

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

**Nagy tömegű csillagok végállapotai:
szupernóva-robbanásokhoz kötődő
porképződés és az LS 5039 gammakettős
vizsgálata**

Ph.D. értekezés

Szalai Tamás

okleveles csillagász

Témavezető: *Dr. Vinkó József* egyetemi docens
SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Konzulens: *Dr. Kiss L. László* tudományos tanácsadó
MTA CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Szeged, 2013

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. Elméleti áttekintés	6
2.1. A nagy tömegű csillagok fejlődése	6
2.1.1. Fejlődés a fősorozaton és az óriáságon	7
2.1.2. A kollapszár szupernóva-robbanások	11
2.1.3. Kompakt maradványobjektumok: neutroncsillagok és fekete lyukak	14
2.2. Nagy tömegű csillagok kettős rendszerekben	16
2.3. A szupernóvák és a porképződés kapcsolata	22
3. Porképződés II-P típusú szupernóvák környezetében – vizsgálatok a Spitzer- úrtávcső adatai segítségével	28
3.1. A Spitzer-úrtávcső műszerei	29
3.2. A vizsgált szupernóvák	30
3.3. A Spitzer-adatok feldolgozása és kiértékelése	35
3.3.1. A közép-infravörös fotometriai adatok feldolgozása	35
3.3.2. Közép-infravörös spektroszkópia: az IRS-adatok feldolgozása	44
3.4. Pormodellek illesztése a szupernóvák spektrális energiaeloszlásaira	49
3.4.1. A spektrális energiaeloszlások meghatározása	49
3.4.2. Analitikus modellek	52
3.4.3. Numerikus modellezés a MOCASSIN-kód használatával	56
3.5. Porképződés a vizsgált szupernóvák környezetében	58
3.5.1. SN 2004dj	60
3.5.2. Domináns lokális porképződés	69
3.5.2.1. SN 2005af	69
3.5.2.2. SN 2005ad	73
3.5.3. Részleges lokális porképződés	75
3.5.3.1. SN 2004A	75
3.5.3.2. SN 2007oc	77
3.5.3.3. SN 2003J	79
3.5.4. Nem detektálható lokális porképződés	81
3.5.4.1. SN 2003ie	81
3.5.4.2. SN 2006bp	83
3.5.4.3. SN 2006my	84
3.5.4.4. SN 2006ov	86
3.6. Diskusszió: II-P típusú szupernóvák és a porképződés	88

4. Az LS 5039 gammakettős vizsgálata	92
4.1. LS 5039 – irodalmi áttekintés	92
4.2. LS 5039 – mérések és adatfeldolgozás	95
4.2.1. Echelle-spektroszkópia	95
4.2.2. MOST-fotometria	100
4.3. LS 5039 – analízis	101
4.3.1. Az LS 5039 radiális sebességei	101
4.3.2. Az ekvivalens vonalszélességek meghatározása	107
4.3.3. A Wilson–Devinney-kód alkalmazása	109
4.4. LS 5039 – eredmények	112
4.4.1. Keringési és fizikai paraméterek	112
4.4.2. A kompakt objektum tömege	116
4.4.3. Anyagáramlás az LS 5039 környezetében	122
4.5. LS 5039 – konklúziók és kitekintés	125
Összefoglalás	129
Summary	132
Köszönetnyilvánítás	137
Hivatkozások	139
Függelék	149
A. Spitzer-fotometria	149
B. Analitikus pormodell-illesztés	153

1. Bevezetés

A csillagok életének lefolyását elsősorban kezdeti tömegük nagysága határozza meg. Bár éles határvonalat nem igazán lehet megállapítani, az általánosan elfogadott definíció szerint nagy tömegű csillagokról $\sim 8 M_{\odot}$ -nél nagyobb kezdeti tömeg esetében beszélünk (lásd pl. Woosley és mtasai, 2002; Poelarends és mtasai, 2008). Ezen csillagok közös jellemzője, hogy legbelsőbb tartományaikban a fúziós reakciók egészen a vas-atommagok létrejöttéig végbemennek, életük pedig a vasmag gravitációs összeomlása (kollapszusa) során bekövetkező, nagy energiájú szupernóva-robbanásban ér véget (a becsült határtömeg közelében lévő égitestek esetében előfordulhat, hogy a mag kollapszusa már a neon- vagy az oxigénfúzió beindulása előtt megtörténik).

A nagy tömegű csillagok keletkezése és fejlődése, valamint a sorsukat lezáró kataklizikus események és a létrejövő maradványobjektumok (neutroncsillagok, fekete lyukak) vizsgálata napjaink asztrofizikájának kiemelt fontosságú területei közé tartoznak. Bár jóval kevesebb található belőlük, mint a kisebb tömegű csillagokból (lásd 2.1. fejezet), a nagy tömegű csillagok több szempontból is az Univerzum kiemelt jelentőségű objektumai közé tartoznak. Fontos szerepük van a kozmikus anyag körforgásában: intenzív légköri kiáramlások formájában folyamatosan, nagy mennyiségben bocsátanak ki részecskéket a környezetükbe, míg a keletkezéstől számított néhány millió év (vagy akár ennél is rövidebb idő) után bekövetkező szupernóva-robbanások során vasnál nehezebb elemek is létrejönnek, amelyek a nagy sebességgel táguló maradvány részeiként beépülnek az egykori csillag tágabb környezetében lévő csillagközi (intersztelláris) gázanyagba. Mivel a csillagközi anyag magasabb rendszámú elemekkel való feldúsulása kezdetektől fogva elsődlegesen a szupernóváknak köszönhető, ezért az újonnan keletkező csillagok egyre nagyobb kezdeti fémtartalmáért (az asztrofizikában minden, héliumnál nehezebb elemet fémnek nevezünk) is közvetett módon ezek az események felelősek.

A nagy tömegű csillagok életük legnagyobb részében nagy luminozitású fényforrásokként sugároznak, így akár közelebbi extragalaxisokban is azonosíthatóak, és felhasználhatóak azok távolságának meghatározására. Hatványozottan igaz ez a galaxisokkal összemérhető fényességű szupernóva-robbanásokra, amelyek akár kozmológiai léptékű távolságmérésre is alkalmasak. További fontos tényező, hogy a szupernóvák és maradványaik környezetében földi körülmények között nehezen vagy egyelőre egyáltalán nem megvalósítható jelenségek (extrém nagy hőmérséklet, nyomás és mágneses térerősség; plazmában keltődő, nagy sebességű lökéshullámok; relativisztikus sebességgel mozgó részecskék stb.) is vizsgálhatóvá válnak. Az extrém fizikai körülmények miatt ezen objektumok megfigyelése az elektromágneses sugárzás minden tartományában fontos eredményekkel szolgálhat.

Az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén, Dr. Vinkó József vezetésével működő asztrofizikai kutatócsoport mintegy másfél évtizede foglalkozik nagy tömegű csillagok késői állapotainak, elsősorban a szupernóva-robbanások jellemzőinek tanulmányozásával.

val. 2008-ban, friss doktori ösztöndíjasként csatlakoztam a csoporthoz, fő kutatási témaként pedig a szupernóvák és a többféle asztrofizikai szempontból (molekulaképződés, csillag- és bolygókeletkezés, fény-anyag kölcsönhatások) jelentősnek számító csillagközi poranyag keletkezésének kapcsolatát kezdtem tanulmányozni. A nagyon távoli, fiatal állapotukban megfigyelhető galaxisok meglepően magas portartalma, valamint a szupernóva-robbanások elméleti modelljei egyöntetűen azt sugallják, hogy ezen események során nagy mennyiségű, legalább néhány tized naptömegnyi friss por keletkezik. Ugyanakkor a szűkebb kozmikus környezetünkben felrobbant szupernóvák megfigyeléséből származó eredmények egyelőre nem támasztják alá az intenzív porképződésről alkotott teóriákat.

Munkám során a Spitzer infravörös-űrtávcső mérési adatait felhasználva először az utóbbi két évtized egyik legközelebbi és legfényesebbnek látszó szupernóvája, az SN 2004dj környezetében kerestem porkeletkezésre utaló jeleket. A fotometriai és spektroszkópai adatok feldolgozását követően meghatároztam az egyes időpontokhoz tartozó spektrális energiaszinteket, amelyekre feketetest-görbéket, illetve analitikus és numerikus pormodelleket illesztettem. A modellezések révén következtetéseket tudtam levonni a szupernóva környezetében lévő por fizikai jellemzőivel, összetételével és térbeli eloszlásával kapcsolatban. Az SN 2004dj vizsgálatának tapasztalataira építve ezt követően elvégeztem további tizenkét szupernóva elérhető Spitzer-adatainak elemzését is. Bár többségükről jóval kevesebb mérési anyag állt rendelkezésre, mint az SN 2004dj-ről, a spektrális energiaszintek analízise révén meg tudtam állapítani, hogy a detektált közép-infravörös sugárzás mekkora részben származhat a robbanást követően keletkezett porszemcséktől.

2009-ben konzulensem, Dr. Kiss L. László (MTA CSFK Csillagászati Intézet) révén lehetőségem volt bekapcsolódni egy másik, szintén nagy tömegű csillagokkal kapcsolatos kutatási témába is. Az ausztráliai Siding Spring-i Observatórium egyik távcsövét használva nagyfelbontású spektrumokat rögzítettünk az LS 5039 jelű objektumról, amelyet egy forró, O színek típusú csillag és egy egyelőre ismeretlen típusú kompakt égitest kettőse alkot. Az égitestpárost az utóbbi években intenzíven vizsgálták az összes, műszereinkkel lefedhető hullámhossztartományban; ugyanakkor a fő kérdésre, miszerint a kompakt komponens neutroncsillag vagy fekete lyuk-e, egyelőre nem sikerült választ találni. További érdekesség a rendszerrel kapcsolatban, hogy a röntgentartományban rögzített mérések alapján nincs jele erőteljes korong-akkréciós folyamatoknak, vagyis az anyagáramlás feltehetően más formában zajlik a két komponens között.

A spektroszkópai adatsor feldolgozása és részletes elemzése révén fontos megállapításokat tudtam tenni az LS 5039 tulajdonságait illetően. A kettőscsillagok analíziséhez kifejlesztett Wilson–Devinney-kódot használva modellgömböt illesztettem az LS 5039 He II vonalaihoz tartozó látóirányú (radiális) sebességpontokra, így meg tudtam határozni a rendszer főbb keringési és fizikai paramétereit. A kódot használva fénygörbemodelleket is előállítottam, amelyeket összehasonlítottam a MOST-űrtávcső által rögzített, nagy pontosságú optikai fotometriai adatsorral. A radiális sebesség- és fénygörbemodellezések eredményeit

felhasználva következtetéseket tudtam levonni többek között a kompakt égitest tömegét és jellegét illetően is. Meghatároztam a H- és He-vonalak ekvivalens szélességeit is, és vizsgáltam ezeknek a keringési fázistól való függését; a H α -vonal ekvivalens szélességei alapján egyúttal becslést tudtam tenni az O csillag tömegvesztési rátájára.

A dolgozat további részében először rövid áttekintést adok a nagy tömegű csillagok fejlődéséről, részletesen tárgyalva a fejlődés késői szakaszait, valamint a szupernóva-robbanások és a keletkező maradványobjektumok tulajdonságait. Emellett ismertetem a szupernóvák és a porképződés kapcsolatának, valamint a nagy tömegű csillagok által alkotott kettős rendszerek fejlődésének és jellemzőinek elméleti hátterét. Ezt követően bemutatom a porkeletkezés szempontjából tanulmányozott szupernóvák vizsgálatának folyamatát és a levont következtetéseket, továbbá az LS 5039 analízisét és annak eredményeit.

2. Elméleti áttekintés

2.1. A nagy tömegű csillagok fejlődése

Mivel a nagy tömegű csillagok evolúciójának teljes körű áttekintése önmagában is kitenne egy doktori disszertáció anyagát, ezért dolgozatomban részletesebben csak az említett égitestek késői fejlődési állapotaira vonatkozó ismeretanyagot mutatom be, míg a kialakulásukat és fősorozati fejlődésüket csak nagyon tömören vázolom.

A csillagok kb. 10^3 - $10^5 M_\odot$ -ú molekulafelhőkben, az összesűrűsödő tartományok gravitációs összehúzódása során jönnek létre. Az ún. *virialtétel* értelmében az összehúzódás feltétele (egyszerűsített esetben, a felhő mágneses energiájának és makroszkopikus mozgási energiájának elhanyagolása mellett)

$$|\Omega| > 2U, \quad (1)$$

ahol $\Omega = -3GM_f^2/(5R_f)$ a gömb alakúnak feltételezett felhő gravitációs potenciális energiája (G a gravitációs állandó, R_f és M_f pedig a felhő sugara és tömege), $U = (3/2)M_f(\mathcal{R}/\mu)T$ pedig a teljes belső energiája (T a hőmérséklet, \mathcal{R} az egyetemes gázállandó, μ az átlagos molekulatömeg). A felhő ezen állapot eléréséhez szükséges, minimális tömegét *Jeans-tömegnek* (M_J) nevezik:

$$M_J = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{5\mathcal{R}}{G\mu} \right)^{1/2} T^{3/2} \rho_0^{-1/2}, \quad (2)$$

ahol ρ_0 az összehúzódó felhő átlagos sűrűsége.

A további összehúzódási folyamatok során a felhő kisebb, önmagukban is instabillá váló részeiből még sűrűbb felhőmagok, ezekből pedig a csillagok közvetlen előzményének számító protocsillagok alakulnak ki. Csillaggá válásról akkor beszélünk, amikor a forró gázgömb belsejében beindul a hidrogénfúzió; a csillagok fejlődését bemutató *Hertzsprung–Russell-diagramon* (HRD) az ebben az evolúciós szakaszban tartó égitestek jelölik ki az ún. *fősorozatot*. A nagy tömegű csillagok központi hőmérséklete elég nagy ahhoz, hogy a H-He fúzió a kisebb tömegű csillagok esetében domináns p-p (proton-proton) ciklus helyett első sorban a CNO-ciklus révén menjen végbe (végeredményként ennek során is He-atommagok jönnek létre, de katalizátorként ^{12}C , valamint az ezekből kialakuló N és O atommagok is részt vesznek a folyamatban).

A kialakuló nagy tömegű, forró csillagok (melyek az O vagy B színképtípusba tartoznak) jellemzően gravitációsan lazán kötött társulásokban, ún. *OB-asszociációk* formájában találhatóak meg. A magas hőmérsékletű, nagy fényteljesítményű (luminozitású) égitestek egyrészt ionizálják a környezetükben lévő gázt, másrészt intenzív anyagkiáramlásaik (csillagszelük) révén szét is fújják azt; miután a gáz nagy része eloszlik, általában a csillagtársulások is felbomlanak.

A különböző tömegű csillagok populációbeli részaránya az ún. *kezdeti tömegfüggvény* (*Initial Mass Function, IMF*) segítségével becsülhető meg. A Salpeter (1955) által eredetileg meghatározott, tapasztalati összefüggés alapján az IMF a csillagtömegtől hatványfüggvény szerinti függést mutat; eszerint nagyobb tömegű csillagokból jóval kevesebb található, mint kisebb tömegűekből:

$$dN = \xi(m)dm = Km^{-\alpha}, \quad (3)$$

ahol dN az $m, m + dm$ tömegtartományba eső csillagok száma, K egy normalizációs faktor; a hatványkitevő Salpeter által megadott értéke $\alpha = 2,35$. Az α paraméter értéke alapvetően a Nap szűkebb kozmikus környezetében lévő, $0,4-10 M_{\odot}$ közé eső csillagok vizsgálatából származik, de a legújabb eredmények fényében úgy tűnik, hogy – a Napnál jóval kisebb tömegű csillagokkal ellentétben – a nagy tömegű csillagok esetében is jó közelítést ad (Massey, 2003; Kroupa és mtsai, 2012).

A csillagok felső tömeghatárának megállapítása – ahogyan erre a 2.1.2. fejezetben visszatérünk majd – a fontos, de egyelőre megválaszolatlan kérdések körébe tartozik. Az utóbbi években a Tejútrendszer és a szomszédos galaxisok csillagpopulációi körében végzett vizsgálatok alapján a maximális tömeg kb. $150 M_{\odot}$ lehet (Kroupa és mtsai, 2012); ugyanakkor más, főként csillagfejlődési modellszámításokra alapuló tanulmányok szerint ennél jóval nagyobb tömegű csillagok is létezhetnek (vagy léteztek).

2.1.1. Fejlődés a fősorozaton és az óriáságon

A csillagok életútjuk nagy részét fősorozati állapotban töltik; ez az időtartam azonban – elsősorban a csillagok tömegétől függően – széles skálán változhat. Egy adott csillag fősorozati élettartamának megbecsléséhez az ún. *nukleáris időskála* nyújt támpontot, amely a magban termelt energia és az időegység alatt kisugárzott energia (azaz a luminozitás) hányadosaként számítható ki. Mivel a fúzió ebben a szakaszban kizárólag a magban zajlik (ami körülbelül a csillag teljes tömegének 10%-át teszi ki), ezért a fősorozati élettartam években megadva a

$$\tau_{MS} = \frac{0,1MX\varepsilon}{L} = \frac{0,07M\varepsilon}{L_{\odot}(M/M_{\odot})^4} \approx 10^{10} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-3} \quad (4)$$

összefüggéssel közelíthető, ahol X a hidrogén csillagon belüli (0,7-nek vett) tömegaránya, L a luminozitás, ε pedig a H-He fúzió tömegegységre vonatkozó energiahozama; emellett felhasználtuk a fősorozati csillagokra jó közelítéssel érvényes $L \sim M^4$ empirikus tömegfényesség relációt is. Jól látható, hogy a Nap esetében várható 10 milliárd évvel szemben egy $10 M_{\odot}$ -ű csillag csak ~ 10 millió, egy $50-100 M_{\odot}$ közé eső égitest pedig mindössze néhány tízezer évig tartózkodik a fősorozaton.

A fúziós folyamatok során a He-atommagok részaránya, így a μ átlagos molekulásúly is

folyamatosan nő. A fősorozati állapot során a mag egyensúlyi állapotban van, a gravitáció hatását kiegyenlítő gáznyomás így időben állandó; a $P = \rho \mathcal{R}T / \mu$ állapotegyenlet értelmében ezért a mag sűrűségének és/vagy hőmérsékletének kell növekednie. Mindkét mennyiség növekedése a fúziós folyamatok felgyorsulásához vezet, amely tovább gyorsítja μ növekedését; végeredményként a magbeli hidrogénfúzió egyre gyorsuló ütemben játszódik le. A csillagok többsége esetében ez lassú méret- és fényességnövekedéshez vezet; a nagyon nagy tömegű ($> \sim 20 M_{\odot}$) égitestek esetében azonban a luminozitás elérheti az *Eddington-féle kritikus fényességet* (L_{Edd}), amelynél a sugárnyomás összemérhetővé válik a gravitációval, így a csillag instabillá válna. L_{Edd} értéke a

$$L_{Edd} \approx \frac{4\pi Gc}{\bar{\kappa}} M, \quad (5)$$

formulával számítható ki, ahol $\bar{\kappa}$ a tömegegységre vonatkozó, hullámhosszra átlagolt abszorpciós koefficiens (másnéven *átlagos opacitás*). Ha ezen csillagok esetében a belső folyamatok következményeként fényességnövekedésnek kellene fellépni, a csillag külső tartományában erős tömegvesztési folyamatok indulnak el, csökkentve a központi sűrűséget és hőmérsékletet, ezáltal a magreakciók sebességét is. Így a kisebb tömegű csillagokkal ellentétben ezek az objektumok vízszintes fejlődési útvonalat mutatnak a hőmérséklet-luminozitás diagramon (azaz a HRD-n), ahogyan ez az 1. ábra bal oldali panelén is megfigyelhető.

A fősorozati állapot végén a csillagok belsejében leáll a fúzió, és egy inaktív központi He-gömb jön létre. Ennek tömege a mag körüli, vékony héjba átvevődő H-fúzióból származó He-atommagok révén folyamatosan növekszik, így lassan egyre inkább összehúzódik és melegszik. A mag nyomása azonban csak egy kritikus tömegértékig (*Schönberg–Chandrasekhar-határ*, kb. 0,1 M) tudja kompenzálni a külső H-réteg nyomását; ezt követően a mag összehúzódása és felmelegedése felgyorsul, a csillag légköre kitágul, fejlődési szempontból az égitest az ún. *óriáságra* kerül.

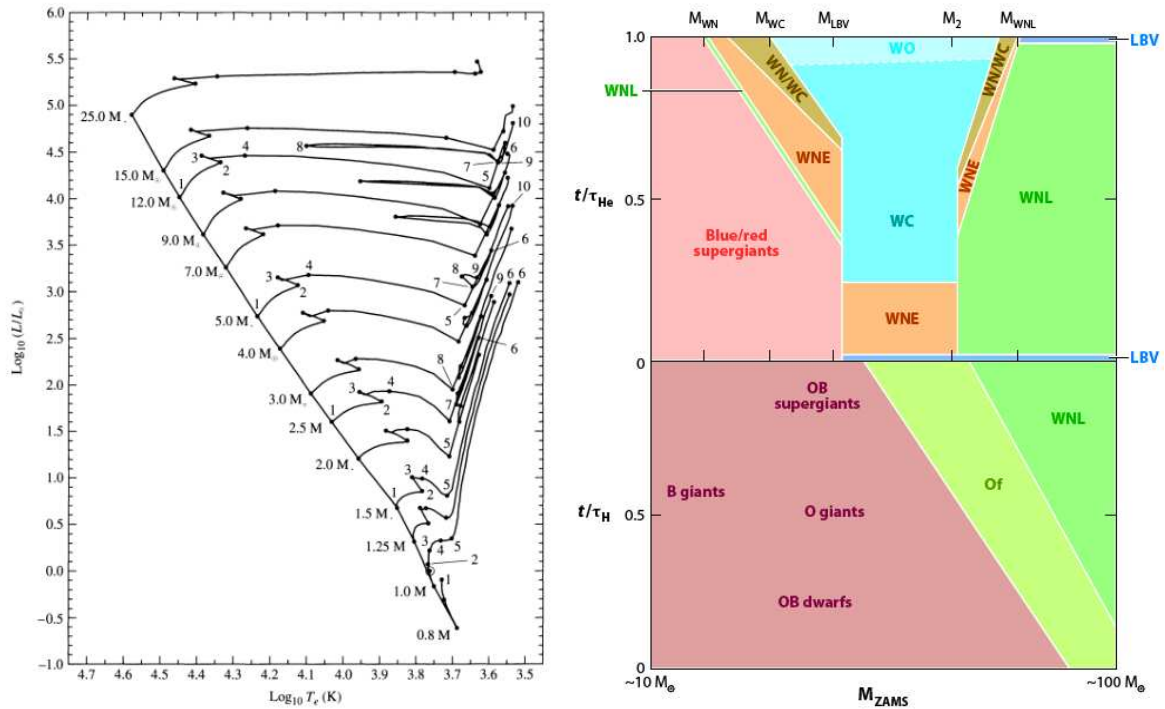
A kisebb tömegű csillagok magjának anyaga egy adott sűrűség elérésekor elfajulttá válik, és az ebből eredő plusz nyomási komponens megjelenése megállítja a további összehúzódást. Mivel ebben az állapotban az anyag nyomása nem függ a hőmérséklettől, utóbbi meredeken emelkedhet a mag kitágulása nélkül, egyre gyorsuló fúziós folyamatokat eredményezve; végül a He-fúzió robbanásszerűen indul be a magban (*He-flash*). A nagy tömegű csillagok fősorozati állapotában ugyanakkor a magban a sugárzásos energiatranszport helyett a konvekció (azaz makroszkopikus hőáramlás) dominál, így a központi tartomány gázanyaga jóval homogénabb lesz. Ez azt eredményezi, hogy a külsőbb rétegekből nagy mennyiségű H-atommag kerül a magba és alakul át He-atommaggá még a Schönberg–Chandrasekhar-határtömeg elérése előtt; így annak átlépését követően a csillag magjában relatíve gyorsan be tud indulni a He-fúzió, még mielőtt annak anyaga elfajult állapotba kerülhetne.

A nagy tömegű csillagok ezt követő fejlődési szakaszaival kapcsolatban számos részletet még nem, vagy csak részben sikerült tisztázni (lásd a legújabb áttekintő cikkek közül

pl. Meynet és mtsai, 2011; Leonard, 2011; Langer, 2012). Az általánosan elfogadott kép szerint a fúziós folyamatok egyes lépcsőfokainak elérésekor (He-, C-, Ne-, majd O-fúzió beindulása) a csillag egyensúlyi állapotba kerül, légköre magasabb hőmérsékletűvé válik, így a HRD-n a kékebb irányba (ún. kék hurokra) tolódik. Amikor két folyamat között a mag inaktív állapotban van, összehúzódik és felmelegszik, a csillag külső rétegei pedig rendkívül nagy mértékben kitágulnak és lehűlnek; a két szakasz kétszer-háromszor felváltva megismétlődik. Minél nehezebb elemek fuzionálnak, annál kisebb az egy reakcióra jutó energiahozam, ezért a reakcióráta (vagyis a fúziós folyamatok sebessége) egyre nagyobb lesz. Utolsó lépésként az O-atommagok egyesüléséből létrejövő Si-atommagok fúziója indul be, és kb. 2 nap alatt végbe is megy. Végeredményként a csillag közepén a vascsoporthoz tartozó, külső energiabefektetés nélkül tovább már nem egyesülő elemekből (főként $^{54}_{26}\text{Fe}$, $^{56}_{26}\text{Fe}$ és $^{58}_{28}\text{Ni}$) álló mag, a külsőbb tartományokban pedig egy hagymahéjszerű, kifelé egyre kisebb rendszámú elemeket tartalmazó burok jön létre (2. ábra).

Az óriáságon való fejlődést, különösen a külső rétegek felépítését erőteljesen befolyásolják a fentebb már taglalt tömegvesztési folyamatok (a forró csillagok anyagkiáramlásairól részletesebben a 4.4.3. fejezetben írok). A nagy tömegű csillagok tömegvesztési rátája a fősorozaton jellemzően $\sim 10^{-8}$ - 10^{-6} $M_{\odot}/\text{év}$ (összehasonlításképp, a Nap esetében ez az érték $\sim 10^{-14}$ $M_{\odot}/\text{év}$), a kiáramlások intenzitása az óriásági fejlődés során pedig ennél is jóval nagyobb lehet. A tömegvesztési ráta a nagyobb kezdeti tömegek felé haladva nő; a jelenlegi csillagfejlődési modellek szerint ~ 25 - $30 M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegű csillagok esetében a kiáramlások a külső H- és He-burok jelentős, akár teljes mértékű elvesztéséhez is vezethetnek.

A 8 és 25 - $30 M_{\odot}$ közé eső kezdeti tömegű égitestek a szupernóva-robbanás előtt ún. *vörös szuperóriás állapotban* vannak; sugaruk ekkor több százszor, luminozitásuk pedig 5-6 nagyságrenddel nagyobb, mint a Napé. A még nagyobb tömegű, tehát a külső légkör jelentős részét ledobó, rendkívül forró (akár 100 ezer K felszíni hőmérsékletet elérő) csillagok késői állapotaira *Wolf-Rayet-csillagokként* (WR) hivatkozik a szakirodalom. Ezek között – jellegzetes emissziós színképvonalaik alapján – megkülönböztetik a WC (szénvonalak dominanciája), WN (nitrogénvonalak dominanciája) és az előző kettőnél jóval ritkább WO (erős oxigénvonalak) alcsoportot. A szülőcsillagok állapota nagymértékben befolyásolja a szupernóva-robbanások lefolyását és azok megfigyelhető tulajdonságait (lásd a 2.1.2. fejezetet). A felsorolt óriásági állapotokon kívül ismerünk ún. *fényes kék változókat* (*Luminous Blue Variables*, LBV) is, amelyek rendszertelenül előforduló, heves kitöréseket produkálnak. Az ebben a fázisban lévő csillagok átlagos tömegvesztési rátája kb. 10^{-3} $M_{\odot}/\text{év}$, de a ritkán előforduló ún. óriás kitörések során rövid idő leforgása alatt az LBV-k akár néhány tized naptömegnyi anyagot is veszhetnek. Sokáig az a feltételezés volt az uralkodó, hogy az LBV-k kitörései közvetlen előzményei lehetnek bizonyos típusú szupernóva-robbanásoknak, de a legújabb eredmények tükrében egyre valószínűbb, hogy az LBV-fázis egy rövid átmeneti állapot a nagyon nagy tömegű WR-csillagok fejlődésében (lásd pl. Meynet és mtsai, 2011).



1. ábra. **Balra:** Kis és nagy tömegű csillagok fejlődési útvonalai a HRD-n (forrás: Carroll és Ostlie, 2007). **Jobbra:** Sematikus diagram a nagy tömegű csillagok fősorozati (alsó rész) és fősorozat utáni (felső rész) fejlődéséről. Egy adott kezdeti tömegű csillag a diagramon élete során függőlegesen felfelé halad. A függőleges tengelyen lévő időbeosztás a csillag életkorának és a magbéli H-fúzió, illetve a magbéli He-fúzió időtartamának arányában van feltüntetve. A szövegben nem szereplő rövidítések közül Of a N-vonalakban gazdag O csillagokat, a WNE és WNL az ún. korai és késői WN-csillagokat jelöli. További magyarázat a szövegben olvasható (forrás: Langer, 2012).

A nagy tömegű csillagok – a jelenlegi tudásunk alapján feltételezett – főszorozati és óriási fejlődését a 1. ábra jobb oldali panele foglalja össze (forrás: Langer, 2012). Egy adott kezdeti tömegű csillag a diagramon élete során függőlegesen felfelé halad. Az összképhez hozzátartozik, hogy az ábrán bemutatott fejlődési útvonalak a Nappal azonos fémtartalmú ($Z = 1 - X - Y$, ahol X a már említett hidrogén- az Y pedig a He-tömegarány a csillagon belül) csillagokra érvényesek. A nagyobb fémtartalom a modellszámítások szerint már kisebb tömegek esetében elősegíti a külső rétegek nagyarányú elvesztését, azaz a WR-csillaggá válást; s ugyanez a tendencia jelentkezik a modellekben a forgási sebességek növelése esetében is (lásd pl. Meynet és mtai, 2011).

2.1.2. A kollapszár szupernóva-robbanások

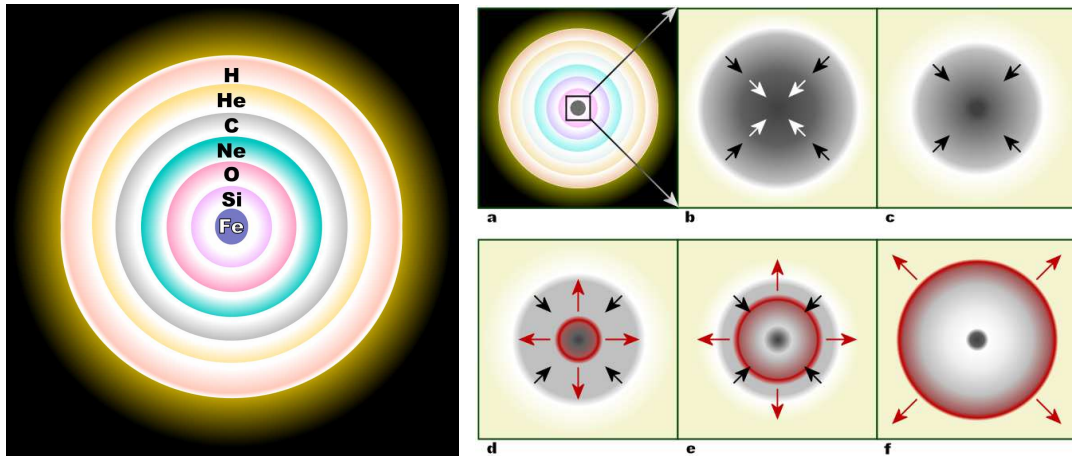
A vasmag kialakulásakor egy nagy tömegű csillag központi tartományában uralkodó körülmények ($T_c \approx 8 \times 10^9$ K hőmérséklet, $\rho_c \approx 10^{10}$ g/cm³ sűrűség) elősegítik két fizikai folyamat beindulását: az *inverz béta-bomlást* (másképp nevezve *neutronizációt*) és a vasatommagok *fotobomlását*. Előbbi a gyenge kölcsönhatás következményeként megy végbe, csökkentve a magban lévő szabad elektronok koncentrációját:



Mivel a vasmagban lévő nyomást jelentős részben az elfajult elektrongáz biztosítja, a neutronizáció csökkenti ennek értékét. Szintén a centrális nyomás (pontosabban annak a nagy energiájú fotonok sugárnyomása által alkotott komponensének) csökkenéséhez vezet a vasatommagok gammafotonokkal történő reakciója:



A lecsökkenő központi nyomás miatt a vasmag egyensúlyi állapota megszűnik; saját gravitációja és a külsőbb rétegek súlya miatt bekövetkezik a mag összeomlása (*kollapszusa*). Ez az esemény indítja el a *kollapszár szupernóva-robbanásnak* (*core-collapse supernova*, CC SN) nevezett folyamatot. Az összeomló vasmagban folyamatosan nő a neutronizáció rátája, végül egy tisztán neutronokból álló gömb alakul ki a mag belsejében, amely kb. 10^{14} g/cm³ sűrűséget elérve elfajult állapotúvá válik. Az elfajult anyag nyomása megállítja a neutrongömb további összehúzódását, ugyanakkor a külsőbb rétegek befelé zuhanása továbbra is folytatódik. A nagy sebességgel a neutrongömbre hulló gázanyag arról visszapattanva ütközik a még befelé hulló rétegekkel, így egy kifelé egyre nagyobb sebességgel terjedő lökeshullám jön létre. Mivel az energiájának egy része a mag külső tartományaiban lévő vasatommagok fotobomlására fordítódik, a lökeshullám terjedése lelassul. A csillag központi részének nagy sűrűsége miatt azonban a neutronizáció során keletkező neutrínók egy része elnyelődik az anyagban; az így keletkező energiatöbblet újra felgyorsítja a lökeshullámot, amely hirtelen beindítja a fúziós reakciókat a csillag külsőbb rétegeiben, s végül robbanás-



2. ábra. **Balra:** A nagy tömegű csillagok fősorozat utáni fejlődésének végén kialakuló, hagymahéj-szerkezet. **Jobbra:** A kollapszár szupernóva-robbanások folyamata (vázlatosan): (a)-(b) A kialakuló csillagszerkezet közepén lévő vasmag nyomásának lecsökkenésekor megindul annak összehúzódása; (c) a mag belsejében tömör, elfajult állapotú neutrongömb alakul ki, (d) az erre zuhanó gázanyag visszapattanva kifelé terjedő lökéshullámot hoz létre (pirossal jelezve); (e) a lökéshullám energiát vesz és lelassul, (f) de a neutrínók és gázanyag kölcsönhatása révén plusz energiát nyerve újra felgyorsul és végül a külső rétegek robbanásszerű ledobódását okozza (forrás: en.wikipedia.com).

szerűen ledobja a csillag külső burkát (a folyamatot vázlatosan a 2. ábra jobb oldali panele szemlélteti). A robbanást követően egy nagy sebességgel ($\sim 10\,000$ km/s) táguló, kb. 10^5 K kezdeti hőmérsékletű maradvány („tűzgolyó”), valamint egy központi, kompakt objektum (neutroncsillag vagy fekete lyuk) jön létre.

A vasmag kollapszusa során felszabaduló energia az M_c tömegű mag kezdeti állapota ($R_c \sim 0,01 R_\odot$) és a kialakuló neutrongömb gravitációs potenciális energiáinak különbségét véve közelíthetőleg megbecsülhető:

$$\Delta E = GM_c^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_c} \right) \approx 10^{48} J. \quad (8)$$

Ennek az energiának mintegy 99%-át a neutronizáció során keletkező neutrínók viszik el; emellett a robbanás során a vasnál nehezebb elemek fúziója is beindul, így a teljes kisugárzott energia kb. 10^{44} J. Adiabatus tágulást feltételezve a burok néhány hét alatt kihülne, de a keletkező lökéshullám által felfűtött és ionizált burok (*shock heated envelope*) H-atomjainak lassú rekombinációja még hónapokig biztosítja a maradvány sugárzását. Ezt az időszakot *fotoszférikus fázisnak* nevezik, mivel ekkor a maradvány anyaga optikailag vastag, átlátszatlan. A rekombináció egy kritikus hőmérsékletértéknél, egy vékony tartományban megy végbe, ahol a szabad elektronok koncentrációjának hirtelen változása jelentős ugrást eredményez az opacitásban. Ezért ez a tartomány egyfajta fotoszférának tekinthető, ami a burok tágulása következtében a maradvány belseje felé mozog. Ezen réteg hőmérséklete a H-atomok rekombinációs hőmérsékletével egyező, közel állandó érték, így az adott időszakon belül

nagyjából konstans luminozitású sugárzást észlelünk. A táguló maradványban emellett a keletkező radiaktív nikkelt és kobalt ^{56}Ni – ^{56}Co – ^{56}Fe bomlási sora (pontosabban a keletkező gammafotonoknak az optikailag vastag burkokban való elnyelődése) is energiát termel. Ez a folyamat a kollapszár szupernóvák esetében csak azt követően válik dominánssá, amikor a táguló gázfelhő a látható tartományban átlátszóvá válik (*nebuláris fázis*). A szupernóva fényessége ettől kezdve a ^{56}Co bomlási ütemének megfelelő csökkenést mutat.

A kollapszár szupernóva-robbanásokat színképi és fotometriai jellemzőik alapján különböző csoportokba sorolják (a legújabb áttekintő cikkek közül lásd pl. Leonard, 2011; Langer, 2012). Ahogy fentebb is említettem, a robbanás megfigyelhető jellemzői elsősorban a szülőcsillag robbanás előtti állapotától (azaz közvetetten az égítést kezdeti tömegétől) függenek.

- **II-P:** A kollapszár szupernóva-robbanások leggyakoribb fajtája (kb. 60-65%-os arányban). Az ebbe az osztályba tartozó szupernóvák szülőcsillagai a robbanás előtti időszakban nagyrészt megőrizték a külső hidrogén- és héliumrétegüket, így ezek spektrumai tartalmazzák a legerősebb hidrogénvonalakat. Nevüket onnan kapták, hogy a felvett fénygörbén a felfutó szakaszt egy akár hónapokig tartó, közel konstans fényességértékű fázis („plató”) követi, amely a robbanáskor ionizálódó H-atomok folyamatos rekombinációjának fentebb említett következménye.

„Tankönyvi” állítások szerint ezek a szupernóvák jól definiálható módon a $\sim 8\text{-}25 M_{\odot}$ -ű vörös szuperóriások végállapotai, ugyanakkor ezt a képet több tényező is árnyalja. Egyrészt az eddig beazonosított II-P szülőcsillagok között nem sikerült $17 M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegűt találni, így egyelőre kérdéses a $17\text{-}25 M_{\odot}$ közötti csillagok valódi sorsa (ez a szakirodalomban *vörös szuperóriás problémaként* ismert). A probléma feloldásaként felmerült több lehetőség, pl. hogy az ebbe a tömegtartományba eső csillagok más típusú szupernóvaként robbannak fel, vagy esetleg a robbanás előtti anyagkiáramlások során kialakuló porburok extinkciója miatt alábecsüljük a szülőcsillagok fényességét és tömegét; de a kérdés egyértelműen még nincsen tisztázva. Emellett több esetben arra utaló jeleket találtak, hogy kék, esetleg sárga szuperóriás csillagokból is kialakulhatnak II-P típusú szupernóvák.

- **II-L:** Színképeikben hidrogénvonalakat szintén mutató, de a II-P-kkel ellentétben lineáris lefutású fénygörbével jellemezhető robbanások (ennek oka feltehetően az, hogy a hidrogénburok a robbanás előtt ahhoz már nem volt elég vastag, hogy a robbanást követően optikailag vastag burkot alkosson). Eddig meglehetősen kevés szupernóvát soroltak ebbe a típusba, az eddig azonosított objektumok alapján $15\text{-}30 M_{\odot}$ szuperóriás csillagok végállapotai lehetnek.
- **IIb:** Hidrogénvonalakat csak a korai fázisban mutatnak, szülőcsillagaik feltehetően kettős rendszerekben lévő WR (WN) vagy szuperóriás csillagok.

- **IIn:** A robbanás előtt hidrogénburkuk nagy részét elvesztő, legalább 40-50 M_{\odot} -et elérő WR-csillagok robbanásai. Színképeikben erős emissziós vonalak figyelhetők meg, amelyek a táguló maradvány és a korábbi tömegvesztési folyamatok során kiáramlott anyag kölcsönhatásából származnak. Néhány szülőcsillag esetében a robbanást egy-két évvel megelőző LBV-kitörésekre utaló nyomokat találtak.
- **Ib/c:** Teljes külső hidrogénburkukat (az I/c típus esetén a He-burkot is) a robbanás előtt elvesztő WR-csillagok robbanásai. Külső rétegek rendkívül nagy, akár 50 000 km/s-ot is elérő tágulási sebességeket mutatnak. Egyes feltevések szerint minden Ib/c típusú robbanás kettős rendszerben megy végbe.

Bár egyértelmű megfigyelési bizonyítékokkal alátámasztani még nem sikerült, egyes szupernóva-robbanások kiváltó oka lehet az ún. pár-instabilitás (lásd pl. Gal-Yam és mtsai, 2009) is. Elméletileg a nagyon nagy hőmérsékletű csillagmagokban lévő, nagy energiájú fotonok elektron-pozitron párokat kelthetnek, s az emiatt lecsökkenő sugárnyomás vezethet a mag összeomlásához. A jelenlegi modellszámítások szerint ehhez azonban kb. 150-300 M_{\odot} közé eső csillagokra van szükség. Ilyen nagy tömegű csillagokat a jelenleg megfigyelhető Univerzumban még nem találtak, de elképzelhető, hogy az első galaxisok és csillagok kialakulásának időszakában létrejöhettek ebbe a kategóriába tartozó égitestek.

2.1.3. Kompakt maradványobjektumok: neutroncsillagok és fekete lyukak

A magösszeomlás által előidézett szupernóva-robbanást követően a szülőcsillagból csak a kollapszus során, a mag belső részében kialakult kompakt objektum marad vissza. Ahogy az előző fejezetben bemutattam, a neutronizáció során egy tömör neutrongömb (neutroncsillag) jön létre, melynek belsejében az elfajult neutrongáz nyomása (P_n) tart egyensúlyt a gravitációval. Egy neutroncsillagra vonatkoztatva az állapotegyenlet a következő formában adható meg:

$$P_n = \frac{8\pi}{15} \frac{h^2}{m_n^{8/3}} \rho^{5/3}, \quad (9)$$

ahol h a Planck-állandó, m_n pedig a neutron tömege. A neutroncsillagok átlagsűrűsége nagyon nagy ($\rho \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ g/cm}^3$), hőmérsékletük pedig jellemzően $T \sim 10^6 \text{ K}$ körüli (a korábban leírtak szerint a vasmag az összeomlás előtt jóval magasabb hőmérsékletű, de a neutroncsillag kialakulásáig – elsősorban a neutrínók által elvitt energia miatt – erős hűlési folyamaton megy keresztül).

A neutroncsillagok kialakulásuk körülményei miatt rendkívül rövid forgási periódussal és erős mágneses térrel jellemezhetőek. Előbbi a rendszer impulzusmomentumának a kollapszus során való megmaradása miatt jön létre:

$$M_c R_c^2 \omega_c = M_n R_n^2 \omega_n \Rightarrow \frac{\omega_n}{\omega_c} = \frac{R_c}{R_n} \approx 10^6, \quad (10)$$

azaz a neutroncsillag forgási szögsebessége az eredeti értéknek kb. egymilliószorosára (akár másodpercenként több száz fordulatra) nőhet. Az extrém erős mágneses tér kialakulása szintén egy megmaradási tételnek (*befagyási tétel*) köszönhető: eszerint a mágneses fluxus értéke az áramló plazmában állandó marad. A magot és a neutroncsillagot is gömb alakúnak feltételezve

$$B_c 4\pi R_c^2 = B_n 4\pi R_n^2 \Rightarrow \frac{B_n}{B_c} = \frac{R_c}{R_n} \approx 10^6, \quad (11)$$

tehát a mágneses térerősség (B) is a szögsebesség-változáshoz hasonló nagyságrenddel nő. Az erős mágneses térben gyorsulva mozgó részecskék szinkrotronsugárzást bocsátanak ki, amelyet rádiótartományban lehet legkönnyebben észlelni. Mivel a mágneses tengely és a forgástengely nem esik egybe, a sugárzó részecskék egy kúpfelszín mentén lévő spirális pályán mozognak; a sugárzást így periodikus felvillanásokként lehet detektálni, emiatt kapták az így talált források a *pulzár* elnevezést.

Egy bizonyos csillagtömeg (kb. 25-30 M_\odot , de ez elég bizonytalan érték) fölött a csillagmag összeomlását már az elfajult neutrongáz nyomása sem állítja meg a szupernóva-robbanás során; ekkor fekete lyuk alakul ki. (Megjegyzendő, hogy a galaxisok központi régióiban található, többmillió M_\odot -ű, valamint a feltételezhetően létező, néhány ezer M_\odot -nyi közepes fekete lyukak valószínűleg egészen más, egyelőre ismeretlen folyamatok révén jöttek létre.) Definíció szerint fekete lyukról arról beszélünk, ha egy, a „felszínén” lévő részecske szökési sebessége épp a vákuumbeli fénysebességgel egyenlő; ebből a feltételből az M tömegű fekete lyuk méretét az ún. *Schwarzschild-sugárral* (R_{Sch}) jellemezhetjük:

$$R_{Sch} = \frac{2GM}{c^2}. \quad (12)$$

A fekete lyukakból elméletileg tehát semmilyen sugárzás nem juthat ki, ezért megfigyelni is csak akkor tudjuk ezeket, ha valamilyen kölcsönhatást mutatnak környezetükkel, vagy – kettős rendszer tagjaként – egy társobjektummal (lásd 2.2. fejezet).

A (12) definíció egyszerűsége ellenére egyelőre nem tisztázott az a kérdés, hogy milyen tömeghatár választja el a neutroncsillagokat és a fekete lyukakat. Egy neutroncsillag tömegére elméleti úton az ún. *Tolman–Oppenheimer–Volkoff-egyenlet* (Oppenheimer és Volkoff, 1939; Tolman, 1939) felhasználásával tehetünk becslést, amely a hidrosztatikai egyensúlyt írja le egy gömbszimmetrikus, izotrop közegre az általános relativitáselmélet alapján:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{G}{r^2} \left[\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[M(r) + 4\pi r^3 \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r} \right]^{-1}. \quad (13)$$

Az összefüggésből kiindulva a neutroncsillagok maximális tömegére kb. 3 M_\odot adódik, ami nagyjából összhangban van a rendelkezésre álló megfigyelési eredményekkel (Lattimer és Prakash, 2007; Farr és mtsai, 2011; Özel és mtsai, 2012). Ugyanakkor, ahogyan a hivatkozott tanulmányok rámutatnak, a Tejútrendszerben eddig megfigyelt, csillagtömegű fekete

lyukak $5 M_{\odot}$ -nél mind nehezebbek; tehát úgy tűnik, hogy a csillagok folytonos tömegeloszlása – lásd (3)-as egyenlet – ellenére a kompakt maradványobjektumok esetében kb. 3 és $5 M_{\odot}$ között létezik egy űr. Nem kizárható, hogy ez az eredmény valamilyen megfigyelési effektus vagy a vizsgált objektumok alacsony számának eredménye, de egyes modellszámítások szerint lehetséges, hogy a kollapszár szupernóva-robbanások lefolyása egyszerűen kizárja (vagy legalábbis valószínűtlenné teszi) az ebbe a tömegtartományba eső maradványobjektumok létrejöttét (lásd Belczynski és mtsai, 2012).

2.2. Nagy tömegű csillagok kettős rendszerekben

Egy kettős rendszer tagjai a Kepler-törvényeknek megfelelően a közös tömegközéppont körül, ellipszis alakú pályán keringenek (3. ábra); mozgásuk az alábbi hat paraméterrel írható le:

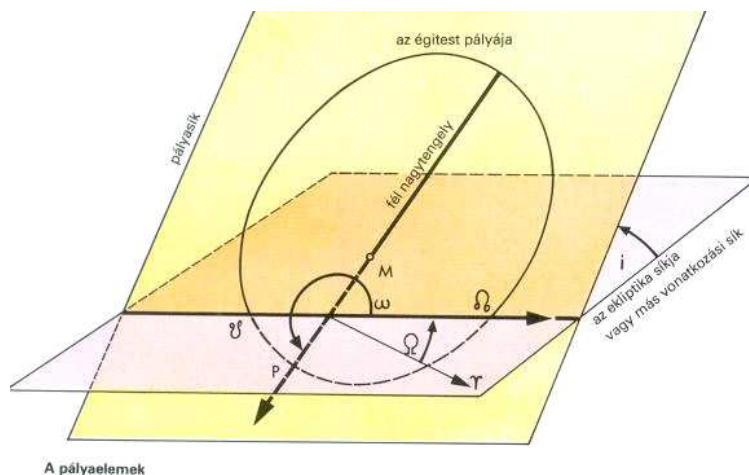
- e : a pályaellipszis numerikus excentricitása;
- i : a pálya inklinációja (a keringési sík és az alapsík, másképp a keringési sík normálisa és a látóirány által bezárt szög);
- A : a pálya fél nagytengelye;
- ω_{orb} : a pericentrum argumentuma, azaz a P pericentrum iránya és a felszálló csomó (az az irány, ahol a keringő égitest pályája délről észak felé haladva metszi az alapsíkot) által bezárt szög (a keringési síkban mérjük);
- Ω : a felszálló csomó hossza, azaz az alapirány és a felszálló csomó által bezárt szög nagysága (az alapsíkban mérjük);
- τ : a keringő égitest pericentrum-átmenetének időpontja.

A két égitest egymáshoz viszonyított helyzetének folyamatos változása együtt jár színképvonalaik periodikus Doppler-eltolódásával (a közeledő komponens vonalai a rövidebb, a távolodó komponenséi pedig a hosszabb hullámhosszak felé tolódnak). Ezt az effektust spektroszkópiai módszerekkel mérni tudjuk, a mérési adatokból pedig kinyerhetők az egyes komponensek látóirányú (radiális) sebességeinek időbeli változását szemléltető görbék.

Az egyes színképvonalak esetében mérhető radiális sebességek (V_r) a laboratóriumi hullámhossztól (λ_0) vett Doppler-eltolódásból ($\Delta\lambda$) az alábbi, egyszerű összefüggésből számíthatók ki (nem relativisztikus esetben):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{V_r}{c}, \quad (14)$$

ahol V_r az adott komponens adott színképvonalára érvényes látóirányú sebesség, c a fénysebesség. A különböző időpontokhoz tartozó sebességértékeket a *keringési fázis* (ϕ) függvényében szokás ábrázolni. A keringési fázis kiszámításához szükség van a megfigyelés



3. ábra. Pályaelemek (forrás: J. Herrmann: SH Atlasz – Csillagászat, Athenaeum 2000 Kiadó, Budapest, 2002)

időpontjának (t), a rendszer keringési periódusidejének (P_{orb}) és egy megfelelően választott nullidőpont (t_0 , ez kettős rendszereknél jellemzően az egyik komponens pericentrumátmenetének időpontja) ismeretére. Ezekből a fázis a $t - t_0$ időkülönbség és a periódus hányadosának törtrészeként adható meg:

$$\phi = \left\{ \frac{t - t_0}{P_{orb}} \right\}. \quad (15)$$

Egy kettős rendszerben, amelynek keringési pályasíkja a látóirányunkba esik, a komponensek pedig körpályán keringenek a közös tömegközéppont körül, a detektált és a keringési fázis függvényében ábrázolt radiális sebességek egy-egy szinuszgörbét alkotnak. Ha a pálya nem kör alakú (tehát az excentricitás nem nulla), illetve a látóirány nem esik egybe a pályasíkkal, az torzításokat hoz a szinuszgörbékbe; továbbá szintén hatással van a görbe alakjára a pálya orientációja (azaz ω_{orb} értéke).

A radiális sebességek periodikus változása egy megfelelően választott nullszinthez képest történik; ez a nullszint a rendszer tömegközéppontjának látóirányú sebessége, szaknyelven az ún. *gammasebesség* (V_γ). Felhasználásával az alábbi módon definiálhatjuk az egyes komponensek keringésének valódi paraméteréül szolgáló sebességamplitúdót (K):

$$K = V_r^{max} - V_\gamma. \quad (16)$$

A két komponens sebességamplitúdóinak a további keringési paraméterekkel való kapcsolatát az alábbi módon írhatjuk fel:

$$K_1 = \frac{2\pi}{P_{orb} \cdot \sqrt{1 - e^2}} \cdot A_1 \sin i \quad (17)$$

és

$$K_2 = \frac{2\pi}{P_{orb} \cdot \sqrt{1-e^2}} \cdot A_2 \sin i, \quad (18)$$

ahol A_1 és A_2 a komponensek pályáinak félnagy tengelyei. (17)-t és (18)-t leosztva egymással a pálya-félnagy tengelyek hányadosát kapjuk eredményül, amely pedig a komponensek tömegeinek nagyságával áll fordított arányosságban:

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{A_1}{A_2} = \frac{M_2}{M_1} = q, \quad (19)$$

ahol q a tömegarány asztrofizikában elterjedt jelölése. Felhasználva továbbá, hogy a kettős rendszer tagjainak keringésére érvényes Kepler III. törvénye,

$$\frac{A^3}{P_{orb}^2} = \frac{G}{4\pi^2} (M_1 + M_2), \quad (20)$$

(19) és (20) alapján a komponensek tömegei, M_1 és M_2 meghatározhatók (G a gravitációs állandó).

Olyan kettősöknél, ahol csak az egyik komponens színekp vonalai észlelhetők (ezek az ún. *egyvonalas spektroszkópai kettősök*, ide tartoznak pl. az egy normál csillagot és egy kompakt objektumot, vagy az egy csillagot és egy bolygót tartalmazó kettős rendszerek), a tömegek külön-külön nem meghatározhatók. Ezekben az esetekben (17) és (20) felhasználásával az ún. *tömegfüggvény* ($f(M_2)$) megadására van lehetőség:

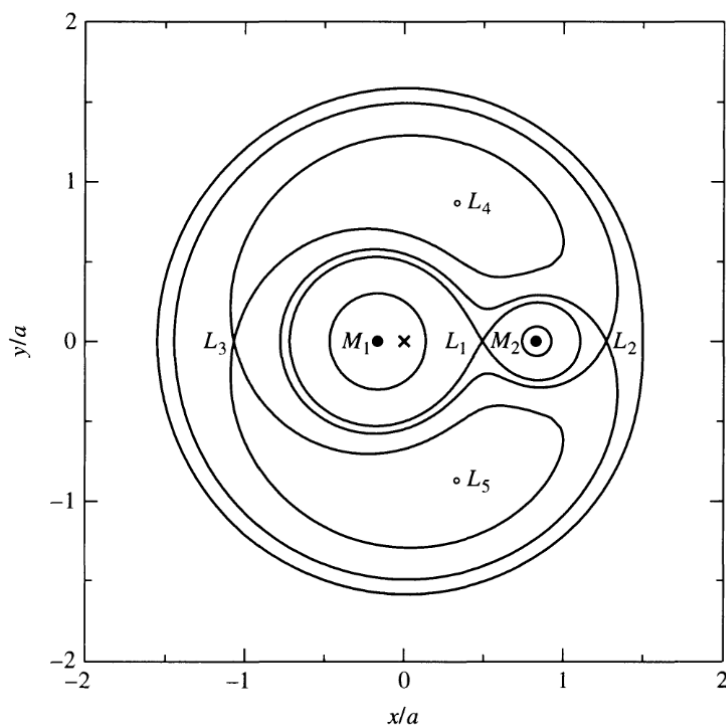
$$\frac{4\pi^2 A_1^3 \sin^3 i}{G P_{orb}^2} = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = f(M_2). \quad (21)$$

A felírt összefüggés alapján látható, hogy ha M_1 -ről rendelkezünk valamilyen információval, akkor M_2 értéke az inklináció függvényében adható meg (ha i -t 90° -nak vesszük, akkor M_2 -re alsó tömegkorlátot kapunk). A másodkomponens tömegének meghatározásához tehát M_1 és i lehetséges értéktartományának szűkítésével kerülhetünk közelebb.

A szoros kettős rendszerek gravitációs terének leírásához első közelítésben vegyünk egy x-y síkban keringő kettőscsillagot, melyet egy M_1 és egy M_2 tömegponttal jellemezzünk. Mozgásukat egy együttforgó koordináta-rendszerben (melynek origója a közös tömegközéppont) vizsgálva egy adott P pontban lévő gravitációs potenciál (Φ_{gr}) értéke – a szuperpozíció elvét felhasználva – a két tömegpont gravitációs potenciáljainak, valamint az adott pontban fellépő centrifugális erőből számolt potenciál összegeként írható fel. A (20) összefüggést is felhasználva az eredő potenciál értéke

$$\Phi_{gr} = -G \left(\frac{M_1}{s_1} + \frac{M_2}{s_2} \right) - \frac{1}{2} \omega^2 r^2, \quad (22)$$

formában adható meg, ahol s_1 és s_2 az M_1 és M_2 tömegpontból, r pedig az origóból a P pontba mutató helyvektor nagysága, ω pedig a közös tömegközéppont körüli keringés szögsebes-



4. ábra. Két, tömegpontnak feltételezett csillag által alkotott szoros kettős rendszer különböző Φ értékekhez tartozó gravitációs ekvipotenciális felületeinek keresztmetszeti ábrája. Az ábrán be vannak jelölve a Lagrange-pontok; az L_1 ponthoz tartozó ekvipotenciális felület jelöli ki a komponensek Roche-térfogatait. A két tömegpont között lévő „ \times ” jel a rendszer tömegközéppontját jelöli, a tengelyeken a távolság a pálya-félnagy tengely arányában van megadva (forrás: Carroll és Ostlie, 2007).

sége. Ha Φ_{gr} -t a vonatkoztatási rendszer egyik tengelye mentén mért távolság függvényében ábrázoljuk, három lokális maximumot kapunk, amelyeket *Lagrange-pontoknak* nevezünk (a Lagrange-pontok teljes körű leírása az égi mechanikai korlátozott háromtest-probléma megoldásából ered, erre most külön nem térek ki). A két komponens között elhelyezkedő L_1 (más néven *belső Lagrange-pont*) kitüntetett szerepet játszik a kettőscsillagok gravitációs potenciálerének leírásában; az ehhez tartozó ekvipotenciális (vagyis az azonos Φ_{gr} értéket tartalmazó) felületei ebben az L_1 pontban metszik egymást, kijelölve a két csillag ún. *Roche-térfogatát* (4. ábra). A szoros kettőscsillagok osztályozása és fejlődése azon alapszik, hogy a komponensek mekkora mértékben töltik ki Roche-térfogatukat.

A közelmúltban végzett felmérések során számos nagy tömegű csillag esetében találtak társkomponensre (egy másik, nagy tömegű csillagra vagy kompakt maradványobjektumra) utaló jeleket. Emellett egyre inkább valószínűnek tűnik, hogy a fejlődés késői állapotában lévő kék szuperóriások és WR-objektumok egy része két csillag korábbi összeolvadása révén alakult ki. Jelenlegi ismereteink fényében kijelenthető, hogy a forró, nagy tömegű csillagok minimum 70%-a életének legalább valamelyik szakaszában kölcsönható kettős rendszer tagja (lásd pl. Sana és mtsai, 2012; Langer, 2012).

Az említett kettős rendszerek között egyre több olyat ismerünk, amelynek legalább egyik komponense szupernóva-robbanást követő állapotban van. Bár találtak már két neutroncsillag (pulzár) által alkotott égitestpárosokat is (sőt, a PSR B1913+16 kettős pulzár vizsgálataival közvetett módon történt gravitációshullám-detektálásért 1993-ban J. H. Taylor és R. Hulse Nobel-díjban részesült), de a legtöbb ilyen rendszerben csak az egyik komponens egy kompakt maradványobjektum, a másik egy főszorozati, esetleg szuperóriás vagy WR-csillag.

Azt, hogy az egyik komponens felrobbanását követően is gravitációsan kötött marad-e a kettős, a rendszerből kidobódó anyag mennyisége határozza meg. Két, a robbanást megelőzően körpályán mozgó csillagot véve, a Kepler-törvények értelmében a rendszer összenergiája (azaz a komponensek mozgási és gravitációs potenciális energiájának összege) az

$$E = \frac{1}{2}M_1v_1^2 + \frac{1}{2}M_2v_2^2 - G\frac{M_1M_2}{A} = -G\frac{M_1M_2}{2A} \quad (23)$$

összefüggéssel adható meg. Gömbszimmetrikus robbanást feltételezve, amíg a táguló maradvány el nem éri a másik objektumot, a gravitációs kölcsönhatás szempontjából ugyanaz a helyzet, mintha a felrobbant csillag (legyen ez az 1-es objektum) kvázi-tömegpontként lenne továbbra is a rendszerben. Mivel így a robbanáskor a 2-es csillag keringési sebessége és A értéke sem változik, az összenergia (23)-hoz hasonlóan,

$$E' = \frac{1}{2}M_xv_1^2 + \frac{1}{2}M_2v_2^2 - G\frac{M_xM_2}{A} = -G\frac{M_xM_2}{2A} \quad (24)$$

formában írható fel, ahol M_x a kompakt maradványobjektum tömege. A rendszer az $E' \geq 0$ esetben fog felbomlani; megmutatható, hogy ez a

$$\frac{M_x}{M_1 + M_2} \leq \frac{1}{(2 + M_2/M_1)(1 + M_2/M_1)} < \frac{1}{2} \quad (25)$$

feltétel esetén teljesül, azaz a teljes össztömeg legalább felének ki kell dobódnia a rendszerből. A nagy tömegű komponensekből álló kettőscsillagok esetében ez általában nem így történik, ezért figyelhetünk meg nagy számban kompakt objektumot is tartalmazó égitestpárosokat (jelenleg kb. 300 ilyen rendszert ismerünk a Tejútrendszerben, lásd pl. Chaty, 2011). Elméletileg az is előfordulhat, hogy egy magányos csillag befog egy távolabbi robbanásból származó neutroncsillagot vagy fekete lyukat.

Ezekben a kettős rendszerekben az egyik fontos fizikai folyamat, hogy a kompakt objektum befogja a társkomponensről származó anyag egy részét; ezt szaknyelven *akkréció*nak nevezzük. Az akkréció során a befogott anyag mozgási energiája hővé alakul és kisugárzódik. Mivel a gázanyag a kompakt objektum környezetében kis térfogatban gyűlik össze, összesűrűsödik és felforrósodik, így a termális sugárzás nagy része a röntgentartományba esik – innen ered az ezekre a kettőscsillagokra használt *röntgenkettős* elnevezés. Ha az M_x tömegű, R_x sugarú kompakt égitest felszínére végtelen távolságból ΔM tömegű anyag hull, akkor mozgási energiája

$$\Delta E = \frac{1}{2}\Delta M v^2 = \frac{1}{2}\Delta M \frac{2GM_x}{R_x} = \frac{GM_x \Delta M}{R_x} \quad (26)$$

lesz. Feltéve, hogy ΔE teljes mértékben disszipálódik és kisugárzódik, az ún. akkréciós luminozitás értéke

$$L_{accr} = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{GM_x}{R_x} \frac{\Delta M}{\Delta t} = \frac{GM_x \dot{M}}{R_x}, \quad (27)$$

ahol \dot{M} az ún. *akkréciós ráta*; ennek növekedésével arányosan tehát L_{accr} is nő. Ha azonban ez eléri az Eddington-féle kritikus luminozitást értékét, akkor a sugárnyomás megállítja az akkréciót; így \dot{M} maximális értéke (5) és (27) alapján

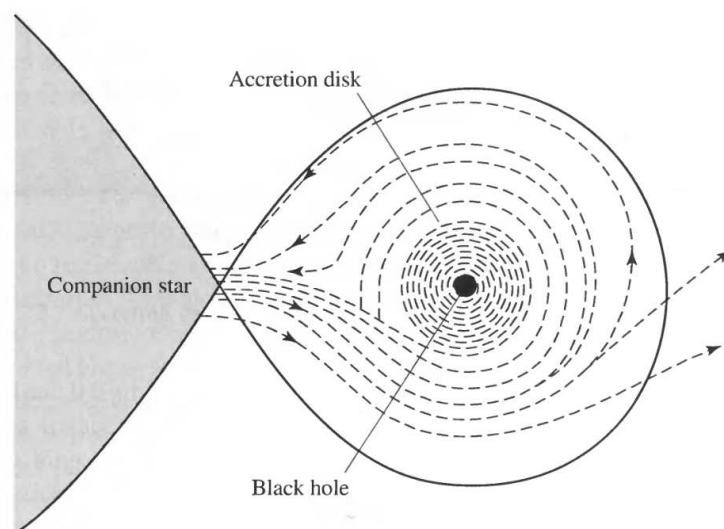
$$\dot{M}_{max} = \frac{4\pi c}{\kappa} R_x; \quad (28)$$

ez egy $R_x = 10$ km sugarú neutroncsillag esetében kb. $10^{-8} M_{\odot}/\text{év}$. Ha a beáramló anyag impulzusmomentuma nem elhanyagolható, akkor ennek megmaradása miatt a gázanyag részecskéi keringeni fognak a kompakt objektum körül, így egy *akkréciós korong* alakul ki (5. ábra). Ekkor a teljes energiefelszabadulás fele részben a korongban, fele részben pedig a becsapódáskor történik. A korongban a belső súrlódás következtében a részecske egyre közelebb kerül a centrumhoz, és a keringési energiája lassan disszipálódik, kisugárzódik. Ekkor a felszabaduló energia:

$$\Delta E = \frac{1}{2}\Delta M v_k^2 = \frac{1}{2} \frac{GM_x \Delta M}{R_x}. \quad (29)$$

Így mind a luminozitás, mind a maximális akkréciós ráta értéke fele akkora lesz, mint korong nélküli esetben.

A normál objektum tömege szerint osztályozva megkülönböztetünk kis tömegű (low-mass X-ray binaries, LMXB) és nagy tömegű röntgenkettősöket (high-mass X-ray binaries, HMXB). Előbbi esetben a kompakt objektum társa egy Naphoz hasonló tömegű csillag, míg utóbbiaknál egy nagy tömegű fősorozati vagy szuperóriás égitest. Az LMXB-k esetében a normál komponens kitölti a Roche-térfogatát, és anyagának egy része az L_1 ponton keresztül áramlik a kompakt objektumra; ez a folyamat az utóbbi körüli korongképződéssel jár együtt. A nagy tömegű röntgenkettősök körében szintén előfordul ez a fajta tömegátadás, ugyanakkor az anyagbefogás más típusaira is van példa. Ha a donor komponens nem tölti ki a Roche-térfogatát, de intenzív anyagkiáramlások jellemzik, akkor a kompakt objektum direkt módon akkretálhat anyagot a csillagszélből. Létezik emellett a HMXB-knek egy speciális alosztálya is, amelynek tagjai egy erős emissziós vonalat produkáló B[e] csillag és egy kompakt objektum (jellemzően neutroncsillag). Egy B[e] csillag esetében az erős egyenlítői anyagkiáramlás egy gázból és porból álló korongot hoz létre az égitest körül, amelyen a jellemzően tág és erősen elnyúlt pályán keringő neutroncsillag időnként áhalad, így egyfajta



5. ábra. Vázlatos rajz egy társcsillagról a kompakt objektumra áramló anyag mozgásáról (forrás: Carroll és Ostlie, 2007).

periodikus akkréció valósul meg.

Az akkréciós korongot tartalmazó röntgenkettősök esetében a korongra merőlegesen nagy sebességű, bipoláris anyagkifúvások (jetek) lehetnek jelen. Ezekben – hasonlóan az aktív galaxisok centrumaiban lévő, gigantikus fekete lyukak környezetéből kiinduló jetekhez – relativisztikus sebességű töltött részecskék mozognak spirális pályán, szinkrotronsugárzást produkálva. Ez lehetővé teszi, hogy a röntgen- mellett rádiótartományban is meg lehessen figyelni ezeket az objektumokat, értékes információkhoz hozzájutva ezáltal. Az aktív galaxismagok anyagkilövelléseihez képest a röntgenkettősökben zajló folyamatok méret- és időskálája nagyságrendekkel kisebb, ezért az utóbbiakban megfigyelt jet-jelenségek a *mikrokvazár* elnevezést kapták.

A 4. fejezetben bemutatom a röntgenkettősök egy speciális csoportjába tartozó LS 5039-cel kapcsolatos vizsgálataimat és azok eredményeit, részletesebben is értekezve ezeknek a különleges égitestpárosoknak néhány fentebb ismertetett tulajdonságáról.

2.3. A szupernóvák és a porképződés kapcsolata

Hosszú ideje tart a vita arról, hogy vajon a számos asztrofizikai folyamatban (pl. a molekulaképződésben, a fény-anyag kölcsönhatásokban vagy a bolygókeletkezésben) fontos tényezőnek számító csillagközi porszemcsék kialakulásában is szerepet játszanak-e a szupernóvák, és ha igen, mekkora súlyút (a téma aktuálitását és fontosságát jól jelzi, hogy a közelmúltban több összefoglaló jellegű cikk jelent meg a témában, lásd pl. Gall és mtsai, 2011; Dwek és Cherchneff, 2011). A csillagközi térben lévő por (amelynek szemcséi jellemzően néhány század és néhány tized mikrométer közötti átmérőjűek, lehetséges összetevőik pedig szilikátok, amorf szén, grafit és fém-oxidok) mennyisége az intersztelláris anyagnak mintegy

1 százaléka, kialakulása azonban külső hatás nélkül nem megy végbe. A szűkebb kozmikus környezetünkben végzett megfigyelések alapján a csillagközi porszemcsék elsődleges forrásai a Napunkhoz hasonló, kis tömegű csillagok késői fejlődési szakaszában, az ún. aszimptotikus óriáságon (asymptotic giant branch, AGB) lévő égitestek. Ezekben a csillagokban az intenzív konvekció révén a fúziós folyamatok során kialakult szén- és oxigénatomok egy része a csillag külső tartományaiba, onnan pedig – az atmoszféra nagymértékű kiterjedése miatt fellépő, folyamatos anyagkiáramlás során – a csillagkörüli térbe kerül, ahol a megfelelő hőmérsékletű, nyomású és sűrűségű térrészekben sor kerülhet a szemcséképződésre.

Ugyanakkor az AGB-csillagok egyedüli, jelentős porforrásokként betöltött szerepe erősen kérdéses. Számos, a távoli infravörös és szubmilliméteres tartományban készült megfigyelési adatsor utal ugyanis arra, hogy már a fiatal, néhány százmillió éves galaxisok portartalma is jelentős (lásd Gall és mtsai, 2011). Szintén ezt a képet erősíti Finkelstein és mtsai (2012) nagyszabású felmérése, amelynek keretében közel háromezer távoli galaxis ultraibolya tartományban keletkező (de a nagyfokú vöröseltolódás miatt közeli infravörösben detektálható) sugárzását elemezték. Ez az eredmény viszont nehezen kapcsolható össze az AGB-csillagok révén történő porképződéssel, mivel ezen fejlődési állapot eléréséhez a kis tömegű csillagoknak – jelenlegi tudásunk szerint – legalább egymilliárd évre van szükségük. Eszerint tehát a korai galaxisokban további porforrásoknak is létezniük kellett, amelyek közül a kollapszár szupernóvák tűnnek a legígéretesebb jelölteknek. Ezek szülőcsillagainak átlagos élettartama jóval rövidebb ($10^5 - 10^8$ év), mint kisebb tömegű társaiké (lásd 2.1.2. fejezet), így jelentős szerepet tölthettek be a korai Univerzum (és talán a későbbi időszakok) porképződési folyamataiban (Todini és Ferrara, 2001; Nozawa és mtsai, 2003; Morgan és Edmunds, 2003).

A csillagrobbanások és a porképződés lehetséges kapcsolata – a néhány szupernóva esetében kimutatott infravörös többletsugárzás magyarázataként – már négy évtizeddel ezelőtti vizsgálatok során felvetődött (Cernushi és mtsai, 1967; Hoyle és Wickramasinghe, 1970). Ezeket a korai hipotéziseket később saját Naprendszerünkön belüli bizonyítékokkal sikerült alátámasztani: egyes meteoritokban talált anomális izotóparányok arra engedtek következtetni, hogy a bolygóközi térben lévő porszemcsék egy része jóval Naprendszerünk keletkezése előtt, szupernóva-robbanások környezetében jött létre (lásd pl. Clayton, 1979; Clayton és Nittler, 2004).

A klasszikus modellek (Kozasa és mtsai, 1989; Todini és Ferrara, 2001; Nozawa és mtsai, 2003) egységesen $0,1-1 M_{\odot}$ -nyi, frissen keletkező port jósolnak a kollapszár szupernóvák táguló gázfelhőiben, ami – figyelembe véve az egyes galaxisokban felrobbanó szupernóvák becsült számát – egyúttal a távoli galaxisok feltételezett pormennyiségét is fedezné. Az elmúlt években a modelleket tovább pontosították, figyelembe véve azt is, hogy a kondenzálódó porszemcsék mekkora része marad meg vagy szublimálódik a maradványban terjedő lökeshullámfrontok és a csillagkörüli anyag kölcsönhatásai következtében. Az új eredmények (Bianchi és Schneider, 2007; Kozasa és mtsai, 2009; Silvia és mtsai, 2010) alapján a

keletkező por tömegét továbbra is a fentebb említett tartományba helyezik, míg a szemcsék átlagos élettartama főként azon múlik, hogy a szupernóvák környezetében mekkora a lokális csillagközi anyag sűrűsége (ez az említett kölcsönhatások intenzitását befolyásolja).

A különböző modellek egybehangzó állításaival ellentétben az eddigi megfigyelések eredményei nem támasztják alá, hogy a kollapszár szupernóváknak ténylegesen fontos szerepük lenne a kozmikus porképződésben; bár ebben szerepet játszhat a részletes analízisek eddigi alacsony száma. A szupernóva-robbanásokhoz köthető porkeletkezés első, részletes dokumentálása a híres SN 1987A esetében történt meg (lásd pl. Whitelock és mtsai, 1989; Lucy és mtsai, 1989; Roche és mtsai, 1993; Wooden és mtsai, 1993; az adatok újbóli áttekintését Ercolano és mtsai, 2007 végezték el). A kutatók az alábbi három tényezőt jelölték meg a robbanás utáni porképződés bizonyítékaként:

- az optikai színképvonalak fluxusának csökkenése a robbanást követő 500. nap környékén;
- a közép-infravörös fluxusok ezzel párhuzamosan bekövetkező növekedése;
- az optikai emissziós vonalak növekvő kékeltolódása, ill. aszimmetrikussá válása (a színképvonalak vörös oldali, a maradvány tőlünk távolodó részéből származó komponense az újonnan képződő porszemcséken történő abszorpció és szóródás következtében gyengül).

Az első és a harmadik effektust később az optikai és közeli infravörös tartományban észlelt SN 1999em esetében is sikerült megfigyelni (Elmhamdi és mtsai, 2003). A frissen keletkező por tömegére mindkét szupernóva esetében $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ körüli értéket becsülték, ami több nagyságrenddel kisebb a modellek által jósolt mennyiségnél. Bár ezek az eredmények is fontos megfigyelési bizonyítékoknak számítanak, alaposabb vizsgálatokra csak a porképződés szempontjából elsődlegesen fontos közép-infravörös tartományban készült mérések birtokában van esély. Ezen tartomány megfigyelése ugyanakkor a földfelszínről csak nagyon korlátozottan lehetséges; nem véletlen, hogy az áttörést a Spitzer-űrtávcső 2003-as üzembe állása hozta meg. Az űrtávcsöves adatok felhasználásával további öt szupernóva, az SN 2003gd (Sugerman és mtsai, 2006; Meikle és mtsai, 2007), az SN 2004et (Kotak és mtsai, 2009), az SN 2007it (Andrews és mtsai, 2011), az SN 2007od (Andrews és mtsai, 2010) és az SN 2006jc esetében sikerült bizonyítani a friss por megjelenését (utóbbi az eddig ismert egyetlen Ib/c típusú szupernóva, aminél ez sikerült, lásd Nozawa és mtsai, 2008; Mattila és mtsai, 2008; Tominaga és mtsai, 2008; Sakon és mtsai, 2009). A keletkező por tömegét mindegyik esetben $10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot}$ közé eső értékűnek becsülték (megjegyzendő, hogy az SN 2003gd esetében Sugermanék $0,02 M_{\odot}$ -nyi értékkel számoltak, de eredményeiket Meikleék megkérdőjelezték). Ezek az értékek továbbra is nagyságrendekkel alacsonyabbak az elméletileg vártnál, és úgy tűnik, messze nem elegendők az Univerzumban megfigyelhető pormennyiség létrejöttének magyarázatához.

A felrobbanó csillagok környezetében azonban nem csak a közvetlenül a robbanás következményeként keletkező port lehet megfigyelni. Néhány szupernóva, pl. az SN 1998S (Pozzo és mtsai, 2004), az SN 2005ip (Smith és mtsai, 2009; Fox és mtsai, 2009) és az SN 2007od (Andrews és mtsai, 2010) vizsgálata arra utal, hogy a szemcsekondenzáció a maradványban kifelé, ill. befelé mozgó lökeshullámfrontok (*forward* és *reverse shock*) közötti, ún. *hideg, sűrű héjban* (cool dense shell, *CDS*) is végbemehet. A *CDS*-ben lezajló folyamatok mind a fénygörbét, mind a spektrumvonalak profiljait befolyásolhatják.

Egy másik lehetőség a robbanás előtt – pl. a szülőcsillag erős tömegvesztési folyamatai révén – keletkező, porszemcséket is tartalmazó csillagkörüli anyag infravörös sugárzásának megfigyelése: a szemcsék a szupernóva-robbanás hatására felfűtődnek, az elnyelt plusz energiát pedig az infravörös tartományban sugározzák ki. A jelenséget a szakirodalomban *infravörös visszfénynek* (*IR echo*, lásd Bode és Evans, 1980; Dwek, 1983, 1985; Sugerman, 2003) is nevezik, amelyet szintén több szupernóva esetében jelöltek meg a megfigyelt infravörös excesszus egyedüli vagy részbeni okaként: SN 1998S (Gerardy és mtsai, 2002; Pozzo és mtsai, 2004), SN 2002hh (Barlow és mtsai, 2005; Meikle és mtsai, 2006), SN 2006jc (Mattila és mtsai, 2008), SN 2004et (Kotak és mtsai, 2009). Az utóbbi elmélet elfogadása egyben azt a képet erősíti, miszerint nem maguk a szupernóva-robbanások, hanem a szülőcsillagok tölthetnek be fontos szerepet a Világegyetem portermelésében (lásd még Prieto és mtsai, 2008; Wesson és mtsai, 2010; Fox és mtsai, 2011). Ugyanakkor egyelőre nincsen meggyőző, kvantitatív bizonyíték arra nézve, hogy ez valóban így lenne.

Ahogy az a fentiekből is kiderül, a szupernóvák környezetében lévő pormennyiség megbecslése bonyolult feladat, egyelőre meglehetősen ellentmondásos eredményekkel. Az elméleti munkák és a megfigyelések között feszülő ellentétek feloldására ugyanakkor többféle elképzelés létezik. Szakmai berkeken belül nagyfokú az egyetértés abban, hogy a jelenlegi modellek egyáltalán nem tökéletesek, valamint hogy több mikro- és makrofizikai effektust sem értünk egészen világosan a kozmikus porképződés kapcsán (lásd pl. Cherchneff és Dwek, 2010; Fallest és mtsai, 2011).

Az egyik ilyen kérdéses pont a szupernóvák környezetében lévő por térbeli eloszlása. Lucy és mtsai (1989) szerint a modellek nagy részében alkalmazott, homogén eloszlás helyett reálisabb, ha kisebb-nagyobb csomókban képzeljük el a szemcsék elrendeződését; ez pedig akár egy nagyságrenddel is megnövelheti az egyszerű tömegbecslések eredményeit (Sugerman és mtsai, 2006; Ercolano és mtsai, 2007; Fabbri és mtsai, 2011). Mivel azonban a fennálló különbségek több nagyságrendnyiek, ez csak részben ad választ a nyitott kérdésekre.

A porképződési elméletekkel kapcsolatos másik fő hibalehetőség, hogy a legtöbb fentebb említett modell az eredetileg földi légköri folyamatok vizsgálatára megalkotott, ún. klasszikus magképződési elméletre (*classical nucleation theory*, Feder, 1966), illetve annak némiképp továbbfejlesztett változataira épül. Egyes cikkekben megkérdőjelezzük ennek a teóriának az asztrofizikai közegekben való alkalmazhatóságát, és egy alternatív, a kémiai

kinetika módszereit használó modellezési eljárással próbálják meghatározni a szupernóva-robbanások során keletkező por mennyiségét és összetételét (Cherchneff és Dwek, 2009, 2010). Bár mindkét tényezőben vannak eltérések a hagyományos modellekhez képest, a vizsgált esetekben a keletkező pormennyiségre átlagosan csak kevesebb mint egy nagyságrenddel kisebb értékeket kaptak az említett szerzők.

Egy másik lehetőség, hogy a hiányzó pormennyiség a Spitzer számára nehezen érzékelhető, hidegebb ($T \leq 50$ K) porszemcsék formájában van jelen. Ez a hideg por már a robbanást követő 20-30 éven belül, az ún. átmeneti fázisban is megjelenhet a maradványokban (Sugerman és mtsai, 2012; Tanaka és mtsai, 2012; Temim és mtsai, 2012a,b), de jelenlétük nagy mennyiségben leginkább a jóval idősebb (több száz, vagy akár több ezer éves) maradványokban várható. Ezek portartalmának becslését ugyanakkor jelentősen nehezíti, hogy a célobjektumok kiterjedtsége és inhomogén eloszlása miatt nehéz elválasztani egymástól a bennük lévő, valamint a látóirányba eső intersztelláris porszemcsék hozzájárulását az észlelt sugárzáshoz. Az idősebb szupernóva-maradványok távoli infravörös és szubmilliméteres tartományban végzett vizsgálatainak megfelelően ellentmondásos eredményekre vezettek: a Cassiopeia A jelű maradvány esetében a hideg por becsült mennyisége $0,02$ és $2 M_{\odot}$ (Dunne és mtsai, 2003; Krause és mtsai, 2004; Rho és mtsai, 2008), a Kepler-maradvány esetében 5×10^{-4} és $0,1-3 M_{\odot}$ közé esett (Blair és mtsai, 2007, ill. Morgan és mtsai, 2003). Két független kutatócsoport (Stanimirovic és mtsai, 2005; Sandstrom és mtsai, 2009) a Tejútrendszer egyik kísérőgalaxisában, a Kis Magellán-felhőben lévő SNR 1E0102.2-7219 közép-infravörös adatainak elemzése révén egyaránt $\sim 1 - 3 \times 10^{-3} M_{\odot}$ -et adott meg a por össztömegére, azzal a megjegyzéssel, hogy a még hosszabb hullámhosszakon megfigyelhető, hidegebb (5-10 K) por mennyisége ennél akár két nagyságrenddel nagyobb is lehet.

2009 óta a 3,5 méter átmérőjű Herschel-űrobszervatórium minden eddiginél jobb lehetőségeket kínál a 150 és 700 mikrométer közé eső hullámhossztartományban történő észlelések végzésére. Az új űrteleszkóppal végzett megfigyelések egyelőre arra utalnak, hogy a közeli szupernóva-maradványok esetében detektált, 50 K-nél alacsonyabb hőmérsékletű sugárzás a maradványok környezetéből érkezőnél jóval nagyobb intenzitású, és forrásaként hideg porszemcsék szolgálhatnak. A becsült portömegekre a Cas A esetében $0,08 M_{\odot}$ (Barlow és mtsai, 2010), a Nagy Magellán-felhőben lévő N49 esetében $1-10 M_{\odot}$ (Otsuka és mtsai, 2010), míg az SN 1987A esetében $0,4-0,7 M_{\odot}$ (Matsuura és mtsai, 2011) adódott. Bár a mérések az utóbbi esetben tűnnek a legmeggyőzőbbnek, egy, a szubmilliméteres tartományban működő APEX teleszkóppal végzett vizsgálat szerint egyáltalán nem biztos, hogy tényleg ennyi por van jelen az SN 1987A környezetében, vagy ha mégis, akkor sem feltétlenül a robbanás következményeként (Lakicevic és mtsai, 2012).

Léteznek ugyanakkor egyéb életképes, ám megfigyelési bizonyítékokkal csak részben vagy egyáltalán nem alátámasztott magyarázatok a távoli galaxisok meglepően nagy portartalmára. Az egyik szerint a fiatal Univerzum galaxisaiban más alakú lehetett a kezdeti tömegfüggvény, több lehetett a nagyobb tömegű csillag (*top-heavy IMF*); vagyis akkoriban a

feltételezettnél több szupernóva robbanhatott fel (lásd pl. Bromm és mtsai, 2002; Tumlinson, 2006; Michalowski és mtsai, 2010). Egy másik elképzelés alapján a nagyon nagy tömegű csillagok életét lezáró pár-instabilitási szupernóvák lehettek a korai Univerzum fő porforráisai (Nozawa és mtsai, 2003; Gall és mtsai, 2011); de ahogyan erre korábban is utaltam, ezen objektumok léte jelenleg pusztán elméleti feltevésnek tekinthető.

A közelmúltban több cikkben is értekeztek annak lehetőségéről is, hogy az AGB-fázisban lévő csillagok mégis szóba jöhetnek egyes fiatal galaxisok porforráisaként (Dwek és mtsai, 2007; Valiante és mtsai, 2009; Dwek és Cherchneff, 2011). Az említett tanulmányok szerzői szerint a különböző ütemben (vagy akár több szakaszban) zajló csillagkeletkezési folyamatokat az eddigieknél alaposabban kell figyelembe venni a modellekben, mert ezek elhanyagolása az AGB-csillagok portermeléshez való hozzájárulásának alábecsléséhez vezethet.

Szintén érdekes lehetőség az aktív galaxismagok külső tartományaiban bekövetkező szemcséképződés (Elvis és mtsai, 2002), amire Markwick-Kemper és mtsai (2007) közvetett megfigyelési bizonyítékokat is találtak. Azonban több esetben (ld. Maiolino és mtsai, 2004; Stratta és mtsai, 2007; Michalowski és mtsai, 2010) továbbra is egyedül a szupernóvák feltételezett portermelési rátája tűnik elegendőnek a megfigyelésekből interpretált pormennyiség magyarázatára.

Az eddigi talán legmeggyőzőbb magyarázat szerint a csillagrobbanások során létrejövő szemcsék csak ún. kondenzációs magokként funkcionálnak, amelyek a későbbiekben a csillagközi anyagba kerülve növekednek tovább. Ezt az elméletet, amely sikeresen küszöböli ki a lokális szupernóvák esetében megfigyelt alacsony porképződési ráta és a távoli galaxisok extrém nagy portartalma között fennálló ellentmondást, több cikkben is részletes modellszámításokkal támasztották alá (Draine, 2003, 2009; Michalowski és mtsai, 2010; Mattsson és Andersen, 2012; Mattsson és mtsai, 2012). Megfigyelésekkel ugyanakkor egyelőre meglehetősen nehéznek tűnik igazolni ezt a teóriát, ráadásul friss tanulmányukban Asano és mtsai (2012) arra az eredményre jutottak, hogy ez a folyamat csak egy kritikus fémtartalom felett működhet hatékonyan, ami különösen a korai galaxisok esetében jelenthet akadályozó tényezőt.

Ahhoz, hogy közelebb kerülhessünk az Univerzum portartalmának eredetét övező rejtély megoldásához, egyértelműen jó minőségű, lehetőleg több hullámhossztartományban végzett (akár egyedi objektumokra vonatkozó, akár statisztikai jellegű) megfigyelési anyagokra van szükség. A következő fejezetben ismertetem annak a kutatási munkának az eredményeit, amelynek során II-P típusú szupernóvákat vizsgáltam a környezetükben lévő porszemcsék nyomait keresve, elsősorban a Spitzer-űrtávcső mérési adataira támaszkodva.

3. Porképződés II-P típusú szupernóvák környezetében – vizsgálatok a Spitzer-űrtávcső adatai segítségével

Ahogy az fentebb is olvasható, a szupernóvákhoz köthető porképződés vizsgálata napjaink asztrofizikájának egyik izgalmas kutatási területe, amely számos nyitott kérdést hordoz magában. Éppen ezért minden, ezzel a témával kapcsolatos vizsgálat fontos információkhoz juttathatja a tudományos közösséget. Főként ez a tényező motiválta elsődleges kutatási témám kiválasztását, amelynek célja II-P típusú szupernóvák környezetében zajló porképződés vizsgálata volt.

Az előző fejezetben ismertetett elméletek alapján több olyan érv is felhozható, amelyek szerint a szupernóvák közül elsősorban a II-P típusú robbanások környezetében várható jelentősebb mennyiségű porképződés. A fő érv ezzel kapcsolatban az, hogy ezen szupernóvák szülőcsillagait vastag hidrogén- és héliumburok veszi körül (lásd 2.1.2. fejezet), így a szemcséképződésben részt vevő atomok (C, O, Mg, Si, Al) a robbanást megelőzően mélyebb rétegekben találhatóak. Mivel a tapasztalatok alapján a szupernóva-robbanások *homológ* módon zajlanak, vagyis az egyes rétegek tágulási sebességei a középponttól való távolsággal egyenesen arányosan nagyobbak, a He-rétegen belüli gázanyag kidobódási sebessége relatíve alacsony. Ez nagyobb sűrűségű gázanyagot jelent ezekben a rétegekben, ami a szemcsenkondenzáció magasabb hatásfokát, egyúttal nagyobb méretű szemcsék létrejöttét teszi lehetővé.

Kozasa és mtsai (2009) tanulmányukban részletes számításokkal modellezik a II-P, valamint a robbanás előtt vékonyabb H-rétegű, IIb típusú szupernóvák maradványaiban végbe menő porképződési folyamatokat, s vizsgálják az újonnan keletkező porszemcsék lehetséges sorsát is. Eredményeik alapján a II-P típusú szupernóvák környezetében nemcsak a magasabb kondenzációs hatásfok, hanem az átlagosnál ritkább csillagkörüli anyagnak (amelynek oka a szülőcsillagok alacsony tömegvesztési rátája) köszönhetően a szemcsék túlélési aránya is magas. Ezzel szemben a IIb típusnál eleve kevesebb por képződésére lehet számítani, és a sűrűbb cirkumsztelláris anyagban ez idővel szinte teljesen el is tűnik. Ez a megállapítás valószínűleg érvényes a hasonló kezdeti feltételekkel jellemezhető Ib és Ic típusú szupernóvák esetében is – tehát a porképződés szempontjából leginkább a II-P típusú szupernóvákat érdemes vizsgálni. Ugyanezt támasztják alá a Gall és mtsai (2011) cikkében közölt, a különböző tömegű csillagok portermelési hatékonyságát elemző számítások; az eredmények szerint ebből a szempontból a szupernóvaként felrobbanó csillagok esetében a $8-20 M_{\odot}$ kezdeti tömeg (ami a II-P típusú robbanások szülőcsillagainak feltételezett tömegtartománya) közé eső égitestekre jellemző a legnagyobb hatásfok.

Ennek ellenére az elmúlt években mindössze néhány II-P típusú szupernóva esetében publikáltak részletes, a porképződéssel összefüggő vizsgálati eredményeket (lásd a 3.6. fejezetet). Ezekben a tanulmányokban ráadásul általában csak a sikeres detektálásokat közölték (azaz pl. a Spitzer-rel végzett mérések esetén időben változó infravörös többletfluxus jelenlétét és az ebből lesűrthető következtetéseket), a sikertelennek tekinthetőket nem; ennek

pedig az a következménye, hogy nehéz megbecsülni, valójában a II-P típusú szupernóvák mekkora hányadánál lehet kimutatni a porképződés jeleit. A II-P típusú szupernóvák esetében Fox és mtsai (2011) készítettek egy átfogó jellegű felmérést a Spitzer-űrtávcsővel; a kutatók a vizsgált 69 szupernóva közül 10-nél detektáltak többlétsugárzást a közép-infravörös tartományban. Bár a mérési adatokból kinyerhető információk mennyisége meglehetősen szűk korlátok között mozog (csak 3,6 és 4,5 mikrométeren készültek mérések, ráadásul minden objektumról csak egy időpontban), illetve ezen objektumok esetében leginkább csak a robbanás előtt keletkezett por mennyiségére lehet következtetni, a vizsgálat mégis fontos, statisztikai szempontból is releváns eredményeket közöl. Ez a tanulmány is erősen motivált abban, hogy a II-P szupernóvák köréből összegyűjtssem az elérhető, megbízható információforrásként felhasználható Spitzer-adatokat; lehetővé téve ezáltal, hogy átfogóbb képünk legyen ezen csillagrobbanások porkeltő hatásait illetően.

Kutatómunkám első fázisában egyetlen objektum, az SN 2004dj vizsgálatával foglalkoztam. Ez az utóbbi évek egyik legközelebbi detektált szupernóvája, amelyről nagy mennyiségben készültek jó minőségű mérések mind a közép-infravörös, mind egyéb hullámhossztartományokban. Ennek köszönhetően az SN 2004dj környezetében megfigyelhető porképződési folyamatokról részletes elemzést tudtam készíteni, amely önálló publikáció formájában került közlésre (Szalai és mtsai, 2011).

A szupernóvák és a porképződés kapcsolatának témakörében végzett munkám második részében további tizenkét II-P típusú szupernóva elérhető közép-infravörös adatait gyűjtöttem össze és elemeztem. Ezekről az objektumokról jóval kevesebb Spitzer-mérés készült, mint az SN 2004dj-ről; ugyanakkor a homogén módon elvégzett adatfeldolgozási és modellezési eljárásnak köszönhetően (amely kismértékben eltért az SN 2004dj esetében alkalmazottól) a minta kilenc tagja esetében sikerült alapvető információkhoz jutni a környezetükben található por mennyiségével és lehetséges eredetével kapcsolatban (Szalai és Vinkó, 2013).

Az adatfeldolgozás lépéseinek ismertetése után bemutatom a vizsgált szupernóvák környezetében zajló porképződésre utaló jeleket, a por fizikai jellemzőinek meghatározása céljából végzett modellszámítások eredményeit és a levont következtetéseket. Az egyes objektumokkal kapcsolatos eredményeket a lokális por kimutathatósága szerint csoportosítva ismertetem. A fejezet végén összefoglalom a II-P szupernóvák környezetében zajló porképződéssel kapcsolatos jelenlegi, átfogó képet, elhelyezve benne a saját vizsgálataimból származó, új ismereteket is.

3.1. A Spitzer-űrtávcső műszerei

A Spitzer-űrtávcsövet a NASA ún. négy nagy űrobszervatóriuma közül utolsóként bocsátották fel 2003-ban (elődjei a látható, illetve a közeli UV- és közeli infravörös tartományban üzemelő Hubble-űrtávcső, a Compton gamma-űrobszervatórium és a Chandra röntgenűrtávcső). A 85 cm főtükrő-átmérőjű teleszkóp a Nap körül, ún. Föld-követő pályán kering. Há-

rom műszere – Infrared Array Camera (IRAC), Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS), Infrared Spectrograph (IRS) – révén eredetileg a 3 és 180 μm közötti tartományban volt képes fotometriai és spektroszkópiai adatrögzítésre.

A Spitzer-űrtávcső 2009 májusáig az eredeti terveknek megfelelően működött, azóta pedig – a detektorok hűtéséhez használt folyékony hélium elfogytával – az ún. *Warm Mission* fázisban üzemel; ebben az állapotában csak a két legrövidebb hullámhosszú IRAC-csatornán lehet méréseket végezni.

Infrared Array Camera (IRAC)

Az *Infrared Array Camera* (IRAC) egy négy csatornás (3,6, 4,5, 5,8 és 8,0 μm), 5,2 \times 5,2 ívperces látómezőt biztosító kamera. A két rövidebb hullámhosszú csatorna indium-antimonid (InSb), a másik két csatorna szilícium-arszenid (Si:As) alapú érzékelőkkel működik. Mind a négy detektor 256 \times 256 darab, egyenként 1,2'' \times 1,2'' méretű pixelből áll.

Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS)

A *Multiband Imaging Spectrometer* (MIPS) egy több funkciós műszeregyüttes: leképezést és széles sávú fotometriát tesz lehetővé három sávban (nominálisan 24, 70 és 160 μm -re centrálva), valamint alacsony felbontású spektrumok is felvehetőek vele 55 és 95 μm között. A 24 mikrométeres csatornán 5'' \times 5'', a 70 mikrométeresen 2,5'' \times 5'', a 160 mikrométeresen 0,5'' \times 5''-es látómező érhető el.

Infrared Spectrograph (IRS)

Az *InfraRed Spectrograph* (IRS) egy négy különálló modulból álló spektroszkópiai műszer, amellyel kis ($R = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 60\text{--}130$) és közepes felbontású ($R \sim 600$) színeképek vehetőek fel az 5,2–38 μm -es tartományban. Az IRS ezen kívül leképezésre – ezáltal széles sávú fotometriára – is alkalmas a Peak-up Imaging (PUI) módban, 13–18, ill. 18–26 μm között.

3.2. A vizsgált szupernóvák

A II-P típusú szupernóvák és a porképződés kapcsolatát célzó, szélesebb körű vizsgálat során a Spitzer-űrtávcső adatbázisában (*Spitzer Heritage Archive, SHA*¹) lévő publikus adatokat használtam. A vizsgálati mintába azok az objektumok kerültek be, amelyekről legalább két, különböző időpontban felvett, az IRAC detektorral rögzített mérési adatsort találtam az adatbázisban. Ennek a kritériumnak 13 szupernóva felelt meg, amelyek összes elérhető adatait letöltöttem – beleértve a MIPS és az IRS-PUI detektorokkal rögzített fotometriai, valamint az IRS-sel detektált spektroszkópiai méréseket is. Emellett ellenőriztem a szakirodalmi forrásokat is annak reményében, hogy sikerül találni a Spitzer-mérések időpontjaihoz közel

¹<http://sha.ipac.caltech.edu>

eső, más hullámhossztartományban végzett mérési adatokat is.

SN 2003J

Az NGC 4157 jelű galaxisban felrobbant szupernóva felfedezését Kushida és mtsai (2003) jelentették be 2003. január 11-én; az objektum ekkor $16,^m7$ látszó fényességű volt (szűrő nélküli képeken). Ayani és mtsai (2003) normál II-es típusú szupernóvaként azonosították az SN 2003J-t. A szupernóva becsült távolsága a szülőgalaxis ún. felületifényesség-fluktuációjának (*surface brightness fluctuation*, SBF) mértéke alapján 14,7 Mpc (Tonry és mtsai, 2001).

SN 2003hn

A szupernóvát először Evans és mtsai (2003) figyelték meg az NGC 1448 galaxisban 2003. augusztus 25-én, $V \sim 14,^m4$ fényességnél. Az első spektroszkópai adatok elemzése alapján (Salvo és mtsai, 2003) az SN 2003hn II-P típusú szupernóvának adódott. Krisciunas és mtsai (2009) optikai és közeli infravörös fotometriai, valamint optikai spektroszkópai mérések felhasználásával részletesen elemezték az objektumot, amelynek jellemzőit nagyon hasonlónak találták a II-P típus egyik tankönyvi példájaként számon tartott SN 1999em-éihez. Az említett cikkben $18,1 \pm 0,4$ Mpc-ben határozták meg a szülőgalaxis távolságát, ami elfogadható egyezést mutat a Jones és mtsai (2009), valamint Olivares és mtsai (2010) által közölt értékekkel ($16,9 \pm 2,0$ és $26,3 \pm 7,0$, illetve $17,8 \pm 1,0$ Mpc). A robbanás időpontját ($t_0 = 2\,452\,859$ JD) Jones és mtsai (2009) cikkéből vettem át.

SN 2003ie

Arbour és Boles 2003. szeptember 19-én jelentette be az új objektum feltűnését az NGC 4051 jelű galaxisban; szűrő nélküli látszó fényessége ekkor $15,^m0$ volt. Benetti és mtsai (2003) a korai spektrumok alapján II-es típusú szupernóvaként azonosították az SN 2003ie-t. Később Harutyunyan és mtsai (2008) pontosították a klasszifikációt, amely szerint a szupernóva a pekuliáris II-P típusú robbanásokként elkönyvelt SN 1987A-hoz és SN 1998A-hoz hasonlít leginkább. A szupernóva és a szülőgalaxis néhány, közelítőleg ismert jellemzője (távolság, fémesség, látóirányú galaktikus extinkció) alapján Smartt és mtsai (2009) $25 M_{\odot}$ -ben határozták meg a szülőcsillag tömegének lehetséges felső korlátját, ami szintén a II-P típusba tartozás melletti érv. Egy friss tanulmány (Arcavi és mtsai, 2013) szerint a szülőcsillag tömege ennél jóval kisebb ($< 12 M_{\odot}$) lehetett; a cikkben közölt korai fénygörbék a különleges, halvány II-P típusba tartozást erősítik. A szupernóva távolságát Pierce és Tully (1988), valamint Smartt és mtsai (2009) cikkei alapján $15,5 \pm 1,2$ Mpc-nek, a robbanás időpontját pedig $t_0 = 2\,452\,868$ JD-nek (Harutyunyan és mtsai, 2008) vettem.

SN 2004A

A 2004-es év első szupernóvája január 9-én tűnt fel az NGC 6207 jelű galaxisban, $15,^m7$ látszó fényességgel; felfedezője K. Itagaki volt (lásd Nakano és mtsai, 2004). Egy, a korai

fázisban felvett optikai spektrum alapján Kawakita és mtsai (2004) II-es típusúnak osztályozták a szupernóvát; míg Hendry és mtsai (2006) részletes optikai fotometriai és spektroszkópiai analízisük során kimutatták, hogy egy klasszikus II-P-ről van szó. Maguire és mtsai (2010) további fotometriai és spektroszkópiai adatokat is közöltek a késői fotoszferikus fázisból. Hendry és mtsai cikke alapján a szupernóva távolsága $20,3 \pm 3,4$ Mpc, a robbanás feltételezett időpontja pedig $t_0 = 2\,453\,011$ JD.

SN 2004dj

Az utóbbi két évtized egyik legfényesebbnek látszó, legközelebbi ismert szupernóvája, amelyet egy japán amatőr csillagász, K. Itagaki fedezett fel 2004 júliusában (lásd Nakano és mtsai, 2004; Patat és mtsai, 2004). Hamarosan kiderült, hogy a mintegy 3,5 Mpc távolságban lévő, NGC 2403 jelű galaxisban feltűnt szupernóva szülőcsillaga egy korábban azonosított kompakt csillaghalmaz, a Sandage-96 egyik tagja. Az SN 2004dj a kezdetektől fogva kutatócsoportunk érdeklődési körébe tartozik: az első év során összegyűlt adatokból levont konklúziókat Vinkó és mtsai (2006) ismertették, s szintén a szegedi csoport vezetésével folyó kutatások során sikerült meghatározni a Sandage-96 halmaz főbb fizikai tulajdonságait (Vinkó és mtsai, 2009). A halmaz paramétereinek és becsült életkorának felhasználásával számolva a szupernóva lehetséges szülőcsillaga egy 12 és 20 naptömeg közé eső, kék óriáscsillag. A szupernóva szülőgalaxisának becsült távolsága – kutatócsoportunk korábbi eredményei alapján – $3,5 \pm 0,3$ Mpc, a robbanás időpontja pedig $t_0 = 2\,453\,187$ JD (Vinkó és mtsai, 2006).

SN 2005ad

Szintén K. Itagaki fedezte fel az NGC 941-ről készült, szűrő nélküli CCD-képein az SN 2005ad jelű, $17,^m4$ fényességű szupernóvát 2005. február 6-án (lásd Nakano és Itagaki, 2005). A felfedezést követő első spektrumokon (Morrell és mtsai, 2005) látszó, erős, kék oldali kontinuum arra utal, hogy a szupernóva felfedezése a nagyon korai fázisban történt; ugyanakkor – további, részletes vizsgálatok hiányában – a robbanás pontos időpontja nem ismert. Az adatok hiánya miatt az objektum pontos klasszifikációja is nehéz, de néhány szerző (Smartt és mtsai, 2009; Li és mtsai, 2011) II-P típusúként említi, így ezt a szupernóvát is belevettem a vizsgálandó mintába. Li és mtsai (2011) vizsgálatai szerint a szülőgalaxis távolsága $20,8 \pm 5,0$ Mpc.

SN 2005af

Az SN 2004dj-hez hasonlóan közeli és fényes (felfedezésekor $V = 12,^m8$) szupernóva-robbanás az NGC 4945 galaxisban történt; a felvillanó objektumot először Jacques és Pimentel (2005) észlelték február 8-án. Filippenko és Foley (2005) spektroszkópiai vizsgálataik alapján a II-P típusba sorolták. Pereyra és mtsai (2006) optikai polarimetriai méréseket végeztek a szupernóváról a fotoszferikus és a korai nebuláris fázisban, míg Kotak és mtsai

(2006) és Kotak (2008) a közép-infravörös tartományban detektált Spitzer-adatokat közöltek ebből az időszakból (a részleteket lásd később). Vizsgálataimhoz az előbbi cikkből vettem a szükséges adatokat ($D = 3,9 \pm 0,6$ Mpc, $t_0 = 2\,453\,379$ JD).

SN 2005cs

A szupernóva a közeli, látványos Szélkerék-galaxisban (M51, NGC 5194) tűnt fel, felfedezését Kloehr és mtsai (2005) jelentették be június 28-án; az első spektroszkópai adatok alapján a II-es típusba sorolták (Modjaz és mtsai, 2005). Közelsége és a szülőgalaxis jó láthatósága okán az SN 2005cs több szervezett észlelőkampány célpontja is volt: Pastorello és mtsai (2006), valamint Dessart és mtsai (2008) optikai fotometriai és spektroszkópai mérések, míg Brown és mtsai (2007) a Swift-űrtávcső ultraibolya-optikai és röntgendetektorával felvett adatok felhasználásával tanulmányozták az objektumot. A vizsgálatok alapján az SN 2005cs a II-P-k átlagosnál alacsonyabb luminozitású, ^{56}Ni -szegény, alacsony tágulási sebességű képviselői közé tartozik, amit a hosszabb adatsorokra épülő tanulmányok is megerősítenek (Tsvetkov és mtsai, 2006 – optikai fotometria; Gnedin és mtsai, 2007 – optikai fotometria és polarimetria; Pastorello és mtsai, 2009 – optikai és közeli infravörös fotometria, optikai spektroszkópia). A szülőcsillag tömegének meghatározására is komoly erőfeszítések zajlottak. Az első éves adatok és a robbanás előtti felvételek elemzése révén kapott eredmények többnyire 7 és $13 M_{\odot}$ közé estek (Maund és mtsai, 2005; Li és mtsai, 2006; Takáts és Vinkó, 2006; Eldridge és mtsai, 2007), de Utrobin és Chugai (2008) ennél jóval nagyobb, $17\text{--}19 M_{\odot}$ körüli értéket határozott meg. A témával kapcsolatos, legújabb cikkben Pastorello és mtsai (2009) a szülőcsillag-tömegre 10 és $15 M_{\odot}$ közé eső értéket állapítottak meg. A szülőgalaxis távolságának – különböző módszerekkel meghatározott – értékei $5,9\text{--}9,4$ Mpc közötti szórást mutatnak (Feldmeier és mtsai, 1997; Pastorello és mtsai, 2006; Takáts és Vinkó, 2006; Dessart és mtsai, 2008). Vinkó és mtsai (2012) – az azonos galaxisban felrobbant SN 2011dh-ről készült mérési adatokat is elemezve – újabb számításokat végeztek az M51 távolságát illetően, s eredményül $8,4 \pm 0,7$ Mpc-et kaptak. Saját munkámhoz ezt az értéket használtam, míg a robbanás időpontját $t_0 = 2\,453\,550$ JD-nek (Pastorello és mtsai, 2006) vettem.

SN 2006bc

Az SN 2006bc-t R. Martin fedezte fel 2006. március 24-én az NGC 2397 galaxisban, $16^{\text{m}}0$ -s szűrő nélküli fényességnél (Monard és mtsai, 2006). Az első spektrumok alapján (Patat és mtsai, 2006) még nem lehetett egyértelműen osztályozni a szupernóvát, de a hidrogén-emisszió jelenléte és két II-P szupernóva (2005cs, 2006at) fotometriai színfejlődésével mutatott hasonlóság okán Immler és Brown (2006) az SN 2006bc-t is II-P típusúnak sorolta be. Smartt és mtsai (2009) sikertelenül próbálták meg azonosítani a szülőcsillagot a robbanás előtti HST-képeken, így annak felső tömeghatáraként $12 M_{\odot}$ -et állapítottak meg. Szintén a Hubble-űrtávcsövet használva Otsuka és mtsai (2012) késői (>500 nap) optikai

fotometriai adatokat rögzítettek, míg Brown és mtsai (2009) a Swift-űrtávcső UVOT detektorával vizsgálták az objektumot. A mi csoportunk vizsgálataival egyidejűleg Gallagher és mtsai (2012) további nagyműszeres adatok felhasználásával összetett optikai és infravörös analízist készítettek a szupernóváról és közvetlen környezetéről (a részleteket lásd később). Az irodalomból átvett adatok: a szülőgalaxis kinematikai adatai alapján becsült távolsága ($D = 14,7 \pm 2,6$ Mpc, Smartt és mtsai, 2009), a robbanás időpontja $t_0 = 2\,453\,819$ JD (Gallagher és mtsai, 2012).

SN 2006bp

Szintén K. Itagaki által felfedezett szupernóva (Nakano és Itagaki, 2006a); 2006. április 9-én, 16^m7 -s szűrő nélküli fényességgel tűnt fel az NGC 3953 jelű galaxisban. A korai spektroszkópiái (Quimby és mtsai, 2006, 2007; Dessart és mtsai, 2008) és fotometriai adatok (Quimby és mtsai, 2007; Dessart és mtsai, 2008 – optikai; Immler és mtsai, 2007; Dessart és mtsai, 2008; Brown és mtsai, 2009 – UV és röntgen) alapján az SN 2006bp egy klasszikus II-P szupernóva, amelyet ráadásul alig néhány órával az ún. *optikai kifakadás* (*shock breakout*, a robbanási hullám és a táguló gázanyag kölcsönhatásának azon pillanata, mikor a keltett fotonok számára optikailag vékony lesz a közeg) után sikerült felfedezni; ezzel pedig ez az objektum számít rekordernek az ismert II-P-k között. Dessart és mtsai (2008) cikke alapján a szupernóva távolságát $D = 17,5 \pm 0,8$ Mpc-nek, a robbanás időpontját pedig $t_0 = 2\,453\,833$ JD-nek vettem.

SN 2006my

A japán szupernóva-vadász felfedezése az SN 2006my is (lásd Nakano és Itagaki, 2006b), amelyet 2006. november 8-án talált az NGC 4651 jelű galaxisban, 15^m3 -s szűrő nélküli fényességnél, jóval a maximális fényesség bekövetkezése után. Stanishev és Nielsen (2006) az első spektrumok alapján II-P típusúként kategorizálta az objektumot, míg Li és mtsai (2007), valamint Maguire és mtsai (2010) további optikai spektroszkópiái és fotometriai adatelemzést közöltek mind a fotoszferikus, mind a korai nebuláris fázisból. Chornock és mtsai (2010) a nebuláris fázisban optikai spektropolarimetriai vizsgálatokat is végeztek, amelyek alapján viszonylag nagymértékű aszfericitást mutattak ki a centrális tartomány környékén. Ez magának a robbanásnak a gömbszimmetriától való eltérésére utal, amit ugyan a szupernóvák esetében általában is feltételeznek, de ennek közvetlen kimutatása eddig csak kevés esetben sikerült. A HST, valamint földi nagy távcsövek robbanás előtti és utáni felvételeinek elemzése alapján a szupernóva szülőcsillaga egy 7 - $13 M_{\odot}$ közötti vörös szuperóriás lehetett (Li és mtsai, 2007; Leonard és mtsai, 2008; Smartt és mtsai, 2009; Crockett és mtsai, 2011). A szülőgalaxis távolsága Solanes és mtsai (2002) tanulmánya alapján $D = 22,3 \pm 2,7$ Mpc, a robbanás becsült időpontja pedig $t_0 = 2\,453\,943$ JD (Maguire és mtsai, 2010).

SN 2006ov

Sok szempontból hasonlít az SN 2006my-re. Ezt a szupernóvát is K. Itagaki fedezte fel (2006. november 24., NGC 4303 galaxis, $14,^m9$ -s szűrő nélküli fényesség; lásd Nakano és Itagaki, 2006c), és mint a korai vizsgálatokból (Blondin és mtsai, 2006; Li és mtsai, 2007) kiderült, szintén egy, a fotoszferikus fázis végén talált II-P szupernóváról van szó. Szintén hasonlóság, hogy Chornock és mtsai (2010) az SN 2006ov esetében is késői centrális aszfericitásra utaló jeleket találtak a spektrofotometriai adatsoruk elemzése során. Li és mtsai (2007) $15_{-3}^{+5} M_{\odot}$ -ben állapították meg a szülőcsillag lehetséges tömegét, de a későbbi vizsgálatok (Smartt és mtsai, 2009; Crockett és mtsai, 2011) szerint a szülőobjektum tömege nem lehetett több $10 M_{\odot}$ -nél. Smartt és mtsai (2009) cikke alapján a szülőgalaxis távolsága $D = 12,6 \pm 2,4$ Mpc, a robbanás időpontjára $t_0 = 2\,453\,964$ JD-t (Li és mtsai, 2007) találtam az irodalomban.

SN 2007oc

A Chilei Automatikus Szupernóva-kereső Program (Chilean Automatic Supernova Search) találta meg a szupernóvát az NGC 7418A jelű galaxisban 2007. november 3-án (Pignata és mtsai, 2007). További adatok hiányában sem a robbanás időpontja, sem a pontos klasszifikációja nem ismert; ugyanakkor az ASIAGO szupernóva-katalógus² (Barbon és mtsai, 2008) II-P típusúként hivatkozik rá. A galaxis távolságára egy adatot találtam az irodalomban ($D = 28,0$ Mpc, Gil de Paz és mtsai, 2007).

3.3. A Spitzer-adatok feldolgozása és kiértékelése**3.3.1. A közép-infravörös fotometriai adatok feldolgozása**

A Spitzer-adatbázisban szereplő mérési adatok többféle, különböző szintű előfeldolgozási folyamatokon átesett formában érhetőek el. A letölthető adatok első szintjét az ún. BCD-képek (Basic Calibrated Data) jelentik, amelyek a nyers felvételeken elvégzett, automatikus kalibrációs és képkorrekciós eljárások eredményei. A tudományos analízishez ennél magasabb szintű, több BCD-kép felhasználásával készített, ún. PBCD (post-BCD) mozaikképekre van szükség. Az adatbázisban megtalálhatóak az automatikusan előállított PBCD-mozaikok, ugyanakkor a BCD- és a szintén letölthető kalibrációs adatok segítségével saját mozaikképek készítésére is van lehetőség.

IRAC

Kutatómunkám első fázisában, az SN 2004dj vizsgálata során mind a saját előállítású, mind a készen letöltött IRAC-mozaikképeken elvégeztem a célobjektum fotometriai elemzését. A saját IRAC PBCD-mozaikok előállításához az *IRACproc* nevű szoftvert (Schuster

²<http://graspa.oapd.inaf.it>

Név	RA (J2000)	DEC (J2000)	Galaxis	Robbanás időpontja	JD – 2 450 000	D (Mpc)	Hivat- kozások
SN 2003J	12:10:57.7	+50:28:31.8	NGC 4157	2003.01.11. [†]	2651 [†]	14,7	1
SN 2003hn	03:44:36.1	−44:37:49.0	NGC 1448	2003.08.07.	2859	18,1	2-4
SN 2003ie	12:03:18.1	+44:31:36.8	NGC 4051	2003.08.16.	2868	15,5	5-7
SN 2004A	16:43:01.9	+36:50:12.5	NGC 6207	2004.01.06.	3011	20,3	8
SN 2004dj	07:37:17.0	+65:35:57.8	NGC 2403	2004.06.17.	3187	3,5	9
SN 2005ad	02:28:29.4	−01:08:20.0	NGC 941	2005.02.06. [†]	3407 [†]	20,8	10
SN 2005af	13:04:44.1	−49:33:59.8	NGC 4945	2005.01.07.	3379	3,9	11
SN 2005cs	13:29:52.8	+47:10:36.1	NGC 5194	2005.06.28.	3550	8,4	12-15
SN 2006bc	07:21:16.5	−68:59:57.3	NGC 2397	2006.03.24.	3819	14,7	6, 16
SN 2006bp	11:53:55.7	+52:21:09.4	NGC 3953	2006.04.07.	3833	17,5	17
SN 2006my	12:43:40.7	+16:23:14.1	NGC 4651	2006.07.26.	3943	22,3	18-20
SN 2006ov	12:21:55.3	+04:29:16.7	NGC 4303	2006.08.16.	3964	12,6	6, 19
SN 2007oc	22:56:41.8	−36:46:22.3	NGC 7418A	2007.11.03. [†]	4408 [†]	28.0	21

1. táblázat. A vizsgált szupernóvák legfontosabb adatai.

Hivatkozások: (1) Tonry és mtsai, 2001; (2) Jones és mtsai, 2009; (3) Krisciunas és mtsai, 2009; (4) Olivares és mtsai, 2010; (5) Pierce és Tully, 1988; (6) Smartt és mtsai, 2009; (7) Harutyunyan és mtsai, 2008; (8) Hendry és mtsai, 2006; (9) Vinkó és mtsai, 2006; (10) Li és mtsai, 2011; (11) Kotak és mtsai, 2006; (12) Pastorello és mtsai, 2006; (13) Baron és mtsai, 2007; (14) Pastorello és mtsai, 2009; (15) Vinkó és mtsai, 2012; (16) Gallagher és mtsai, 2012; (17) Dessart és mtsai, 2008; (18) Solanes és mtsai, 2002; (19) Li és mtsai, 2007; (20) Maguire és mtsai, 2010; (21) Gil de Paz és mtsai, 2007.

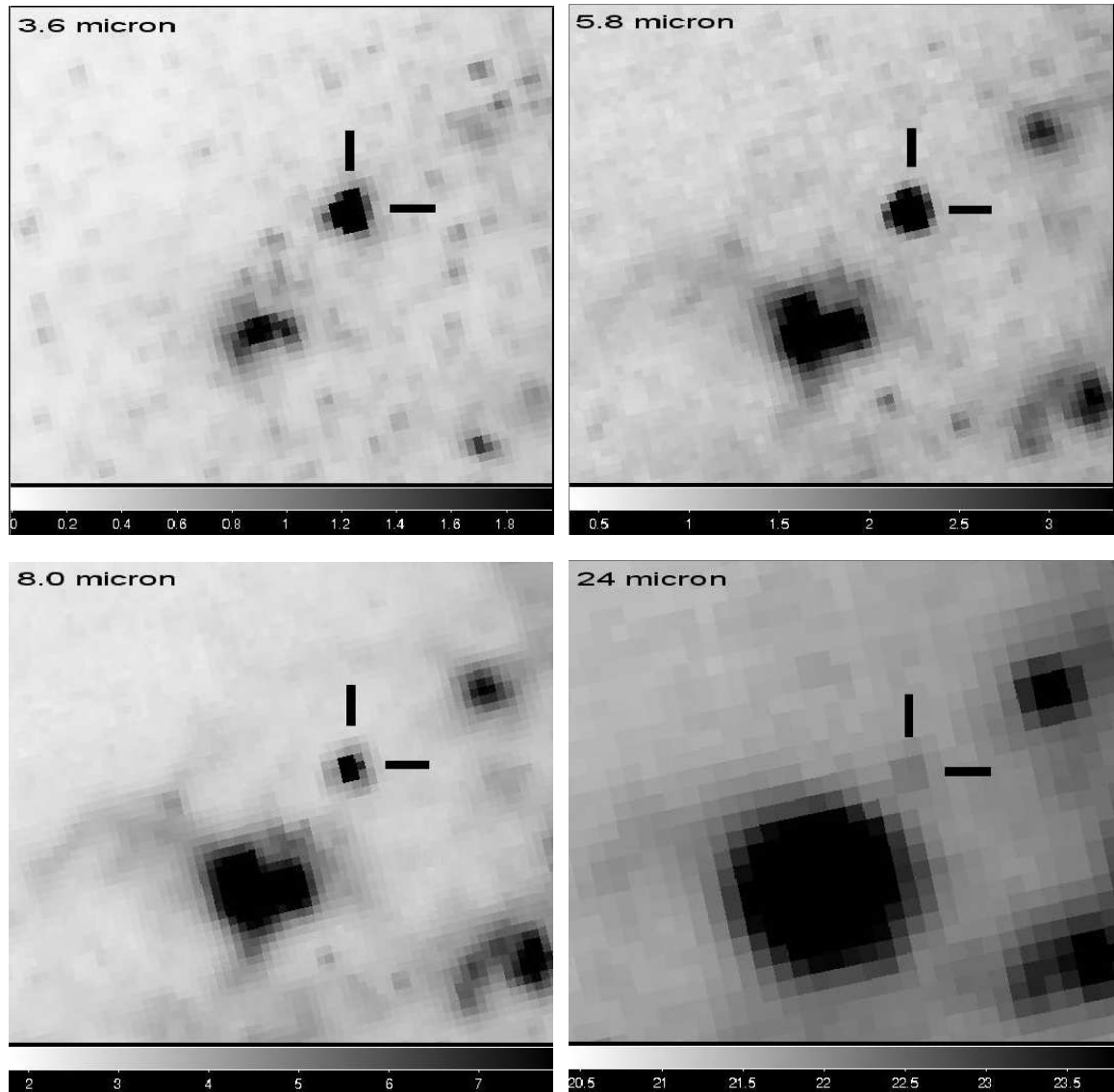
([†]) A felfedezés napja (a robbanás időpontja ismeretlen).

és mtsai, 2006) használtam. Az így elkészített mozaikok pixelskálája (0,86''/pixel) eltér a kamera eredeti felbontásától, amit a szoftveres fotometriai kiértékelés során figyelembe kellett venni.

Az SN 2004dj könnyen azonosítható volt az IRAC-képeken (lásd az 6. ábrát). A szupernóvát jelző pontforrás fluxusainak kiméréséhez első lépésként ún. *apertúra-fotometriát* végeztem, amit az *IRAF* (Image Reduction and Analysis Facility) szoftvercsomagba épített phot tasc és általam írt vezérlőskriptek segítségével valósítottam meg. Ezen eljárás során az objektum fluxusát egy kör alakú apertúra, a levonandó háttérfluxus értékét pedig egy, az apertúrával koncentrikus gyűrű segítségével definiáljuk. Az apertúrasugarat az SN 2004dj esetében 2,4''-nek, a háttér-mintavételező gyűrű sugarait pedig 2,4''-nek, illetve 7,2''-nek állítottam be.

A Spitzer fotometriai detektorai (hasonlóan más infravörös, illetve még hosszabb hullámhosszakon érzékeny eszközökhöz) ún. *felületi fényességet*, azaz egységnyi térszögre (szteradiánban megadva, a továbbiakban sr) vonatkozó *spektrális fluxussűrűséget* (másképp nevezve *monokromatikus fluxust*) detektálnak. Monokromatikus fluxus (F_v) alatt az egységnyi felületre egységnyi idő alatt, egységnyi frekvenciatartományban beeső elektromágneses sugárzást értjük:

$$F_v = \frac{E}{A \cdot t \cdot \Delta\nu}, \quad (30)$$



6. ábra. Az SN 2004dj környezetét mutató PBCD-képek (2004.10.12.): IRAC 3,6 μm (bal felső), 5,8 μm (jobb felső), 8,0 μm (bal alsó), valamint MIPS 24,0 μm (jobb alsó). A képek szürkeskáláit a jobb láthatóság kedvéért invertáltam.

amelynek az asztrofizikában szokásos mértékegysége a jansky ($1 \text{ Jy} = 10^{26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). A Spitzer-képekről közvetlenül meghatározható felületi fényesség mértékegysége MJy/sr. Ezt első lépésben monokromatikus fluxussá kell átszámolni, azaz meg kell szorozni az egy pixelre eső térszög nagyságával (sr/pixel). Második lépésként egy ún. *apertúra-korrekción*t kell végrehajtani. Ennek oka, hogy a Spitzer detektorainak fotometriai kalibrációja során egy rögzített apertúrasugárral (az IRAC kamera esetében ez $12''$ volt) mérték meg a kiválasztott csillagok fluxusait; ezért, ha ettől eltérő apertúra-konfigurációt használunk, akkor a szoftveresen meghatározott fluxusértékeket meg kell szorozni egy, az adott konfigurációhoz rendelt C korrekciós faktorial. A fentiek alapján az IRAC-képeken kimért felületi fényességekből (S) az alábbi összefüggés alapján kaptam Jy-ben vett monokromatikus fluxust (Reach és mtsai, 2006 alapján):

$$F_v = S[\text{MJy/sr}] \cdot 33,846 \cdot 10^{-6} \cdot C, \quad (31)$$

Az analízis további részében hullámhossz-térben számolt fluxusokra (F_λ) volt szükségem; ezek a $c = v \cdot \lambda$ formula (ahol c a fénysebesség), valamint a

$$\lambda \cdot F_\lambda = v \cdot F_v \quad (32)$$

összefüggés felhasználásával így kaphatók meg:

$$F_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} \cdot F_v. \quad (33)$$

F_λ -t az asztrofizikai berkekben elterjedt módon CGS-mértékegységbe ($\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$) számoltam át (ahol $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$).

Az analízist elvégeztem nagyobb sugarú konfigurációval ($3,6''$ – $3,6''$ – $8,4''$) is, de jelentős eltéréseket nem tapasztaltam. Nagyobb apertúránál ugyanakkor megnő a kockázata, hogy az objektum- vagy a háttérfluxusba egyéb infravörös fényforrás (pl. egy közeli gázfelhő) járulékát is belemérjük, így az eredeti konfigurációval számolt fluxusokat tekintettem véglegesnek. A használt apertúra-korrekcións faktorokat a 2. táblázatban tüntettem fel.

Az IRAF-es apertúra-fotometriát elvégeztem az SHA adatbázisból letöltött PBCD-mozaikok esetében is. Ezekre a képekre – további, független ellenőrzés céljából – a Spitzer-központ munkatársai által fejlesztett *MOsaicker and Point source EXtractor* (MOPEX³) nevű szoftverrel is meghatároztam az SN 2004dj IRAC-fluxusait, az IRAF-es fotometria esetében alkalmazott apertúra-konfigurációt használva. A készen letöltött PBCD-mozaikképek felbontása $0,6''/\text{pixel}$, ami eltér mind az eredeti BCD-, mind az IRACproc-cal előállított PBCD-képek felbontásától; az apertúra-paraméterek beállításakor természetesen ezt is figyelembe vettem. A háromféle fluxusmérés eredményei 10 százalékos hibahatáron belül egyeznek (ez a fotometriai Spitzer-adatok átlagos becslés megbízhatósága).

³<http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysis/tools/mopex/>

Mivel az SN 2004dj részletes vizsgálata során úgy találtam, hogy az SHA adatbázisból készen letöltött PBCD-képeken elvégzett fotometria önmagában is kellően megbízható (legalábbis az ezeken, illetve a saját előállítású mozaikokon kimérhető fluxusok eltérése jóval kisebb, mint az IRAC fotometriai pontosságának tekintett 10 százalékos hibahatár), ezért a munkám második fázisában vizsgált objektumok esetében már csak a letöltött PBCD-képeken végeztem el a fotometriai analízist.

Kutatómunkám ezen szakaszában olyan II-P típusú szupernóvákat kerestem a Spitzer-adatbázisban, amelyekről az IRAC detektorral legalább két különböző időpontban készült mérés, és ezeket (vagy egy részüket) mások még nem dolgozták fel, illetve nem publikálták. Összesen 12 olyan objektumról találtam adatokat, amelyekre a fenti követelmény teljesült; ezek összes publikus PBCD-adatát letöltöttem. Néhány esetben az adott szupernóva azonosítása nehézségekbe ütközött; ennek oka vagy az objektum halványasága (ezt okozhatja a nagy távolság vagy a robbanás óta eltelt túl hosszú idő), vagy a közvetlen környezet (például egy, infravörösben intenzíven sugárzó gázfelhő) magas háttérfényessége volt.

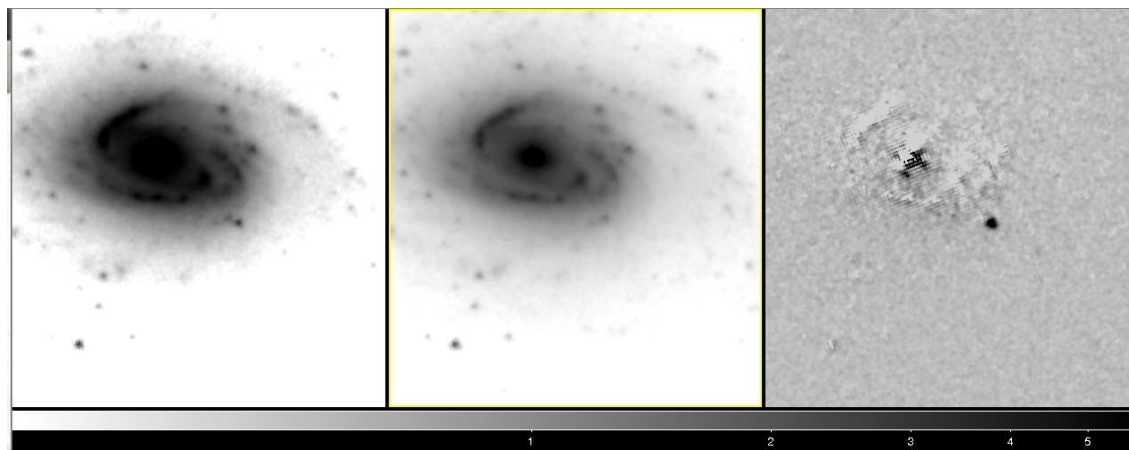
Az ilyen esetekben szokásos eljárás az ún. *képkivonásos technika*, amelyet korábban több szupernóva Spitzer-adatainak elemzése során is sikerrel alkalmaztak (lásd pl. Meikle és mtsai, 2006, 2007; Kotak és mtsai, 2009). Az eljárás első lépéseként keresni kell az adott galaxisról egy, a robbanás előtt (azonos detektorral, azonos csatornán) készített ún. sablonfelvételt (*template*), amelyet le kell vonni a robbanás utáni képekből. Ahhoz, hogy ez a művelet elvégezhető legyen, a két képen szereplő csillagok PSF-profiljait és intenzitásait azonos szintre kell skálázni (a sablonképet használva referenciaként).

A mintából mindössze két objektum, az SN 2005cs és az SN 2006ov esetében találtam robbanás előtti IRAC-képeket a szülőgalaxisról. Ezek esetében a PSF- és intenzitásskálázást az IRAF `psfmatch` és `linmatch` nevű taszkjaival végeztem el, míg a képlevonás az `imarith` taszk segítségével történt. Sajnos az eredményül kapott FITS-képek mindkét esetben – elsősorban a Spitzer missziójának korai fázisában készülő sablonfelvételek gyenge minősége miatt – alkalmatlanok voltak az elemzések segítésére.

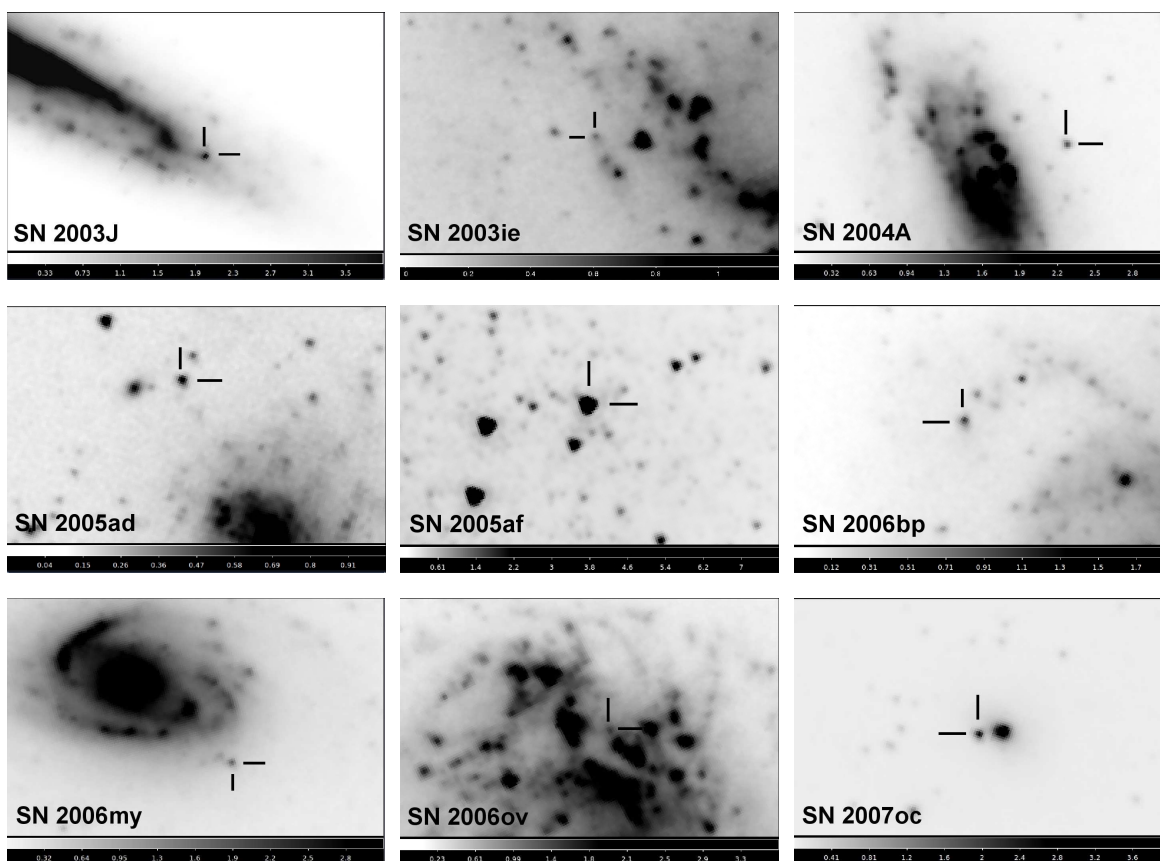
Meikle és mtsai (2006) munkájához hasonlóan néhány esetben úgy is alkalmaztam a képkivonásos technikát, hogy sablonképnek a robbanást követő, legkésőbbi felvételt használtam, ha azon a szupernóva már csak nagyon halványan látszott (7. ábra). Ez a módszer viszont csak azoknál az objektumoknál működött megfelelően, amelyeknél az azonosítás nélkül is kivitelezhető volt (bár megerősítő lépésnek kétségtelenül hasznos volt).

A vizsgált 12 szupernóva közül végül kilencet sikerült egyértelmű pontforrásként azonosítanom az IRAC-képeken (8. ábra), míg három objektum (SN 2003hn, SN 2005cs, SN 2006bc) esetében ez sem az eredeti, sem a képkivonással létrehozott felvételeken nem sikerült (ahogyan azt a 3.2. fejezetben említettem, az SN 2006bc esetében történtek párhuzamos vizsgálatok, ennek részleteit a fejezet későbbi részében ismertetem). A kilenc, sikeresen azonosított objektum esetében részletes fotometriai analízist végeztem el.

A szupernóvák fényességértékeit eredetileg ún. PSF-fotometria által terveztem megha-



7. ábra. A képkivonásos technika bemutatása az SN 2006my 3,6 mikronos IRAC-csatornán készült felvételeivel. Bal oldalon a robbanást követő 205., középen az 559. napon készült felvétel (utóbbi szolgált referenciaképként), míg a jobb oldalon az utóbbi kivonásával keletkező eredménykép. A képek szürkescáláit a jobb láthatóság kedvéért invertáltam.



8. ábra. A kutatómunka második szakaszában vizsgált objektumok halmazából sikeresen azonosított 9 szupernóva a Spitzer IRAC detektorának 4,5 mikronos csatornáján rögzített PBCD-képein. A látómező mindegyik felvétel esetében $100'' \times 60''$; az északi irány felfelé, a keleti irány balra van. A képek szürkescáláit a jobb láthatóság kedvéért invertáltam.

Apertúra- konfiguráció	Korrekciós faktor			
	3,6 μm	4,5 μm	5,8 μm	8,0 μm
2,4–2,4–7,2	1,213	1,234	1,379	1,584
3,6–3,6–8,4	1,124	1,127	1,143	1,234
6–14,4–24,0	1,049	1,050	1,058	1,068

2. táblázat. A vizsgált szupernóvák IRAC-képeken végzett apertúra-fotometriája során használt apertúraméretetek és a konvertálás során használt korrekciós faktorok. Az adott apertúra-konfiguráció esetében az első szám az apertúra gyűrűsugarának, a második és harmadik szám pedig a háttér mintavételezéséhez használt gyűrű belső és külső sugarának ívmásodpercben megadott értéke.

tározni. Az ún. *pontkiszélesedési függvény* (Point Spread Function - PSF) a távcsőnek, a detektornak és – földfelszíni megfigyelés esetén – a légkörnek az átviteli függvénye egy pontszerű fényforrásra (például egy csillagra) vonatkoztatva. Optimális esetben ez egy diffrakcióhatárolt kép lenne (Airy-féle elhajlási korong és gyűrűk), de a különböző instabilitások hatására a fény szóródik, és egy kiterjedt, kifelé egyre halványuló képet mutat (jó közelítéssel egy két dimenziós Gauss-felületet). A csillagok képére, azaz az intenzitás, x , y felületre (ahol x és y a pixelkoordináták) kell illesztenünk egy kétdimenziós felületet. Gyakorlatban az egy képhez tartozó PSF-et úgy lehet meghatározni, hogy a látómezőben elhelyezkedő, magányos (de viszonylag fényes) csillagok profiljait átlagoljuk, és erre illesztünk egy analitikus függvényt, majd kiszámítjuk az átlagolt csillagprofiloknak a függvénytől való eltérését. A két térfogat kiintegrálásával nyert érték a csillag intenzitásával lesz arányos.

A PSF-fotometria alkalmazására általában akkor van szükség, ha zsúfolt csillagmezőnk van, vagy ha a kimérendő forrás környezetében túl inhomogén a háttér. Utóbbi a vizsgált szupernóva-felvételek többségét jellemezte is; ugyanakkor a képeken meglehetősen kevés olyan, relatíve fényes pontforrás van, amelyek megfelelőek lennének a megbízható PSF-fotometriához. Mivel a kilenc azonosított szupernóva tisztán látszik az IRAC-képeken, ezért végül ezen szupernóvák IRAC PBCD-képein is apertúra-fotometria segítségével határozta meg a fluxusokat a fentebb vázolt módon. Jellemzően a 3,6''–3,6''–8,4'' apertúra-konfigurációt használtam; ettől csak az SN 2003J és az SN 2007oc esetében (2,4''–2,4''–7,2'' konfiguráció), valamint a közeli, fényes SN 2005af esetében (6,0''–14,4''–24,0'' konfiguráció) tértem el. A második körben vizsgált szupernóvák, valamint az SN 2004dj IRAC-fotometriája során használt apertúra-korrekciós faktorok értékei a 2. táblázatban láthatók.

Néhány esetben kísérletet tettem a szupernóva-fluxusok kimérésére a képkivonások során keletkező eredményképeken is. A különböző időpontokban készült Spitzer-képek egymásból való kivonása azonban a legtöbb esetben fotometriai analízisre alkalmatlan képeket eredményezett. Néhány, levonás utáni eredménykép esetében ugyan lett volna értelme fotometriai analízist végezni, de ezeknél a referenciaképek szintén mind a robbanást követően készültek – így csak relatív fluxusmérésekre adtak volna lehetőséget. Ezért a további munkához végül csak az eredeti képeken kimért szupernóva-fluxusokat használtam fel.

MIPS

Az SN 2004dj-ről készített Spitzer-képek között több, a MIPS 24 mikrométeres csatornáján készített felvétel is szerepel az SHA-adatbázisban, amelyek BCD és PBCD-változatait (az IRAC-adatokhoz hasonló módon) egyaránt letöltöttem. A BCD-képekből való saját mozaikelőállítás összetettebb folyamat, mint az IRAC-képek esetében, ezért ehhez a Spitzer-adatok feldolgozásában nagy rutinnal rendelkező, külföldi együttműködő kollégáim (Gáspár András és Miwa Block, University of Arizona) segítségét kértem. Ők a mozaikképeket egy speciális szoftver (DAT, lásd Engelbracht és mtsai, 2007) segítségével állították elő – ezen képek végső felbontása $1,245''/\text{pixel}$ lett.

A MIPS-adatok esetében a PBCD- és a kollégáim által előállított mozaikokon először – az IRAC-képekhez hasonlóan – egyszerű apertúra-fotometriát végeztem, $3,5''$ apertúrasugárral és $6''$ -tól $8''$ -ig tartó gyűrűsugarakkal. A MIPS-képek tekintetében ez meglehetősen szűk apertúrának számít, de a forrás közelében lévő, nagy kiterjedésű, fényes régió (feltehetően egy, a környező, forró csillagok sugárzása által ionizált hidrogénből álló gázfelhő) ezt tette szükségessé. A MJy/sr egységekben kapott felületifényesség-értékeket (31)-hez hasonló módon az alábbi formulával váltottam át monokromatikus fluxusokká:

$$F_{\nu} = S[\text{MJy/sr}] \cdot 141,07 \cdot 10^{-6} \cdot C, \quad (34)$$

majd pedig (32) és (33) összefüggések alapján F_{λ} értékekké.

Ezt követően a kreált mozaikképek esetében PSF-fotometria alkalmazásával is ellenőriztem az apertúra-fotometria révén kapott eredményeket. A MIPS-képek kiértékelése során nem volt szükség a PSF-ek fentebb vázolt, fényes pontforrások alapján történő meghatározására (ezen a hullámhosszon, ahol leginkább a kiterjedt por- és gázfelhők sugárzása dominál, erre eleve sem nagyon lett volna lehetőség), mivel a Spitzer-misszió központi honlapján elérhető⁴ az űrtávcső detektoraihoz használható, ún. empirikus PSF-ek. A MIPS 24 mikrométeres csatornájához javasolt, letölthető PSF használatával végeztem el a fotometriai eljárást az IRAF daophot taszkjának használatával.

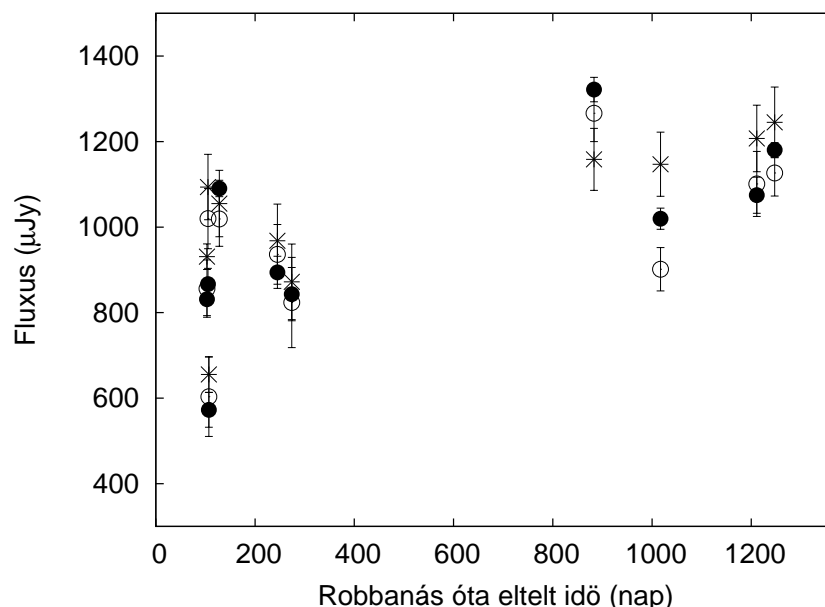
A MIPS-adatokból kinyerhető fluxusokat így szintén három különböző módon (kreált PBCD-képek: apertúra- és PSF-fotometria, letöltött PBCD-képek: apertúra-fotometria) határoztam meg; ezek összehasonlítása a 9. ábrán látható. Egy időpont kivételével a három fluxusérték eltérése egymástól itt is kisebb, mint a megbízhatósági küszöbnek tekintett 10 százalék.

A második körben vizsgált, sikeresen azonosított kilenc szupernóva közül öt esetében (SN 2003J, SN 2003ie, SN 2005af, SN 2006bp, SN 2006my) készültek mérések a MIPS detektor 24 mikronos csatornáján. Hasonlóan az IRAC-képekhez, az SN 2004dj analízise során szerzett tapasztalatok alapján a második minta MIPS-adatai esetében is csak a letöltött, $2,45''/\text{pixel}$ képskálájú PBCD-mozaikokon mértem ki a célobjektumok fényességér-

⁴<http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/>

Apertúra-konfiguráció	Korrektíós faktor
3,5–6,0–8,0	2,78
5,0–5,0–12,0	2,12

3. táblázat. A vizsgált szupernóvák MIPS-képeken végzett apertúra-fotometriája során használt apertúraméretetek és a konvertálás során használt korrekciós faktorok.



9. ábra. Az SN 2004dj 24 mikrométeres MIPS-mérésekből származó fotometriai adatainak összehasonlítása: letöltött PBCD-képek – apertúra-fotometria (telt körök), saját mozaikok – apertúra- és PSF-fotometria (üres körök, illetve keresztek).

tékeit, apertúra-fotometria alkalmazásával. Ehhez a 3,5–6–8 konfigurációt használtam, kivéve a közeli, fényes SN 2005af esetét, ahol az 5–5–12 konfiguráció volt a legmegfelelőbb. A fluxuskonverzió során szükséges apertúra-korrektíós faktorokat a MIPS webes adatfeldolgozási útmutatója alapján határoztam meg (Engelbracht és mtsai, 2007), értékeiket a 3. táblázatban tüntettem fel.

IRS/PUI

Az SN 2004dj, az SN 2005af és az SN 2006my esetében az IRS/PUI üzemmódban készített képeim is lehetett detektálni pontforrást a szupernóvák koordinátáin. Ezeket a széles sávú fotometriai méréseket a MOPEX szoftverrel értékeltem ki. A szoftver közvetlenül Jy-ben számolt fluxusokat adott meg eredményként, ezért az IRS/PUI-adatoknál csak az F_λ értékekre való átszámítás volt szükséges. A PUI-adatokat csak nagyságrendi összehasonlítások céljára használtam (lásd később), az analízis későbbi részében (a mintegy 5 mikrométer széles sávban felvett fotometriai adatok pontosságának kismértékű megbízhatósága miatt) ezeket nem vettem figyelembe.

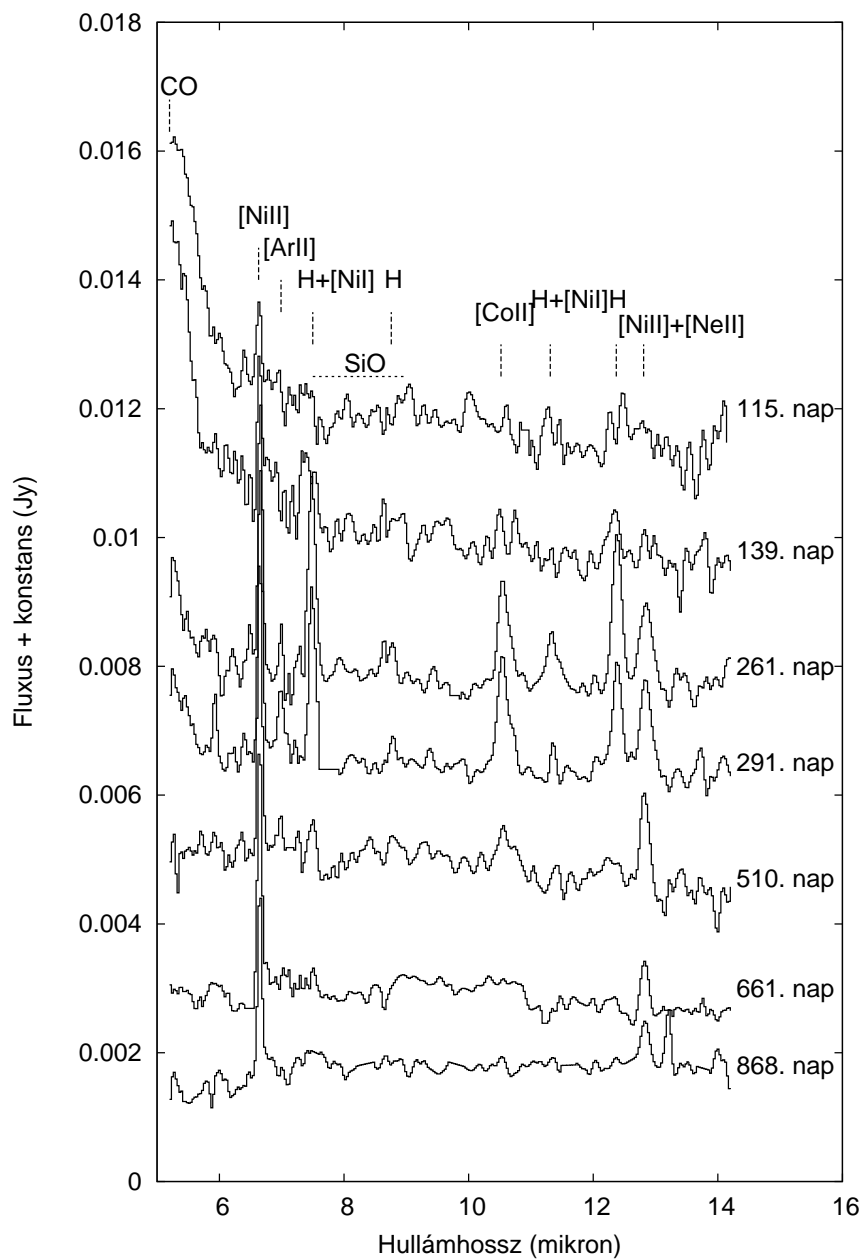
Az SN 2004dj Spitzer-fotometriája során kimért fluxusértékeket a Függelékben, az A.1. és A.2. táblázatokban mutatom be. Az IRAC- és MIPS-fluxusok a különböző módszerekkel meghatározott értékek átlagaiból lettek kiszámolva, a zárójelekben jelzett hibák pedig ezek korrigált empirikus szórásait jelzik; az IRS/PUI-adatok esetében pedig a hiba a MOPEX-szoftver által számolt szórási érték. Megjegyzendő, hogy a robbanást követő 98. és 123. nap között felvett Spitzer-mérések elemzését korábban Kotak és mtsai (2005) is közzétették. Az általam meghatározott fluxusok alapvetően konzisztensek az ő eredményeikkel, kivéve egykét, a 4,5 és 24 mikrométeres csatornákon rögzített adatot. A kis eltérések oka lehet, hogy Kotakék más szoftverrel végezték a fotometriai analízist, ráadásul a MIPS-adatok esetében nagyobb sugarú apertúra-konfigurációt használtak.

A második körben sikeresen azonosított szupernóvák hasonló fotometriai összegzése az A.3. és A.4. táblázatokban található. Mivel ezeknél csak egyféle módon lettek meghatározva a fluxusok, ezért a hibabecslés az IRAF, illetve MOPEX szoftverek által megadott szórási értékekre épült. A kilenc vizsgált szupernóva közül egy, az SN 2005af Spitzer-adatainak egy részét korábban már mások is (Kotak és mtsai, 2006; Kotak, 2008) részben elemezték és publikálták; az első cikkben a robbanást követő 433. napig felvett IRAC- és PUI-fluxusok, míg a másodikban a +571. napon felvett IRAC-fluxusok lettek közzétéve. Ezen objektum Spitzer-adatait azért értékeltem ki én is, hogy egyrészt az általam meghatározott fluxusokat össze tudjam vetni a már közölt eredményekkel, másrészt hogy a korábbi adatokat ki tudjam egészíteni még nem publikált, későbbi mérések eredményeivel is. Az összevetések során a szupernóva IRAC-, MIPS- és PUI-fluxusai is hibahatárokon belüli egyezést mutatnak Kotakék adataival, ami egy további pozitív eredményű, független ellenőrzést jelent az adatfeldolgozási munkámmal kapcsolatban.

3.3.2. Közép-infravörös spektroszkópia: az IRS-adatok feldolgozása

Az SN 2004dj esetében az IRS-spektrumok feldolgozását témavezetőm, Vinkó József végezte, ezért a dolgozatban csak a kész színeképekből kinyert, a további analízis során felhasznált információkat ismertetem. A szupernóva a robbanást követő 115. és 868. nap között több alkalommal volt észlelve a Spitzer IRS műszerével. Az 10. ábrán szereplő spektrumok teljesen megfelelnek a tipikus II-P típusú szupernóvák ún. nebuláris fázisára jellemző színeképeinek: a lapos kontinuum, az emisszióban lévő hidrogénvonalak és tiltott vonalak ([Ni I], [Ni II], [Co II] és [Ar II]) jelenléte hasonlít a planetáris ködök színeképeire, azaz egyre ritkuló, táguló gázfelhőben jönnek létre (innen a „nebuláris” elnevezés). A korábban közép-infravörös tartományban megfigyelt szupernóvák (SN 1987A – Wooden és mtsai, 1993; Roche és mtsai, 1993; SN 2005af – Kotak és mtsai, 2006; SN 2004et – Kotak és mtsai, 2009) színeképei hasonló jellegzetességeket mutatnak.

Az SN 2004dj színeképei több érdekes tulajdonsággal is bírnak. Az első két spektrum rövid hullámhosszú szélén jól megfigyelhető, erős emissziós vonal a CO-molekula 4,65 mikrométeren fellépő, 1-0 vibrációs átmenetét jelzi (az SN 1987A-hoz hasonlóan), ahogy ezt



10. ábra. Az SN 2004dj nebuláris fázisából származó színeképek a Spitzer/IRS detektor mérései alapján. A vonalak azonosítása Kotak és mtsai (2005, 2006) cikkei alapján történt.

Kotak és mtsai (2005) is közölték. Ez az átmenet egészen a negyedik, a robbanás után 291. nappal felvett színeképig megfigyelhető. Az azonosítást nehezíti, hogy a vonalprofilnak csak a hosszabb hullámhosszú fele esik bele az IRS érzékenységi tartományába.

A második körben vizsgált objektumok esetében – amelyek spektroszkópiai adatfeldolgozását már én végeztem – a Spitzer-adatbázisból letöltöttem az összes, publikusan elérhető IRS-spektrumot. A legtöbb közép-infravörös színekép az SN 2005af-ről készült; ennek négy elérhető spektrumából hármát mások már korábban publikáltak (Kotak és mtsai, 2006; Kotak, 2008). Ezek feldolgozását is elvégeztem, így egyúttal ellenőrizni tudtam az általam használt eljárás helyességét is. Az SN 2005af színeképein túl az SN 2004A-ról kettő, az SN 2003ie-ről, az SN 2005ad-ről, az SN 2005cs-ről, az SN 2006bp-ről és az SN 2006ov-ről további egy-egy spektrumot tudtam letölteni.

A közép-infravörös spektrumok kiértékelése a Spitzer-központ oldaláról elérhető SPitzer IRS Custom Extraction (*SPICE*⁵) szoftverrel történt, a programban szereplő alapbeállításokat és az 'Optimal extract' funkciót használva. Az alapvető korrekciós lépések (égi háttér levonása, rossz pixelek eltávolítása, kiextraktálás, hullámhossz- és fluxuskalibráció) elvégzéséhez a SPICE beépített funkcióit használtam. A kiértékelés előtt némi előfeldolgozásra volt szükség a háttér megfelelő levonásához. Ezt az ún. *dithering* eljárás segítségével valósítottam meg. Az IRS kisfelbontású spektrográfiájával az első három rendben keletkező színeképeket lehet felvenni; a 2–3., ill. az 1. rendhez két-két kép tartozik, amelyek egymáshoz képest kissé elcsúsztatva készülnek. Ezeket az elcsúsztatott képeket vontam le egymásból (ehhez az IRAF programcsomag *imarith* nevű taszkját használtam), és a keletkező különbségképek szerepeltek a SPICE bemeneti fájljaiként. Az eredményül kapott spektrumokat rendszerint kiátlagoltam (IRAF *scombine* taszk), és az esetleges hibákat, átfedéseket lehetőség szerint korrigáltam.

A végső, kalibrált és kombinált színeképek az 5,15–14,23 μm közötti tartományt fedik le, nagyjából $R \sim 100$ -as felbontásban. Két objektum, az SN 2005cs és az SN 2006ov feldolgozott színeképe túl zajos volt a további analízishez. A további, kiértékelhető spektrumok főbb adatait a 4. táblázat tartalmazza. Az SN 2005af színeképei a 11. ábrán, a további négy szupernóva IRS-színeképei a 12. ábrán vannak feltüntetve (a jobb láthatóság kedvéért egymáshoz képest függőlegesen eltolva).

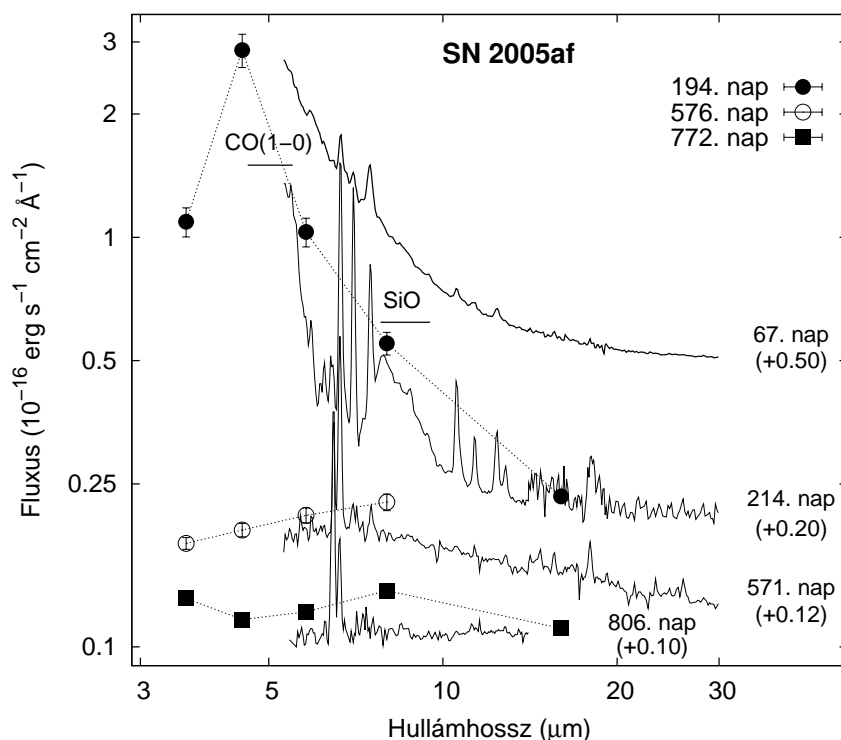
A feldolgozott színeképek (11. és 12. ábra) mindegyike nagyon jó egyezést mutat az időben legközelebb készült IRAC-mérések fluxusértékeivel; az SN 2005af első három spektruma – a fotometriai adatokhoz hasonlóan – továbbá jó egyezést mutat a korábban Kotakék által publikált színeképekkel is. A kiértékelt színeképeket összehasonlítottam a CASSIS⁶ (Cornell Atlas of Spitzer IRS Sources; Leboutellier és mtsai, 2011) projekt honlapján szereplő adatokkal is; ezen a honlapon képformátumban megtalálhatóak az IRS által felvett színeképek automatikusan feldolgozott változatai, amelyekkel szintén jó egyezést találtam.

⁵<http://ssc.spitzer.caltech.edu/dataanalyisistools/tools/spice/>

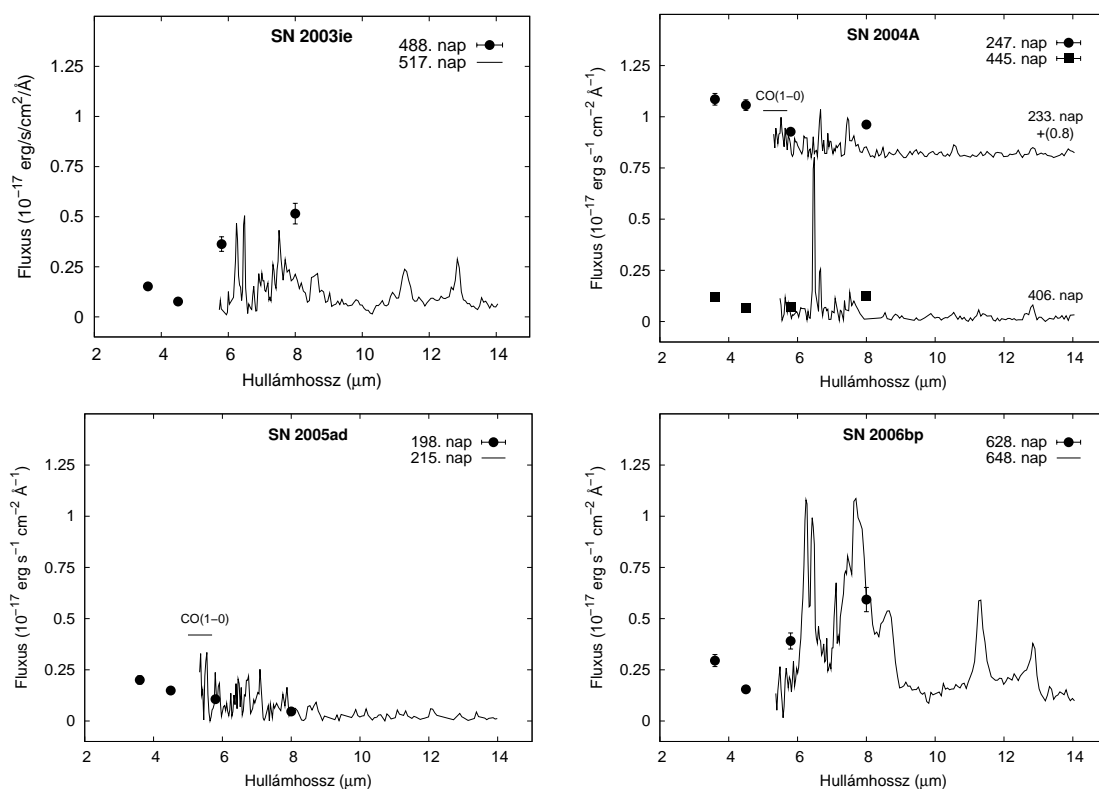
⁶<http://cassis.astro.cornell.edu/atlas/>

Objektum	Dátum	JD – 2 450 000	$t - t_{expl}$ (nap)	Észlelés azonosítója	Program- azonosító (PID)
SN 2003ie	2005.01.14.	3385	517	r10557696	3248 (Meikle és mtsai)
SN 2004A	2004.08.27.	3244	233	r10557952	3248 (Meikle és mtsai)
	2005.02.16.	3417	406	r10558208	3248 (Meikle és mtsai)
SN 2005ad	2005.09.08.	3621	215 [†]	r14466304	20256 (Meikle és mtsai)
SN 2005af	2005.03.17.	3446	67	r13413376	237 (Van Dyk és mtsai)
	2005.08.11.	3593	214	r14468096	20256 (Meikle és mtsai)
	2006.08.03.	3950	571	r17969664	30292 (Meikle és mtsai)
	2007.03.25.	4185	806	r17969920	30292 (Meikle és mtsai)
SN 2006bp	2008.01.18.	4483	648	r23111936	40619 (Kotak és mtsai)

4. táblázat. A feldolgozott IRS-spektrumok főbb adatai. ([†]) A felfedezés dátumától számított időpont (a robbanás időpontja ismeretlen).



11. ábra. Az SN 2005af IRS-spektrumai. A különböző időpontokban felvett színeképek a jobb láthatóság kedvéért egymáshoz képest függőlegesen, a mellettük feltüntetett értékkel lettek eltolva. Az egyes spektrumok fluxusszintjei jó egyezést mutatnak az időben legközelebbi fotometriai fluxusokkal.



12. ábra. A második körben vizsgált további szupernóvák IRS-spektrumai. Az SN 2004A színeképei a jobb láthatóság kedvéért egymáshoz képest függőlegesen, a mellettük feltüntetett értékkel lettek eltolva. Az egyes spektrumok fluxusszintjei jó egyezést mutatnak az időben legközelebbi fotometriai fluxusokkal.

Az SN 2005af két legkorábbi, valamint az SN 2004A első és az SN 2005ad egyetlen IRS-színképén 4,5 mikrométer környékén szintén megfigyelhető a fentebb említett, a CO 1-0 vibrációs átmenetéből eredő vonalprofil hosszabb hullámhosszú része (az SN 2005af színképein egyértelműen, míg a másik két objektum spektrumain kevésbé dominánsan, de azonosítható mértékben). Az SN 2005af két korai színképén emellett a SiO profil 8–10 mikrométer közé eső csúcsát is azonosítottam. Utóbbi profil (illetve más objektumok esetében ennek hiánya) fontos szerepet játszott a pormodellezési eljárás során. Az SN 2006bp IRS-spektrumán a többi objektum közép-infravörös színképeitől eltérően széles, erős emissziós vonalak sorozata figyelhető meg – ezek jó eséllyel a szupernóva közvetlen közelében lévő csillagközi gázfelhők bök származhatnak.

3.4. Pormodellek illesztése a szupernóvák spektrális energiaeloszlásaira

3.4.1. A spektrális energiaeloszlások meghatározása

A szupernóvák táguló maradványaiban, illetve tágabb környezetükben lévő por fizikai paramétereinek és össztömegének becsléséhez analitikus és numerikus modellekből számolt görbéket illesztettem a fotometriai adatokból előállított *spektrális energiaeloszlások* (*spectral energy distribution*, SED) pontjaira. Spektrális energiaeloszlás alatt általában egy sugárzó forrás észlelt fluxusának a hullámhossz vagy a frekvencia függvényében történő ábrázolását értjük. A vizsgált szupernóvák esetében ez alapvetően a négy IRAC-csatornán, valamint a 24 mikrométeres MIPS-csatornán észlelt $F_\lambda - \lambda$ értékpárokat jelenti. Az IRS/PUI-adatokat ugyan szintén szerepeltettem az adott grafikonokon, de ahogy fentebb említettem, csak nagyságrendi ellenőrzés céljából.

Az illesztések elvégzése előtt a megfigyelési adatokból származó SED-ek fluxusértékeit korigáltam az intersztelláris vörösödés (vagyis a fény terjedése során a csillagközi anyagban való elnyelődés, ill. azon való szóródás, összefoglaló néven *extinkció*) hatására. Egy ρ átlagsűrűségű közegben ds utat megtevő, λ hullámhosszúságú elektromágneses sugárzás fluxusának megváltozása

$$dF_\lambda = -(\kappa_\lambda + \chi_\lambda) \rho F_\lambda ds, \quad (35)$$

ahol κ_λ és χ_λ a közeg anyagának egységnyi tömegére vonatkozó abszorpció, illetve szóródási együttható, amelyek értéke függ a közeget alkotó anyag összetételétől és fizikai jellemzőitől.

A fenti összefüggést a közegben megtett teljes s útra kiintegrálva, valamint kissé átrendezve megkapjuk az eredeti $F_{\lambda,0}$ fluxus és a közeg elhagyása után észlelhető F_λ közötti összefüggést:

$$F_\lambda = F_{\lambda,0} \exp\left(-\int_0^s (\kappa_\lambda + \chi_\lambda) \rho ds\right). \quad (36)$$

Az exponenciális függvény kitevőjében lévő kifejezést az asztrofizikában *optikai mélységnek* (τ_λ) is nevezzük:

$$\tau_\lambda = - \int_0^s (\kappa_\lambda + \chi_\lambda) \rho ds. \quad (37)$$

Ha τ_λ értéke 1-nél kisebb, akkor – adott hullámhosszon – optikailag vékony, míg ellenkező esetben optikailag vastag közegről beszélünk.

Az extinkcióra történő korrekció lépéseinek bemutatásához szükséges a csillagászati fényességmérésben általánosan használt, ún. *magnitúdóskála* rövid ismertetése is. Egy égitest adott hullámhosszon, magnitúdóban vett látszó fényességének (m_λ) definíciója:

$$m_\lambda = -2,5 \log F_\lambda + k_\lambda, \quad (38)$$

ahol k_λ hullámhosszfüggő konstans. Ha a műszereinkkel rögzített látszó fényességet (megfelelő korrekciós lépések után) egy standard rendszerben tudjuk megadni, akkor felírható az adott hullámhosszon vett látszó és abszolút fényesség (M_λ , az a fényesség, amelyet akkor mérnénk, ha az égitest 10 pc távolságban lenne), valamint a d távolság közötti összefüggés, az ún. *távolságmodulus* képlete:

$$m_\lambda - M_\lambda = -5 + 5 \log d - 5 + A_\lambda, \quad (39)$$

ahol A_λ az adott hullámhosszon tapasztalható extinkció magnitúdóban vett értéke. Az összefüggés világosan mutatja, hogy akár a távolságot, akár az abszolút fényességet szeretnénk meghatározni a másik mennyiség ismeretében, akkor valamilyen becsléssel rendelkezünk kell a csillagközi extinkció mértékéről. Ennek meghatározásához hagyományosan a látható tartományban használt, Johnson–Cousins-féle B ($\lambda_{centr} = 440$ nm, $\Delta\lambda = 99$ nm) és V ($\lambda_{centr} = 550$ nm, $\Delta\lambda = 88$ nm) fotometriai szűrőkkel végzett mérési eredmények szolgálnak alapul:

$$V_{obs} = V_0 + A_V \quad (40)$$

$$B_{obs} = B_0 + A_B, \quad (41)$$

ahol V_{obs} és B_{obs} a megfigyelésekből származó standard magnitúdók, V_0 és B_0 az extinkcióra korrigált magnitúdók. Az extinkció mértéke a rövidebb hullámhosszak felé haladva nő (így pl. $A_B > A_V$), azaz a vörösebb tartományból kevesebb fény nyelődik el; tehát az objektumok színe kissé vörösebbé válik (innen az elnevezés). Az extinkció hatását a két magnitúdóérték különbségéből, az ún. színindexből határozhatjuk meg:

$$(B - V)_0 = (B - V)_{obs} - (A_B - A_V) = (B - V)_{obs} - E(B - V), \quad (42)$$

ahol $(B - V)_0$ -t vörösödésmentes színindexnek, $E(B - V)$ -t vörösödésnek v. színexcessusnak nevezzük. A V szűrő tartományában mért extinkciót és a vörösödést az alábbi összefüggés

Objektum	$E(B - V)$	Hivatkozás
SN 2003J	$0,^m021^\dagger$	Schlegel és mtsai, 1998
SN 2003ie	$0,^m013^\dagger$	Schlegel és mtsai, 1998
SN 2004A	$0,^m060$	Hendry és mtsai, 2006
SN 2004dj	$0,^m100$	Vinkó és mtsai, 2006
SN 2005ad	$0,^m035^\dagger$	Schlegel és mtsai, 1998
SN 2005af	$0,^m183^\dagger$	Schlegel és mtsai, 1998
SN 2006bp	$0,^m400$	Dessart és mtsai, 2008
SN 2006my	$0,^m027^\dagger$	Schlegel és mtsai, 1998
SN 2006ov	$0,^m022^\dagger$	Schlegel és mtsai, 1998
SN 2007oc	$0,^m023^\dagger$	Schlegel és mtsai, 1998

5. táblázat. *A szupernóvák látóirányába eső, becsült vörösödési értékek.* ^(†) *Csak a galaktikus vörösödés értéke ismert.*

gés kapcsolja össze:

$$A_V = R_V \cdot E(B - V), \quad (43)$$

ahol R_V egy empirikus konstans, értéke az égbolt különböző irányában nézve 1 és 6 között változhat, legelterjedtebben használt átlagos értéke $R_V = 3,1$.

A vörösödés, azaz $E(B - V)$ értékének meghatározása igen nehéz feladat, mivel ehhez pontosan ismernünk kellene a köztünk és a megfigyelt égitest között lévő csillagközi anyag mennyiségét és eloszlását. A Tejútrendszeren belüli extinkció becsléséhez a Schlegel és munkatársai (1998) által kidolgozott, a galaktikus csillagközi anyag infravörös mérésekből származó eloszlását mutató vörösödési térképek⁷ jól használhatók; ugyanakkor az extragalaktikus szupernóvák esetében szükség lenne a robbanás szülőgalaxisában, valamint a galaxisok közötti térben lévő por- és gázanyag által okozott extinkció mértékének ismeretére is. Ez leginkább optikai spektroszkópiai vizsgálatok révén becsülhető meg, de ilyen jellegű adatok csak néhány, általam tanulmányozott szupernóva esetében álltak rendelkezésre (5. táblázat).

Az extinkciós korrekciót – az $E(B - V)$ értékek felhasználásával – a Fitzpatrick és Massa (2007) cikkében közölt módszerrel alkalmaztam a Spitzer infravörös hullámhosszain észlelt F_λ fluxusokra:

$$k = 1,057 \cdot (10^4 \cdot \lambda^{-1})^{1,84} - R_V, \quad (44)$$

$$A_\lambda = E(B - V)(R_V + k), \quad (45)$$

és

$$F_{\lambda,0} = 10^{(\log F_\lambda - A_\lambda)}, \quad (46)$$

ahol $F_{\lambda,0}$ a vörösödésre korrigált fluxus.

⁷<http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

Hullámhossz (μm)	S96 fluxus ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$)	Fluxusok hibái
IRAC 3,6	$5,25 \times 10^{-18}$	$6,2 \times 10^{-19}$
IRAC 4,5	$1,89 \times 10^{-18}$	$3,4 \times 10^{-19}$
IRAC 5,8	$8,40 \times 10^{-19}$	$1,3 \times 10^{-19}$
IRAC 8,0	$2,59 \times 10^{-19}$	$0,4 \times 10^{-19}$
MIPS 24,0	$3,37 \times 10^{-21}$	$0,9 \times 10^{-21}$

6. táblázat. A Sandage-96 halmaz hozzájárulása az SN 2004dj környezetéből észlelt infravörös fluxusokhoz.

Az SN 2004dj esetében az észlelt fluxusokból le kellett vonni még a szülőcsillagnak helyet adó Sandage-96 halmaz járulékát is, amely az optikai tartományban egy idő után összevethetővé vált a célobjektum fluxusával (Vinkó és mtsai, 2009). Szerencsére a közép-infravörös tartományban ez a plusz járulék jóval kisebb arányú volt; ugyanakkor a szupernóva korrekt vizsgálata érdekében elvégeztem az ezzel kapcsolatos korrekciókat is. Mivel robbanás előtti Spitzer-felvétel nem állt rendelkezésre, ezért a halmaz Vinkó és mtsai (2009) által modellezett SED-jéből extrapolált értékeket vontam le az egyes fluxusokból (lásd a 6. táblázatot).

3.4.2. Analitikus modellek

A megfigyelésekből származó SED-ek pontjaira elsőként a Meikle és mtsai (2007) által leírt, homogén, konstans sűrűségű poreloszlást feltételező analitikus modelleket illesztettem. A porkeletkezési területet egy gömbszimmetrikus térrésznek feltételezve a luminozitása a következő formulával adható meg:

$$L_\lambda = 2\pi^2 R^2 B_\lambda(T) \left[\tau_\lambda^{-2} (2\tau_\lambda^2 - 1 + (2\tau_\lambda + 1) \exp(-2\tau_\lambda)) \right], \quad (47)$$

ahol R a porkeletkezés helyét jelző gömb sugara az adott időpontban, $B_\lambda(T)$ a Planck-függvény T átlagos porhőmérsékleten véve:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1}, \quad (48)$$

ahol h a Planck-állandó, k_B a Boltzmann-állandó. Amennyiben a közeget optikailag vastagnak tételezzük fel, a (47)-es összefüggés átmegy az egyszerű feketetest-sugárzás törvényébe:

$$L_\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda(T) \quad (49)$$

Ezt a formulát szintén alkalmaztam a modellezések során, az ún. minimális gömb sugarakhoz

tartozó tágulási sebességek meghatározásakor (lásd a 3.5. fejezetet).

A porszemcsék méreteloszlására a Mathis, Rumpl és Nordsieck (1977, a továbbiakban MRN) által leírt hatványfüggvényt ($dn = k \cdot a^{-m} da$) alkalmaztam, ahol dn az a és $a + da$ közötti sugarú szemcsék számsűrűsége, k pedig erre a számsűrűségre jellemző skálafaktor. Megmutatható, hogy ebben az esetben az optikai mélység az alábbi módon számolható ki:

$$\tau_{\lambda} = \frac{4}{3} \pi k \rho \kappa_{\lambda} R \frac{1}{4-m} \left[a_{max}^{4-m} - a_{min}^{4-m} \right], \quad (50)$$

ahol ρ a szemcsék anyagsűrűsége, κ_{λ} pedig az adott poranyag egységnyi tömegére jellemző abszorpciós együttható (lásd fentebb). Az eredeti MRN-cikkben leírtak alapján a hatványkitevő értékét $m = 3,5$ -nek, a minimális és maximális szemcseméretet első közelítésben $a_{min} = 0,005 \mu\text{m}$ -nek, ill. $a_{max} = 0,05 \mu\text{m}$ -nek vettem. Mivel a SED-ek esetében a hullámhossz függvényében F_{λ} van ábrázolva, ezért a (47) egyenletben szereplő luminozitást át kellett alakítani fluxussá (az egyes objektumok d távolságának ismeretében):

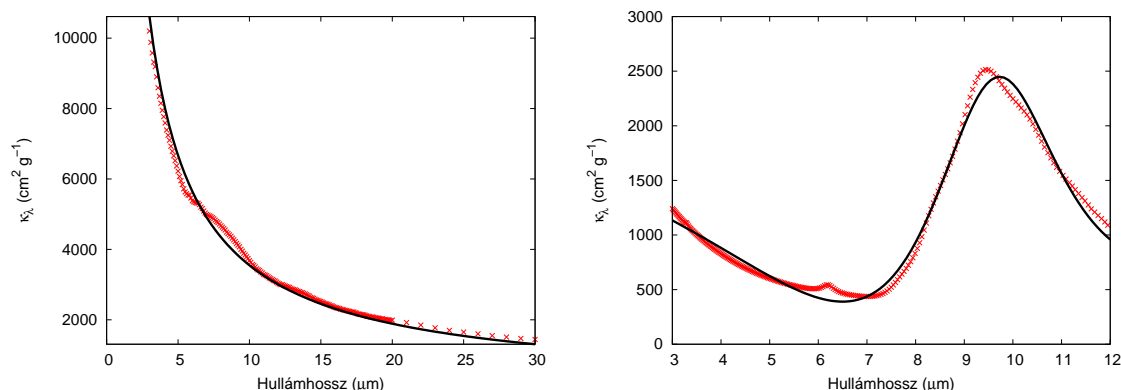
$$F_{\lambda} = \frac{L_{\lambda}}{4\pi d^2} \quad (51)$$

Első közelítésben mindig a legegyszerűbb esetet, tisztán amorf szénből álló porösszetételt alkalmaztam. A ρ szemcsesűrűség értékének $1,85 \text{ g cm}^{-3}$ -t adtam meg (Rouleau és Martin, 1991), míg az erre a porösszetételre vonatkozó κ_{λ} értékeket Colangeli és mtsai (1995) cikke alapján határoztam meg. Az említett tanulmányban megadott $\lambda - \kappa_{\lambda}$ adatsorra egy közelítő polinomgörbét illesztettem, amelyet közvetlenül fel tudtam használni τ_{λ} , illetve közvetett módon L_{λ} kiszámításához:

$$\kappa_{\lambda} = 0,1 \cdot (\lambda \cdot 10^{-6})^{-0,91} \quad (52)$$

Az esetek többségében az amorf szén (a továbbiakban az angol rövidítésnek megfelelően AC) pormodellek jól illeszkedtek a szupernóvák SED-jeire, kivéve két objektumot, az SN 2005af-et és az SN 2006my-t. Ezeknél 8 mikrométer környékén jelentkezett többletfluxus az AC modellekhez képest. Ugyanezt a jelenséget figyelték meg Kotak és mtsai (2009) az SN 2004et esetében, amit SiO jelenlétével magyaráztak; ezt a szupernóva fotoszferikus fázisban felvett IRS-spektrumai is alátámasztották. Az általam vizsgált mintában lévő két objektum közül az SN 2005af korai spektrumaiban figyelhető meg a SiO jelenléte a közép-infravörös hullámhossztartományban (lásd a 3.3.2. fejezetet), míg az SN 2006my esetében sajnos nem állt rendelkezésre IRS-színkép. Megjegyzendő, hogy azoknál a spektroszkópiailag is vizsgált szupernóváknál, amelyeknél az AC-pormodellek használatával jó illesztéseket sikerült találni (SN 2003ie, SN 2004A, SN 2004dj, SN 2005ad, SN 2006bp), a színképekben nem volt nyoma SiO-profilnak.

Az említett két szupernóva SED-jeinek modellezéséhez a szakirodalomban csak csillagászati szilikátként emlegetett, Weingartner és Draine (2001) által közölt C-Si-PAH porössze-



13. ábra. Az amorfszén (balra) és a C-Si-PAH porkeverék (jobbra) κ_λ adatsoraira történt függvényillesztések eredményei.

tételt használtam (ahol a PAH betűszó a sokgyűrűs aromás szénhidrogének csoportját jelzi, amelyekből az utóbbi évek vizsgálatai szerint meglepően nagy mennyiség van jelen a csillagközi anyagban); a porkeverék átlagos sűrűsége Weingartnerék cikke alapján $3,0 \text{ g cm}^{-3}$. A tanulmányban megadott κ_λ értékek egy jóval nehezebben illeszthető adatsort adnak, mint az AC-pormodell esetében. Végül két Lorentz- és egy polinomfüggvény összegéből előálló függvény létrehozása révén kaptam egy, a megfigyelési adatok szempontjából releváns hullámhossztartományban megfelelően illeszkedő görbét:

$$\kappa_\lambda = 3093,87 \frac{3,64}{(\lambda - 9,64)^2 + (0,5 \times 3,64)^2} - 7016,93 \frac{9,89}{(\lambda - 8,59)^2 + (0,5 \times 9,89)^2} - 0,32\lambda^2 - 53,93\lambda + 2306,89 \quad (53)$$

A κ_λ adatsorokra történt függvényillesztések a 13. ábrán láthatók.

Az analitikus modellezés során három paraméter, a gömbszimmetrikus porképződési térrész sugara (R), a por hőmérséklete (T) és a porszemcsék számsűrűségére jellemző skálafaktor (k) szerepelt illesztett paraméterként. Az illesztéseket egy C nyelven írt, a legkisebb négyzetek módszerét használó, globális minimumkereső algoritmussal valósítottam meg (lásd a Függelékben). Ettől – kismértékben – csak az SN 2004dj vizsgálata során tértem el; ennél a szupernóvánál a porképződési zóna mérete rögzített volt (lásd a 3.5.1. fejezetet).

Bizonyos SED-ek esetében az egykomponensű pormodell használata nem adott megfelelő illeszkedést. Ennek egyik oka – ahogyan azt elsőként Wooden és mtsai (1993) az SN 1987A vizsgálata során kimutatták –, hogy a táguló maradvány legbelső részében lévő, forró ($T \sim 5\text{--}10\,000 \text{ K}$), optikailag vastag gáz termális sugárzásának hatása a por sugárzásával összemérhető mértékben megjelenhet a közép-infravörös SED-ek rövidebb hullámhosszainál. A forró komponens járulékának pontos meghatározásához a Spitzer-adatok rögzítésével nagyjából azonos időszakban felvett, optikai vagy közeli infravörös mérésekre van szükség. Mivel azonban a Spitzer-mérések nagyrészt a porképződés szempontjából fontos

késői, nebuláris fázisban készültek (amikorra a kollapszár szupernóvák a rövidebb hullámhosszakon rendszerint már nagyon elhalványulnak), a legtöbb esetben ilyen adatok nem álltak rendelkezésre. Így ezeknél a SED-illesztéseknél a 3,6 mikrométernél lévő pontot nem vettem bele az illesztésekbe (illetve néha a 4,5 mikrométernél lévő pontot sem).

Kivételt képeztek az SN 2004A 247. naphoz és az SN 2006my 205. naphoz tartozó SED-jei, amelyekhez sikerült találnom időben közel eső, optikai tartományban rögzített fotometriai adatokat. A két említett SED-et az optikai fényességekkel kiegészítve lehetőség volt a forró komponens (egyszerű feketetest-sugárzóként való) modellezésére is.

Több szupernóva (SN 2004A, SN 2004dj, SN 2005ad, SN 2005af, SN 2007oc) esetében is megfigyelhető a 4,5 mikrométeres IRAC-pont környékén jelentkező többletfluxus, amelynek mértéke időben (azaz a táguló maradvány hőmérsékletének csökkenésével) egyre kisebb. Ez a trend az SN 2004dj és az SN 2005 af IRS-spektrumain is megfigyelhető. Ahogyan ezt a 3.3.2. fejezetben említettem, a jelenség oka a CO-molekula 1-0 vibrációs átmenete lehet. Alternatív magyarázatként felmerülhet az ún. kvantummos hőátadás során felmelegedő por-szemcsék gyors erodálódása (Bocchio és mtsai, 2012). Ez az effektus viszont az említett cikk szerzőinek számításai szerint csak 0,003 mikrométernél kisebb szemcseátmérő esetén válik jelentőssé. Így, mivel mind a modellezéseim (lásd később), mind a kapcsolódó elméleti munkák (lásd pl. Kozasa és mtsai, 2009) következtetései szerint a II-P szupernóvák környezetében ennél egy nagyságrenddel nagyobb szemcsék dominálnak, ez a magyarázat kevésbé valószínű (ugyanakkor pl. II_n típusú szupernóvák és idősebb szupernóva-maradványok esetében jelentősebb hatása lehet).

Azon esetek többségénél, ahol az IRAC-mérésekkel nagyjából párhuzamosan MIPS-mérések is készültek (SN 2003ie, SN 2004dj, SN 2006bp, SN 2006my), azt tapasztaltam, hogy az egykomponensű pormodell használatával szisztematikusan alábecslem a 24 mikrométernél mért fluxust. Ezekben az esetekben egy hideg ($T \sim 100$ K) feketetest-komponenst is hozzáadtam az eredeti modellekhez, hasonlóan a Kotak és mtsai (2009) által alkalmazott eljáráshoz. A modellezések részleteit és a hideg komponens létének lehetséges magyarázatait a következő fejezetben ismertetem.

Az egyes SED-ekre legjobban illeszkedő modellek adataiból – a Lucy és mtsai (1989) és Meikle és mtsai (2007) által közölt módon – a por össztömegét (M_d) a

$$M_d = \frac{4\pi R^2 \tau_\lambda}{3\kappa_\lambda} \quad (54)$$

formula alapján becsültem meg. Megjegyzendő, hogy ezek a számok (a modellben használt, általános esetben optikailag vékony közeget feltételező közelítés miatt) alsó tömeghatárnak tekinthetők (Kozasa és mtsai, 2009).

Ahhoz, hogy az analitikus modellezések alapján meghatározott fizikai paraméterek (zónasugár, hőmérséklet, portömeg) valóságtartalmát ellenőrizni tudjam, valamint a porszemcsék inhomogén térbeli eloszlását feltételezve is legyen lehetőségem vizsgálatokat végezni,

a további analízishez egy független, numerikus modellezési eljárást is alkalmaztam. Erre az SN 2004dj és az SN 2005af esetében került sor, mert e két szupernóváról állt rendelkezésre a legrészletesebb mérési adatsor.

3.4.3. Numerikus modellezés a MOCASSIN-kód használatával

Az SN 2004dj és az SN 2005af vizsgálata során a Monte Carlo-módszerrel számoló, Fortran 90 nyelven írt numerikus kód, a MOCASSIN (MOnte CARlo SimulationS of Ionized Nebulae) alkalmazásával is modelleztem a csillagrobbanások környezetében lejátszódó porképződési folyamatokat. A kód eredetileg ionizált gázból álló asztrofizikai közegek (fotoionizációs zónák, planetáris ködök) paramétereinek meghatározására lett kifejlesztve (Ercolano és mtsai, 2003), de az újabb verziókban már gázt és port, illetve tisztán port tartalmazó zónákat is lehet modellezni (Ercolano és mtsai, 2005, 2007). Ez lehetővé teszi, hogy közelítőleg rekonstruáljuk egy kollapszár szupernóva port (is) tartalmazó környezetét, és meghatározzuk a csillagkörüli anyag fizikai és geometriai paramétereit (lásd Sugerman és mtsai, 2006; Ercolano és mtsai, 2007).

A MOCASSIN ún. sugárkövető (ray-tracing) technikát használ, azaz modellezi egy adott központi forrásból származó fotonok terjedését egy gömbszimmetrikus, meghatározott anyagi összetételű és sűrűségprofilú zónán keresztül. A numerikus számítások elvégzéséhez a kód Descartes-koordináta-rendszerben vizsgálja a kérdéses régiót, az egyes rácspontok mentén figyelembe véve a lehetséges fény-anyag kölcsönhatásokat (abszorpció, emisszió, szóródás), egészen addig, míg a foton el nem éri a zóna szélét. Az anyagi közegben haladó sugárzás intenzitásváltozása a

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_a + \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_e + \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_s \quad (55)$$

formulával adható meg, ahol I_λ a fajlagos spektrális intenzitás (azaz az egységnyi felületről, egységnyi idő alatt, egységnyi térszögbe, egységnyi hullámhossztartományban kibocsátott energia). A háromféle kölcsönhatás közül az abszorpció az

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_a = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda \quad (56)$$

formulával (ahol κ_λ a korábban már bevezetett, tömegegységre vonatkozó abszorpciós együttható, ρ a közeg sűrűsége), az emisszió pedig a

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_e = -j_\lambda \rho \quad (57)$$

formulával adható meg, ahol j_λ a tömegegységre vonatkozó emissziós együttható (ez az összefüggés csak a spontán emisszióra vonatkozik; az asztrofizikai közegekben jóval kevésbé jelentős, a bejövő intenzitástól függő indukált emissziót az abszorpciós folyamattal együtt

szokás kezelni). A szóródás hatását a

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_s = -\chi_\lambda \rho I_\lambda + \chi_\lambda \rho J_\lambda \quad (58)$$

egyenlet írja le (χ_λ a korábban már szintén bevezetett, tömegegységre vonatkozó szóródási együttható). Az egyenlet jobb oldalának első fele a látóirányból kiszóródott fotonok, a másik fele pedig a látóirányba beszóródott fotonok hatását jelzi. Utóbbi rész kiszámításához a minden irányba kiszóródott fotonok számát átlagolva közelítjük a látóirányba beszóródott fotonok számát (ez természetesen csak nem túlságosan anizotrop szórás esetén használható); az ehhez definiált

$$J_\lambda = \int_{\Omega} \frac{I_\lambda}{4\pi} d\Omega \quad (59)$$

mennyiség az ún. közepes intenzitás. Beírva a fenti kifejezéseket és kissé átrendezve (55)-öt, megkapjuk a fény-anyag kölcsönhatások összegzésére általánosan használt, ún. *sugárzási (radiatív) transzferegyenletet*:

$$\frac{1}{\rho(\kappa_\lambda + \chi_\lambda)} \frac{dI_\lambda}{ds} = -I_\lambda + S_\lambda, \quad (60)$$

ahol

$$S_\lambda = \frac{\chi_\lambda J_\lambda + j_\lambda}{\kappa_\lambda + \chi_\lambda} \quad (61)$$

az ún. *forrásfüggvény* (amely szórásmentes esetben a fotonkeltés és fotonelnyelődés arányszámaként értelmezhető).

Munkám során a MOCASSIN 2.02.55-ös verzióját használtam. A vizsgált gömbszimmetrikus térrészt tisztán porból álló közegeként adtam meg, közepén a szupernóva-robbanást jelképező gerjesztő forrással (hasonlóan az Ercolano és mtsai, 2007 cikkében leírtakhoz). Az elméleti SED-ek előállításához magát a forráskódot nem, csak egy bemeneti fájlt kellett módosítani. A modellszámítás során a pontszerűnek feltételezett központi forrás luminozitása (L_*) és hőmérséklete (T_*), a gömbhéj alakú porképződési zóna R_{in} belső és R_{out} külső sugara, valamint a porszemcsék átlagos számsűrűsége (n_{dust}) szerepel változtatható paraméterként; ezek mellett a porszemcsék anyagi összetételét, méreteloszlásukat, valamint térbeli eloszlásukat (azaz a számsűrűség-profil) leíró bemeneti fájlok megadása is szükséges.

A szemcseösszetételt első közelítésben mind a két szupernóva esetében amorf szénnek választottam; az ehhez tartozó, a programba épített optikai konstansok Hanner (1988) cikkéből származnak. Az SN 2005af esetében ugyanakkor tisztán szilikáttartalmú, valamint amorf szén és szilikát keverékből álló port feltételezve is számoltattam modelleket; a szilikátos porösszetételhez tartozó optikai konstansok Laor és Draine (1993) cikkéből származnak.

A szemcsék térbeli eloszlását első közelítésben homogénnek tekintettem; az ilyen eloszláshoz tartozó bemeneti fájlokban minden egyes rácsponthoz azonos számsűrűség-érték

tartozik. Elméleti megfontolások alapján r^{-n} alakú számsűrűség-profil alkalmazva is számoltattam modellgörbéket a kóddal (lásd a 3.5.1. fejezetet); az ehhez szükséges bemeneti fájlokat témavezetőm segítségével készített szkriptek révén állítottam elő.

Az analitikus modellezéssel ellentétben a legjobban illeszkedő modell megtalálása nem szkriptvezérelt, hanem manuális módon történt. Ennek egyik oka, hogy az illesztés automatizálásának megoldása túl komplikált feladatnak tűnt; másrészt, mivel egyetlen SED-modell kiszámítása is órákig (bonyolultabb konfiguráció esetén akár egy-két napig) tartott a kód futtatására a munkakörnyezetemben egyedül alkalmasnak bizonyuló Sun szerveren, a több tucat vagy több száz illesztés egymást követő lefuttatása túl időigényes és nehézkes lett volna.

A program a bemenő adatok felhasználásával végzett számítások után kimenetként az adott esetre vonatkozó elméleti SED-et, valamint a zónán belüli por össztömegét szolgáltatatta. Az SN 2004dj és az SN 2005af SED-jeinek numerikus modellezése során kapott eredményeket a 3.5.1. és 3.5.2.1. fejezetben ismertetem.

3.5. Porképződés a vizsgált szupernóvák környezetében

Az egyes szupernóvák környezetében lévő portartalom, illetve porképződési folyamatok vizsgálata szempontjából az első és legfontosabb lépés a különböző időpontokhoz tartozó SED-ek tanulmányozása volt. Míg bizonyos objektumok SED-jei a robbanást követő néhány száz napon belül egyértelmű időbeli fejlődést mutatnak, addig más esetekben nem látszik érdemi változás. Ez már önmagában is értékes információ; az utóbbi csoportba tartozó szupernóvák esetében ugyanis kicsi annak az esélye, hogy az észlelt közép-infravörös sugárzás fő forrása lokális, a robbanást követő porképződési folyamatokhoz kötődne.

(49) és (51) alapján egyszerű feketetest-modelleket illesztve a szupernóvák SED-jeire egy további fontos kérdésre kaphatunk választ. Ezen modelleknél ugyanis a vizsgált hullámhossztartományban optikailag vastag közeget feltételezünk, azaz megkapjuk a sugárzás forrásaként megjelölt térrész minimálisan szükséges méretét. Egy adott epochára a zóna sugarából és a robbanás óta eltelt időből kiszámítható egy átlagos tágulási sebesség; ehhez feltesszük, hogy a maradvány végig gömbszimmetrikus és homológ módon tágul (azaz az egyes rétegek sebessége a középponttól való távolsággal egyenesen arányos). A II-P típusú szupernóvák esetében a táguló maradvány belsőbb, a porképződés szempontjából fontos elemeket (C, O, Si, esetenként Mg, Al, Fe) tartalmazó rétegei tipikusan 2-3000 km/s körüli sebességet érhetnek el, míg a nebuláris fázisban ennél is alacsonyabb értékek jellemzőek. Tehát, ha a feketetest-modellekből számolt minimális sugarak nagyobbak, mint az említett tágulási sebességgel elérhető méretek, akkor a közép-infravörös sugárzás legfeljebb csak részben származhat a robbanást követően keletkező porszemcséktől.

Mivel a feketetest-modellek illesztésénél csak két paraméter, a sugár (R_{BB}) és a hőmérséklet (T_{BB}) értéke volt szabadon változtatható, ezek meghatározásához a `gnuplot` ábrázolóprogramba épített illesztési algoritmus használata is elegendő volt. A szupernóvák egyes

Objektum	Epocha (nap)	R_{BB} (10^{16} cm)	v_{BB} (km/s)
SN 2003J	471 [†]	6,3	15 480
SN 2003ie	488	6,0	14 230
	632	4,9	8975
	1763	6,1	4005
SN 2004A	247	3,4	15 930
	445	3,8	9885
	563	2,2	4520
SN 2004dj	267-275	0,2	855
	849-883	0,4	535
	1006-1016	0,4	458
	1236-1246	0,4	373
SN 2005ad	198 [†]	0,3	1755
	364 [†]	0,2	635
SN 2005af	194	0,8	4770
	399	0,4	1160
	576	0,6	1205
	772	0,8	1200
	940	0,6	740
SN 2006bp	401	4,5	12 990
	628	5,5	10 140
	767	5,1	7695
SN 2006my	205	3,8	21 455
	342	3,7	12 520
	559	4,2	8695
SN 2006ov	321	5,1	18 390
	539	3,4	7300
SN 2007oc	250 [†]	5,7	26 285
	415 [†]	4,9	13 665

7. táblázat. A szupernóvák SED-jeire illesztett feketetest-modellekből meghatározott minimális sugarak és a hozzájuk tartozó sebességértékek.

([†]) A felfedezés napjától számított epochák.

SED-jeire számolt minimális zónasugarak és az ezekhez tartozó sebességértékek a 7. táblázatban szerepelnek.

Jól látható, hogy az egyes szupernóvák esetében számolt minimális sugarakhoz tartozó sebességek jelentős eltéréseket mutatnak egymáshoz képest. Nem meglepő módon azoknál az objektumoknál szerepelnek alacsony sebességértékek, ahol a SED-ek időbeli változásai is a lokális folyamatok jelenlétére utalnak; ugyanakkor a kismértékben változó spektrális energiaeloszlású szupernóváknál a számolt sebességértékek sokszorosan meghaladják az előzőekben említett 2-3000 km/s-os értéket.

A továbbiakban csoportosítva mutatom be az egyes szupernóvákval kapcsolatos pormodellezések eredményeit. Az általam vizsgált objektumok közül kiemelten fontos az SN 2004dj, az ezzel kapcsolatos eredményeket munkatársaimmal önálló cikk formájában tettük közzé (Szalai és mtsai, 2011). A 3.5.1. fejezetben bemutatom, hogy a közép-infravörös SED-ek, fénygörbék és spektrumok alapján milyen egyértelmű bizonyítékokat sikerült találni a lokális porképződésre, amit más hullámhossztartományokban felvett adatok és független vizsgálatok is megerősítettek.

A második minta objektumai esetében kevés plusz mérési információ állt rendelkezésre, és ezek is jellemzően a korai, fotoszferikus fázisban kerültek rögzítésre; a Spitzer-mérések ugyanakkor túlnyomórészt a lehetséges porképződés szempontjából fontos későbbi, nebuláris szakaszban készültek. Ezért az ebben a körben vizsgált szupernóvák esetében jobbra csak a közép-infravörös adatok, valamint az ezekre illesztett pormodellek alapján tudtam következtetéseket levonni.

Az ebben a körben vizsgált kilenc szupernóva (Szalai és Vinkó, 2013) három, jól elkülöníthető csoportra volt osztható a két fenti kritérium alapján. Az SN 2004dj-hez hasonlóan közeli, ezért a Spitzerrel is többször megörökített SN 2005af, valamint az SN 2005ad a időben egyértelműen változó SED-ek mellett kicsi minimális zónasugarakkal jellemezhető; az ezek esetében észlelt közép-infravörös sugárzás forrása jó eséllyel a környezetükben a robbanás után keletkező por. Az SN 2003J, az SN 2004A és az SN 2007oc SED-jei szintén mutatnak változásokat a robbanást követő időszakban, azonban a SED-ekre illesztett feketetest-modellek alapján a közép-infravörös sugárzás csak egy része származhat lokális portól. A harmadik csoportba tartozó objektumok (SN 2003ie, SN 2006bp, SN 2006my, SN 2006ov) esetében alig változó SED-ek és nagy tágulási sebességek jellemzőek, így ezen szupernóváknál – még ha esetleg van is – nem beszélhetünk kimutatható helyi porképződésről.

3.5.1. SN 2004dj

Ahogy fentebb már említettem, az SN 2004dj közép-infravörös fotometriai és spektroszkópiai adatai, valamint az előállított SED-ek változásai alapján a szupernóva környezetében egyértelműen kimutatható a robbanást követő porképződés.

Az IRAC 3,6, 5,8 és 8,0 mikrométeres csatornáin felvett fénygörbéken a robbanás utáni

400. nap környékén egyértelmű "púpok" látszódnak (14. ábra). A többletet jelző csúcsok időben eltolódva jelennek meg a rövidebbtől a hosszabb hullámhosszak felé haladva, ami jól leírható a maradványban frissen képződő, majd folyamatosan hűlő porszemcsék termális sugárzásának változásával. Sajnos a MIPS-adatok között nem szerepel az ebben a kritikus időszakban történt mérés, bár a 24 mikrométeren, a 800. nap után mért fluxusoknál is megfigyelhető egy csekély többlet a 100-300. nap között mért értékekhez képest.

Ugyanakkor a 4,5 mikrométeres csatornán felvett fénygörbe nem mutatja ezt a kiemelkedést. Ennek a legvalószínűbb magyarázata az előzőekben említett, 4,65 mikrométeres vonalon látszó CO 1-0 vibrációs átmenet, ami jelentős hozzájárulást ad a 4,5 mikrométeren mért fluxushoz. Kb. 500 nap után (mikorra az emissziós vonal eltűnik), a 4,5 mikrométeres fénygörbe alakja is hasonlóná válik a többi IRAC-csatornán mért pontokból készített görbékéhez.

A közép-infravörös fotometriai fluxusok emelkedésével egyidejűleg az IRS-spektrumok (10. ábra) is jelentős változáson esnek át: a 300. és 500. nap között az emissziós vonalak nagy része eltűnik. Wooden és mtsai (1993) nagyon hasonló effektust figyeltek meg az SN 1987A esetében, amit a táguló maradvány optikai mélységének az újonnan keletkező porszemcsék hatására bekövetkező növekedésével magyaráztak.

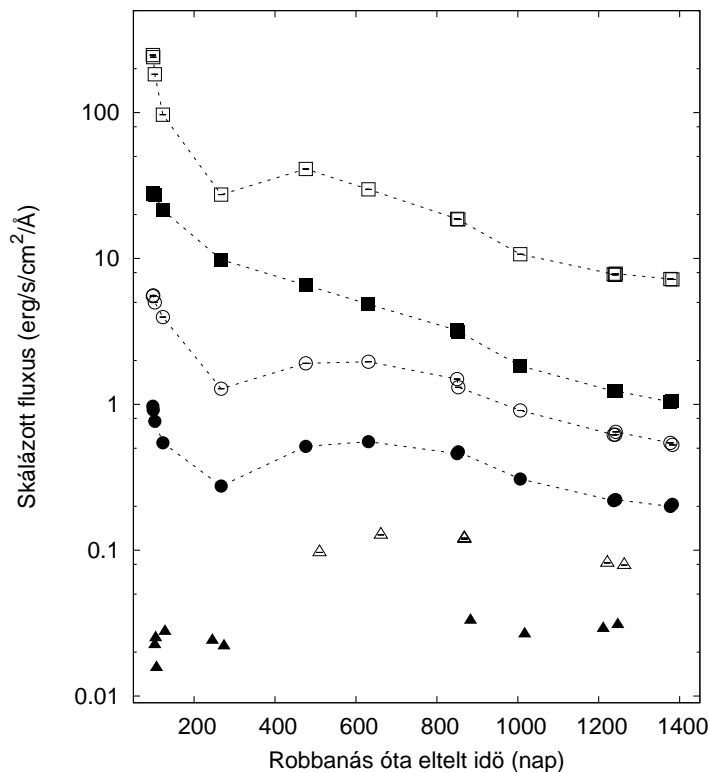
A fenti eredményeket taglaló cikkben (Szalai és mtsai, 2011) szerepel egy további eredmény, amely szintén megerősíti a porképződésről tett fenti állításokat. Témavezetőm a Hubble-űrtávcsővel optikai tartományban végzett mérések alapján kimutatta, hogy a táguló maradvány irányából érkező sugárzás esetében a polarizáció foka (a műszeres effektusok levonását beleértve) a 270. nap környékén mért 0,05 százalékos értékről a 425. napra 0,5 százalékra nő. A legkézenfekvőbb magyarázat, hogy a közegben megnőtt a szóró részecskék száma, ami összecseng a porszemcsék ebben az időszakban feltételezett keletkezésével.

A 15. ábrán az SN 2004dj közép-infravörös SED-jeinek időbeli fejlődését látjuk (a jobb láthatóság kedvéért függőlegesen eltolásokkal). Ez az ábra is jól mutatja a CO-sáv eltűnését, valamint a csúcsok időbeli tolódását a hosszabb hullámhosszak felé. Az ábrán feltüntettem az IRS-spektrumokat és a PUI-móddal végzett mérésekből származó fluxusértékeket is, amelyek jól illeszkednek a szupernóva SED-jeire.

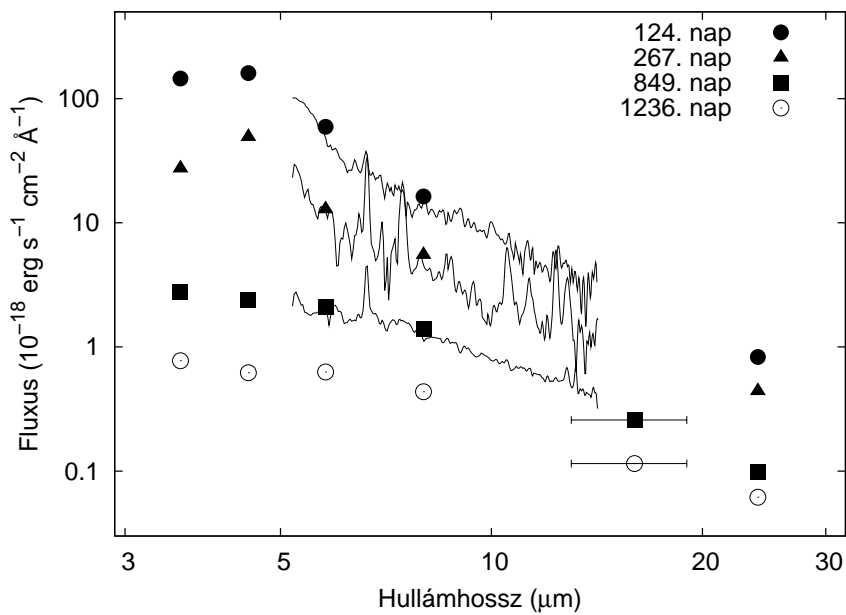
Az analitikus AC-pormodellek illesztései során négy időintervallumban (267–275. nap, 849–883. nap, 1006–1016. nap és 1236–1246. nap) felvett görbéket használtam – azokat, amelyekben mind az IRAC, mind a MIPS detektor mérési pontjai szerepelnek. Ahogyan a fejezet elején említettem, az SN 2004dj esetében a porképződési zónát egyenletesen, homológ módon táguló gömbnek feltételeztem, amelynek sugarát a táguló maradvány nebuláris fázisban mért maximális sebességéből ($v_{max} \sim 3250 \text{ km s}^{-1}$, Vinkó és mtsai, 2009) számoltam ki.

$$R \sim v_{max} \cdot t, \quad (62)$$

ahol t a robbanástól eltelt idő. Ezt a módszert alkalmazták Meikle és mtsai (2007) is az



14. ábra. Az SN 2004dj fénygörbéi: IRAC ($3,6 \mu\text{m}$ - üres négyzetek, $4,5 \mu\text{m}$ - telt négyzetek, $5,8 \mu\text{m}$ - üres körök, $8,0 \mu\text{m}$ - telt körök), IRS PUI (üres háromszögek) és MIPS $24,0 \mu\text{m}$ (telt háromszögek)



15. ábra. Az SN 2004dj közép-infravörös SED-jei és az ezekkel jó egyezést mutató IRS-spektrumok

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5}M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)	T_{cold} (K)	R_{cold} (10^{16} cm)	L_{cold} (10^{39} erg s $^{-1}$)
267–275	710	0,75	0,31	1,9	186	1,5	0,2
849–883	530	2,48	1,11	1,8	120	4,3	0,3
1006–1016	462	2,85	1,32	1,1	110	4,6	0,2
1236–1246	424	3,88	1,39	0,8	103	6,2	0,3

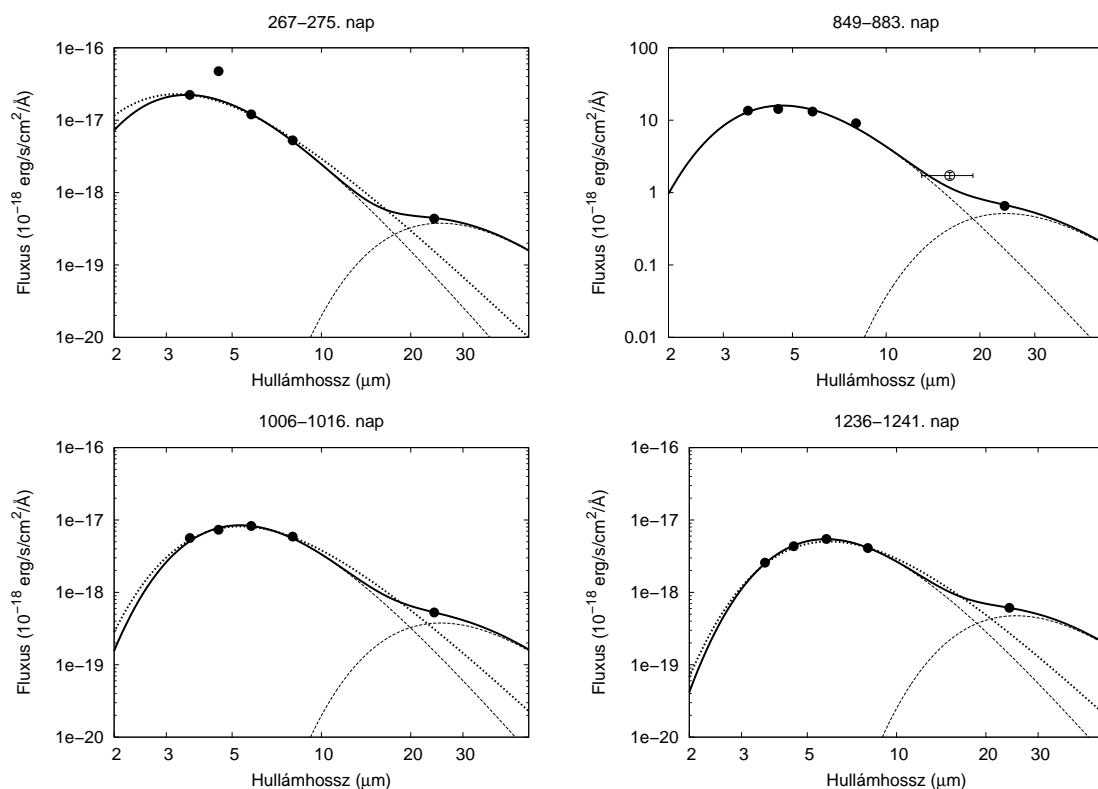
8. táblázat. Az SN 2004dj SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus modellek paramétereit

SN 2003gd közép-infravörös adatokra épülő vizsgálataik során. A későbbiekben ugyanezen kutatócsoport tagjai, illetve mások által írt tanulmányokban is az a nézőpont vált erősebbé, hogy a port tartalmazó zóna sugarának mérete nem feltétlenül a maradvány külső részének táguló mozgásával összhangban változik, ezért a modellillesztések során szabad paraméterként kell kezelni (a második minta objektumai esetében én is ezt a stratégiát követtem). Meikle és mtsai (2011) a mi tanulmányunk megjelenését követően pár hónappal közreadták saját analízisük eredményeit az SN 2004dj környezetében zajló porképződéssel kapcsolatban. Modelljükben a zónaméret szabad paraméterként szerepel, ám annak időbeli változása jól követi az általam rögzített tágulási sebességből számolt zónasugarakét; ebben az esetben tehát a két módszer révén kapott eredmények között nincsen szignifikáns különbség.

Az illesztések eredményei a 16. ábrán szerepelnek. Jól látható, hogy az egykomponensű modellgörbék (sem az optikailag vékony, sem az optikailag vastag esetben) nem illeszkednek teljesen jól a SED-értékekre, mivel a 24 mikrométeres pontoknál szisztematikus alábecslést eredményeznek. Ezért – Kotak és mtsai, (2009) módszeréhez hasonlóan – egy hideg feketetest-komponenst is belevettem az illesztésekbe, amelyek így már elfogadható eredményeket szolgáltatottak.

A legjobban illeszkedő modellgörbék paramétereit a 8. táblázatban gyűjtöttem össze. A frissen keletkező, meleg port tartalmazó zóna sugara (R_{warm}) $0,75\text{--}3,88 \times 10^{16}$ cm között növekedett a 270. és 1240. nap között, míg ezzel párhuzamosan a meleg komponens átlagos hőmérséklete 710-ről 424 K-re csökkent. Az egyszerű feketetest-moddellel leírt hideg komponens hőmérséklete $T_{cold} = 186\text{--}103$ K között, sugara $R_{cold} = 1,5\text{--}6,2 \times 10^{16}$ cm között változott. A táblázatban szereplő luminozítások a teljes hullámhossztartományra vonatkoznak; ezek meghatározásához a (47) összefüggésből számolható, a legjobban illeszkedő modellgörbékhez tartozó L_{λ} mennyiségek $0,01 \mu\text{m}$ -os lépésközönként vett értékeit integráltam össze egy egyszerű, trapézformulát alkalmazó szkript segítségével.

Az SN 2004dj esetében részletes, a MOCASSIN-kóddal történő numerikus modellezést is végeztem, a 3.4.3. fejezetben leírt módon. A szemcsék méreteloszlására négyféle opciót próbáltam ki: az analitikus modellezésnél is használt MRN-eloszlás mellett egyféle méretű (0,005, 0,05 és 0,1 mikrométer sugarú) szemcsékkel is kísérleteztem. Csak kisméretű szemcséket ($r=0,005 \mu\text{m}$) használva nem tudtam megfelelően illeszkedő modellt találni, míg a másik három esetben ez sikerült. Ez az eredmény összhangban van Kozasa és mtsai (2009)



16. ábra. Az SN 2004dj SED-jeire illesztett feketetest-modellek (pontozott vonal) és kétkomponensű analitikus pormodellek (folytonos vonal). Az első időpontban a $4,5 \mu\text{m}$ -es pontot kihagytam az illesztésből, a CO-molekula 1-0 vibrációs átmenete miatt fellépő többlet miatt (részletek a szövegben). Az IRS/PUI-fluxusok (üres körök) szintén nem szerepeltek az illesztésekben.

	267–275. nap	849–883. nap	1006–1016. nap	1236–1246. nap
$L_*(10^5 L_\odot)$	4,5	4,5	2,8	2,2
$T_*(\text{K})$	7000	7000	7000	7000
$R_{in}(10^{15} \text{ cm})$	3,5	5,0	5,0	8,0
R_{out}/R_{in}	2,1	5,0	5,7	4,9
Szemcseméret: 0,005 μm – 0,05 μm (MRN)				
$n_{dust}(\text{cm}^{-3})$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	$2,0 \times 10^{-6}$
$M_{dust}(M_\odot)$	$1,7 \times 10^{-5}$	$2,0 \times 10^{-4}$	$4,8 \times 10^{-4}$	$2,6 \times 10^{-4}$
Szemcseméret: 0,05 μm				
$n_{dust}(\text{cm}^{-3})$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-6}$
$M_{dust}(M_\odot)$	$1,5 \times 10^{-5}$	$3,2 \times 10^{-4}$	$7,6 \times 10^{-4}$	$3,6 \times 10^{-4}$
Szemcseméret: 0,1 μm				
$n_{dust}(\text{cm}^{-3})$	$2,0 \times 10^{-6}$	$1,0 \times 10^{-6}$	$1,0 \times 10^{-6}$	$3,0 \times 10^{-7}$
$M_{dust}(M_\odot)$	$2,2 \times 10^{-5}$	$2,6 \times 10^{-4}$	$6,2 \times 10^{-4}$	$4,2 \times 10^{-4}$

9. táblázat. Az SN 2004dj SED-jeire legjobban illeszkedő, homogén szemcseeloszlású MOCASSIN-modellek paramétereit

számításaival, akik szerint a II-P típusú robbanások környezetében a 0,03 μm -nél nagyobb sugarú szemcsék jelenléte dominál.

A végeredmények a 9. táblázatban találhatóak. A legjobban illeszkedő modelleknél a központi, ionizáló forrás egy $T_* = 7000 \text{ K}$ hőmérsékletű, $L_* = 2,2\text{--}4,5 \times 10^5 L_\odot$ -ú fekete testként volt megadva. A porképződési zóna egy R_{in} belső és egy R_{out} külső sugárral megadott gömbhéjként volt értelmezve (a belső sugáron belül a hőmérséklet túl magas a szemcseképződéshez). A külső sugarat (R_{out}) az analitikus modellben a meleg porkomponensnek helyet adó gömbök sugaraival (R_{warm}) azonosítottam. A belső sugár (R_{in}) szabad paraméter volt az illesztések során.

A homogén térbeli szemcseeloszlás esetében $2\text{--}8 \times 10^{-4} M_\odot$ -nyi tömeget kaptam (a porképződési gömbhéj méretétől és vastagságától függően), ami egy nagyságrenddel nagyobb az analitikus modellezés során meghatározott értékeknél. A pontos illeszkedések eléréséhez a numerikus modellek készítése során is szükség volt egy külsőbb tartományban elhelyezkedő, hideg komponens beiktatására, ami gyakorlatilag az analitikus modellben használt paraméterekkel volt legjobban közelíthető.

Második lépésként a konstans térbeli szemcsesűrűség helyett – MRN-méreteloszlást feltevézve – hatványfüggvény alakú (r^{-n}) sűrűségprofilot használtam, ahol n értékét – a szupernóva korábbi, optikai spektrummodellezése során kapott eredmények (Vinkó és mtsai, 2006) felhasználásával – 7-nek választottam. A szupernóvák táguló maradványaiban lévő anyag magas hatványkitevőjű sűrűségeloszlását egyéb numerikus szimulációk (pl. Chugai

	L_* ($10^5 L_\odot$)	R_{in} (10^{15} cm)	R_{out}/R_{in}	T_* (K)	n_{dust} (cm^{-3})	M_{dust} (M_\odot)
267–275. nap						
10 rácspont	4,5	1,0	7,5	7000	$2,0 \times 10^{-9}$	$8,0 \times 10^{-6}$
849–883. nap						
10 rácspont	4,0	1,0	25,0	7000	$1,0 \times 10^{-8}$	$4,1 \times 10^{-5}$
15 rácspont	4,0	1,0	25,0	7000	$3,0 \times 10^{-8}$	$3,6 \times 10^{-5}$
30 rácspont	4,0	2,5	10,0	7000	$8,0 \times 10^{-6}$	$5,1 \times 10^{-5}$
49 rácspont	4,0	2,0	12,5	7000	$3,0 \times 10^{-6}$	$3,6 \times 10^{-5}$
1006–1016. nap						
10 rácspont	2,4	1,0	28,5	7000	$1,0 \times 10^{-8}$	$4,1 \times 10^{-5}$
1236–1246. nap						
10 rácspont	1,5	1,0	38,8	7000	$1,0 \times 10^{-8}$	$4,1 \times 10^{-5}$

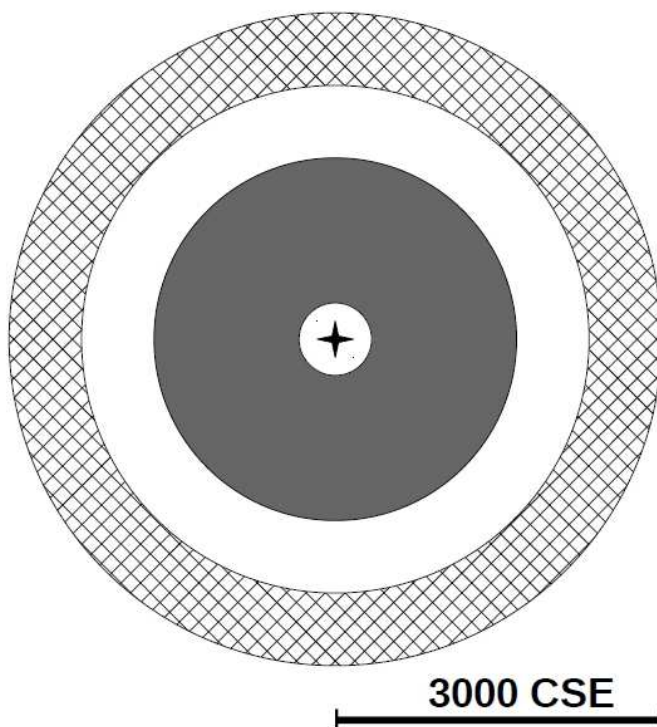
10. táblázat. Az SN 2004dj SED-jeire legjobban illeszkedő, hatványfüggvényt követő szemcseeloszlású MOCASSIN-modellek paramétereit

és mtsai, 2007; Utrobin 2007) is alátámasztják. A MOCASSIN alapvetően $10 \times 10 \times 10$ rácsponttal dolgozik a modellszámítások során, de van lehetőség ettől eltérő felbontás megadására is. A hatványfüggvény-jellegű sűrűségprofilokkal számolt modelleknél próbaképpen tengelyenként 15, 30 és 49 pontos beosztással is lefuttattam a számításokat; ezt a nagy számítási kapacitás- és időigény miatt csak a 849–883. napok közötti időszakra vonatkozó SED-nél tettem meg. A gömbhéj külső sugarára az előzőekben használt értéket adtam meg.

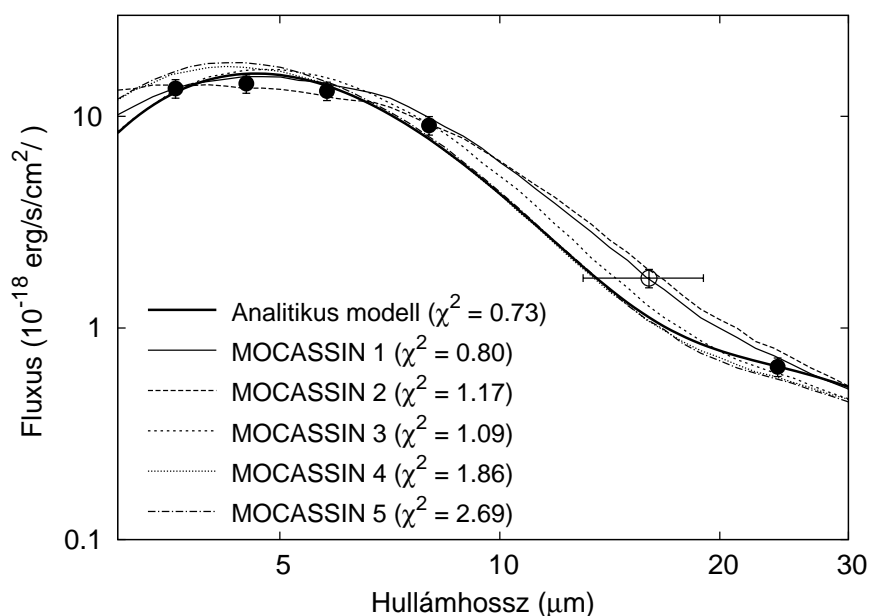
Ahogy az a 10. táblázatból kitűnik, az új modellek eredményei némiképp eltérnek a homogén sűrűségprofilal számolt értékektől, ami különösen a portömegek esetében számottevő. A második lépésben kapott tömegek csaknem egy nagyságrenddel kisebbek a homogén szemcseeloszlásból számoltaknál, de az analitikus modell eredményeinél még így is 3-4-szer nagyobbak.

Az analitikus és numerikus pormodellezések fentebb vázolt eredményei megerősítik, hogy az SN 2004dj közép-infravörös SED-jei megfelelően magyarázhatóak a szupernóva környezetében zajló, robbanás utáni porképződési folyamatokkal. A SiO spektrális sávjának hiányában feltételezett, tisztán amorf szénből álló porösszetételt a különböző modellek eredményei is valószínűsítik. A legjobban illeszkedő modellekben a nagyméretű szemcsék ($a \sim 0,05\text{--}0,1 \mu\text{m}$) dominálnak, ami jól egyezik a korábbi elméleti jóslatokkal. A robbanást követő 267. és 1246. nap között ~ 700 -ról ~ 400 K-re csökkent. Az újonnan kondenzálódó porszemcsék össztömegének alsó határa $1,4 \times 10^{-5} M_\odot$ adódott, míg a modelljeinkből számolt legnagyobb érték $7,6 \times 10^{-4} M_\odot$.

A modellek megfelelő illeszkedéséhez szükséges volt egy ($T \sim 180 - 110$ K) hideg kom-



17. ábra. Az SN 2004dj geometriai modellje a 850. nap környékén: a belső, szürke tartomány a meleg, a külső, négyzetrácsos tartomány a hideg komponens elhelyezkedését jelöli; a CSE a csillagászati egység jele.



18. ábra. A legjobban illeszkedő analitikus és numerikus modellek összehasonlítása a 849–883. nap közötti időszakra vonatkozó SED esetében. A modellek részletesebb magyarázataiért lásd a 8., 9. és 10. táblázatokat és a szöveget. Az IRS PUI fluxust (üres kör) nem használtam az illesztés során.

ponens jelenlétének feltételezése is, amely a friss porképződésnek helyet adó zónán túl helyezkedik el (egyenletes mozgást feltételezve $v \sim 6400 \text{ km s}^{-1}$ -os sebességgel tágul), nagyjából abban a régióban, ahol a robbanás lökéshullámai és a környező csillagközi anyag kölcsönhatásai lejátszódnak. Hasonló hőmérsékletű ($T \sim 100 \text{ K}$) hideg komponens mutat ki az SN 2004et (Kotak és mtsai, 2009), valamint az SN 2002hh esetében, bár utóbbinál jóval magasabb hőmérsékletet meghatározva ($T \sim 300 \text{ K}$, Meikle és mtsai, 2006). Ezekben az esetekben a szerzők a 2.3. fejezetben említett infravörös visszfény jelenségét adták meg magyarázatként.

Az SN 2004dj esetében azonban ez az opció nem tűnik túl valószínűnek. Bár a robbanást követő időszakban rádió- és röntgentartományban végzett megfigyelések utalnak egy kevés, valószínűleg régebb óta létező csillagközi anyag jelenlétére (Chevalier és mtsai, 2006), az infravörös visszfényvel kapcsolatban több ellenérv is felmerül. Míg az SN 2002hh és az SN 2004et esetében mért teljes extinkció mértéke nagyon nagy ($A_V > 1 \text{ mag}$), addig az SN 2004dj esetében ez kevesebb mint 0,3 magnitúdó (Vinkó és mtsai, 2006); ez pedig arra utal, hogy az általunk vizsgált szupernóva környezetében nagy valószínűséggel nem létezhet a visszfény kialakulásához szükséges, sűrű csillagközi anyag. Ezzel összhangban van az a tény is, hogy a szülőcsillagnak helyet adó Sandage-96 halmaz valószínűleg számos fiatal, forró óriáscsillagot tartalmaz (Vinkó és mtsai, 2009), amelyek erős optikai/UV-sugárzása idővel elpárologtatta volna a korábbi porszemcséket. A harmadik érv, hogy a szupernóva-robbanást követő rövid, de annál intenzívebb UV/röntgen-felvillanás egy kb. 10^{16} – 10^{17} cm átmérőjű üreget hoz létre (Dwek 1983, 1985) – a modellszámításaink szerint a közép-infravörös sugárzási többlet ezen régió belülről érkezik, tehát nagy valószínűséggel a robbanás után keletkező porszemcséktől származik.

Egy másik lehetőség a hideg komponens magyarázatára a korábban említett, CDS-en belüli szemcsekondenzálódás. Bár ezt a jelenséget főleg olyan szupernóvák esetében feltételezik, amelyek körül relatíve nagy a cirkumsztelláris anyag sűrűsége, vannak arra utaló jelek, hogy mégis ez lehet a magyarázat. Chevalier és mtsai (2006) cikkükben kb. $10^{-6} M_{\odot}$ /éves tömegvesztési rátát becsültek az SN 2004dj szülőcsillagára, amit Chugai és mtsai (2007) is megerősítettek a $H\alpha$ -vonalprofilok korai fázisban történt elemzése révén. Utóbbi szerzők a vizsgált hidrogénvonalak profiljaiban felfigyeltek egy nagy sebességű, abszorpciós komponensre, amely véleményük szerint az említett CDS-régióban keletkezhetett. Az általuk megadott sebességgörbéket a 267–1246. nap közé eső idősakra extrapolálva a CDS méretére az adódott, hogy a kérdéses időszakban $1,9$ – $7,0 \times 10^{16} \text{ cm}$ között változott. Ez jó egyezést mutat a mi modelljeinkben vizsgált hideg komponens méretével (lásd 8. táblázat), ami megerősíti azt az álláspontot, hogy a CDS-ben lejátszódó folyamatokat is figyelembe kell venni a közép-infravörös SED-ek értelmezésekor.

A Meikle és mtsai (2011) fentebb említett cikkében közölt eredmények alapvetően összhangban vannak a mi tanulmányunkban leírtakkal, mind az adatfeldolgozás eredményeit, mind a meghatározott paramétereket illetően. A porszemcsék keletkezésére vonatkozó konk-

lúziók viszont eltérőek: míg azt Meikle és kollégái sem cáfolják, hogy a megfigyelt közép-infravörös sugárzás forrásaként az újonnan kondenzálódó porszemcsék kézenfekvő megoldást kínálnak, számításaik szerint a robbanást megelőző porszemcséképződés, illetve az ezek hatására megfigyelhető infravörös visszfény léte sem kizárható.

3.5.2. Domináns lokális porképződés

3.5.2.1. SN 2005af. A második minta objektumai közül a legtöbb adat az SN 2005af-ről állt rendelkezésre. A szupernóva közép-infravörös SED-jei egy látványos, folyamatosan csökkenő hőmérsékletű sorozatot alkotnak (19. ábra), amelyet – akárcsak az SN 2004dj esetében – jól lehet magyarázni folyamatosan hűlő porszemcsék jelenlétével. Ez a robbanást követő porképződésre utaló jel, amit a sugárzást kibocsátó gömbszimmetrikus térrész (azaz a feltételezett porképződési zóna) feketetest-modellezések során kapott méretadatai, pontosabban az ezekből számolt tágulási sebességek is alátámasztanak (lásd a fejezet elejét).

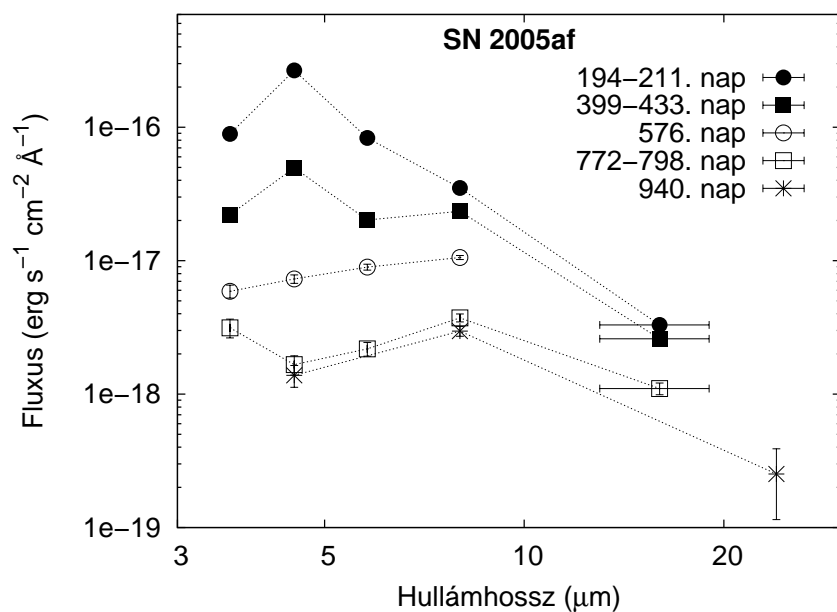
Az SN 2005af SED-jeire – akárcsak az SN 2004dj esetében – először egykomponensű AC-modelleket próbáltam meg illeszteni. A legkorábbi, 194. naphoz tartozó SED-en kívül a többire a 8 mikrométeren megfigyelhető fluxustöbblet miatt nem tudtam megfelelően illeszkedő AC-modellt találni, ezért a továbbiakban a 3.4.2. fejezetben említett szilikátos (C-Si-PAH) porösszetételt alkalmaztam. Az, hogy a legkorábbi SED esetében erre még nem volt szükség, összeegyeztethető azzal az SN 2004dj esetében felvázolt folyamattal, miszerint a porszemcsék keletkezésére a robbanást követő 300–400. nap környékén kerül csak sor.

Az SN 2004dj-hez hasonlóan az 500. nap előtti SED-eken megfigyelhető a 4,5 mikrométer környéki többletfluxus, ami fokozatosan gyengül, majd eltűnik. A korai SED-eknél ezeket a pontokat kihagytam az illesztésből, csakúgy, mint a pusztán nagyságrendi ellenőrzéshez használt, széles sávú fotometriai PUI-méréseket.

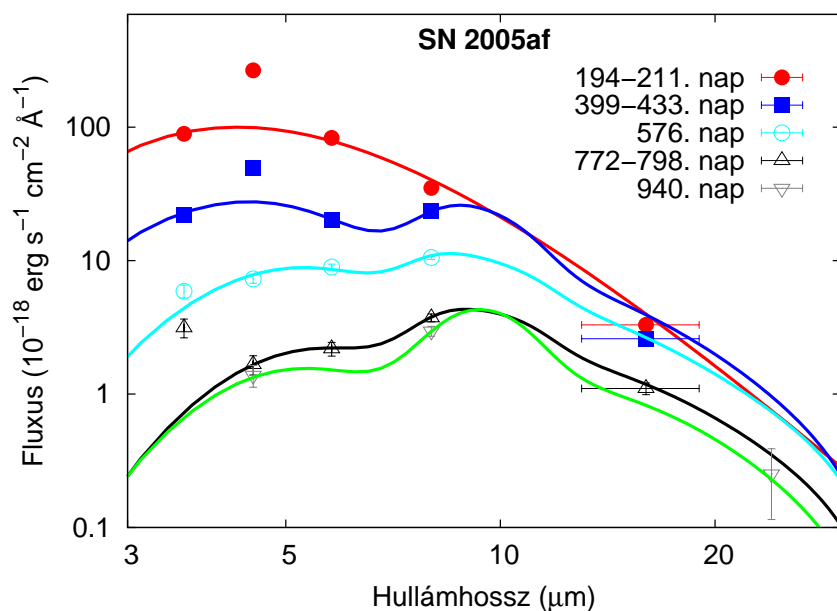
Az analitikus modellekből számolt portömegek ($1-3 \times 10^{-4}$ naptömeg, lásd a 11. táblázatot) összhangban vannak a Kotak és mtsai (2006), illetve Kotak (2008) által meghatározott SiO-tömegértékekkel, valamint hasonlóak az SN 2004dj és további, lokális porképződéssel összekötött II-P szupernóvák esetében publikált mennyiségekhez.

Ahogy arra a 3.4.3. fejezet végén utaltam, az SN 2004dj mellett az SN 2005af esetében is végeztem numerikus modellszámításokat a MOCASSIN-kód segítségével. Mivel az előző szupernóva vizsgálata során részletesen összehasonlítottam az analitikus és numerikus modellezések eredményeit, az SN 2005af esetében csak az 576. naphoz tartozó SED-re illesztettem a MOCASSIN-kóddal számolt modellt. A tisztán amorf szénből álló porösszetétel ebben az esetben sem adott megfelelő illeszkedést, ezért a 3.4.3. fejezetben ismertetett szilikátos porösszetételt, valamint a kétféle szemcsetípus keverékét használtam a további analízis során. Kiindulásképp a szemcsék MRN-méreteloszlását és homogén térbeli eloszlását tételeztem fel, de az előző pontban bemutatott vizsgálatokhoz hasonlóan generáltam modelleket $\rho \propto r^{-7}$ sűrűségprofilú térbeli és különböző méreteloszlásokkal is.

A végeredményként kapott modellparaméterek a 12. táblázatban szerepelnek; a legjobb



19. ábra. Az SN 2005af közép-infravörös SED-jei



20. ábra. Az SN 2005af közép-infravörös SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus pormodellek. A 199. és 399. naphoz tartozó SED-ek esetében a többletfluxust mutató 4,5 mikrométeres pontokat, valamint a 211., 433. és 798. napokon készült, széles sávú PUI-pontokat kihagytam az illesztésekből.

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)
194	590	2,3	7,0	10,2
399 [†]	550	1,1	21	4,3
576 [†]	450	1,0	31	2,0
772 [†]	390	0,8	17	0,7
940 [†]	400	0,8	8,1	0,5

11. táblázat. Az SN 2005af SED-jeire legjobban illeszkedő, analitikus pormodellekből meghatározott paraméterek. ^(†) Megfelelő illeszkedés csak szilikátos pormodell alkalmazásával (a részleteket lásd a szövegben).

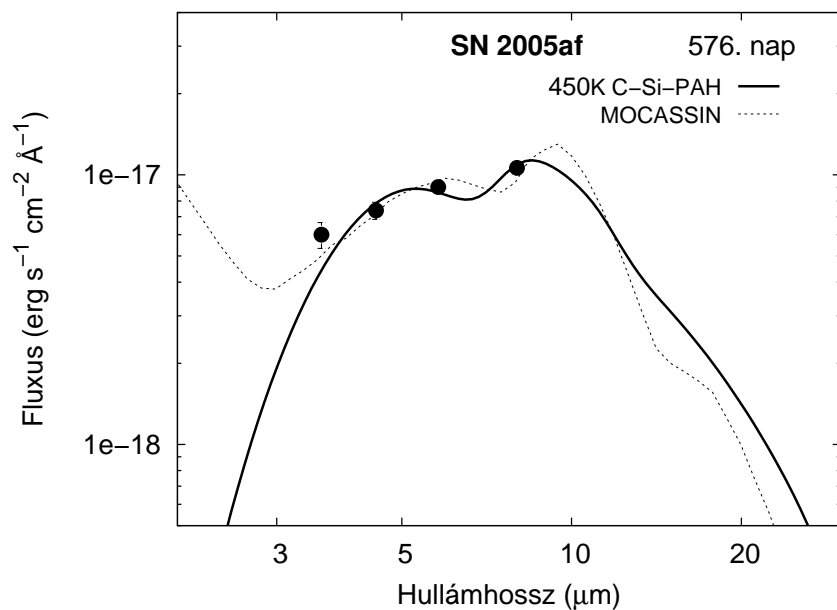
Por- összetétel	L_* ($10^5 L_{\odot}$)	T_* (K)	R_{in} (10^{16} cm)	R_{out} (10^{16} cm)	n_{dust} 10^{-6} cm $^{-3}$	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)
AC	3,4	7000	–	0,8	150 [†]	18,0
Si:AC (0,65:0,35)	16,9	8000	0,2	1,0	0,02 [‡]	11,0

12. táblázat. Az SN 2005af 576. naphoz tartozó SED-jére legjobban illeszkedő numerikus modellek paramétereit; T_* és L_* a központi gerjesztő forrás hőmérsékletét és luminozitását jelzi. ^(†) Homogén térbeli szemcseeloszlás. ^(‡) $\rho \propto r^{-7}$ sűrűségprofilú szemcseeloszlás.

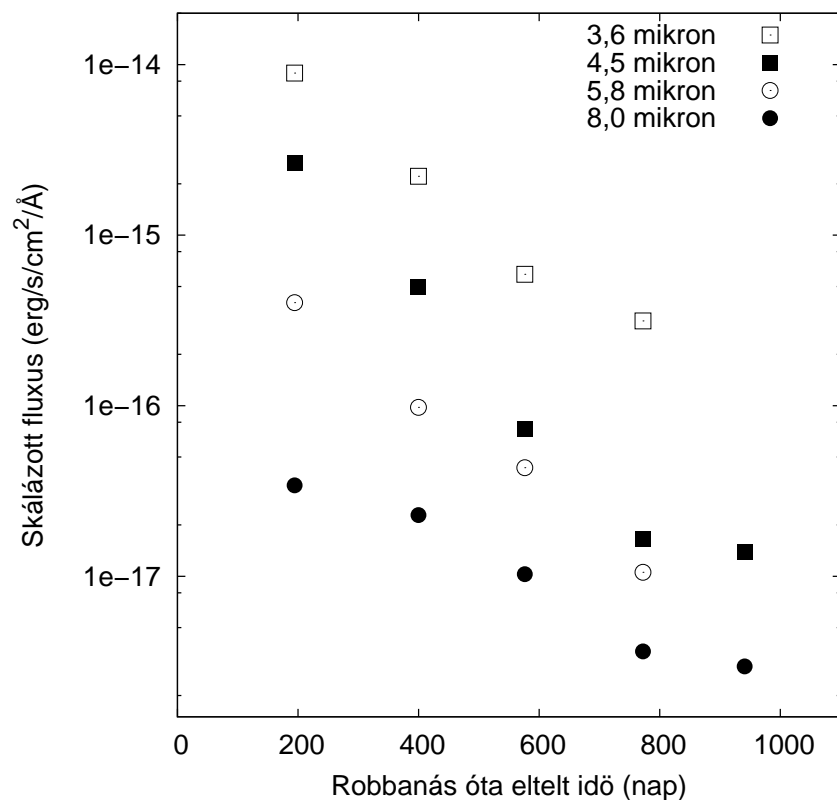
illeszkedéshez 0,65:0,35 arányú Si:AC porösszetétel, 0,1 és 1 mikrométer közötti, MRN szemcseméret-eloszlás és $\rho \propto r^{-7}$ térbeli eloszlás tartozik. A számolt portömeg – a modellek jelentős különbözősége ellenére – nagyságrendileg hasonló az analitikus modellezés során meghatározott értékhez.

Mind az infravörös fénygörbék, mind a SiO jelenléte alapján az SN 2005af nagyon hasonlónak tűnik a porképződés szempontjából részletesen tanulmányozott SN 2004et-hez, amelynél Kotak és mtsai (2009) szintén a robbanást követő porkeletkezést jelölték meg a SED meleg komponensének lehetséges fő forrásaként. Érdekes lett volna látni, hogy vajon az SN 2004et-hez hasonlóan az SN 2005af esetében is bekövetkezik-e az IRAC-fluxusok növekedése a robbanást követő ~ 1000 . nap után (Kotak és mtsai, 2009; Fabbri és mtsai, 2011), de sajnos erről az objektumról ilyen késői fázisban már nem készültek infravörös mérések.

Az SN 2005af megfigyelésekből számolt, közép-infravörös SED-jeinek elemzésekor a friss porképződésen kívül egy másik magyarázat, a 2.3. és a 3.5.1. fejezetben említett infravörös visszfény lehetőségét is megvizsgáltam. Ehhez mindenekelőtt a szupernóva tágabb környezetében lévő csillagkörüli anyag fizikai paramétereiről kellene valamit tudni, azonban erről meglehetősen kevés információ áll rendelkezésre. Az objektumról sem röntgen-, sem rádiótartományban készült méréseket nem publikáltak, és bár a látóirányba eső csillagközi vörösödés meglehetősen nagy ($E(B - V)_{gal} = 0,183$, lásd a 3.2. fejezetet), ez csak a Tejútrendszer csillagközi anyageloszlása alapján számolt érték, vagyis a szülőgalaxisról és a



21. ábra. Az *SN 2005af* 576. naphoz tartozó SED-jére legjobban illeszkedő analitikus (folytonos vonal) és numerikus (szaggatott vonal) modell, szilikáttartalmú porösszetétel esetén. A numerikus modellben a $3\ \mu\text{m}$ -nél rövidebb hullámhosszakon jelentkező sugárzási többlet a modellben feltételezett központi forrástól származik (ez az analitikus modellben nem szerepel).



22. ábra. Az *SN 2005af* IRAC-fénygörbéi: $3,6\ \mu\text{m}$ (üres négyzet), $4,5\ \mu\text{m}$ (telt négyzet), $5,4\ \mu\text{m}$ (üres kör), $8,0\ \mu\text{m}$ (telt kör).

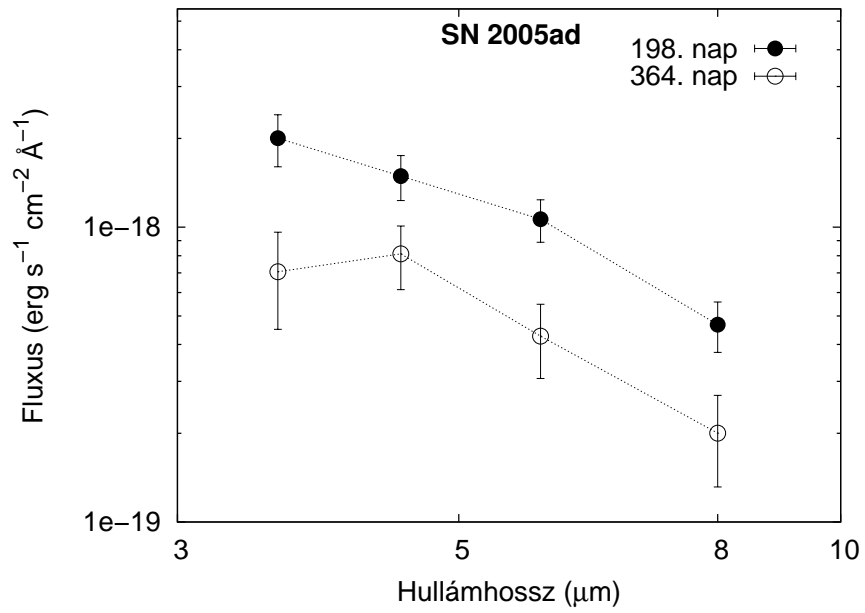
szupernóva környezetéről érdemleges információval nem szolgál.

Az infravörös visszfény létére ugyanakkor a közép-infravörös fénygörbék alakja alapján is lehet következtetni (lásd pl. Dwek, 1983; Meikle és mtsai, 2006); erre az esetre az adott időszakban lapos görbék várhatók (azaz az azonos csatornához tartozó fluxusok nem nagyon változnak). Ahogyan azonban a 22. ábrán látszik, az SN 2005af Spitzer-fénygörbéi egyértelműen monoton csökkenést mutatnak. Ez alapján kijelenthető, hogy az infravörös visszfény jelenléte (amit tehát a robbanás előtt, leginkább a szülőcsillag tömegvesztési folyamatai során keletkező porszemcsék felfűtődése okoz) kevésbé valószínű.

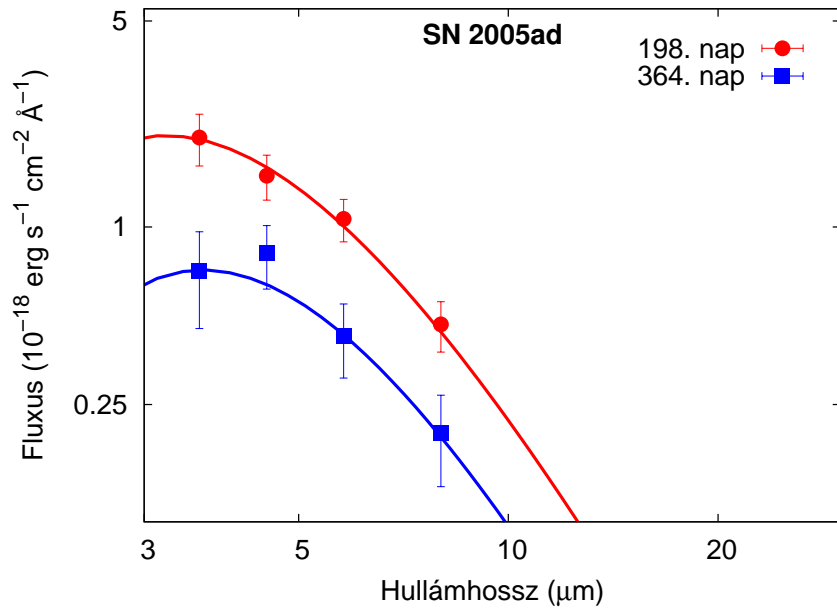
3.5.2.2. SN 2005ad. A sok megfigyelési adat révén alaposan vizsgálható SN 2004dj és SN 2005af mellett egyedül az SN 2005ad esetében valószínűsíthető, hogy az észlelt közép-infravörös sugárzás domináns forrása a robbanást követően keletkező por lehet. Ennél az objektumnál – az említett két szupernóvához hasonlóan – a különböző epocháknál felvett mérésekből számolt SED-ek között jelentős (jelen esetben 890 K-ról 750 K-re történő) hőmérsékletcsökkenés látszik. A becsült minimális zónasugarakhoz tartozó sebességek kellően alacsonyak (≤ 1800 km/s) ahhoz, hogy a robbanáskor kidobódó, belsőbb anyaghéjak elérjék a modellekben szereplő sugárzási (porképződési) régiók becsült méreteit; a számolt portömegek ($\sim 10^{-5} M_{\odot}$) pedig nagyságrendileg hasonlóak a más II-P szupernóváknál becsült alsó portömegek-határokhoz. Érdekesség, hogy a porképződési régiók számolt sugarai – a várt növekedés helyett – mind az SN 2005ad, mind az SN 2005af esetében időben nagyjából állandóak a nebuláris fázis során. Kotak és mtsai (2009) hasonló eredményre jutottak az SN 2004et kapcsán. Az ő magyarázatuk szerint ennek a jelenségnek az lehet a fizikai oka, hogy a frissen keletkező por optikailag vastag csomókba áll össze a számolt porképződési zónát összességében kitöltő, optikailag vékony gázfelhőn belül; a porcsomók pedig azért nem tudnak a centrumtól kifelé mozogni, mert a közöttük lévő melegebb, magasabb nyomású gáz megakadályozza ezt.

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)
198	890	0,4	1,0	4,9
364	750	0,4	0,4	1,8

13. táblázat. Az SN 2005ad SED-jeire illesztett pormodellekből meghatározott paraméterek. Az epochák a felfedezés napjától számítva értendőek (a robbanás időpontja ismeretlen).



23. ábra. Az SN 2005ad közép-infravörös SED-jei

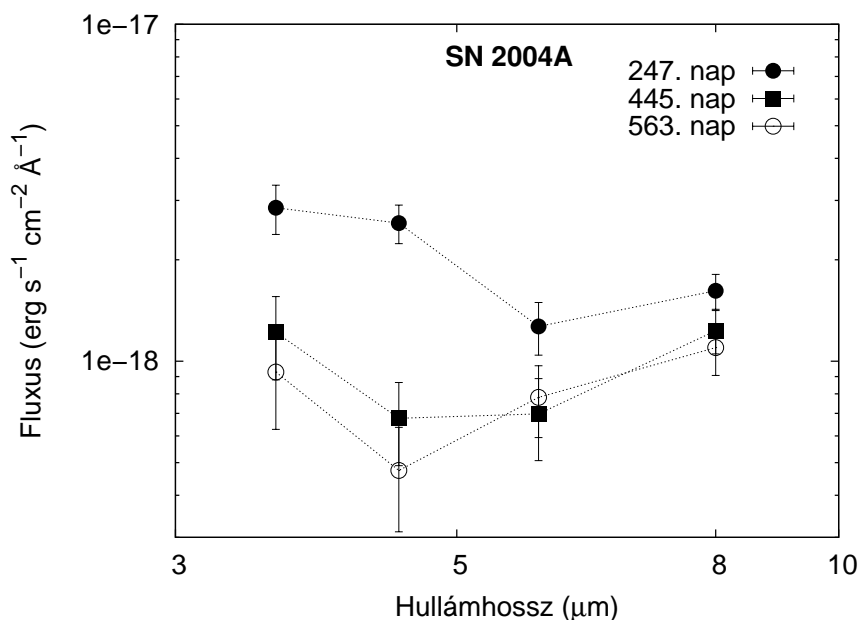


24. ábra. Az SN 2005ad közép-infravörös SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus pormodellek

3.5.3. Részleges lokális porképződés

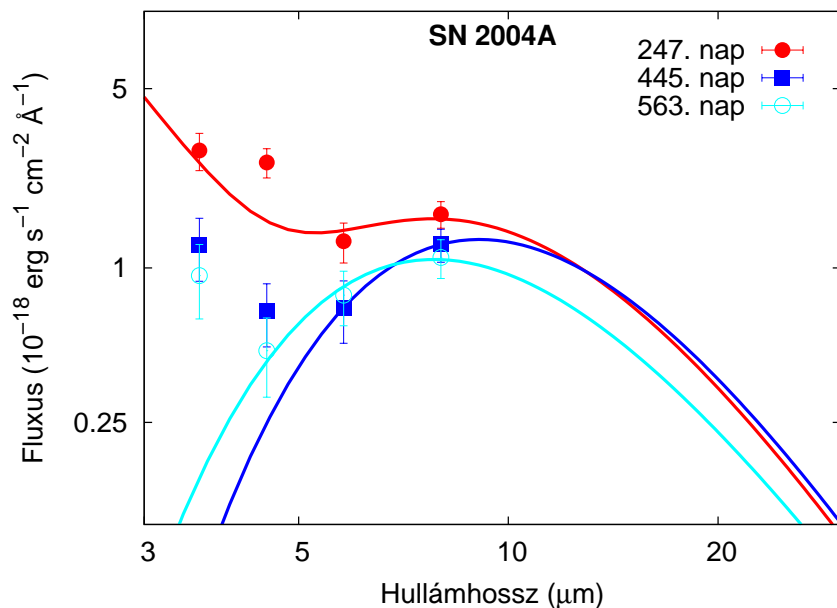
A fentiekben taglalt három, a robbanást követő porképződés egyértelmű jeleit szupernóva mellett további három objektum esetében van arra utaló jel, hogy az észlelt közép-infravörös sugárzás részben frissen keletkező porszemcséktől származik. Közös jellemzőjük, hogy a SED-ek időben egyértelműen változást mutatnak, ugyanakkor a feketetest-modellek illesztéséből meghatározott minimális zónasugarak túl nagyok ahhoz, hogy teljes egészében frissen keletkező por töltse ki azokat.

3.5.3.1. SN 2004A. A három szupernóva közül az SN 2004A-ról áll rendelkezésre a legtöbb adat. A SED-ek (25. ábra) egyértelmű időbeli fejlődést mutatnak, bár a hőmérsékletek változása nem túl nagy mértékű. Ennél az objektumnál is jelen van az 500. nap előtt a 4,5 mikrométeren jelentkező többletfluxus, ezért ezt a pontot az első két SED esetében ki is hagytam az illesztésekből (26. ábra).

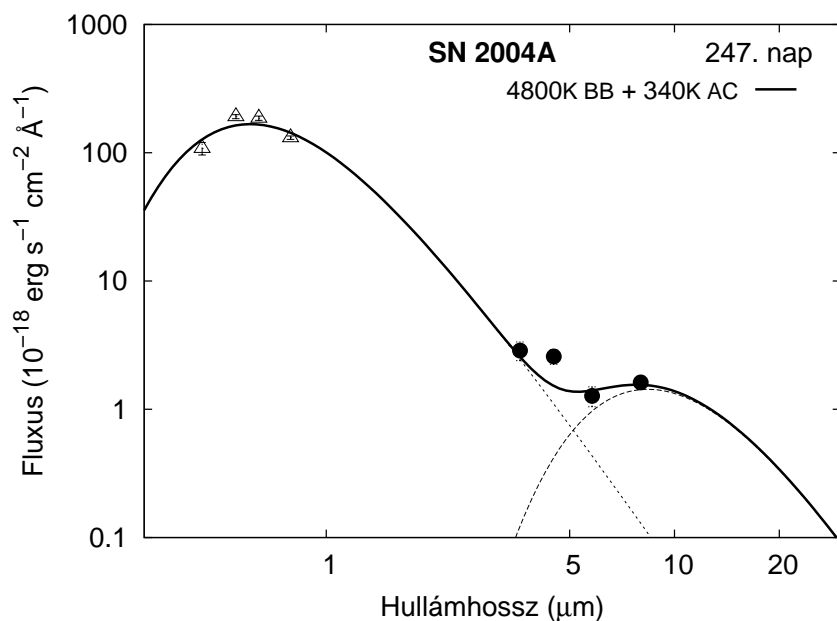


25. ábra. Az SN 2004A közép-infravörös SED-jei

Az analitikus AC-modellekből számolt paraméterek a 14. táblázatban találhatóak. Ezeket az értékeket a 7. táblázatban feltüntetett sebességekkel együtt vizsgálva azt látjuk, hogy az előzőekben vizsgált szupernóváknál jóval nagyobb portömeg ($\sim 10^{-3} M_{\odot}$) adódik, de ennek csak kis része képződhetett a robbanást követően. Az SN 2004A esetében az optikai színeképvizsgálat révén (Hendry és mtsai, 2006) van információ a látóirányba eső teljes vörösödés értékéről. Ennek értéke $-E(B - V) = 0,^m060$, lásd az 5. táblázatot – alacsony, ami arra utal, hogy a szupernóva környezetében a robbanás előtt sem volt jelen nagy mennyiségű gáz- és poranyag; ugyanakkor az ennek megerősítésére vagy cáfolására szolgáló röntgen- vagy rádiómérések sajnos nem készültek az SN 2004A-ról.



26. ábra. Az SN 2004A közép-infravörös SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus pormodellek



27. ábra. Az SN 2004A 247. naphoz tartozó, optikai fotometriai adatokkal kiegészített SED-jére illesztett kétkomponensű modell (forró fekete test + meleg AC-pormodell). A BVRI-fluxusok Hendry és mtsai (2006) cikkéből származnak (15. táblázat).

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)	
247 [†]	340	3,4	100	160	8,5
445	310	3,9	67	200	8,1
563	370	2,2	350	180	6,2

14. táblázat. Az SN 2004A SED-jeire legjobban illeszkedő, analitikus pormodellekből meghatározott paraméterek. ([†]) Plusz forró komponens (lásd a 15. táblázatot).

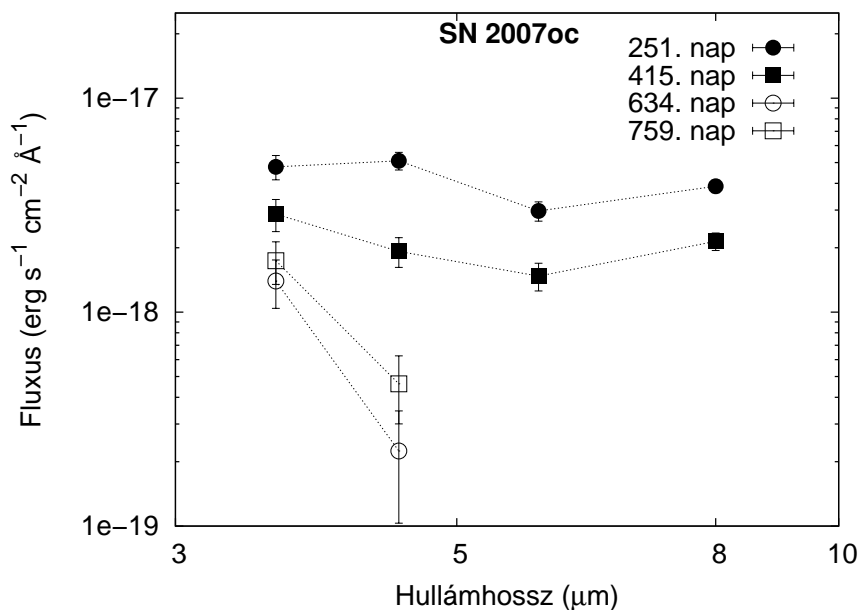
Epocha (nap)	Fluxus (10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$)				T_{hot} (K)	R_{hot} (10^{16} cm)	L_{hot} (10^{39} erg s $^{-1}$)
	B (0,44 μm)	V (0,55 μm)	R (0,64 μm)	I (0,79 μm)			
247	10,8	19,1	18,6	13,1	4800	0,045	76,1

15. táblázat. Az SN 2004A optikai fotometriai adataiból (Hendry és mtsai, 2006) számolt, vörösödésmentes fluxusok, valamint az ezekre legjobban illeszkedő, a 247. naphoz tartozó SED-et kiegészítő forró modellkomponens adatai.

Egy további lehetőség a maradvány külsőbb, CDS-régiójában bekövetkező porszemcse-képződés (lásd a 2.3. fejezetet), bár ahogyan ez az SN 2004dj esetében is látszott, ezt a folyamatot többnyire hidegebb (≤ 200 K) szemcsék kialakulásának magyarázataként alkalmazzák. Szintén figyelembe kell venni, hogy az SN 2004A nagy távolsága (20,8 Mpc, lásd 1. táblázat) okán az IRAC-fluxusok kimérésekor használt apertúra mintegy 30 pc sugarú térrészt fed le, ami két-három nagyságrenddel nagyobb a táguló maradvány méreténél. Így, bár a képek (8. ábra) alapján a szupernóva távolabb van a galaxis gázban gazdag területeitől, elképzelhető, hogy a kimért közép-infravörös fluxusok egy része közeli, intersztelláris gáz- és porfelhőktől származik.

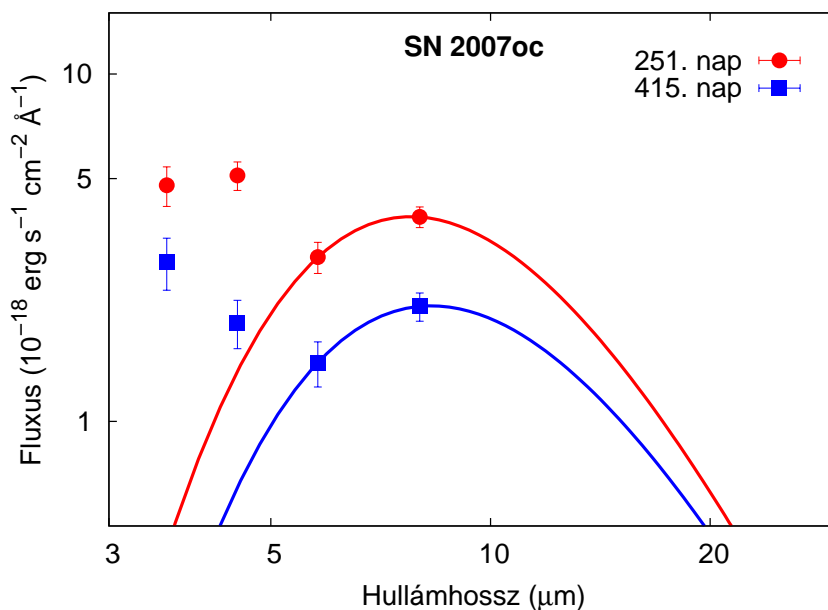
A három időpontot lefedő közép-infravörös mérésorozat mellett egy, a legkorábbi epochához (247. nap) közeli időpontban (238. nap) rögzített, optikai (BVRI) fotometriai adatsort is sikerült találnom (Hendry és mtsai, 2006); így az első SED modellezésénél a forró komponens illesztésére is volt lehetőség (27. ábra). Az optikai magnitúdókból a 3.4.1. fejezetben megadott összefüggések felhasználásával számoltam ki a vörösödésmentes fluxusokat (15. táblázat).

3.5.3.2. SN 2007oc. Az SN 2007oc SED-jei időben szintén egyértelmű változásokat mutatnak, így ebben az esetben is felmerült a robbanást követő lokális porképződés lehetősége. Bár a Spitzer IRAC-műszerével négy különböző időpontban is megfigyelték a szupernóvát (28. ábra), csak az első két SED-et tudtam modellgörbékkel illeszteni; az utolsó két mérés ugyanis az űrtávcső Warm Mission fázisában történt, mikor már csak a 3,6 és 4,5 mikrométeres csatorna volt használható. Ahogyan a két korábbi SED-ből látszik, az SN 2007oc



28. ábra. Az SN 2007oc közép-infravörös SED-jei

esetében jelen van egy forró komponens is (amelynek pontos illesztése a kiegészítő közép-infravörös és/vagy optikai adatok hiányában nem volt kivitelezhető), ami jelentősen befolyásolja a két legrövidebb IRAC-hullámhosszon mért fluxusok értékeit; ezért ezt a két pontot önmagukban nem tudtam a két későbbi SED esetében a meleg porkomponens modellillesztéséhez használni. A 4,5 mikrométeres csatornán ráadásul további többletfluxus is jelentkezik – ennek forrása szintén a C-O vibrációs átmenet lehet, de erről a szupernóváról nem készült IRS-spektrum, így erre nincs más bizonyíték.



29. ábra. Az SN 2007oc közép-infravörös SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus pormodellek

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)
250	340	8,9	310	37,8
415	340	5,5	370	23,5

16. táblázat. Az SN 2007oc SED-jeire legjobban illeszkedő, analitikus pormodellekből meghatározott paraméterek. Az epochák a felfedezéstől számítva értendők (a robbanás időpontja ismeretlen).

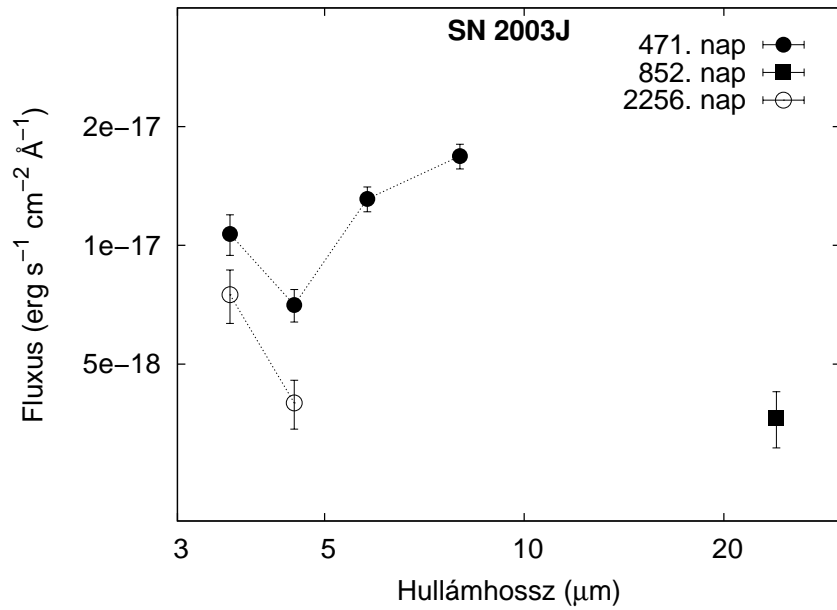
A két korábbi SED-re legjobban illeszkedő AC-modellek a 29. ábrán, az ezekből meghatározott paraméterek a 16. táblázatban láthatók. A hőmérsékletekben nem tapasztalható változás, de egyéb paraméterekben igen. A minimális zónasugarakhoz tartozó sebességek azonban nagyon nagyok, az észlelt sugárzásnak tehát csak kis hányada tartozhat a maradványban keletkező porszemcsékhez. Az SN 2007oc esetében csak a Galaxisunkon belüli vörösödés mértékére van becslés; ezért – mivel további tartományokban nem készültek mérések – a robbanást megelőző csillagkörüli anyagképződésről nincsen információnk. Lehetőség tehát, hogy ennél a szupernóvánál a robbanást megelőzően keletkező port látunk, de mivel a minta legtávolabbi szupernóvájáról van szó ($D = 28$ Mpc, lásd 1. táblázat), szintén felvetődik a külső források fotometriai apertúrába való bekerülésének lehetősége.

3.5.3.3. SN 2003J. A vizsgált szupernóvák közül az SN 2003J-ről találtam a legkevesebb elérhető Spitzer-adatot. A feldolgozott mérési adatok alapján az SN 2007oc esetéhez hasonlít, de ennél csak egy teljes, mind a négy IRAC-csatornát lefedő mérés készült, míg a második adatfelvételre a Warm Mission során került sor (30. ábra). A két IRAC-mérés között, a 852. napon készült egy MIPS-felvétel is az objektumról, de ezt a mérést önmagában szintén nem tudtam felhasználni a modellillesztések során.

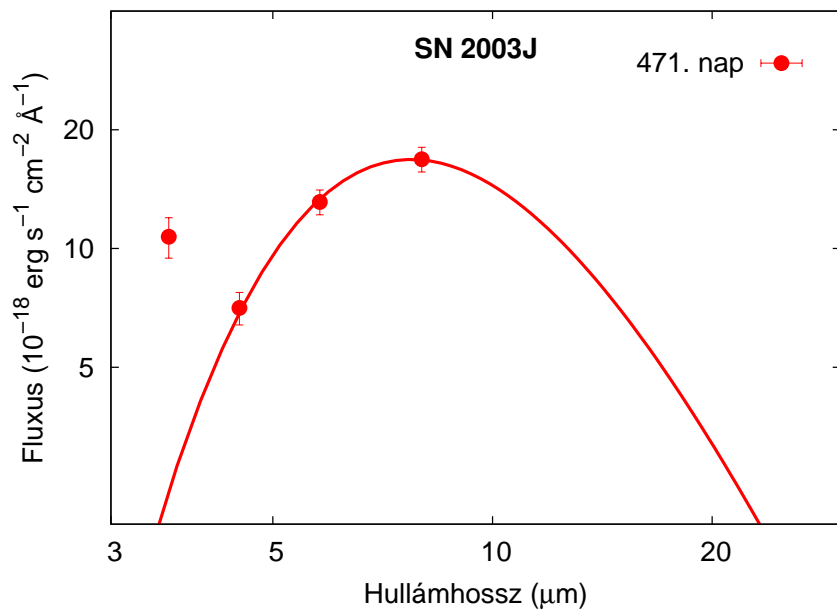
A meghatározott paraméterek (7. és 17. táblázatok), valamint a teljes vörösödés ismeretének hiánya szintén az SN 2007oc esetében taglalt konklúziókra vezetnek.

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)
471	370	6,4	710	48,8

17. táblázat. Az SN 2003J SED-jére legjobban illeszkedő, analitikus pormodellből meghatározott paraméterek. Az epocha a felfedezés napjától számítva értendő (a robbanás időpontja ismeretlen).



30. ábra. Az SN 2003J közép-infravörös SED-jei



31. ábra. Az SN 2003J közép-infravörös SED-jére legjobban illeszkedő analitikus pormodell

3.5.4. Nem detektálható lokális porképződés

A minta maradék négy objektuma esetében az egyes csatornákon mért fluxusok időben csekély mértékű változásokat mutatnak, és ugyanez igaz az illesztett SED-ekből számolt hőmérsékletekre is. Továbbá, a számolt minimális zónasugarakhoz tartozó sebességek – az előző csoportba tartozó szupernóvákéihoz hasonlóan – jóval nagyobbak a táguló maradványok belső tartományai által elérhető sebességeknél. Ezeknél az objektumoknál tehát nem bizonyítható, hogy az észlelt közép-infravörös sugárzás feltétlenül a szupernóvák környezetében végbemenő folyamatokhoz kapcsolható.

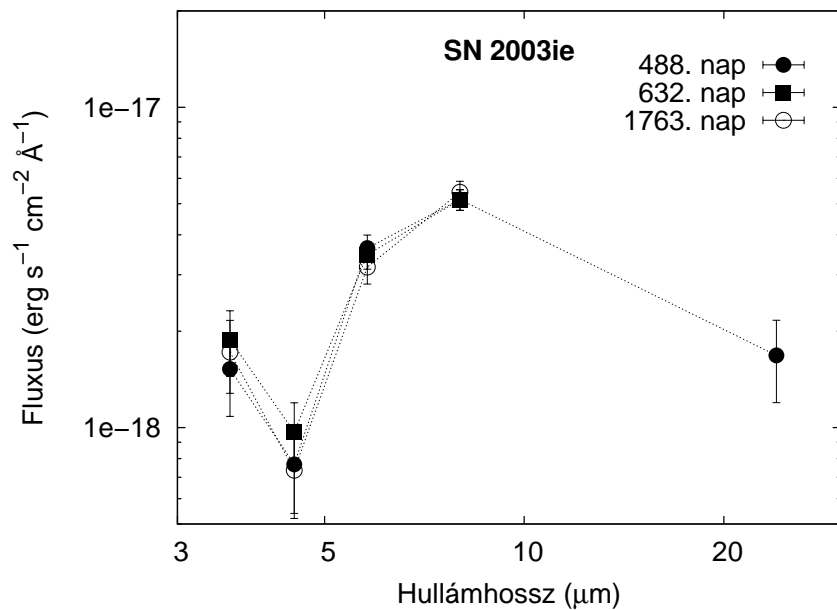
A Spitzer-felvételeken (8. ábra) jól látható, hogy mind a négy szupernóva – bár önálló fényforrásként azonosíthatóak – csillagközi gáz- és poranyagban relatíve gazdag környezetben található. Távolságuk 12-22 pc közé esik, így a fotometriai apertúra által lefedett égterületek – néhány, fentebb elemzett szupernóvához hasonlóan – jóval nagyobbak, mint a táguló maradványok méretei; a nem a szupernóva közvetlen környezetéhez tartozó infravörös források megjelenése a mért adatokban ezért ezeknél az objektumoknál is előfordulhat.

A modellezések eredményeként előálló portömegek (amelyek a lokális porképződéssel jellemezhető objektumok esetében meghatározott értékeknél jóval nagyobbak) tehát nem köthetők a robbanás következményeként előálló porszemcsékhez; ha ilyen folyamat le is játszódott ezeknél a szupernóváknál, ennek kimutatása – a rendelkezésre álló adatok alapján – nem volt lehetséges.

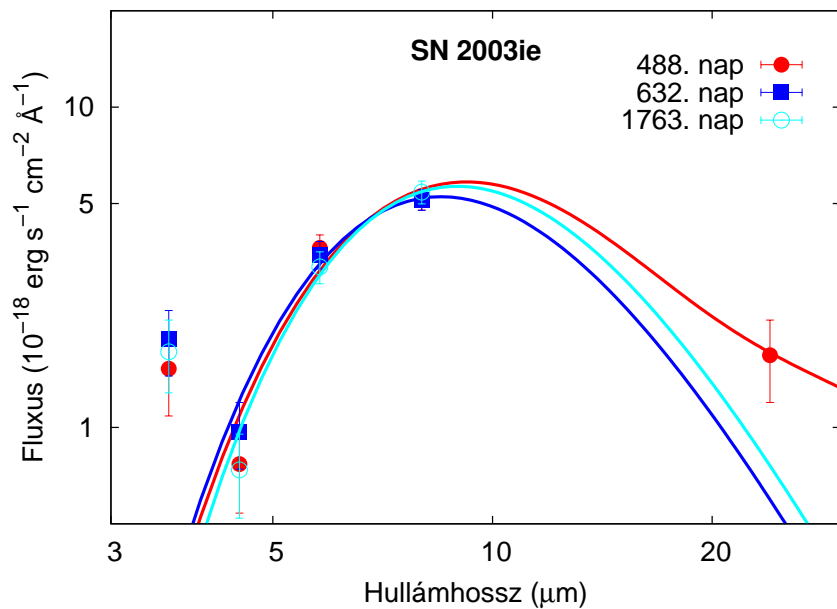
3.5.4.1. SN 2003ie. A három különböző időpontban mért fotometriai fluxusok csatornánként hibahatáron belül megegyeznek, még a legkésőbbi, 1736. naphoz tartozó adatokat is beleértve (32. ábra). A legelső, 488. napon mért IRAC-adatsorhoz időben közel egy MIPS-mérés is készült a szupernóváról; az ezzel kiegészített SED-et az egykomponensű AC-modellel nem tudtam megfelelően illeszteni, ez csak egy plusz hideg feketetest-komponens beiktatásával sikerült (33. ábra).

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)	T_{cold} (K)	R_{cold} (10^{16} cm)	L_{cold} (10^{39} erg s $^{-1}$)
488	310	6,2	700	22,2	90	29,5	11,6
632	300	10,1	200	16,9
1763	280	15,8	290	19,1

18. táblázat. Az SN 2003ie SED-jeire legjobban illeszkedő, analitikus pormodellekből meghatározott paraméterek.



32. ábra. Az SN 2003ie közép-infravörös SED-jei

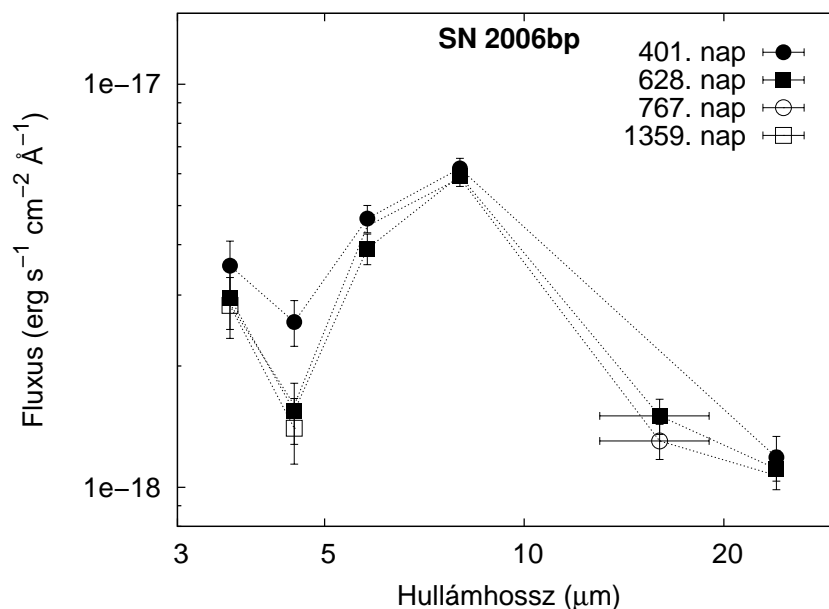


33. ábra. Az SN 2003ie közép-infravörös SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus pormodellek

3.5.4.2. SN 2006bp. Az SN 2006bp közép-infravörös SED-jei (34. ábra) hibahatáron belül szintén nem mutatnak változást; ezalól egyedül a 401. napon a 4,5 mikrométeres csatornán mért fluxus jelent kivételt. Ez szintén származhat a C-O átmenet gerjesztettségének változásából, de mivel a szupernóváról csak későbbi IRS-spektrum készült (12. ábra), ezért nincs további adat ennek igazolására vagy cáfolására. Ugyanakkor ez a fluxusváltozás ebben az esetben is visszavezethető egy, az apertúra által lefedett égterületen lévő egyéb forrás jelenlétére is.

Mind a három IRAC-méréssorozathoz közeli időpontban készültek MIPS-mérések is. Ezek csak kis mértékű többletfluxust mutatnak a rövidebb hullámhosszú pontokra legjobban illeszkedő, egykomponensű AC-modellgörbékhez képest, ezért a 401. és a 767. naphoz tartozó SED-ek esetében egy-egy kis luminozitású, hideg feketetest-komponens illesztésére is szükség volt (19. táblázat). Az objektumról szintén készült két széles sávú IRS/PUI-mérés is, de ezeket az illesztések során nem használtam.

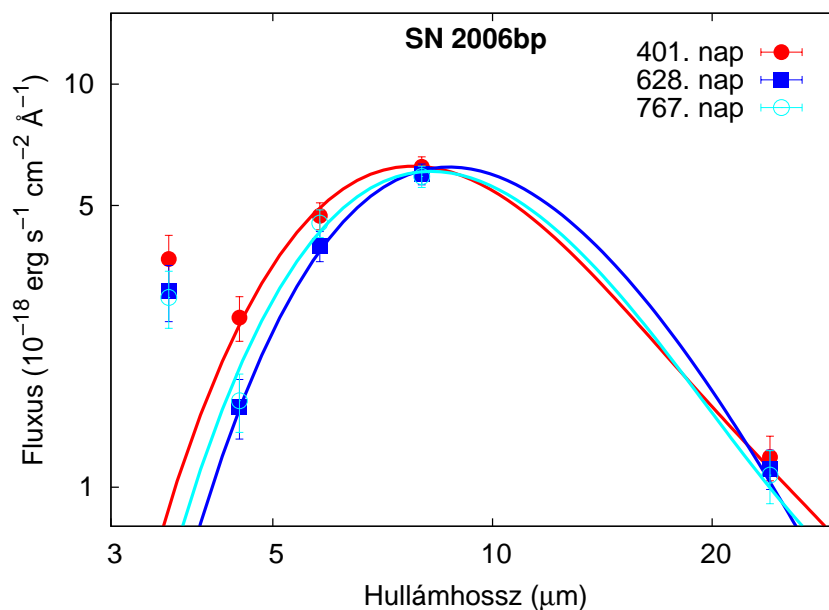
Az utolsó csoportba tartozó négy szupernóva közül az SN 2006bp az egyetlen, amelynél közvetett bizonyítékok vannak a lokális, de jó eséllyel a robbanást megelőzően keletkező porszemcsék léteire. Egyrészt a Dessart és mtsai (2008) optikai színképanalízise révén meghatározott, a látóirányba eső teljes vörösödés értéke meglehetősen magas, $E(B - V) = 0,^m4$ (lásd a 5. táblázatot); másrészt a robbanást követő hónapokban gyenge röntgensugárzást is sikerült detektálni a szupernóva környezetéből (Immler és mtsai, 2007), ami legkézenfekvőbb módon a nagy sebességű lökeshullámfrontok és a korábban ledobódott csillagkörüli anyag kölcsönhatására vezethető vissza.



34. ábra. Az SN 2006bp közép-infravörös SED-jei

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s^{-1})	T_{cold} (K)	R_{cold} (10^{16} cm)	L_{cold} (10^{39} erg s^{-1})
401	370	4,6	480	26,2	110	24,0	6,0
628	330	6,1	1000	29,3
767	350	5,2	690	27,0	80	42,0	5,1

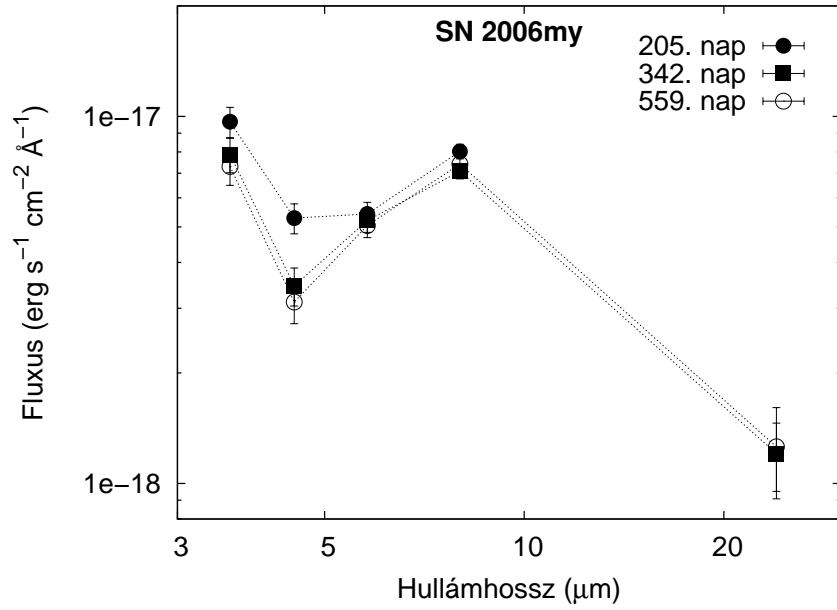
19. táblázat. Az SN 2006bp SED-jeire legjobban illeszkedő, analitikus pormodellekből meghatározott paraméterek.



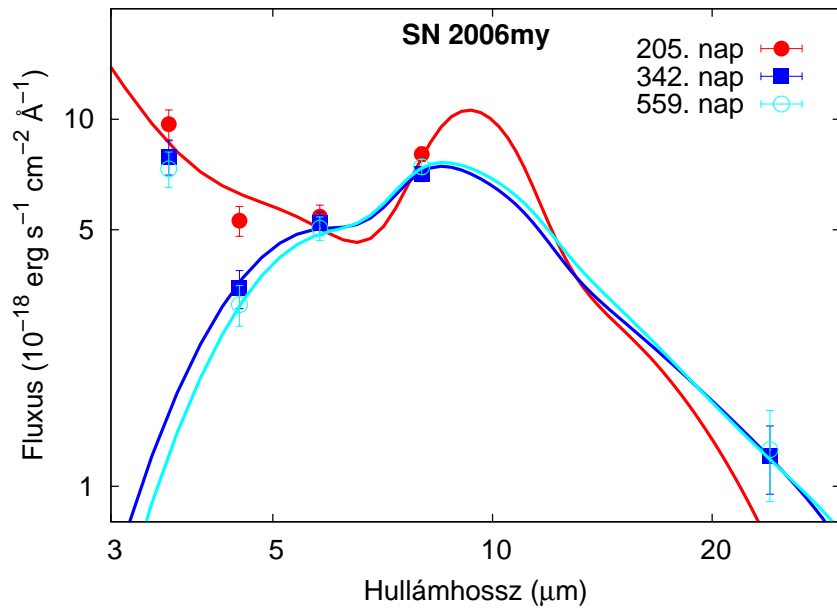
35. ábra. Az SN 2006bp közép-infravörös SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus pormodellek

3.5.4.3. SN 2006my. Az SN 2006my három sorozatban felvett IRAC-fluxusainak (36. ábra) hibahatáron belüli egyezései közül szintén csak a legkorábbi időponthoz (205. nap) tartozó, 4,5 mikrométeres pont képez kivételt (ennek okai hasonlóak lehetnek az előző szupernóva esetében taglaltakhoz). A 3,6 mikrométeres hullámhosszakon jól látszik egy forró komponens erőteljes hatása. Ennek modellezésére csak az első SED esetében volt lehetőség, amihez időben közel optikai fotometriai mérések is készültek (Maguire és mtsai, 2010). A 342. és 559. napon készült IRAC-mérések egy-egy MIPS-felvétellel is ki lettek egészítve; ezek megfelelő illesztéséhez egy plusz hideg komponenst vettem hozzá a meleg pormodellehez.

A SED-eket – akárcsak az SN 2005af esetében – AC-pormodell használatával nem tudtam megfelelően modellezni a 8 μm környékén megjelenő többletfluxus miatt. Bár ennél a szupernóvánál – IRS-spektrum hiányában – nincsen közvetlen bizonyíték szilikátok jelenlétére, de a 3.4.2. fejezetben leírt C-Si-PAH porkeveréssel sikeres modellillesztéseket tudtam végezni (37. ábra). Az illesztésekből meghatározott paraméterek a 20. táblázatban láthatóak.



36. ábra. Az SN 2006my közép-infravörös SED-jei



37. ábra. Az SN 2006my közép-infravörös SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus pormodellek

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)	T_{cold} (K)	R_{cold} (10^{16} cm)	L_{cold} (10^{39} erg s $^{-1}$)
205 [†]	380	8,0	920	44,9
342	400	5,5	1300	33,8	120	33,5	18,0
559	380	6,2	1900	28,4	90	76,0	28,6

20. táblázat. Az SN 2006my SED-jeire legjobban illeszkedő, analitikus C-Si-PAH pormodellekből meghatározott paraméterek. A 342. és 559. naphoz tartozó SED-ek esetében plusz hideg komponens illesztése is szükséges volt. ([†]) Plusz forró komponens (lásd a 21. táblázatot).

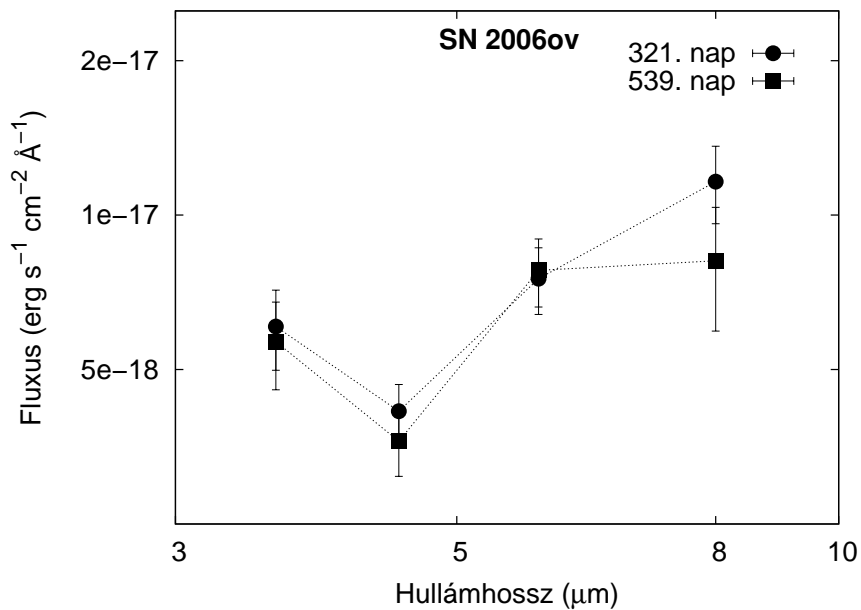
Epocha (nap)	Fluxus (10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$)				T_{hot} (K)	R_{hot} (10^{16} cm)	L_{hot} (10^{39} erg s $^{-1}$)
	B (0,44 μ m)	V (0,55 μ m)	R (0,64 μ m)	I (0,79 μ m)			
205	8,5	13,8	18,8	...	3700	0,105	146,3

21. táblázat. Az SN 2006my 205. napon felvett optikai fotometriai adataiból (Maguire és mtsai, 2010) számolt, vörösödésmentes fluxusok, valamint az ezekre legjobban illeszkedő, forró modellkomponens adatai.

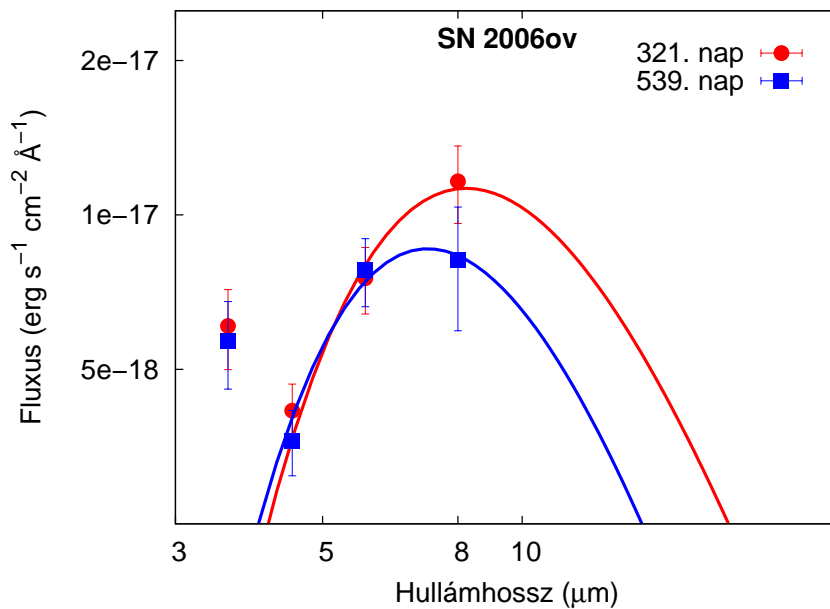
3.5.4.4. SN 2006ov. Az SN 2006ov esetében a 321. és 539. napokhoz tartozó SED-ek (38. ábra) csak a 8 mikrométeres fluxus értékében különböznek jelentősebben, bár még ez az eltérés is hibahatáron belül van – ennek oka az objektum infravörös sugárzó forrásokkal zsúfolt környezete (8. ábra). A SED-ekre illesztett modellek eltérése is csak a fluxusok nagy hibahatárából adódik, a legjobban illeszkedő modellgörbékhez tartozó hőmérsékletek is azonos értékűek (22. táblázat). Kiegészítő, késői optikai és/vagy közeli infravörös mérési adatok hiányában a 3,6 mikrométeres fluxus egy részét adó forró komponens nem illesztettem.

Epocha (nap)	T_{warm} (K)	R_{warm} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	L_{warm} (10^{39} erg s $^{-1}$)
321	350	5,1	650	25,9
539	350	8,2	82	15,4

22. táblázat. Az SN 2006ov SED-jeire legjobban illeszkedő, analitikus pormodellekből meghatározott paraméterek



38. ábra. Az SN 2006ov közép-infravörös SED-jei



39. ábra. Az SN 2006ov közép-infravörös SED-jeire legjobban illeszkedő analitikus pormodellek

3.6. Diszkusszió: II-P típusú szupernóvák és a porképződés

Az előző fejezetben bemutatam az általam vizsgált II-P típusú szupernóvák főként közép-infravörös Spitzer-adatokra épülő analízisét. Vizsgálataim fő célja a szupernóvák környezetében keletkező por kimutatása volt; az erre utaló jeleket a robbanást követő időszakban (túlnyomórészt a 200–300. nap után, a nebuláris fázisban) detektált infravörös sugárzás spektrális energiaeloszlásai, valamint az ezekre illesztett analitikus és numerikus modellekből meghatározott paraméterek elemzése révén kerestem.

A közeli, több hullámhossztartományban is alaposan megfigyelt SN 2004dj esetében több közvetlen bizonyíték is adódott az új porszemcsék képződésére: az infravörös fénygörbéken a robbanást követő 400. nap környékén jelentkező visszafényesedés és a korai IRS-spektrumokon látható emissziós vonalak fokozatos gyengülése mellett az optikai polarimetriai adatok időfejlődése is ezt a képet erősíti.

Amely objektumokra kevesebb megfigyelési adat állt rendelkezésre, az azokra vonatkozó következtetések levonását a SED-ek változásainak, valamint a sugárzás forrásaként tekintett zónáknak az illesztett feketest-modellekből számolt minimális sugarainak meghatározása segítette. Az SN 2004dj mellett két másik szupernóva, a szintén közeli SN 2005af és az SN 2005ad esetében lehet teljes mértékben frissen keletkező porszemcsékhez kötni a detektált közép-infravörös sugárzást. Ez további három objektum (SN 2003J, SN 2004A, SN 2007oc) esetében szintén igaz lehet, de csak az észlelt sugárzás egy részét tekintve; míg a további szupernóváknál nem találtam egyértelmű kapcsolatot az észlelt sugárzás és az esetleges lokális folyamatok között.

Ahogy a 3.3.1. fejezetben olvasható, az eredeti minta három objektumát (SN 2003hn, SN 2005cs, SN 2006bc) nem sikerült pontforrásként azonosítanom a megadott koordinátákon, így ezek esetében nem tudtam további vizsgálatokat végezni. Az SN 2006bc-ről azonban nemrég egy nemzetközi kutatócsoport (Otsuka és mtsai, 2012; Gallagher és mtsai, 2012) részletes elemzést jelentetett meg. Ők – a HST-t és a 8,1 méter átmérőjű *Gemini South* távcsövet használva – nagy felbontású optikai és közeli infravörös felvételeket is készítettek az objektum környezetéről, amelyeken sikerrel azonosították a szupernóva táguló maradványát. A komplex vizsgálat eredményeként a maradványban keletkezett por felső tömegére is becslést tudtak tenni, ez $2 \times 10^{-3} M_{\odot}$ -nek adódott.

A 23. táblázatban összegyűjtöttem a szakirodalomban szereplő, a Spitzerrel is mért és a porképződés szempontjából vizsgált összes II-P típusú szupernóva néhány fontos jellemzőjét; ezek az észlelési adatok műszer szerinti és időbeli eloszlását, a lokális porképződéssel kapcsolatos következtetéseket, valamint – lokális folyamatokra utaló jelek esetén – a meghatározott portömegeket mutatják. A táblázatban dőlt betűvel szerepelnek a dolgozatban bemutatott és elemzett objektumok. Jól látható, hogy a Spitzerrel vizsgált, a porképződés szempontjából legfontosabbnak tekintett II-P típusba tartozó szupernóvák több mint feléről az én vizsgálataim révén állnak rendelkezésre konkrét információk (az SN 2004dj-ről és az

Objektum	Spitzer- adatok	Epochák (nap)	Detektálható lokális por	Portömeg ($10^{-5} M_{\odot}$)	Hivat- kozások
SN 2002hh	IRAC, MIPS	590, 684, 758	Van - IR echo	≤ 3600	1, 2
SN 2003gd	IRAC	496, 670, 1264	Van - új, IR echo	10 – 2000	3, 4
SN 2004dj	IRAC, MIPS, IRS	98 – 1381	Van - új, CDS, (esetleg IR echo)	1 – 80	5, 6
SN 2004et	IRAC, MIPS, IRS	65 – 1240	Van - új, IR echo	4 – 200	7, 8
SN 2005ad [†]	IRAC, IRS	198, 215, 364	Van - új	0,5 – 1	9
SN 2005af	IRAC, MIPS, IRS	194 – 940	Van - új	8 – 21	9-11
SN 2006bc	IRAC, MIPS	537, 678, 753	Van - új	≤ 200	12
SN 2007it	IRAC	351, 561, 718, 944	Van - új	5 – 70	13
SN 2007od	IRAC, MIPS, IRS	300, 455, 667	Van - új (esetleg CDS)	17 – 19	14
SN 2003J [†]	IRAC, MIPS	471, 852, 2562	Van, részben	≤ 710	9
SN 2004A	IRAC, IRS	247, 406, 445, 563	Van, részben	≤ 200	9
SN 2007oc [†]	IRAC	251, 415, 634, 759	Van, részben	≤ 370	9
SN 2003ie	IRAC, MIPS, IRS	474, 517, 632, 1763	Nincs	–	9
SN 2006bp	IRAC, MIPS, IRS	401 – 1361	Nincs	–	9
SN 2006my	IRAC, MIPS	205, 342, 559	Nincs	–	9
SN 2006ov	IRAC, IRS	321, 539	Nincs	–	9

23. táblázat. A porképződés szempontjából, Spitzer-adatok alapján is vizsgált II-P szupernóvák. Az általam elemzett objektumok dőlt betűvel szerepelnek (az SN 2004dj és az SN 2005af Spitzer-adataival kapcsolatos eredményeket mások is ismertettek). Hivatkozások: (1) Barlow és mtsai (2005); (2) Meikle és mtsai (2006); (3) Sugerman és mtsai (2006); (4) Meikle és mtsai (2007); (5) Szalai és mtsai (2011); (6) Meikle és mtsai (2011); (7) Kotak és mtsai (2009); (8) Fabbri és mtsai (2011); (9) Szalai és Vinkó (2013); (10) Kotak és mtsai (2006); (11) Kotak (2008); (12) Gallagher és mtsai (2012); (13) Andrews és mtsai (2011); (14) Andrews és mtsai (2010).

([†]) A felfedezés napjától számított epochák

SN 2005af-ről más csoportok is publikáltak cikkeket; előbbiről ugyanakkor a mi tanulmányunk jelent meg először, utóbbival kapcsolatban pedig mi mutattuk be a legrészletesebb analízist).

Fontosnak tartom megemlíteni, hogy cikkünkben (Szalai és Vinkó, 2013) a lokális porképződési folyamatokkal egyértelműen össze nem kapcsolható szupernóvák részletes analízise is szerepel, illetve a Spitzer-képeken nem azonosítható objektumok is bemutatásra kerülnek. Ezeknek az úgymond negatív eredményeknek is van jelentősége mind a statisztikai vizsgálatok, mind a szupernóvák környezetében zajló folyamatok minél alaposabb megismerésének szempontjából.

A táblázatból, illetve dolgozatom ezen témával kapcsolatos részéből leszűrhető legfontosabb következtetés az, hogy a lokális folyamatokkal kapcsolatba hozható szupernóvák esetében meghatározott portömegek több nagyságrenddel kisebbek a porkeletkezési elméletek által várt $0,1-1 M_{\odot}$ -nyi értéknél. Ez pedig azt sugallja – összhangban a 2.3. fejezetben leírtakkal –, hogy a szupernóva-robbanások nagy valószínűséggel mégsem járulnak hozzá szignifikánsan az Univerzum portermeléséhez.

Ahogy dolgozatom elején taglaltam, az eddigi megfigyelési adatok és az elméleti vizsgálatok alapján várt pormennyiségek között fennálló, nagyfokú eltérésre különböző magyarázatok léteznek, de a kérdést végérvényesen még nem sikerült tisztázni. Az előzőekben bemutatott pormodellezések eredményei konzisztensek a más II-P szupernóvák esetében meghatározott portömegekkel, ami arra utal, hogy az ellentmondás nem a különböző adatfeldolgozási és modellillesztési módszerek használata miatt áll fenn. Ehelyett a 2.3. fejezetben részletesen bemutatott okok (pl. az alacsonyabb hőmérsékletű por dominanciája, a porszemcsék későbbi tömegnövekedése vagy a korai galaxisok nagy tömegű csillagok irányába eltolódott IMF-jei), esetleg az elméleti számítások területén egyelőre felfedezetlen hibalehetőségek jöhetnek leginkább számításba.

Bár a Spitzer- és a Herschel-űrtávcső a jövőben már nem szolgáltathat adatokat, a szupernóvák fiatalabb és idősebb maradványainak, valamint ezek portartalmának vizsgálata várhatóan a következő években is az asztrofizika egyik kiemelt területe lesz. Hamarosan teljes kapacitással üzemel majd a távoli infravörös és szubmilliméteres tartományban érzékeny ALMA (Atacama Large Millimeter Array) interferometrikus távcsőhálózat, amely akár néhány ezred ívmásodperces felbontással is képes lesz majd porszemcsék nyomait keresni. Az évtized második felében pedig várhatóan felbocsátják a 6,5 méter tükörátmérőjű James Webb Űrtávcsövet, amely messze az eddigi legjobb térbeli felbontású csillagászati eszköz lesz a közép-infravörös tartományban; emellett a közeli infravörös és részben az optikai tartományban is lehet majd méréseket végezni vele, ami a szupernóva-maradványok egyidejű, összetett vizsgálatát teszi majd lehetővé.

A szomszédos Nagy Magellán-felhőben felrobbant, a porkeletkezés szempontjából eddig is sok alapvető információt nyújtó SN 1987A-t a következő években még jobban megismerhetjük eszközeink és kutatási módszereink fejlődése révén; de természetesen az is nagyban

segítené a munkánkat, ha a közeljövőben a szomszédos, vagy akár a saját Galaxisunkban felrobbanó csillagokat is tanulmányozhatnánk.

4. Az LS 5039 gammakettős vizsgálata

4.1. LS 5039 – irodalmi áttekintés

A déli égbolt fényes csillagait összesítő *Luminous stars in the Southern hemisphere* (LS) katalógus (Stephenson és Sanduleak, 1971) 5039. elemeként szereplő, a Scutum (Pajzs) csillagképben látszó, korai (OB) színeképtípusú csillagról ($\alpha=18:26:15,06$; $\delta=-14:50:54,26$) először Motch és mtsai (1997) mutatták ki, hogy valójában kettős égitest lehet. Az említett kutatók a ROSAT (Röntgensatellit) röntgenűrtávcső által készített égboltfelmérés adatai révén egy pontszerű röntgenforrást (RX J1826.2–1450) azonosítottak az optikai tartományban látszó objektum koordinátáin; az átfogó tanulmányban az LS 5039-re mint egy lehetséges nagy tömegű röntgenkettősre hivatkoztak.

Ezt követően rövid időn belül a többi hullámhossztartományban is megkezdték az objektum szisztematikus megfigyelését. Az első, fontos eredményeket a rádiómérések szolgáltatták. Martí és mtsai (1998) az új-mexikói VLA (Very Large Array) antennarendszerrel egy állandó intenzitásúnak tűnő, spektruma alapján nem termális eredetű rádiósugárzást azonosítottak az LS 5039 környezetéből. Később nagyobb felbontású mérések is készültek a mintegy 8000 km bázisvonalú, tíz amerikai rádiótávcsövet egyesítő VLBA (Very Long Baseline Array) rendszerrel (Paredes és mtsai 2000, 2002). A felvételek alapján a rádiósugárzás forrása két szimmetrikus részből áll, amelyeket Paredesék ellentétes irányba, relativisztikus sebességgel mozgó jettekként azonosítottak. Ez az ún. mikrokvazár-jelenség – ahogyan a 2.2. fejezetben is leírtam – a röntgenkettősök léteire utaló egyik legbiztosabb jel, így az LS 5039 esetében is annak tekintették; Liu és mtsai (2006) katalógusukban már egyértelműen ebbe az osztályba sorolják az objektumot.

További fontos fejleménynek bizonyult, hogy az LS 5039-et a röntgenkettősök közül elsőként a gammatartományban is sugárzó forrásként azonosították. Ráadásul a Compton-űrtávcsővel a MeV/GeV tartományban végzett megfigyelések (Paredes és mtsai, 2000) után pár évvel Aharonian és mtsai (2005a) ennél is nagyobb, a TeV-os tartományba eső fotonokat regisztráltak az objektum irányából a Namíbiában üzemelő HESS (High Energy Stereoscopic System) Cserenkov-detektorral (az ilyen műszerekkel azt az elektromágneses sugárzást lehet detektálni, amely a földi légkörbe lépő, nagy energiájú fotonok által keltett elektron-pozitron párok közegbeli fénysebességnél gyorsabb mozgása során keletkezik). Azóta néhány más röntgenkettős környezetéből is észleltek nagyon nagy energiájú fotonokat – PSR B1259-63 (Aharonian és mtsai, 2005b), Cygnus X-1 (Albert és mtsai, 2006), LS I +61 303 (Albert és mtsai, 2007; Acciari és mtsai, 2008) Cygnus X-3 (Tavani és mtsai, 2009), HESS J0632+057 (Hinton és mtsai, 2009) –, ezért létrehozták a felsorolt objektumokat tömörítő, *gammakettősök* névre keresztelt alosztályt, melynek tagjai egyre inkább az érdeklődés középpontjába kerülnek.

Az LS 5039 rendszer tagjainak keringési és fizikai paramétereinek meghatározása céljá-

ból több kutatócsoport is készített méréseket a rendszerről az optikai és UV-tartományban. Az első vizsgálatok alapján kiderült, hogy a főkomponens egy forró O csillag, amelynek látszó fényességére $V = 11,^m2$ adódott; ez az érték hónapos-éves időskálán nem mutatott különösebb változásokat (Clark és mtsai, 2001; McSwain és mtsai, 2001). Az első, részletes analízist McSwain és mtsai (2004) közölték a rendszerről; UV- és optikai spektrumok alapján a főkomponens színképi besorolását O6.5V((f))-re pontosították. McSwain és kollégái emellett meghatározták a rendszer főbb paramétereit is: a keringési periódusidőre $P_{orb} \sim 4,4$ napos, a kettős pályaexcentricitására $e = 0,48$ értéket becsültek.

Egy évvel később Casares és mtsai (2005) optikai spektrumokra épülő, átfogó tanulmányt készítettek az LS 5039-ről. Ebben a szerzők ismertették a keringési periódus nagy részét lefedő, a H Balmer-vonalak, valamint a He I és He II vonalak periodikus Dopplerejtőlódásaiból számolt radiális sebességeket. Ezek alapján kimutatták, hogy a keringési periódusidő jóval rövidebb a McSwain és mtsai (2004) által meghatározott értéknél, kb. 3,9 nap; ez összhangban van mind a röntgen- (Bosch-Ramon és mtsai, 2005; Takahashi és mtsai, 2009), mind a GeV-os (Abdo és mtsai, 2009) és TeV-os (Aharonian és mtsai, 2006) tartományban rögzített fluxusértékek modulációinak időskálájával. Casaresék a pályaexcentricitásra is jóval kisebb értéket kaptak, mint McSwainék ($e \sim 0,35$). Utóbbi kutatócsoport tagjai (Aragona és mtsai, 2009) később felülvizsgálták korábbi eredményeiket, és új mérésekkel kiegészített adatsoruk elemzése alapján mind a periódusidőre, mind az excentricitásra Casaresékéhez hasonló értéket kaptak (a két csoport által meghatározott paraméterértékekről bővebben a 4.4.1. fejezetben lesz majd szó).

Az LS 5039-cel kapcsolatos egyik legfőbb kérdés, hogy a kompakt objektum vajon neutroncsillag vagy fekete lyuk-e? Míg McSwain és mtsai (2004)– az O csillag tömegét 20–35 M_{\odot} közé esőnek feltételezve – egy $M_2 \sim 1,4 M_{\odot}$ tömegű neutroncsillagként azonosították a másodkomponenst, addig Casares és mtsai (2005) – a főkomponens tömegét és az inklináció értékét erős korlátok közé szorítva – $M_2 = 3,7_{-1,0}^{+1,3} M_{\odot}$ -et határoztak meg annak tömegére (a részleteket lásd a 4.4.2. fejezetben). Mivel a neutroncsillagok felső tömeghatárának általánosan elfogadott értéke 2,5-3,0 M_{\odot} közé esik (lásd 2.1.3. fejezet), ezért Casaresék eredményei alapján az O csillag társa jó eséllyel egy fekete lyuk (ezt azonban a szerzők nem tudták egyértelműen megerősíteni, lásd később). Ez azért különösen érdekes kérdés, mert a jelenlegi ismereteink szerint az egy nagy tömegű, forró O csillagot és egy fekete lyukat tartalmazó röntgenkettősök meglehetősen ritkák; márcsak az ilyen rendszerek meglehetősen rövid (legfeljebb néhány millió éves) élettartama miatt is. Eddig a Cygnus X-1 az egyetlen ismert, bizonyítottan ilyen égitestpáros a Tejútrendszerben (Paczynski, 1974; Gies és Bolton, 1986; Ninkov és mtsai, 1987; Ziolkowsky, 2005; Orosz és mtsai, 2011); ugyanakkor más, közeli galaxisokban is sikerült már ebbe a kategóriába tartozó kettősöket azonosítani (LMC X-1 – Hutchings és mtsai, 1987; Orosz és mtsai, 2009; M33 X-7 – Orosz és mtsai, 2007).

A kompakt objektum jellege szoros kapcsolatban lehet az égitestpáros irányából detektált, nagy energiájú fotonok keletkezésének körülményeivel is. Ahogyan a 2.2. fejezetben

olvasható, a röntgenkettősök esetében a nagy energiájú (termális) sugárzás forrása alapvetően a főkomponensről a kompakt égitestre áramló, az akkréciós korongra érkeve összehűsödő és felforrósodó gáz. Az LS 5039 esetében ugyanakkor a több keringési periódust lefedő, röntgentartományban végzett megfigyelésekből (Bosch-Ramon és mtsai, 2005, 2007; Takahashi és mtsai, 2009; Kishishita és mtsai, 2009) nem mutatható ki akkréciós korong jelenléte; a sugárzás jellemzői pedig jobban magyarázhatóak nagy energiájú, töltött részecskék mozgásából eredő szinkrotronsugárzással, mint az előbb említett termális folyamatokkal.

A relativisztikus sebességgel mozgó töltött részecskék (elsősorban elektronok és protonok) egyúttal a még nagyobb energiájú gammafotonok keletkezésével is összekapcsolhatók. Egyrészt az O csillag által kibocsátott, nagyrészt optikai és UV-tartományba eső fotonok az *inverz Compton-szórás* révén kellő energiát kaphatnak a velük kölcsönhatásba kerülő, relativisztikus elektronoktól (lásd pl. Paredes és mtsai, 2006), másrészt ezek az elektronok a saját szinkrotronsugárzásukból származó fotonoknak is képesek energiát átadni hasonló módon (*szinkrotron ön-Compton szórás*, SSC; lásd Dermer és Böttcher, 2006). A szinkrotronsugárzás és a nagy energiájú gammafotonok keletkezése a mikrovazár-modellben is életképes; ekkor a folyamatok helyszíne a nagy sebességű jetek tartománya (Paredes és mtsai, 2006; Dermer és Böttcher, 2006; Gupta és mtsai, 2006; Khangulyan és mtsai, 2008).

Ugyanakkor néhány szerző (Martocchia és mtsai, 2005; Dubus, 2006; Sierpowska-Bartosik és Torres, 2007; Cerutti és mtsai, 2008) inkább azt a modellt favorizálja, amelyben a kompakt objektum egy fiatal, viszonylag gyenge mágneses térrel jellemezhető neutroncsillag (pulzár). Az ún. *PWS (Pulsar-Wind-Shock)* modell szerint a neutroncsillagból relativisztikus sebességgel áramló elektronok a főkomponens intenzív csillagszelével kölcsönhatásba lépve lökeshullámokat hoznak létre; ezek még nagyobb energiára gyorsítják az elektronokat, amelyek aztán az inverz Compton-szórás révén nagy mennyiségű energiát képesek átadni az O csillag fotonjainak. Az LS 5039 röntgen- és gammasugárzásának további vizsgálatai (Bosch-Ramon és mtsai, 2008; Abdo és mtsai, 2009; Bosch-Ramon, 2010) arra utalnak, hogy a detektált nagy energiájú fotonok nagy valószínűséggel a kettős pályájától távolabbi régiókból érkeznek. Ez egy újabb érv az akkrécióból származó nagy energiájú sugárzás ellen, ugyanakkor a nem-termális folyamatok mindkét, előbb bemutatott modelljével (mikrovazár, PWS) összhangba hozható.

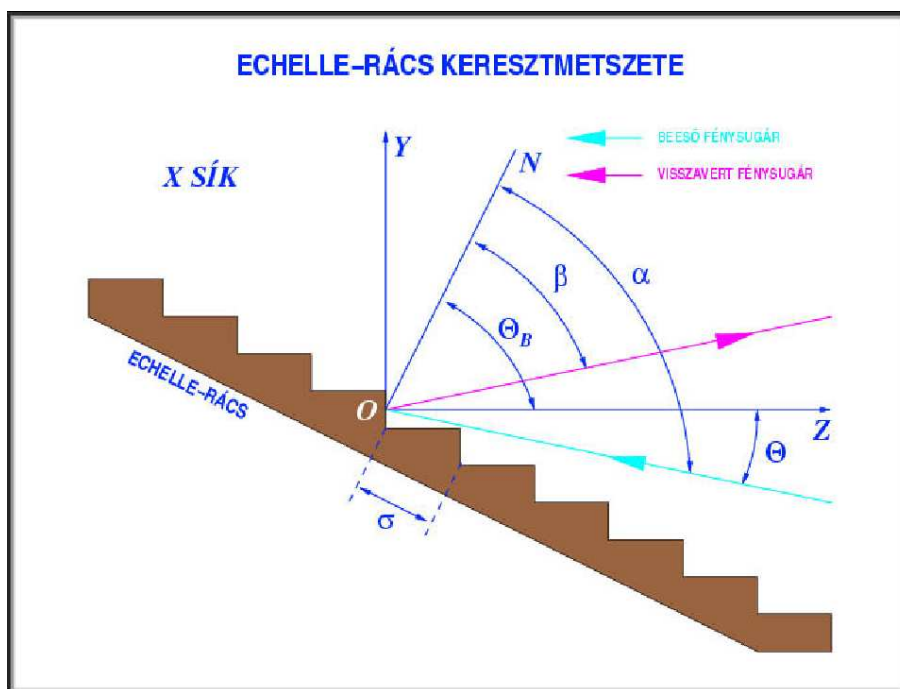
Az LS 5039-cel kapcsolatos kérdések megválaszolása érdekében az elmúlt egy-két évben további észlelési kampányok indultak. 2009-ben – kanadai–ausztrál együttműködés révén – egy párhuzamos optikai spektroszkópiai és űrfotometriai megfigyeléssorozatra is sor került, melybe eredetileg észlelő munkatársként csatlakoztam be (konzulensem, Dr. Kiss L. László meghívására ekkor éppen egy tanulmányúton vettem részt Ausztráliában, a Sydney-i Egyetemen). Végül – adatfeldolgozási és modellezési tapasztalataim révén – a további vizsgálatokban, valamint az eredmények értelmezésében és interpretálásában is vezető szerephez jutottam. A következőkben bemutatom az ausztráliai Siding Spring-i Observatórium 2,3 méteres távcsövével felvett, az LS 5039-ről valaha készült legjobb felbontású, homo-

gén (később további mérésekkel is kiegészített) spektroszkópiai adatsor analízisét, valamint a MOST-űrtávcső ultraprecíz fotometriai méréseihez kapcsolódó fénygörbemodellezés eredményeit. A fejezet végén ismertetek néhány további, az LS 5039-cel kapcsolatos újdonságot, amelyek egy része az általunk levont következtetésekre is építve viszi közelebb a tudományos közösséget a rejtélyes kettőscsillag tulajdonságainak jobb megértéséhez.

4.2. LS 5039 – mérések és adatfeldolgozás

4.2.1. Echelle-spektroszkópia

Az *echelle*-spektrográfok egyre nagyobb szerepet kapnak a modern asztrofizikai megfigyelések során, mivel jellegükénél fogva széles hullámhossztartományban teszik lehetővé nagy felbontású színeképek készítését (részletes magyar nyelvű elvi és technikai leírásuk az ELTE Gothard Asztrofizikai Observatórium és Multidiszciplináris Kutatóközpont honlapján⁸ érhető el). A spektrográfok ezen családja a központi bontóelem, az ún. echelle-rács után kapta a nevét; ez egy speciális, lépcsős (fűrészfogas) kialakítású reflexiós rács, amely lehetővé teszi a magas interferencia-rendek felhasználását.



40. ábra. Az ún. echelle-rács keresztmetszete (forrás: www.gothard.hu)

A tipikus echelle-rács vázlatos keresztmetszete a 40. ábrán látható. Az \overline{ON} félegyenes a rács, a Z-tengely pedig a lépcső normálisa; a két normális által bezárt Θ_B -t csillogási szögnek (blaze angle) nevezik. Az ábrán α a beesési szög, β a törési szög, Θ a beeső sugár és a Z-

⁸<http://gothard.hu/astronomy/astroteaching/instrumentation/echelle-spectroscopy/echelle-spectroscopy.php>

tengely által bezárt szög, σ pedig a rácsállandó. Θ_B , α és β szögeket általában nagyra, míg Θ szöget kicsire (néhány fokra) választják.

A következőkben tekintjük át az echelle-spektroszkópiához tartozó legfontosabb fizikai alapfogalmak és definíciók körét! A használt jelölésekkel az *echelle-rács alapegyenlete*

$$\frac{m\lambda}{\sigma} = \cos\gamma[\sin\alpha + \sin\beta(m)] = 2\cos\gamma\sin\beta\cos\Theta, \quad (63)$$

ahol m a λ hullámhosszat tartalmazó elhajlási rend, γ pedig a beeső fénysugár és $X=0$ sík hajlásszöge. Konstans α beesési szög mellett az echelle-rács *szögdiszperziója*

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{\sigma\cos\gamma\cos\beta} = \frac{2\sin\Theta_B\cos\Theta}{\lambda\cos(\Theta_B - \Theta)}, \quad (64)$$

amelyből a leképező detektor (kamera) f_{cam} fókuszát felhasználva megkapjuk az ún. *reciprok lineáris diszperziót*:

$$P = \left(f_{cam} \frac{d\beta}{d\lambda}\right)^{-1} = \frac{\sigma\cos\gamma\cos\beta}{mf_{cam}} = \frac{\lambda\cos(\Theta_B - \Theta)}{2f_{cam}\sin\Theta_B\cos\Theta}. \quad (65)$$

A spektrográfok talán legfontosabb jellemzője, a spektrális felbontás (R) meghatározásához vegyük a belépő rés szélességét w -nek, a kollimátor fókusz távolságát pedig f_{coll} -nak; így a belépő rés mérete a detektor síkjában

$$w' = rw \frac{f_{cam}}{f_{coll}}, \quad (66)$$

ahol

$$r = \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} = \frac{d\beta}{d\alpha}. \quad (67)$$

(65) és (66) felhasználásával megadható, hogy mekkora egy monokromatikus forrás effektív szélessége a fókusz síkban:

$$\delta\lambda = w'P = rw \left(f_{cam} \frac{d\beta}{d\lambda}\right)^{-1}, \quad (68)$$

ebből pedig megadható az adott hullámhosszon érvényes spektrális felbontás:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2f_{cam}\sin\Theta_B\cos\Theta}{w\cos\alpha}. \quad (69)$$

Szintén fontos mennyiség az ún. *szabad spektrális tartomány*, amely azt határozza meg, hogy két, egymást követő rendben mekkora az ugyanazon β szögnél lévő hullámhosszak közötti különbség:

$$\Delta\lambda = \lambda_{m+1} - \lambda_m = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{2\sigma\cos\gamma\sin\Theta_B\cos\Theta}. \quad (70)$$

Mivel az echelle-spektrográfok magas rendekben dolgoznak, nagy a szomszédos rendek közötti átfedés, ezért a rendeket térben szeparálni kell. Ez egy kereszt-diszperziós elem alkalmazásával valósítható meg, amelynek diszperziós iránya merőleges az echelle-rácséra, így a rendekre merőleges irányú szétválasztást tesz lehetővé. Két szomszédos rend távolsága a detektor síkjában

$$\Delta x = f_{cam} \delta \lambda \frac{d\beta'}{d\lambda} = f_{cam} \delta \lambda \frac{m'}{\sigma \cos \beta'}, \quad (71)$$

ahol β' és m' a kereszt-diszperziós elem jellemzői. Az echelle-spektrográf így egy kétdimenziós képet hoz létre, ami a modern CCD- és hasonló detektorokkal jól leképezhető. A másodlagos diszperziós elem alkalmazása plusz fényvesztéssel jár, de ez fényerős távcsővel, jó kvantumhatásfokú detektorral és/vagy speciális optikai elrendezéssel kompenzálható. Az echelle-spektrográfok a nagy diszperzió miatt különösen érzékenyek a különböző okokból bekövetkező mechanikai hatásokra; sok esetben ezért ezeket a spektrográfokat a távcsőtől távolabb, fix helyen (akár egy különálló, elszigetelt helyiségben) tartják, a távcső által összegyűjtött fényt üvegszálakon (fiber) át vezetve beléjük (ugyanakkor ez a módszer további fényvesztéssel és későbbi adatfeldolgozási nehézségekkel járhat együtt).

Az echelle-spektrumok feldolgozása és kiértékelése összetettebb feladat, mint az egyszerűbb, pl. Cassegrain-színképek esetén; több olyan tényezőre is figyelni kell, amely a „hagyományos” színképekkel való munka során nem kerül elő. A szögdiszperzió és a detektált fluxus rendről rendre változik (utóbbi a rendeken belül is); egyes rendekben diszkontinuitások léphetnek fel, a rendek közötti távolság pedig (71)-nek megfelelően a hosszabb hullámhosszak felé haladva nő, ami nehezíti a hullámhossz-kalibrációt. Ugyanakkor a széles, nagy felbontásban vizsgálható hullámhossztartomány előnyei megérik a fáradozást.

Az LS 5039-ről két etapban, 2009. július 8–11. között és augusztus 1–3. között összesen 7 éjszakányi mérés készült az Australian National University (ANU) tulajdonában lévő, a Siding Spring-i Obszervatórium területén működő, 2,3 méteres távcsőre szerelt echelle-spektrográffal. A júliusi méréseket Dr. Kiss L. Lászlóval közösen végeztük, míg az augusztusi adatokat konzulensem rögzítette. Az ANU 2,3 méteres távcsőve azimutális szerelésű (azaz vízszintes és függőleges tengely mentén mozgatható), a spektrográf az ún. Nasmyth-fókuszban van elhelyezve. Az említett echelle-spektrográf 27 rendet rögzít, spektrális felbontása 550 nm-en $R = 24\,000$; a spektrálisan bontott sugárzás fotonjai egy 2048×2048 pixeles CCD-kamerába érkeznek. A spektrográffal csaknem a teljes látható tartomány (3900–6720 Å) detektálható.

A 7 éjszaka alatt összesen 118 spektrum készült az LS 5039-ről, csaknem 40 órányi időtartamot lefedve, nagyjából egyenletesen mintavételezve a rendszer teljes keringési periódusát. A felvételek expozíciós idői – a légkör állapotától és az objektum látszó magasságától függően – 900 és 1200 s között változtak. A célobjektum mellett az O6-7V((f)) színképosztályú HD 168075 csillagról (Dufton és mtsai, 2006) is vettünk fel spektrumokat. Ennek

oka egyrészt az volt, hogy független módon meg lehessen győződni a színképi besorolás helyességéről, másrészt – ún. sebességstandard égitestként – a radiálissebesség-analízis során is lett volna szerepe (erre végül nem került sor, lásd később). Az adatfeldolgozáshoz ezen túlmenően további, korrekciós és kalibrációs felvételek is készültek:

- *Bias-képek*: A pixelekben megvilágítás nélkül jelen vannak elektronok, ezért 0 s-os expozíciós idejű képek készítésére van szükség, amelyeket minden más, felhasználandó felvételtől le kell vonni.
- *Flatfield-képek*: Az adatfeldolgozás során figyelembe kell venni a CCD-kamera pixeleinek eltérő érzékenységét, illetve a spektrális bontóelemek által okozott, rendeken belüli fluxusváltozásokat is. Ezek korrigálására egy egyenletesen kivilágított felületet (magas hőmérsékletű izzólámpával megvilágított, fehér felület, esetleg az alkonyati/pirkadati égbolt egy területe) kell leképezni. Az ANU-teleszkóppal felvett spektrumok esetében a flatfield-képek lámpával megvilágított beltéri felületről készültek.
- *Spektrállámpa-színképek*: A hullámhossz-kalibrációhoz nagyszámú, pontosan ismert hullámhosszú vonalat tartalmazó referenciaszínképek kellenek; esetünkben ezt egy ThAr (tórium-argon) spektrállámpa fénye szolgáltatta.

Esetenként szükség lehet még az objektumspektrumokkal azonos expozíciós idővel, zárt blende mellett felvett *dark képekre* is, melyekkel a CCD sötétáramára (azaz az elektronok hőmozgásából eredő jeltöbbletre) lehet korrigálni; mivel azonban az ANU-teleszkóp CCD-kamerája folyékony nitrogén alkalmazásával folyamatosan $-180\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra volt hűtve, erre a korrekcióra nem volt szükség.

A spektrumok feldolgozását az IRAF szoftver segítségével végeztem, amelyben mind az alapvető CCD-s képkorrekciókra, mind az echelle-spektrumok feldolgozására léteznek megfelelő programcsomagok és taszkok. Első lépésként a zerocombine taszkkal kombinált bias-képeket vontam le az összes, a későbbiekben felhasznált CCD-képből; ezt a ccdproc taszk segítségével tettem meg. Ezt követően az objektumképekről a cosmicrays taszkkal eltávolítottam az ún. kozmikussugár-felvillanások hatásait. A Földet folyamatosan bombázó, nagy energiájú, töltött részecskék közül az expozíciók során a detektort is érheti néhány; ezek jellemzően keskeny (egy-két pixelre kiterjedő), de erős jelként tűnnek fel a képeken (hasonló effektust okozhatnak a chip kisebb elektronikai zavarai is).

A képkorrekciós lépések közül utoljára a flatfield-korrekció maradt. A flatcombine taszkkal létrehoztam a készített flatfield-képek medián átlagát; az átlagolás ezen módjának választását az indokolta, hogy az esetlegesen egy-egy felvételen kiugró jelű pontok az átlagképen ne jelentkezzenek. Hagyományos spektroszkópiai adatfeldolgozás során ezt követően elegendő lenne a ccdproc taszkkal leosztani az objektum- és lámpafelvételeket a kapott flatfield-átlaggal; az echelle-spektrumok esetében azonban a flatfield-képek a rendeken belüli fluxusváltozásokat is magukban hordozzák, ezért az *echelle* csomag apflatten taszk-

jának használatával azonosítanom kellett a spektrális rendek helyeit (az ún. apertúrákat). A másik, amire figyelni kell, hogy a rendek közötti helyek nullához közeli fluxusértékűek, így a leosztás során nagyon megnövelnék a zajt ezeken a tartományokon; ezért a taszk a flatfield-képeken a rendek között egységnyi fluxusértékeket képez.

A feldolgozás következő szakaszában a CCD-kamera által rögzített színeképek (x, y) síkját (λ, m) térbe kell transzformálnunk, azaz meg kell határoznunk az echelle-rendek helyzetét megadó

$$y = f(x, m) \quad (72)$$

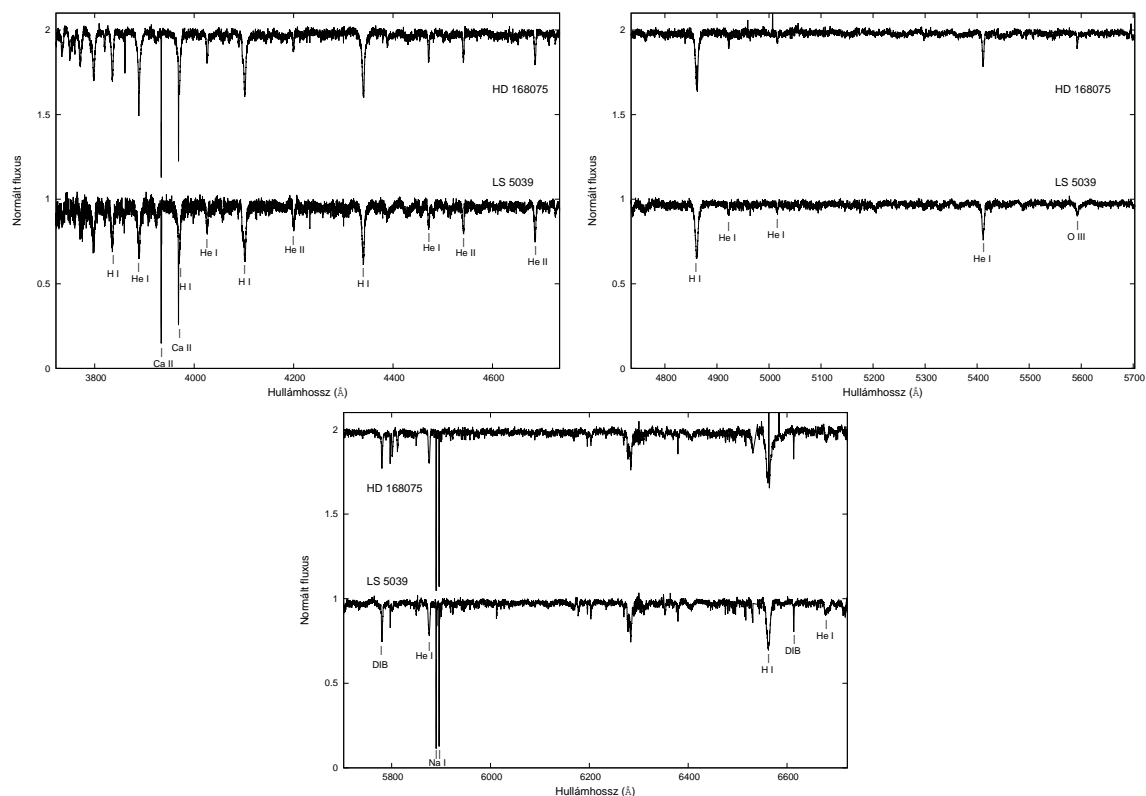
és a rendeken belüli diszperziós relációt leíró

$$\lambda = g(x, m) \quad (73)$$

függvényeket. Ehhez a `doeclit` taszkt használtam; az apertúrák lekövetése során a két fenti függvényt polinomokkal közelítettem, amelyek együtthatóit a program eltárolta a későbbi műveletekhez. Ezt követően azonosítottam a referenciaként szolgáló spektrállámpaképek vonalait, így az (x, y) síkban lévő pozícióikat a taszk meg tudta feleltetni a segéd-táblázatokban tárolt hullámhosszaknak, és bekalibrálta az objektumképeket. Ezt követően interaktív módban (az `splot` taszkkal) is lehetőség volt az esetleges hibák javítására (pl. benmaradó kozmikus sugarak kiszedése).

A fentebb felsorolt lépéseket mind az LS 5039 eredeti, jellemzően 20 perc expozíciós idejű mérési adatokra végeztem el. A jel/zaj arány javítása érdekében a hullámhossz-kalibrált spektrumokat óránkénti medián átlagolással összeadtam (`scombine` taszk), majd ezekre az összegzett képekre végeztem el az utolsó lépést, az ún. kontinuumnormálást. Mivel a radiális sebességek és az ekvivalens vonalszélességek meghatározásához (lásd később) nincs szükség a valódi fluxusokra, ezért az átlagolt objektumspektrumokat leosztottam a látszó kontinuumukra illesztett függvényekkel (`continuum` taszk), így 1-re normált színeképeket kaptam eredményül (lásd a 41. ábrát).

2011. április 15–18. között – Dr. Kiss Csaba (MTA CSFK) közreműködésének köszönhetően – további echelle-spektrumok kerültek rögzítésre az LS 5039-ről az Európai Déli Obszervatórium (ESO) La Sillában (Chile) lévő ESO/MPG 2,2 méteres távcsőre szerelt FEROS (Fibre-fed Extended Range Optical Spectrograph; Kaufer és mtsai, 1999) műszerrel. A spektrográfba üvegszálakon keresztül érkezik a távcső által összegyűjtött fény, a detektor egy 2048×4096 pixeles CCD-kamera. A teljes optikai tartomány érzékelésére képes spektrográf névleges spektrális felbontása $R = 48\,000$. Kollégám a rendelkezésre álló négy éjszaka mindegyikén egy-egy 1800 s integrációs idejű felvételt készített az objektumról. A teljes, lefedhető hullámhossztartományból (3500–9200 Å) az adatredukálás során végül a 3855–6865 Å közé eső színeképi információt lehetett hasznosítani (az összesen meglévő 39-ből ez 26 spektrális rendet jelent).



41. ábra. Az LS 5039 és az O6-7V(*f*) színképosztályú spektrális referenciacsillag, a HD 168075 kontinuumnormált színképei. Az ábrához összetoltam a 27 rendre szétválasztott, kontinuumnormált spektrumokat.

A hozzám eljuttatott színképek az alapvető redukálási lépéseken (bias, flat-field, kozmikus-sugárszűrés) már átestek, így nekem csak a hullámhossz-kalibrációt és a kontinuum-normálást kellett elvégezniem; ezeket a műveleteket az előző fejezetben bemutatott módon hajtottam végre. Mivel éjszakánként csak egy-egy felvétel készült, ezért az objektumképeket nem átlagoltam; a FEROS-adatok jel/zaj aránya a jobb érzékenységgű detektornak köszönhetően így is elérte a 2009-es, összeátlagolt színképekét.

4.2.2. MOST-fotometria

A kanadai MOST⁹ (Microvariability and Oscillations of Stars; Matthews és mtsai, 1999; Walker és mtsai, 2003) mikroműhold fő műszere egy mindössze 15 cm átmérőjű, Rumak–Maksutov elrendezésű távcső, amellyel elsődlegesen fényes csillagok precíz, ezred magnitúdós pontosságú fotometriáját lehet végezni a látható tartományban. A kis méretű űrtávcső CCD-kamerájára egy széles sávú (350–750 nm) optikai szűrőn keresztül érkeznek be a fotonok. A MOST poláris, ún. napszinkron pályán kering a Föld körül (vagyis mozgása során bárhol halad is át épp az Egyenlítő felett, az helyi idő szerint mindig ugyanakkor teszi), átlagos magassága 820 km (egy keringést így kb. 101 perc alatt tesz meg). Speciális pályájának

⁹<http://www.utias-sfl.net/microsatellites/MOST/index.html>

köszönhetően az űreszköz egy 54° átmérőjű égterületet (Continuous Viewing Zone, CVZ) egy kb. 2 hónapos időszak alatt folyamatosan meg tud figyelni.

Az LS 5039 megfigyelésére 2009. július 7–23. között került sor. A MOST-űrtávcső képeinek készítésekor az expozíciós időt úgy állítják be, hogy az a műhold pozícionálásához szükséges, ún. vezetőcsillag leképezése szempontjából optimális legyen. A vezetőcsillagot általában a látómező legfényesebb csillagai közül választják ki, így az egyedi felvételek expozíciós idői meglehetősen rövidek; az LS 5039-ről készülő képek esetében ez 3,03 s volt. Ezért a megfelelő jel/zaj arány eléréséhez a műhold fedélzeti szoftverével 10 kép összeadásával képeztek 30,3 s összidejűnek megfelelő felvételeket, a földi központban pedig már csak ezeket az összeintegrált képeket töltötték le.

Mivel az LS 5039-et tartalmazó látómező kívül esett a CVZ-n, folyamatos mérésére nem volt lehetőség; a megfigyelési időszak a műhold minden második keringésének átlagosan kb. 70 százalékát tette ki. Egy-egy észlelési ciklus elején és végén az LS 5039-et tartalmazó látómező már elég közel látszott a Föld légkörének fénylő széléhez, így jelentősen megnőtt a szórt fény okozta zaj; ezért a fotometriai adatok folyamatos precizitásának biztosítása érdekében a MOST-adatokat feldolgozó kollégánk, J. M. Matthews (University of British Columbia, Vancouver) ciklusonként kb. 15-20 percnyi mérést eltávolított az adatsorból. A nagy energiájú kozmikus részecskék becsapódásai által okozott felvillanások szintén ki lettek szűrve; ezek zavaró hatása elsősorban a Dél-Atlanti Anomáliának nevezett régió fölött való áthaladások esetében jelentkezett. (A Föld mágneses terében csapdázódott, kozmikus töltött részecskék által alkotott *van Allen-övezet* egy, a Dél-Amerika jelentős része és az Atlanti-óceán déli része fölött lévő régióban nagyon közel, alig 200 km-re van a felszínhez; ennek oka a földmágneses tér dipól jellegéből adódó, nem gömbszimmetrikus geometriája). Az összességében mérésekkel lefedett időszak így is bőségesen biztosította az LS 5039 teljes keringési periódusának megfelelő sűrűségű mintavételezését.

4.3. LS 5039 – analízis

Viszsgálataim első szakaszában a MOST-fénygörbe mellett a 2009-ben az ANU 2,3 méteres távcsövével rögzített színeképek álltak rendelkezésre; a témával kapcsolatos fő tanulmányunkban (Sarty és mtsai, 2011) az ezekre az adatokra épülő analízis és az abból levont következtetések kerültek bemutatásra. A FEROS-spektrumok kiegészítő adatokként szolgáltak az LS 5039 radiális sebesség-görbéihez, amelyekkel alapvetően jó egyezést mutatnak (Szalai és mtsai, 2012).

4.3.1. Az LS 5039 radiális sebességei

A csillagok radiális sebességeinek meghatározása leggyakrabban az ún. *keresztkorrelációs függvény* (Cross-Correlation Function, CCF) alkalmazásával történik. Az eljárás lényege, hogy a vizsgált csillag kontinuumnormált spektrumát egy hasonló színeképtípusú, is-

mert (és időben stabil) radiális sebességű csillag színképével hasonlítjuk össze; a CCF alkalmazásával a két színkép „átfedésének” mértékét tudjuk mérni a spektrumok közötti hullámhossztolás függvényében. A CCF általános egyenlete az alábbi módon írható fel:

$$C(x') = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)g(x-x')dx. \quad (74)$$

Az egyes komponensekhez tartozó sebességprofil egy megfelelő görbével illesztve, annak maximumhelye adja meg az adott színképre (fázisra) érvényes radiális sebességet.

A keresztkorrelációs módszer megfelelően pontos alkalmazásához sok, relatíve keskeny vonalra van szükség, amelyek lehetőleg közel egyenletesen fedik le a vizsgált hullámhossztartományt. Mivel az LS 5039 színképei esetében a 4900–6500 Å közötti régióban csak kevés vonal van (ezek egy része ráadásul a csillagfénynek az intersztelláris anyagban történő abszorpciójából származik), a sebességstandardnak szánt HD 168075 ($v_r = 27,0 \pm 5,0$ km/s; Reed és Kuhna, 1997) színképei pedig meglehetősen rossz jel/zaj arányúak lettek, ezért egy másik módszert, az ún. *vonaprofil-analízist* alkalmaztam.

A csillaglégkörökben keletkező, adott atomi átmenetekhez tartozó abszorpciós színképvonalak (a kialakulásukkal kapcsolatos elméleti háttérrel lásd a 4.3.2. fejezetben) különböző fizikai folyamatok hatására kiszélesednek. A Heisenberg-féle határozatlansági reláció szerint a gerjesztett állapotban lévő elektronok energiabizonytalansága

$$\Delta E \approx \frac{h}{2\pi\Delta t}, \quad (75)$$

ahol Δt az adott állapot élettartama. Ez a kvantummechanikai eredetű ok eredményezi az ún. *természetes vonalszélességet*, amelynek nagysága az elnyelt foton $E_f = \frac{hc}{\lambda}$ energiájából számolva:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{1}{\Delta t_i} + \frac{1}{\Delta t_j} \right), \quad (76)$$

ahol Δt_i és Δt_j a két energiaszinten való tartózkodás időtartama. A természetes vonalszélesség nagyságrendje 10^{-5} – 10^{-4} nm, ez egyúttal a hullámhosszmérések pontosságának elvi korlátját is jelenti.

A vonalak nagyobb mértékű, atomi eredetű kiszélesedéséért két további effektus felel. Az ún. *Doppler-kiszélesedés* annak a következménye, hogy csillaglégkör gázanyagában lévő atomok különböző pillanatnyi sebességekkel mozognak, így az egyes atomok fotonelnyelődései során létrejövő abszorpciós hullámhosszak különböző mértékű Doppler-eltolódásokat szenvednek. Lokális termodinamikai egyensúlyt feltételezve az atomok mozgása a *Maxwell–Boltzmann-féle sebességeloszlással* jellemezhető:

$$n_v dv = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) 4\pi v^2 dv, \quad (77)$$

ahol n a részecskék koncentrációja, $n_v \equiv \frac{\partial n}{\partial v}$, m az adott részecske tömege, k_B pedig a Boltzmann-állandó. A kiszélesedés mértéke

$$\Delta\lambda \approx \frac{2\lambda}{c} v_{atl} = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (78)$$

ahol $v_{atl} = \sqrt{(2k_B T)/m}$ az eloszlásból származó átlagos (legvalószínűbb) sebesség. A Doppler-kiszélesedés hatására létrejövő vonalprofil alakja Gauss-görbe jellegű lesz:

$$G(\lambda) = a_1 \cdot \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (79)$$

ahol a_1 egy konstans, σ pedig a görbe félértékszélessége.

A másik, alapvető kiszélesedési tényező a részecskék egymással való ütközéséből, illetve – töltött részecskék jelenléte esetén – az egymás elektromos terével való kölcsönhatásból ered. Az említett hatások miatt az elektronok gerjesztett állapotban való élettartama lerövidül, ami az energiabizonytalanság növekedését, így vonalkiszélesedést okoz. Két ütközés között átlagosan eltelt idő (Δt_0) a *közepes szabad úthossz* (l) és a részecskék átlagos sebessége segítségével írható fel:

$$\Delta t_0 \approx \frac{l}{v_{atl}} = \frac{1}{n\sigma_{cross}\sqrt{2k_B T/m}}, \quad (80)$$

ahol σ_{cross} az ütközési hatáskeresztmetszet. A vonalkiszélesedés nagysága

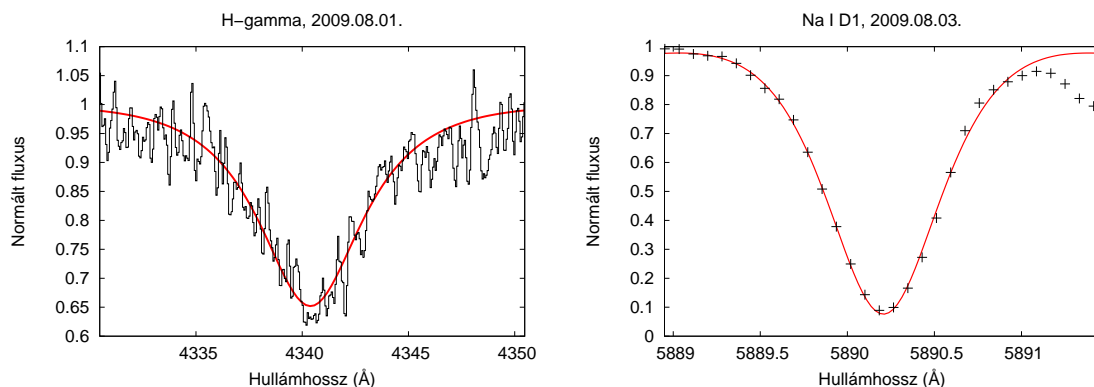
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2\gamma}{c\pi}, \quad (81)$$

ahol $\gamma = 1/\Delta t_0$; a vonalprofil alakját pedig az ún. *Lorentz-függvény* írja le:

$$L(\lambda) = a_2 \cdot \frac{\gamma}{(\lambda - \lambda_0)^2 + (0,5\gamma)^2}, \quad (82)$$

ahol a_2 egy konstans. A spektrumvonalak részletes analízise során a Doppler- és az ütközési kiszélesedést jellemző vonalprofilok konvolúciójaként előállítható, ún. *Voigt-profil*t számítják ki és illesztik a megfigyelt adatokra. Figyelembe kell venni továbbá egyéb mikro- és makroszkopikus hatásokat is (turbulens áramlások, a csillag forgása és rezgései), amelyek hatással lehetnek az egyes vonalak szélességére és alakjára.

A radiális sebességek meghatározása során – részben a rendelkezésre álló színeképek nem kellően magas jel/zaj aránya miatt – nem törekedtem a teljes körű vonalprofil-analízisre; a cél az volt, hogy a vonalak centrumainak környékén megfelelő illeszkedésű görbéket találjak, amelyek elősegítik a hullámhossz-eltolódások meghatározását. Ezért a kiválasztott vonalak profiljaira egy Gauss- és egy Lorentz-függvény koncentrikus összegéből előálló görbét illesztettem; pontosabban, mivel kontinuumnormált, abszorpciós vonalprofilokról van szó, $g(\lambda)$ a két függvény összegét 1-ből levonva állt elő:



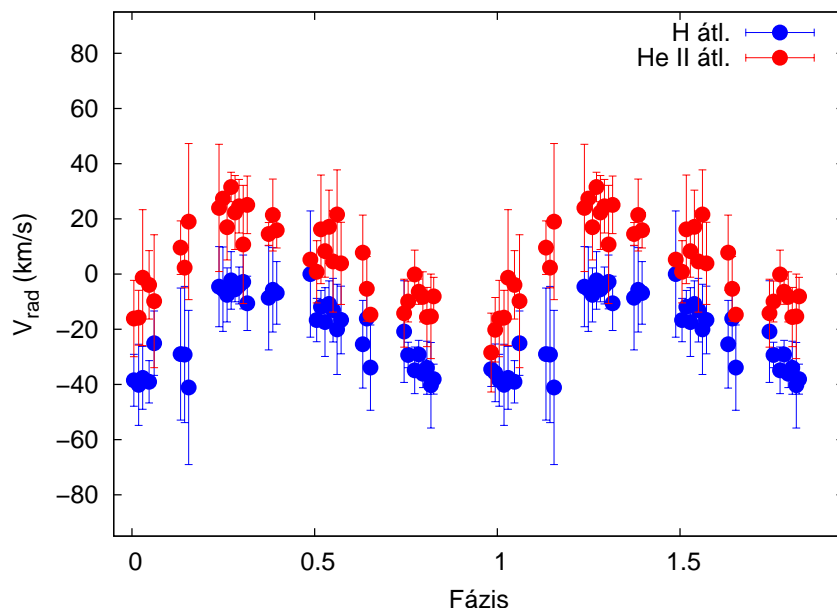
42. ábra. Példák a (83) függvénnyel történt vonalprofil-illesztésekre: $H\gamma$ ($\lambda_0 = 4340,47 \text{ \AA}$, balra), $Na I D1$ ($\lambda_0 = 5889,95 \text{ \AA}$, jobbra).

$$g(\lambda) = 1 - (G(\lambda) + L(\lambda)). \quad (83)$$

A feladat megoldásához a `gnuplot` programot használtam; az ehhez írt szkriptek segítségével interaktív módon tudtam kezelni az illesztéseket. Mivel ezt az eljárást csak megfelelő jel/zaj arányú, más vonalakkal való túl közeli egybeesést (ún. blendézést) nem mutató vonalprofilok esetében célszerű használni, ezért az illesztéseket az említett kritériumoknak megfelelő H I ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $\lambda 3835$), He I ($\lambda 4471$, $\lambda 5875$) és He II ($\lambda 4200$, $\lambda 4686$, $\lambda 5411$) vonalakat, továbbá néhány intersztelláris vonal (lásd később) esetében végeztem el. A vonalprofil-illesztésekre a 42. ábrán mutatok két példát. Az egyes vonalokhoz tartozó $\lambda - \lambda_0$ eltolódásokból számolt radiális sebességeket a Föld Nap körüli keringésének hatására is korrigálni kellett; az ehhez szükséges, ún. *heliocentrikus korrekciók* értékeit az `IRAF rvcorr` nevű taskjával számoltam ki az egyes időpontokra.

Ezt követően meghatároztam az egy óras időszakaszokra összeátlagolt spektrumokhoz tartozó ϕ keringési fázisokat (az átlagolt színeképek időbeli hossza az LS 5039 keringési periódusának kb. 0,01 részét fedi le; így ez az időtartam még kellően rövid volt ahhoz, hogy a meghatározott fázisokat úgymond diszkrét értékeként lehessen kezelni). Epochának első közelítésben a Casares és mtsai (2005) által megadott időpontot ($t_0 = 2451943,09$ HJD), periódusként pedig a szintén ebben a cikkben közölt és más vizsgálatok által is megerősített (4.1. fejezet) $P_{orb} = 3,906$ napos értéket használtam.

A fentebb felsorolt vonalok korrigált sebességeinek átlagolása révén külön-külön előállítottam a H I, He I és He II elemekhez tartozó radiális sebesség-fázis értékpárokat. Mindhárom pontsor esetében a várt, periodikus görbealakot kaptam vissza, így megállapítottam, hogy az általunk rögzített színeképi adatok is alátámasztják a keringési periódus 3,906 napos értékét. A radiális sebesség-diagramokkal kapcsolatos egyik legfontosabb eredmény, hogy a hidrogénvonalakhoz tartozó radiális sebességek jelentős, átlagosan kb. 20 km/s-os kékeltolódást mutatnak a He II vonalok eltolódásaiból számoltakhoz képest, míg a He I vonalok sebességei ezek között helyezkednek el (a 43. ábrán a jobb átláthatóság kedvéért csak a H I és He II

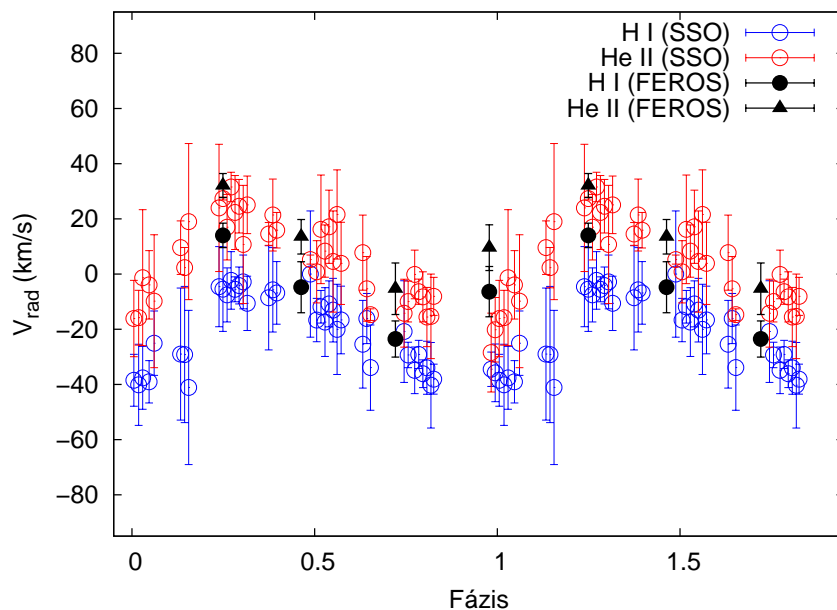


43. ábra. Az LS 5039 2009-es színeképei alapján a hidrogén- és a He II vonalak Doppler-eltolódásaiból meghatározott radiális sebességek. Jól megfigyelhető a hidrogénvonalakhoz tartozó sebességek átlagosan kb. 20 km/s-nyi kékeltoadása (részletes magyarázat a szövegben).

vonalak sebességei vannak feltüntetve). Hasonló jelenséget Casares és mtsai (2005) is kimutattak, de az ő adatsorukban a H I és a He II vonalak radiális sebességei közötti eltolódás átlagosan csak 7-8 km/s-nek adódott.

A hidrogén- és héliumvonal-sorozatok közötti radiális sebesség-eltolódás oka a különböző atomi összetételű gázanyag térbeli elhelyezkedésében rejtőzhet. A jellemzően intenzív anyagkiáramlást mutató O csillagok esetében a legtöbb H I és He I vonal kialakulását befolyásolja a csillagszél: a látóirányba eső, felénk mozgó gázanyagban bekövetkező fotonelnyelés kékeltoadott abszorpcióként jelenik meg az egyes vonalprofilokban (ez az ún. *P Cygni-profil*), ami összességében a rövidebb hullámhosszak felé tolja el a megfigyelt vonalcentrumokat (lásd pl. Kudritzki és Puls, 2000). A He II vonalak esetében ez a jelenség jóval kevésbé jellemző, így ez magyarázhatja a kimutatott radiális sebesség-eltolódásokat. Szintén a csillagszél hatását sugallja az a tény is, hogy az egyes He II vonalak sebességeiből képzett átlagok kisebb szórást mutatnak, mint a semleges H- és He-vonalakból számolt és átlagolt sebességértékek (lásd a 43. ábrát). A sebességértékek szórásainak alapvetően nagy értékeit (jellemzően kb. 15 km/s, hidrogénvonalak esetében helyenként akár a 25 km/s-t is eléri) részben a felvett spektrumok nem túl magas jel/zaj aránya, részben pedig a forró csillag nagy forgási sebességéből származó vonalkiszélesedés okozza (a forgási sebesség látóirányba eső vetülete $v_{rot} \sin i = 113 \pm 8$ km/s, Casares és mtsai, 2005). Figyelembe véve a kékeltoadásokat és a növekvő bizonytalanságokat, a további analízis során csak a He II vonalakból számolt sebességek értékeit használtam fel.

A H- és He-vonalak radiális sebesség-analízise mellett – elsősorban a módszer megbízha-



44. ábra. A 2011-es FEROS-spektrumokból kinyert radiális sebességek, összehasonlítva a 2009-es adatokkal.

tóságának ellenőrzése céljából – minden órás átlagolású spektrum esetében meghatároztam néhány intersztelláris vonal (Ca II K, Na I D, DIB 5780 Å, DIB 6613 Å) radiális sebességeit is (a DIB rövidítés a csillagközi térben lévő PAH-molekulák hatására előálló diffúz abszorpciós sávokra – *diffuse interstellar bands* – utal). Ezek az értékek – a várt módon – nem követték az LS 5039 radiális sebesség-görbéjénél látszó, periodikus változást, hanem – kis szórással – egy-egy konstans értéket adtak vissza. Első ránézésre meglepő módon a Ca II K és a Na I D1 és D2 vonalak esetében ezek az értékek meglehetősen nagyak bizonyultak (rendre $+58,4 \pm 2,2$ km/s, $+62,9 \pm 2,3$ km/s és $+61,9 \pm 1,7$ km/s). A vonatkozó szakirodalomban történt utánajárás eredményeképp azt a következtetést vontam le, hogy ezek az elnyelési vonalak egy, a látóirányba eső, gyorsan mozgó csillagközi felhőtől származhatnak. A hasonló gázfelhőkre a megfigyelt távolodási sebességek nagyságának függvényében külön osztályokat is létrehoztak; ez alapján az általam vizsgált vonalak egy ún. *közepes sebességű felhőhöz* (Intermediate Velocity Cloud, IVC, lásd Wakker és van Woerden, 1997) tartozhatnak.

A 2011-es spektrumok esetében az éjszakánként egy-egy, 30 perces expozíciós idejű spektrumokat használtam a radiális sebességek meghatározásához; ez a folyamat szintén a fentebb taglalt vonalprofil-illesztéses módszerrel történt. Ezúttal csak a H I és He II vonalakat vizsgáltam; az ezek átlagos sebességeivel kiegészített radiális sebesség-diagram a 44. ábrán látható.

Jól megfigyelhető, hogy a 0,46-os és 0,72-es fázisban történő mérésekből származó radiális sebességek – valamint a He II vonalak esetében a 0,25-ös fázisban is – összhangban vannak a 2009-ben meghatározott értékekkel; ugyanakkor a 0,25-ös fázisnál lévő H I-sebesség, a 0,98-as fázis esetében pedig mindkét sebességpont a hibahatároknál nagyobb mértékű el-

térést mutat a 2009-es értékekhez képest. Mivel a FEROS-sal csak egy-egy mérés készült az adott fázisokban, ráadásul a periasztron környékén a legnagyobb a mérések bizonytalansága, ezért nehéz megítélni, hogy műszeres vagy valós effektusról van-e szó – ezt megnyugtatóan csak újabb, a 0,80–0,25 fázis közötti szakaszban végzendő mérések révén lehet majd eldönteni.

4.3.2. Az ekvivalens vonalszélességek meghatározása

Az ún. *Schuster–Schwarzschild*-féle, egyszerű csillaglégkör-modellben az abszorpciós színképvonalak keletkezése egy hideg, önmagában nem sugárzó gázréteg jelenlétéhez köthető, amely a feketetest-sugárzónak tekintett, magasabb hőmérsékletű réteg felett található. A dolgozat korábbi részében bevezetett (36) összefüggés alapján – homogén sűrűségű, s vastagságú, tisztán abszorbens közeget véve – a megfigyelt fluxus

$$F_\lambda = F_{0,\lambda} \exp(-\kappa_\rho s) = F_{0,\lambda} \exp(-\kappa_c \rho s) \exp(-\kappa_l \rho s) = F_c \exp(-\kappa_l \rho s), \quad (84)$$

ahol κ a κ_c kontinuumhoz tartozó abszorpciós koefficiens és κ_l vonalas abszorpciós koefficiens összegeként írható fel, $F_c = F_{0,\lambda} \exp(-\kappa_c \rho s)$ pedig a kontinuumszint fluxusa. Az abszorpciós vonalprofilok egyszerű esetben úgy értelmezhetők, hogy a vonal központi része (magja) a hidegebb, felső rétegben keletkezik, a vonalprofil szélei (szárnyai) felé haladva pedig egyre belsőbb és magasabb hőmérsékletű tartományokból jövő sugárzást látunk, míg a kontinuumszint a sugárzás forrásául szolgáló réteghez (azaz a fotoszférához) tartozik. A színképvonalak erősségének jellemzésére vezessük be az ún. *ekvivalens szélesség* (W) fogalmát:

$$W = \int_{\Delta\lambda} \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda. \quad (85)$$

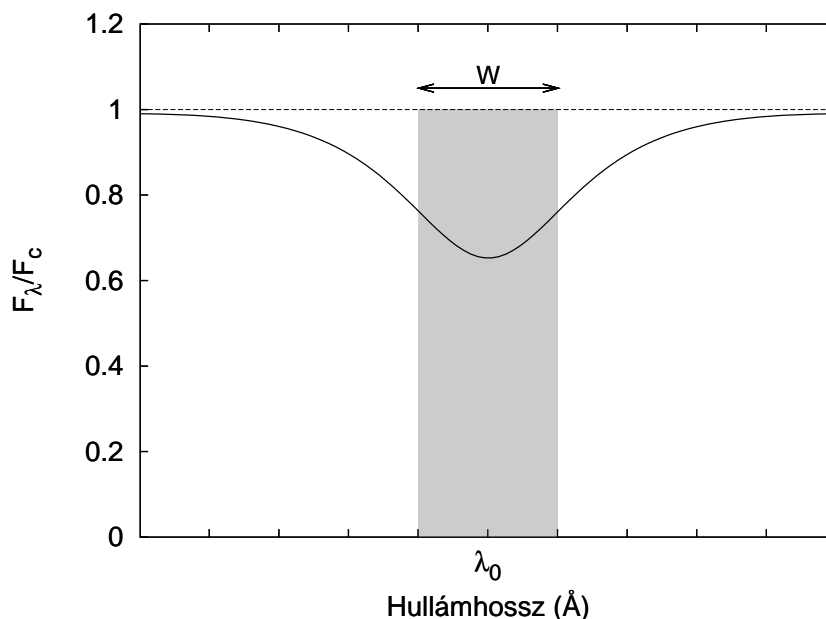
A fenti definíció szemléletesen azt jelenti, hogy a normált fluxust a hullámhossz függvényében ábrázolva az adott színképvonal W ekvivalens szélessége annak a téglalapnak a vízszintes oldalhosszúsága, melynek területe megegyezik a vonalprofil alatti terület nagyságával (lásd a 45. ábrát). Tovább alakítva (85) formulát,

$$W = \int_{\Delta\lambda} 1 - \frac{F_\lambda}{F_c} d\lambda = \int_{\Delta\lambda} 1 - \exp(-\kappa_l \rho s) d\lambda = \int_{\Delta\lambda} 1 - \exp(-\tau_l) d\lambda \quad (86)$$

kifejezéshez jutunk. Ha az abszorpció gyenge, tehát a vonal optikailag vékony ($\tau_l \ll 1$), akkor az $\exp(-\tau_l) \approx 1 - \tau_l$ közelítéssel élve

$$W \approx \int_{\Delta\lambda} \tau_l d\lambda = \int_{\Delta\lambda} \kappa_l \rho s d\lambda \quad (87)$$

alakú lesz. Figyelembe véve κ_l hullámhosszfüggését, valamint az adott vonal atomfizikai paramétereit, a levezetést mellőzve az alábbi összefüggéshez jutunk (lokális termodinamikai egyensúlyt és az ionizált részecskék hiányát feltételezve):



45. ábra. Az ekvivalens szélesség jelentését bemutató ábra (részletek a szövegben).

$$\ln \frac{W}{\lambda} \approx \ln(\lambda g_i f_{ij}) - \frac{\Delta E_{ij}}{k_B T} + \ln(Ns) + C, \quad (88)$$

ahol N az ún. *oszlopsűrűség* (azaz a fotoszféra egységnyi területe fölött lévő részecskék száma), g_i az adott energiaszint elfajultságának mértékét jelző statisztikai súly, f_{ij} a két energiaszint közötti átmenetre vonatkozó *oszcillátorerősség*, C pedig egy konstans. A sugárzó réteg egységnyi felülete fölött lévő részecskék számának és az átmenethez tartozó oszcillátorerősségnek – amely az atomokat klasszikus harmonikus oszcillátorokként kezelő elmülethez kötődően megadja a szabad oszcillátorok effektív számát, kifejezve adott elektronátmenetnél az atom abszorpcióra való képességét – a szorzata adja meg a fotonok elnyelésében aktívan részt vevő atomok számát.

Optikailag vastag esetben ($\tau_l \gg 1$)

$$W = \int_{\Delta\lambda} 1 - \exp(-\tau_l) d\lambda \approx \int_{\Delta\lambda} d\lambda = \Delta\lambda, \quad (89)$$

azaz az ekvivalens szélességet elsősorban az abszorpció $\Delta\lambda$ hullámhossztartománya, tehát a vonalszélesség határozza meg, a részecskekoncentrációtól való függés megszűnik. W -t az abszorbeáló atomok számának függvényében ábrázolva megkapjuk az egy színképvonalra vonatkozó, ún. *növekedési görbét*, amelynek elemzése lehetőséget ad az adott elem csillag légkörben lévő mennyiségének és eloszlásának becslésére; több különböző vonal ekvivalens szélességeinek (növekedési görbéinek) összehasonlítása pedig differenciális kémiai analízisre is módot ad.

Az LS 5039 színképi analízisének részeként meghatároztam az előző fejezetben felsorolt hidrogén-, hélium- és intersztelláris vonalak ekvivalens szélességeit. A méréshez az IRAF

splot taszkját használtam, amellyel – főként a legtöbb spektrum relatíve nagy jel/zaj aránya miatt – háromféle módon (direkt integrálás, Gauss-profil illesztése, Lorentz-profil illesztése) is kiszámítottam a W értékeket. Az intersztelláris vonalak vizsgálata a csillagközi anyag által okozott vörösödésről szolgáltatott információkat (4.4.1. fejezet), míg az O csillag vonalainak ekvivalens szélességeit felhasználva a főkomponens csillagszelének intenzitásáról és keringéshez kötött változásairól tudtam következtetéseket levonni (4.4.3. fejezet).

4.3.3. A Wilson–Devinney-kód alkalmazása

A szoros kettőscsillagok keringési és fizikai paramétereinek meghatározása a fénygörbék és radiálissebesség-görbék modellezésén keresztül valósítható meg. Ennek az összetett feladatnak a megvalósítására több numerikus kód is létezik, amelyek közül a Wilson–Devinney-kód (a továbbiakban WD-kód; Wilson és Devinney, 1973; Wilson, 1994) számít a legalapvetőbb és legelterjedtebben használt programcsomagnak. Az LS 5039-cel kapcsolatos vizsgálataim során én is ezt a kódot használtam, pontosabban ennek 2003-as verzióját (Wilson és Van Hamme, 2004).

A WD-kód FORTRAN nyelven íródott, s két fő programrészről áll: az *LC* (light and velocity curve) programmal megadott paraméterek révén fénygörbét, radiálissebesség-görbét, spektrumvonal-profilokat és a komponensek felületi fényességeloszlását bemutató, egyszerű képeket lehet generálni; míg a *DC* (differential correction) programmal a modellek és a megfigyelésből származó görbék közötti eltérések minimalizálására, azaz illesztésekre van lehetőség. Sem az *LC*, sem a *DC* program használata során nincsen szükség a forráskód módosítására; a bemeneti fájlokban a szükséges paraméterek megadása mellett a programokhoz tartozó mintegy 20-25 beépített szubrutint, valamint a különböző fizikai állandók értékeit tartalmazó adatfájlokat kell meghívunk.

A radiálissebesség-görbék modellezése elsősorban a 2.2. fejezetben ismertetett egyenleteken, míg a vizsgált kettős rendszerek fényességváltozásainak elemzése a 3.3.1., 3.4.1. és 3.4.2. fejezetekben vázolt sugárzási törvényeken és összefüggéseken alapul. A szoros kettőscsillagok megfelelő vizsgálatához ugyanakkor a komponenseket nem pontszerű fényforrásokként kell kezelnünk. Első közelítésben – Carroll és Ostlie (2007) alapján – gömb alakú, homogén fényességeloszlású csillagokat feltételezve, az előbbieken hivatkozott sugárzási törvények alapján legyen F_f az egyik komponens kör keresztmetszetű korongjának egységnyi felületéről, egységnyi idő alatt adott hullámhosszon kibocsátódó sugárzás (azaz a kibocsátott fluxus):

$$F_{f,\lambda} = \sigma T_{eff}^4. \quad (90)$$

Amikor mindkét komponens teljes egészében megfigyelhető, az egységnyi idő alatt adott hullámhosszon detektált összes sugárzás (B_{sum}):

$$B_{sum,\lambda} = K(\pi r_1^2 F_{f1,\lambda} + \pi r_2^2 F_{f2,\lambda}), \quad (91)$$

ahol r_1 és r_2 a komponensek sugarai, K az objektum távolságától és a detektor adott hullámhosszra vonatkozó, ún. áteresztési függvényétől függő konstans. A közös tömegközéppont körül való keringés során számos rendszer esetében előfordul, hogy bizonyos fázisokban a komponensek tőlünk nézve elfedik egymást (az ilyen rendszereket nevezzük *fedési kettőscsillagoknak*). A fedések következtében megfigyelhető fényességváltozásokat a keringési fázis függvényében ábrázolva kapjuk meg a fedési fénygörbéket. A legegyszerűbb esetként vegyünk két különböző méretű és hőmérsékletű csillagot és a látóirányunkba eső keringési síkot ($i = 90^\circ$). Ha feltesszük, hogy az 1-es jelű csillag a nagyobb és alacsonyabb effektív hőmérsékletű, akkor a minimális fényességet (főminimum) abban a szakaszban észleljük, amikor a kisebb, forróbb komponens teljesen az 1-es komponens mögött tartózkodik:

$$B_{pr,\lambda} = K\pi r_1^2 F_{f1,\lambda}; \quad (92)$$

míg abban az időszakban, mikor a kisebb, forróbb komponens van teljes terjedelmében a 2-es komponens előtt, az alábbi fényességet észleljük (mellékminimum):

$$B_{sec,\lambda} = K(\pi r_1^2 - \pi r_2^2) F_{f1,\lambda} + K\pi r_2^2 F_{f2,\lambda}. \quad (93)$$

Mivel K pontos meghatározása általános esetben nem lehetséges, ezért egy adott időpontban a csillagkorongokról kibocsátott fluxusok hányadosának értékét keressük; ez az alábbi összefüggés alapján számolható ki:

$$\frac{B_{sum,\lambda} - B_{pr,\lambda}}{B_{sum,\lambda} - B_{sec,\lambda}} = \frac{F_{f1,\lambda}}{F_{f2,\lambda}}. \quad (94)$$

A szoros kettőscsillagok esetében figyelembe kell venni azt is, hogy a gravitációs tér okozta árapályerők hatására az egyik, vagy mindkét komponens csepp alakban megnyúlik a közös tömegközéppont felé eső irányba. A kóddal pontonként ki tudjuk számoltatni a Φ_{gr} gravitációs potenciálértékeket (lásd 2.2. fejezet), így ezek felhasználásával lehet kezelni a gömbtől eltérő csillagalakokat és a geometriájukból eredő fényességváltozásokat.

Bár a WD-kód teljes fizikai hátterének megismertetése túlmutat a dolgozatom keretein, a komponensek gömb alaktól való eltérése mellett érdemes még röviden szólni a nem homogén felületi fényességeloszlás lehetőségéről. A kód képes kezelni a csillagok felszínén jól elkülöníthető területet elfoglaló, a megadott effektív hőmérséklettől eltérő hőmérsékletű régiókat (ezek lehetnek a lokálisan felerősödő mágneses tér hatására létrejövő, környezetükénél hidegebb *csillagfoltok*, vagy a komponensek között lejátszódó anyagátáramlás révén kialakuló *forró foltok*), továbbá az ún. *szélsötétedés* jelenségét. Utóbbi effektus annak a következménye, hogy a csillagkorong közepének irányába nézve a fotoszféra mélyebb (magasabb hőmérsékletű) rétegeiből, míg a korong szélénél a magasabban fekvő, alacsonyabb

hőmérsékletű rétegekből érkezik a sugárzás nagy része, így a korongszél sötétebbnek látszik (a jelenlegi technológiánkkal ezt közvetlenül egyelőre csak a Napunk esetében tudjuk megfigyelni).

Matematikailag a szélsötétedés (egyszerűsítő feltételekkel) a (55)–(61) egyenletekben bevezetett mennyiségek felhasználásával írható le (lásd pl. Carroll és Ostlie, 2007). Közéltésként ún. plánparallel atmoszférát feltéve (azaz elhanyagolva a csillag valódi alakjából származó görbültséget) a (60) radiatív transzferegnyet az alábbi formában írhatjuk fel:

$$\mu \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = I_\lambda - S_\lambda, \quad (95)$$

ahol $\mu = \cos \Theta$ (Θ a látóirány és az adott fénysugár terjedési iránya által bezárt szög). Ha egy adott közegbe a pontnál lép be a sugárzás – az itt észlelhető intenzitás legyen $I_\lambda(\tau_\lambda(a))$ –, akkor a közeg b pontjáról detektálható intenzitás értéke (95) formális megoldása alapján

$$I_\lambda(\tau_\lambda(b)) = I_\lambda(\tau_\lambda(a)) \cdot \exp\left(-\frac{\tau_\lambda(a) + \tau_\lambda(b)}{\mu}\right) + \exp\left(\frac{\tau_\lambda(b)}{\mu}\right) \int_{\tau_\lambda(b)}^{\tau_\lambda(a)} S_\lambda \exp\left(-\frac{\tau_\lambda}{\mu}\right) \frac{d\tau_\lambda}{\mu}. \quad (96)$$

A csillagok esetében az égitestek belsejéből kifelé terjedő sugárzást vizsgálunk; az analitikus kezelhetőség érdekében a centrumban az optikai mélységet végtelennek ($\tau_\lambda(a) \rightarrow \infty$), míg a csillag felszínén nullának ($\tau_\lambda(b) = 0$) tekintjük. Ekkor (96) a jóval egyszerűbb

$$I_{\lambda,0} = \int_0^\infty S_\lambda \exp\left(-\frac{\tau_\lambda}{\mu}\right) \frac{d\tau_\lambda}{\mu} \quad (97)$$

egyenletté alakul. Bár a forrásfüggvény, S_λ értékét általában nem tudjuk meghatározni, azt tudjuk, hogy az optikai mélységtől mindenképp függeni fog az értéke. Az egyszerűsítés kedvéért lineáris kapcsolatot feltételezve

$$S_\lambda = a_\lambda \tau_\lambda + b_\lambda, \quad (98)$$

ahol a_λ és b_λ hullámhosszfüggő konstansok. Megmutatható, hogy ebből az összefüggésből

$$I_{\lambda,0} = a_\lambda \cos \Theta + b_\lambda \quad (99)$$

formában fejezhető ki. Ha a fentebb vázolt, egyszerűsítő feltételek (plánparallel atmoszféra, $S_\lambda(\tau_\lambda)$ függvény lineáris alakban való megadása) mellett felírjuk egy csillag közepe felől (azaz a látóirányban), illetve a korong széléről (azaz a látóiránnyal Θ szöveget bezáró helyvektorú pontból) észlelhető intenzitások hányadosát, megkapjuk az ún. *lineáris szélsötétedési törvényt*:

$$\frac{I_{\lambda,0}(\Theta)}{I_{\lambda,0}(\Theta = 0)} = \frac{a_\lambda \cos \Theta + b_\lambda}{a_\lambda + b_\lambda} = 1 - \beta_\lambda + \beta_\lambda \cos \Theta, \quad (100)$$

ahol $\beta_\lambda = \frac{a_\lambda}{a_\lambda + b_\lambda}$ az ún. *szélsötétedési együttható*. Az összetettebb csillaglégkör-modellek alkalmazása során a szélsötédedést esetenként $\cos \Theta$ logaritmikus vagy négyzetgyökös függvényével írják le (erre bizonyos mértékben a WD-kód is alkalmas), de mivel az általam elvégzett vizsgálatok során nem volt cél a komplexebb csillaglégkör-modellezés, ezért csak a fentebb vázolt lineáris közelítést használtam.

A WD-kód futtatása előtt a bemeneti fájlban meg kell adnunk, hogy milyen kettőscsillag-konfigurációra kívánjuk elvégezni az adott radiálissebesség-görbe vagy fénygörbe modellezését. A kód nyolcféle konfigurációt képes kezelni, amelyek elsősorban a Roche-térfogatok különböző mértékű kitöltöttségének figyelembevételét teszik lehetővé. Bár a kódot alapvetően olyan kettős rendszerek vizsgálatára fejlesztették ki, amelyek mindkét tagja normál (fősorozati) csillag, lehetőség van röntgenkettősök analízisére is. Az ehhez rendelt futtatási konfigurációban azonban csak olyan kettősök vizsgálhatók, amelyeknél a röntgentartományban fedés figyelhető meg (a fedés időtartama ugyanis egy fontos, rögzítendő paraméter). Az LS 5039 esetében viszont a röntgenmérések nem mutattak ki fedést; ezért – a kód fő fejlesztőjével, R. Wilsonnal is egyeztetve – a rendszert nem érintkező kettőscsillagként modelleztem, a kompakt objektumot pontszerűnek feltételezve.

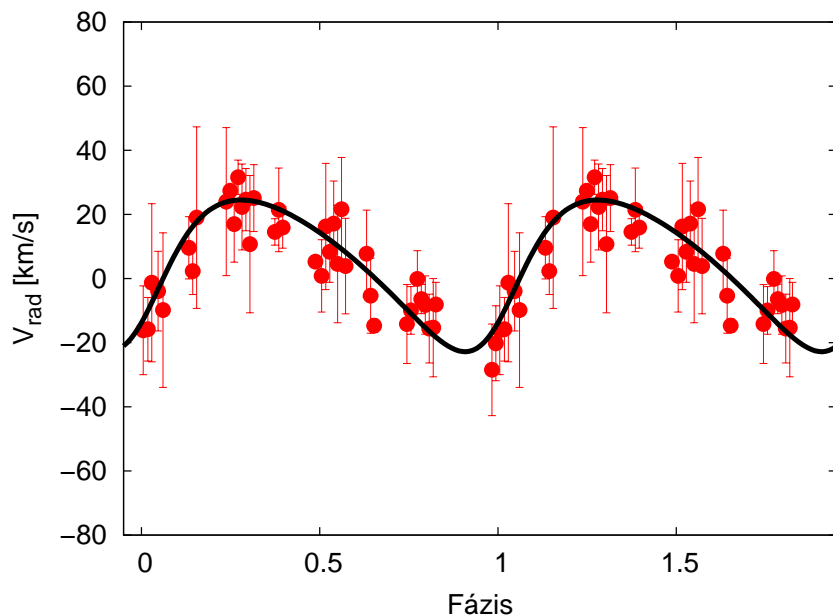
A következő fejezetekben ismertetem a radiálissebesség-pontokra történt görbeillesztések eredményeit és az ebből kinyert paraméterek értékeit. Bemutatom továbbá, hogy az egyes paraméterekből hogyan tudtam következtetéseket levonni a kompakt objektum lehetséges tömegtartományát illetően, illetve, hogy a szintén a WD-kóddal végzett fénygörbe-modellezések milyen konklúziókra vezettek a meghatározott paraméterértékekkel kapcsolatban.

4.4. LS 5039 – eredmények

4.4.1. Keringési és fizikai paraméterek

Munkám során a WD-kódot először az LS 5039 radiálissebesség-görbéjének modellezése céljából használtam, amely lehetőséget adott a rendszer keringési és fizikai paramétereinek meghatározására, illetve egyes paraméterek esetében a lehetséges intervallumok kijelölésére. Mivel a rendszer Casares és mtsai (2005) által meghatározott keringési periódusidejét ($P_{orb} = 3,906$ nap) – ahogyan ezt a 4.1. fejezetben leírtam – több különböző vizsgálat is megerősítette, ezt az értéket rögzített paraméterként adtam meg az LC program bemeneti fájljában.

Az O csillag két, a színeképosztály alapján meghatározható paraméterét – felszíni effektív hőmérséklet ($T_{eff} = 39\,000 \pm 1000$ K), felszíni gravitációs gyorsulás logaritmus ($\log g = 3,85 \pm 0,10$) – is Casares és mtsai (2005) cikkéből vettem át; emellett a főkomponens tömegét és sugarát is a Casaresék által elvégzett csillaglégkör-modellezés eredményeiből kapott tartományokon belül ($M_O = 22,9_{-2,9}^{+3,4} M_\odot$ és $R_O = 9,3_{-0,6}^{+0,7} R_\odot$) tartottam. Az 4.3.2. fejezetben ismertetett módszerek révén meghatároztam több intersztelláris színeképvonal ekvivalens szé-



46. ábra. A He II vonalak radiális sebességeire legjobban illeszkedő modellgörbe.

lességeit (Na I D1: $EW = 0,70 \pm 0,02 \text{ \AA}$; DIB 5780Å: $EW = 0,55 \pm 0,05 \text{ \AA}$; DIB 6613Å: $EW = 0,18 \pm 0,02 \text{ \AA}$), amelyekből empirikus összefüggések alapján (Munari és Zwitter, 1997; Cox és mtsai, 2005) becslést tudtam tenni a légkörmodellekben szintén fontos paraméternek számító vörösödés értékére. Az általam kapott $E(B - V) = 1,2 \pm 0,1$ érték összhangban van a korábbi eredményekkel (1,25–1,35, Ribó és mtsai, 2002; $1,28 \pm 0,02$, McSwain és mtsai, 2004), ami alátámasztotta az O csillagra vonatkozó információk helyességét.

Amint azt a 4.3.1. fejezetben bemutattam, az LS 5039 színepeiből meghatározott radiális sebességeknél jól megfigyelhető a H I és He I vonalaknak a He II vonalokhoz viszonyított, szisztematikus kékeltoadása; ezért a főkomponens radiális sebesség-görbéjének modellezése során csak az utóbbi vonalokból számolt sebességeket használtam fel, hasonlóan Casares és mtsai (2005) eljárásához.

A 2.2. fejezet végén kifejtettem, hogy az egyvonalas spektroszkópai kettősök esetében a komponensek tömegei (tömegaránya) és a rendszer inklinációja nem, csak az ezek kombinációjaként előálló $f((M_x))$ tömegfüggvény meghatározható (a továbbiakban a jobb átláthatóság kedvéért a főkomponens tömegét M_O -val, a kompakt égitest tömegét pedig M_x -szel jelölöm). A tömegfüggvény nem közvetlen kimeneti paraméter a WD-kódban, de értéke más, illesztett paraméterekből kiszámítható: K_1 , e és P_{orb} felhasználásával (17) alapján $A_1 \sin i$, ebből (21) alapján pedig $f((M_x))$ megadható. További illesztett paraméterként lehetett kezelni ω_{orb} -t és V_γ -t; ezek mellett szabad paraméterként használtam az első mérési időpont keringési fázisához képest számított fázistolás ($\Delta\Phi$) paraméterét is, amelyből a periasztronátmenet időpontját (t_0) is meg tudtam határozni.

A 2009-es spektrumokból származó sebességpontok esetében legjobbnak talált illesztés eredménye a 46. ábrán látható, míg az illesztésekből közvetlenül vagy további számítá-

Paraméter	C05 (He II)	A09	Saját eredmények (He II)
t_0 (HJD–2 450 000)	$1943,09 \pm 0,10$	$2825,99 \pm 0,05$	$5017,08 \pm 0,06$
P_{orb} (nap)	3,90603	3,90608	3,906 (C05-től átvéve)
e	$0,35 \pm 0,04$	$0,34 \pm 0,04$	$0,24 \pm 0,08$
ω_{orb} ($^\circ$)	$225,8 \pm 3,3$	$236,0 \pm 5,8$	$237,3 \pm 21,8$
V_γ (km s $^{-1}$)	$17,2 \pm 0,7$	$4,0 \pm 0,3$	$3,9 \pm 1,3$
K_1 (km s $^{-1}$)	$25,2 \pm 1,4$	$19,7 \pm 0,9$	$23,6 \pm 4,0$
$A_1 \sin i$ (R_\odot)	$1,82 \pm 0,10$	$1,44 \pm 0,07$	$1,77 \pm 0,15$
$f((M_x))$ (M_\odot)	$0,0053 \pm 0,0009$	$0,0026 \pm 0,0004$	$0,0049 \pm 0,0006$
Az illesztés szórása (km s $^{-1}$)	9,1	7,1	6,2

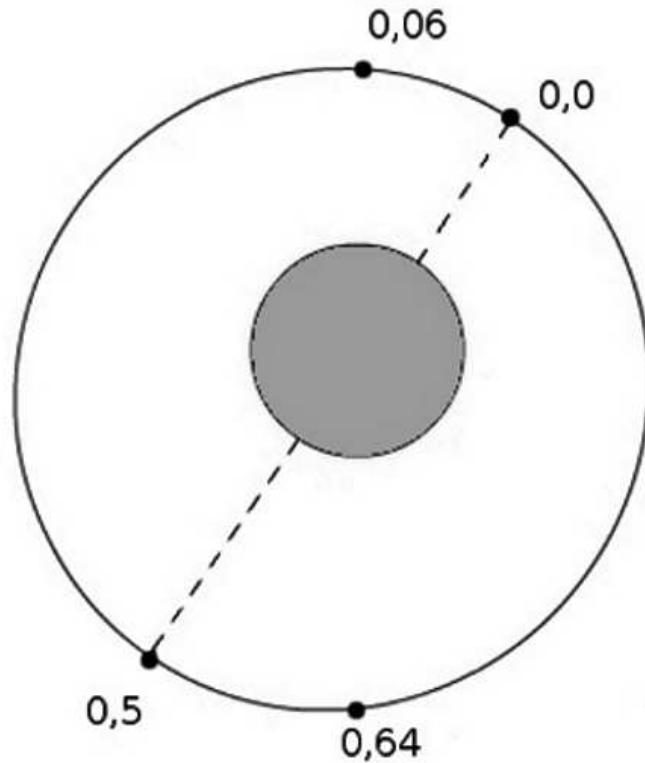
24. táblázat. Az LS 5039 keringési és fizikai paramétereit, összehasonlítva a Casares és mtsai (2005), valamint Aragona és mtsai (2009) által számolt értékekkel. Vizsgálataim során – az első cikk szerzőihez hasonlóan – csak a He II vonalak radiális sebesség-értékeit használtam a görbeillesztéshez.

sokkal meghatározott paraméterértékek – összehasonlítva Casares és mtsai (2005), valamint Aragona és mtsai (2009) eredményeivel – a 24. táblázatban lettek feltüntetve (Aragonáék az összes hidrogén- és héliumvonal sebességét felhasználták a görbeillesztéshez). Általánosságban elmondható, hogy a vizsgált paraméterek általam meghatározott értékei összhangban vannak a korábbi eredményekkel, de azért adódnak komolyabb eltérések. Ezek közül első sorban az excentricitást ($e = 0,24 \pm 0,08$) emelem ki, amely ugyan a relatíve nagy hibahatár miatt összeegyeztethető a mások által kapottakkal, de alapvetően a korábban feltételezett-nél alacsonyabb értékre utal. Ennek az eredménynek mind a kompakt objektum tömegének megbecslésében, mind a főkomponensből kiáramló anyag jellemzőinek meghatározásában van szerepe, ahogyan ezt a következőkben be is mutatom. A másik jelentősebb eltérés – Casaresék eredményeihez viszonyítva – a gammasebesség esetében tapasztalható (Aragonáék eredménye a V_γ -t illetően kevésbé releváns, mivel az összes H- és He-vonal sebességeit együtt kezelték). Bár nem kizárható, hogy a He II vonalokból számolt sebességek esetén tapasztalt, kb. 15 km/-os eltérés (amely hasonló a többi vonalcsalád esetében adódó különbségekhez) valós fizikai változás eredménye, jóval valószínűbb, hogy az ok a két adatsor feldolgozásának vagy analízisének különbözőségében keresendő.

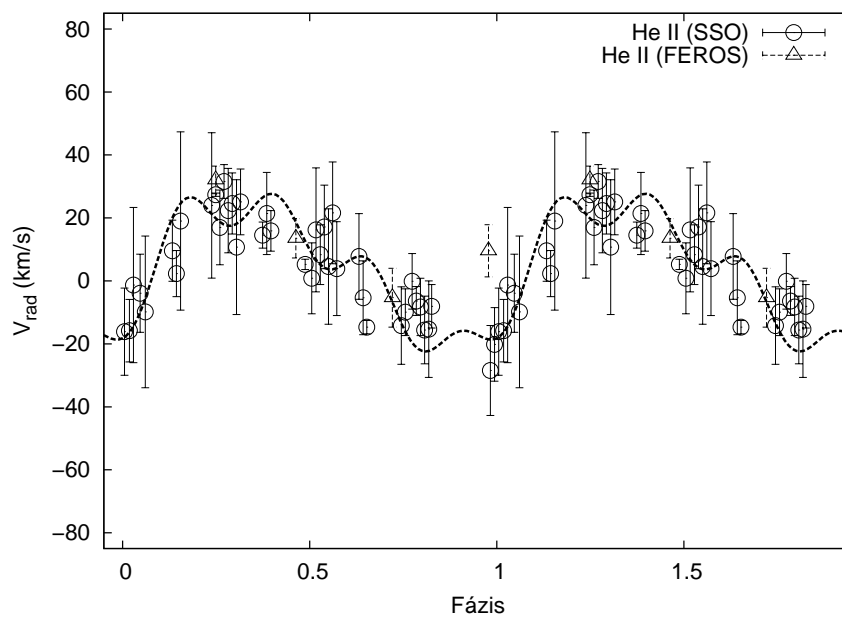
Az O csillag Casareséktól átvett, továbbá a rendszer vizsgálataim során meghatározott paramétereit alapján megrajzoltam az LS 5039 keringési pályaképét (47. ábra) is; ehhez a University of Nebraska-Lincoln honlapján található Eclipsing Binary Simulator¹⁰ nevű programot használtam.

A 2011-es FEROS-adatokkal kiegészített radiális sebesség-diagramot – a 4.3.1. fejezetben ismertetett okokból – nem használtam a keringési és fizikai paraméterek újbóli meghatározásához; ugyanakkor a kiegészített adatsor alkalmasnak bizonyult egy 2011-es konferenciakiadványban megjelent állítás ellenőrzésére. Casares és mtsai (2011) úgy találták, hogy egy, a 3,906 napos keringési periódusidő negyedével jellemezhető, szinuszos jelet hozzáadva az eredeti radiális sebesség-görbéhez, javul az illeszkedés mértéke (a keringési paraméterek

¹⁰<http://astro.unl.edu/naap/ebs/ebs.html>



47. ábra. Méret- és irányhelyes pályarajz (felülnézetből) az LS 5039 rendszeréről, az átvett és a vizsgálataim során meghatározott paraméterek felhasználásával. Az ábrán a kompakt égitest periasztron-átmenetének ($\Phi = 0,0$), felső együttállásának, apasztron-átmenetének és alsó együttállásának fázisai vannak feltüntetve. A megfigyelő iránya a képen lefelé van.



48. ábra. A 2011-es FEROS-spektrumokból nyert adatokkal is kiegészített He II radiális sebességek, valamint a Casares és mtsai (2011) által feltételezett, pulzációs oszcillációt is tartalmazó modellszámítások (részletek a szövegben).

értékei ugyanakkor csak hibahatáron belül változnak). A szerzők magyarázata szerint a plusz periodikus komponens az O csillag pulzációjából eredhet.

Casaresék eredményeit megvizsgálva az a gyanúm támadt, hogy a módosított görbékük jobb illeszkedése csak az adataik mintavételezésének köszönhető; a mérési pontjaik többsége ugyanis négy keringési fázis körül (0,15; 0,40; 0,65; 0,90) csoportosul, tehát ezeknek a sűrűbb ponthalmazoknak a fázisbeli különbsége épp a keringési periódus negyedének felel meg. A kérdés tisztázásához a saját, homogénebb mintavételezésű adatsorunkra én is illesztettem egy kétkomponensű radiálissebesség-görbét, melynek egyik összetevője a 24. táblázatban felsorolt paraméterekkel leírható görbe, a másik pedig a Casares és mtsai (2011) által megadott szinuszgörbe (periódus: $P = P_{orb}/4$; amplitúdó: $A = 7$ km/s). Az eredményt a 48. ábrán mutatom be; jól látható, hogy a mi adatsorunk nem bizonyítja a plusz periodikus komponens (azaz a főkomponens pulzációjának) létét (Szalai és mtsai, 2012).

4.4.2. A kompakt objektum tömege

Ahogy a korábbi fejezetekben is említettem, az LS 5039-cel kapcsolatos vizsgálatok, egyúttal saját munkám egyik fő célja a rendszerben lévő kompakt objektum tömegének minél szűkebb tartományra szűkítése volt. Először alaposabban Casares és mtsai (2005) járták körbe ezt a kérdést, akik részletes elemzésük részeként fénygörbe-szimulációkat is előállítottak a WD-kód felhasználásával. Megállapításaik szerint 30° körüli inklináció esetén a főkomponens gravitációs torzulásából eredő fotometriai változások mértéke a periasztron-átmenet környékén eléri a 0,01 magnitúdót, míg kisebb inklinációk esetén a fényességváltozások mértéke is kisebb. Ugyanakkor, Casaresék eredményei szerint, ha a rendszer pályainklinációja kisebb mint 30° , akkor a kompakt objektum tömege biztosan meghaladja a neutroncsillagok általuk vett felső tömeghatárát ($3 M_\odot$), azaz a kísérőnek fekete lyuknak kell lennie. Állításaikat viszont a kellő (2-3 ezred magnitúdós) pontosságú fotometriai mérések hiányában nem tudták ellenőrizni.

Mivel a független spektroszkópiai adatsorra épülő radiálissebesség-analízisem során meghatározott keringési és fizikai paraméterek – a pályaeccentricitást és a gammasebességet kivéve – hibahatáron belüli egyezést mutatnak Casaresék eredményeivel (beleértve a tömegek vizsgálatához legfontosabb támpontot nyújtó $f(M_x)$ tömegfüggvény értékét is), ráadásul rendelkezésemre állt egy kellő pontosságú és mintavételezésű fotometriai adatsor is, ezért erős alapokra építkezve tudtam megvizsgálni, hogy milyen következtetéseket lehet levonni a kompakt objektum tömegét és jellegét illetően.

Az $f(M_x)$ tömegfüggvény (21) formulával definiált alakjából a kompakt kísérő tömegére egy általános, $ax^3 + bx^2 + cx + d = 0$ alakú harmadfokú egyenletet kapunk:

$$M_x^3 \cdot \frac{\sin^3 i}{f(M_x)} - M_x^2 - 2M_O M_x - M_O^2 = 0. \quad (101)$$

Az általános harmadfokú egyenletek megoldási módszerét használva (101)-t az

$$\begin{aligned}
X &= M_x - \frac{f(M_x)}{3 \sin^3 i}, \\
A &= \frac{3 \left(\frac{\sin^3 i}{f(M_x)} \right)^2 - \frac{\sin^3 i}{f(M_x)}}{3 \left(\frac{\sin^3 i}{f(M_x)} \right)^3}, \\
B &= \frac{-2 + 18M_0 \frac{\sin^3 i}{f(M_x)} - 27M_0^2 \left(\frac{\sin^3 i}{f(M_x)} \right)^2}{27 \left(\frac{\sin^3 i}{f(M_x)} \right)^3}
\end{aligned} \tag{102}$$

helyettesítések után

$$X^3 + AX + B = 0 \tag{103}$$

egyenletté alakítottam, amelynek valós megoldása

$$X = y_1 + y_2, \tag{104}$$

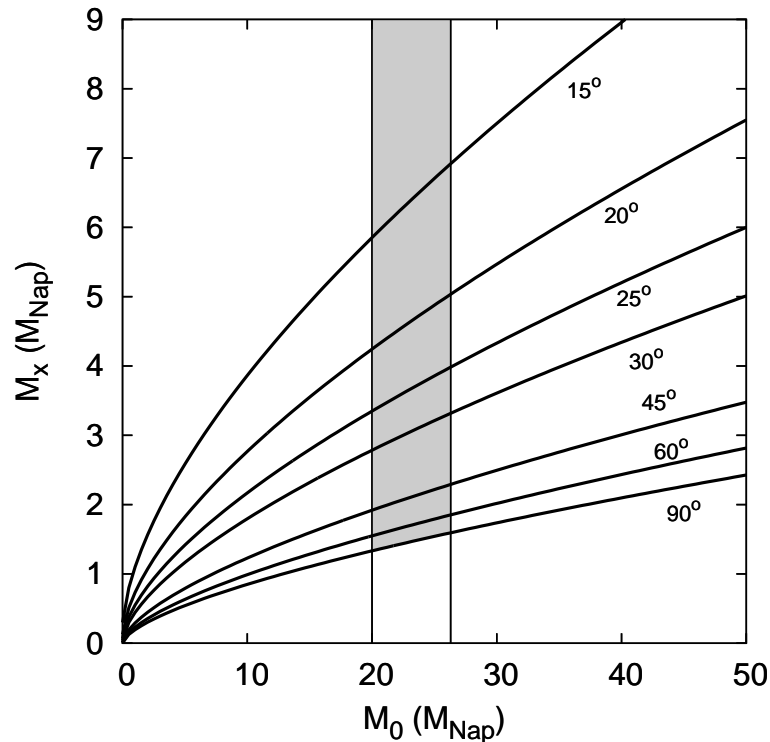
ahol

$$y_{1,2} = \sqrt[3]{-\frac{B}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 + \left(\frac{A}{3}\right)^3}}. \tag{105}$$

Az eljárás során az X értékekből visszszámolva $-f(M_x)$ -nek a 24. táblázatban feltüntetett értékét használva – megkaptam az M_x értékeit M_0 függvényében, különböző inklinációk esetében; az eredmény a 49. ábrán látható. Az O csillag tömegének Casares és mtsai (2005) cikkéből átvett, feltételezett alsó és felső korlátját a két függőleges vonal jelzi, míg a kompakt objektum ez alapján adódó tömegtartományát a szürkével színezett régió mutatja.

Casaresék hasonló eredményt kaptak, de M_x pontosabb körülhatárolása céljából próbálták az inklináció lehetséges tartományát – a már említett fénygörbe-modellezésen túl – néhány elméleti megfontolás alapján szűkíteni. Ahogyan korábban szintén említettem, az LS 5039 röntgentartományban felvett fénygörbéin nem mutatkoztak fedésekre utaló fényváltozások; ennek elemzése révén Casares és kollégái 65° -ban állapították meg az inklináció felső korlátját. Mivel a periasztron-átmenet környékén nem találtak sem erős $H\alpha$ -emisszióra, sem kiugróan megemelkedő röntgenfluxusra utaló jelet, arra következtettek, hogy nem történik intenzív anyagátadás a belső Lagrange-ponton keresztül, azaz az O csillag esetében nem következik be ún. túlcordulás a Roche-térfogathoz képest. Casaresék számításai szerint ehhez legalább 13° -os inklinációra van szükség. Az így leszűkített tartomány még mindig elég széles ahhoz, hogy a kompakt objektum akár neutroncsillag, akár fekete lyuk is lehessen.

Casares és munkatársai egy jóval erősebb elvi megszorítást is tettek az inklináció kapcsán. Számításaik szerint a főkomponens kb. egymillió év alatt (ami becsléseik szerint a

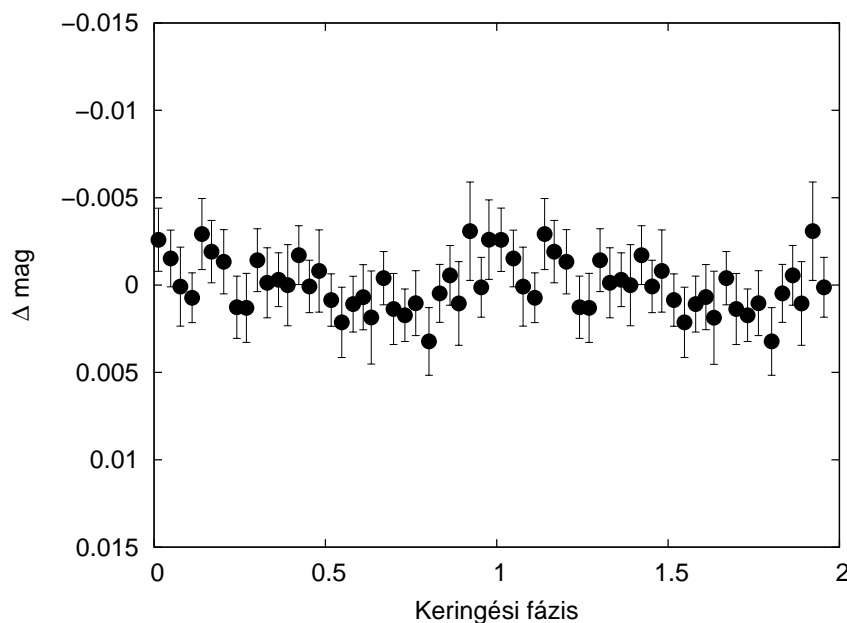


49. ábra. A kompakt objektum tömegének lehetséges, a kapott tömegfüggvény alapján számított értékei az O csillag tömegének függvényében, különböző inklinációk esetén. Az O csillag feltételezett tömeghatárait a két függőleges vonal, a kompakt objektum lehetséges tömegtartományát a szürkével színezett régió jelzi.

kettős életkorának felső határa közelében lehet) ún. pszeudoszinkron állapotba kerülhetett, vagyis a periasztron környékén a forgási sebessége megegyezhet a keringési sebességével. Ez egy szűk, kb. $23\text{--}27^\circ$ -os tartományba helyezi az inklinációt, azonban a szerzők elismerik, hogy ezen feltevésük sok bizonytalanságot rejt magában. Az imént vázolt felvetések ellenére végső konklúzióként Casaresék a nagy pontosságú optikai fotometriai mérésektől várták az inklináció nagyságának, egyúttal a kompakt objektum tulajdonságainak meghatározását.

A vizsgálataim ezen részének alapjául szolgáló, keringési fázisba rendezett MOST-fénygörbét a 50. ábra mutatja. A fénygörbe menetének könnyebb átláthatósága érdekében a fényességértékek $0,03$ fázisonként átlagolva (binnenlve) lettek. A nagyjából négy teljes keringési periódust lefedő adatsor kb. 2 ezred magnitúdó amplitúdójú változásokat mutat, egy széles, $\Phi \sim 0,7\text{--}0,8$ környékére eső minimummal. A Casares és mtsai (2005) által kritériumként megjelölt, $0,01$ magnitúdó nagyságrendű változásoknak nincsen nyoma, így az ő elemzéseik szerint ennek bizonyítékul kellene szolgálnia a 30° -nál kisebb inklinációra és egyúttal arra is, hogy a kísérő egy fekete lyuk.

Azt, hogy saját magam is végezzek fénygörbe-modellezéseket, az is motiválta, hogy Casaresék nem közölnek sok részletet (sem ábrákat...) a szimulációikkal kapcsolatban. Hogy megértssem és ellenőrizni tudjam az állításaikat, két különböző szimulációsorozatot

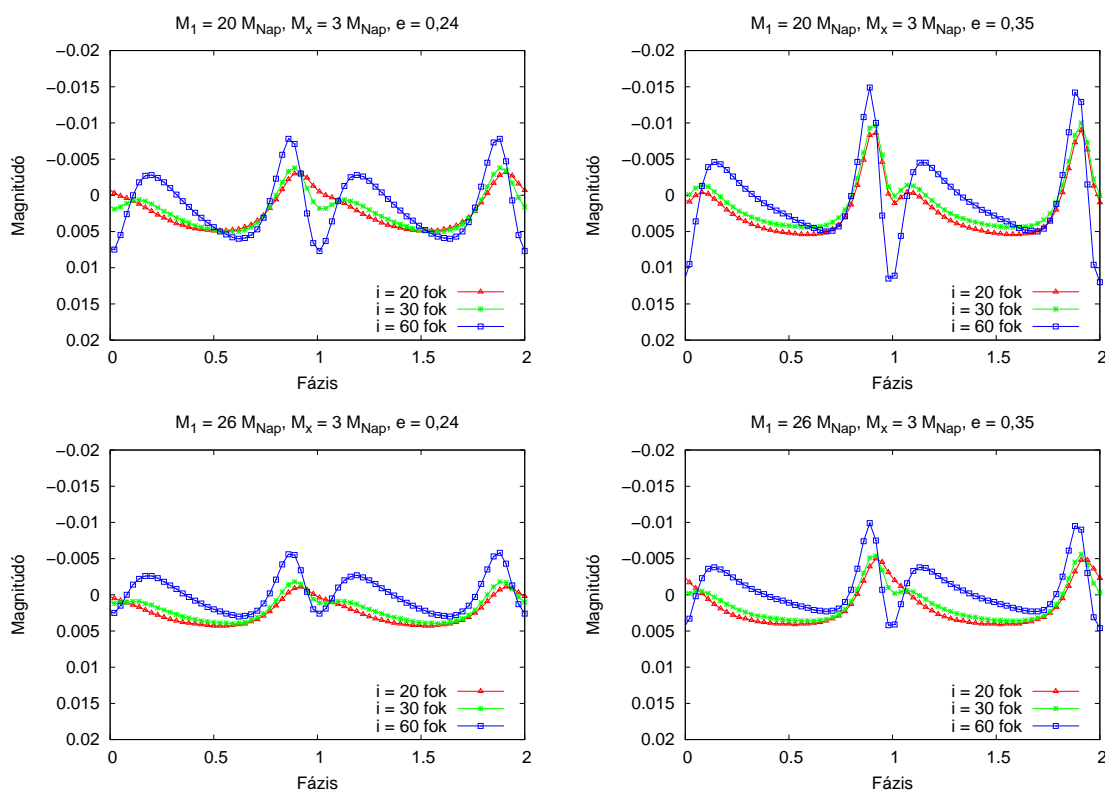


50. ábra. A keringési fázisba rendezett mérési pontokból összeállított MOST-fénygörbe. Eredetileg a mért fluxusoknak az azok átlagához viszonyított értékei voltak megadva; ezen számok előjeleinek megváltoztatásával lehetett megkapni az ábrázolt, magnitúdóban vett értékeket, amelyek az átlagos fényességtől való eltérést mutatják. A hibahatárok az egyes értékek 99%-os konfidencia-intervallumait jelzik.

készítettem a WD-kóddal. Az első esetben fixen tartottam a kompakt objektum tömegét ($M_x = 3 M_\odot$), míg a második sorozat esetében M_x -et mindig az általam korábban meghatározott $f(M_x)$ tömegfüggvény felhasználásával számoltam ki. Mindkét sorozatban kétféle főkomponens-tömeg ($M_0 = 20$ és $26 M_\odot$), kétféle excentricitás ($e = 0,24$ és $0,35$) és három különböző inklináció (20° , 30° és 60°) összes lehetséges kombinációja esetén állítottam elő fénygörbemodelleket. A WD-kód bemeneti fájljában a további keringési paraméterek értékeként a radiális sebesség-görbe modellezése során kapott eredményeket adtam meg; az O csillag sugarát végig $R_O = 9,5 R_\odot$ -nak vettem, a kompakt objektumot pedig pontszerűnek tekintettem. A széles sávú MOST-fotometriai mérések tartománya nincsen a WD-kódban megadható, előre definiált szűrőtartományok között, de mivel a tartomány centruma 550 nm, ezért a szintén erre centrált V tartományt jelöltem meg. A főkomponens szélsőtétedését (100) alapján vettem figyelembe.

Az első (rögzített M_x -szel számolt) sorozatba tartozó fénygörbék az 51. ábra panelein láthatók. Ezek a modellek alapvetően követik a Casares és mtsai (2005) által leírt mintázatot. A legnagyobb mértékű változások a periasztron-átmenet közelében figyelhetők meg, ezek amplitúdói 30° -os inklinációnál – a Casaresék által meghatározott $e = 0,35$ -ös értéknél – valóban $0,01$ magnitúdó körül vannak; az amplitúdók pedig a kisebb inklinációk felé haladva csökkennek. Emellett szintén észrevehető, hogy azonos egyéb paraméterek esetén az excentricitás csökkentése, illetve a főkomponens tömegének növelése is az amplitúdó csökkenését eredményezi (Casaresék ezen két paraméter hatását nem vizsgálták, vagy legalábbis

nem tettek erről említést).



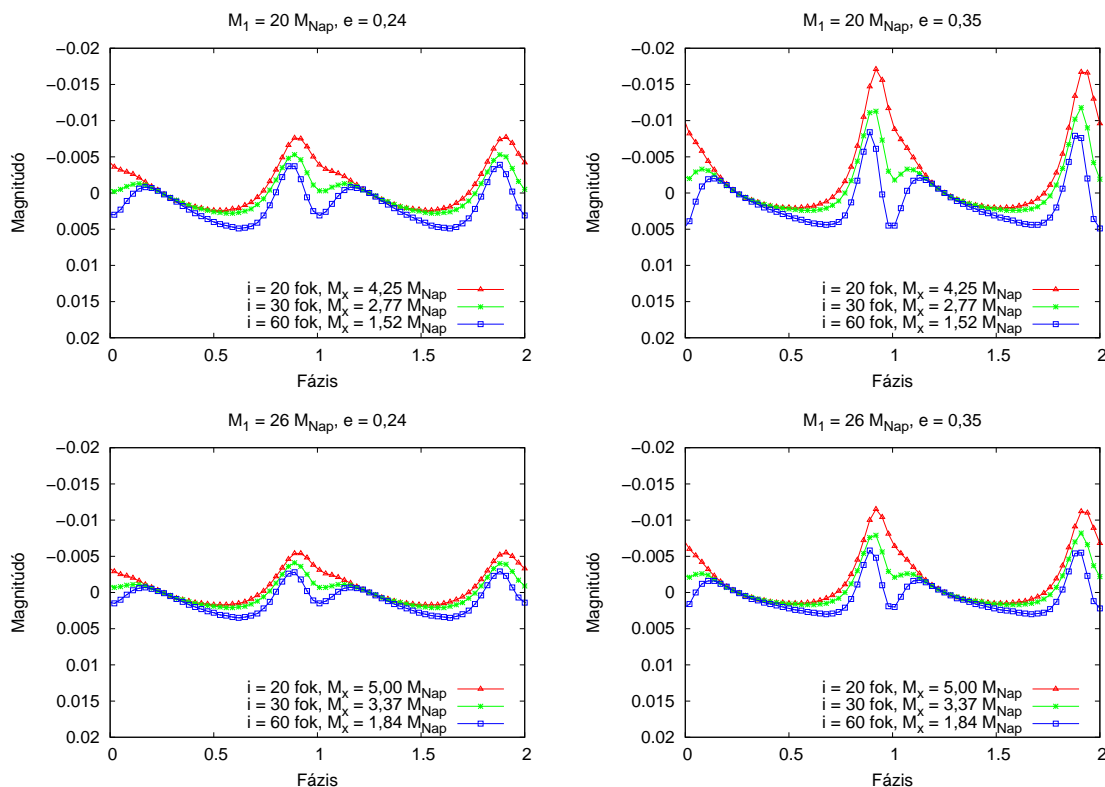
51. ábra. A WD-kóddal az első sorozatban előállított fénygörbemodellek, kétféle főkomponens-tömeg (M_0) és pályaexcentricitás (e) esetén, különböző inklinációknál (i). A kompakt objektum tömege (M_x) ezeknél a modelleknél végig rögzített ($3 M_\odot$) volt.

Ezek a fénygörbemodellek azonban tartalmaznak egy elvi hibalehetőséget, ugyanis a kompakt objektum tömege és az inklináció – ahogyan erről az egyvonalas spektroszkópiai kettősök tárgyalása során már több ízben szó esett – egymástól nem független mennyiségek. A szimulációk második sorozatában ezért az M_x értékeket mindig $f(M_x)$ -ből és az adott paramétersorhoz tartozó M_0 , i értékekből határoztam meg. Az ilyen módon előállított fénygörbemodellek (52. ábra) szintén mutatják az kisebb excentricitáshoz, valamint a nagyobb főkomponens-tömeghez tartozó amplitúdócsökkentést; ugyanakkor az inklináció csökkentése, bár a fénygörbe alakját befolyásolja, nem eredményez ilyen hatást.

A fizikailag konzisztensebb, második fénygörbesorozat elemzése alapján arra a következtetésre jutottam, hogy nem megalapozott Casares és munkatársai azon megállapítása, amely szerint a látható tartományban felvett fénygörbék amplitúdója alapján egyértelmű információkhoz jutunk a rendszer pályainklinációjának nagyságát, egyúttal a kompakt objektum tömegét és jellegét illetően. Modellezéseim eredményei szerint a fénygörbe amplitúdójának mértéke jóval inkább függ a pályaexcentricitás és a főkomponens tömegének értékétől.

A második körben előállított modellgörbék közül legjobban azok hasonlítanak a 50. ábrán szereplő MOST-fénygörbére, amelyeknél $e = 0,24$ és $M_0 = 26 M_\odot$ értékekkel számoltam. A különböző inklinációkkal generált fénygörbemodellek között – a MOST-fotometria

bizonytalanságán belül – kicsi az eltérés, így pusztán ezen modellek alapján a kompakt objektum tömege $1,8\text{--}5,0 M_{\odot}$ között bárhol lehet; azaz a nagy pontosságú fotometriai adatsor meglelte ellenére sem lehet egyértelműen meghatározni a kísérő neutroncsillag vagy fekete lyuk voltát.



52. ábra. Fénygörbemodellek rögzített tömegfüggvény ($f(M_x) = 0,0049 M_{\odot}$) alkalmazásával, az előzőekben bemutatott modellekkel azonos konfigurációkban. A MOST-fénygörbe alakját legjobban az $M_O = 26 M_{\odot}$ és $e = 0,24$ paraméterekkel előállított modellgörbék közelítik.

A modellgörbék mindegyike mutatja a $\Phi \sim 0,6\text{--}0,7$ fázis körüli, széles minimumot; sőt az 52. ábra bal alsó panelén bemutatott görbék esetében szinte teljes az egyezés a MOST-fénygörbével. Eszerint a megfigyelt fényváltozás jó eséllyel ténylegesen azzal lehet összefüggésben, hogy az árapályerők miatt kissé csepp alakban torzult O csillagra éppen hogyan látunk rá. Mindazonáltal fontosnak tartom kiemelni, hogy ezek a fénygörbe-szimulációk csak előzetes, közelítő jellegű eredményekként kezelhetők. A WD-kód nem kezeli a röntgenkettősök esetében fontos tényezőnek számító anyagáramlási és akkréciós folyamatokat (lásd a következő fejezetet), amelyek szintén szerepet játszhatnak a látható tartományban észlelhető fényváltozásokban. Emellett, bár a bemutatott MOST-mérések az eddigi legpontosabb optikai fotometriai adatsort jelentik, a meghatározott fényességértékek bizonytalansága csaknem összemérhető a keringés során adódó fényességváltozások mértékével.

A vázolt konklúziók szerint tehát nem lehet egyértelműen kijelenteni, milyen égitest kering az O csillag körül; van azonban még egy adalék, amely a kísérő fekete lyuk jellegének

esélyeit növeli. Bár a vizsgálataim során végig a Casares és kollégái által is használt tömeg-tartományt (20–26 M_{\odot}) alkalmaztam a főkomponensre, bizonyos szerzők (lásd pl. Martins és mtsai, 2005) ennél is nagyobb tömeget (28–29 M_{\odot}) feltételeznek egy O6.5V színképtípusú csillag esetében. A főkomponens tömegét növelve M_x -re is nagyobb értéket kapunk, azaz még relatíve nagy inklinációk esetében is elképzelhető, hogy a kísérő fekete lyuk.

4.4.3. Anyagáramlás az LS 5039 környezetében

A 4.3.2. fejezetben taglaltam az egyes színképvonalakhoz tartozó ekvivalens szélességek ismeretének fontosságát, egyúttal bemutattam, hogyan határoztam meg a W értékeket az LS 5039 2009-es spektrumai esetében. Mivel a gammakettős főkomponensének tömegvesztési rátájával és a rendszerben zajló anyagáramlási folyamatokkal több cikk szerzői (lásd pl. McSwain és mtsai, 2004; Casares és mtsai, 2005; Bosch-Ramon és mtsai, 2007) is behatóan foglalkoztak, fontosnak tartottam, hogy független, megfelelő minőségű spektroszkópai adatsor birtokában én is elvégezzek néhány ezzel kapcsolatos vizsgálatot.

Első körben a $H\alpha$ -vonal ekvivalens szélességeit határoztam meg, a keringési fázis függvényében feltüntetett W értékek az 53. ábra bal felső panelén láthatók (bár a W -k meghatározására szolgáló eljárást az egy órás integrált spektrumokra végeztem el, az ábrán a trendek jobb láthatóságának érdekében a napi átlagos értékeket és ezek szórásait tüntettem fel). Az értékek 2,50 és 2,85 Å között változnak; a teljes keringési periódusra levetített átlagérték kb. 2,7 Å, ami még épp hibahatáron belüli egyezésnek fogadható el Casares és mtsai (2005) eredményéhez ($2,8 \pm 0,1$ Å) viszonyítva. Casaresék ugyanakkor hibahatáron belül stabilnak találták a $H\alpha$ -vonal ekvivalens szélességét, de ez az eltérés eredhet az ő színképeik alacsonyabb felbontásából, illetve az általam felvett spektrumok jel/zaj arányából fakadó nagyobb hibahatárokból is. Az általam meghatározott W értékek összhangban vannak Bosch-Ramon és mtsai (2007) mintegy tíz év adatait felölelő spektroszkópai analízisének eredményeivel is.

A $H\alpha$ ekvivalens szélességek meghatározása közvetlen lehetőséget ad a kiáramló csillagszél intenzitásának, pontosabban a különböző közelítésekkel számolt, átlagos tömegvesztési rátának (\dot{M}_{wind}) a megbecslésére. Puls és mtsai (1996), valamint Kudritzki és Puls (2000) tanulmánya nagyon részletesen mutatja be a forró csillagok légköri folyamatait, valamint az ezeket jellemző fizikai paraméterek és a spektroszkópai mérésekből meghatározható jellemzők közötti kapcsolatot. Terjedelmi korlátok miatt ennek az analízisnek csak a kiindulási feltételeit és végső összefüggéseit közlöm, amelyeket magam is alkalmaztam vizsgálataim során.

Az analitikus kezelhetőség érdekében az említett szerzők feltették, hogy a kiáramló csillagszél stacionárius, homogén (nincsenek benne térbeli sűrűsödések és ritkulások) és gömb-szimmetrikus. A csillagszél formájában történő részecskeáramlást az okozza, hogy a légkör felső részében lévő atomok elnyelik a fotoszferikus fotonok egy részét, ami energia- és impulzusátadással jár; az abszorbens részecskék tehát gyorsulni kezdenek egészen addig, míg

kellő távolságra nem kerülnek a csillagtól (ahol a sugárzási tér már gyenge), és gyorsulásuk nullára csökken. A részecskék ekkor tapasztalható hatarsebessége (v_∞) fontos jellemzője az áramlásnak, amelynek sebességmezője az említett szerzők által alkalmazott közelítésekkel így írható fel:

$$v(r) = \left(1 - \frac{b_v}{r}\right)^{\beta_w}, \quad (106)$$

ahol r a csillagtól mért távolság (R_* egységben megadva), β_w egy konstans, b_v pedig

$$b_v = 1 - \left(\frac{v_{min}}{v_\infty}\right)^{1-\beta_w}, \quad (107)$$

ahol v_{min} a fotoszféra közeléből kiáramló részecskék kezdeti sebessége. A gömbszimmetrikus áramlási térben a tömegvesztési ráta $v(r)$ ismeretében

$$\dot{M}_{wind} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (108)$$

formában adható meg. \dot{M}_{wind} -nek az ekvivalens szélességekkel való kapcsolatát az a kép adja, hogy a kiáramló részecskék hatása emissziós többletként jelenik meg a H α vonalprofilban. Az idézett szerzők ezért meghatároztak egy elvi, tisztán abszorpciós $W_{\lambda, phot}$ értéket a fotoszféránál lévő atomokra, amelynek a mért W_λ értéktől való eltérése van kapcsolatban az áramlás intenzitásával; az ezt leíró összefüggés Puls és munkatársai eredményei szerint (az abszorpciós vonalprofilok ekvivalens szélességeit pozitívnak véve):

$$\log(W_{\lambda, phot} - W_\lambda) \sim \log \frac{Q^2 c_t}{v_\infty^{5/3}}, \quad (109)$$

ahol

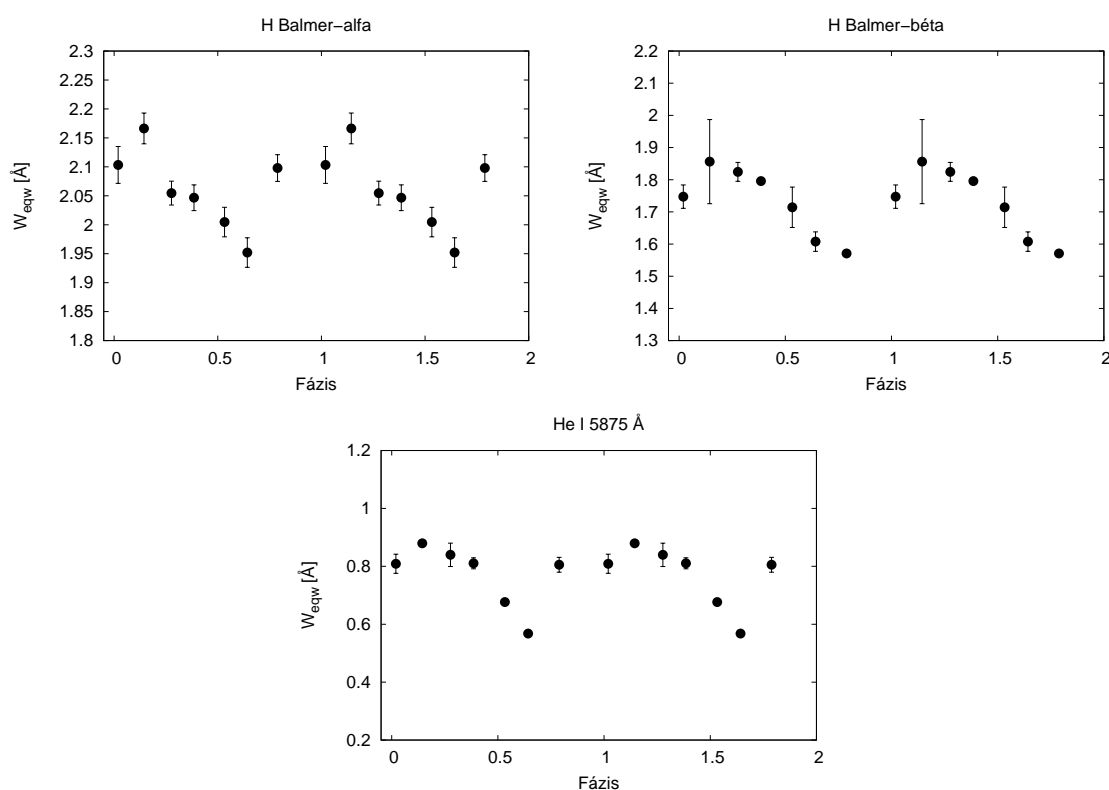
$$Q = \frac{\dot{M}_{wind} / (10^{-6} M_\odot / \text{év})}{(R_*/R_\odot)^{3/2}}, \quad (110)$$

c_t pedig egy ún. hőmérsékleti korrekciós tényező; a (109)-ben felírt arányosságot β_w értéke is befolyásolja. A tömegvesztési ráta és a H α vonal ekvivalens szélessége között fennálló összefüggés teljes alakja

$$\log\left(\frac{\dot{M}_{wind}}{10^{-6} M_\odot / \text{év}}\right) = -6 + \frac{1}{2} \left[\log\left(\frac{Q^2 c_t}{v_\infty^{5/3}}\right) + \frac{5}{3} \log\left(\frac{v_\infty}{1000 \text{ km/s}}\right) + \log c_t \right] + \frac{3}{2} \log \frac{R_*}{R_\odot}. \quad (111)$$

Az O csillagra vonatkozó fizikai paramétereket (M_O , R_O , $T_{O, eff}$), ahogyan ez már korábban említésre került, Casares és mtsai (2005) cikkéből, míg a (111) alkalmazásához szükséges további paramétereket McSwain és mtsai (2004) csillaglégkör-modellezésre épülő munkájából vettem át ($v_\infty = 2440 \pm 190$ km/s; $\beta_w = 0,8$); A $\log c_t$ érték (a $T_{O, eff} = 39\,000 \pm 1000$

K-es hőmérsékletre és a megadott β_w értékre) Puls és mtsai (1996) 7. táblázata alapján 0-nak adódott. Pulsék nyomán $W_{\lambda, phot}$ értékét $3,29 \text{ \AA}$ -nek véve – cikküknek a (109) összefüggést bemutató, 15. ábrája alapján –, a legerősebb megfigyelt abszorpció ($W_\lambda = 2,85 \text{ \AA}$) esetén a tömegvesztési rátára $\dot{M}_{wind} = 3,7 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{évet}$, a leggyengébb abszorpció ($W_\lambda = 2,50 \text{ \AA}$) esetében pedig $\dot{M}_{wind} = 4,8 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{évet}$ kaptam. Ez összhangban van Casares és mtsai (2005) eredményeivel, egyúttal a fősorozati O csillagokra általánosságban jellemző értékekkel. Megjegyzendő ugyanakkor, hogy ha figyelembe vesszük azt, hogy a forró csillagok csillagszelében is előfordulhatnak komolyabb mértékű inhomogenitások (csomósodások), akkor a valós tömegvesztési ráta az általam megállapított értékeknél akár 2-3-szor kisebb is lehet (lásd pl. Puls és mtsai, 2008; Nazé és mtsai, 2013).



53. ábra. A $H\alpha$ -, $H\beta$ - és a $He I 5875 \text{ \AA}$ vonalak ekvivalens szélességeinek változásai a keringési fázis függvényében. Az eljárást az egy órás integrált spektrumokra végeztem el, de az ábrán a trendek jobb láthatóságának érdekében a napi átlagos értékeket tüntettem fel.

Az LS 5039 rendszerében zajló anyagáramlásra vonatkozó, további vizsgálataim során a csillagszél és az aktuális keringési fázis kapcsolatát próbáltam feltárni. Úgy tűnik, mintha a $H\alpha$ -vonal ekvivalens szélességei valamilyen szinten periodikusan változnának a keringés során, a $\Phi \sim 0,75$ fázis környékén egy kiugró minimummal. Ez a megállapítás ugyanakkor a nagy hibahatárok miatt nem teljesen egyértelmű. A megfigyelés hatására megvizsgáltam a többi H- és He-vonal ekvivalens szélességeit is, hasonló változások nyomait keresve. A teljes mintában összesen további két vonal ($H\beta$ és $He I 5875 \text{ \AA}$, 53. ábra jobb felső, illetve alsó panele) esetében találtam csak kimutatható, periodikus változásokat; ezek ugyanakkor

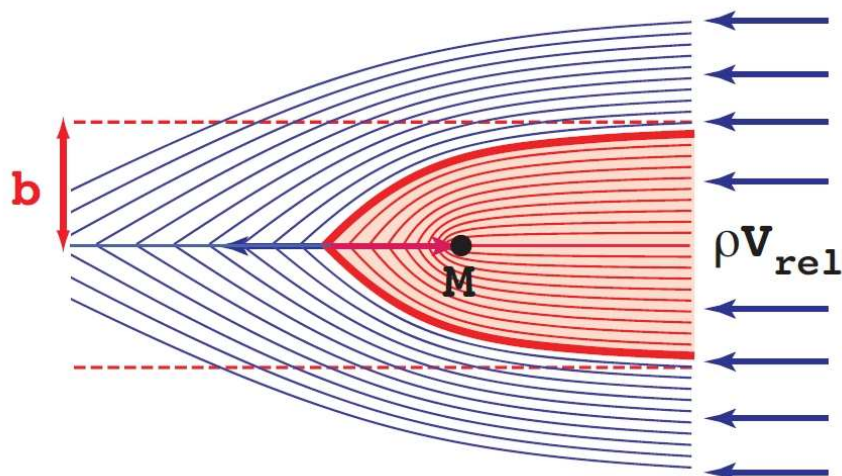
teljesen egyértelmű eseteknek tűnnek (több vonal esetében a túl alacsony jel/zaj arány gátolta az érdemi vizsgálatot). Ilyen jellegű változásokat az LS 5039 spektrumvonalainak ekvivalens szélességei esetében korábban még nem mutattak ki.

A H β ekvivalens szélességeinek a $\Phi \sim 0,65$ – $0,75$, míg a He I 5875 Å vonalnak $\Phi \sim 0,65$ fázis körül van minimumuk. A H α -vonalt diagramját is figyelembe véve a megfigyelt W -minimumok mind a $\Phi \sim 0,7$ fázis környékére esnek, melynél a kompakt objektum tőlünk nézve épp köztünk és az O csillag között van (alsó együttállás, lásd 47. ábra). Az ekvivalens szélességek ennél a fázisnál lévő, alacsonyabb értékei arra utalhatnak, hogy emissziós komponensek hatása jelenik meg a profilokban; ennek egy lehetséges magyarázata, hogy a főkomponensről kiáramló gázanyag úgymond fókuszálódik a kompakt objektum irányába, amely ekkor esik éppen a látóirányba. Hasonló effektust sikerült kimutatni a szintén egy O csillagot és egy kompakt objektumot (fekete lyukat) magában foglaló Cyg X-1 rendszer esetében (Gies és Bolton, 1986; Miller és mtsai, 2005) – bár ennél az objektumnál erre jóval egyértelműbb bizonyítékok adódtak. Az LS 5039 esetében a fókuszált csillagszél léte egyelőre csak egy elvi felvetés, de esetleg az áramlások hidrodinamikáját modellező eljárásokkal a közeljövőben behatóbban is vizsgálható lehet. A kettős rendszer alacsony frekvenciájú rádióspektrumát elemző munkájukban Bhattacharyya és mtsai (2012) fontos eredményként hivatkoznak az általunk kimutatott összefüggésekre, amely alapvető jelentőséggel bírhat az LS 5039 egész áramlási terét illetően is.

4.5. LS 5039 – konklúziók és kitekintés

Az előző fejezetekben bemutatott vizsgálatok – amelyek egyidejű, nagy felbontású optikai spektroszkópiai és a MOST-űrtávcsővel felvett fotometriai adatsorok analízisére épülnek – révén több fontos következtetést is sikerült levonnom az LS 5039 keringési és fizikai paramétereivel, valamint a kompakt objektum jellemzőivel és a rendszerben zajló anyagáramlási folyamatokkal kapcsolatban. Az egyik konklúzió, hogy a pályaexcentricitás ($e = 0,24 \pm 0,08$) a korábban feltételezett értékeknél ($e=0,48$, McSwain és mtsai, 2004; $e = 0,35$, Casares és mtsai, 2005; $e = 0,34$, Aragona és mtsai, 2009) kisebbnek adódik; ezt a röntgenkettős radiális sebességeire történt görbeillesztés mellett a WD-kóddal végzett fénygörbemodellezések eredményei is megerősíteni látszanak. A nagyobb excentricitás lehetősége elviekben nem kizárható – a kompakt objektumot létrehozó, legfeljebb néhány millió évvel ezelőtt bekövetkezett szupernóva-robbanás erősen excentrikus pályát is kialakíthatott, amelynek körösödését akár éppen relatíve korai állapotában is megfigyelhetjük (ezt nehéz eldönteni a rendszer korát jobban behatóró evolúciós modellszámítások hiányában). Ugyanakkor a közelmúltban születtek olyan, a rendszerben zajló anyagáramlás vizsgálatával kapcsolatos eredmények, amelyek szintén kisebb excentricitás-értéket valószínűsítenek.

Ahogy a 4.1. fejezetben említettem, az LS 5039-cel kapcsolatos, röntgentartományban végzett megfigyelések nem jeleznek jelentősebb mértékű, a belső Lagrange-ponton keresztül



54. ábra. *Illusztráció az egyszerű Bondi–Hoyle–Lyttleton-akkrécióról (részletek a szövegben; forrás: Owocki és mtsai, 2011)*

zajló akkréciós folyamatokat (pontosabban az erre utaló, a kompakt objektum körüli korong jelenlétét). Ahhoz, hogy ez megvalósulhasson, az O csillagnak ki kellene töltenie a Roche-térfogatát, de ez Casares és mtsai (2005) számításai szerint nincs így. Ezek az eredmények – ahogyan ezt szintén taglaltam – kézenfekvő módon adódnak akkor, ha a kompakt társkomponens egy neutroncsillag; létezik azonban olyan, a rendszerben zajló anyagáramlást taglaló elmélet, ami így is meg tudja magyarázni egy fekete lyuk jelenlétét.

Asztrofizikai közegekben zajló áramlások gyakran vizsgálhatók az ún. *Bondi–Hoyle–Lyttleton*-féle (a továbbiakban BHL) akkréciós elmélet (Hoyle és Lyttleton, 1939; Bondi és Hoyle, 1944; modern áttekintés: Edgar, 2004) alkalmazásával. Az elmélet legegyszerűbb formájában egy homogén gázfelhőben egyenletesen, a lokális hangsebességnél gyorsabban mozgó tömegpont esetére érvényes. Az M tömegpont gravitációjának hatására egy adott

$$b = \frac{2GM}{v_{rel}^2} \quad (112)$$

távolságon (melyet a mozgás irányát kijelölő tengelytől számítunk) belül lévő, v_{rel} relatív sebességű anyag a tömegpont mögé fókuszálódik (illusztrációként lásd az 54. ábrát). Az itt összegyűlő gáz összenergiája negatív, így a pontszerű test gravitációs terében marad (akkréálódik).

Hasonló jellegű, direkt anyagbefogás Owocki és mtsai (2011), valamint Barkov és Khanulyan (2012) szerint az LS 5039 esetében is lejátszódhat. A folyamat akkréciós rátájának nagysága

$$\dot{M}_{BHL} = \rho v_{rel} \pi b^2 = \frac{4\pi\rho G^2 M^2}{v_{rel}^3}, \quad (113)$$

amely a keringés során fellépő Coriolis-erőt és egyéb hatásokat elhanyagolva, az O csillag

(108) egyenlettel meghatározott tömegvesztési rátájának felhasználásával

$$\dot{M}_{BHL} = \dot{M}_{wind} \frac{G^2 M^2}{r^2 v(r) v_{rel}^3} \quad (114)$$

formában írható fel. Barkov és Khangulyan szerint a kompakt objektumra akkretáló anyag fajlagos impulzusmomentumának ($\langle j \rangle$) átlagos értéke

$$\langle j \rangle = \frac{\eta}{4} \omega_{orb} b^2, \quad (115)$$

ahol $-1 \leq \eta \leq 1$ egy szabad konstans. $\langle j \rangle$ a szerzők számításai szerint túl kicsi ahhoz, hogy akkréciós korong alakuljon ki; azaz valóban közelítőleg sugárirányú, az O csillagból kiáramló anyagból közvetlen módon történő anyagbefogás történhet. Mivel kisebb excentricitásnál kisebb j értéket kapunk, ezért az általam meghatározott, a korábbiaknál kisebbnek jelzett e érték a korábbiaknál jobban alátámasztja a BHL-akkréció lehetőségét. Barkovék vizsgálatai szerint az LS 5039 rendszerében ilyen feltételek mellett is kialakulhatnak azok a nagy sebességű jetek, amelyek létezésére a rádiótartományban végzett megfigyelések utalnak. Owocki és munkatársai a BHL-akkréció lehetőségének taglalásán túl az ún. simított részecske-hidrodinamika (Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) módszerét felhasználó modellezést is végeztek a kettős rendszerben zajló anyagáramlás és a GeV-os, illetve TeV-os sugárzás karakterisztikájának kapcsolatát illetően. Azt találták, hogy modelljükkel akkor tudják közelítőleg helyesen leírni a gammatartományban detektált sugárzást, ha az általunk közölt $e = 0,24$ -es excentricitás-értéket használják; míg az $e = 0,35$ -ös érték megadása esetén már jelentős eltérések adódnak a mért és számított fluxusok között.

Az előző fejezetekben bemutatott vizsgálataim egyik további, fontos konklúziója, hogy bár a rendelkezésünkre álló optikai fénygörbén csak $0,^{m}01$ -nál kisebb mértékű változások mutathatóak ki, ez a tény önmagában – Casares és mtsai (2005) meglátásaival ellentétben – nem ad egyértelmű korlátokat az inklináció nagyságát illetően. Bár a röntgentartományban felvett fénygörbékről hiányzó fedési jelenségek arra utalnak, hogy i legfeljebb 60 - 65° lehet (lásd a 4.4.2. fejezetet), az általam egyes színképvonalak ekvivalens szélességeiben kimutatott periodikus változások (4.4.3. fejezet) a jóval kisebb, egyértelműen fekete lyukra utaló inklináció ellen szólhatnak.

A témával kapcsolatos publikációink (Sarty és mtsai, 2011; valamint az eredményeket előzetesen, röviden bemutató Szalai és mtsai, 2010) megjelenése után íródott, további cikkek nagy többségében a keringési és fizikai paraméterek általunk közölt listáját használták fel a szerzők elsődleges adatforrásként. Míg néhány tanulmány írói a különböző hullámhossztartományokban rögzített, régi és újabb megfigyelési adatok elemzése alapján továbbra is a PWS-elmélet helyességét (azaz neutroncsillag jelenlétét) valószínűsítik (TeV – Zabalza és mtsai, 2012; röntgen – Szostek és Dubus, 2011; Durant és mtsai, 2011; Bosch-Ramon és Barkov, 2011; rádió – Moldón és mtsai, 2012), addig a fentebb hivatkozott cikkek konklúziói alapján a feketelyuk-társkomponens elmélete is helytálló lehet. Az O csillag kísérőjének

kilétére vonatkozó kérdés továbbra is nyitott.

Összegzésképp elmondható, hogy mind a saját vizsgálataim, mind az ezeket megelőző és követő elemzések alapján az LS 5039 az egzotikusnak tekintett gammakettősök között is különleges objektumnak számít. További, nagy pontosságú megfigyelések és mind az áramló gázanyag hidrodinamikáját, mind a gravitációs és egyéb kölcsönhatásokat figyelembe vevő modellezések szükségesek a rendszer paramétereinek pontosításához, a kompakt objektum jellegének biztos megállapításához, valamint az akkréciós folyamatok és a nagy energiájú részecskék keletkezésének minél mélyebb megértéséhez. Az LS 5039 tulajdonságainak teljes körű feltárása általánosságban véve is fontos lépés lehet a nagy tömegű kettőscsillagok fejlődésének kutatásában.

Összefoglalás

Dolgozatomban ismertettem a nagy tömegű csillagok késői állapotaihoz kötődő kutatási területeken végzett munkámat és az elért eredményeket. Doktori ösztöndíjasként végzett kutatásaim fő témájaként – a Spitzer infravörös-űrtávcső publikus adatainak felhasználásával – a nagy tömegű csillagok jelentős részének végállapotaként bekövetkező, II-P típusú szupernóva-robbanások és a kozmikus porkeletkezési folyamatok közötti kapcsolatot vizsgáltam. A munka első szakaszában a közeli, fényes SN 2004dj környezetében kerestem porkeletkezésre utaló jeleket a Spitzer-űrtávcső adatbázisában elérhető fotometriai és spektroszkópiai mérések feldolgozása és kiértékelése révén. A robbanást követő 98. és 1381. nap közötti időszakot lefedő adatokból meghatároztam az egyes időpontokhoz tartozó SED-eket, amelyekre először egyszerű feketetest-görbéket, majd a Meikle és mtsai (2007) által leírt analitikus, illetve a MOCASSIN-kóddal előállított numerikus pormodelleket illesztettem. A közép-infravörös fénygörbéken tapasztalt, a robbanás után kb. 400 nappal történő visszafényesedés és a feketetest-modellekhez tartozó minimális kidobódási sebességek alacsony értékei arra utalnak, hogy a megfigyelt sugárzás újonnan képződött porszemcséktől származik. Az analitikus és numerikus pormodellezések eredménye alapján az SN 2004dj környezetében kb. $10^{-4} M_{\odot}$ -nyi friss por keletkezett; ez – más II-P típusú szupernóvák esetében korábban talált értékekhez hasonlóan – nagyságrendekkel kisebb a porképződési elméletek alapján várható mennyiségnél. Vizsgálataim szerint a meleg (400-700 K), friss porrétegtől távolabb, egy vékony héjban alacsonyabb (kb. 100-120 K) hőmérsékletű por is található, ami valószínűleg a keletkező lökéshullámok és a csillagközi anyag kölcsönhatásának eredményeként jött létre.

Az SN 2004dj vizsgálatának tapasztalataira építve elvégeztem további tizenkét, II-P típusú szupernóva elérhető közép-infravörös fotometriai és spektroszkópiai adatainak elemzését; ezzel több mint kétszeresére növeltem a szakirodalomban elérhető, részletes infravörös adatelemzésen átesett II-P szupernóvák számát. Bár többségükről jóval kevesebb mérési anyag állt rendelkezésre, mint az SN 2004dj-ről, a SED-ek analízise révén meg tudtam állapítani, hogy a detektált közép-infravörös sugárzás mekkora részben származhat a robbanást követően keletkezett porszemcséktől. Az egyes szupernóvák esetében friss por jelenlétére a SED-ek időbeli fejlődése, valamint a feketetest-görbék illesztéséből számolható, minimális kidobódási sebességek kellően alacsony ($< 2-3000$ km/s) értéke utalt. A Spitzer-képeken egyértelműen azonosítható kilenc objektum közül csak az SN 2005ad és az SN 2005af esetében találtam egyértelmű bizonyítékot a robbanást követő porképződésre, míg a többi szupernóva környezetében ez a folyamat legfeljebb csak részben szolgálhat a detektált közép-infravörös sugárzás forrásaként. Mivel a becsült portömegek minden esetben kisebbek, mint $10^{-3} M_{\odot}$, ezért következtetésem szerint – összhangban a korábbi eredményekkel – a szupernóva-robbanások környezetében frissen képződő, néhány száz kelvin hőmérsékletű porszemcsék csak kismértékben járulnak hozzá az Univerzum portartalmához.

Kutatómunkám másik témája az LS 5039 gammakettős vizsgálata volt. Az objektumról rögzített, nagy felbontású echelle-spektrumok analízise révén fontos megállapításokat tudtam tenni a rendszer tulajdonságait illetően. Vonalprofil-illesztés révén meghatároztam a 2009-es spektrumok megfelelő jel/zaj arányú H I, He I és He II vonalainak az egyes időpontokra vonatkozó Doppler-eltolódásait; az eltolódásokból számolt látóirányú (radiális) sebességeket a keringési fázis függvényében ábrázolva megkaptam az LS 5039 radiálissebesség-diagramját. A H I és He I vonalakhoz tartozó sebességek jelentős (10-20 km/s) kékeltoadást mutatnak a He II vonalak sebességeihez képest, ami nagy valószínűséggel a különböző összetételű gázanyag térbeli elhelyezkedésének és áramlásának következménye.

A WD-kód alkalmazásával modellgörbéket illesztettem az LS 5039 He II vonalakhoz tartozó radiálissebesség-pontjaira. A legjobb illeszkedésű görbe adataiból meghatároztam a kettős rendszer főbb keringési és fizikai paramétereit. Eredményeim alapvetően összhangban vannak a mások által publikált paraméterekkel (Casares és mtsai, 2005; Aragona és mtsai, 2009), ugyanakkor a pályaeccentricitás ($e = 0,24 \pm 0,08$) egyértelműen alacsonyabbnak adódott a korábban becsült értékeknél. A szintén a modellezés alapján kiszámított $f(M_x)$ tömegfüggvény ismeretében ábrázolni tudtam a kompakt objektum lehetséges tömegét (M_x) a főkomponens-tömeg (M_O) és a pályainklináció (i) függvényében. A kapott diagram alapján M_x értéke nagy valószínűséggel $1,8-5,0 M_\odot$ között van; tehát pusztán a spektroszkópiai adatokból nem dönthető el, hogy a kompakt égitest neutroncsillag vagy fekete lyuk-e. Casares és mtsai (2011) eredményei szerint az LS 5039 radiálissebesség-görbéjében kimutatható egy plusz szinuszos komponens is, amely a főkomponens pulzációjából származhat. A módosított görbeillesztést a saját, 2011-es adatokkal kiegészített radiálissebesség-diagramunkra elvégezve az eredetinél rosszabb illeszkedést kaptam, azaz a mi adatsorunk nem bizonyítja a plusz periodikus komponens (azaz az O csillag pulzációjának) létét.

A 2009-es spektrumok esetében meghatároztam az egyes H- és He-vonalak, valamint néhány, a csillagközi térből származó abszorpciós színekvonal ekvivalens szélességeit (W). A H α -vonal W -értékei alapján – Puls és mtsai (1996) módszerét használva – becslést tettem az O csillag tömegvesztési rátájára, ami $3-5 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{év}$ -nek adódott. A H α -vonal ekvivalens szélességei esetében periodikus változást mutattam ki a keringés során; megvizsgálva a többi H- és He-vonal W -értékeit, hasonló változást találtam a H β - és a He I 5875 Å vonalalnál is. A minimális W -értékek mindhárom esetben a 0,7-es fázisnál figyelhetők meg, amikor a kompakt objektum tőlünk nézve épp köztünk és az O csillag között van; ez a főkomponens csillagszelének fókuszálódására utalhat, de ennek alátámasztásához további vizsgálatokra van szükség.

Az optikai spektrumok mellett elemeztem a MOST-úrtávcsővel az LS 5039-ről 2009-ben felvett, nagy pontosságú optikai fénygörbét is, amely kb. 2 ezred magnitúdójú változásokat mutat egy széles, 0,7-0,8-as fázis körüli minimummal. Casares és mtsai (2005) modellszámításai szerint, ha a főkomponens geometriai torzulásából fakadó fényváltozás nem éri el a század magnitúdós nagyságrendet, akkor az inklináció 30° -nál kisebb, a kompakt ob-

jektum pedig $3 M_{\odot}$ -nél nehezebb (azaz fekete lyuk). A WD-kóddal elvégzett fénygörbe-modellezéseim alapján bizonyítottam, hogy ez a feltevés nem helytálló: ha a tömegfüggvény értékét rögzítettnek tekintjük, akkor a fénygörbe amplitúdóját az inklináció nem befolyásolja jelentősen, ellentétben a főkomponens tömegével és a pályaexcentricitás mértékével. Eredményeim szerint tehát a MOST-fénygörbe alapján sem lehet egyértelműen meghatározni a kompakt objektum jellegét. További fontos eredmény ugyanakkor, hogy a modellgörbék amplitúdóváltozásai megerősítik a radiális sebesség-görbe modellezése során az excentricitásra kapott, a korábbiakban feltételezettnél kisebb értéket.

Summary

Scientific background

Evolution of massive ($> 8 M_{\odot}$) stars – including *core-collapse supernovae* (CC SNe) as the endpoints of their lives, and also neutron stars and black holes as the compact remnant objects of these cataclysmic events – is one of the 'hot' topics of today's research in astrophysics. Final stages of massive stars play a leading role in the cosmic nucleosynthesis and the circulation of matter, so they also have significant effects on the birth and evolution of other stars and galaxies.

Owing to their high luminosities, massive stars are visible from large distances. It is especially valid for supernovae, which may shine through a major fraction of the Universe, thus, they are very important in cosmic distance measurements. Another strongly motivating factor in studying supernovae and their remnants is the possibility of processes (particle acceleration, shock waves, etc.) which require extreme physical conditions (e.g. high temperature, pressure, or a strong magnetic field). Because of these circumstances, it is very important to observe these objects in all available wavelengths to get relevant information about them.

The type and properties of a CC SN depend mainly on the initial mass of the *progenitor* star. While massive stars go through relatively intense mass-loss processes in the late stages of their lives, most of them preserve large part of the outer H-rich shell. Supernovae originating from such progenitors have a long-term plateau on their light curves, therefore they are classified as type II-P ones (type II means that the spectrum contains H lines). If the initial mass of the progenitor is larger than $20\text{-}25 M_{\odot}$, then the stellar wind may expel large part of (in type IIn SNe), or the entire (in type Ib/c SNe) H-rich layer before the core-collapse.

While it is widely accepted that supernovae significantly affect the formation and evolution of other stars, there has been a long-standing argument on whether they also play an important role in the creation of interstellar dust. The large amount of dust observed in high-redshift galaxies and the theoretical models of SN explosions indicate that CC SNe could be the main sources of interstellar dust in the early (and maybe in the present) Universe. The amount and the basic properties of the dust grains formed in the ejecta depend strongly on the type of the progenitor, especially the thickness of its outer H and/or He layers. A thicker outer envelope results in a lower expansion velocity and higher gas density in the deeper layers that contain the condensable elements (C, O, Mg, Al, Si); therefore, larger grains are able to form. This in turn means a larger initial dust mass and also a higher survival rate of the grains.

Based on these theoretical expectations, type II-P SNe are the best candidates for dust formation among CC SNe, in which the models predict $0.1\text{-}1 M_{\odot}$ of newly formed dust grains. However, observations of CC SNe in the local Universe do not support the prediction of intense dust production in these objects. To solve this discrepancy it is necessary to

monitor nearby, bright SNe in different wavelengths and also to improve the dust formation models.

A lot of massive stars can be found in close binary systems, in which the evolution of stars could be very different from the life of single objects. In most of these binaries, one of the components has already gone through the final explosion leaving a compact remnant object (a neutron star or a black hole) behind. If the components are still gravitationally bound to each other, some matter accretes from the hot star to the compact object (or rather to the disk forming around the secondary component). Because the flowing gas is so hot and dense in the accretion disk that it can produce thermal X-rays, these objects are commonly referred to as *X-ray binaries*.

Recently some of these binaries were also observed at very high energies. The general properties of these so-called *gamma-ray binaries* are approximately known, but in the most cases it is still an open question how do the very high-energy (GeV, TeV) photons form. One of the most thoroughly studied but also the most enigmatic members of its class is LS 5039, which consists of a massive O-type primary with a compact companion. In spite of the large amount of data obtained over a wide wavelength range, the nature of the compact object is still unknown. Another motivation for examining LS 5039 is that the observations in X-rays do not show any signs of an accretion disk around the compact object, which indicates a direct wind capture in the system.

Research methods

The main part of my research was to study the signs of dust formation based on publicly available data of type II-P SNe obtained by the *Spitzer Infrared Space Telescope*. In the first part of my work, I focused on SN 2004dj, one of the closest and brightest SNe in the past two decades. I carried out a detailed analysis of mid-infrared light curves and spectra on the SN between +98 and +1381 days after explosion. I calculated the spectral energy distributions (SEDs) from the data, and fit them by blackbodies and several types of dust models, applying the formulae by Meikle et al. (2007) and the 3D radiative-transfer code MOCASSIN. Based on the modeling I was able to determine the basic properties of dust (temperature, composition, grain sizes, spatial distribution) and estimated the epoch of the grain formation.

Using the experience from the study of SN 2004dj, I collected the public photometric and spectroscopic data on 12 other type II-P SNe from the *Spitzer* database. While there are much less data available on these objects, the detailed analysis of mid-IR SEDs allowed me to determine the amount of dust that might be formed in the ejecta after the explosions.

During my doctoral research I also examined the gamma-ray binary LS 5039. As a member of an international collaboration, I took part in obtaining high-resolution optical echelle spectra in 2009 from the Australian National University (ANU) 2.3m Telescope at Siding Spring Observatory, Australia. In total, 118 spectra were obtained that cover almost

40 hours with nearly uniform sampling of the whole orbit (the orbital period is 3.9 days). The dataset was then extended with four spectra taken with the FEROS spectrograph in La Silla, Chile in 2011. These data represent the highest resolution, homogeneous spectral dataset available for LS 5039. Simultaneously, our team carried out high-precision optical photometric observations with the MOST satellite.

First, I determined the radial velocities from the Doppler-shifts of the H and He lines of LS 5039. Then I fit a model curve to the He II velocity points using the Wilson-Devinney (WD) code which allowed me to calculate the main orbital and physical parameters of the binary. Using the WD code I also generated light curve models that I could compare with MOST photometry. Based on the radial velocity and light curve models I derived constraints on the mass of the compact object. To get information about the properties of the wind from the O star, I measured the equivalent widths (EWs) of the H and He lines using the IRAF code.

Results

Using public data obtained with *Spitzer* I carried out a detailed analysis of mid-IR light curves and spectra on the nearby, bright SN 2004dj taken between +98 and +1381 days after explosion. I found several pieces of evidence for dust formation after explosion: significant excess flux was detected in all bands between 3.6 and 24 μm , and there was a significant brightening in mid-IR light curves starting after +400 days. My analysis showed that the freshly-formed dust around SN 2004dj can be modeled assuming a nearly spherical shell that contains amorphous carbon grains, which cooled down from ~ 700 K to ~ 400 K between +267 and +1246 days. Persistent excess flux was found above 10 μm , which can be explained by a cold (100-120 K) dust component. If this cold dust is of circumstellar origin, it is likely to be condensed in a cool, dense shell between the forward and reverse shocks. An upper limit of $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ is derived for the dust mass, which is similar to previously published values for other dust-producing SNe.

To continue the work presented above, I collected the public photometric and spectroscopic data on other 12 type II-P SNe from the *Spitzer* database. I found the data of nine of these objects to be appropriate for a detailed study, which almost doubles the number of type II-P SNe having detailed, published mid-IR data analysis. I fit the observed SEDs with simplified one- or two-component dust models. In SNe 2005ad and 2005af I found cooling temperatures and decreasing luminosities of the warm component that are similar to the values found in other SNe that are thought to have newly formed dust in their environment. The calculated temperatures for the other SNe do not show strong temporal variation, while the derived luminosities and radii are too high to be compatible with the presence of local dust. The large radius of the warm component may suggest pre-existing dust in these cases, making it unclear if there was new dust formed around these SNe. Nevertheless, theoretical models predict orders of magnitude more freshly formed dust in CC SNe than these obser-

vational results suggest ($< 10^{-3} M_{\odot}$). My conclusions support the previous observational results that warm new dust in the environment of SNe contributes only slightly to the cosmic dust content.

I also studied the enigmatic gamma-ray binary system LS 5039. The analysis of high-resolution optical echelle spectra allowed me to find important pieces of information about the system. I determined the radial velocities (RV) of the H I, He I and He II lines by fitting two-component functions (a concentric sum of Gaussian and Lorentzian functions) and calculating the shift of the centroids with respect to laboratory wavelengths. I detected systematic blueshifts ($15\text{--}20 \text{ km s}^{-1}$) increasing from the He II lines toward the He I and H Balmer lines. This RV shift may be due to the contamination from the wind of the O star in the profiles of the He I and H lines so I did not use them to constrain the orbit. The He II radial velocity curve was modeled using the WD code. Based on the fitting I determined the main orbital parameters of LS 5039. In general, my results are close to earlier solutions, but there are some differences. One of the main findings is that the orbital eccentricity of the system ($e = 0.24 \pm 0.08$) is definitely lower than values previously obtained by others. Using the calculated value of the mass function, $f(M_x)$, I determined mass constraints on the compact object as a function of the orbital inclination (i) and the mass of the primary component (M_O). The results imply that the mass of the compact object is at least $1.8 M_{\odot}$ in the case of the inclination being 60° or less. Therefore, based on only radial velocity analysis, one cannot decide whether the secondary component is a neutron star or a black hole. I also repeated the analysis of Casares et al. (2011), in which they fitted an additional sinusoidal component to the radial velocity curve of. In contrast to their results I did not find any sign of non-radial pulsation of the O star in our data. From EW measurements of the H α line I derived that the mass-loss rate of the O-type primary due to stellar wind is $3.7\text{--}4.8 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, similar to the values published by others. Because these EW values show periodic changes, I also checked the EWs of other H and He lines. I found two other lines (H β and He I 5875Å) that also showed significant changes during the orbital cycle. The lowest absorption for all of the three lines occurs around phase $\Phi \sim 0.7$ when the compact object is between us and the stellar companion (inferior conjunction). This implies an increased emission strength likely due to the focusing of the stellar wind toward the compact object.

I also analysed the high-precision optical light curve of LS 5039, obtained by the MOST satellite, which indicates a possible variability at the level of 2 mmag, with an apparent broad minimum at phase $\Phi \sim 0.7\text{--}0.8$. Model calculations of Casares et al. (2005) suggest that if i is 30° or less, then photometric variability caused by the distortion of the primary should be of the order of 0.01 mag near periastron. They concluded if the inclination is less than 30° , then the mass of the compact object is too high ($> 3.0 M_{\odot}$) to be a neutron star. To check the conclusions of their light curve simulations, I used the WD code to do my own modeling. Simulations with a fixed mass function give different results than the modeling of Casares et al.: the amplitude of the light curve decreases with increasing total system mass

and decreasing eccentricity but do not decrease while lowering the inclination. For fixed total mass and eccentricity, a better inclination diagnostics may be the light curve shape, especially the dip near phase 0, instead of the amplitude. I conclude that one cannot determine the inclination, and the mass of the compact object on the basis of the low photometric amplitude alone. At the same time, the low photometric variation is consistent with the lower orbital eccentricity of 0.24 rather than larger values found by others.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném kifejezni köszönetemet témavezetőmnek, **Dr. Vinkó Józsefnek**, aki segített eljutni kutatói pályafutásom első fontos állomásához. Szakmailag és emberileg is rengeteget tudok tanulni tőle, a vele végzett munkának köszönhetően pedig nemzetközi szinten elismert kutatási témákba volt és van lehetőségem bekapcsolódni.

Szintén köszönettel tartozom konzulensemnek, **Dr. Kiss L. Lászlónak**, akivel több kutatási projektben is dolgozhattam, és akitől sokat tanultam a kutatói létről, valamint a tudományos közlés és az ismeretterjesztés mesterfogásaiból.

Külön köszönetemet szeretném kifejezni

- **Dr. Szabados Lászlónak**, aki a kezdetektől fogva figyelemmel kíséri tudományos pályafutásomat, és értékes megjegyzéseivel segítette a dolgozatom végső formába öntését;
- **Dr. Mészáros Szabolcsnak**, aki TDK-társtémavezetőként segítette első kutatói szárnypróbálgatásaimat, és lehetővé tette, hogy két hónapot tölthessek a bostoni Harvard-Smithsonian Asztrofizikai Kutatóintézetben;
- **Dr. Gáspár Andrásnak**, aki felsőbb évfolyamos hallgatótársként és kollégiumi szomszédként is kiváló mentorom volt, emellett sok segítséget kaptam tőle a Spitzer-adatok feldolgozása során is;
- **Dr. Balog Zoltánnak** a Spitzer-adatok kiértékelésében nyújtott segítségéért.

A felsoroltakon kívül köszönettel tartozom

- Dr. Gordon Sartynak, Dr. Barbara Ercolanónak, Dr. Jaymie Matthewsnek, Dr. Robert Wilsonnak, Miwa Blocknak, Dr. Kiss Csabának, Dr. Csizmadia Szilárdnak, Sárnecky Krisztiánnak és Takáts Katalinnak, akik együttműködőként segítettek kutatómunkám egyes szakaszaiban;
- egyetemi oktatóimnak, különösen Dr. Szatmáry Károlynak, Dr. Szabó M. Gyulának, Dr. Székely Péternek, Dr. Gergely Árpád Lászlónak és Csák Balázsnak;
- tanítóimnak és tanárainak, különösen Dr. Lang Jánosné Steiner Zsuzsannának, akitől a soproni Berzsenyi Gimnáziumban töltött utolsó két évben tanulhattam fizikát;
- Kiss Gyula soproni amatőrcsillagásznak, aki fellobbantotta bennem a csillagászat iránti érdeklődés lángját, valamint a Magyar Csillagászati Egyesület soproni csoportja többi tagjának, akikhez csatlakozva megismerhettem az égbolt csodáit.

Szeretnék köszönetet mondani feleségemnek, szüleimnek, testvéremnek és nagyszüleimnek is, akik mindig mindenben segítettek és támogattak.

Köszönettel tartozom az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének, az SZTE Fizika Doktori Iskolájának, valamint az SZTE Természettudományi és Informatikai Kar vezetésének, hogy biztosították a munkavégzésemhez szükséges körülményeket. Kutatómunkámat közvetlenül az OTKA K76816 és NN107637 pályázatok, valamint „Az SZTE Kutatóegyetemi Kiválósági Központ tudásbázisának kiszélesítése és hosszú távú szakmai fenntarthatóságának megalapozása a kiváló tudományos utánpótlás biztosításával” című, TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0012 azonosítószámú projekt támogatta (a projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg).

Hivatkozások

- [1] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJ*, 706, L56
- [2] Acciari, V.A., Beilicke, M., Blaylock, G., et al. 2008, *ApJ*, 679, 1427
- [3] Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K. M., et al. 2005a, *Science*, 309, 746
- [4] Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K. M., et al. 2005b, *A&A*, 442, 1
- [5] Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *A&A*, 460, 743
- [6] Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2006, *Science*, 312, 1771
- [7] Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007, *ApJ*, 665, L51
- [8] Andrews, J. E., Gallagher, J. S., Clayton, G. C., et al. 2010, *ApJ*, 715, 541
- [9] Andrews, J. E., Sugerman, B. E. K., Clayton, G. C., et al. 2011, *ApJ*, 731, 47
- [10] Aragona, C., McSwain, M. V., Grundstrom, E. D., et al. 2009, *ApJ*, 698, 514
- [11] Araudo, A. T., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E. 2009, *A&A*, 503, 673
- [12] Arbour, R., & Boles, T. 2003, *IAU Circ.*, 8205, 1
- [13] Arcavi, I., Gal-Yam, A., & Sergeev, S. G. 2013, *Astronomical Journal*, 145, 99
- [14] Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Inoue, A. K. 2012, *Earth, Planets and Space*, közlésre elfogadva (arXiv:1206.0817)
- [15] Ayani, K., Hashimoto, T., & Yamaoka H. 2003, *IAU Circ.*, 8048, 2
- [16] Barbon, R., Boundi, V., Cappellaro, E., & Turatto, M. 2008, *CDS/ADC Collection of Electronic Catalogues*, 1, 2024
- [17] Barkov, M. V., & Khangulyan, D. V. 2012, *MNRAS*, 421, 1351
- [18] Barlow, M. J., Sugerman, B. E. K., Fabbri, J., et al. 2005, *ApJ*, 627, L113
- [19] Barlow, M. J., Krause, O., Swinyard, B. M., et al. 2010, *A&A*, 518, L138
- [20] Baron, E., Branch, D., & Hauschildt, P. H. 2007, *ApJ*, 662, 1148
- [21] Belczynski, K., Wiktorowicz, G., Fryer, C. L., Holz, D. E., Kalogera, V. 2012, *ApJ*, 757, 91
- [22] Benetti, S., Navasardyan, H., Pastorello, A., et al. 2003, *IAU Circ.*, 8207, 3
- [23] Bhattacharyya, S., Godambe, S., Bhatt, N., et al. 2012, *MNRAS*, 421, L1
- [24] Bianchi, S., & Schneider, R. 2007, *MNRAS*, 378, 973
- [25] Blair, W. P., Ghavamian, P., Long, K. S., et al. 2007, *ApJ*, 662, 998
- [26] Blondin, S., Modjaz, M., Kirschner, R., et al. 2006, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 757, 1
- [27] Bocchio, M., Micelotta, E. R., Gautier, A.-L., & Jones, A. P. 2012, *A&A*, 545, 124

- [28] Bode, M. F., & Evans, A. 1980, MNRAS, 193, 21
- [29] Bondi, H., & Hoyle, F. 1944, MNRAS, 104, 273
- [30] Bosch-Ramon V. 2010, ASP Conference Series, Vol. 422, ed. J. Martí, P. L. Luque-Escamilla, & J. A. Combi (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), 77
- [31] Bosch-Ramon V., & Barkov, M. V. 2011, A&A, 535, 20
- [32] Bosch-Ramon, V., Paredes, J. M., Ribó, M., et al. 2005, ApJ, 628, 388
- [33] Bosch-Ramon, V., Motch, C., Ribó, M., et al. 2007, A&A, 473, 545
- [34] Bosch-Ramon, V., Khangulyan, D., & Aharonian, F. A. 2008, A&A, 489, L21
- [35] Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2002, ApJ, 564, 23
- [36] Brown, P. J., Dessart, L., Holland, S. T., et al. 2007, ApJ, 659, 1488
- [37] Brown, P. J., Holland, S. T., Immler, S., et al. 2009, AJ, 137, 4517
- [38] Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. 2007, An Introduction to modern astrophysics (Pearson Addison-Wesley, San Francisco), 192-193., 264-266. és 653-657. o.
- [39] Casares, J., Ribó, M., Ribas, I., et al. 2005, MNRAS, 364, 899
- [40] Casares, J., Corral-Santana, J.M., Herrero, A., et al. 2011, in High-energy emission from pulsars and their systems, AP&SS Proceedings, ed. N. Rea & D. F. Torres (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg), 559
- [41] Cernuschi, F., Marsicano, F. R., & Codina, S. 1967, Ann. d'Astrophys., 30, 1039
- [42] Cerutti, B., Dubus, G., Henri, G. 2008, A&A, 488, 37
- [43] Chaty, S. 2011, ASP Conference Proceedings, Vol. 447, ed. L. Schmidtbreick, M. R. Schreiber, & C. Tappert (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), 29
- [44] Chevalier, R. A., Fransson, C., & Nymark, T. K. 2006, ApJ, 641, 1029
- [45] Cherchneff, I., & Dwek, E. 2009, ApJ, 703, 642
- [46] Cherchneff, I., & Dwek, E. 2010, ApJ, 713, 1
- [47] Chornock, R., Filippenko, A. V., Li, W., & Silverman, J. M. 2010, ApJ, 713, 1363
- [48] Chugai, N. N., Chevalier, R. A., & Utrobin, V. P. 2007, ApJ, 662, 1136
- [49] Clark, J. S., Reig, P., Goodwin, S. P., et al. 2001, A&A, 376, 476
- [50] Clayton, D. D. 1979, Ap&SS, 65, 179
- [51] Clayton, D. D., & Nittler, L. R. 2004, ARA&A, 42, 39
- [52] Colangeli, L., Mennella, V., Palumbo, P., et al. 1995, A&AS, 113, 561
- [53] Cox, N. L. J., Kaper, L., Foing, B. H., & Ehrenfreund, P. 2005, A&A, 438, 187
- [54] Crockett, R. M., Smartt, S. J., Pastorello, A., et al. 2011, MNRAS, 410, 2767

- [55] Dermer, D. C., & Böttcher, M. 2006, *ApJ*, 643, 1081
- [56] Dessart, L., Blondin, S., Brown, P. J., et al. 2008, *ApJ*, 675, 644
- [57] Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
- [58] Draine, B. T. 2009, in *Cosmic Dust - Near and Far*, ASP Conference Series, Vol. 414, ed. T. Henning, E. Grün, & J. Steinacker (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), 453
- [59] Dubus, G. 2006, *A&A*, 456, 801
- [60] Dufton, P. L., Smartt, S. J., Lee, J. K., et al. 2006, *A&A*, 457, 265
- [61] Dunne, L., Eales, S., Ivison, R., et al. 2003, *Nature*, 424, 285
- [62] Durant, M., Kargaltsev, O., Pavlov, G. G., et al. 2011, *ApJ*, 735, 58
- [63] Dwek, E. 1983, *ApJ*, 274, 175
- [64] Dwek, E. 1985, *ApJ*, 297, 719
- [65] Dwek, E., & Cherchneff, I. 2011, *ApJ*, 727, 63
- [66] Dwek, E., Galliano, F., & Jones, A. P. 2007, *ApJ*, 662, 927
- [67] Edgar, R. 2004, *New Astronomy Reviews*, 48, 843
- [68] Eldridge, J. J., Mattila, S., & Smartt, S. J. 2007, *MNRAS*, 376, 52
- [69] Elmhamdi, A., Danziger, I. J., Chugai, N., et al. 2003, *MNRAS*, 338, 939
- [70] Elvis, M., Marengo, M., & Karovska, M. 2002, *ApJ*, 567, L107
- [71] Engelbracht, C. W., Blaylock, M., Su, K. Y. L., et al. 2007, *PASP*, 119, 994
- [72] Ercolano, B., Barlow, M. J., & Storey, P. J. 2005, *MNRAS*, 362, 1038
- [73] Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J., & Liu X.-W. 2003, *MNRAS*, 340, 1153
- [74] Ercolano, B., Barlow, M. J., & Sugerman, B. E. K. 2007, *MNRAS*, 375, 753
- [75] Evans, R., Bock, G., Krisciunas, K., & Espinoza, J. 2003, *IAU Circ.*, 8186, 1
- [76] Fabbri, J., Otsuka, M., Barlow, M. J., et al. 2011, *MNRAS*, 418, 1285
- [77] Fallest, D. W., Nozawa, T., Nomoto, K., et al. 2011, *MNRAS*, 418, 571
- [78] Farr, W. M., Sravan, N., Cantrell, A., et al. 2011, *ApJ*, 741, 103
- [79] Feder, D. 1966, *Advances in Physics*, 15, 111
- [80] Feldmeier, J. J., Ciardullo, R., & Jacoby, G. H. 1997, *ApJ*, 479, 231
- [81] Filippenko, A. V., & Foley, R. J. 2005, *IAU Circ.*, 8484
- [82] Finkelstein, S. L., Papovich, C., Salmon, B., et al. 2012, *ApJ*, 756, 164
- [83] Fitzpatrick, E. L., & Massa, D. 2007, *ApJ*, 663, 320
- [84] Fox, O., Skrutskie, M. F., Chevalier, R. A., et al. 2009, *ApJ*, 691, 650

-
- [85] Fox, O., Chevalier, R. A., Skrutskie, M. F., et al. 2011, *ApJ*, 741, 7
- [86] Gal-Yam, A., Mazzali, P., Ofek, E. O., et al. 2009, *Nature*, 462, 624
- [87] Gall, C., Hjorth, J., & Andersen, A. C. 2011, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 19, 43
- [88] Gallagher, J. S., Sugerman, B. E. K., Clayton, G., et al. 2012, *ApJ*, 753, 109
- [89] Gerardy, C. L., Fesen, R. A., Nomoto, K., et al. 2002, *ApJ*, 575, 1007
- [90] Gies, D. R., & Bolton, C. T. 1986, *ApJ*, 304, 371
- [91] Gil de Paz, A., Boissier, S., Madore, B. F., et al. 2007, *ApJS*, 173, 185
- [92] Gnedin, Yu. N., Larionov, V. M., Konstantinova, T. S., & Kopatskaya, E. N. 2007, *Astronomy Letters*, 11, 736
- [93] Gupta, S., Böttcher, M., & Dermer, D. C. 2006, *ApJ*, 644, 409
- [94] Hanner, M. S. 1988, *NASA Conf. Publ.*, 3004, 22
- [95] Harutyunyan, A. H., Pfahler, P., Pastorello, A., et al. 2008, *A&A*, 488, 383
- [96] Hendry, M. A., Smartt, S. J., Crockett, R. M., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 1303
- [97] Hinton, J. A., Skilton, J. L., Funk, S., et al. 2009, *ApJ*, 690, L101
- [98] Hoyle, F., & Lyttleton, R. A. 1939, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 35, 405
- [99] Hoyle, F., & Wickramasinghe, N. C. 1970, *Nature*, 226, 2
- [100] Hutchings, J. B., Crampton, D., Cowley, A. P., et al. 1987, *AJ*, 94, 340
- [101] Immler, S., & Brown, P. J. 2006, *The Astronomer's Telegram*, 776, 1
- [102] Immler, S., Brown, P. J., Milne, P., et al. 2007, *ApJ*, 664, 435
- [103] Jacques, C., & Pimentel, E. 2005, *IAU Circ.*, 8482
- [104] Jones, M. I., Hamuy, M., Lira, P., et al. 2009, *ApJ*, 696, 1176
- [105] Kaufer, A., Stahl, O., Tubbesing, S., et al. 1999, *The Messenger*, 95, 8
- [106] Kawakita, H., Kinugasa, K., Ayani, K., & Yamaoka, H. 2004, *IAU Circ.*, 8266, 2
- [107] Khangulyan, D., Aharonian, F. A., Bosch-Ramon, V. 2008, *MNRAS*, 383, 467
- [108] Kishishita, T., Tanaka, T., Uchiyama, Y., & Takahashi, T. 2009, *ApJ*, 697, L1
- [109] Kloehr, W., Muendlein, R., Li, W., et al. 2005, *IAU Circ.*, 8553, 1
- [110] Kotak, R. 2008, in *Massive Stars as Cosmic Engines*, ed. F. Bresolin, P.A. Crowther & J. Puls, *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium*, 250, 437
- [111] Kotak, R., Meikle, W. P. S., van Dyk, S. D., et al. 2005, *ApJ*, 628, L123
- [112] Kotak, R., Meikle, W. P. S., Pozzo, M., et al. 2006, *ApJ*, 651, L117

- [113] Kotak, R., Meikle, W. P. S., Farrah, D., et al. 2009, *ApJ*, 704, 306
- [114] Kozasa, T., Hasegawa, H., & Nomoto, K. 1989, *ApJ*, 344, 325
- [115] Kozasa, T., Nozawa, T., Tominaga, N., et al. 2009, in *Cosmic Dust - Near and Far*, ASP Conference Series, Vol. 414, ed. T. Henning, E. Grün, & J. Steinacker (San Francisco: Astronomy of the Pacific), 43
- [116] Krause, O., Birkmann, S. M., Rieke, G. H., et al. 2004, *Nature*, 432, 596
- [117] Krisciunas, K., Hamuy, M., Suntzeff, N. B., et al. 2009, *AJ*, 137, 34
- [118] Kroupa, P., Weidner, C., Pflamm-Altenburg, J., et al. 2012, in *Stellar Systems and Galactic Structure*, Vol. 5 of *Planets, Stars & Stellar Systems*, ed. G. F. Gilmore (Springer)
- [119] Kudritzki, R-P., & Puls, J. 2000, *Annual Review of A&A*, 38, 613
- [120] Kushida, R., Nakano, S., Puckett, T., et al. 2003, *IAU Circ.*, 8048, 1
- [121] Lakicevic, M., van Loon, J. Th., Stanke, T., et al. 2012, *A&A*, 541, L1
- [122] Laor, A., & Draine, B. T. 1993, *ApJ*, 402, 441
- [123] Langer, N. 2012, *Annual Review of A&A*, 50, 107
- [124] Lattimer, J. M., & Prakash, M. 2007, *Physics Reports*, 442, 109
- [125] Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *A&A*, 455, 1165
- [126] Lebouteiller, V., Barry, D. J., Spoon, H. W. W., et al. 2011, *ApJS*, 196, 8
- [127] Leonard, D. C. 2011, *Ap&SS*, 336, 117
- [128] Leonard, D. C., Gal-Yam, A., Fox, D. B., et al. 2008, *PASP*, 120, 1259
- [129] Li, W., Van Dyk, S. D., Filippenko, A. V., et al. 2006, *ApJ*, 641, L1060
- [130] Li, W., Wang, X., Van Dyk, S. D., et al. 2007, *ApJ*, 661, 1013
- [131] Li, W., Leaman, J., Chornock, R., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 1441
- [132] Lucy, L. B., Danziger, I. J., Gouiffes, C., & Bouchet, P. 1989, in *Structure and Dynamics of the Interstellar Medium*, ed. G. Tenorio-Tagle et al. (Berlin: Springer), 164
- [133] Maguire, K., di Carlo, E., Smartt, S. J., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 981
- [134] Maiolino, R., Schneider, R., Oliva, E., et al. 2004, *Nature*, 431, 533
- [135] Markwick-Kemper, F., Gallagher, S. C., Hines, D. C., & Bouwman, J. 2007, *ApJ*, 668, L107
- [136] Martí, J., Paredes, J. M., & Ribó, M. 1998, *A&A*, 338, L71
- [137] Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D.J. 2005, *A&A*, 436, 1049
- [138] Martocchia, A., Motch, C., & Negueruela, I. 2005, *A&A*, 430, 245
- [139] Massey, P. 2003, *Annual Review of A&A*, 41, 15
- [140] Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425

- [141] Matsuura, M., Dwek, E., Meixner, M., et al. 2011, *Science*, 333, 1258
- [142] Matthews, J., Kuschnig, R., Walker, G., et al. 1999, *JRASC*, 93, 183
- [143] Mattila, S., Meikle, W. P. S., Lundqvist, P., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 141
- [144] Mattsson, L., & Andersen, A. C. 2012, *MNRAS*, 423, 38
- [145] Mattsson, L., Andersen, A. C., & Munkhammar, J. D. 2012, *MNRAS*, 423, 26
- [146] Maund, J., Smartt, S. J., & Danziger, I. J. 2005, *MNRAS*, 364, L33
- [147] McSwain, M. V., Gies, D. R., Riddle, R. L., et al. 2001, *ApJ*, 558, L43
- [148] McSwain, M. V., Gies, D. R., Huang, W., et al. 2004, *ApJ*, 600, 927
- [149] Meikle, W. P. S., Mattila, S., Gerardy, C. L., et al. 2006, *ApJ*, 649, 332
- [150] Meikle, W. P. S., Mattila, S., Pastorello, A., et al. 2007, *ApJ*, 665, 608
- [151] Meikle, W. P. S., Kotak, R., Farrah, D., et al. 2011, *ApJ*, 732, 109
- [152] Meynet, G., Georgy, C., Hirschi, R., et al. 2011, *Societe Royale des Sciences de Liege, Bulletin*, 80, 266
- [153] Michalowski, M. J., Watson, D., & Hjorth, J. 2010, *ApJ*, 712, 942
- [154] Modjaz, M., Kirschner, R., Challis, P., & Hutchins, R. 2005, *IAU Circ.*, 8555, 1
- [155] Moldón, J., Ribó, M., & Paredes, J. M. 2012, *A&A*, 548, 103
- [156] Monard, L. A. G., Martin, R., Ponticello, N. J., et al. 2006, *IAU Circ.*, 8693, 1
- [157] Morgan, H. L., & Edmunds, M. G. 2003, *MNRAS*, 343, 427
- [158] Morgan, H. L., Dunne, L., Eales, S. A., et al. 2003, *ApJ*, 597, L33
- [159] Morrell, N., Hamuy, M., Folatelli, G., & Olivares, F. 2005, *IAU Circ.*, 8482, 2
- [160] Motch, C., Haberl, F., Dennerl, K., et al. 1997, *A&A*, 323, 835
- [161] Munari, U., & Zwitter, T. 1997, *A&A*, 318, 269
- [162] Nakano, S., & Itagaki, K. 2005, *IAU Circ.*, 8479
- [163] Nakano, S., & Itagaki, K. 2006a, *IAU Circ.*, 8700, 4
- [164] Nakano, S., & Itagaki, K. 2006b, *IAU Circ.*, 8773, 1
- [165] Nakano, S., & Itagaki, K. 2006c, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 756
- [166] Nakano, S., Itagaki, K., Kushida, R., & Kushida, Y. 2004, *IAU Circ.*, 8265, 1
- [167] Nakano, S., Itagaki, K., Bouma, R. J., et al. 2004, *IAU Circ.*, 8377
- [168] Nazé, Y., Oskinova, L. M., & Gosset, E. 2013, *ApJ*, 763, 143
- [169] Ninkov, Z., Walker, G. A. H., & Yang, S. 1987, *ApJ*, 321, 425
- [170] Nozawa, T., Kozasa, T., Umeda, H., Maeda, K., & Nomoto, K. 2003, *ApJ*, 598, 785

- [171] Nozawa, T., Kozasa, T., Tominaga, N., et al. 2008, *ApJ*, 684, 1343
- [172] Olivares E., F., Hamuy, M., Pignata, G., et al. 2010, *ApJ*, 715, 833
- [173] Oppenheimer, J. R., & Volkoff, G. M. 1939, *Physical Review*, 55, 374
- [174] Orosz, J. A., McClintock, J. E., Narayan, R., et al. 2007, *Nature*, 449, 872
- [175] Orosz, J. A., Steeghs, D., McClintock, J. E., et al. 2009, *ApJ*, 697, 573
- [176] Orosz, J. A., McClintock, J. E., Aufdenberg, J. P., et al. 2011, *ApJ*, 742, 84
- [177] Otsuka, M., van Loon, J. Th., Long, K. S., et al. 2010, *A&A*, 518, L139
- [178] Otsuka, M., Meixner, M., Panagia, N., et al. 2012, *ApJ*, 744, 26
- [179] Owocki, S. P., Okazaki, A. T., & Romero, G. 2011, in *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium 272*, eds. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, G. Peters (Cambridge University Press), 587
- [180] Özel, F., Psaltis, D., Narayan, R., & Santos Villareal, A. 2012, *ApJ*, 757, 55
- [181] Paczynski, B. 1974, *A&A*, 34, 161
- [182] Paredes, J. M., Martí, J., Ribó, M., & Massi, M. 2000, *Science*, 288, 2340
- [183] Paredes, J. M., Ribó, M., Ros, E., et al. 2002, *A&A*, 393, L99
- [184] Paredes, J. M., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E. 2006, *A&A*, 451, 259
- [185] Pastorello, A., Sauer, D., Taubenberger, S., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 1752
- [186] Pastorello, A., Valenti, S., Zampieri, L., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 2266
- [187] Patat, F., Benetti, S., Pastorello, A., & Filippenko, A. V. 2004, *IAU Circ.*, 8378
- [188] Patat, F., Baade, D., & Wang, L. 2006, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 450, 1
- [189] Pereyra, A., Magalhaes, A. M., Rodrigues, C. V., et al. 2006, *A&A*, 454, 827
- [190] Pierce, M. J., & Tully, R. B. 1988, *ApJ*, 330, 579
- [191] Pignata, G., Maza, J., Hamuy, M., et al. 2007, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 1114, 1
- [192] Poelarends, A. J. T., Herwig, F., Langer, N., & Heger, A. 2008, *ApJ*, 675, 614
- [193] Pozzo, M., Meikle, W. P. S., Fassia, A., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 457
- [194] Prieto, J. L., Kistler, M. D., Thompson, T., et al. 2008, *ApJ*, 681, L9
- [195] Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., et al. 1996, *A&A*, 305, 171
- [196] Puls, J., Vink, J. S., & Najarro, F. 2008, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 16, 209
- [197] Quimby, R. M., Brown, P. J., Caldwell, J., & Rostopchin, S. 2006, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 471, 1
- [198] Quimby, R. M., Wheeler, J. C., Höflich, P., et al. 2007, *ApJ*, 666, 1093

-
- [199] Reach, W. T., Surace, J. A., Glaccum, W. J., et al. 2006, *Infrared Array Camera Data Handbook*, ver. 3.0 (Spitzer Science Center, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125 USA)
- [200] Reed, B. C., & Kuhna, K. M. 1997, *AJ*, 113, 823
- [201] Rho, J., Kozasa, T., Reach, W. T., et al. 2008, *ApJ*, 673, 271
- [202] Ribó, M., Paredes, J. M., Romero, G. E., et al. 2002, *A&A*, 384, 954
- [203] Ribó, M., Paredes, J. M., Moldón, J., et al. 2008, *A&A*, 481, 17
- [204] Roche, P. F., Aitken, D. K., & Smith, C. H. 1993, *MNRAS*, 261, 522
- [205] Rouleau, F., & Martin, P. G. 1991, *ApJ*, 377, 526
- [206] Sakon, I., Onaka, T., Wada, T., et al. 2009, *ApJ*, 692, 546
- [207] Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- [208] Salvo, M., Bessel, M., & Schmidt, B. 2003, *IAU Circ.*, 8187
- [209] Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., et al. 2012, *Science*, 337, 444
- [210] Sandstrom, K. M., Bolatto, A. D., Stanimirovic, S., et al. 2009, *ApJ*, 696, 2138
- [211] Sarty, G. E., Szalai, T., Kiss, L. L., et al. 2011, *MNRAS*, 411, 1293
- [212] Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- [213] Schuster, M. T., Marengo, M., & Patten, B. M. 2006, *IRACproc: A software suite for processing and analyzing Spitzer/IRAC data*, in *Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems*. Edited by David R. Silva and Rodger E. Doxsey. *Proceedings of the SPIE*, 6270, 20
- [214] Sierpowska-Bartosik, A., & Torres, D. F. 2007, *ApJ*, 671, L145
- [215] Silvia, D. W., Smith, B. D., & Shull, J. M. 2010, *ApJ*, 715, 1575
- [216] Smartt, S. J., Eldridge, J. J., Crockett, R. M., & Maund, J. R. 2009, *MNRAS*, 395, 1409
- [217] Smith, N., Silverman, J. M., Chornock, R., et al. 2009, *ApJ*, 695, 1334
- [218] Solanes, J. M., Sanchis, T., Salvador-Solé, E., et al. 2002, *AJ*, 124, 2440
- [219] Stanimirovic, S., Bolatto, A. D., Sandstrom, K. M., et al. 2005, *ApJ*, 632, L103
- [220] Stanishev, V., & Nielsen, T. B. 2006, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 737
- [221] Stephenson, C. B., & Sanduleak, N. 1971, *Publications of the Warner & Swasey Observatory*, 1, 1
- [222] Stratta, G., Maiolino, R., Fiore, F., & D'Elia, V. 2007, *ApJ*, 661, L9
- [223] Sugerman, B. E. K. 2003, *AJ*, 126, 1939
- [224] Sugerman, B. E. K., Ercolano, B., Barlow, M. J., et al. 2006, *Science*, 313, 196
- [225] Sugerman, B. E. K., Andrews, J. E., Barlow, M. J., et al. 2012, *ApJ*, 749, 170

-
- [226] Szalai, T., Kiss, L. L., & Sarty, G. E. 2010, *Journal of Physics: Conference Series*, 218, 012028
- [227] Szalai, T., Sarty, G. E., Kiss, L. L., et al. 2012, *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium 282*, eds. M. Richards & I. Hubeny (Cambridge University Press), 331
- [228] Szalai, T., Vinkó, J., Balog, Z., et al. 2011, *A&A*, 527, A61
- [229] Szalai, T., & Vinkó, J. 2013, *A&A*, 549, A79
- [230] Szostek, A., & Dubus, G. 2011, *MNRAS*, 411, 193
- [231] Takahashi, T., Kishishita, T., Uchiyama, Y., et al. 2009, *ApJ*, 697, 592
- [232] Takáts, K., & Vinkó, J. 2006, *MNRAS*, 372, 1735
- [233] Tanaka, M., Nozawa, T., Sakon, I., et al. 2012, *ApJ*, 749, 173
- [234] Tavani, M., Bulgarelli, A., Piano, G., et al. 2009, *Nature*, 462, 620
- [235] Temim, T., Slane, P., Arendt, R. G., & Dwek, E. 2012a, *ApJ*, 745, 46
- [236] Temim, T., Sonnenborn, G., Dwek, E., et al. 2012b, *ApJ*, 753, 72
- [237] Todini, P., & Ferrara, A. 2001, *MNRAS*, 325, 726
- [238] Tolman, R. C. 1939, *Physical Review*, 55, 364
- [239] Tominaga, N., Limongi, M., Suzuki, T., et al. 2008, *ApJ*, 687, 1208
- [240] Tonry, J. L., Dressler, A., Blakeslee, J. P., et al. 2001, *ApJ*, 546, 681
- [241] Tsvetkov, D. Yu., Volnova, A. A., Shulga, A., P., et al. 2006, *A&A*, 460, 769
- [242] Tumlinson, J. 2006, *ApJ*, 694, 697
- [243] Utrobin, V. P. 2007, *A&A*, 461, 233
- [244] Utrobin, V. P., & Chugai, N. N. 2008, *A&A*, 491, 507
- [245] Valiante, R., Schneider, R., Bianchi, S., & Andersen, A. C. 2009, *MNRAS*, 397, 1661
- [246] Vinkó, J., Takáts, K., Sárneczky, K., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 1780
- [247] Vinkó, J., Sárneczky, K., Balog, Z., et al. 2009, *ApJ*, 695, 619
- [248] Vinkó, J., Takáts, K., Szalai, T., et al. 2012, *A&A*, 540, A93
- [249] Wakker, B. P., & van Woerden, H. 1997, *Annual Rev. of A&A*, 35, 217
- [250] Walker, G., Matthews, J., Kuschnig, R., et al. 2003, *PASP*, 115, 1023
- [251] Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
- [252] Wesson, R., Barlow, M. J., Ercolano, B., et al. 2010, *MNRAS*, 403, 474
- [253] Whitelock, P. A., Catchpole, R. M., Menzies, J. W., et al. 1989, *MNRAS*, 240, 7
- [254] Wilson, R. E. 1994, *PASP*, 106, 921

- [255] Wilson, R. E., & Devinney, E. J. 1971, *ApJ*, 166, 605
- [256] Wilson, R. E., & van Hamme, W. 2003, *Computing Binary Stars Observables*, Ver. 4, preprint (Gainesville: Univ. Florida)
- [257] Wooden, D. H., Rank, D. M., Bregman, J. D., et al. 1993, *ApJS*, 88, 477
- [258] Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 1015
- [259] Zabalza, V., Bosch-Ramon, V., & Paredes, J. M. 2011, *ApJ*, 743, 7
- [260] Ziolkowsky, J. 2005, *MNRAS*, 358, 851

A. Spitzer-fotometria

Dátum	JD – 2450000	$t - t_{expl}$ (nap)	Fluxus (10^{-20} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$)			
			3,6 μ m	4,5 μ m	5,8 μ m	8,0 μ m
2004.10.07. ^a	3285,6	98	24800(59)	13900(51)	5520(53)	1940(16)
2004.10.08. ^b	3286,9	99	24000(59)	14000(32)	5580(29)	1830(16)
2004.10.12. ^b	3290,6	103	18300(61)	13600(30)	5000(29)	1530(15)
2004.11.01. ^a	3310,6	123	9680(39)	10700(32)	3960(25)	1090(11)
2005.03.24. ^a	3454,4	267	2740(22)	4910(17)	1280(18)	551(11)
2005.10.20. ^c	3664,2	477	4110(22)	3280(12)	1910(21)	1030(13)
2006.03.23. ^c	3818,4	631	2980(20)	2430(11)	1960(16)	1110(12)
2006.10.28. ^d	4036,7	849	1870(18)	1610(9)	1490(13)	919(12)
2006.10.31. ^e	4039,6	852	1850(53)	1580(39)	1310(63)	945(28)
2007.04.02. ^e	4193,3	1006	1070(16)	917(10)	960(14)	650(11)
2007.04.02. ^d	4193,3	1006	1080(16)	922(11)	870(15)	602(10)
2007.11.19. ^e	4423,8	1236	779(15)	616(8)	619(11)	437(10)
2007.11.23. ^f	4427,6	1240	771(15)	613(8)	619(11)	444(10)
2007.11.24. ^g	4428,5	1241	787(14)	617(7)	647(7)	444(10)
2008.04.07. ^g	4564,3	1377	723(15)	520(6)	544(11)	399(11)
2008.04.12. ^f	4568,7	1381	718(16)	526(7)	527(13)	413(11)

A.1. táblázat. Az SN 2004dj IRAC-fotometriai adatai a Spitzer-űrtávcső mérései alapján. A robbanás időpontjaként $t_{expl} = 2\,453\,187,0$ JD lett meghatározva (Vinkó és mtsai, 2006). A zárójelekben lévő hibaértékek a szövegben említett módon lettek meghatározva, de az irodalmi leírások alapján a Spitzeres fotometriai mérések pontatlansága ezeknél jóval nagyobb (kb. 10 százalék). Az egyes mérések az alábbi megfigyelési programok eredményei: a) PID 226 Van Dyk és mtsai (SONS); b) PID 00159 Kennicutt és mtsai (SINGS); c) PID 20256 Meikle és mtsai (MISC); d) PID 30292 Meikle és mtsai (MISC); e) PID 30494 Sugerman és mtsai (SEEDS); f) PID 40010 Meixner és mtsai (SEEDS); g) PID 40619 Kotak és mtsai (MISC).

Dátum	JD – 2450000	$t - t_{expl}$ (nap)	Fluxus (10^{-20} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$)	
			IRS PUI 13,0–18,5 μ m	MIPS 24 μ m
2004.10.12. ^a	3291,4	104	...	45(3)
2004.10.14. ^b	3293,0	106	...	50(6)
2004.10.16. ^a	3295,0	108	...	31(2)
2004.11.06. ^b	3316,2	129	...	55(2)
2005.03.03. ^b	3432,8	245	...	48(2)
2005.04.01. ^b	3462,5	275	...	44(2)
2005.11.22. ^c	3696,9	510	138(1)	...
2006.04.23. ^c	3848,4	662	182(1)	...
2006.11.16. ^d	4054,7	867	173(4)	...
2006.11.16. ^e	4055,0	868	172(2)	...
2006.12.01. ^e	4070,8	883	...	66(4)
2007.04.13. ^e	4203,6	1016	...	53(4)
2007.10.24. ^f	4397,8	1210	...	59(4)
2007.10.24. ^g	4397,8	1210	...	58(6)
2007.11.04. ^f	4408,3	1221	117(3)	...
2007.11.29. ^e	4433,9	1246	...	62(3)
2007.12.15. ^g	4449,9	1262	113(2)	...

A.2. táblázat. Az SN 2004dj IRS/PUI- és MIPS-fotometriai adatai. Az egyes mérések az alábbi megfigyelési programok eredményei: a) PID 00159 Kennicutt és mtsai (SINGS); b) PID 226 Van Dyk és mtsai (SONS); c) PID 20256 Meikle és mtsai (MISC); d) PID 30292 Meikle és mtsai (MISC); e) PID 30494 Sugerman és mtsai (SEEDS); f) PID 40010 Meixner és mtsai (SEEDS); g) PID 40619 Kotak és mtsai (MISC).

Dátum (UT)	JD – 2 450 000	$t - t_{expl}$ (nap)	Fluxus (10^{-20} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$)			
			IRAC			
			3,6 μ m	4,5 μ m	5,8 μ m	8,0 μ m
SN 2003J						
2004.04.27. ^a	3123	471 [†]	1069(126)	706(67)	1311(95)	1684(121)
2010.01.17. ^b	5214	2562 [†]	750(116)	398(56)
SN 2003ie						
2004.12.17. ^c	3356	488	152(44)	77(23)	363(36)	515(38)
2005.05.10. ^c	3500	632	188(44)	97(23)	346(34)	514(38)
2008.06.14. ^d	4631	1763	172(44)	74(22)	317(36)	543(45)
SN 2004A						
2004.09.10. ^c	3258	247	287(48)	257(34)	127(23)	162(19)
2005.03.27. ^c	3456	445	122(34)	68(19)	70(19)	123(18)
2005.07.23. ^e	3574	563	93(30)	47(16)	78(19)	110(19)
SN 2005ad						
2005.08.23. ^e	3605	198 [†]	200(40)	149(26)	106(17)	47(9)
2006.02.05. ^e	3771	364 [†]	71(26)	81(20)	43(12)	20(7)
SN 2005af						
2005.07.22. ^e	3573	194	8912(243)	26 644(313)	8039(135)	3414(65)
2006.02.12. ^e	3778	399	2213(121)	4960(135)	1955(67)	2283(54)
2006.08.08. ^f	3955	576	590(66)	729(53)	867(47)	1028(37)
2007.02.20. ^f	4151	772	314(51)	166(27)	211(26)	363(26)
2007.08.07. ^g	4319	940	...	138(26)	...	296(25)
SN 2006bp						
2007.05.14. ^h	4234	401	355(53)	257(33)	464(36)	618(37)
2007.12.27. ⁱ	4461	628	295(49)	154(27)	391(34)	593(35)
2008.05.13. ⁱ	4600	767	285(48)	160(27)	445(35)	585(36)
2009.12.29. ^b	5194	1361	283(49)	140(26)
SN 2006my						
2007.02.17. ^j	4148	205	967(91)	528(50)	542(41)	803(37)
2007.07.03. ⁱ	4285	342	787(84)	345(41)	520(37)	708(33)
2008.02.06. ⁱ	4502	559	731(82)	312(40)	504(37)	742(35)
SN 2006ov						
2004.06.10. ^a	3166	.897	508(109)	356(53)	789(114)	822(214)
2007.07.03. ⁱ	4284	321	606(108)	415(53)	752(112)	1162(200)
2008.02.06. ⁱ	4502	539	567(110)	363(53)	780(118)	815(221)
SN 2007oc						
2008.07.12. ^k	4659	251 [†]	477(62)	510(48)	297(30)	388(27)
2008.12.23. ^k	4823	415 [†]	287(49)	192(31)	147(22)	214(20)
2009.07.30. ^l	5042	634 [†]	140(36)	22(12)
2009.12.02. ^l	5167	759 [†]	174(39)	46(16)

A.3. táblázat. A második körben vizsgált és sikeresen azonosított kilenc szupernóva IRAC-fotometriai adatai a Spitzer-űrtávcső mérései alapján. Az egyes mérések az alábbi megfigyelési programok eredményei (PID, Program ID): ^aPID 69 Fazio és mtsai; ^bPID 61009 Freedman és mtsai; ^cPID 3248 Meikle és mtsai; ^dPID 484 Gorjian és mtsai; ^ePID 20256 Meikle és mtsai; ^fPID 30292 Meikle és mtsai; ^gPID 40410 Rieke és mtsai; ^hPID 30496 Fisher és mtsai; ⁱPID 40619 Kotak és mtsai; ^jPID 30945 Kenney és mtsai; ^kPID 50534 Andrews és mtsai; ^lPID 60071 Andrews és mtsai.

([†]) A felfedezés dátumától számított időpont (a robbanás időpontja nincs meghatározva).

Dátum (UT)	JD – 2 450 000	$t - t_{expl}$ (nap)	Fluxus (10^{-20} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$)	
			IRS PUI 13,0–18,5 μ m	MIPS 24 μ m
SN 2003J				
2005.05.13. ^a	3503	852 [†]	...	366(59)
SN 2003ie				
2004.12.03. ^b	3342	474	...	168(48)
SN 2005af				
2005.08.08. ^c	3590	211	330(33)	...
2006.03.18. ^c	3812	433	260(26)	...
2006.08.03. ^d	3950	571	340(34)	...
2007.03.18. ^d	4177	798	110(11)	...
2007.07.16. ^e	4297	918	...	23(13)
2007.07.24. ^e	4305	926	...	28(14)
SN 2006bp				
2007.06.03. ^f	4254	421	...	119(15)
2007.12.19. ^g	4453	620	150(15)	...
2008.02.07. ^g	4504	671	...	111(12)
2008.05.17. ^g	4604	771	...	107(16)
2008.06.05. ^g	4622	789	130(13)	...
SN 2006my				
2007.07.11. ^h	4292	349	...	101(25)
2007.07.14. ^g	4295	352	...	126(25)
2007.07.23. ^h	4304	361	...	133(25)
2008.02.15. ^g	4511	568	...	126(35)

A.4. táblázat. A második körben vizsgált és sikeresen azonosított szupernóvák IRS/PUI- és MIPS-fotometriai adatai. Az egyes mérések az alábbi megfigyelési programok eredményei: ^aPID 69 Fazio és mtsai; ^bPID 3124 Alexander és mtsai; ^cPID 20256 Meikle és mtsai; ^dPID 30292 Meikle és mtsai; ^ePID 40410 Rieke és mtsai; ^fPID 30496 Fisher és mtsai; ^gPID 40619 Kotak és mtsai; ^hPID 30945 Kenney és mtsai.

([†]) A felfedezés dátumától számított időpont (a robbanás időpontja nincs meghatározva).

B. Analitikus pormodell-illesztés

Egy példa az analitikus pormodell illesztéséhez általam írt C-programok közül (SN 2005ad, 364. nap, egykomponensű AC-modell):

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>

double x[10],y[10];
int n;

double Rbb, Teff, Kgrain;
double Kappa10, Tau10, Mdust;
double h, c, kBol, d, m, amin, amax, rho;

int adatbe()
{
FILE *f;
int i;

f=fopen("sed_cgsder364_mod.dat","rt");
i = 0;
while( fscanf(f,"%lf %lf",&x[i],&y[i]) != EOF)
{
i= i+1;
}
fclose(f);
return i;
}

double model(double R, double T, double k, double lambda)
{
double B, L, f, kappa, tau;

kappa = 0.1*pow(lambda*1e-6,(-0.91));

tau = (4.0/3.0)*M_PI*k*rho*kappa*R*(1/(4.0-m))*
(pow(amax,4.0-m)-pow(amin,4.0-m));

B = 1e-8*(2*h*pow(c,2)/(pow(lambda*1e-4,5)))*
(1/(exp((h*c)/(kBol*(lambda*1e-4)*T))-1));

L = 2*pow(M_PI,2)*pow(R,2)*B*pow(tau,-2)*
(2*pow(tau,2)-1+(2*tau+1)*exp(-2*tau));
```

```

f = L / (4*M_PI*pow(d,2));

return f;
}

double chisqr(double R, double T, double k)
{
int i;
double value, sum;

sum=0.0;

for(i=0; i<n; i++)
{
sum = sum + pow( y[i] - model(R,T,k,x[i]), 2);

}
value = sum / n;
return value;
}

double minim()
{
double K2, Kmin;

Kmin = 1e32;
Teff = 500.0;
while(Teff <= 1000.0)
{
Rbb = 1e15;
while(Rbb <= 1e17)
{

Kgrain = 2.5e-21;
while(Kgrain <= 5e-20)
{

K2 = chisqr(Rbb,Teff,Kgrain);
if(K2 < Kmin)
{
Tau10 = (4.0/3.0)*M_PI*Kgrain*rho*Kappa10*Rbb*
(1/(4.0-m))*(pow(amax,4-m)-pow(amin,4-m));
Mdust = ((16.0/9.0)*pow(Rbb,3)*pow(M_PI,2)*Kgrain*rho*(1/(4.0-m))*
(pow(amax,4-m)-pow(amin,4-m)))/(2e33);
printf("%le %le %lf %le %lf %le\n",K2,Rbb,Teff,Kgrain,Tau10,Mdust);
Kmin = K2;
}
}
}
}
}

```

```
Kgrain = Kgrain + 1e-22;
}

Rbb = Rbb + 5e14;
}

Teff = Teff + 10.0;
}

return Kmin;
}

int main()
{
h=6.63e-27;
c=3.0e10;
kBol=1.38e-16;
m=3.5;
amin=0.005;
amax=0.05;
rho=1.85;

Kappa10=0.1*pow(10*1e-6,-0.91);

d=1e6*206265*1.5*1e13*20.8;

n = adatbe();
printf("%d db sor beolvasva!\n",n);

minim();

}
```