódásai jelentős mértékben befolyásolták a Föld geológiai fejlődését és a földi életet. Ezeket az eseményeket nagy valószínűséggel olyan, Nap körül keringő égitestek okozták, amelyek pályája keresztezte a Föld pályáját. Földközeli kis égitestnek olyan, Nap körül keringő égitesteket tekintünk, amelyek napközelpontja 1,3 CSE-n belül van. Ezek lehetnek aszteroidák, üstökösök, vagy akár Nap körüli pályán lévő űreszközök. Potenciálisan veszélyes objektumoknak ezek közül azokat tekintjük, amelyek a földpályát 0,05 CSE-nél jobban megközelítik, és abszolút fényességük (H) 22 magnitúdó alatt van – ez kb. 150 méteres átmérőnek felel meg, ha az égitest geometriai albedója az átlagos  $p_V = 13\%$ . A földközeli égitestek iránti érdeklődés az 1980-as években erősödött fel, annak felismerésével, hogy ezek milyen potenciális veszélyt jelenthetnek, és hogy egy ilyen becsapódást hogyan tudnánk megakadályozni. Ekkor indultak el azok az aszteroida felmérések, amelyek célul tűzték ki földközeli égitestek populációinak feltérképezését (l. pl. Jedicke és mtsai, 2015, összefoglalóját). Az Amerikai Egyesült Államokban a NASA kongresszus által meghatározott kötelezettsége, hogy minden, 1 km-nél nagyobb földközeli égitestet katalogizáljon, mivel egy ilyen történetű ütközés katasztrofális lenne.

A Föld potenciális becsapódásokkal szembeni védelme mellett a közelmúltban már más szempontok is megjelentek a földközeli égitestek kutatásában. Ezek a kisbolygók lehetnek pl. az űrbányászat legkönnyebben elérhető célpontjai. A bányászandó anyagok közül a legfontosabbak a platinacsoport elemei, amiket elsősorban az elektronikai ipar tudna hasznosítani, a „közönségesebb” elemek, mint az arany és a vas, illetve a víz a jövőben földkörüli pályáról induló űrmissziók számára lehetnének rendkívül hasznosak. Ezek a Földről legkönnyebben elérhető égitestek, amelyeken bármilyen, a Naprendszer távolabbi részeiben használandó technológiát ki lehet próbálni, illetve önmagunkban is érdekesek, hiszen ezeknek az égitestnek a megismerésével a Naprendszer keletkezésébe és fejlődésébe pillanthatunk be.

### 14.1.2. A kisbolygók pályáját befolyásoló hatások

A földszűrő kisbolygókkal kapcsolatos egyik legfontosabb kérdés az eredetük. A legelfogadottabb forgatókönyv szerint (Morbidelli & Vokrouhlický, 2003) ezek az égitestek eredetileg a kisbolygóövből származnak, a belső Naprendszerbe a Jupiterrel történő rezonanciák révén a kisbolygóöv Kirkwood zónáiból kerülnek mivel ezen a rezonanciák hatására jelentősen megváltozik a pályájuk. A Kirkwood-zónákba az új kisbolygók nem-gravitációs hatások eredményeképpen is bekerülhetnek, a legjelentősebbek a Jarkovszkij- és YORP-effektusok (l. pl. Bottke és mtsai, 2006; Vokrouhlický és mtsai, 2015).

Az elsődleges, vagy napi Jarkovszkij-effektus annak a ténynek a felismerése, hogy egy aszteroida forgása során a felszín egy adott helyen nem „délben”, a Nap lokális delelésekor a legmelegebb, hanem a felszín hőtehetetlensége miatt ennél valamivel később. Emiatt a felszín kisugárzása is „kora délután” a legintenzívebb, ami az égitest teljes felszínét tekintve egy olyan eredő erőhöz vezet, amely normál forgás esetén növeli, retrográd forgás esetén pedig csökkenti az égitest félnagy tengelyét. Létezik egy másodlagos, vagy évszakos hatás is, ami a „téli” és „nyári” féltekék közötti hőmérsékletkülönbségből származik, és egy befelé ható, lassító erőt eredményez; a hatás nagysága a tengelyferdeséggel nő. A legtöbb kisbolygó esetében a napi hatás a domináns, de kis méret és  $90^\circ$  közeli tengelyferdeség esetén az évszakos hatás nagyobb lehet a napinál. Az effektus mértéke erősen függ az égitest alakjától, méretétől, forgási sebességétől, a forgástengely irányultságától, és a felszín termális tulajdonságaitól (albedó, hőtehetetlenség, felületi érdesség) is. Mivel a Jarkovszkij-effektus, bár a legtöbb esetben csak hosszú távon, de a pálya megváltozásához vezet, ez lehet az egyik legfontosabb mechanizmus, amivel a főövből kisbolygók a Föld közelébe, földszűrő pályákra kerülhetnek. Egy földszűrő kisbolygó esetén a Jarkovszkij-hatás mesterséges alkalmazása hatékony eszköz lehet egy esetleges katasztrófa elhárításában is.

A napsugárzás, a Jarkovszkij-effektuson felül, meg tudja változtatni a kis égitestek forgási periódusát is. Ezt a hatást a „Yarkovsky–O’Keefe–Radzievskii–Paddack” angol átírású nevek kezdőbetűiből származó rövidítéssel YORP-effektusnak szokták nevezni. Ahhoz, hogy a YORP-effektus működjön, az adott égitestnek szabálytalanul kell lennie olyan módon, hogy egy nagyobb, aszimmetrikus terület hősugárzása miatt forgatónyomaték lépjen fel, ami a forgásiránytól függően, gyorsíthatja, vagy lassíthatja a kisbolygó forgását. Teljesen szabályos (gömb alakú) égitest esetén a YORP-effektus nem lép fel. A YORP-effektus általi gyorsuló felpörgés mértéke olyan nagy is lehet, ami egy laza szerkezetű kisbolygó széteséséhez vezethet.

Mindkét effektus esetében rendkívül jelentős szerepe van annak, hogy milyenek a kisbolygó felszínének termális tulajdonságai (hőtehetetlenség, felületi érdesség), valamint annak mérete és albedója. Ezeket az információkat csak vizuális tartománybeli, földi megfigyelésekkel nem lehet meghatározni, a korábban a Naprendszer távoli égitestjei esetében bemutatott módon azonban a termális infravörösben végzett mérésekkel lehetőségünk van ezen jellemzők meghatározására is.

### 14.1.3. Földszűrő kisbolygók a közelmúlt infravörös-felméréseiben

Több jelentős felmérés is célul tűzte ki földszűrő égitestek infravörös felmérését, legtöbbször azzal a céllal, hogy meghatározzák ezen égitestek méretét és albedóját. Az ExploreNEO program (Trilling és mtsai, 2010) a Spitzer-űrtávcső poszt-kriogenikus fázisában használta az IRAC kamera 3,6 és  $4,5\mu\text{m}$ -es sávjait több száz, különböző osztályokba tartozó kisbolygó megfigyelésére. A program eredményeképpen ma már ismerjük a földszűrő kisbolygók osztályonkénti albedó eloszlását, és azt is tudjuk, hogy az ugyanazon osztályba tartozó, földszűrő pályán mozgó kisbolygók jelentősen világosabb felszínűek, mint nem földszűrő társaik.

A NEOWISE program (Mainzer és mtsai, 2011) a WISE-űrtávcső (Wide-field Infrared Survey Explorer) poszt-kriogenikus programját használta, az előbb említett ExploreNEO-hoz hasonlóan, a 3,4 és  $4,6\mu\text{m}$ -es sávokban. A felmérés kb. 158 ezer kisbolygót figyelt meg összesen, ebből összesen 700 volt földszűrő és ezek között 135 olyan, amit a NEOWISE felmérés fedezett fel. Ez volt az első program, ami jelentős számban tudott 100 m-nél kisebb égitesteket detektálni. A néhány tíz – száz méteres tartomány az a kritikus méret, amelynél az aszteroidák becsapódása még jelentős

veszélyt jelentene, de detektálásuk a hagyományos távcsövekkel „biztonságos” távolságból már nem lehetséges. A NEOWISE alapján sokkal jobban ismerjük a földsúroló kisbolygók méreteloszlását. A NEOWISE a 100 m és néhány kilométer közötti mérettartományokban kevesebb aszteroidát talált, mint azt korábban feltételezték, és ennek alapján az összes 100 m-nél nagyobb földsúroló égitest száma is kevesebb, mintegy 20 ezer, az korábbi modell 36 ezres becslésével szemben.

Az infravörös-felmérések előnye a látható tartományban végzett mérésekkel szemben, hogy míg a láthatóban végzett megfigyelések elsősorban fényes égitesteket tudnak felfedezni, addig az infravörös mérések a sötét égitestekre érzékenyebbek, hiszen egy sötét felszín arányaiban több látható fényt nyel el, és sugároz vissza az infravörösben, mint egy világos felszín.

A Herschel-űrtávcső dedikált céljai között nem szerepelt földközeli égitestek nagy számban történő megfigyelése de a 2010–2013 közötti időszakban kétségtelenül a Herschel volt a legérzékenyebb infravörös-műszer, amivel (földközeli) kisbolygók termális emisszióját meg lehetett figyelni. A megfigyelések néhány kiválasztott égitestre koncentráltak, elsősorban olyanokra, amelyek potenciális célpontjai (voltak) a közeljövő mintavevő űrmisszióinak. Ezek közül a továbbiakban két égitesttel, a 308635 (2005 YU<sub>55</sub>) és a (99942) Apophis kisbolygókkal kapcsolatos eredményeinket mutatom be.

## 14.2. A 308635 (2005 YU<sub>55</sub>) földsúroló aszteroida fizikai tulajdonságai

### 14.2.1. A 308635 (2005 YU<sub>55</sub>) földsúroló kisbolygó

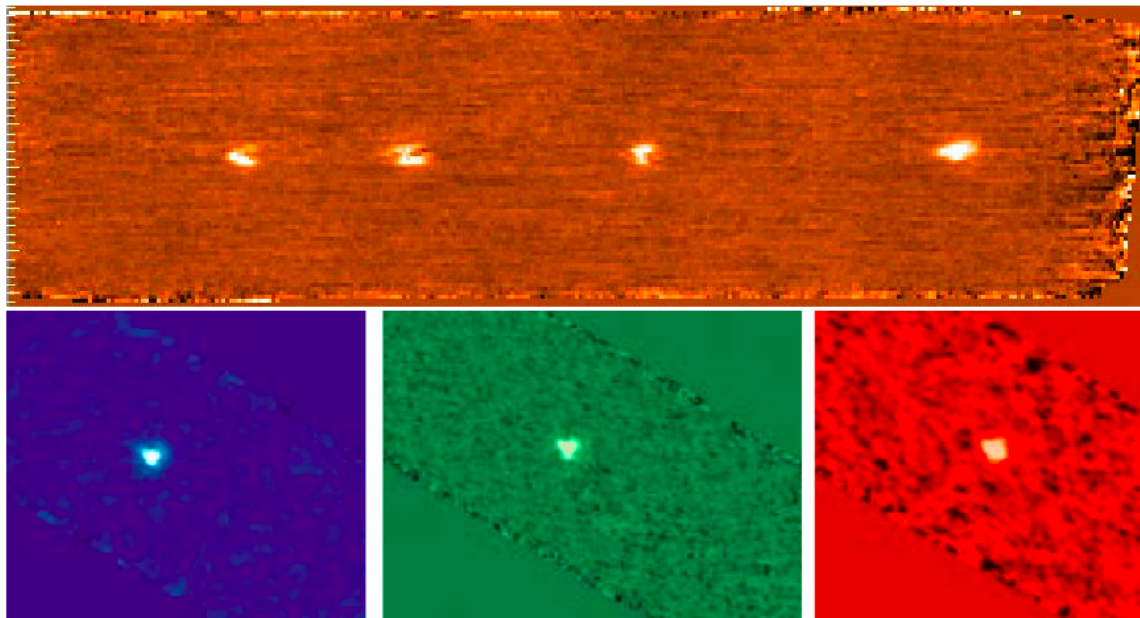
Az Apolló csoportba tartozó, C-típusú 308635 (2005 YU<sub>55</sub>) kisbolygó egy Mars, Föld és Vénusz pályáit is metsző pályán mozog (Vodniza & Pereira 2010; Hicks és mtsai, 2010; Somers és mtsai, 2010). A 2010 áprilisi areciboi radarmérések alapján 2005 YU<sub>55</sub> egy nagyon sötét, és majdnem gömbalakú égitest, aminek a mérete kb. 400 m-re adódott, szemben a korábbi 250 m-es becsléssel. 2011 novemberében a 2005 YU<sub>55</sub> rendkívüli közelségben, mintegy 0,85 holdtávolságra haladt el a Föld mellett. Az aszteroida 2029 januárjában mindössze 0,0023 CSE-re (0,89 Föld–Hold távolság) for elhaladni a Vénusz mellett, és ez a megközelítés fogja meghatározni, hogy az égitest milyen távolságban fog elhaladni a Föld mellett 2041-ben és 2045-ben. A legújabb pályaszimulációk szerint a kisbolygó nem jelent becsapódási veszélyt a Földre az elkövetkező száz évben. A NASA JPL Horizons rendszere szerint a 2005 YU<sub>55</sub> abszolút fényessége  $H = 21^m4$ . Korábban egyetlen más, 23 magnitúdónál fényesebb abszolút fényességű aszteroidát sem sikerült megfigyelni, ami egy holdtávolságon belül haladt volna el a Föld mellett. Egy hasonló tulajdonságokkal rendelkező kisbolygó, a 2004 XP14 ( $H = 19^m4$ ) 2006 júliusában haladt el 1,1 holdtávolságra a Földtől – a 2005 YU<sub>55</sub> 2011-es földközelsége emiatt kivételesnek tekinthető. A 2011. novemberi földközelség több napos észlelési lehetőséget jelentett a földfelszínről, és egy rövid, kb. 16 órás észlelési ablakot a Herschel-űrtávcső számára. Ez kivételes lehetőség volt egy potenciálisan veszélyes kisbolygó részletes megfigyelésére, amiből a kisbolygó fizikai és felszínének termális tulajdonságait lehetett származtatni. Ezek alapján pontosítani lehet a pálya hosszútávú változásait, és általában jobban megismerhetjük az Apollo típusú kisbolygókat.

A kisbolygót a földfelszínről a közép infravörösben az N és Q sávokban (miniTAO/MAX38) valamint milliméteres hullámhosszakon (Smithsonian Astrophysical Observatory Submillimeter Array, SMA) figyeltük meg, az űrből pedig a Herschel-űrtávcső PACS kamerájával. Ezeket a méréseket korábbi radar, infravörös, adaptív optikás stb. mérésekkel egészítettük ki. A célunk az volt, hogy a fenti adatokból egy termofizikai modellen keresztül minél pontosabban meg tudjuk határozni a kisbolygó fizikai tulajdonságait, ideértve pl. a forgástengelyének irányultságát, valamint a felszín termális tulajdonságait (hőtehetetlenség) is.

### 14.2.2. A 2005 YU<sub>55</sub> mérései a földközelség során

A 2005 YU<sub>55</sub> kisbolygót 2011. november 8 és 10-e között figyeltük meg a TAO 1m-es távcsőre szerelt közép infravörös MAX38 kamerával (Chajnantor, Chile, Miyata et al. 2008; Nakamura et al. 2010;

Asano et al. 2012). A megfigyelési időpontok lefedték a legkisebb földtávolság időpontját (2011. november 8., 23:24UT), és az egy nappal ezutáni éjszakát. A kisbolygót három középínfravörös sávban, 8.9, 12.2 és 18.7  $\mu\text{m}$ -en figyeltük meg. A november 8-i mérések során a kisbolygó olyan fényes volt (kb. 0,0021-0,0023 CSE a megfigyelőtől), hogy minden egyes kiolvasásnál egyedileg is detektálható volt. A következő éjszakán (0,0084-0,0089 CSE távolság) a célpont az egyedi kiolvasásoknál már nem volt megfigyelhető, ezért ennek az éjszakának a méréseinél összeadtuk az összes 92 kiolvasást, az egyedi képeket az égitest együttmozgó koordinátarendszerébe transzformálva. A mérésekből kapott fluxussűrűségek táblázata Müller és mtsai (2013) cikkében található.



14.1. ábra. Felső panel: A 2005 YU<sub>55</sub> aszteroida a Herschel-űrtávcső PACS kamerájában 70  $\mu\text{m}$ -es képen, sajátmozgás-korrektió nélkül. A gyors mozgás miatt minden szkennelésnél (négyyszer ismételve) más pozícióban látjuk az égitestet. Alsó panel: Az égitesttel együtt mozgó koordinátarendszerben készített képek a 70 (kék), 100 (zöld) és 160  $\mu\text{m}$  (vörös) hullámhosszakon. A domináns jellegzetesség minden képen a PACS pontforrás-leképezési függvény „háromláb” szerkezete.

A 2005 YU<sub>55</sub> kisbolygó a Herschel-űrtávcső teljes megfigyelhetőségi ablakán (60–115° a Naphoz képest) mintegy 16 óra alatt haladt keresztül, 2,8-3,8°/óra látszó sebességgel, ami jóval nagyobb volt annál, hogy az űrtávcsővel történő követés technikailag megvalósítható lett volna. Ezért két szokásos, 240 s hosszú pásztázótérkép-mérést hajtottunk végre, előre rögzített időpontokban és égi pozíciókban, az egyiket a PACS kamera 70 és 160  $\mu\text{m}$ -es sávjaiban (2011. november 10., 14:52–14:56UT, OBSID 1342232729), valamint egy másikat a 100/160  $\mu\text{m}$ -es szűrőkombinációkkal (2011. november 10., 14:57–15:01UT, OBSID 1342232730). Az első mérés esetében a közvetlenül az égre vetített 70  $\mu\text{m}$ -es képek a 14.1 ábra felső paneljén láthatók, ahol a gyors mozgás miatt az égitest csak különböző pozíciókban látható. A mérések kiértékelését ezért megismételtük a képeket a kisbolygóval együtt mozgó koordinátarendszerbe transzformálva, mindhárom sávban, az adott sáv összes mérését összeadva. Ezzel a technikával nagy pontossággal pontforrásszerűvé lehetett transzformálni a kisbolygó képeit (l. 14.1 ábra, alsó panelek). Az ezek alapján kapott fluxussűrűségek a 14.1 táblázatban találhatóak.

Néhány órával a legkisebb földközelség után, 2011. november 9-én sikerült megfigyelni az aszteroidát a Submillimeter Array (SMA) rádiótávcsővel (Mauna Kea, Hawaii) is, 1328,9  $\mu\text{m}$  átlagos hullámhosszon. A kedvezőtlen időjárás ellenére sikerült az égitestet egyértelműen detektálni, mintegy 35-ös jel/zaj viszonytal, de a rossz feltételek miatt a mérés abszolút kalibrációját nem lehetett

Julián dátum	$\lambda_{ref}$ ( $\mu\text{m}$ )	F (Jy)	$\delta F$ (Jy)	$r_h$ (AU)	$\delta$ (AU)	$\alpha$ (deg)	Távcső műszer
2 455 876.120565	70.0	12.35	0.63	1.002978	0.005403	-70.88	Herschel/PACS
2 455 876.120565	160.0	2.55	0.13	1.002978	0.005403	-70.88	Herschel/PACS
2 455 876.124075	100.0	6.87	0.35	1.003004	0.005415	-70.62	Herschel/PACS
2 455 876.124075	160.0	2.66	0.14	1.003004	0.005415	-70.62	Herschel/PACS
2 455 874.950420	1328.9	0.075	0.025	0.994116	0.004288	-34.66	SMA/230GHz

14.1. táblázat. A Herschel/PACS és SMA mérések összefoglalása. A táblázat oszlopai a következők: Julián dátum; a mért sáv effektív hullámhossza; fluxussűrűség; a fluxussűrűség hibája; naptávolság; távolság a megfigyelőtől; fázisszög; a megfigyelő távcső/műszer.

nagy pontossággal meghatározni, ezért a végső hibák viszonylag nagyok lettek a megfigyelt fluxussűrűséghez képest ( $75 \pm 25$  mJy, l. még a 14.1 táblázatot).

### 14.2.3. A modellezéshez felhasznált egyéb adatok

A korábbi radarmérések (Nolan és mtsai, 2010; Busch és mtsai, 2012; Taylor és mtsai, 2012a,b) azt találták, hogy a 2005 YU<sub>55</sub> sötét (legalábbis a rádióhullámhosszakon), szférikus égitest, mintegy 400 m átmérővel és nagyjából 18 órás forgási periódussal. A radarmérések kizárták a normál irányú forgást, csak a retrográd irányt engedték meg  $(\lambda, \beta) = (20^\circ, -74^\circ) \pm 20^\circ$  ekliptikai pozíciószögekkel, és  $19,0 \pm 0,5$  órás forgási periódussal.

A Gemini-North távcső Michelle-kamerájával és spektrométerével végzett megfigyelések alapján Lim és mtsai (2012a,b)  $409 \pm 12$  K-es szubszoláris felszíni hőmérsékletet és  $322 \pm 18$  m-es átmérőt találtak, 0,93-as nyalábparaméter mellett. A radarmérésekkel kombinálva ezek a mérések  $\Gamma = 500\text{--}1500 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetetlenséget eredményeztek, az effektív mérettől függően.

Merline és mtsai (2011, 2012) a Keck II távcső adaptív optikai rendszerével figyelték meg a 2005 YU<sub>55</sub>-öt, 2011. november 9-én. Ezek alapján az égitest forgástengelye valószínűleg déli ekliptikai szélességek felé mutat, ami akkor egyeztethető össze a radarmérések eredményeivel, ha a forgás retrográd, és a legszorosabb megközelítés során egy meleg terminátorra (nappalból éjszakába forduló) láttunk rá; továbbá két explicit megoldást is adtak a forgástengely irányára, valamint két különböző megoldást az égitest méretére ezekben az esetekben.

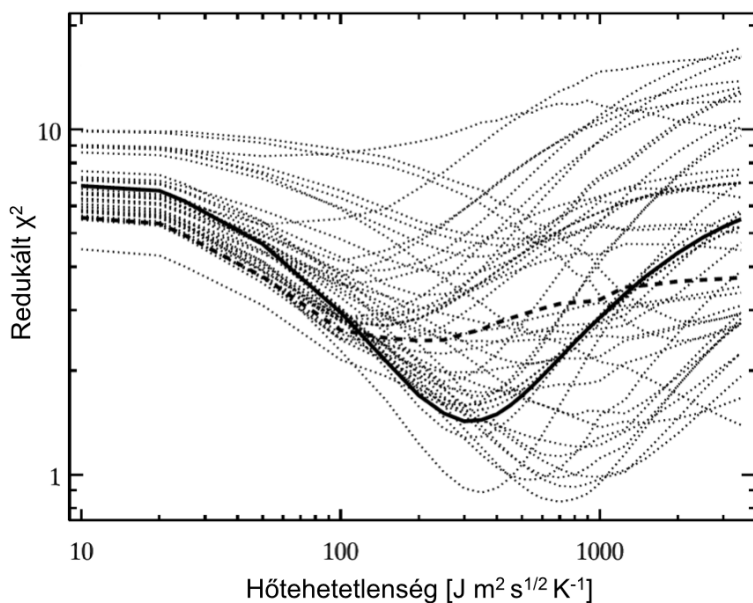
A 2005 YU<sub>55</sub>-öt észlelték még a VLT-NACO rendszerrel is (Sridharan et al., 2012). A fénygörbe-analízis (Warner és mtsai, 2012a,b) két lehetséges periódust adott, 16,34, illetve 19,31 órás periódusokkal. A nagy fázisszög-lefedettség miatt ugyanezekből a mérésekből meghatározható az égitest abszolút magnitúdója az R-sávban ( $H_R = 20,887 \pm 0,042$ ), valamint a G paraméter is ( $G = -0,147 \pm 0,014$ ).

### 14.2.4. A 2005 YU<sub>55</sub> termofizikai modellje

A termofizikai modell célja annak megállapítása, hogy melyek azok a kisbolygót leíró paraméterek – forgástengely irányultsága, méret, geometriai albedó, termális tulajdonságok – amelyek elfogadható egyezést adnak a megfigyelhető fluxussűrűségekkel az adott megfigyelési konfigurációkban, az aktuális geometria és megvilágítás figyelembevételével. Ehhez először egy szférikus modellt használtunk, a preferált 19,31 óra forgási periódus és egy átlagos,  $\rho = 0,3$  felületi érdesség figyelembevételével. Az eredmények a 14.2 ábrán láthatóak az alkalmazott hőtehetetlenség függvényében.

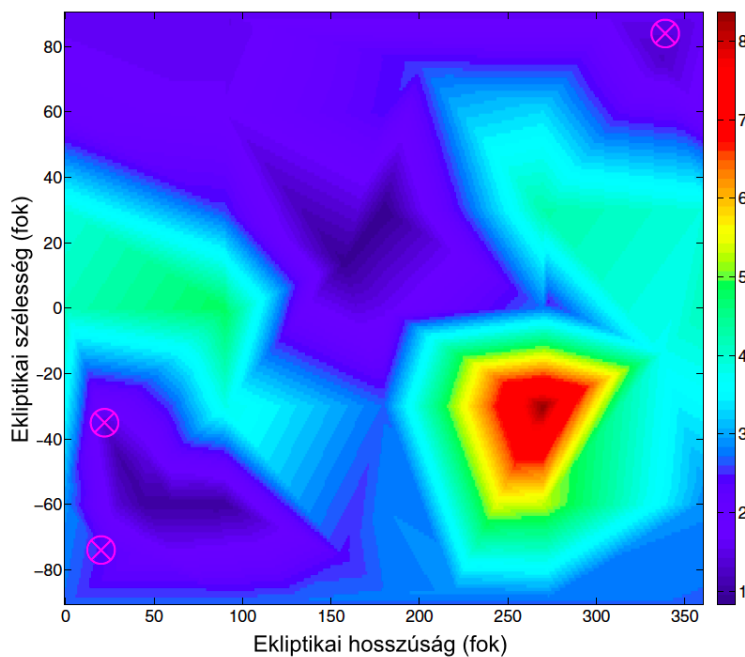
Több olyan megoldás is van, ami adott hőtehetetlenség esetén kielégítően magyarázza a megfigyeléseket ( $\chi_r^2 \lesssim 1$ ), ezekre a konfigurációkra a hőtehetetlenség értéke 200 és  $1500 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  között van. A redukált  $\chi^2$  értékek eloszlását a forgástengely-irányultság függvényében a 14.3 ábra mutatja. Ez alapján a forgástengely-irányultságok jelentős része kizárható (halványkék-vörös tartományok az ábrán), de maradnak olyan (sötétkék) tartományok, amelyek kompatibilisak a megfigyelésekkel. Ilyennek tekinthetők a lila körrel jelzett adaptív optikás és radaömgoldások is. A





14.2. ábra. Redukált  $\chi^2$  a hőtehetetlenség függvényében különböző forgástengely-irányultságok esetében, rögzített, 19,31 órás forgási periódus és közepes,  $\rho=0,3$  felületi érdesség esetén. A vastag folytonos vonal a normál forgásirányú AO megoldáshoz, a vastag szaggatott vonal a radar megoldáshoz tartozik.

megoldások természetesen függenek a választott felületi érdesgtől is, alacsonyabb  $\rho$  alacsonyabb redukált  $\chi^2$  értékekhez vezet, növelve a lehetséges megoldások számát, míg a nagyobb felületi érdesség leszűkíti azt.

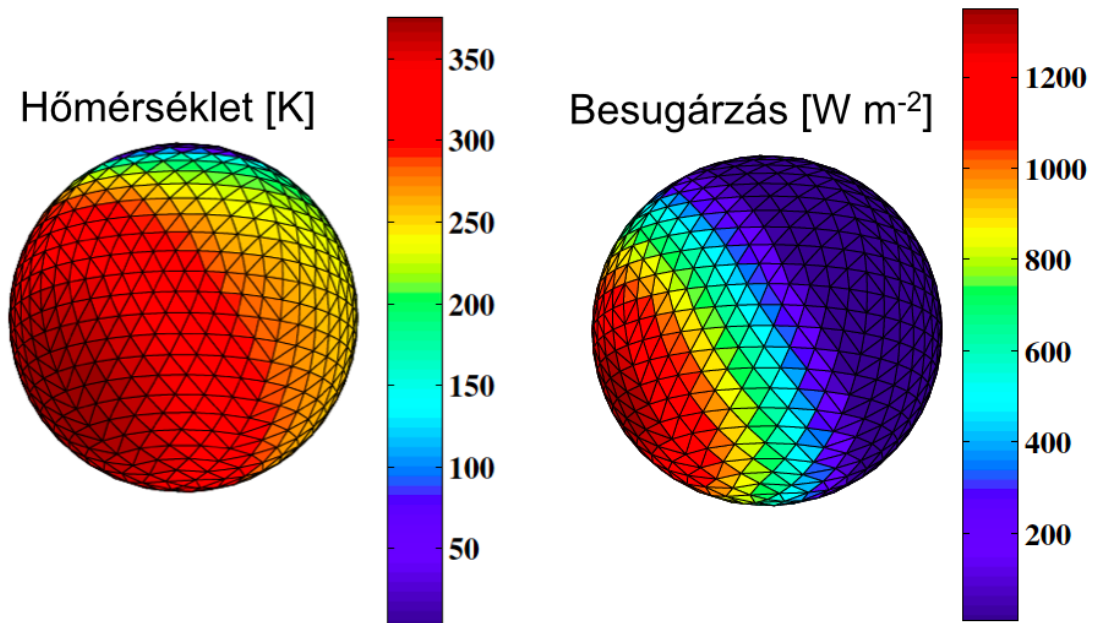


14.3. ábra. A lehetséges forgástengely-irányultságokhoz tartozó  $\chi^2$  értékek minimumai átlagos felületi érdesség ( $\rho=0,3$ ) esetén. A sötétkek területek olyan tartományokat jelölnek, ahol elfogadható egyezés kapható az összes termális mérés figyelembevételével ( $\chi^2$  1,0 környékén, vagy az alatt). A radar- és AO mérésekhez tartozó megoldásokat lila körök jelölik.

Ha megvizsgáljuk a méret- és albedómegoldások függését a forgástengely-irányultságtól, illetve a felületi érdesgtől ( $\rho=0,1\dots0,8$ ), akkor azt találjuk, hogy az azonos konfigurációhoz tartozó méretek (és így az abszolút fényességen keresztül az albedók) gyakorlatilag változatlanok maradnak, csak a  $\chi^2$  értéke változik (az illesztés javul, illetve romlik). A kapott hőtehetetlenség viszont jelentősen változik a felületi érdességgel, vagyis adataink alapján nem tudjuk feloldani a hőtehetetlenség és a felületi érdesség között fennálló degenerációt. Minthogy a kapott méret- és albedó megoldások



stabilnak tekinthetők, a legjobban illeszkedő megoldást kb. 310 m-es átmérő esetén kapjuk; ha figyelembe vesszük az adaptív optikás mérésekben meghatározott forgástengelyt, akkor a méretek 295 és 335 m között változhatnak. Az ezekhez tartozó albedók  $p_V = 0,053...0,067, 0,062$  legjobban illeszkedő értékkel. A legjobb termofizikai modell megoldáshoz tartozó besugárzás és hőmérséklet-eloszlás kép a 14.4 ábrán látható. Az égitest viszonylag nagy hőtehetlensége miatt ott is magas hőmérsékleteket láthatunk, ahol az aktuális besugárzás kicsi.

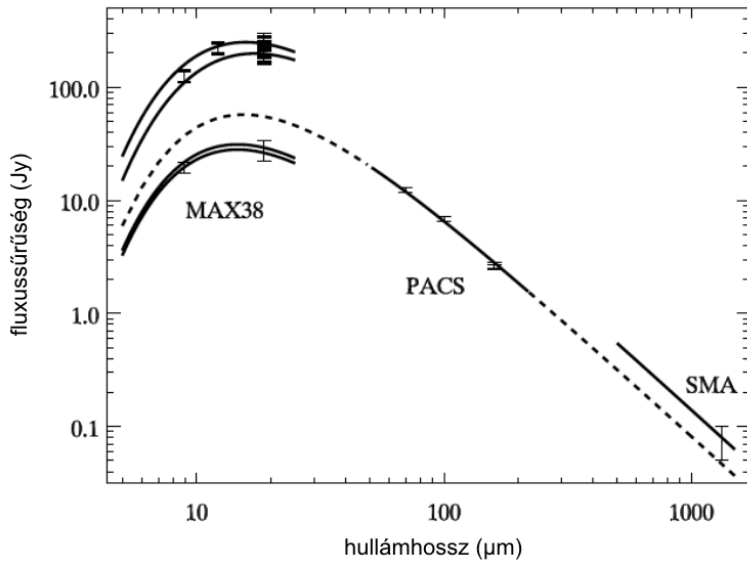


14.4. ábra. TPM modell (hőmérséklet és besugárzás) a 2005 YU<sub>55</sub> aszteroidára 2011. november 10-én 14:55-kor, a Herschel/PACS mérés időpontjában, az objektum-középpontú koordináta-rendszerben (a z-tengely az égitest forgástengelye). A Nap  $-71^\circ$  fázisszögnél található, a forgástengely iránya  $\lambda = 60^\circ, \beta = 60^\circ$  ekliptikai koordinátákban. A szférikus modell 800 felületelemből áll.

A kapott termofizikai modell megoldások alapján megjósolhatjuk a az termális mérésekben várható fluxussűrűségeket is, az adott geometriai és megvilágítási konfigurációkban. Ehhez az előbb említett „legjobb” modellt ( $p_V = 0.062, (\lambda_{\text{ecl}}, \beta_{\text{ecl}}) = (60^\circ, -60^\circ)$ ) modellt használtuk. Az alacsony felületi érdesség (0,1) /  $\Gamma \approx 200 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  paraméterek ugyanolyan megoldásokat adnak, mint egy nagyobb felületi érdesség (0,5) /  $800 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetlenséggel kombinálva, ezért köztes értékeket választottunk mindkét mennyiségre ( $\rho = 0.3, \Gamma = 500 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ ). A modellt a korábban használt mérések mellett a Gemini-North/Michelle-mérésekre alkalmaztuk (Lim et al., 2012b). A 14.5 ábrán jól látható, hogy a modell megfelelő módon képes illeszteni az összes, különböző időpontban és megfigyelési feltételek mellett történt mérést. Az első epocha (2011. november 9.) esetében az egyezés jobb mint 10%, a második esetben (2011. november 10.) a modell kb. 10%-kal alulbecsli a mért értékeket. A megfigyelésekre történő jó illeszkedés arra is rámutat, hogy a 2005 YU<sub>55</sub> kisbolygó valószínűleg jó közelítéssel gömb alakú, másképpen a különböző időpontokra előre jelzett fluxusokban nagyobb eltéréseket kellett volna találnunk egy nem szférikus test forgása miatt.

#### 14.2.5. Az eredmények összefoglalása

A fent ismertetett mérések termofizikai modellezése alapján a következő eredményeket kaptuk a 2005 YU<sub>55</sub> kisbolygó fizikai tulajdonságaira:



14.5. ábra. Megfigyelt fluxussűrűségek és a hozzájuk tartozó termofizikai modellek eredményei – a különböző modellgörbék a különböző észlelési időpontoknak felelnek meg, mivel a földközelség során a megfigyelő és a célpont közötti távolság valamint a fázisszög gyorsan változik. A felső, nem jelölt görbék és pontok a középínfravörös hullámhosszakon a Gemini-North/Michelle-méréseket jelölik

- Termális adatainkat magyarázni tudjuk egy szférikus modellel, ugyanis nem látunk jelentős eltéréseket semmilyen forgási fázisnál, azaz a 2005 YU<sub>55</sub> valószínűleg közel szférikus.
- A legjobb forgástengely irányultság megoldásunk szerint  $(\lambda_{\text{ecl}}, \beta_{\text{ecl}}) = (60^\circ \pm 30^\circ, -60^\circ \pm 15^\circ)$ , ugyanakkor a termális mérések magukban megengednek egy olyan megoldást, amelynél a forgástengely az északi félteke felé irányul, és a forgás normál irányú.
- A széles fázisszög- és hullámhossztartományt lefedő termális adatok radiometriai analízise azt mutatja, hogy a mérések nem zárják ki, hogy a forgástengely irányultsága változik, és a 2005 YU<sub>55</sub> nem csak az elsődleges forgástengelye körül forog.
- A 2005 YU<sub>55</sub> effektív átmérője 300 és 312 m között van, feltéve, hogy a forgástengely irányultsága a fentieknek megfelelő.
- A vizuális geometriai albedó értéke 0,062 és 0,067 közötti (ha  $H = 21^m2$ ), illetve 0,055 és 0,075 közötti, ha az abszolút magnitúdóban megengedünk  $0^m15$  bizonytalanságot a C-típusú kisbolygoknak megfelelően.
- A kisbolygó hőtehetetlensége  $350$  és  $800 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  között lehet, nagyon hasonló ahhoz, amit pl. az (25143) Itokawa kisbolygóra találtak (Müller és mtsai, 2005). Ezért valószínűleg a 2005 YU<sub>55</sub> felszíne is hasonlóan épül fel, azaz alacsony hővezető képességű regolit és olyan nagyobb kövek és sziklák keverékéből áll, amelyeknek jóval nagyobb a hőtehetetlensége.
- A megfigyelt termális emissziót akkor tudjuk a legjobban reprodukálni, ha a felületi érdességet alacsonynak-közepesnek ( $\rho = 0,1..0,3$ ) választjuk. Az alacsonyabb értékekhez alacsonyabb, a magasabbakhoz magasabb hőtehetetlenség értékek tartoznak.

### 14.3. A (99942) Apophis a termális infravörösben a Herschel-űrtávcső mérései alapján

#### 14.3.1. A legveszélyesebb kisbolygó

A (99942) Apophis földsúroló kisbolygót 2004-ben fedezték fel egy Aten-típusú pályán, azaz a kisbolygó rendszeresen áthalad a Föld pályáján. A felfedezés idejében ismert pályaelemek alapján komoly esély (2,7%) látszott rá, hogy a kisbolygó ütközni fog a Földdel 2029-ben, emiatt akkoriban a veszélyes égitesteket minősítő Torino-skálán az eddigi legmagasabb, 4-es besorolást érte el. Az

ezt követő megfigyelések alapján újraszámolt pályaelemekkel már nem volt valószínű az ütközés 2029-ben, de olyan távolságra haladhat el a Földtől, hogy veszélyeztetheti a geostacionárius pályán mozgó műholdakat. Ugyanakkor nem elhanyagolható annak a valószínűsége, hogy az Apophis egy úgynevezett gravitációs kulcslyukon (másnéven rezonancia-kulcslyukon) haladhat keresztül, aminek következtében középtávon ütközhet a Földdel (Farnocchia és mtsai, 2013) – az Apophis tehát továbbra is az egyik potenciálisan legveszélyesebb földsúroló kisbolygó. A ütközési valószínűségekkel foglalkozó számításoknak pontosan ismerniük kell az égitest fizikai tulajdonságait, hogy a pálya változását pontosan meg tudják határozni (Žižka & Vokrouhlický 2011; Farnocchia et al. 2013; Włodarczyk 2013). Ezen tulajdonságok ismeretének hiányában – albedó, méret, alak, forgási periódus és a forgástengely iránya, termális tulajdonságok – a nem-gravitációs hatások nem becsülhetők pontosan – ezek közül a legfontosabb a korábban már említett Jarkovszkij-effektus. A pálya fejlődése mellett a fizikai tulajdonságok fontos információkat hordoznak arról is, hogy milyen lehet a becspodás, ha az bekövetkezik. A 300 m-es tömör test más típusú veszélyt jelenthet a Földre, mint egy lazán kapcsolódó, esetleg jelentős arányban üregeket tartalmazó törmelékhalom, hiszen az előbbi gyakorlatilag akadály nélkül tud áthatolni a légkörön, valószínűleg kiterjedtebb pusztítást okozva.

Delbo és mtsai (2007a) polarimetriás mérésekből  $p_V = 0,33 \pm 0,08$  geometriai albedót és  $H = 19^m,7 \pm 0^m,4$  abszolút fényességet származtattak, amiből  $270 \pm 60$  m-es átmérőt kaptak, valamivel kisebbet, mint a korábbi, 320 és 970 m közötti, albedótól függő értékek.

Vizuális és közeliinfravörös mérések alapján Binzel és mtsai (2009) összehasonlították az Apophis reflektancia spektrumát meteorit analógokkal, és azt találták, hogy az Apophis egy Sq-típusú aszteroida, ami leginkább LL-típusú kondrit meteoritokra hasonlít a színkép, illetve az olivin és piroxén gyakoriságok alapján. Az Apophis és az (25143) Itokawa hasonlósága alapján Binzel és mtsai (2009) 40%-os porozitást jósoltak az Apophisra. Ennek alapján az égitest becsült tömege  $2 \cdot 10^{10}$  kg, mintegy 375 megatonna TNT ekvivalens energiával. Az ismeretlen paraméterek, elsősorban az ismeretlen porozitás miatt ez a becslés kb. 2–3-as faktoron belül lehet pontos.

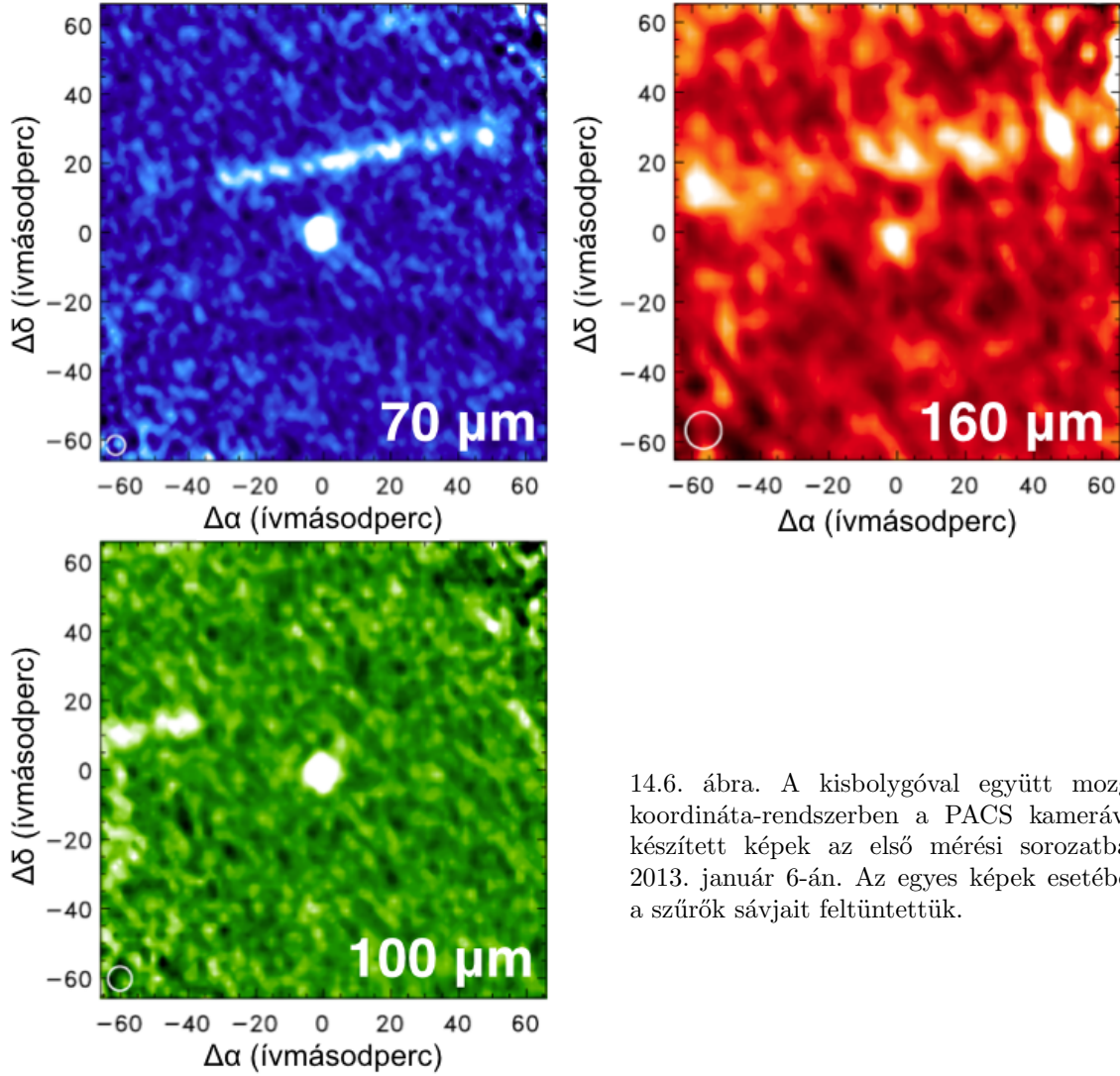
Az itt bemutatandó megfigyelések előtt nem mérések az Apophis termális emissziójáról. A kisbolygót a Spizer-űrtávcsővel nem lehetett mérni, mivel nem volt a Spitzer megfigyelési ablakában a hideg misszió során. A felfedezés és az itt bemutatandó földközelség között nem volt más szoros földmegközelítés, így az égitestet nem figyelték meg sem a közepinfravörös N vagy Q sávokban a Földfelszínről, sem pedig az Akari vagy a WISE-űrtávcsövekkel.

### 14.3.2. Herschel/PACS-megfigyelések

Az Apophist a Herschel-űrtávcső PACS kamerájával figyeltük meg két időpontban, 2013. január 6-án, egy földközelség alkalmával, illetve később, 2013. március 14-én. Az első alkalommal mind a három PACS fotometriai szűrőt használtuk (70, 100 és  $160 \mu\text{m}$ ), és négy különálló mérést hajtottunk végre, a második alkalommal csak a 70/160  $\mu\text{m}$ -es szűrőkombinációt használtuk, egyetlen mérésben. Az első mérés során az égitesttel együtt mozgó rendszerbe transzformált és összeadott képek a 14.6 ábrán láthatóak. A háttérben látható struktúrák nem valóságosak, azok az égi források eltorzulásából keletkeztek az Apophis gyors mozgása miatt. Az első vizit során az Apophis az ég háttérstruktúrák szempontjából tiszta részen járt, míg a második vizit alkalmával az egyébként is halványabb kisbolygó egy olyan területen haladt át, amelyen a forrást nem lehetett tökéletesen elkülöníteni a háttér struktúráitól. Ebben az esetben a forrás pályája mentén 1-2 mJy-s maradványfluxust lehetett azonosítani. A fluxusokat apertúrafotometriával, a fluxusok hibáit pedig a beültetett forrás módszerrel határiztuk meg, a korábban már ismertetett módon, majd a fluxusokat szín-korrigáltuk (a kapott értékek 1,005, 1,023 és 1,062 a 70, 100 és  $160 \mu\text{m}$ -es sávokban). A végső monokromatikus fluxussűrűségek és hibáik az 14.2 táblázatban találhatóak, míg az első vizit adataiból a kisbolygóval együtt mozgó rendszerben készített képek a 14.6 ábrán.

### 14.3.3. Radiometriai analízis

Pravec és mtsai (2014) azt találták, hogy az Apophis forgása nem egy elsődleges tengely körül történik, a legerősebb fénygörbe-amplitúdót produkáló komponens egy  $P = 30,56 \pm 0,01$  h periódusúhoz



14.6. ábra. A kisbolygóval együtt mozgó koordináta-rendszerben a PACS kamerával készített képek az első mérési sorozatban 2013. január 6-án. Az egyes képek esetében a szűrők sávjait feltüntettük.

kapcsolódik, egy  $(\lambda, \beta) = (250^\circ, -50^\circ)$  irányultságú forgástengellyel. A radiometriai analízis szempontjából azt kell tudnunk, hogy a Herschel megfigyelések idején hogyan látunk rá az égitestre annak saját koordináta-rendszerében, hogy ezen belül milyen a forgás fázisszöge, illetve hogy milyen volt az égitest megvilágítása a mérések előtt. Ez utóbbira a hőtehetlenségi hatások figyelembevétele miatt van szükség. Pravec és mtsai (2014) létrehoztak egy alakmodellt is az Apophisra, amely jól illesztette a megfigyelt fénygörbét 2012 decembere és 2013 áprilisa között. A januári Herschel-mérés időpontját a vizuális tartományban végzett fénygörbemérések jól lefedték, ugyanakkor a márciusi mérés során a mérések jóval nagyobb szórást mutattak. A fénygörbére illesztett alakmodell nem tartalmaz információt az abszolút méretre, egy sötét, alacsony albedójú, nagy égitest ugyanolyan jól tudja magyarázni a megfigyelt fénygörbét, mint egy kisebb, de fényes felszínű (nagy albedójú) égitest. Mi a radiometriai modellezéshez a termofizikai modellt valamint Pravec és mtsai (2014) alakmodelljét használtuk, az ebből származó forgási tulajdonságok (időfüggő forgástengely irányultság) figyelembevételével.

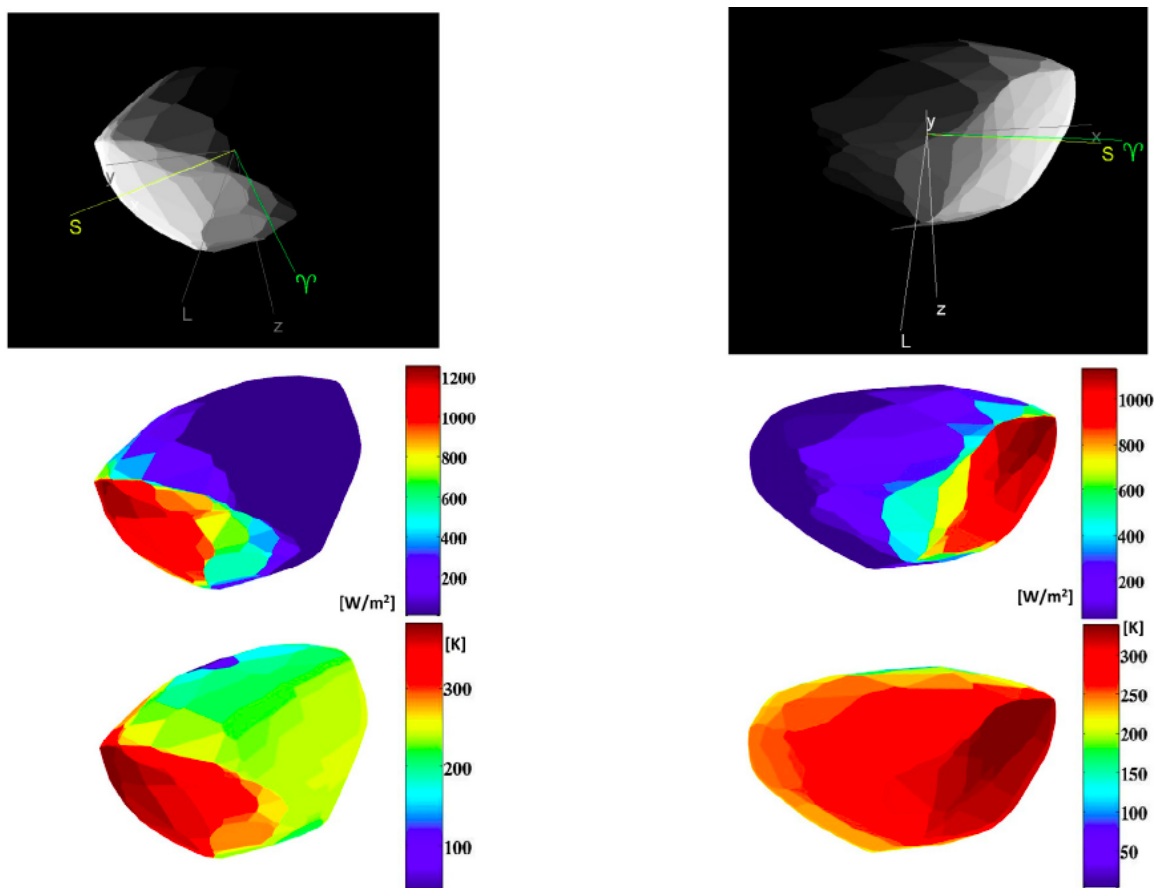
A termofizikai modellben, a szokásos módon, 0,9-es emisszivitást, valamint  $H = 19^m09 \pm 0^m19$  (Pravec és mtsai, 2014) abszolút magnitúdót használtunk,  $G = 0,24 \pm 0,11$  meredekség-paraméter mellett.

Julián dátum	$\lambda_{ref}$ ( $\mu\text{m}$ )	F (Jy)	$\delta F$ (Jy)	$r_h$ (AU)	$\delta$ (AU)	$\alpha$ (deg)	OBSID	Ism.	$\Delta t$ (s)
<b>1. vizit mérések, 2013. január 6.:</b>									
298.50745	70	36.3	1.1	1.03593	0.096247	+60.44	1342258557	1-6	1928
298.50745	160	8.7	3.3	1.03593	0.096247	+60.44	1342258557	1-6	1928
298.53059	100	22.8	1.7	1.03599	0.096234	+60.40	1342258558	1-7	2012
298.53059	160	7.4	3.8	1.03599	0.096234	+60.40	1342258558	1-7	2012
298.55258	70	37.5	1.3	1.03604	0.096221	+60.36	1342258559	1-6	1730
298.55258	160	9.8	2.5	1.03604	0.096221	+60.36	1342258559	1-6	1730
298.57455	100	25.0	1.5	1.03609	0.096208	+60.32	1342258560	1-7	2012
298.57455	160	8.2	2.2	1.03609	0.096208	+60.32	1342258560	1-7	2012
<b>1. vizit mérések kombinálva:</b>									
298.53194	70	36.08	0.92	1.03599	0.096233	+60.40	1342258557/59	mind	3658
298.55394	100	22.56	1.17	1.03604	0.096220	+60.36	1342258558/60	mind	4024
298.54375	160	9.41	1.29	1.03602	0.096226	+60.37	1342258557-60	mind	7682
<b>2. vizit, 2013. március 14.:</b>									
365.77802	70	12.6 <sup>c</sup>	2.7	1.093010	0.232276	-61.38	1342267456	1-3	828
365.78760	70	11.4	2.7	1.093003	0.232307	-61.38	1342267456	4-6	828
365.79719	70	10.4	2.7	1.092996	0.232338	-61.39	1342267456	7-9	828
365.80677	70	12.5 <sup>c</sup>	2.6	1.092989	0.232368	-61.39	1342267456	10-12	828
365.81635	70	13.3 <sup>c</sup>	2.7	1.092983	0.232397	-61.40	1342267456	13-15	828
365.82594	70	12.4	2.6	1.092976	0.232427	-61.40	1342267456	16-18	828
<b>2. vizit mérések kombinálva:</b>									
365.80198	70	11.20	1.41	1.09299	0.232352	-61.39	1342267456	vál.	2484
365.80198	160	<3.2	—	1.09299	0.232352	-61.39	1342267456	mind	4968

14.2. táblázat. A Herschel/PACS mérésekhez tartozó megfigyelési geometriák, paraméterek és a mérésekből származtatott fluxussűrűségek. A táblázat oszlopai a következők: Julián dátum: JD-2456000; a sáv hullámhossza; fluxussűrűség; a fluxussűrűség hibája; az Apophis heliocentrikus távolsága; a megfigyelőtől mért távolság; fázisszög; mérési azonosító; felhasznált almerések (ismétlések) az adott mérésen belül; a mérés teljes időtartama. A *c*-vel jelölt mérések esetében a háttér azonosíthatóan tartalmazott 1-2 mJy háttérfluxust a forrás aktuális helyén.

A két megfigyelési időpont között a 70  $\mu\text{m}$ -es fluxus csökkent, aránya  $\sim 3,2$ , de a második epocha során észlelt fluxus még így is jóval magasabb, mint amekkorát a megfigyelési geometria (elsősorban a megvilágítottság) változása miatt vártunk, szérikus geometria esetén. Ha a Pravec és mtsai (2014) modell alapján figyelembe vesszük a megfigyelt keresztmetszet változását is, abban az esetben is alacsonyabb fluxust várnánk a második vizit alkalmával, ami azt mutatja, hogy a termális effektusok igen jelentősek az Apophis esetében. Az első alkalommal (+60° fázisszög) hideg, reggeli terminátorral találkozunk, míg a második megfigyelés esetében a meleg, esti oldalt látjuk (-61° fázisszög) meleg terminátorral, ami éppen csak elfordult a megvilágítás irányából (l. 14.7 ábra).

A két megfigyelést együtt kezelve a legjobb (legkisebb  $\chi^2$ ) megoldást kerestük a termofizikai modell keretein belül. A 14.8 ábrán az egyes modellekhez tartozó redukált  $\chi^2$  értékek láthatóak a hőtehetetlenség függvényében, különböző felületi érdességek esetén. A legjobb megoldásokhoz 600  $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$  hőtehetetlenség tartozik, ami közepes értéknek tekinthető a formálisan megengedett 100-1500  $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$  értékek között (szaggatott vonal alatti rész a 14.8 ábrán). Az ezekhez a megoldásokhoz tartozó méret 368-374 m, illetve  $p_V = 0,30-0,31$  a geometriai albedó. A megoldásban a jobb minőségű első mérések a dominánsak, ha növeljük a második vizit méréseinek súlyát, akkor a hőtehetetlenségek a 300-350  $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$  felé tolódnak el, és a 800  $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$ -nál nagyobb értékek kizárhatóak; ez kismértékben módosítja a legjobban illeszkedő méret és albedo értékeket is, és arra is rámutat, hogy egy nagyobb jel/zaj viszonyú második mérés pontosabbá tette volna a



14.7. ábra. Láthatósági geometria a két Herschel-megfigyelés idején, kb. 60 fokkal oppozíció előtt (bal oldal) és után (jobb oldal). A képek felső sorában a Pravec et al. (2014) alapján számított megfigyelési geometria látható.  $L$  a forgástengely, a  $\Upsilon$  jel a tavaszpont,  $S$  pedig a Nap irányát mutatja,  $\{x,y,z\}$  pedig az aszteroida együttforgó koordináta-rendszerét. A középső sorban a besugárzás intenzitása ( $\text{W/m}^2$ ), az alsó sorban pedig a hőmérséklet-eloszlás látható, Itokawa-szerű hőtehetetlenséget ( $600 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ ) feltételezve.

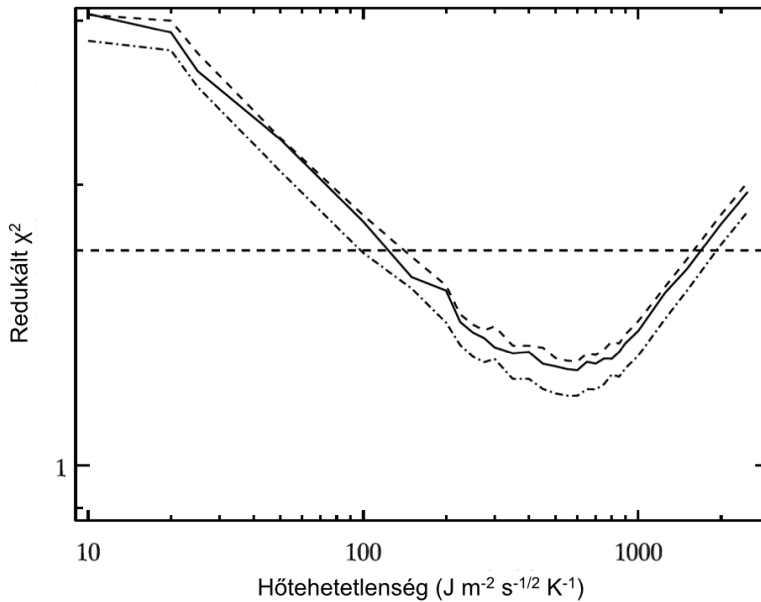
termális modellek eredményeit.

#### 14.3.4. Összefoglalás

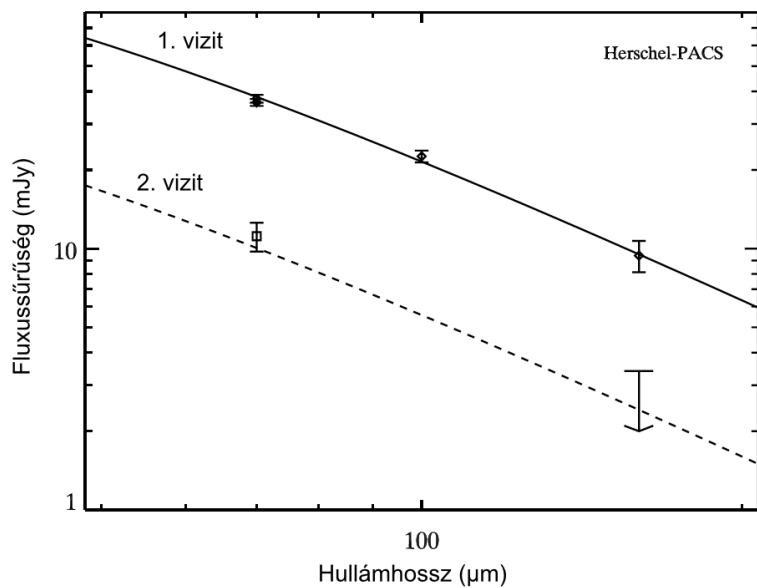
Az Apophis kisbolygó termális emissziójának modellezésében kulcsfontosságú volt Pravec és mtsainak (2014) forgási és alakmodellje, amellyel a „bukdácsoló” aszteroidát is megfelelően tudtuk modellezni, mivel ismertük a forgástengely irányát és helyzetét az infravörös-mérések időpontjában. A modell alapján az Apophis mérete  $D_{\text{eff}} = 375_{-10}^{+14} \text{ m}$  (azonos térfogatú gömbként értelmezve), ezt a skálafaktort kell használnunk Pravec és mstai (2014) modelljének teljes értelmezéséhez is. A  $V$  fotometriai sávban az albedó  $p_V = 0,30_{-0,06}^{+0,05}$ -nak adódott, ami nagyon hasonló a Hayabusha célpontjaként ismertté vált 25143 Itokawa kisbolygójéhoz. Az ennek megfelelő Bond albedo  $A = 0,14_{-0,04}^{+0,03}$ . A két, jelentősen eltérő megfigyelési geometriánál végzett infravörös-méréseket legjobban  $\Gamma = 600_{-350}^{+200} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetetlenséggel lehet magyarázni. Ha az Itokawa átlagsűrűségét, vagy  $3,2 \text{ g cm}^{-3}$ -es közet átlagsűrűségét használunk 30-50% porozitással kombinálva, akkor  $5,3 \pm 0,9 \cdot 10^{10} \text{ kg}$  tömeget kapunk, ami 2-3-szor nagyobb, mint a korábbi becslések. A rövidebb hullámhosszú és kisebb fázisszögnél történt mérések hiányában nem tudunk megszorítást

Julián dátum (JD-2456000)	z-tengely ( $\lambda, \beta$ )		$\phi$	forgástengely ( $\lambda, \beta$ )	
<b>1. vizit, 2013. január 6.:</b>					
298.50745	19°;9	-58°;5	243°;6	234°;53	-75°;51
298.53059	11°;5	-57°;5	241°;2	234°;39	-75°;99
298.55258	3°;7	-56°;4	239°;3	234°;44	-76°;45
298.57455	356°;4	-55°;2	237°;8	234°;74	-76°;92
<b>2. vizit, 2013. március 14.:</b>					
365.77802	294°;3	-72°;9	96°;2	233°;35	-70°;32
365.78760	293°;1	-72°;1	97°;7	232°;58	-70°;53
365.79719	291°;9	-71°;3	99°;2	231°;81	-70°;76
365.80677	290°;6	-70°;6	100°;6	231°;04	-71°;01
365.81635	289°;3	-69°;8	101°;9	230°;38	-71°;25
365.82594	287°;9	-69°;0	103°;2	229°;78	-71°;49

14.3. táblázat. Az Apophis forgástengelyének és a testhez rögzített z-tengelyének változása ekliptikai koordinátákban, valamint a forgás fázisszöge ( $\phi$ ) a Pravec és mstai (2014) forgási modellnek megfelelően a Herschel-mérések időpontjaiban.



14.8. ábra. Redukált  $\chi^2$  értékek az első és második vizit adatainak kombinálásával. A szaggatott görbe az alacsony felületi érdességű, míg a pontozott-szaggatott görbe egy nagyon magas felületi érdességű esetet mutat. Elfogadható megoldásnak azokat tekinthetjük, ahol a redukált  $\chi^2$  értéke 1,7 alatt van öt adatpont esetén ( $\chi_r^2 \leq (1+\sigma)^2$ , vízszintes szaggatott vonal) alatt van.



14.9. ábra. A megfigyelt abszolút fluxussűrűségek és a megfelelő legjobban illeszkedő termofizikai modellek a két Herschel/PACS megfigyelés alkalmával (folytonos vonal: 1. vizit, szaggatott vonal: 2. vizit).

adni a felületi érdességre, de a hőtehetetlenség Itokawához való hasonlósága arra enged következtetni, hogy a felületi érdességük is hasonló lehet.

Az Apophishoz felszíni jellegzetességekben hasonló égitestek jellemzően nem teljesen tömörök, és valószínűleg az Apophis sem az, ami jelentős különbséget jelenthet a becsapódási forgatókönyvekben – egy nem koherens belső szerkezetű testet az árapályerők már a becsapódás előtt szétszakíthatnak. Az általunk újonnan származtatott fizikai tulajdonságok jelentősen befolyásolhatják az Apophis hosszú távú pályaelőrejelzéseit, elsősorban a Jarkovszkij- és YORP effektusokon keresztül, és módosíthatják a kockázatanalízisek eredményeit a 2029-es földközelség idejére és azon túl is.



## 15. fejezet

# A Nereida Neptunusz-hold fényváltozásának rejtélye

---

Kiss, Cs., Pál, A., Farkas-Takács, A.I., és mások, 2016, MNRAS, 457, 2908

---

### 15.1. A Nereida-rejtély

A Nereida a Neptunusz másodikként felfedezett, irreguláris holdja, ami nagyon elnyúlt és nagy hajlásszögű pályán kering a bolygó körül (Dobrovolskis 1995; Jacobson 2009). Bár a pálya jellemzőit jól ismerjük, ez nem mondható el a hold egyéb fizikai jellemzőiről, pl. alakjáról, vagy a forgástengely irányultságáról és a rotációs periódusról. Több korábbi cikk is beszámolt a Nereida furcsa fényváltozásairól, amelyek különböző időskálákon történtek. Ezek lehetnek akár éjszakáról éjszakára történő, vagy éppen éves időskálákon megfigyelhető változások is. Ezeknek a megfigyeléseknek a legteljesebb összefoglalója Schaefer és mtsai (2008) cikkében található meg. Ebben a cikkben a szerzők által javasolt magyarázat, hogy az éves változásokat az elnyúlt alakú Nereida forgástengelyének precessziója okozza, azaz a forgástengely bizonyos években a Föld felé mutat, míg más években majdnem merőleges a látóirányra, és ennek megfelelően változik a forgásból származó fényváltozás amplitúdója is. Fizikailag ez a folyamat azzal az árapályerővel magyarázható, amit a Neptunusz gyakorol egy nem gömb alakú égitestre. Hogy a precesszió viszonylag rövid (legfeljebb évtizedes) időskálákon történjen, a hold alaktényezőjének nagynak, legalább  $c/a = 1,9:1$ -nek kellene lennie (a legnagyobb és legkisebb tengelyek méretének aránya, ha a testet egy háromtengelyű ellipszoiddal közelítjük, ahol a féltengelyek  $a > b > c$ ). Hesselbrock és mtsai (2003) az előző modellhez hasonlóan próbálták meg modellezni a Nereida fényváltozásait, de a Neptunusz mellett már több égitest figyelembevételével, így beleszámították a Nap és a legnagyobb Neptunusz hold, a Triton hatását is. Az ő megoldásuk, ami a legjobban illeszkedett a megfigyelésekhez, egy háromtengelyű ellipszoid  $c/a = 0,5$  illetve  $b/a = 0,6$  tengelyarányokkal, 144 órás kezdeti forgási periódussal, és a pályasíkhhoz  $60^\circ$ -os szögben hajló forgástengellyel. Ez a modell „aktív” és „inaktív” időszakokat jósol a fényváltozásokban, a forgástengely aktuális irányultságától függően – az aktív periódusokban a forgástengely közel merőleges a látóirányra, míg az inaktív periódusokban a forgástengely a megfigyelő felé mutat. Ezzel a modellel Schaefer és mtsai (2008) adatait jellegében jól lehetett illeszteni, de bizonyos kisebb különbségekkel a megfigyelt amplitúdókban, amit a szerzők a hold nem homogén felszínének, és az ebből következő albedó változatosságnak tulajdonítottak. A modell szerint a két szélsőséges forgástengely-helyzet között kb. 15 évnek kellene eltelnie.

Bár a Nereida alakjának ismerete fontos lenne a forgástengely evolúciós modelljeihez, erről vajmi keveset tudunk eddig. Thomas és mtsai. (1991)  $350 \pm 50$  km-t kaptak a Nereida méretére a Voyager-2 méréseiből. Bár a Nereidát ezekben a mérésekben sikerül bizonyos mértékben felbontani, az adatok minősége nem tette lehetővé az alak meghatározását, mint ahogyan azt Schaefer és mtsai. (2008)

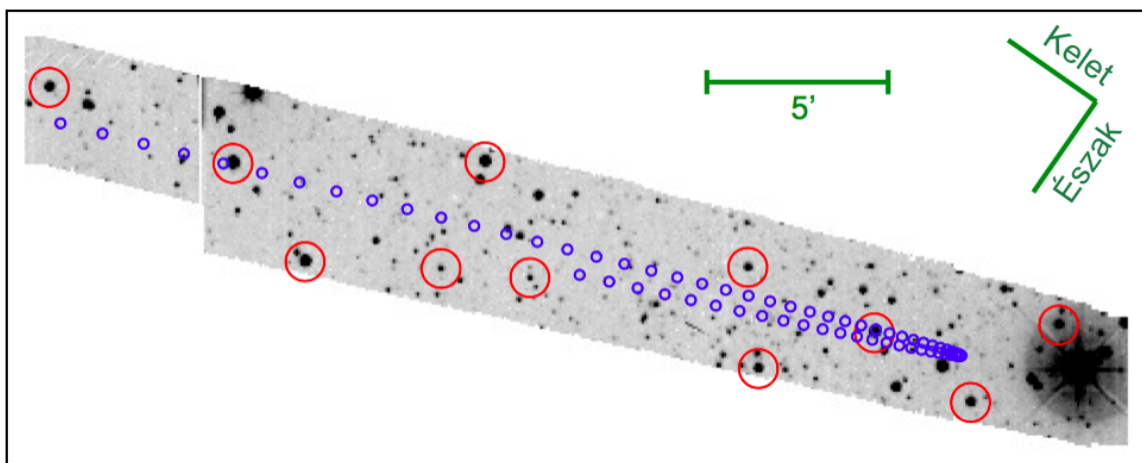
megmutatták.

Grav és mtsai (2003) 2001 augusztusa és 2002 augusztusa közötti mérésekből egy a korábbiaknál jóval kisebb fénygörbe-amplitúdót ( $0^m029 \pm 0^m003$ ) és rövid forgási periódust származtattak, aminek megbízhatóságát Schaefer és mtsai. (2008) erősen kritizálták, és ezeket a megfigyeléseket nem is vették figyelembe a modelljük elkészítésekor. Ugyanakkor Terai & Itoh (2013) 2008-as mérések alapján az előzőhöz nagyon hasonló ( $\Delta m = 0^m031 \pm 0^m001$ ,  $P = 11^h50 \pm 0^h10$ ) fénygörbét kapott, bár ebben az esetben a fénygörbéből a feltételezett periódus mellett csak bizonyos fázisoknál sikerült mintát venni.

Ahogy azt láttuk, a földi megfigyelések nem tudtak egyértelmű választ adni a Nereida forgási állapotára, részben pl. mert földi távcsövekkel nem vagyunk képesek égitestek olyan folyamatos megfigyelésére, amelyet nem szakít meg a nappalok és éjszakák váltakozása. Ilyen mérések űrtávcsövekkel lehetségesek, amelyekkel viszont általában nem lehetséges a több napig vagy hétig tartó mérés ugyanarra célpontra. A kiterjesztett Kepler misszió (K2, Howell és mtsai, 2014) éppen ezt a lehetőséget teremtette meg azokra az égitestekre, amelyek egy adott, kb. 80 napos kampányon belül a kiválasztott égterületen voltak, illetve ott haladtak át (naprendszerbeli égitestek esetén). Mint ahogy azt korábbi cikkben megmutattuk (Pál és mtsai, 2015a, 2016), a Kepler/K2 mérések kiválóan használhatók Naprendszerbeli égitestek forgási fényváltozásainak megfigyelésére. Mivel a Neptunusz, és így Nereida holdja is benne volt a K2 program 3. kampánymezőjében, lehetőség nyílt a hold fényváltozásainak hosszabb távú folyamatos megfigyelésére. Emellett archív adatokat gyűjtöttünk a Spitzer és Herschel űrtávcsövek méréseiből, hogy meghatározhassuk a Nereida termális emisszióját a közép- és távoli-infravörös hullámhosszakon, amiből többet tudhatunk meg a hold fizikai jellemzőiről, pl. méretéről, illetve a felszín alapvető tulajdonságairól.

## 15.2. Kepler/K2-megfigyelések

A főv kisbolygóihoz képest a Naprendszer távoli égitestjei (kentaurok, Neptunuszon túli égitestek) viszonylag kevés pixel igénybevételével észlelhetők a K2 programban, különösen a stacionárius pont környékén, ahol egy  $\sim 20 \times 20$  maszk elég lehet egy távoli égitest 10 – 15 napon keresztül történő követéséhez (Pál és mtsai, 2015a). A Nereida esetében a hold (és a Neptunusz) látszó pályáját magában foglaló, paralelogramma alakú mező mérete  $456 \times 80$  pixel volt a Kepler 13-as modulján, amit egy  $475 \times 190$  pixel méretű, téglalap alakú területre képeztük le, ami összességében 3336 hosszú integrációs idejű, egyedi mérést tartalmazott.



15.1. ábra. A Kepler/K2 3. kampány azon része, ahol a Neptunusz és a Nereida látható volt. Az asztrometriához felhasznált csillagokat piros körök jelölik. A kis kék körök a Nereida pozícióját jelölik egynapos felbontással. A mező teljes mérete  $475 \times 190$ , azaz  $\sim 32' \times 13'$  volt.

Az asztrometriához és fotometriához egytucatnyi csillagot használtunk fel, amelyek egyenletesen fedték le a teljes mezőt. A terület asztrometriai megoldását a referenciacsillagok és az USNO-B katalógus (Monet és mtsai., 2003) csillagainak keresztazonosításával kaptuk, és ugyancsak ezeket a csillagokat használtuk a Kepler/K2 fotometria USNO-B1  $R$  rendszerébe történő transzformálásához. A referenciacsillagok a  $R = 13.2 \dots 17.8$  fényességtartományt fedték le, a két fotometriai rendszer közötti transzformáció hibájára  $0^m12$  adódott. Egyéb tekintetben az adatkiértékelés és a fotometria a Pál és mtsai (2015a) cikkben leírtakat követte, a fotometriai kiértékelés lépései a FITSH csomagon alapulnak (Pál, 2012). Az egyedi képek fotometriai hibái  $0^m012$ -ről  $0^m022$ -re nőttek a  $\sim 67$  napos megfigyelési periódus alatt. Ez a növekedés az állatövi fény szintje emelkedésének tudható be, mivel a Nereida elongációja  $140^\circ$ -ról  $74^\circ$ -ra csökkent. Ez a hatás hozzájárult az egyes képek fotometriai hibáihoz, amelyek így végül  $0^m028 - 0^m034$ -nek adódtak, valamivel magasabbnak, mint pusztán a műszerzaj.

### 15.3. Fénygörbe-analízis

A fénygörbét szinuszos alakban kerestük, amihez hozzáadtunk egy lineáris tagot, ami a Nereida távolság és fázisszög miatti fényességváltozását vette figyelembe:

$$m = A + B\Delta t + C \cos(2\pi n\Delta t) + D \sin(2\pi n\Delta t), \quad (15.1)$$

ahol  $n$  a forgási periódushoz tartozó frekvencia,  $\Delta t$  pedig az idő 2457010 JD-től számítva. A legjobb illeszkedést  $n = 4, 140 \pm 0, 006$  ciklus nap $^{-1}$  frekvenciánál kaptuk, mint ahogyan az a 15.2b ábrán is látható. A többi paraméter megfelelő értékei  $A = 19, 3650 \pm 0, 0006$ ,  $B = 0, 00335 \pm 0, 00003$ ,  $C = 0, 0129 \pm 0, 0008$  és  $D = 0, 0101 \pm 0, 0008$ . A szignifikáns frekvencia alapján kijelenthetjük, hogy a fénygörbe periódusa vagy  $P = 5, 797 \pm 0, 008$  h, vagy ennek kétszerese,  $P = 11, 594 \pm 0, 017$  h, dupla csúcsú fénygörbét feltételezve. A fázisszög-korrekcióna  $k = 0, 123 \pm 0, 005$  mag fok $^{-1}$  fáziskonstans adódott – a Nereidát  $1^\circ 2 \leq \alpha \leq 1^\circ 9$  fázisszögek között tudtuk megfigyelni ebben az időszakban.

Az általunk talált fénygörbe nagyon hasonló azokhoz, amelyeket Grav és mtsai (2003) és Terai & Itoh (2013) származtattak, mind forgási periódusban ( $11^h 52 \pm 0^h 14$  és  $11^h 50 \pm 0^h 10$ ), mind pedig amplitúdóban ( $0^m 029 \pm 0^m 003$  és  $0^m 031 \pm 0^m 001$ ). A következő fejezetben részletesen tárgyalni fogjuk, hogy milyen megszorításokat jelent ezeknek a  $\sim 15$  éves periódust felölelő fénygörbéknek a hasonlósága a Nereida forgási állapotát tekintve.

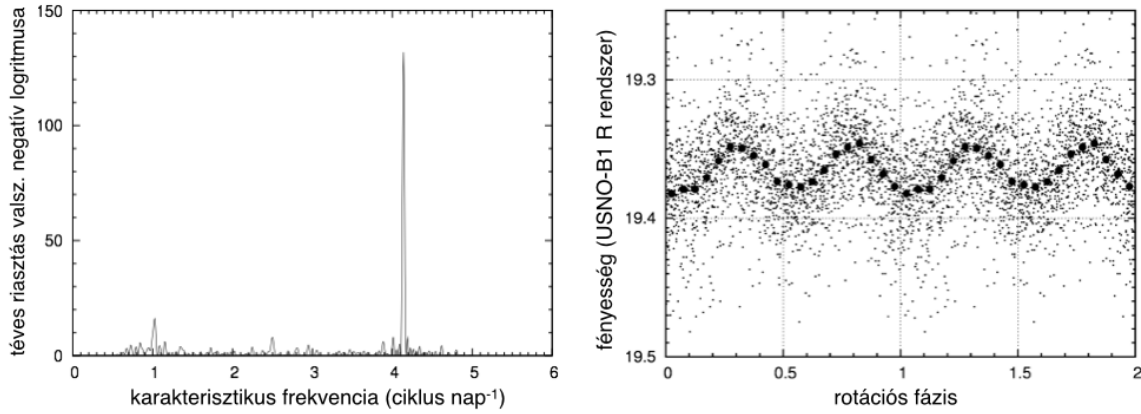
### 15.4. A Nereida forgástengelyének lehetséges állapotai

A 2001-es, 2008-as és 2015-ös fénygörbék hasonlósága fontos megszorítást jelent a Nereida forgástengelyének lehetséges állapotára. Először is, mivel a Nereida forgási periódus rövid a Neptunusz körüli keringési periódusához ( $\sim 360$  nap) képest, a precesszió időskálája nagyon hosszú, legalább néhány száz év még abban az esetben is, ha egy nagyon elnyúlt alakot, és/vagy nagyon nagy kezdeti hajlásszöget tételezünk fel a forgástengelyre (Dobrovolskis, 1995). Ebből arra következtethetünk, hogy az elmúlt 15 évben a Nereida forgástengelyének nagyjából ugyanabba az irányba kellett mutatnia. Ugyanakkor a Neptunusz, és így a Nereida is, mintegy 30 fokot mozdult el Nap körüli pályája mentén ezalatt az idő alatt, és ezért a forgástengely  $\vartheta$  látószögének meg kellett változnia, akkor is, ha az egyébként a térben ugyanabba az irányba mutatott. A  $\vartheta$  látószög függ az égitest  $(\lambda, \beta)$  és a forgástengely irányának  $(\lambda_p, \beta_p)$  ekliptikai koordinátáitól:

$$\cos \vartheta = -\sin \beta \sin \beta_p - \cos \beta \cos \beta_p \cos(\lambda - \lambda_p) \quad (15.2)$$

Ha feltételezzük, hogy a Nereida alakja egy háromtengelyű ellipszoid, amelynek a féltengelyei  $a > b > c$ , akkor a  $\vartheta$  forgástengely látószög esetében a megfigyelhető fénygörbe-amplitúdó:

$$\Delta m = 2.5 \log \sqrt{\frac{(b/c)^2 \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta}{(b/c)^2 \cos^2 \vartheta + (b/a)^2 \sin^2 \vartheta}} \quad (15.3)$$



15.2. ábra. *Bal oldalon:* A Kepler/K2 mérésekből számolt frekvenciaspektrum, egy prominens csúccsal  $n = 4.140 \pm 0.006$  ciklus nap<sup>-1</sup>-nál. *Jobb oldalon:* A Nereida feltekert fénygörbéje a távolságra és fázisszögre történt korrekció után. A fázis-átlagolt fénygörbepontok (nagy fekete pontok) formális hibája  $0^m0027-0^m0033$ . A bemutatott fénygörbe fényességét a  $T = 2457010$  JD időpontra normalizáltuk, ami nagyjából a mérések időbeli közepének felel meg. A fénygörbét a  $P = 11,594$  h periódussal tekertük fel, ami kétszerese a  $n = 4,140$  ciklus nap<sup>-1</sup> frekvenciához tartozó alapperiódusnak.

Itt feltételeztük, hogy a fénygörbét egyedül az alak okozza, és az égitest felszínén nincsenek különböző albedójú területek. A kis fázisszögek miatt a fénygörbe-amplitúdó fáziskorrekciója elhanyagolható. Közelítsük a Nereida alakját egy olyan háromtengelyű ellipszoiddal, amit egy  $X$  alakparaméterrel jellemezzük, és amivel az ellipszoid féltengelyei:

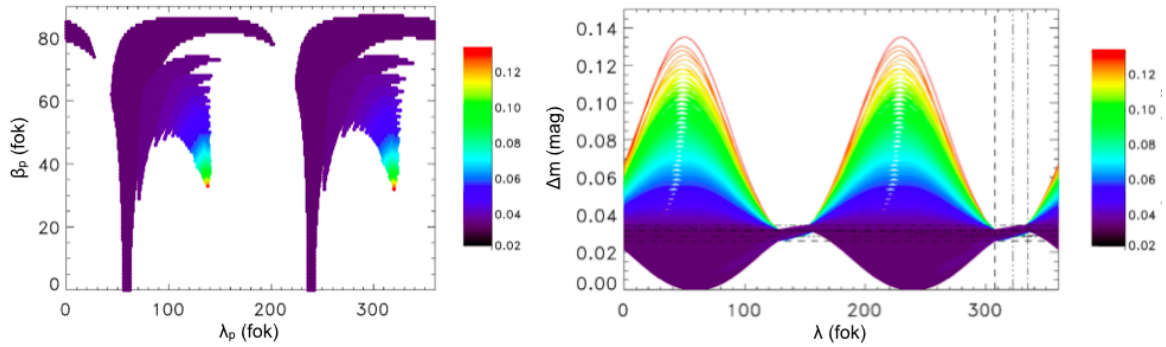
$$b = 1, \quad a = (1 + X)b, \quad c = (1 - X)b \quad (15.4)$$

és a forgás a legrövidebb ( $c$ ) tengely körül valósul meg.

Ezek alapján meghatároztuk azokat a  $\{\lambda_p, \beta_p\}$  kombinációkat, amelyekre a  $\Delta m$  megfelel a korábban észlelt fénygörbe amplitúdóknak, azaz: Grav és mtsai (2003) 2001-es,  $\Delta m = 0^m029 \pm 0^m003$ ; Terai & Itoh (2013) 2008-as,  $\Delta m = 0^m031 \pm 0^m001$ ; és az általunk meghatározott fénygörbe 2015-ös,  $\Delta m = 0^m0328 \pm 0^m0018$  amplitúdóinak, a hibákon belül. A Terai & Itoh (2013) által meghatározott fénygörbe esetén az eredeti hibákat túl optimistának találtuk, ezért ezt az eredeti adatok alapján újraszámolva  $0^m0026$  hibát kaptunk. Ezt az utóbbi értéket használtuk a forgástengely irányultságának meghatározásában.

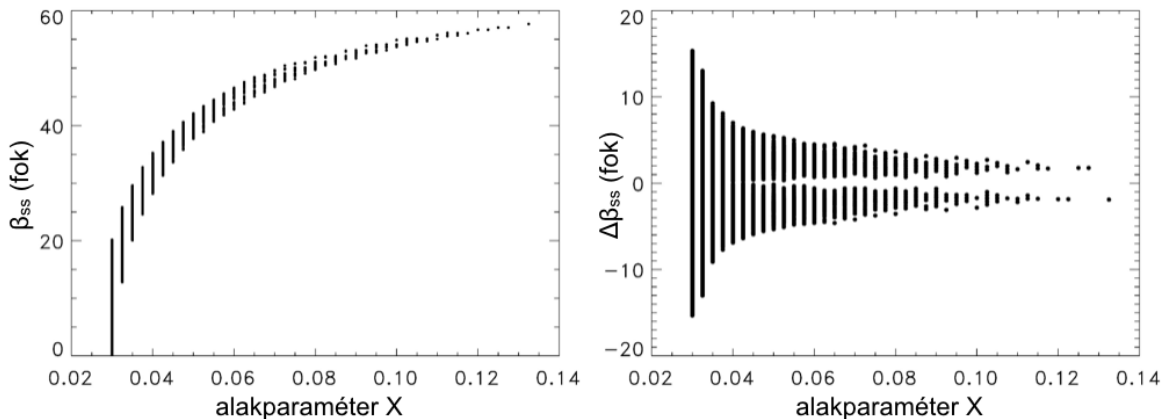
Eredetileg az  $X$  alakparamétert  $0,03 - 0,34$  között választottuk, a legalacsonyabb érték megfelel annak a szituációnak, amikor a megfigyeltnek megfelelő fénygörbe-amplitúdót látunk, és  $\vartheta = 90^\circ$  szögben látunk a forgástengelyre. A legnagyobb érték a  $\sim 2:1$   $a:c$  tengelyarányokhoz tartozó alakparaméter, amit Hesselbrock és mtsai (2013) javasoltak megoldásként. Az eredményeket a 15.3 ábrán mutatjuk be, ahol a különböző színekkel rajzolt görbék különböző alakparamétereknek felelnek meg. A legtöbb megengedett  $\{\lambda_p, \beta_p\}$  pár kis  $X$  értékhez tartozik, azaz olyan, kissé elnyúlt alakokhoz, ahol a tengelyek aránya  $a:c \approx 1,06:1$ . A legnagyobb lehetséges alakparaméter érték  $X = 0,133$ . Nagyobb  $X$  értékeket a megfigyelt amplitúdók nem engednek meg, azaz az elnyúltabb alakokat ( $X > 0,133$ ) kizárhatjuk.

A 15.3 ábrákon látható görbék alapján meghatározható, hogy hogyan változott a fénygörbe-amplitúdója a korábbi három mérésnek megfelelő fénygörbe amplitúdók esetében. A 15.3b ábrán ezt ábrázoltuk az ekliptikai hosszúság függvényében. A 2001 és 2015 közötti megfigyelési időpontok között (függőleges vonalakkal jelzett ekliptikai hosszúságok) a fénygörbeamplitúdó nem változott lényegesen, függetlenül attól, hogy milyen a Nereida alakja. Bár nagyon sok olyan megoldás van,



15.3. ábra. A lehetséges forgástengely-irányultságok, amelyek megfelelnek a 2001-es, 2008-as és 2015-ös mérések fénygörbe-amplitúdóinak. *Jobb oldal:* A forgástengely irányának megengedett ekliptikai hosszúsága és szélessége. A különböző színek a különböző  $X$  alakparamétereknek felelnek meg, a színskálának megfelelően. *Bal oldal:* A fénygörbe-amplitúdó változása az ekliptikai hosszúság függvényében a fenti konfigurációkra, stabil forgástengely-irányultságot feltételezve. A színek a különböző  $X$  értékeknek felelnek meg 0,03 és 0,14 között, ugyanúgy, mint a fenti esetben. A szaggatott, háromszorosan pontozott-szaggatott és pontozott-szaggatott függőleges vonalak a 2001-es, 2008-as és 2015-ös megfigyelésekhez tartozó ekliptikai hosszúságokat, az ugyanilyen vízszintes vonalak a megfelelő fénygörbe-amplitúdókat mutatják.

amelyek esetében az amplitúdó a teljes Nap körüli pálya mentén alacsony marad (amikor az alak csak kissé tér el a gömbtől, a lila görbék a 15.3 ábrán), vannak olyan megoldások is, amikor a Nap körüli keringés során bizonyos pozíciókban az amplitúdók a most megfigyelhetőnél lényegesen nagyobbak (zöld - vörös görbék). Ha ezen utóbbi esetek valósulnak meg, akkor a Nereida valamikor az 1960-as években lehetett a legnagyobb amplitúdójú fázisában, és még az 1980-as években is jóval nagyobb amplitúdója lehetett, mint ma. A következő nagy amplitúdójú fázis ebben az esetben kb. 30 év múlva várható, a fénygörbe maximális amplitúdója pedig  $\Delta m = 0^m13$ .



15.4. ábra. *Jobb oldalon:* A szubszoláris szélesség ( $\beta_{ss}$ ) a megengedett geometria és alakkonfigurációkra az  $X$  alakparaméter függvényében, a Spitzer-mérések időpontjában. *Bal oldalon:* A szubszoláris szélesség változása a Spitzer/MIPS és a Herschel/PACS mérések időpontjai között, ugyancsak az  $X$  paraméter függvényében.

A termális emisszió modelljeihez, amelyeket a 15.5.3 és a 15.5.4 fejezetekben fogunk tárgyalni, fontos meghatározni, hogy a forgástengely látószöge és a szubszoláris szélességek hogyan változhatnak az időben. Ezért a 15.4 ábrán felrajzoltuk a  $\beta_{ss}$  szubszoláris fényességet az  $X$  alakparaméter függvényében a megengedett konfigurációkra a Spitzer/MIPS mérések időpontjára. A szubszoláris

Műszer	dátum (JD)	azonosító	időtartam (s)	szűrők ( $\mu\text{m}/\mu\text{m}$ )	$r_h$ (CSE)	$\Delta$ (CSE)	$\alpha$ ( $^\circ$ )
Herschel/PACS	2456090,655	1342222561	2996	100/160	30,02	29,65	1,85
Herschel/PACS	2456090,691	1342222562	2996	100/160			
Herschel/PACS	2456090,726	1342222563	2996	100/160			
Herschel/PACS	2456090,679	1342222564	2996	100/160			
Spitzer/MIPS	2453539,667	4535808	1012	24	30,07	29,57	1,70
Spitzer/MIPS	2453539,679	4535808	1012	70			

15.1. táblázat. A Nereida termális infravörös méréseinek összefoglalója. Az „azonosító” oszlop a PACS mérések esetében az „OBSID”-t, a MIPS mérések esetében az „AORKEY”-t jelenti.

szélesség jól meghatározott összefüggést mutat az  $X$  paraméterrel: alacsony  $X$  értékekre  $\beta_{ss}$  közel van nullához (nagyjából az egyenlítőre látunk rá), majd az értéke gyorsan emelkedik, és gyorsan elérünk egy  $\beta_{ss} \approx 60^\circ$  maximális értéket a legnagyobb  $X$  értékekre. Bár  $\beta_{ss}$  jelentős mértékben változhat a MIPS és a PACS epochák között, akár  $\Delta\beta_{ss} \approx 15^\circ$ -ot is alacsony  $X$ -re, a változás nagyon kicsi nagyobb alakparaméter értékekre, mint ahogyan az a 15.4 ábrán látható.

## 15.5. A Nereida termális emissziója

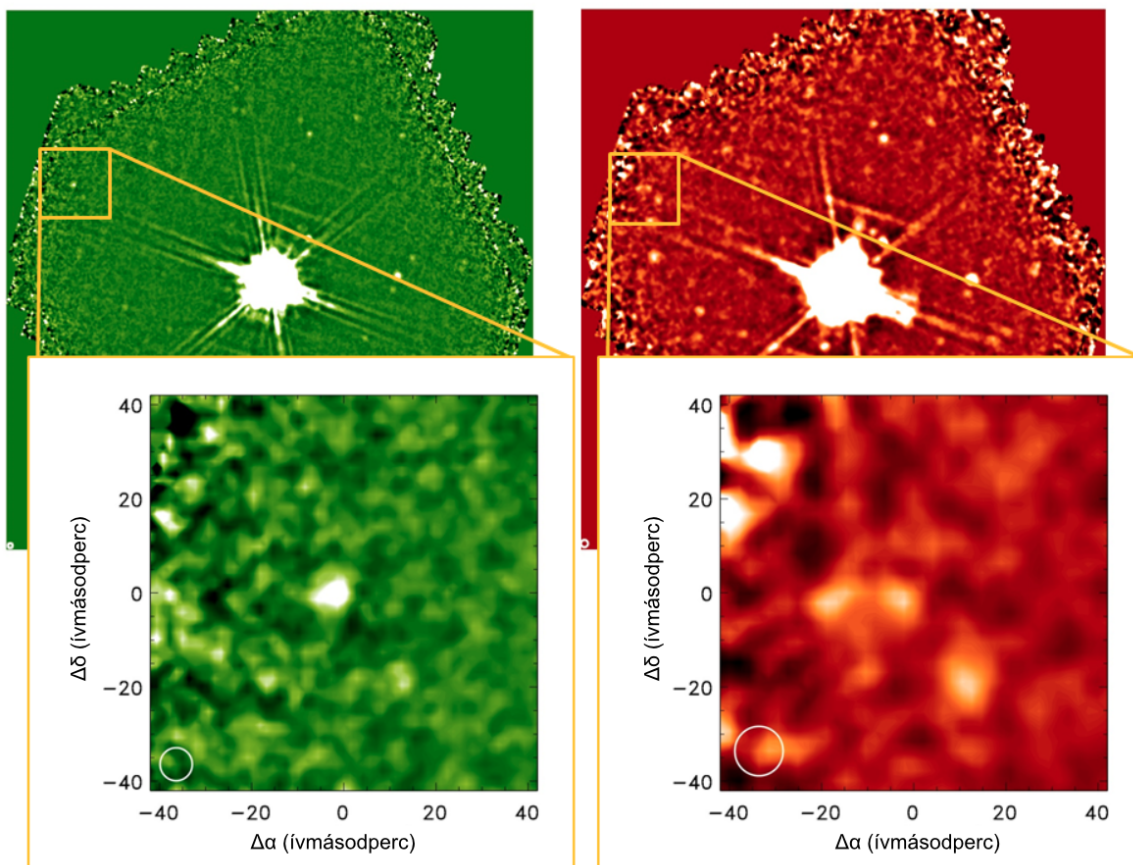
### 15.5.1. A Herschel-űrtávcső mérései

A Herschel-űrtávcső archívumában találtunk olyan méréseket, amelyek során a Nereidát is észlelték (programazonosító: OT1\_ddan01\_1), bár a mérések eredeti célpontja a Neptunusz volt, a Nereida csak véletlenül jelent meg a képeken (15.5 ábra). Ezek a mérések négy megfigyelést foglaltak magukban a Herschel űrtávcső PACS kamerájával, a 100/160  $\mu\text{m}$ -es szűrőkombinációval mind a négy esetben. Az adatkiértékeléshez ugyanazt az adatkiértékelő programcsomagot használtuk, amit a „TNOs are Cool” Herschel nyílt kulcsprogramban (Müller és mtsai, 2009; Kiss és mtsai, 2014, illetve a 9. fejezet). Minthogy a cél pontforrás-fotometria volt, a térképek elkészítéséhez a photProject() eljárást használtuk, felüláteresztő térbeli szűréssel. A négy térképet a Nereida együtt mozgó koordináta-rendszerében adtuk össze, a Nereida fluxussűrűségét pedig apertúrafotometria segítségével határoztuk meg, mindkét hullámhossz esetében.

A fluxusok bizonytalanságát a beültetett forrás módszerrel határoztuk meg (Kiss és mtsai, 2014), de ebben az esetben egy  $\sim 80''$ -es területet használtunk a Nereida körül a szintetikus források elhelyezésére, és nem teljes térkép nagy lefedettségű területeit, mint az eredeti módszer esetében. Mivel a Nereida elmozdulása nagyon kicsi volt a négy egymást követő mérés alatt, nem tudtunk háttérkorrekciót elvégezni. A Nereidát egyértelműen detektáltuk mindkét hullámhosszon, a kapott fluxussűrűségek pedig  $F_{100} = 22,8 \pm 1,7$  mJy és  $F_{160} = 18,6 \pm 2,9$  mJy voltak 100 és 160  $\mu\text{m}$ -en.

### 15.5.2. Spitzer/MIPS mérések

A Spitzer-űrtávcső egy dedikált mérésben észlelte a Nereidát 2005-ben a MIPS kamerával 24 és 70  $\mu\text{m}$ -en (Rieke és mtsai, 2004). Az adatokat ugyanazzal a programcsomaggal értékeltük ki, amit korábban kentaurok és Neptunuszon túli égitestek MIPS méréseihez használtak Mueller és mtsai (2012), illetve Stansberry és mtsai (2008,2012). A Nereidát sikeresen detektáltuk mindkét sávban, és multi-apertúra fotometria használatával  $F_{24} = 2,56 \pm 0,03$  mJy fényességet kaptunk 24  $\mu\text{m}$ -en és  $F_{70} = 50 \pm 11$  mJy-t 70  $\mu\text{m}$ -en (15.6 ábra). A mérések időpontjában a Nereida  $\sim 4'$  távolságra volt a rendkívül fényes Neptunusztól. Míg a 24  $\mu\text{m}$ -es képen (15.6a ábra) nem látható számottevő, a Neptunusból származó kiterjedt emissziós szerkezet, a 70  $\mu\text{m}$ -es képen (15.6b ábra) könnyedén tudunk ilyeneket találni. A kép alsó és felső szélén egy-egy fényes gerinc látható, amit a Neptunusz pontforrás-leképezési függvényének hatlábú szerkezete okoz, mint ahogyan az a 15.6c képen is látható. További, kevésbé feltűnő tüskék is azonosíthatók a képen a Nereida pozíciójának közelében,



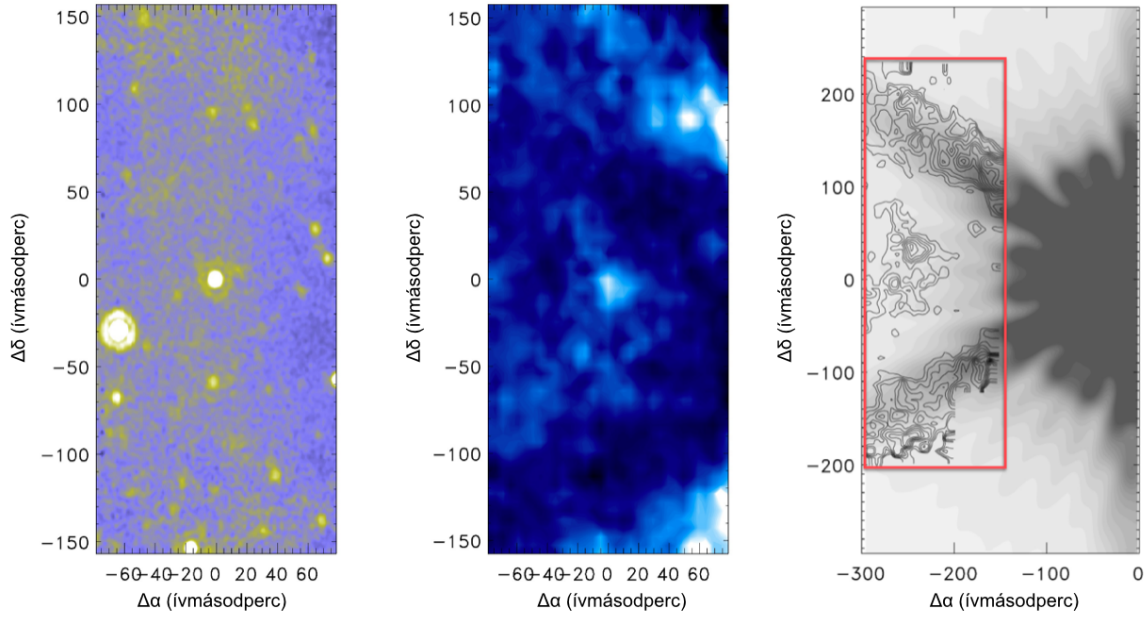
15.5. ábra. A Nereida Herschel/PACS  $100\ \mu\text{m}$  (bal) és  $160\ \mu\text{m}$  (jobb) összeadott képeken, a Neptunusz/Nereida együttmozgó koordinátarendszerében kiértékelve. A nagy képek a teljes észlelt mezőt mutatják, a rendkívül fényes Neptunusszal a középpontban. A kinagyított, részletes képeken a Nereida és közvetlen környezete látható. A  $160\ \mu\text{m}$ -es képen a Nereidát a  $70\ \mu\text{m}$  kép és az előre jelzett pozíció alapján azonosítottuk a hasonló fényességű források között.

amik szintén befolyásolhatják a fotometriát. Hogy ezt a hatást figyelembe vehessük, megpróbáltuk a Neptunusz hozzájárulását levonni a Nereida  $70\ \mu\text{m}$ -es MIPS képéről. Ehhez egy elméleti,  $70\ \mu\text{m}$ -es,  $75\ \text{K}$  hőmérsékletet feltételező pontforrás-leképezési függvényt vettünk, amit a Neptunusz megfigyeléskori fényességére skáláztunk fel R. Moreno Neptunusz modellje alapján (Moreno, 2012), ami  $F_{70}^{\text{Nep}} = 383,2\ \text{Jy}$  fluxussűrűséget adott a MIPS sáv  $71,42\ \mu\text{m}$ -es effektív hullámhosszán. Ezt a modellt használták Herschel-űrtávcső PACS és SPIRE műszerének kalibrációjához is, és a modell az észlelt fluxussűrűségeket kb. 2% pontossággal képes reprodukálni (Müller és mtsai, 2016). A levonás jelentős mértékben eltüntette a Nereida környékén a Neptunuszból származó emissziós alakzatokat, a korrigált képen végrehajtott fotometria pedig  $F'_{70} = 29 \pm 16\ \text{mJy}$  fluxussűrűséget eredményezett.

### 15.5.3. A NEATM modell

Első körben a "Near-Earth Asteroid Thermal Model"-t (1. a 8.2 fejezetet) használtuk a Nereida termális emissziójának analizésére, a fenti MIPS és PACS adatok felhasználásával (15.2 táblázat). A Spitzer és a Herschel mérések között nagyjából 6 év telt el, és amint láttuk, a Nereida forgástengelye számottevően változhatott ebben az időszakban. Ugyanakkor a Grav és mtsai (2003) és Terai & Itoh (2013), valamint az általunk származtatott fénygörbék hasonlósága azt mutatja, hogy a Nereida





15.6. ábra. A Nereida a Spitzer-űrtávcső MIPS kamerájával 24 és 70  $\mu\text{m}$ -en. Bal oldali kép: 24  $\mu\text{m}$ -es hamis színes kép. Középső kép: 70  $\mu\text{m}$ -es hamis színes kép. A Nereida mindkét képen a középső fényes forrás. Jobb oldali kép: MIPS 70  $\mu\text{m}$ -es intenzitás kontúrok (ugyanazon adatokból, mint a középső képen látható hamis színes kép esetében) a Neptunusz szimulált, szürke árnyalatos képe fölé rajzolva. A vörös téglalap a MIPS 70  $\mu\text{m}$ -es kép területét mutatja a szimulált Neptunusz pozíciójához képest. A szimulált Neptunusz pozíciója a Nereidához képest megfelelt annak, amilyen pozícióban a Neptunusz volt a MIPS megfigyelések idején.

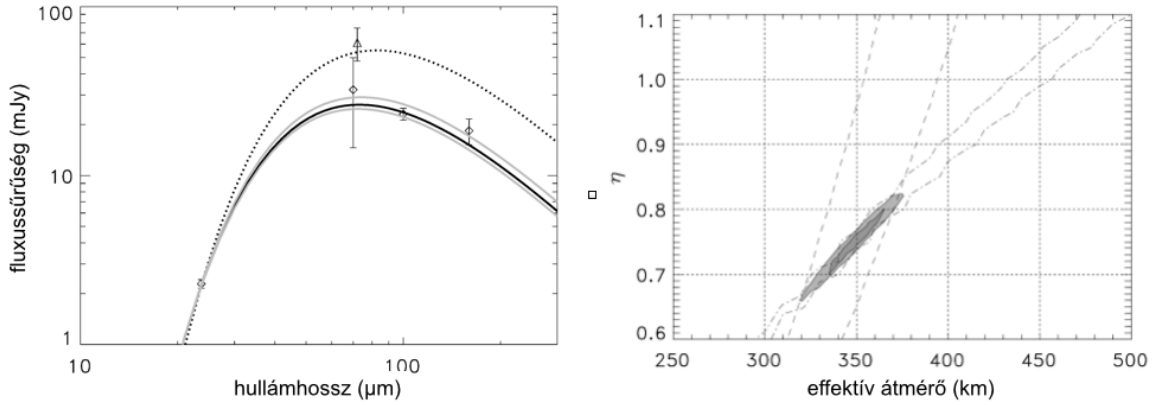
Detektor/ szűrő	$\lambda_{eff}$ ( $\mu\text{m}$ )	$F_i$ (mJy)	$C_\lambda$	$F_m$ (mJy)
MIPS 24	23.68	$2.56 \pm 0.03$	$0.99 \pm 0.01$	$2.59 \pm 0.13$
MIPS 70/u	71.42	$50 \pm 11$	$0.91 \pm 0.01$	$55.0 \pm 12.7$
MIPS 70/c	71.42	$29 \pm 16$	$0.91 \pm 0.01$	$31.9 \pm 17.6$
PACS 100	100.0	$22.8 \pm 1.7$	$0.99 \pm 0.01$	$23.0 \pm 2.1$
PACS 160	160.0	$18.6 \pm 2.9$	$1.03 \pm 0.01$	$18.1 \pm 3.0$

15.2. táblázat. A Spitzer/MIPS és Herschel/PACS mérések fotometriai eredményei. A táblázat oszlopai a következők: Detektor/szűrő kombináció;  $\lambda_{eff}$ : a fotometriai sáv effektív hullámhossza;  $F_i$ : fluxussűrűség az adott fotometriai sávban;  $C_\lambda$ : színkorrekciós együttható;  $F_m$ : Végső, monokromatikus fluxus, amit a termális modellezéshez is használtunk. Az  $F_m$  monokromatikus fluxusokat a következőképpen számítjuk ki:  $F_m(\lambda) = F_i(\lambda)/C_\lambda$ . A MIPS 70/u-val és 70/c-val jelölt sorok a Neptunusz pontforrás leképezési függvény levonása nélküli, illetve a korrigált képekre vonatkozó fotometriának felelnek meg (l. a szöveget a részletekért). Minden műszerre és szűrőre 5% abszolút fotometriai pontatlanságot tételeztünk fel, amit figyelembe vettünk a fluxusok hibájában.

ebben az időszakban alacsony fénygörbe-amplitúdójú időszakban volt, ami azt is jelenti, hogy a forgástengely irányultsága és a szubszoláris szélességek csak viszonylag kis mértékben változhattak. Emiatt úgy gondoljuk, hogy a PACS és a MIPS adatok kombinálása ésszerű, és egy ilyen kombinált megoldás erősebb megszorítást jelent a termális modell paramétereire, mint csak a MIPS vagy csak a PACS adataira épülő modellek.

A radiometriai megoldásokat a modellek redukált  $\chi^2$  értékeivel jellemezzük, amit a mért és mo-





15.7. ábra. Bal oldal: A legjobban illeszkedő NEATM modell, a modellhez felhasznált szíkkorrigált fluxusok feltüntetésével (D-modell, rombuszok és folytonos vonal). A  $\chi^2 = (1 + \sigma)^2$ -nek megfelelő NEATM illesztéseket a szürke görbék mutatják. A  $70 \mu\text{m}$ -es korrekció nélküli fluxus felhasználásával készült illesztésnek a pontozott vonal felel meg. A korrekció nélküli  $70 \mu\text{m}$ -es fluxust a háromszög reprezentálja, amit kissé eltoltunk hullámhosszban a jobb láthatóság kedvéért. Jobb oldal: Az illesztett NEATM modellek redukált  $\chi^2$  kontúrtérképe az effektív átmérő és az  $\eta$  nyalábparaméter függvényében. A külső 1,7-es kontúr megfelel a még elfogadható  $\chi^2$  értékeknek négy mérési pont és két szabad paraméter (átmérő és  $\eta$ ) esetében.

dellfluxusokból számítunk ki egy adott méret (effektív átmérő) és nyalábparaméter kombinációra. Egy megoldást elfogadhatónak tekintünk, ha  $\chi^2 \leq (1 + \sigma)^2$ , ahol  $\sigma$  a  $\chi^2$  eloszlás szórása. A modell harmadik paramétere, az albedó nem független paraméter, mert azt az abszolút fényesség kapcsolja az effektív átmérőhöz. Az abszolút fényességre  $H_V = 4^m 418 \pm 0^m 008$  értéket használtunk, ami a Grav és mtsai (2004) és Rabinowitz és mtsai. (2007) által meghatározott értékek súlyozott átlaga.

A teljesség kedvéért négyféle modellt illesztettünk a termális infravörös fluxusokra:

- Csak MIPS 24 és  $70 \mu\text{m}$ , eredeti  $70 \mu\text{m}$ -es fluxus (MIPS epocha).* Ebben az esetben a korrigálatlan  $70 \mu\text{m}$ -es fluxust használtuk ( $F_m(70) = 55,0 \pm 12,7 \text{ mJy}$ , 15.2 táblázat), a NEATM modell szerint a legjobban illeszkedő paraméterek  $D = 605 \pm 95 \text{ km}$ ,  $\eta = 1,36 \pm 0,16$  és  $p_V = 0,081 \pm 0,027$  voltak (az ehhez tartozó spektrális energiaeloszlást a 15.7a ábrán pontozott vonallal tüntettük fel). Ez az átmérő sokkal nagyobb, mint bármilyen elképzelhető méret a Nereidára, és világosan mutatja, hogy a MIPS mérésben a  $70 \mu\text{m}$ -es fluxust jelentősen befolyásolják a közeli Neptunusz diffrakciós alakzatai, mint ahogyan azt a 15.5.2 fejezetben tárgyaltuk. Ezért ezt a  $70 \mu\text{m}$ -es fluxust és a hozzá tartozó fenti radiometriai megoldást nem tekintettük a továbbiakban elfogadhatónak.
- Csak MIPS 24 és  $70 \mu\text{m}$ , korrigált  $70 \mu\text{m}$ -es fluxus (MIPS epocha).* A 15.7b ábrán a  $\chi^2$  minimalizálás elfogadható megoldásai láthatók ( $\chi^2 \leq (1 + \sigma)^2$ ) az átmérő – nyalábparaméter síkon, ami a B-modellre a szaggatott vonalak közötti terület. A  $70 \mu\text{m}$ -es fluxus nagy hibája miatt az átmérők, és különösen a nyalábparaméterek széles skálája megengedett, a két paraméter közötti szoros korrelációval.
- Csak PACS 100 és  $160 \mu\text{m}$  (PACS epocha).* Ha csak a PACS-méréseket vesszük figyelembe, a lehetséges megoldások más paramétereket fednek le, mint a MIPS-mérések esetében. Itt is szoros összefüggés van a lehetséges átmérők és nyalábparaméterek között, de a rövid hullámhosszú mérések hiánya miatt nincsen egyértelmű megoldás – a lehetséges megoldásokat a pontozott-szaggatott vonallal körülhatárolt terület mutatja a 15.7 ábrán.
- Kombinált PACS- és MIPS-mérések (korrigált MIPS  $70 \mu\text{m}$ -es fluxus, MIPS és PACS epocha).* A MIPS- és a PACS-mérések időpontjában a megfigyelési geometria nagyon hasonló volt (1. a

15.1 táblázatot), ezért használhatunk egy átlagos észlelési geometriát a két infravörös mérést felhasználó modellben. Ha mind a négy fluxust felhasználjuk, a NEATM modell paraméterei jól meghatározhatók válnak. A közös megoldás (szürke ellipszisek a 15.7b ábrán) kompatibilis mind a kizárólag MIPS-, illetve PACS- adatokat tartalmazó modellekkel (B- és C-modell). Ebben az esetben  $D = 345 \pm 15$  km,  $\eta = 0,76 \pm 0,02$ , és  $p_V = 0,25 \pm 0,02$  legjobban illeszkedő megoldást kaptunk. Ez az effektív átmérő nagyon hasonló ahhoz a  $350 \pm 50$  km-hez, amit Thomas és mtsai. (1991) kaptak a Voyager-2 méréseiből. A kombinált megoldásra kapott alacsony  $\chi^2$  értékek megerősítik, hogy a két epochához tartozó méretek és nyalábparaméterek azonosak, és a jelenlegi adatok pontossága mellett ezeket nem lehet egymástól megkülönböztetni.

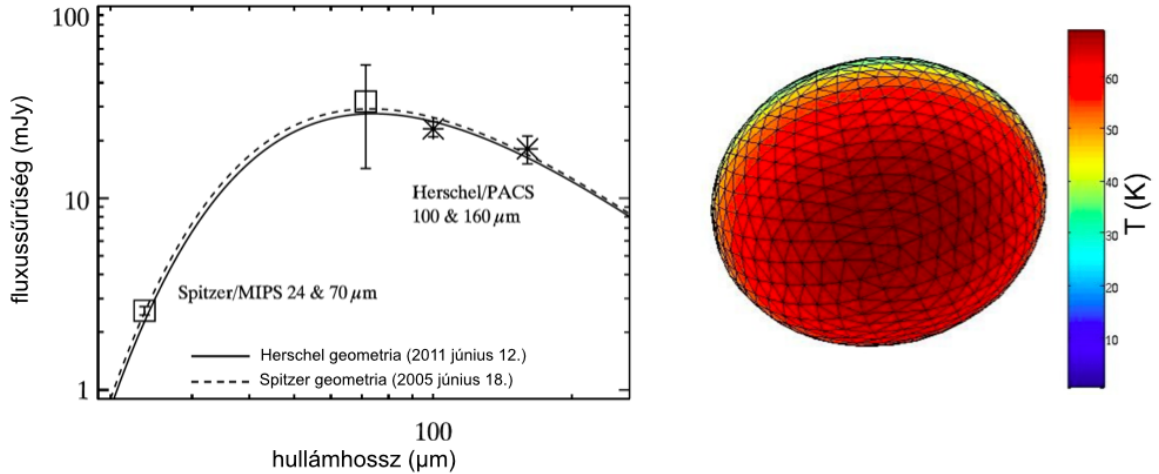
A D-modellhez tartozó megoldást tekintjük a leginkább elfogadható méret-, albedó- és nyalábparaméter-megoldásnak. Ez a megoldás nem mond ellent a fénygörbe analízisből kapott lehetséges forgástengely-irányultságoknak, és az MIPS/PACS mérésekre kapott egyedi megoldásoknak sem (B- és C-modellek, l. fent), figyelembe véve az összes NEATM modellparaméter meghatározást terhelő hibákat. Ezen megoldást felhasználva ( $D = 345 \pm 15$  km,  $\eta = 0,76 \pm 0,02$ ), valamint a Spencer és mtsai (1989) és Spencer (1990) munkái alapján a felületi érdesség, termális paraméter és nyalábparaméter közötti összefüggések segítségével becsülhetjük a felszín termális tulajdonságait, pl. a hőtehetetlenséget, illetve a felületi érdességet. A Spencer és mtsai (1989) és Spencer (1990) modellek szerint az egynél kisebb nyalábparaméterek felületiérdesség-hatásokkal magyarázhatók. A minimális felületi érdesség, ami az  $\eta = 0,76$  (az általunk kapott megoldás) megvalósításához kell  $\delta\eta = 0,24$  (7. egyenlet Spencer 1990-es cikkében), ez  $\rho = 0,6$  felületi érdesség értéknek felel meg normál eloszlású felületiérdesség-fluktuációk esetében (Lagerros 1998). Egy ilyen felületet ugyancsak elő tudunk állítani, ha  $90^\circ$ -os, félgömb krátereket tételezünk fel, 50%-ös felszín-lefedettséggel. Ugyanakkor, hogy a fenti alacsony  $\eta$  értéket megkaphassuk, a közepesen magas felületi érdességhez az is szükséges, hogy vagy felszín hőtehetlensége legyen alacsony ( $\Gamma < 0,1 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ ), vagy a szubszoláris szélesség  $\beta_{ss} \approx 90^\circ$  legyen, azaz a forgástengely közel a látóirányba essen. Az utóbbi esetben is, azaz amikor a forgástengely a látóirányba esik, a hőtehetetlenségnek alacsonynak kell lennie, de valamivel nagyobb lehet, mint az általános esetben, maximum  $\Gamma \approx 2 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ . A  $\beta_{ss} \approx 90^\circ$  megoldásokat azonban kizárják fénygörbék alapján kapott konfigurációk, mert itt a szubszoláris szélesség maximális értékére  $\beta_{ss} \approx 60^\circ$ -ot kaptunk (15.4 fejezet és 15.4 ábra).

Ha nagyobb felületi érdességet is megengedünk, pl.  $\rho = 0,9$ -et, amit  $90^\circ$ -os kráterekkel és 100% lefedettséggel lehet elérni, akkor az előzőektől különböző konfigurációk is lehetségesek válnak. Pl.  $\beta_{ss} = 0^\circ$  esetén  $\eta = 0,76$ -hoz nagyon alacsony,  $\Gamma = 0,5 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetetlenség szükséges. Lellouch és mtsai (2013) azt találták, hogy kentaurok és Neptunuszon túli égitestek között a  $25 \text{ CSE} < r_h < 41 \text{ CSE}$  naptávolság-tartományban a hőtehetetlenség átlagos értéke  $\Gamma = 2,5 \pm 0,5 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ , ezen belül az átlagos hőtehetetlenség a növekvő naptávolsággal csökken. Még ennél is nagyobb hőtehetetlenségeket figyelhetünk meg az óriásbolygók jégholdjai esetében. Ez arra utalhat, hogy a megfigyelhető nyalábparamétert nagyobb valószínűséggel magyarázhatjuk egy nagy szubszoláris szélességgel ( $\beta_{ss} \approx 60^\circ$ ), mint egy nagyon alacsony hőtehetetlenséggel. Ez azt is jelentené, hogy a Nereida alakja elnyúlt kell, hogy legyen, mivel ilyen nagy szubszoláris szélesség értékeket a legelnyúltabb alakokra találtunk a 15.4 fejezetben.

#### 15.5.4. Termofizikai modell

A NEATM modell mellett a termofizikai modellt (TPM) is felhasználtuk a Nereida termális emissziójának modellezésére. Mint azt a 7.2 fejezetben már láttuk, a TPM a hőmérséklet-eloszlást az égitest felszínén egy adott alakra, megvilágításra, megfigyelési geometriára, forgástengely irányra és forgási periódusra. A TPM-ben a felszín termális jellemzői (hőtehetetlenség, felületi érdesség) közvetlenül jelennek meg, nem egyetlen, koncentrált paraméteren keresztül, mint az  $\eta$  a NEATM modell esetében.

Itt is, mint a NEATM D-modell esetében, megkerestük azokat a megoldásokat, amelyek a legjobban illeszkednek a kombinált Spitzer/MIPS és Herschel/PACS fluxusokra (15.2 táblázat). Ugyancsak a NEATM modelleknél használt módszert követve az illesztés jóságát az adott modellhez tar-



15.8. ábra. Bal oldalon: A legjobban illeszkedő TPM modell  $X=0,0133$  alakparaméterre és ( $\lambda_p = 320^\circ$ ,  $\beta_p = 32^\circ$ ) forgástengely-irányultságra. A folytonos és szaggatott vonalak ugyanazt a modellt a Herschel/PACS és a Spitzer/MIPS megfigyelési geometriákra mutatja. Jobb oldalon: Az előbbi modellhez tartozó hőmérséklet-eloszlás.

tozó redukált  $\chi^2$ -tel jellemezzük, és azokat a megoldásokat tekintjük elfogadhatónak, amelyekre  $\chi_r^2 \leq (1 + \sigma)^2$ .

Az alacsony ( $\rho = 0,1$ ) és közepes ( $\rho = 0,5$ ) felületi érdességek nem tudják kielégítően magyarázni a megfigyelt fluxusokat, ezekben az esetekben a redukált  $\chi^2$  értékek ( $\chi_r^2 \gg 3$ ). Minden elfogadható megoldás ( $\chi_r^2 < 1,7$ ) „forró” megoldásokhoz tartozik, azaz nagyon magas felületi érdesség ( $\rho \geq 0,7$ ) extrém alacsony hőtehetetlenséggel ( $\Gamma \ll 1 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ ) kombinálva. Ezalól csak azok a konfigurációk kivételek, amelyekben a Nereida forgástengelye majdnem a látóirányban fekszik – ezekben az esetekben magas hőmérsékletek könnyebben elérhetőek, mivel nem szállítódik hó a nappali oldalról az éjszakaira. Minden elfogadható megoldásra ( $\chi_r^2 < 1,7$ ) a méretek és albedók egy szűk sávban változnak,  $D_{eff} = 353\text{--}362 \text{ km}$  és  $p_V = 0,23\text{--}0,25$ . Ha feltételezzük, hogy a Nereida hőtehetlensége a  $1\text{--}5 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  sávban van, azaz hasonló egy tipikus kentaurhoz vagy Neptunuszon túli égitestéhez (Lellouch és mtsai, 2013), csak a közel poláris rálátású modellek ( $\{\lambda_p, \beta_p\} = \{320 \pm 30^\circ, 0 \pm 30^\circ\}$ ) szolgáltatnak megfelelő fluxusokat. A legjobban illeszkedő modell ebben az esetben  $D = 357 \pm 13 \text{ km}$  és  $p_V = 0,24 \pm 0,02$ .

A fénygörbe-amplitúdók alapján (15.4 fejezet) tudjuk, hogy nagy  $\beta_{ss}$  szubszoláris szélesség értékek csak a legnagyobb lehetséges  $X$  alakparaméterekre fordulhatnak elő, tehát a  $X \approx 0,13$ , és az ezekhez tartozó  $\beta_{ss} \approx 60^\circ$  megoldásokat részesítik előnyben (15.4 ábra). Ennek alapján kiválasztottuk a legnagyobb megengedett  $X = 0,133$  (a:c = 1,3:1) alakparamétert, és az ehhez tartozó  $\beta_{ss} = 58^\circ$  szubszoláris szélességet, és teszteltük ennek a konfigurációnak realitását. Ha nagy,  $\rho = 0,9$  felületi érdességet tételeztünk fel, egy elfogadható  $\chi_r^2 = 1,2$  értéket kaptunk, de ehhez a hőtehetlenséget nagyon alacsonynak,  $\Gamma = 0,5 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ -nek kellett választanunk. Erre a megoldásra az effektív átmérő  $D = 335 \text{ km}$ , a geometriai albedó pedig  $p_V = 0,275$ . Extrém felületi érdesség ( $\rho = 1,0$ ) esetén nagyon alacsony  $\chi^2 \approx 0,5$  értékeket kapunk, még akkor is, ha a naptávolságnak megfelelő átlagos  $\Gamma = 5 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetlenséget használjuk. Ebben az esetben a méret kisebb, mint a korábbi esetekben,  $D = 326 \text{ km}$ , a geometriai albedó pedig ennek megfelelően nagyobb,  $p_V = 0,29$ .

## 15.6. A Nereida főbb tulajdonságai az eredmények alapján

A legfontosabb kérdés a Nereidával kapcsolatban az alakja és a forgástengelyének precessziója, amit Schaefer és mtsai. (2008) és Hesselbrock és mtsai (2013) részletesen modelleztek, hogy meg-

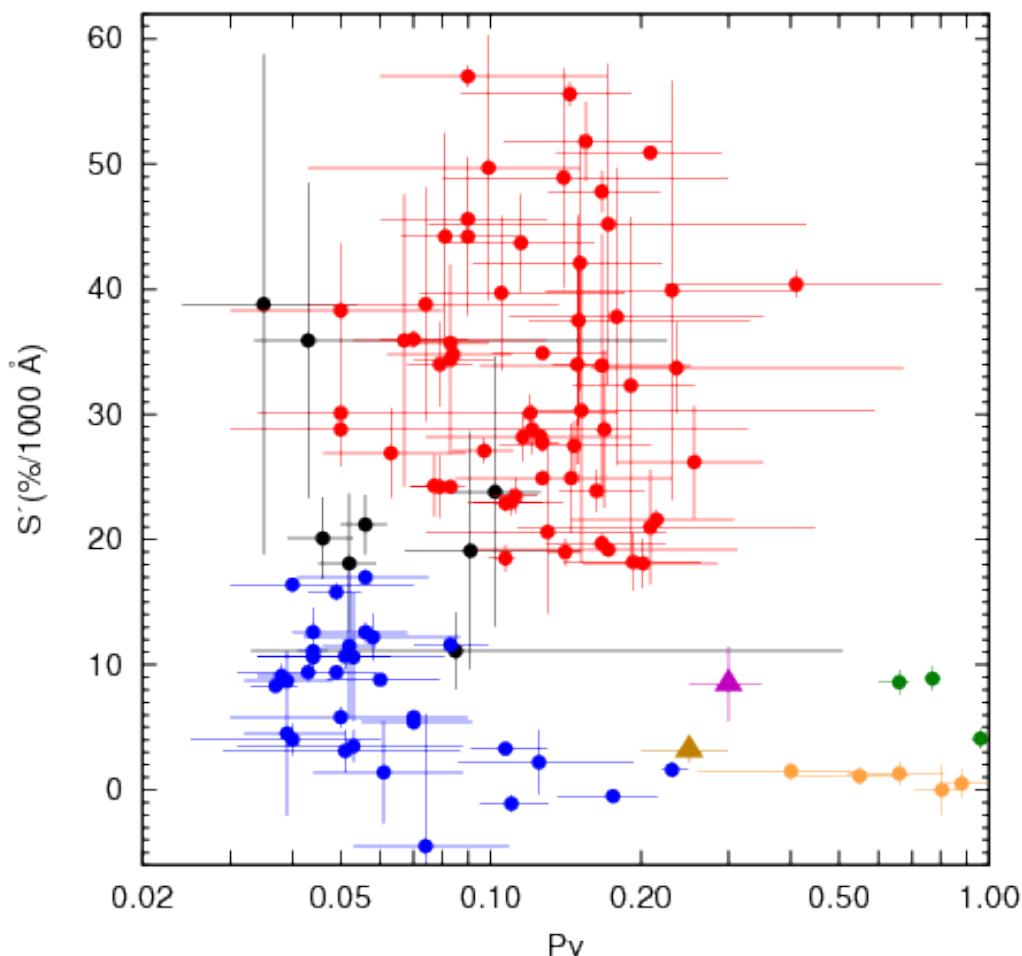
magyarázzák a nagy amplitúdójú fényváltozásokat. Ezek a modellek hosszú, 72–144 órás kezdeti forgási periódussal számoltak, amihez szükség volt arra, hogy a precessziós időskálák az évtizedes nagyságrendbe, a megfigyelt fényváltozások időskálájába essenek. A munkánk egyik fontos eredménye, hogy megerősítettük a Nereida rövid,  $11^{\text{h}}594$  rotációs periódusát, amit korábban Grav és mtsai (2003) és Terai & Itoh (2013) is találtak. Ahogy azt korábban is említettük, a rövid rotációs periódusból hosszú precessziós idő következik, mivel  $P_{\text{prec}} \propto P_{\text{orb}}^2/P_{\text{spin}}$ , ahol  $P_{\text{prec}}$  a precesszió periódusa,  $P_{\text{orb}}$  a Neptunusz körüli keringés periódusa, és  $P_{\text{spin}}$  a Nereida forgási periódusa (l. pl. Hesselbrock és mtsai, 2013). A  $11^{\text{h}}594$  rotációs periódus alapján számított  $P_{\text{prec}}$  időskálák legalább egy nagyságrenddel hosszabbak, mint amit Schaefer és mtsai. (2008) és Hesselbrock és mtsai (2013) feltételeztek, még akkor is, ha egy extrém elnyúlt égitestet tételezünk fel. Emiatt a forgástengely irányultsága nem változhatott számottevően az elmúlt 15 évben, és a forgástengely precessziója nem lehet a korábban észlelt nagy amplitúdójú változások oka.

A 15.4 fejezetben stabil forgástengelyt feltételezve számítottuk ki maximális lehetséges elnyúltságot, amire  $a:c = 1,3$ -at kaptunk. Hesselbrock és mtsai (2013) szerint a Nereida kényszerített precessziója csak akkor valósulhat meg, ha a hold elnyúlt, az  $a:c$  arány  $\sim 1,9:1$ . Ezt a mi eredményeink kizárják, a hosszú precessziós időskáláknak megfelelően. A termális emisszió alapján kapott legvalószínűbb alakmegoldás ( $X = 0,133$ ) szolgáltatja a legnagyobb lehetséges amplitúdót is a Nereida (Neptunusz) Nap körüli keringése során,  $\Delta m \approx 0^{\text{m}}13$ , egy 1960-as évekbeli csúcscsal (15.4 fejezet). Még ez a megoldás sem képes megmagyarázni a korábbi évtizedekben tapasztalt nagy amplitúdókat ( $\Delta m \approx 0^{\text{m}}5$  Schaefer és mtsai., 2008), de bármi okozta is a korábbi változásokat, a mostani analízisünk alapján az biztosan nem lehetett a forgástengely kényszerített precessziója.

A Schaefer és mtsai. (2008) és Hesselbrock és mtsai (2013) által használt hosszú forgási periódus részben azon a várákozáson alapult, hogy ha a Nereida a Neptunusz körül keletkezett, vagy azt a Neptunusz korán fogta be, akkor az eredeti forgási periódusának – ami néhány óra lehetett – mára jelentősen le kellett volna lassulnia, még akkor is, ha a Nereida csak enyhén elnyúlt. Ebben az értelemben a Nereida ma meglehetősen gyorsan forog, ami jelenthet késői befogást (nem volt elég idő még a lelassulásra), vagy egyéb olyan hatást, pl. ütközést, amely megváltoztathatta a forgási állapotot. Grav és mtsai (2004) szerint a Halimede, a Neptunusz egyik kicsiny holdja a Nereida egy darabja lehetett egykor, ami egy ütközés következtében vált le a Nereidáról. Ezt a forgatókönyvet támogatja a Halimede Nereidához hasonló színe, és hogy viszonylag nagy annak a valószínűsége, hogy a Nereida és a Halimede ütközött az elmúlt kb. 4,5 milliárd év alatt (Holman és mtsai, 2004).

A Voyager-2 képei (Thomas és mtsai., 1991) nem voltak alkalmasak arra, hogy tényleges megszorítást tudjanak adni a Nereida alakjára. A forgástengelyre kapott megszorítások és a termális modellek együtt legnagyobb valószínűséggel egy mérsékelten elnyúlt,  $X \approx 0,13$  alakparaméterű égitestet mutatnak, amit  $\beta_{ss} \approx 60^\circ$  szubszoláris szélességgel (az  $X = 0,133$ -hoz tartozó megfigyelési konfigurációs és hőmérséklet-eloszlást a 15.8b ábrán mutatjuk be). Bár a mérsékelten elnyúlt alak összeegyeztethető a megfigyelésekkel, egy kb.  $\sim 350$  km átmérőjű hold esetében inkább gömbhöz közeli alakot várnánk az óriásbolygók hasonló méretű holdjainak alapján (l. pl. Schaefer és mtsai., 2008). Ezeknek a nagy ( $>100$  km sugarú) holdaknak a többsége gömb alakú néhány százalékon belül, és a mi legvalószínűbb megoldásunk jelentősen távolabb van a gömb alaktól. Egy kivétel ezek között a holdak között a Szaturnusz Hyperion nevű holdja, ami erősen elnyúlt, annak ellenére, hogy mérete hasonló a Nereidához (kb.  $205 \times 130 \times 110$  km féltengelyek). A Hyperion esetében az elnyúlt alakot a belső nagy porozitása magyarázza ( $\sim 40\%$ ), ami egy szivacszerű, nagyon kráterezett (nagy felületi érdességű) felszínhez is vezet, ahol a kráterek változatlanok maradnak évmilliárdokon keresztül (Thomas és mtsai., 2007). Egy hasonló belső szerkezet és nagy felületi érdesség szintén megmagyarázhatja a termális modell munkánkban kapott eredményeit és a Nereida legvalószínűbbnek vélt alakját.

A 11. fejezetben a kentaurok és Neptunuszon túli objektumok színe és albedója közötti összefüggést vizsgáltuk, és két fő csoportot azonosítottunk, amelyek létezése a korai Naprendszerben meglévő összetételbeli különbségekre utal. Összehasonlításként a 15.9 ábrán, hasonlóan a 11.2 ábrához, felrajzoltuk a Nereida színeit és albedóját a többi égitest adatai mellett. A színeket itt a spektrális meredekséggel jellemezzük, amit ugyanúgy számítottunk ki, mint Lacerda és mtsai (2014). Ha a Nereida a Neptunusz körül keletkezett volna, vagy a Neptunusz kifelé tartó migrációja



15.9. ábra. Kentaurok és Neptunuszon túli égitestek albedó-szín diamramja, a színt az  $S'$  spektrális meredekség reprezentálja (I. Lacerda és mtsai, 2014). A Nereidát a barna, a Hyperiont a lila háromszöggel jelöltük. A Nereida színe Grav és mtsaitól (2004) származik, az albedo az itt bemutatott munkánk eredménye, a Hyperion színét és albedóját Hicks és mtsai (2008) illetve Thomas (2010) munkáiból vettük. A többi objektum színét és albedóját ugyanazokból a forrásokból vettük, mint Lacerda és mtsai (2014), és a szimbólumok is ugyanazok, mint ebben a cikkben: piros pontok – fényes-vörös csoport, kék pontok – sötét semleges csoport, narancssárga pontok – a Haumea-család objektumai, zöld pontok – a Neptunuszon túli legnagyobb égitestek, fekete pontok – égitestek nagy szín/albedóhibákkal, vagy nem egyértelmű felszíntípussal.

során fogódott volna be, akkor azt várnánk, hogy felszíne hasonló legyen a sötét-semleges csoport égitestjeiéhez. A Nereida csak a színeket tekintve valóban nagyon közel van a sötét-semleges csoport színeihez, ugyanakkor albedója szignifikánsan nagyobb, nagyobb még az általában fényesebb felszínű világos-vörös csoportban megfigyelhető értékek többségénél is. Ha a Nereida tagja lenne a sötét-semleges csoportnak, akkor a legfényesebb felszínű tag lenne. Ugyanakkor a Nereida ezen az ábrán nagyon közel helyezkedik el a Hyperion Szaturnusz-holdhoz (lila háromszög az ábrán). Mint azt korábban említettük, a Nereida felszíne és belső szerkezete nagyon hasonló lehet a Hyperionéhoz a termális emisszió alapján.

## 15.7. Összefoglalás

Ebben a munkában a Nereida különféle űrtávcsövekkel (Kepler, Spitzer, Herschel) végrehajtott méréseit használtuk fel a Neptunusz hold fizikai jellemzőinek meghatározására. A Kepler-űrtávcső K2 missziójának méréseiből olyan fénygörbét kaptunk, amelynek periódusa és amplitúdója lényegében megegyezett a korábbi, 2001-es és 2008-as megfigyelések során kapott eredményekkel. Ezek alapján a Nereida ma, és az elmúlt másfél évtizedben is, egy alacsony amplitúdójú fázisban van, de valószínűleg nagyobb amplitúdókat figyelhattunk volna meg néhány évtizeddel korábban. A korábban feltételezett nagyon elnyúlt alak kizárható volt, ami azt is jelenti, hogy a Nereida nem lehet kikényszerített precessióban, azaz forgástengelyének iránya nem változhat gyorsan, nagyjából évtizedes skálán a Neptunusz árapályereje miatt. A korábban a Voyager-2 mérései alapján kapott kb. 350 km-es méretet független módszerrel, a termális emisszió analízisével sikerült megerősíteni. Mind a NEATM, mind a TPM modellek hasonló effektív méretet ( $D = 335\text{--}345$  km) és albedót ( $p_V = 0,25\text{--}0,27$ ) eredményeztek, és mind a két módszer nagy felületi érdességet ( $\rho \approx 0,9$ ) jósolt, a Nereida tényleges alakjától függetlenül (a NEATM modellben eleve csak gömb alakot használhatunk). Ezt a magas felületi érdességet nagy kráterezettségi aránnyal és mély kráterekkel lehet elérni. A fénygörbéből és a termális emisszió eredményeiből egy olyan valószínű alakot kaptunk, amelynél háromtengelyű ellipszoid alakot feltételezve a legnagyobb és a legkisebb féltengelyek aránya  $a:c \approx 1,3:1$ , és a forgástengelyre jelen pillanatban kb.  $\vartheta \approx 30^\circ$  szögben látunk rá. Ez az alak és forgástengely-irányultság azt is jelenti, hogy néhány évtizeddel ezelőtt, az 1960-as években a Nereida fénygörbéjének amplitúdója sokkal nagyobb,  $\sim 0^m 13$  volt, mint ma, és hogy nagyjából 30 év múlva újra ilyen nagy amplitúdókat figyelhetünk majd meg.

## 16. fejezet

# Összegzés

### 16.1. Az értekezés rövid összefoglalása

A dolgozatomban bemutatott témák mind a távoli-infravörös csillagászatához kapcsolódnak, és a 2003 és 2016 közötti időszakot ölelik fel. Ennek első részét még a ISO infravörös-űrtávcső méréseinek feldolgozása és az arra épülő tudományos és kalibrációs eredménynek publikálása határozta meg. Ugyanakkor ezzel párhuzamosan munkáimban már 2004-től egyre nagyobb szerepet kapott a Herschel-űrtávcső program előkészítése, 2009-től, a felbocsátás után, pedig a részvétel a misszió aktív fázisában. A dolgozatban részletesen ismertetett „TNOs are Cool!” nyílt kulcsprogram, és az ahhoz kapcsolódó egyéb programok mellett számos egyéb Herschel programban is részt vettem ebben az időszakban<sup>1</sup>.

A dolgozatban ismertetett eredmények három nagy csoportra oszthatók. Az első részben tárgyalt témák mind a távoli-infravörös ég komponenseivel, illetve a háttér egyenetlenségeiből származó pontforrás-fotometriai bizonytalanság, a konfúziós zaj vizsgálatával kapcsolatosak. Ennek keretében részletesen vizsgáltam a galaktikus cirrusz emissziót (T-1); elvégeztem a ISO űrtávcső ISOPHOT műszerének abszolút felületi fényesség fotometriai kalibrációját (T-2); meghatároztam a konfúziós zajt az ISOPHOT távoli-infravörös mérési módjaira, és ennek alapján becslést adtam egyéb infravörös űreszközök várható cirrusz konfúziós zajára (T-3), illetve kiterjesztettem a statisztikus kisbolygómodellt az infravörös hullámhosszakra, és ennek alapján becslést adtam a kisbolygókból származó konfúziós zajra (T-4).

Ahogy az a dolgozat második részében bemutatón, a korábbi, elsősorban az ISO-űrtávcsőhöz kapcsolódó munkák után az általam vezetett csoport bekapcsolódott a Herschel infravörös- és szubmilliméteres-űrtávcső PACS kamera és spektrométer műszerének építésébe és üzemeltetésébe. Ezek az eszközök sikerrel működtek a misszió során és a legjelentősebb hozzájárulást adták a Herschel-űrtávcső tudományos eredményeihez (T-5). A korábbi konfúziós zaj eredmények illetve a PACS kamerák építése és kalibrációja közben szerzett tapasztalatok alapján építettük fel a Herschel-űrtávcső konfúziós zaj modelljét, amely sikeresen működött a Herschel méréstervező programjának részeként a misszió teljes időtartama alatt (T-6).

A harmadik rész a Herschel-űrtávcső egyik legnagyobb kulcsprogramjához, a „TNOs are Cool!” kulcsprogramhoz kapcsolódik, amely elsősorban a Naprendszer Neptuszon túli vidékén található kis égitestek fizikai tulajdonságainak meghatározását tűzte ki célul. A korábbi konfúziós zaj vizsgálata során szerzett tapasztalatokra építve olyan megfigyelési stratégiákat és adatkiértékelési módszereket

<sup>1</sup>OT1\_ckiss.1: Exploring the gaseous component of debris disks of high fractional luminosity : a deep [O I] 63.2 micron survey with Herschel (PI: Kiss Cs.); OT1\_pabraham.2: Spatially resolved far-infrared imaging of bright debris disks: studying the disk structure and the stirring mechanism (PI: Ábrahám P.); OT1\_pabraham.3: A deep 70 micron study of cold circumstellar disks in rho Oph: down below the brown dwarf limit (PI: Ábrahám P.); OT2\_amoore.3: The origin of gas in the two oldest, newly discovered gaseous debris disks (PI: Moór A.); OT2\_amoore.4: A census of debris disks in nearby young moving groups with Herschel (PI: Moór, A.)

dolgoztam ki, amelyeket sikerrel tudtunk alkalmazni naprendszerbeli égitestek megfigyelésére a Herschel űrtávcső PACS kamerájával (T-7). A dolgozat harmadik része olyan eredményeket mutat be, amelyeknél ez észlelésekhez ezt az optimalizált megfigyelési és adatkiértékelési módszert sikerrel alkalmaztam. Az eredmények jelentős része közvetlenül kapcsolódik a „TNOs are Cool!” Herschel nyitott kulcsporgramhoz, amelynek keretében összesen mintegy 20 cikket publikáltunk a 2009-2015 közötti időszakban (T-8,T-9,T-10). Ezek az eredmények jelentősen hozzájárultak a Neptunuszon túli vidék égitestjei fizikai tulajdonságainak megismeréséhez, és fejlődésük megértéséhez. A kulcsporgram eredményei mellett ugyanezen technikákat sikerrel alkalmaztam egyéb naprendszerbeli égitestek, pl. a Siding Spring üstökös (T-11), földszűrő kisbolygók (T-12), illetve a Nereida Neptunusz-hold (T-13) megfigyeléseire, és ezen égitestek fizikai jellemzésére.

## 16.2. Az eredmények tézisszerű összefoglalása

### Infravörös űreszközök konfúziós zaj becslése és a felületi fényesség kalibrációja

- T-1 **Az ISO űrtávcső ISOPHOT műszerével végzett mérések alapján 13 cirrusz területen vizsgáltam meg a csillagközi anyag szerkezetét, és származtattam a Fourier teljesítményspektrum meredekségi paraméterét, a korábbiaknál pontosabb zajbecslés mellett.** Részletes elemzésben vizsgáltam meg, hogy melyek azok a hatások, amelyek befolyásolják a teljesítményspektrumot. Az infravörös ég leghalványabb területein, hullámhossztól függetlenül, a cirruszra  $\alpha = -2,3 \pm 0,6$  spektrális meredekség mérhető, ennek ismerete fontos a cirrusz emisszió és a kozmikus infravörös háttér fluktuációinak megfelelő szeparációjához. [P-1]
- T-2 **Véglegesítettem az ISO űrtávcső ISOPHOT C100 és C200 detektorainak abszolút felületi fényesség kalibrációját a lehetséges szennyező forrásokra történő korrekcióval, illetve a belső kalibrációs források és a pontforrás-leképezési függvény újrakalibrációjával.** Az így létrehozott kiértékelő program verzió (PIA11.3) lehetővé tette az kozmikus infravörös háttér meghatározását a 90–180  $\mu\text{m}$ -es hullámhossztartományban. A kozmikus infravörös háttér értékére 90  $\mu\text{m}$ -en egy  $2,3 \text{ MJy sr}^{-1}$ -s  $2\sigma$  felső korlát volt megállapítható, 150 és 180  $\mu\text{m}$  között a háttér értéke  $1,08 \pm 0,32 \pm 0,30 \text{ MJy sr}^{-1}$ -nek adódott. A COBE/DIRBE és az ISOPHOT abszolút felületi fényesség fotometriai rendszerek összehasonlítása megmutatta, hogy a két fotometriai rendszer legfeljebb 9%-os eltérésen belül ekvivalens a 90–200  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakon, és a két fotometriai rendszer egyedi kalibrációs bizonytalansága hasonló, az ISOPHOT rendszeré a vizsgált hullámhosszakon 10% alatt van. [P-2,P-3]
- T-3 **Elkészítettem a ISO űrtávcső ISOPHOT műszere fotometriai módban használt távoli-infravörös detektorainak (C100, C200, P3) részletes konfúziós zaj analízisét, minden releváns mérési konfigurációra és megfigyelési módra, a  $90 \leq \lambda \leq 200 \mu\text{m}$  hullámhossztartományban.** Ezen eredmények alapján cirruszkonfúziós becslést adtam a Spitzer-űrtávcső MIPS, az Akari-űrtávcső FIS és a Herschel-űrtávcső PACS műszerének fotometriai módjaira a felbontási határon. Az eredményeket később közvetlenül felhasználtam a Herschel-űrtávcső konfúziós zajt becselő alkalmazásának létrehozásában. [P-4]
- T-4 **A Statisztikus Aszteroida Modellre (SAM) építve létrehoztam ezen modell infravörös hullámhosszakra kiterjesztett változatát az 5–1000  $\mu\text{m}$ -es hullámhosszakra, és ennek alapján megbecsültem a fővi kisbolygók hatását az ebben a hullámhossztartományban működő infravörös földi és űreszközök konfúziós zajára és a forrásszámlálások eredményeire.** Az eredmények alapján a közép infravörös űreszközök (Spitzer/MIPS 24  $\mu\text{m}$ , Akari/FIS 18  $\mu\text{m}$ ) méréseit jelentősen befolyásolja a kisbolygók termális emissziója az ég bizonyos területein, elsősorban az ekliptika közelében, ugyanakkor a kisbolygó konfúzió hatása elhanyagolhatónak adódott pl. a Herschel-űrtávcső PACS kamerájának méréseire. Az ekliptika közelében a halvány kisbolygók fényéből összeadódó térbeli fluktuációk lehetnek felelősek az állatövi fényben látott egyenletlenségek jelentős részéért. [P-5]



## Magyar hozzájárulás az ESA Herschel-űrtávcső programjához

- T-5 **Létrehoztam és vezettem az MTA Csillagászati Kutatóintézetében 2004-től, illetve az MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Csillagászati Intézetében 2012-től működő Herschel-csoportot, amely aktívan részt vett a Herschel-űrtávcső PACS kamera és spektrométer műszerének megalkotásában illetve annak üzemeltetésében a misszió aktív időtartama alatt.** A PACS berendezés az űrtávcső legsikeresebb műszere volt, amellyel a legtöbb mérést végezték, és amelynek használatával a legtöbb tudományos publikáció született. Munkatársaimmal közösen végzett munkámmal elsősorban a detektorok földi, laboratóriumi, majd pedig azok repülés közbeni tesztjeivel, kalibrációjával, a detektorok viselkedésének monitorozásával járultam hozzá a program sikeréhez [P-6,P-7]
- T-6 **Megalkottam a Herschel-űrtávcső konfúziós zaj becselő alkalmazását, amely az HSPOT méréstervező programba került beépítésre.** A konfúziós zaj becselő algoritmus a misszió teljes élettartama alatt működött, és segítette a méréstervezést, illetve a távcsőidőkérélmek elbírálását. A kezdeti becslésekhez képest a Herschel misszió korai fázisában kapott eredmények alapján új kozmikus infravörös háttér értékekkel és módosított cirruszkonfúziós zaj korrekciókkal módosítottam az alkalmazást két nagyobb frissítés alkalmával. [P-8,P-9,P-10]

## A Naprendszer kis égitestjeinek tulajdonságai távoli-infravörös mérések alapján

- T-7 **A "TNOs are Cool!" Herschel-kulcsprogramhoz megfigyelési technikákat és adatkiértékelő környezetet fejlesztettem a PACS kamera fotometriai méréseire, amelyek sikerrel kerültek alkalmazásra mintegy 140 Neptunuszon túli égitest megfigyelési esetében.** A kifejlesztett módszerekkel kiküszöbölhetővé vált a háttér hatása, így minden eddiginél halványabb objektumokat figyelhettünk meg a távoli-infravörös hullámhosszakon. A „TNOs are Cool!” adatkiértékelési környezet fejlesztése során kidolgozott technikák és algoritmusok jelentős része később átkerült a Herschel/PACS standard adatkiértékelő környezetébe is. Az itt kifejlesztett technikák és algoritmusok alkalmazhatóak voltak egyéb naprendszerbeli források, pl. üstökösök vagy földszűrő kisbolygók távoli-infravörös megfigyelésére is. [P-11]
- T-8 **A Herschel-űrtávcsővel végzett megfigyelésekkel meghatároztam 44 klasszikus Kuiper-övbéli égitest termális infravörös fluxusait, amelyből ezen égitestek alapvető fizikai tulajdonságai, méretük, albedójuk és a felszínük termális paramétere is meghatározhatóvá váltak.** Az ezekből kapott elfogultság-korrigált méreteloszlások jelentősen eltérnek a dinamikailag hideg és forró klasszikus égitestek esetében, a két eloszlás közötti különbség a két csoport eltérő ütközési fejlődésére utal. Ezzel első alkalommal sikerült valódi megfigyelések alapján megbízható méreteloszlásokat származtatni egy törmelékcorongban. [P-12,P-13]
- T-9 **A Herschel űrtávcső „TNOs are Cool!” kulcsprogramjának eredményei alapján két eltérő felszínípust azonosítottam kollégáimmal a Neptunuszon túli közepes méretű égitestek populációiban.** A színek és albedók alapján a Neptunuszon túli vidék égitestjei egy vörös, nagy albedójú és egy sötét felszínű, semleges színű (szürke) csoportot alkotnak. Minden olyan égitest, ami dinamikailag stabil pályákon kering a klasszikus Kuiper-övben vagy ennél távolabb, a fényes-vörös csoporthoz tartozik, ami a csoport felszíni összetételbeli eredetére utal. Ezek az égitestek valószínűleg távolabb keletkeztek a Naptól, mint a másik csoport objektumai, ami arra utal, hogy létezett egy összetételbeli különbség a külső és a belső (<20 CSE) vidékek között a korai Naprendszerben. [P-14]
- T-10 **Infravörös és látható tartománybeli mérésekkel vizsgáltam két, újonnan felfedezett, extrém pályákon mozgó égitestet, a 2012 DR<sub>30</sub>-at és a 2013 AZ<sub>60</sub>-at, amelyek üstökösszerű pályájuk ellenére nem mutattak aktivitást.** A dinamikai analízis

szerint mindkét égitest csak nemrégiben kerülhetett mai pályájára az Oort-felhőből, és nagy a valószínűsége annak, hogy néhány százezer éven belül kilöködnek a Naprendszerből. Az az extrém kentauro csoport, amelynek a 2012 DR<sub>30</sub> és a 2013 AZ<sub>60</sub> is tagjai, nagyon sok információt hordozhat a Naprendszer korai állapotáról, és arról is, hogy milyen potenciális veszélyt jelenthetnek az ebbe a csoportba tartozó égitestek a Földre. A 2012 DR<sub>30</sub> ~185 km-es méretével az öt legnagyobb kentauro között van, és átmeneti objektum lehet a Neptunuszon túli égitestek Lacerda-féle vörös-fényes és sötét-semleges csoportjai között. A 2013 AZ<sub>60</sub> a termális mérések szerint meglepően nagy,  $\sim 50 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  hőtehetetlenséggel, és nagyon alacsony, kb. 2,9% a geometriai albedóval rendelkezik – jelenleg ez a legsötétebb felszínű égitest, amit a kentaurok között és a Neptunuszon túli vidéken ismerünk. [P-15,P-16]

**T-11 A Herschel-űrtávcső méréseire alapozva részletes porkibocsátási modellt dolgoztam ki a C/2013 A1 (Siding Spring) üstökösre.** Az üstökös a megfigyelések időpontjában, 6,48 CSE naptávolságban már egyértelműen aktív volt, a kóma mintegy 50000 km távolságig követhető volt az infravörös-térképeken. Ugyanezen mérésekből megbecsülhető volt a kóma portömege és a porkibocsátás üteme is, a részletes pormodell pedig megmutatta, hogy a távoli-infravörös emissziót leginkább a nagy porszemcsék okozzák, ezek a poreloszlásban a várt aránynál jóval nagyobb számban fordulnak elő. A pormodell szerint az aktivitás 6 hónappal a Herschel-megfigyelések előtt kezdődhetett, kb. 8 CSE naptávolságban. [P-17]

**T-12 A Herschel-űrtávcső méréseit földi megfigyelésekkel kiegészítve vizsgáltam a (308635) 2005 YU<sub>55</sub> és a (99942) Apophis potenciálisan veszélyes földsúroló kisbolygókat.** Mindkét égitestre részletes termofizikai modell készült, amelyek alapján az eddigieknél pontosabb becslést lehetett adni a kisbolygók méretére és a felszín termális tulajdonságaira. Az új eredmények szerint az Apophis tömege  $4,4\text{--}6,2 \cdot 10^{10}$  kg, ami 2-3-szor akkora, mint a korábbi becslések, így lényegesen módosíthatja az erre az aszteroidára kidolgozott becsapódási forgatókönyveket is. A 2005 YU<sub>55</sub> felszíne a termális emisszió alapján nagyon hasonlít az Itokawa kisbolygóéra, azaz a felszínt alacsony hővezetésű, finom regolit borítja, amibe nagyméretű és nagy hőtehetetlenségű sziklák ágyazódnak be. [P-18,P-19]

**T-13 Részletesen vizsgáltam a Nereida nevű irreguláris Neptunusz-holdat a Kepler-űrtávcső K2 missziójának 3. kampányában végzett mérésekkel, valamint a Herschel- és Spitzer-archívumokban talált infravörös adatok segítségével.** A korábbi mérésekkel ellentétben egyértelmű  $\sim 11,59$  órás forgási periódust sikerült meghatározni – ennek a periódusnak a hasonlósága néhány korábbi periódushoz egyértelműen azt mutatta, hogy a Nereida ma alacsony fényváltozás-amplitúdójú állapotban van, de valószínűleg nagyobb amplitúdójú fényváltozásokat mutatott néhány évtizeddel ezelőtt. A mérések alapján a Nereida nem lehet nagyon elnyúlt, az eredmények kizárják a korábban feltételezett 1:1,9 tengelyarányt, így a Nereida fényváltozásait nem okozhatja a forgástengely árapály erők miatt fellépő gyors precessziója. A termális emisszió alapján a Nereida aktuális tengelyaránya közel van a fényességváltozásokból kapott maximális 1:1,3 arányhoz, és felszíne nagyon sűrűn kráterezett, a hold nagyon hasonló lehet a Szaturnusz Hyperion nevű holdjához. [P-20]

### 16.3. A tézisekhez kapcsolódó publikációk

- P-1 Kiss, Cs.; Ábrahám, P.; Klaas, U.; Lemke, D.; Héraudeau, Ph.; del Burgo, C.; Herbstmeier, U., Small-scale structure of the galactic cirrus emission, 2003, A&A, 399, 177
- P-2 Kiss, Cs., Ábrahám, P., Laureijs, R. J., Moór, A., Birkmann, S. M., Constraints on the nature of dust particles by infrared observations, 2006, MNRAS, 373, 1213
- P-3 Juvela, M., Mattila, K., Lemke, D., Klaas, U., Leinert, C. & Kiss, Cs., Determination of the cosmic far-infrared background level with the ISOPHOT instrument, 2009, A&A, 500, 763

- P-4 **Kiss, Cs.**, Klaas, U., Lemke, D., Determination of confusion noise for far-infrared measurements, 2005, *A&A*, 430, 343
- P-5 **Kiss, Cs.**, Pál, A., Müller, T.G., Ábrahám, P., The impact of main belt asteroids on infrared-submillimetre photometry and source counts, 2008, *A&A*, 478, 605
- P-6 Poglitsch, A.; Waelkens, C.; Geis, N.; Feuchtgruber, H.; Vandenbussche, B.; Rodriguez, L.; Krause, O.; Renotte, E.; van Hoof, C.; Saraceno, P.; Cepa, J.; Kerschbaum, F.; Agnèse, P.; Ali, B.; Altieri, B.; Andreani, P.; Augueres, J.-L.; Balog, Z.; Barl, L.; Bauer, O. H.; Belbachir, N.; Benedettini, M.; Billot, N.; Boulade, O.; Bischof, H.; Blommaert, J.; Callut, E.; Cara, C.; Cerulli, R.; Cesarsky, D.; Contursi, A.; Creten, Y.; De Meester, W.; Doublier, V.; Doumayrou, E.; Duband, L.; Exter, K.; Genzel, R.; Gillis, J.-M.; Grözinger, U.; Henning, T.; Herreros, J.; Huygen, R.; Inguscio, M.; Jakob, G.; Jamar, C.; Jean, C.; de Jong, J.; Katterloher, R.; **Kiss, Cs.**; Klaas, U.; Lemke, D.; Lutz, D.; Madden, S.; Marquet, B.; Martignac, J.; Mazy, A.; Merken, P.; Montfort, F.; Morbidelli, L.; Müller, T.; Nielbock, M.; Okumura, K.; Orfei, R.; Ottensamer, R.; Pezzuto, S.; Popesso, P.; Putzeys, J.; Regibo, S.; Reveret, V.; Royer, P.; Sauvage, M.; Schreiber, J.; Stegmaier, J.; Schmitt, D.; Schubert, J.; Sturm, E.; Thiel, M.; Tofani, G.; Vavrek, R.; Wetzstein, M.; Wiprecht, E.; Wiezorrek, E., 2010, *The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory*, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L2
- P-7 Billot, N., Sauvage, M., Rodriguez, L., Horeau, B., **Kiss, Cs.**, Aussel, H., Okumura, K., Boulade, O., Altieri, B., Poglitsch, A., Agnèse, P., CEA bolometer arrays: the first year in space, 2010, *SPIE* 7741, 774102
- P-8 **Kiss, Cs.**, 2007, *The Herschel Confusion Noise Estimator Science Implementation Document*, *HERSCHEL-HSC-DOC-0886*
- P-9 **Kiss, Cs.**, Vavrek, R., 2007, *Herschel Confusion Noise Estimator update patch v015*, *HERSCHEL-HSC-MEM-0925*
- P-10 **Kiss, Cs.**, Vavrek, R., Ali, B., 2010, *Herschel Confusion Noise Estimator update patch v019*, *HERSCHEL-HSC-DOC-1678*
- P-11 **Kiss, Cs.**, Müller, T.G., Vilenius, E.; Pál, A.; Santos-Sanz, P.; Lellouch, E.; Marton, G.; Verebelyi, E.; Szalai, N.; Hartogh, P.; Stansberry, J.; Henry, F.; Delsanti, A., Optimized Herschel/PACS photometer observing and data reduction strategies for moving solar system targets, 2014, *Experimental Astronomy*, 37, 161
- P-12 Vilenius, E., **Kiss, Cs.**, Müller, T.G.; Santos-Sanz, P.; Pal, A.; Stansberry, J.; Mueller, M.; Peixinho, N.; Fornasier, S.; Lellouch, E.; Delsanti, A.; Thirouin, A.; Ortiz, J. L.; Duffard, R.; Perna, D.; Szalai, N.; Protopapa, S.; Henry, F.; Hestroffer, D.; Rengel, M.; Dotto, E.; Hartogh, P., „TNOs are Cool”: A survey of the trans-Neptunian region. VI. Herschel/PACS observations and thermal modeling of 19 classical Kuiper belt objects, 2012, *A&A*, 541, A94
- P-13 Vilenius, E., **Kiss, Cs.**, Müller, T.G.; Mommert, M.; Santos-Sanz, P.; Pál, A.; Stansberry, J.; Mueller, M.; Peixinho, N.; Lellouch, E.; Fornasier, S.; Delsanti, A.; Thirouin, A.; Ortiz, J. L.; Duffard, R.; Perna, D.; Henry, F., „TNOs are Cool”: A survey of the trans-Neptunian region. X. Analysis of classical Kuiper belt objects from Herschel and Spitzer observations, 2014, *A&A*, 564, A35
- P-14 Lacerda, P., Fornasier, S., Lellouch, E., **Kiss, Cs.**; Vilenius, E.; Santos-Sanz, P.; Rengel, M.; Müller, T.; Stansberry, J.; Duffard, R.; Delsanti, A.; Guilbert-Lepoutre, A., *The Albedo-Color Diversity of Transneptunian Objects*, 2014, *ApJ*, 793, L2
- P-15 **Kiss, Cs.**, Szabó, Gy., Horner, J., Conn, B.C.; Müller, T.G.; Vilenius, E.; Sárneczky, K.; Kiss, L.L.; Bannister, M.; Bayliss, D.; Pál, A.; Góbi, S.; Verebelyi, E.; Lellouch, E.; Santos-Sanz, P.; Ortiz, J.-L.; Duffard, R.; Morales, N., *A portrait of the extreme solar system object 2012 DR<sub>30</sub>*, 2013, *A&A*, 555, A3
- P-16 Pál, A., **Kiss, Cs.**, Horner, J., Szakáts, R.; Vilenius, E.; Müller, T.G.; Acosta-Pulido, J.; Licandro, J.; Cabrera-Lavers, A.; Sárneczky, K.; Szabó, Gy. M.; Thirouin, A.; Sipőcz, B.; Dózsa, Á.;

- Duffard, R., Physical properties of the extreme Centaur and super-comet candidate 2013 AZ<sub>60</sub>, 2015, *A&A*, 583, A93
- P-17 **Kiss, Cs.**, Müller, T.G., Kidger, M., Mattisson, P., Marton, G., Comet C/2013 A1 (Siding Spring) as seen with the Herschel Space Observatory, 2015, *A&A*, 574, L3
- P-18 Müller, T.G., Miyata, T., **Kiss, Cs.**; Gurwell, M. A.; Hasegawa, S.; Vilenius, E.; Sako, S.; Kamizuka, T.; Nakamura, T.; Asano, K.; Uchiyama, M.; Konishi, M.; Yoneda, M.; Ootsubo, T.; Usui, F.; Yoshii, Y.; Kidger, M.; Altieri, B.; Lorente, R.; Pál, A.; O'Rourke, L.; Metcalfe, L., Physical properties of asteroid 308635 (2005 YU<sub>55</sub>) derived from multi-instrument infrared observations during a very close Earth approach, 2013, *A&A*, 558, A97
- P-19 Müller, T.G., **Kiss, Cs.**, Schreich, P.; Pravec, P.; O'Rourke, L.; Vilenius, E.; Altieri, B., Thermal infrared observations of asteroid (99942) Apophis with Herschel, 2014, *A&A*, 566, A22
- P-20 **Kiss, Cs.**; Pál, A., Farkas-Takács, A.I., Szabó, G.M.; Szabó, R.; Kiss, L. L.; Molnár, L.; Sárneczky, K.; Müller, T. G.; Mommert, M.; Stansberry, J., Nereid from space: rotation, size and shape analysis from K2, Herschel and Spitzer observations, 2016, *MNRAS*, 457, 2908

# Irodalomjegyzék

- Abergel, A., Boulanger, F., Delouis, J.M., Duziak, G., Stendling, S., 1996, *A&A* 309, 245
- Ábrahám, P., Leinert, Ch., Lemke, D., 1997, *A&A* 328, 702
- A'Hearn, M.F., Schleicher, D.G., Millis, R.L. és mtsai, 1984, *AJ*, 89, 579
- Ali, B., 2010, *MADmap User's Guide for PACS, PICC-NHSC-026*
- Alvarez-Candal, A., Pinilla-Alonso, N., Licandro, J., és mtsai 2011, *A&A*, 532, A130
- Alves de Oliveira, C., Ábrahám, P., Marton, G., és mtsai, 2013, *A&A*, 559, A126
- André, Ph., 2015, *The Herschel View of Star Formation*, XXVIIIth IAU General Assembly, 2012
- Arabindo, R., Ade, P.A., Bock, J.J., és mtsai, 2010, *ApJ*, 708, 1611
- Arendt, R.G., Odegard, N., Weiland, J.L., és mtsai, 1998, *ApJ* 508, 74
- Asano, K., Miyata, T., Sako, S., és mtsai 2012, *Proc. SPIE*, 8446, 115
- Barucci, M.A., Merlin, F., Perna, D. és mtsai, 2012, *A&A*, 539, A152
- Balog, Z. és mtsai 2014, *Exp. Astron.*, 37, 129
- Batygin, K., Brown, M. E., & Fraser, W. C. 2011, *ApJ*, 738, 13
- Batygin, K. & Brown, M.E., 2016, *AJ*, 151, 22
- Bauer, J. M., és mtsai, 2013, *ApJ*, 773, 22
- Belton, M.J.S., és mtsai, 1992, *Science*, 257, 1647
- Benecchi, S. D., Noll, K. S., Stephens, D. C., és mtsai 2011, *Icarus*, 213, 693
- Berta, S., Magnelli, B., Lutz, D. és mtsai, 2010, *A&A*, 518, L30
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B., 1998, *A&A*, 333, 231
- Bianchi S., és mtsai, 2003, *A&A*, 399, L43
- Binzel, R. P., Rivkin, A. S., Bus, S. J., és mtsai 2001, *Meteorit. Planet. Sci. (Suppl.)*, 36, A20
- Binzel, R. P., Rivkin, A. S., & Stuart, J. S. 2004, *Icarus*, 170, 259
- Binzel, R. P., Rivkin, A. S., Thomas, C. A., és mtsai 2009, *Icarus*, 200, 480
- Binzel, R. P., & Xu, S. 1993, *Science*, 260, 186
- Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Crovisier, J., és mtsai, 2010, *DPS #42, #3.04*
- Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Crovisier, J., és mtsai, 2014, *A&A*, 562, A5
- Bodewits, D., Campana, S., Kennea, J., és mtsai 2011, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 2937, 1
- Bottke, W.F., Vokrouhlický, D.; Rubincam, D.P., Nesvorný, D., 2006, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 34, 157
- Boulanger, F. & Perault, M., 1988, *ApJ* 330, 964
- Bowell, E., Hapke, B., Domingue, D., és mtsai 1989, *Asteroids II*, University of Arizona Press, 524-556

- Brasser, R., Schwamb, M. E., Lykawka, P. S., & Gomes, R. S. 2012, *MNRAS*, 420, 3396
- Britt, D. T., & Consolmagno, G. 2003, *Meteoritics*, 38, 1161
- Britt, D. T., Yeomans, D., Housen, K., & Consolmagno, G. 2002, *Asteroids III*, szerk. W.F. Bottke Jr., és mtsai, University of Arizona Press, 485
- Brown, M. E. 2005, *IAU Circ.*, 8610, 1
- Brown, M. E. 2011, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 40, 467
- Brown, M. E. 2013, *AJ*, 778, L34
- Brown, M.E., & Suer, T.-A., 2007, *IAU Circ.* 8812, szerk. D.W.E. Green, 1
- Brown, M. E., Barkume, K. M., Blake, G. A., és mtsai 2007, *AJ*, 133, 284
- Brown, M. E., Schaller, E. L., & Fraser, W. C. 2011, *ApJ*, 739, L60
- Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Ortiz, J.-L., és mtsai, 2011, *EPSC-DPS 2011*, 1060
- Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Ortiz, J.-L., és mtsai, 2014, *Natur*, 508, 72
- Brucker, M.J., Grundy, W.M., Stansberry, J.A., és mtsai, 2009, *Icarus*, 201, 284
- Busch, M.W., Benner, L. A. M., Brozovic, M., és mtsai 2012, in *Asteroids, Comets, Meteors, Conf. Proc.*, LPI 1667, #6179
- Campins, H. & Fernandez, Y., 2000, *EM&P*, 89, 117
- Casagrande, L., Ramirez, I., Melendez, J. & Asplund, M., 2012, *ApJ*, 761, 16
- Cepa, J. 2010 *Highlights of Spanish Astrophysics V.. Astrophysics and Space Science Proceedings*, p. 15
- Cepa, J. és mtsai 2000, *Proc. SPIE Vol. 4008*, p. 623-631, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, Eds.: Masanori Iye; Alan F. Moorwood
- Chambers, J. E. 1999, *MNRAS*, 304, 793
- Chapman, C. R., Gaffey, M., & McFadden, L. 1993, *24-color Asteroid Survey. EAR-A-DBP-3-RDR-24COLOR-V2.1. NASA Planetary Data System*
- Chappell, D., Scalo, J., 2001, *ApJ* 551, 712
- Condon, J.J., 1974, *ApJ*, 188, 279
- Dalle Ore, C. M., Dalle Ore, L. V., Roush, T. L., Cruikshank, D. P., Emery, J. P., Pinilla-Alonso, N., & Marzo, G. A. 2013, *Icarus*, 222, 307
- Dame, T.M., Hartmann, D., Thaddeus, P., 2001, *ApJ* 547, 492
- Davidsson, B. J. R. és mtsai, 2013, *Icarus*, 224, 154
- Delbo, M., Cellino, A., & Tedesco, E. F. 2007a, *Icarus*, 188, 266
- Delbo, M., dell'Oro, A., Harris, A. W., és mtsai 2007b, *Icarus*, 190, 236
- Delbo, M., Mueller, M., Emery, J.P., Rozitis, B., Capria, M.T., 2016, *Asteroid Thermal Modeling, Asteroids IV*, University of Arizona Press, 107-128
- DeMeo, F. E., Binzel, R. P., Slivan, S. M., & Bus, S. J. 2009, *Icarus*, 202, 160
- Dickey, J.M., Lockman, F.J., 1990, *ARA&A* 28, 256
- Dobos, L.; Varga-Verebélyi, E., Verdugo, E., Teyssier, D., Exter, K., Valtchanov, I., Budavári, T., Kiss, Cs., 2016, *Experimental Astronomy*, tmp-10D (DOI: 10.1007/s10686-016-9502-5)
- Dobrovolskis, A.R., 1995, *Icarus*, 118, 181
- Doi, Y., Takita, S., Ootsubo, T., és mtsai, 2015, *PASJ*, 67, 50
- Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., 2003, *ApJ* 585, 617
- Dole, H., Rieke, G.H., Lagache, G., és mtsai, 2004, *ApJS*, 154, 93

- Dones, L., Weissman, P. R., Levison, H. F., & Duncan, M. J. 2004, *Comets II*, 153
- Draine, B.T., 1985, *ApJS*, 57, 587
- Draine B.T., Lee H.M, 1984, *ApJ*, 285, 89
- Duffard, R. és mtsai 2014, *A&A*, 564, A92
- Duncan, M.; Levison, H. & Dones, L., 2004, "Dynamical evolution of ecliptic comets" in "Comets II", eds. M. C. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver, University of Arizona Press, Tucson
- Duncan, M. J., & Levison, H. F. 1997, *Science*, 276, 1670
- Edoh, O., 1983, Ph. D. Thesis, University of Arizona
- Efron, B., & Tibshirani, R. J. 1994, *An introduction to the bootstrap*, Vol. 57 (CRC press)
- Elliot, J.L., Dunham, E.W., Bosh, A.S. és mtsai, 1989, *Icarus*, 77, 148
- Elliot, J.L., Kern, S.D., Clancy, K.B., és mtsai, 2005, *AJ*, 129, 1117
- Elliot, J.L., Person, M.J., Zuluaga, C.A. és mtsai, 2011, *Nature*, 465, 897
- Elmegreen, B.G., 1997, *ApJ* 477, 196
- Elmegreen, B.G., 2002, *ApJ* 564, 773
- Emelyanenko, V. V., Asher, D. J., & Bailey, M. E. 2005, *MNRAS*, 361, 1345
- Engelbracht, C.W., Blaylock, M., Su, K.Y.L. és mtsai, 2007, *PASP*, 119, 994
- Farinella, P., & Davis, D.R., 1996, *Science* 273, 938 Farnham, T., Kelley, M., Bodewits, D. és mtsai, 2014, *Asteroids, Comets, Meteors 2014*, 154
- Farnocchia, D., Chesley, S. R., Chodas, P.W., és mtsai 2013, *Icarus*, 224, 192
- Farnocchia, D., Chesley, S.R., Chodas, P.W., és mtsai, 2014, *ApJ*, 790, 114
- Fazio, G.G., Hora, J.L., Allen, L.E., és mtsai, 2004, *ApJS* 154, 10
- Fornasier, S., Dotto, E., Hainaut, O., Marzari, F., Boehnhardt, H., De Luise, F., & Barucci, M. A. 2007, *Icarus*, 190, 622
- Fornasier, S., Barucci, M.A., de Bergh, C. és mtsai, 2009, *A&A*, 508, 457
- Fornasier, S., Lellouch, E., Müller, T. és mtsai, 2013, *A&A*, 555, A15
- Fraser, W.C., Brown, M.E. & Schwamb, M.E., 2010, *Icarus*, 210, 944
- Fraser, W. C., & Brown, M. E. 2012, *ApJ*, 749, 33
- Fraser, W.C., Brown, M.E., Batygin, K., & Bouchez, A., 2012, *AAS Meeting*, 220, 190.02
- Fraser, W. C., Brown, M. E., Morbidelli, A., Parker, A., & Batygin, K., 2014, *ApJ*, 782, 100
- Gabriel C., Acosta-Pulido J., Heinrichsen I., Morris H., Tai W.-M., 1997, in Hunt G., H. E. Payne, eds., *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, A.S.P. Conference Series, Vol. 125, p. 108
- Gladman, B., Marsden, B. G., & VanLaerhoven, C. 2008, in *The solar system Beyond Neptune, Nomenclature in the Outer solar system* (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 43
- Gautier, D., & Hersant, F. 2005, *Space Sci. Rev.*, 116, 25
- Gautier III, T.N., Boulanger, F., Péruault, M., Puget J.L., 1992, *AJ* 103, 1313
- Gladman, B., Holman, M., Grav, T., Kavelaars, J., Nicholson, P., Aksnes, K., & Petit, J.-M., 2002, *Icarus*, 157, 269
- Gladman, B., Marsden, B. G., & Vanlaerhoven, C. 2008, *Nomenclature in the Outer Solar System*, szerk. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, A. Morbidelli, & R. Dotson, 43–57
- Gomes, R. S. 2003, *Icarus*, 161, 404
- Gomes, R.S., Soares, J.S., Brasser, R., 2015, *Icarus*, 258, 37

- Gordon, K.D., Engelbracht, C.W., Fadda, D., 2007, *PASP*, 119, 1019
- Grav, T.; Holman, M. J. & Kavelaars, J. J., 2003, *ApJ*, 591, L7
- Grav, T.; Holman, M. J. & Fraser, W.C., 2004, *ApJ*, 613, L77
- Green, D.A., 1993, *MNRAS*, 262, 327
- Griffin, M.J., Abergel, A., Abreu, A. és mtsai, 2010, *A&A*, 518, L3
- Groussin, O., Lamy, P., Jorda, L., Tóth, I., 2004, *A&A*, 419, 375
- Grundy, W.M., Noll, K.S. & Stephens, D.C., 2005, *Icarus*, 176, 184
- Grundy, W.M., Noll, K.S., Nimmo, F. és mtsai, 2011, *Icarus*, 213, 678
- Grundy, W.M., Benecchi, S.D., Rabinowitz, D.L. és mtsai, 2012, *Icarus*, 220, 74
- Grundy, W.M.; Porter, S.B., Benecchi, S.D. és mtsai, 2015, *Icarus*, 257, 130
- Guiderdoni, B., Bouchet, F.R., Puget, J.L., Lagache, G., Hivon, E., 1997, *Nature* 390, 257
- Gulkis, S. és mtsai 2015, *Science*, 347, 0709.
- Hainaut, O. R., Boehnhardt, H., & Protopapa, S. 2012, *A&A*, 546, A115
- Harris, A. W. 1998, *Icarus* 131, 291 Harris, A.W. & Lagerros, J.S.V., 2002, *Asteroids III*, W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, és R. P. Binzel (szerkesztők), University of Arizona Press, Tucson, 205-218
- Harris, A.W., & Lagerros, J. S. V. 2002, in *Asteroids III*, eds.W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, & R. P. Binzel (Tucson: University of Arizona Press), 205
- Hartogh, P., Lis, D.C., Bockelée-Morvan, D., és mtsai, 2011, *Nature*, 478, 218
- Hauser, M.G., Dwek, E., 2001, *ARA&A* 39, 249
- Hauser, M.G., Arendt, R.G., Kelsall, T., 1998a, *ApJ* 508, 25
- Hauser, M.G., Kelsall, T., Weiland, J. (eds.), and the COBE Science Working Group, 1998b, "COBE Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE) Explanatory Supplement", Version 2.3 (14 January 1998), available on-line:[http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe\\_exsup.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe_exsup.cfm)
- Helou, G., Beichman, C.A., 1990, The confusion limits to the sensitivity of submillimeter telescopes, in: *From Ground-Based to Space-Borne Sub-mm Astronomy*, Proc. of the 29th Liège International Astrophysical Coll., ESA Publ., p. 117.
- Herbstmeier, U., Abraham, P., Lemke, D., és mtsai, 1998, *A&A* 332, 739
- Hesselbrock, A.J., Alexander, S.G., Thomas, W.H., Abel, N.P., 2013, *AJ*, 145, 144
- Hicks, M.D., Buratti, B.J., Basilier, E.N., 2008, *Icarus*, 193, 352
- Hicks, M., Lawrence, K., & Benner, L. 2010, *The ATel*, 2571
- Hiroi, T., & Sasaki, S. 2012, *Asteroidal Space Weathering: Compositional Dependency and Influence on Taxonomy*, Asteroids, Comets, Meteors, LPI Contribution, Proc. of the conference held, May 16-20, in Niigata, Japan, 1667, id.6109
- Hodgkin, S. T. és mtsai 2009, *MNRAS*, 394, 675
- Holman, M.J., Kavelaars, J.J., Grav, T., és mtsai, 2004, *Nature*, 430, 865
- Horner, J., Evans, N.W., Bailey, M. E. & Asher, D. J., 2003, *MNRAS*, 343, 1057
- Horner, J., Evans, N. W. & Bailey, M. E., 2004a, *MNRAS*, 354, 798
- Horner, J., Evans, N. W., & Bailey, M. E. 2004b, *MNRAS*, 355, 321
- Horner, J., Lykawka, P. S., Bannister, M. T., & Francis, P. 2012a, *MNRAS*, 422, 2145
- Horner, J., Müller, T. G., & Lykawka, P. S. 2012, *MNRAS*, 423, 2587
- Horner, J. & Lykawka, P. S., 2010, *MNRAS*, 405, 49
- Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., és mtsai 2014, *PASP*, 126, 398



- Hubbard, W.B., Hunten, D.M., Dieters, S.W., Hill, K.M., Watson, R. D., 1998, *Nature*, 336, 452
- Ingalls, J.G., Miville-Deschênes, M.-A., Reach, W.T., és mtsai, 2004, *ApJS*, 154, 281
- Irwin, M., & Lewis, J. 2001, *New Astron.*, 45, 105
- Jacobson, R. A. 2009, *AJ*, 137, 4322
- Jedicke, R., Granvik, M., Micheli, M. és mtsai, 2015, „Surveys, Astrometric Follow-up & Population Statistics”, *Asteroids IV*, University of Arizona Press, 795-814. o.
- Jeong, W.-S., Pak, S., Lee, H.M., és mtsai, 2003, *PASJ* 55, 717
- Jeong, W.S., Lee, H.M., Pak, S., és mtsai, 2005, *MNRAS*, 357, 535
- Jeong, W.S., Pearson, C.P., Lee, H.M., Pak, S., Nakagawa, T., 2006, *MNRAS* 369, 281
- Jester, S., Schneider, D.P., Richards, G.T. és mtsai, 2005, *AJ*, 130, 873
- Jewitt, D. C. 2002, *AJ*, 123, 1039
- Jewitt, D. C., 2005, *AJ*, 129, 530
- Jewitt, D. & Luu, J., 1990, *ApJ*, 365, 738
- Johnson, T.V.; Lunine, J.I., 2005, *Science*, 435, 69
- Julian, W. H.; Samarasinha, N. H. & Belton, M. J. S, 2000, *Icarus*, 144, 160
- Juvela M., Mattila K., Lehtinen K., és mtsai, 2002, *A&A*, 382, 583
- Juvela, M., Mattila, K., Lemke, D., 2000, *A&A* 813, 360
- Juvela, M., Mattila, K., Lemke, D., és mtsai, 2009, *A&A*, 500, 763
- Kaasalainen, M., Torppa, J., & Muinonen, K. 2001, *Icarus*, 153, 37
- Kaasalainen, M., & Torppa, J. 2001, *Icarus*, 153, 24
- Kashlinsky, A., 2005, *PhR*, 409, 361
- Kavelaars, J.J., Jones, L., B. Gladman, B., Parker, J.W., Petit, J.-M., 2008, *The Solar System Beyond Neptune*, szerk. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, & A. Morbidelli (The Univ. of Arizona Press, 2008), 59-69
- Kavelaars, J. J., és mtsai, 2009, *AJ*, 137, 4917
- Kelley, M.S., Wooden, Diane H., Tubiana, C. és mtsai, 2009, *AJ*, 137, 4633
- Kelley, M.S.P., Farnham, T.L., Bodewits, D., és mtsai, 2014, *ApJ*, 792, L16
- Kelley, M.S. & Wooden, D.H., 2009, *P&SS*, 57, 1133
- Kelsall, T., Weiland, J.L., Franz, B.A., és mtsai, 1998, *ApJ*, 508, 44
- Kennedy, G. M. & Wyatt, M. C., 2011, *MNRAS*, 412, 2137
- Kenyon, S.J., Bromley, B.C., 2004, *AJ* 128, 1916
- Kessler, M.F., Steinz. J.A., Anderegg, M.F., és mtsai, 1996, *A&A* 315, L27
- Kessler, M.F., Müller, Th.G., Leech, K., és mtsai, 2003, *The ISO Handbook Vol. I.: ISO – Mission & Satellite Overview, Version 2.0*, ESA SP-1262, European Space Agency
- Kiss, Cs., és mtsai, 2013, *A&A*, 555, A3
- Kiss, Cs., Ábrahám, P., Klaas, U., Juvela, M., Lemke, D., 2001, *A&A* 379, 1611
- Kiss, Cs., Ábrahám, P., Klaas, U., és mtsai, 2003, *A&A* 399, 177
- Kiss, Cs., Moór, A., Tóth, L.V., 2004, *A&A*, 418, 131
- Kiss, Cs., Klaas, U., Lemke, D., 2005, *A&A* 430, 343
- Kiss, Cs., Ábrahám, P., Laureijs, R.J., Moór, A., Birkmann, S.M., 2006, *MNRAS* 373, 1213
- Kiss, Cs., 2007, *The Herschel Confusion Noise Estimator Science Implementation Document*, HERSCHEL-HSC-DOC-0886

- Kiss, Cs., Vavrek, R., 2007, Herschel Confusion Noise Estimator update patch v015, HERSCHEL-HSC-MEM-0925
- Kiss, Cs., Vavrek, R., Ali, B., 2010, Herschel Confusion Noise Estimator update patch v019, HERSCHEL-HSC-DOC-1678
- Kiss, Cs., Szabó, Gy., Horner, J., Conn, B.C., és mtsai., 2013, A&A, 555, A3
- Kiss, Cs., Müller, Th.G., Vilenius, E., és mtsai, 2014, Exp. Astr., 37, 161
- Kiss, Cs., Müller, T.G., Kidger, M., Mattisson, P., Marton, G., 2015, A&A, 574, L3
- Kiss, Cs.; Pál, A.; Farkas-Takács, A.I., és mtsai, 2016, MNRAS, 457, 2908
- Kiss, Z., Tóth, L.V., Krause, O., Kun, M., Stickel, M., 2006, A&A, 453, 923
- Klaas U., és mtsai, 2003, "ISOPHOT In-flight Calibration Strategies", in: "The Calibration Legacy of the ISO mission", ESA SP-481, p. 19
- Kóspál, Á., Moór, A., Juhász, A., és mtsai, 2013, ApJ, 776, 77
- Kóspál, Á., Mohler-Fischer, M., Sicilia-Aguilar, A., és mtsai, 2014, A&A, 561, A61
- Könyves, V., Kiss, Cs., Moór, A., Kiss, Z.T., Tóth, L.V., A&A, 2007, 463, 1227
- Krivov, A.V., Eiroa, C., Löhne, T., és mtsai, 2013, ApJ, 772, 32
- Lacerda, P. és mtsai, 2014, ApJ, 793, L2
- Lagache, G., Puget, J.L., 2000, A&A 355, 17
- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., Puget, J.-L., 1998, A&A 333, 709
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., 2003, MNRAS 338, 555
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., és mtsai, 2004, ApJS 154, 112
- Lagache, G., Puget, J.-L., Dole, H., 2005, ARA&A, 43, 727
- Lagerros, J. S. V. 1996, A&A, 310, 1011
- Lagerros, J. S. V. 1997, A&A, 325, 1226
- Lagerros, J. S. V. 1998, A&A, 332, 1123
- Lamy, P.L., Tóth, I., Groussin, O. és mtsai, 2008, A&A, 489, 777
- Landolt, A. U. 1992, AJ, 104, 340
- Laureijs R.J., Klaas U., Richards P.J., Schulz B., Abraham P., 2003, The ISO Handbook Vol. V.: PHT – The Imaging Photo-Polarimeter, Version 2.0.1, ESA SP-1262, European Space Agency
- Laureijs, R.J., Klaas, U., Richards, P.J., Schulz, B., Abraham, P., 2001, The ISO Handbook Vol. IV.: PHT – The Imaging Photo-Polarimeter, SAI-99-069/Dc, Version 2.0, Villafranca del Castillo
- Laureijs, R.J., Klaas, U., Richards, P.J., Schulz, B., Abraham, P., 2003, The ISO Handbook Vol. IV.: PHT – The Imaging Photo-Polarimeter, Version 2.0.1, ESA SP-1262, European Space Agency
- Lebofsky, L. A., Sykes, M. V., Tedesco, E. F. és mtsai 1986, Icarus 68, 239
- Lee, C.W., Myers, P.C., Tafalla, M., 2001, ApJ 136, 703
- Lehtinen K., Lemke D., Mattila K., Haikala L.K., 1998, A&A, 333, 702
- Lehtinen K., Russeil D., Juvela M., Mattila K., Lemke D., 2004, A&A, 423, 975
- Leinert, Ch., Bowyer, S., Haikala, L. K., és mtsai, 1998, A&AS, 127, 1
- Leinert, Ch., Abraham, P., Acosta-Pulido, J., Lemke, D., Siebenmorgen, R., 2002, A&A, 393, 1073
- Lellouch, E., és mtsai, 2010, A&A, 518, L147
- Lellouch, E., és mtsai, 2013, A&A, 557, A60
- Lellouch, E., Santos-Sanz, P., Fornasier, S. és mtsai, 2016, A&A, 588, A2
- Lemke, D., Klaas, U., Abolins, J., és mtsai, 1996, A&A 315, L64

- Levi, A., & Podolak, M. 2011, *Icarus*, 214, 308
- Levison, H. F., & Morbidelli, A. 2003, *Nature*, 426, 419
- Levison, H. F., Morbidelli, A., Van Laerhoven, C., Gomes, R., & Tsiganis, K., 2008, *Icarus*, 196, 258
- Levison, H. F., & Stern, S. A. 2001, *AJ*, 121, 1730
- Li, J.-Y., Samarasinha, N.H., Kelley, M.S.P. és mtsai, 2014, *ApJ*, 797, L8
- Li, J.-Y., Helfenstein, P., Buratti, B.J., Takir, D., Clark, B.E., 2015, *Asteroid Photometry, Asteroids IV*, University of Arizona Press, 129-150
- Lim, T. L., Stansberry, J., Müller, T. G., és mtsai 2010, *A&A*, 518, L148
- Lim, L. F., Emery, J. P., Moskovitz, N. A., és mtsai 2012c, *DPS Meeting 44*, 305.01
- Lim, L. F., Emery, J. P., Moskovitz, N. A., & Granvik, M. 2012a, in *43rd Lunar and Planetary Science Conf.*, LPI Contribution 1659, 2202
- Lim, L. F., Emery, J. P., Moskovitz, N. A., & Granvik, M. 2012b, in *Asteroids, Comets, Meteors, Conf. Proc.*, LPI Contribution 1667, 6295
- Lineweaver, C.H.; Norman, M., 2010, *The Potato Radius: a Lower Minimum Size for Dwarf Planets*, arXiv:1004.1091
- Low, F., Beintema, D.A., Gautier, F.N., és mtsai, 1984, *ApJ* 278, L19
- Lowry, S., A. Fitzsimmons, P. Lamy, P. Weissman, 2008, *The Solar System Beyond Neptune*, szerk. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, & A. Morbidelli (The Univ. of Arizona Press, 2008), 397-410
- Lucas, M. P., Emery, J. P., & Takir, D. 2012, *Dunites in the sky? VNIR spectra of six suspected A-class asteroids*, *DPS meeting #44*, #110.11
- Lutz, D., 2014, *ARA&A*, 52, 373
- Luu, J. X., & Jewitt, D. C. 1990, *AJ*, 99, 1985
- Luu, J., & Jewitt, D. 1996, *AJ*, 112, 2310
- Magnani, L., Blitz, L., Mundy, L., 1985, *ApJ* 295, 402
- Mainzer, A., Bauer, J., Grav, T., és mtsai 2011, *ApJ*, 731, 53
- Malhotra, R. 1995, *AJ*, 110, 420
- Maris, M., Carraro, G., Parisi, M.G., 2007, *A&A*, 472, 311
- Marton, G., Vavrek, R., Kiss, Cs., Müller, T.G., 2014, *Experimental Astronomy*, 37, 347
- Marton, G., Schulz, B., Altieri, B., és mtsai, "The Herschel Point Source Catalogue", *IAU General Assembly, Meeting #29*, id.2253107
- Matsuhara, H., Kawara, K., Sato, Y., és mtsai, 2000, *A&A* 361, 407
- Meadows, V.S., Bhattacharya, B., Reach, W.T. és mtsai, 2004, *ApJS* 154, 469
- Merline, W. J., Drummond, J. D., Tamblyn, P. M., és mtsai 2011, *IAU Circular*, 9242, <http://www.cbat.eps.harvard.edu/iauc/09200/09242.html>
- Merline, W. J., Drummond, J. D., Tamblyn, P. M., és mtsai 2012, in *Asteroids, Comets, Meteors 2012, Conf. Proc.*, LPI Contribution 1667, 6372
- Miville-Deschênes, M.-A., Martin, P.G., Abergel, A., és mtsai, 2010, *A&A*, 518, L104
- Miyata, T., Sako, S., Nakamura, T., és mtsai 2008, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, *Proc. SPIE*, 7014, 701428
- Mommert, M., Harris, A. W., Kiss, Cs., és mtsai 2012, *A&A*, 541, A93
- Mommert, M., Hora, J.L., Harris, A.W., 2014, *ApJ*, 781, 25
- Monet D.G., Bird A., Canzian B., 1998, *The USNO-A2.0 Catalogue*, *VizieR On-line Data Catalog*:

- I/252. Originally published in: U.S. Naval Observatory Flagstaff Station (USNOFS) and, Universities Space Research Association (USRA) stationed at USNOFS
- Monet, D. G., Levine, S. E.; Canzian, B., és mtsai, 2003, *AJ*, 125, 984
- Moór, A., Ábrahám, P., Kiss, Cs., Csizmadia, Sz., 2003, *Far-infrared observations of normal stars measured with ISOPHOT in mini-map mode*, report on Highly Processed Data Products, Version 1.1, available on-line at the ISO Data Centre: [http://pma.iso.vilspa.esa.es:8080/hpdp/technical\\_reports/technote38.html](http://pma.iso.vilspa.esa.es:8080/hpdp/technical_reports/technote38.html)
- Moór, A., Ábrahám, P., Kiss, Cs., Csizmadia, Sz., 2004a, *Far-infrared observations of evolved stars measured with ISOPHOT in mini-map mode*, report on Highly Processed Data Products, Version 1.0, available on-line at the ISO Data Centre: [http://pma.iso.vilspa.esa.es:8080/hpdp/technical\\_reports/technote40.html](http://pma.iso.vilspa.esa.es:8080/hpdp/technical_reports/technote40.html)
- Moór, A., Ábrahám, P., Kiss, Cs., Csizmadia, Sz., 2004b, *Far-infrared observations of normal miscellaneous objects measured with ISOPHOT in mini-map mode*, report on Highly Processed Data Products, Version 1.0, available on-line at the ISO Data Centre: [http://pma.iso.vilspa.esa.es:8080/hpdp/technical\\_reports/technote41.html](http://pma.iso.vilspa.esa.es:8080/hpdp/technical_reports/technote41.html)
- Moór, A., Ábrahám, P., Kiss, Cs., Csizmadia, Sz., 2005, *Far-infrared observations of extragalactic objects measured with ISOPHOT in mini-map mode*, report on Highly Processed Data Products, Version 1.0, available on-line at the ISO Data Centre: [http://pma.iso.vilspa.esa.es:8080/hpdp/technical\\_reports/technote30.html](http://pma.iso.vilspa.esa.es:8080/hpdp/technical_reports/technote30.html)
- Moór, A., Ábrahám, P., Derekas, A., és mtsai, 2006, *ApJ*, 644, 525
- Moór, A., Apai, D., Pascucci, I. és mtsai, 2009, *ApJ*, 700, L25
- Moór, A., Pascucci, I., Kóspál, Á., és mtsai, 2011, *ApJS*, 193, 4
- Moór, A., Ábrahám, P., Juhász, A., és mtsai, 2011, *ApJ*, 740, L7
- Moór, A., Ábrahám, P., Kóspál, Á., és mtsai, 2013a, *ApJ*, 775, L51
- Moór, A., Szabó, Gy. M., Kiss, L.L., és mtsai, 2013b, *MNRAS*, 435, 1376
- Moór, A., Juhász, A., Kóspál, Á., és mtsai, 2013c, 2013, *ApJ*, 777, L25
- Moór, A., Müller, T.G., Kiss, Cs., Balog, Z., Billot, N., Marton, G., 2014, *Experimental Astronomy*, 37, 225
- Moór, A., Kóspál, Á., Ábrahám, P., és mtsai, 2015a, *MNRAS*, 447, 577
- Moór, A., Henning, Th., Juhász, A., és mtsai, 2015b, *ApJ*, 814, 42
- Moór, A., Kóspál, Á., Ábrahám, P., és mtsai, 2016, *ApJ*, 826, 123
- Moreno, R. (2012), Neptune and Uranus planetary brightness temperature tabulation. Tech. rep., ESA Herschel Science Centre, available from <ftp://ftp.sciops.esa.int/pub/hsc-calibration/PlanetaryModels/ESA4/>
- Morbidelli, A. & Vokrouhlický, D., 2003, *Icarus*, 163, 120
- Morbidelli, A., Emel'yanenko, V. V., & Levison, H. F. 2004, *MNRAS*, 355, 935
- Morbidelli, A., Levison, H.F. és Gomes, R., *The Dynamical Structure of the Kuiper Belt and Its Primordial Origin, The Solar System Beyond Neptune*, University of Arizona Press, 275–292
- Morbidelli, A., Gaspar, H. S., & Nesvorný, D. 2014, *Icarus*, 232, 81
- L.V. Moroz, L.V., G. Baratta, G. , E. Distefano, E. és mtsai, 2003, *Earth Moon & Planets* 92, 279
- L. Moroz, L., Baratta, G., Strazzulla, G., és mtsai, 2004, *Icarus* 170, 214

- Muinsonen, K., Belskaya, I. N., Cellino, A., és mtsai 2010, *Icarus*, 209, 542
- Mueller, M. 2007, Ph.D. tézis, Freie Universitát Berlin, Germany, [http://www.diss.fu-berlin.de/diss/receive/FUDISS\\_thesis\\_000000002596](http://www.diss.fu-berlin.de/diss/receive/FUDISS_thesis_000000002596)
- Müller, T. G., & Lagerros, J. S. V. 1998, *A&A*, 338, 340
- Müller, T. G. 2002, *M&PS*, 37, 1919
- Müller, T. G., & Lagerros, J. S. V. 2002, *A&A*, 381, 324
- Müller, T. G., & Blommaert, J. A. D. L. 2004, *A&A*, 418, 347
- Müller, T. G., Sterzik, M. F., Schütz, O., és mtsai 2004, *A&A*, 424, 1075
- Müller, T. G., Sekiguchi, T., Kaasalainen, M., és mtsai 2005, *A&A*, 443, 347
- Müller, T. G., Lellouch, E., B ohnhardt, H., és mtsai 2009, *Earth moon Planets*, 105, 209
- Müller, T. G., Lellouch, E., Stansberry, J., és mtsai 2010, *A&A*, 518, L146
- Muller, T. G. és mtsai 2010, *A&A*, 518, 146
- Müller, T. G., Altieri, B., & Kidger, M. 2011b, *IAU Circular*, 9241, <http://www.cbat.eps.harvard.edu/iauc/09200/09241.html>
- Müller, T. G., Durech, J., Hasegawa, S., és mtsai 2011, *A&A*, 525, A145
- Müller, T. G., Okumura, K., & Klaas, U. 2011, *PACS Photometer Passbands and Colour Correction Factors for Various Source SEDs*, PICC-ME-TN-038, April 12, 2011, Version 1.0
- Müller, T. G., O'Rourke, L., Barucci, A. M., és mtsai 2012, *A&A*, 548, A36
- Müller, T. G., Miyata, T., Kiss, C., és mtsai 2013, *A&A*, 558, A97
- Müller, T. G., Hasegawa, S., & Usui, F. 2014, *PASJ*, 66, 52
- Müller, T.G., Balog, Z., Nielbock, M., 2016, *A&A*, 588, A109
- Muller, T. G. & Lagerros, J. S. V. 1998, *A&A*, 338, 340
- Muller, T. G. & Lagerros, J. S. V. 2002, *A&A*, 381, 324
- Mueller, M., Stansberry, J., Mommert, M. & Grundy, W., 2012, "TNO Diameters And Albedos: The Final MIPS Dataset", AAS DPS meeting, #44, #310.13
- Müller, T. G., Blommaert, J. A. D. L. 2004, *A&A* 418, 347
- Müller, Th.G. & Lagerros, J.S.V., 1998, *A&A*, 308, 340
- Müller, Th.G. & Lagerros, J.S.V., 2002, *A&A*, 381, 324
- Müller, Th.G., Lellouch, E, B ohnhardt, H. és mtsai, 2009, *EM&P*, 105, 209
- Müller, Th.G., Lellouch, E., Stansberry, J. és mtsai, 2010, *A&A*, 518, 146
- Murakami, H., Baba, H., Barthel, P., és mtsai, 2007, *PASJ*, in press [arXiv:0708.1796]
- Nakagawa, T., Shibai, H., Onaka, T., és mtsai, 2015, *PKAS*, 30, 621
- Nakamura, T., Miyata, T., Sako, S., és mtsai 2010, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, Proc. SPIE, 7735, 773561
- Negrello, M., Magliocchetti, M., Moscardini, L., De Zotti, G., Granato, G.L., Silva, L., 2004, *MNRAS* 352, 493
- Nesvorny, D., Jenniskens, P., Levison, H.F. és mtsai, 2010, *ApJ*, 713, 816
- Nesvorny, D., Janches, D., Vokrouhlicky, D., és mtsai, 2011, *ApJ*, 743, 129
- Nguyen, H.T., Schulz, B., Levenson, L. és mtsai, 2010, *A&A*, 518, L5
- Nolan, M. C., Vervack, R. J., Howell, E. S., és mtsai 2010, *DPS Meeting 42*, 13.19, *BAAS*, 42, 1056
- K.S. Noll, W.M. Grundy, E.I. Chiang, J.-L. Margot, S.D. Kern, 2008a, *Binaries in the Kuiper Belt, The Solar System Beyond Neptune*, University of Arizona Press, Tucson, 2008a), 345–363

- Noll, K.S., Grundy, W.M., D.C. Stephens, D.C., és mtsai, 2008b, *Icarus* 194, 758
- O'Rourke, L., Bockelée-Morvan, D., Biver, N., és mtsai, 2013, *A&A*, 560, A101
- Ortiz, J.-L., Sicardy, B., Braga-Ribas, F. és mtsai, 2012, *Nature*, 491, 566
- Ott, S. 2010, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX.*, eds. Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, *ASP Conf. Ser.*, 434, 139
- Pagani L., és mtsai, 2003, *A&A*, 406, L59
- Parker, A. H., & Kavelaars, J. J. 2010, *ApJ*, 722, L204
- Pei, Y.C., Fall, M.S., Hauser, M.G., 1999, *ApJ* 522, 604
- Peixinho, N., Doressoundiram, A., Delsanti, A., Boehnhardt, H., Barucci, M. A., & Belskaya, I. 2003, *A&A*, 410, L29
- Peixinho, N., Lacerda, P., & Jewitt, D. 2008, *AJ*, 136, 1837
- Peixinho, N., Delsanti, A., Guilbert-Lepoutre, A., Gafeira, R., & Lacerda, P. 2012, *A&A*, 546, A86
- Perna, D., Barucci, M. A., Fornasier, S., és mtsai 2010, *A&A*, 510, A53
- Perna, D., Dotto, E., Barucci, M. A., Mazzotta Epifani, E., Vilenius, E., Dall'Ora, M., Fornasier, S., & Müller, T. G. 2013, *A&A*, 554, A49
- Petit, J.-M., és mtsai, 2011, *AJ*, 142, 131
- Pilbratt, G.L., 2004, *ESA-SP* 577, 3
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T. és mtsai, 2010, *A&A*, 518, L1
- Pál, A. 2012, *MNRAS*, 421, 1825
- Pál, A., Kiss, Cs., Müller, Th.G., és mtsai, 2012, *A&A*, 541, L6
- Pál, A.; Szabó, R.; Szabó, Gy. M.; Kiss, L. L.; Molnár, L.; Sárneczky, K. & Kiss, Cs., 2015a, *ApJL*, 804, 45
- Pál, A., Kiss, Cs., Horner, J., és mtsai, 2015, *A&A*, 583, A93
- Pál, A., Kiss, Cs., Müller, T.G., és mtsai, 2016, *AJ*, 151, 117
- Pinilla-Alonso, N., Brunetto, R., Licandro, J. és mtsai, 2009, *A&A* 496, 547
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N. és mtsai, 2010, *A&A*, 518, L2
- Popesso, P., Magnelli, B., Buttiglione, S., és mtsai, 2012, *arXiv:1211.4257*
- Pravec, P., Scheirich, P., Durech, J., és mtsai 2014, *Icarus*, 223, 48
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., 1992, *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing*, 2<sup>nd</sup> edition, Cambridge University Press
- Rabinowitz, D., Schaefer, B.E., & Tourtellotte, S.W., 2007, *AJ*, 133, 26
- Ramirez, I., Michel, R., Sefako, R., és mtsai 2012, *ApJ*, 752, 5
- Rawlings M. G., Juvela M., Mattila K., Lehtinen K., Lemke D., 2005, *MNRAS*, 356, 810
- Rickman, H., Fouchard, M., Froeschlé, C., & Valsecchi, G. B. 2008, *Cel. Mech. Dyn. Astron.*, 102, 111
- Richardson, D.C. & Walsh, K. J., 2006, *Binary Minor Planets V1.0*, NASA Planetary Data System, EAR-A-COMPIL-5-BINMP-V1.0
- Rieke, G.H., Young, E.T., Engelbracht, C.W., és mtsai, 2004, *ApJS* 154, 25
- Rodgers, C. T., Canterna, R., Smith, J. A., Pierce, M. J., & Tucker, D. L. 2006, *AJ*, 132, 989
- Romanishin, W., & Tegler, S. C. 2005, *Icarus*, 179, 523
- Roques, F., Doressoundiram, A., Dhillon, V., és mtsai, 2006, *AJ* 132, 819
- Rozitis, B., & Green, S. F. 2011, *MNRAS*, 415, 2042

- Sako, S., Aoki, T., Doi, M., és mtsai 2008, in Ground-based and Airborne Telescopes II, Proc. SPIE, 7012, 70122T
- Salama, A., Ortiz, I., Arviset, C., 2004, *User provided reduced data, catalogues and atlases in the ISO Data Archive*, ASP Conf. Ser. Vol. 314, p. 26
- Santos-Sanz, P., Lellouch, E., Fornasier, S., és mtsai 2012, A&A, 541, A92
- Santos-Sanz, P., és mtsai, 2012, A&A, 541, A92
- Schaefer, B.E., Tourtellotte, S.W., Rabinowitz, D.L., Schaefer, M.W., 2008, Icarus, 196, 225
- Schaller, E., & Brown, M. E. 2007, ApJ, 659, L61
- Shirahata, M., Matsuura, S., Hasegawa, S., 2009, PASJ, 61, 737
- Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M., 1998, ApJ, 500, 525
- Shannon, A., Wu, Y., Litwick, Y., 2016, ApJ, közlésre elfogadva (arXiv:1510.01323)
- Sheppard, S. S., 2012, AJ, 144, 169
- Sicardy, B., Ortiz, J.-L., Assafin, M. és mtsai, 2011, Nature, 478, 493
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., és mtsai 2006, AJ, 131, 1163
- Somers, J. M., Hicks, M., Lawrence, K., és mtsai 2010, DPS Meeting 42, 13.16, BAAS, 42, 1055
- Spencer J. R., 1990, Icarus, 83, 27
- Spencer J. R., Lebofsky L. A., Sykes M. V., 1989, Icarus, 78, 337
- Sridharan, R., Girard, J. H. V., Lombardi, G., Ivanov, V. D., & Dumas, C. 2012, in Optical and Infrared Interferometry III, Proc. SPIE, 8445
- Stansberry, J., Grundy, W., Brown, M., Cruikshank, D., Spencer, J., Trilling, D., & Margot, J.-L. 2008, *The Solar System Beyond Neptune*, szerk. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, & A. Morbidelli (The Univ. of Arizona Press, 2008), 161–179
- Stansberry, J.A., Grundy, W.M., Mueller, M., és mtsai., 2012, Icarus, 219, 676
- Stephens, D. C., & Noll, K. S. 2006, AJ, 131, 1142
- Stevenson, R., Bauer, J.M., Cutri, R.M., és mtsai, 2014, ApJL, accepted (arXiv:1412.2117)
- Stansberry, J., Grundy, W.M., Margot, J.L. és mtsai, 2006, ApJ, 643, 556
- Stansberry, J., Gordon, K.D., Bhattacharya, B., és mtsai, 2007, PASP, 119, 1038
- Stansberry, J.A., Grundy, W.G., Mueller, M., és mtsai, 2012, Icarus, 219, 676
- Stickel, M., Lemke, D., Mattila, K., Haikala, L.K., Haas, M., 1998, A&A, 329, 55
- Stutzki, J., Bensch, F., Heithausen A., Ossenkopf, V., Zielinsky, M., 1998, A&A 336, 697
- Szabó, R., Sárneczky, K., Szabó, Gy. M., és mtsai. 2015, AJ, 149, 112
- Tauber, J.A., 2004, *Advances in Space Research* 34, 491
- Taylor, P. A., Howell, E. S., Nolan, M. C., és mtsai 2012b, in Asteroids, Comets, Meteors, Conf. Proc., LPI Contribution 1667, 6340
- Taylor, P. A., Nolan, M. C., Howell, E. S., és mtsai 2012a, AAS Meeting 219, 432.11
- Tedesco, E.F., Désert, F.-X., 2002, AJ 123, 2070
- Tedesco, E.F., Cellino, A.; Zappalá, V., 2005, AJ 129, 2869
- Tegler, S. C., & Romanishin, W. 2000, Nature, 407, 979
- Tera, F., Papanastassiou, D.A., Wasserburg, G.J., 1974, E&PSL 22, 1
- Terai, T. & Itoh, Y., 2013, PASJ, 65, 46
- Thirouin, A., Ortiz, J.-L., Campo-Bagatin, A. és mtsai, 2012, MNRAS, 424, 3156
- Thomas, P., Veverka, J., Helfenstein, P., 1991, J. Geophys. Res., 96, 19253

- Thomas, P.C., Armstrong, J.W., Asmar, S.W., és mtsai., 2007, *Nature*, 448, 50
- Thomas, P.C., 2010, *Icarus*, 208, 395
- Tibshirani, R., Walther, G., & Hastie, T. 2001, *Journal of the Royal Statistical Society: Series B (Statistical Methodology)*, 63, 411
- Tóth, L.V., Hotzel, S., Krause, O., és mtsai, 2000, *A&A* 364, 769
- Tricarico, P., Samarasinha, N.H., Sykes, M.V., és mtsai, 2014, *ApJ*, 787, L35
- Trujillo, C. A., & Sheppard, S. S. 2014, *Nature*, 507, 471
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, *Nature*, 435, 459
- Vavrek, R., 2004, *Herschel Confusion Noise Model Requirements*, Herschel Science Centre Technical Note, Version 1.3, November 26, 2004
- Vilenius, E., Kiss, Cs., Mommert, M., és mtsai 2012, *A&A*, 541, A94
- Vilenius, E., Kiss, Cs., Müller, T.G., és mtsai, 2014, *A&A*, 564, A35
- Vodniza, A. Q., & Pereira, M. R. 2010, *DPSMeeting* 42, 13.25, *BAAS*, 42, 1057
- Vokrouhlický, D., Chesley, S. R., & Matson, R. D. 2008, *AJ*, 135, 2336
- Vokrouhlický, D., Bottke, W.F., Chesley, S.R., Scheeres, D.J. & Statler, T.S., 2015, „The Yarkovsky and YORP Effects”, *Asteroids IV*, University of Arizona Press, 509-532. o.
- Volk, K., & Malhotra, R. 2008, *ApJ*, 687, 714
- Volk, K., & Malhotra, R. 2011, *ApJ*, 736, 11
- Warner, B.D., Stephens, R.D., Brinsfield, J.W., és mtsai 2012a, *The Minor Planet Bulletin*, Association of Lunar and Planetary Observers, 39, 84
- Warner, B.D., Stephens, R.D., Brinsfield, J.W., és mtsai 2012b, in *Asteroids, Comets, Meteors 2012*, Conf. Proc., LPI Contribution 1667, 6013
- Werner, M.W., Roelling, T.L., Low, F.J., és mtsai, 2004, *ApJS* 154, 1
- Whittet D.C.B., Gerakines, P.A., Hough J.H., Shenoy S.S., 2001, *ApJ*, 547, 872
- Wiegert, P., & Tremaine, S. 1999, *Icarus*, 137, 84
- Włodarczyk, I. 2013, *MNRAS*, 434, 3055
- Wolf, M., 1923, *AN* 219, 109
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., és mtsai 2010, *AJ*, 140, 1868
- Wyatt, M.C., 2008, *ARA&A*, 46, 339
- Ye, Q.-Z. & Hui, M.-T., 2014, *ApJ*, 787, 115
- Yonekura, Y., Dobashi, K., Mizuno, A., Ogawa, H., Fukui, Y., 1997, *ApJSS* 110, 21
- Žižka, J., & Vokrouhlický, D. 2011, *Icarus*, 211, 511



# Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani minden kollégának, akik az elmúlt években segítettek munkámat itthon, az MTA CSFK Csillagászati Intézetében, és külföldön is. Legelőször is köszönettel tartozom Ábrahám Péternek az elmúlt majdnem két évtized bizalmáért és támogatásáért, és azért, hogy lehetővé tette, hogy egy kitérő után visszatérjek a csillagászatba. Az Ő lelkes támogatása nélkül nemcsak ez a dolgozat nem születhetett volna meg, hanem a Herschel-űrtávcső programban történő magyar részvétel, és az abból származó számtalan publikáció sem. Köszönet Balázs Lajosnak, az MTA Csillagászati Kutatóintézete korábbi igazgatójának a támogatásért, és közelebbi kollegáimnak, Marton Gábornak, Moór Attilának, Pál Andrásnak, Szakáts Róbertnek és Varga-Verebélyi Erikának az elmúlt évek közös munkájáért.

Külön köszönet Szabados Lászlónak, aki nemcsak ezt a dolgozatot olvasta át hihetetlen precizitással, hanem az elmúlt években számos magyar nyelvű cikkemet is lektorálta és öntötte a nagyközönség által is fogyasztható formába – ha ezután is maradt a dolgozatban hiba, az már csak az én figyelmetlenségem eredménye lehet.

Köszönet az általam témavezetett hallgatóknak, Könyves Verának, Asbóth Viktóriának és Takácsné Farkas Anikónak azért a bizalomért, hogy szakmai életük ezen fontos első lépéseit velem tették meg.

Eddigi pályám meghatározó időszaka volt az az összesen kb. 2 év, amit a heidelbergi Max-Planck-Institut für Astronomie-ban töltöttem 2000-ben és 2003-2004-ben. Ezért köszönettel tartozom Prof. Dietrich Lemkének, az ISOPHOT Data Centre vezetőjének, és Ulrich Klaasnak, akihez mindig fordulhattam bármilyen problémával ebben az időszakban, és azután is, a mai napig.

Szintén szeretnék köszönetet mondani Thomas Müllernek (Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching) akivel a legtöbb, a Naprendszer kutatásához kapcsolódó munkámban együtt dolgoztam 2007-től, valamint Vavrek Rolandnak a Herschel-űrtávcsőhöz kapcsolódó közös munkákért.

Az elmúlt évek eredményei, és így ez a dolgozat sem jöhetett volna létre családom – feleségem Anna, valamint fiaim, Bertalan és Barnabás – támogatása és szeretete nélkül. Nagyon köszönöm nekik, hogy mindig mellettem álltak.