

Szegedi Tudományegyetem TTIK
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

SZAKDOLGOZAT

Szupernóva-robbanásokhoz kapcsolódó porképződés vizsgálata

Készítette: **Zsíros Szanna** Fizika BSc szakos hallgató

Témavezető: Dr. Szalai Tamás tudományos munkatárs
SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged, 2017

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
1.1. Szupernóvák	3
1.2. Porképződés szupernóvák környezetében	5
2. Műszerek és megfigyelési adatok	9
2.1. A Spitzer infravörös-űrtávcső műszerei	9
2.2. A vizsgált szupernóvák	9
3. Az adatok feldolgozása és kiértékelése	10
3.1. A Spitzer-adatok fotometriája	10
3.2. A spektrális energiaeloszlások meghatározása	12
3.3. Analitikus pormodellek illesztése	13
3.4. Numerikus modellek tesztelése	20
4. Az eredmények értelmezése	22
4.1. A porképződés lehetősége a vizsgált II-P, II _n és II-es típusú szupernóvák esetén	22
4.1.1. Esély a teljes lokális porképződésre	23
4.1.2. Legfeljebb részleges lokális porképződés	27
4.1.3. Nem detektálható lokális porképződés	30
4.2. Egy kivételes eset, a II _b típusú SN 1993J	30
4.3. A numerikus modellezés tapasztalatai	31
Összefoglalás	35
Köszönetnyilvánítás	36
Hivatkozások	37
Függelék	39
A. Analitikus pormodell-illesztés	39

Számos asztrofizikai folyamatban (pl. a molekulaképződésben, a fény-anyag kölcsönhatásokban vagy a bolygókeletkezésben) játszanak fontos szerepet a csillagközi porszemcsék, amelyek eredete a mai napig nem teljesen tisztázott. A fiatal galaxisok magas portartalmából, illetve az elméleti modellekből is arra következtethetünk, hogy a szupernóva-robbanások során szignifikáns mennyiségű porszemcse képződhet.

Munkám során a Spitzer infravörös-űrtávcső adatai alapján kerestem szupernóva-robbanásokhoz köthető porképződésre utaló jeleket. A Spitzer adatbázisából publikusan letölthető felvételek fotometriai feldolgozása után elkészítettem az egyes időpontokhoz tartozó spektrális energiaeloszlásokat, amelyekre feketetest-görbéket és amorfszenes pormodelleket illesztettem. Ezek vizsgálata során megállapítottam, hogy a közép-infravörös tartományban észlelhető többletsugárzás köthető-e a szupernóva-robbanást követő porképződéshez, vagy sem, illetve következtetéseket tudtam levonni a szupernóvák körül található por fizikai jellemzőivel és térbeli eloszlásával kapcsolatban. A további részletes analízis megalapozásaként pedig megismerkedtem a MOCASSIN radiatívtranszfer-kód felépítésével és működésével, amely során hasznos tapasztalatokat gyűjtöttem a numerikus modellezés területén.

Dolgozatom további részében rövid összefoglalót adok a szupernóva-robbanásokhoz kapcsolódó porképződés vizsgálatának eddigi eredményeiről, majd ezt követően bemutatom az általam vizsgált objektumok analízisének folyamatát, illetve a levont következtetéseket.

1. Bevezetés

1.1. Szupernóvák

A szupernóvák az égbolt legnagyobb abszolút fényességű objektumai közé tartoznak. Mivel *kataklizmikus változócsillagok*, rövid idő alatt megnövekszik a fényességük, majd hosszabb idő alatt elhalványodnak. Megfigyelések szerint a színképekben található H-vonalak alapján két főbb csoportba sorolhatók. Azokat az objektumokat, amelyek esetén nem találhatóak H-vonalak, I-es, ellenben amelyeknél megtalálhatóak, II-es típusú szupernóváknak nevezzük. Az egyszerű spektrális osztályozásnál azonban pontosabb képet ad a robbanás fizikai okai alapján történő besorolás. Ez alapján - mostani tudásunk szerint - két, élesen elválasztható kategória létezik.

Az egyik nagy fizikai csoportot alkotó Ia típusú szupernóvák szülőobjektumai kettős rendszerben lévő *fehér törpék*, azaz kis tömegű ($3M_{\odot}$ -nél kisebb) csillagok végállapotai. Ezeknek a csillagoknak a belső szerkezete fejlődésük végén két részre tagolódik, a H-ból és He-ből álló héjra, illetve a központjukat alkotó, szén és oxigén összetételű magra. Később a héjukat elvesztve létrejön a fehér törpecsillag, amelyben már nincsen energiatermelés, egyensúlyát a gravitációjával szemben az elfajult gáz nyomása tartja fenn. A fehér törpe mindaddig ebben az állapotban marad, amíg valamilyen okból kifolyólag tömege meg nem haladja a kritikus, ún. *Chandrasekhar-féle határtömeget* ($1,44M_{\odot}$). Ez a klasszikus kép szerint úgy következik be, hogy egy normál társcsillag folyamatosan anyagot ad át a fehér törpecsillagnak. Egy alternatív elképzelés szerint viszont két fehér törpecsillag is alkothat kötött rendszert, és ezek összeolvadása vagy ütközése is eredményezhet Ia típusú szupernóva-robbanásokat.

A másik nagy fizikai osztályt az ún. magösszeomlásos vagy kollapszár szupernóva-robbanások alkotják, amelyek közös tulajdonsága, hogy nagy tömegű csillagok végállapotaiként jönnek létre. Nagy tömegű ($8M_{\odot}$ -nél nagyobb) csillagok fősorozati fejlődésének végén kialakul a réteges, hagymahéj-szerkezet, középpontjában a vasmag. A központi körülmények elősegítik az *inverz béta-bomlást* (másképp nevezve *neutronizációt*) és a vasatommagok *photobomlását*. Ezek a folyamatok a központi nyomást csökkentik, így megszűntetve a mag egyensúlyát a saját gravitációja és a felsőbb rétegek súlya miatt bekövetkezik annak kollapszusa. A magban megnövekszik a neutronizáció üteme, amíg végül a belsejében egy tisztán neutronokból álló gömb alakul ki. A gömb kb. 10^{14} g/cm^3 sűrűséget elérve elfajult állapotúvá válik. Az elfajult anyag nyomása megállítja a neutrongömb összehúzódását, ezzel szemben a külsőbb rétegek továbbra is befelé zuhannak. A neutrongömbre hulló gázanyag visszapattanva arról találkozik a még befelé tartó rétegekkel, így létrejön egy kifelé egyre gyorsabban haladó lökeshullám. Ez lelassul (a vasatommagok fotobomlása miatt), majd további (neutrínó-gázanyag) kölcsönhatások során felgyorsul, így hozza létre a külső rétegek robbanásszerű ledobódását, a kollapszár szupernóva-robbanásnak nevezett folyamatot. A robbanást követően egy nagy sebességgel ($\sim 10\,000 \text{ km/s}$) táguló,

kb. 10^5 K kezdeti hőmérsékletű maradvány („tűzgolyó”), valamint egy központi, kompakt objektum (neutroncsillag vagy fekete lyuk) jön létre.

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. Adiabatikus tágulást feltételezve a burok néhány hét alatt kihűlne, de a keletkező lökéshullám által felfűtött és ionizált burok H-atomjainak lassú rekombinációja még hónapokig biztosíthatja a maradvány sugárzását. Ezt az időszakot *fotoszférikus fázis*nak 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 radioaktív nikkell és kobalt ^{56}Ni – ^{56}Co – ^{56}Fe bomlási sora (pontosabban a keletkező gammafotonoknak az optikailag vastag burokban 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 (*nebularis fázis*). A szupernóva fényessége ettől kezdve az ^{56}Co bomlási ütemének megfelelő csökkenést mutat (kb. 1 magnitúdó/100 nap).

A kollapszár szupernóvák közé tartozó II-es, illetve Ib és Ic típusú robbanásokat fotometriai és spektroszkópiai jellemzőik alapján csoportosíthatjuk. Ezek a tulajdonságok leginkább a szülőcsillag robbanás előtti állapotától, tulajdonképpen az égitest kezdeti tömegétől függenek.

Az egyes alcsoportok (nagyjából a szülőcsillagok becsült kezdeti tömege szerint növekvő sorrendben):

- **II-P:** A leggyakoribb II-es típusú szupernóvák, amelyek színeképében erős hidrogénvonalak találhatóak, mivel a robbanás előtt megőrizték a hidrogén-és héliumrétegük nagy részét. Nevüket a fénygörbéjük alapján kapták, amelyen a felfutó szakaszt egy akár hónapokig tartó, közel állandó fényességű periódus, ún. *plató* követ (a H-atomok folyamatos rekombinációjának következményeként).
- **II-L:** Ugyancsak találhatóak hidrogénvonalak a színeképekben, viszont a fénygörbéjük lineáris lefutású (ez feltehetően a robbanáskor jelen lévő, vékonyabb hidrogénburokkal magyarázható).
- **IIb:** Az ide sorolt szupernóvák hidrogénvonalakat csak a korai fázisban mutatnak, szülőcsillagaik feltehetően kettős rendszerekben lévő, intenzív anyagiáramlást mutató ún. Wolf-Rayet vagy szuperóriás csillagok.

- **II_n**: Hidrogénburkukat szinte teljes egészében elvesztő objektumok, amelyek színképében erős emissziós vonalak figyelhetők meg (ezek korábbi tömegvesztési folyamatok során kiáramlott anyag és a táguló szupernóva-burok kölcsönhatásának tulajdoníthatók).
- **Ib/c**: Az Ib és Ic szupernóvák esetében a lejátszódó folyamat a II-es típusú objektumokéhoz hasonló, de esetükben a külső burok egy része már ledobódott a szupernóva-robbanás előtt. Az Ib objektumok a hidrogénben gazdag rétegüktől szabadultak meg, míg az Ic-k esetében már a héliumban gazdag réteg is elvékonyodott.

1.2. Porképződés szupernóvák környezetében

A csillagközi porszemcsék számos asztrofizikai folyamatban (pl. a molekulaképződésben, a fény-anyag kölcsönhatásokban és a bolygókeletkezésben) játszanak jelentős szerepet. Összetételüket tekintve főleg szilikátok, amorf szén, grafit, valamint fém-oxidok alkotják a néhány tized, század mikron átmérőjű szemcséket. A csillagközi por az intersztelláris anyagnak közel 1 százalékát teszi ki, képződéséhez viszont minden esetben valamilyen külső behatás szükséges. Legfőbb forrásai (legalábbis a mi galaxisunkban) a kis tömegű csillagok késői fejlődési szakaszában, az ún. aszimptotikus óriáságon (asymptotic giant branch, AGB) lévő égitestek. A fúziós folyamataik során kialakuló szén- és oxigénmolekulák egy része a csillag külső tartományaiba, majd a csillagközi térbe áramlik, ahol megfelelő körülmények között bekövetkezhet a szemcséképződés. Habár az elsődleges forrást valószínűleg a fenti objektumok alkotják, nem lehet kizárni más források lehetőségét sem. 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). Mivel az AGB-k kialakulásához legalább egymilliárd évre van szükség, így a korai galaxisokban jelenlévő por forrásaként biztosan nem szolgálhattak, tehát léteznie kell más porforrásoknak, amelyek közül a kollapszár szupernóvák tűnnek a legígéretesebbnek. Ezek szülőcsillagai jóval rövidebb életúttal rendelkeznek, ezért lehetséges forrásoknak számítanak fiatal galaxisok esetén is.

A porképződés és a szupernóva-robbanások kapcsolatának vizsgálata több mint négy évtizedes múltra tekinthet vissza (Cernushi és mtsai, 1967; Hoyle és Wickramasinghe, 1970). A korai hipotéziseket a Naprendszerünkön belüli bizonyítékokkal támasztották alá: 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) 0,1-1 M_{\odot} -ű frissen keletkezett csillagközi port jósolnak a kollapszár szupernóvák távoli maradványaiban. Később a porszemcsék élettartamát is figyelembe véve pontosí-

tották a modelleket (Bianchi és Schneider, 2007; Kozasa és mtsai, 2009; Silvia és mtsai, 2010) , amelyek azonban továbbra is a fenti nagyságrendbe helyezték a portömegeket.

Az egybehangzó modellekkel ellentétben az eddigi mérések nem támasztják alá egyértelműen a kollapszár szupernóva-robbanások és a nagy mértékű porképződés kapcsolatát. Ez valószínűleg a rendelkezésünkre álló kevés részletes analízisnek tudható be. Elsőként az SN 1987A került részletes dokumentálásra (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), amely esetén a porképződés egyértelmű bizonyítékai a következők voltak:

- az optikai színekvonalak fluxusának csökkenése a robbanást követő 500. nap környékén;
- a közép-infravörös fluxusok ezzel párhuzamosan bekövetkező növekedése;
- az optikai emissziós vonalak növekvő kékeltségűvé válása, ill. aszimmetrikussá válása (a színekvonalak 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 becsültek, 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 említett űrtávcső közép-infravörös fotometriai és spektroszkópiai adatainak segítségével mintegy két-három tucat szupernóva esetében sikerült részletes elemzést végezni porképződés szempontjából (lásd pl. Gall és mtsai 2011, Szalai és Vinkó 2013). A keletkező por tömegét mindegyik esetben $10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot}$ közé eső értékűnek becsülték. Ezek az értékek továbbra is nagyságrendekkel alacsonyabbak az elméletileg vártnál, és úgy tűnik, messze nem elegendőek az Univerzumban megfigyelhető pormennyiség létrejöttének magyarázatához.

A felrobbanó nagy tömegű csillagok körül ugyanakkor nem csupán a robbanás során keletkező por figyelhető meg. Több szupernóva vizsgálata esetén merült fel, hogy a szemcséképződés a kifelé, illetve befelé mozgó lökéshullám közti térrészben, a *hideg, sűrű héj*-ban is végbe mehet.

Emellett a szakirodalomban *infravörös visszfény*-nek nevezett jelenség is előfordulhat, melynek során a robbanás hatására felfűtődnek a csillag körüli térrészben, a robbanás előtt ledobódott anyagban lévő porszemcsék, majd a többletenergiájukat az infravörös tartományban sugározzák ki (részletesen lásd Szalai, 2013).

A szupernóvák körül képződő por mennyiségének megbecslése meglehetősen összetett feladatnak bizonyult, és eddig igen sok ellentmondásos eredményre vezetett. Ennek egyik oka a porképződést leíró modellekben rejlik. Ezek megalkotásakor a szupernóvák környezetében lévő por homogén térbeli eloszlását feltételezzük, ehelyett azonban sokkal reálisabb a szemcséket kisebb-nagyobb csomókban elképzelni (Sugerman és mtsai, 2006; Ercolano és mtsai, 2007; Fabbri és mtsai, 2011). Ez a módosított modell a keletkező por tömegét akár egy nagyságrenddel is megnövelheti, viszont még mindig nyitva hagyja az elméleti elképzelések és a mérések közti rést.

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. Ezt az elképzelést direkt módon az SN 1987A szupernóva esetében sikerült bizonyítani (Indebetouw és mtsai, 2014).

A képződő por mennyiségének becslését továbbá nagyban befolyásolja, hogy a legtöbb modell a földi légköri körülmények között megalkotott, ún. klasszikus magképződési elméletre (*classical nucleation theory*, Feder, 1966), vagy annak kismértékben továbbfejlesztett változataira épül.

A különböző elképzelések mellett nagyfokú az egyetértés abban, hogy az eddigi modellek még fejlesztésre szorulnak, illetve hogy több mikro- és makrofizikai effektust sem tudunk tökéletesen leírni. Máig az egyik legmeggyőzőbb elmélet szerint a szupernóva-robbanások során létrejövő szemcsék csupán kondenzációs magokként funkcionálnak, és majd csak később, már az intersztelláris anyagba kerülve növekedhetnek. Ez megmagyarázná a lokális szupernóvák esetében megfigyelt alacsony porképződési ráta és a távoli galaxisok extrém nagy portartalma között fennálló ellentmondást. Modellszámításokkal igazolták a feltevést (Draine, 2003, 2009; Michalowski és mtsai, 2010; Mattsson és Andersen, 2012; Mattsson és mtsai, 2012), ugyanakkor a kísérleti megfigyelés nehézkesnek bizonyult, ráadásul 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.

A fenti megfontolások alapján elsősorban a II-P típusú szupernóvák környezetében várható jelentős mennyiségű por képződése. Mivel ezek szülőcsillagai vastag hidrogén- és héliumburokkal rendelkeznek, így a szemcséképződésben résztvevő elemek (C, O, Mg, Si, Al) viszonylag mélyen helyezkednek el. A robbanás teljesen *homológ* módon történik,

tehát a ledobódó rétegek sebessége a központtól való távolsággal növekszik, ami azt eredményezni, hogy a belső tartományokban lévő gázanyag viszonylag alacsony sebességre tesz szert. Tehát itt nagyobb sűrűségű lesz a gázanyag, ami a szemcsekondenzáció magasabb hatásfokát, egyúttal nagyobb méretű szemcsék létrejöttét teszi lehetővé.

Részletes tanulmány született a II-P típusú szupernóvák körüli porképződés folyamatokról, illetve e keletkező szemcsék lehetséges sorsáról (Kozasa és mtsai, 2009). Számításokkal és modellezésekkel alátámasztották, hogy ezen objektumok körül magasabb a szemcseképződés hatásfoka, illetve a ritkább csillagközi anyagnak köszönhetően a szemcsék túlélési aránya is. Ezt igazolja, hogy a Spitzer-űrtávcsővel is leginkább II-P típusú szupernóvák esetén sikerült porképződésre utaló jeleket találni (lásd pl. Szalai és Vinkó 2013). Ellenben a sűrűbb cirkumsztelláris anyaggal rendelkező IIb típusú objektumok esetén alig számíthatunk porképződésre, sőt, a keletkezett szemcsék idővel valószínűleg el is tűnnek a sűrű környezetükben. Hasonló jelenség figyelhető meg az Ib és Ic szupernóváknál is, amelyeknél egyáltalán nem is várható a maradványban történő porképződés, csak esetleg a korábban ledobódott anyag és a robbanás lökéshulláma kölcsönhatásából származó felfűtődés/szemcseképződés. (Gall és mtsai, 2011).

A II_n típusú szupernóvák esetében Fox és mtsai (2011) készítettek egy átfogó jellegű felmérést a Spitzer-űrtávcsővel. A tanulmányból kiderült, hogy ezeknél az objektumoknál főleg a robbanás előtt ledobódott anyagban várható porszemcsék keletkezése, illetve a régebben keletkezett szemcsék felfűtődése.

2. Műszerek és megfigyelési adatok

2.1. A Spitzer infravörös-űrtávcső műszerei

A Spitzer-űrtávcső 2003-ban került felbocsátásra és kezdte meg működését, eredetileg a 3 és 180 μm közötti tartományon. A NASA űreszköze három műszerével (Infrared Array Camera (IRAC), Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS), Infrared Spectrograph (IRS)) mind fotometriai, mind spektroszkópiai méréseket is végzett 2009-ig az eredeti terveknek megfelelően. Majd 2009 májusától úgynevezett *Warm Mission* üzemmódban folytatta tovább az adatok rögzítését a két legrövidebb hullámhosszú csatornán.

Munkám során én az IRAC detektor adatait használtam, amely 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-arzenid (Si:As) alapú érzékelőkkel működik. Mind a négy detektor 256×256 darab, egyenként $1,2'' \times 1,2''$ méretű pixelből áll.

2.2. A vizsgált szupernóvák

Munkám során a Spitzer-űrtávcső internetes adatbázisából (*Spitzer Heritage Archive*, *SHA*¹) publikusan letölthető és felhasználható képekből kinyert adatokkal dolgoztam. Kiértékelésre azok a II, II-P illetve IIn típusú szupernóvák kerültek, amelyekről a robbanást követő legfeljebb három évben összesen legalább két kép készült, ellenben publikáció nem született róluk, továbbá az általam használt képfeldolgozó módszer alkalmazhatósága érdekében galaxisuk központjától több mint 5 ívmásodpercre helyezkedjenek el. A fenti objektív kritériumokat teljesítő szupernóvák számát ezzel a szűréssel 10-re redukáltam (a fotometria ezzel ellentétben csak 7 esetben volt elvégezhető). Ezek mellett vizsgálataim tárgyát képezte az SN1993J jelű szupernóva, amelyről elsősorban a még publikálatlan, 2015-ben, illetve 2016-ban felvett adatokat dolgoztam fel. Mivel erről az objektumról számos megfigyelési adat áll rendelkezésünkre, így kiváló összehasonlítási alapként funkcionált a képfeldolgozás, illetve a porképződési folyamatok analízise során. A vizsgált szupernóvák fontosabb adatai a 1. táblázatban szerepelnek.

Az SN 2009H, SN 2009af, SN 2009at esetén nem történt további klasszifikáció.

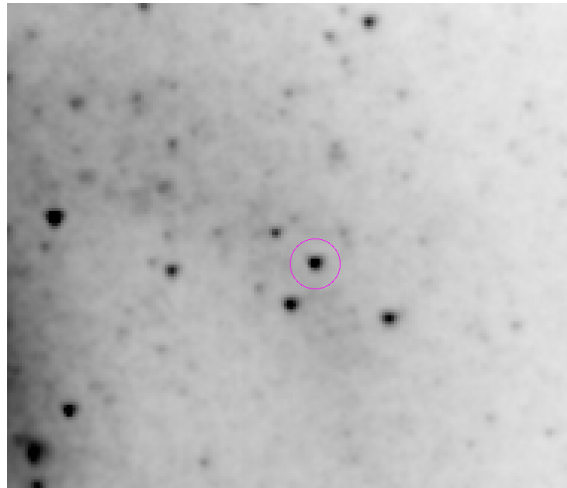
¹<http://sha.ipac.caltech.edu>

Név	Típus	Galaxis	Felfedezés időpontja	JD – 2 400 000	D (Mpc)	Hivat- kozások
SN 2009H	II	NGC 1084	2009.01.02.	54833	16.7±0,5	1
SN 2009af	II	UGC 1551	2009.02.16.	54878	35±6	2
SN 2009at	II	NGC 5301	2009.03.11.	53011	21±4	3
SN 2011A	II _n	NGC 4902	2011.01.02.	55563	36,7±5,8	4
SN 2011fh	II _n	NGC 4806	2011.08.24.	55797	36	5
SN 2012aw	II-P	NGC 3351	2012.03.16.	56002	8,45±1,1	6, 10
SN 2013ej	II-P	NGC 628	2013.07.25.	56498	9,48±0,4 0,6	7, 10
SN 1993J	II _b	NGC 3031	1993.03.28.	49074	3,6±0,4	8, 9

1. táblázat. A vizsgált szupernóvák legfontosabb adatai.

Hivatkozások: (1) Li, Cenko és Filippenko, 2009; (2) Cioi és mtsai, 2009; (3) Nakano és mtsai, 2009; (4) Stritzinger és mtsai, 2011; (5) Prieto és Seth, 2011; (6) Siviero és mtsai, 2012; (7) Kim és mtsai, 2013; (8) Tinyanont és mtsai, 2016, (9) Filippenko és mtsai, 1993, (10) Dhungana és mtsai, 2016.

Az adatok közvetlen forrásai a *The Open Supernova Catalog* (<https://sne.space>), illetve a *NASA/IPAC Extragalactic Database* (<http://ned.ipac.caltech.edu/>) nevű katalógusok.



1. ábra. Egy az SN 2012aw-ról 3,6 μ m-en készült Spitzer-felvétel.

3. Az adatok feldolgozása és kiértékelése

3.1. A Spitzer-adatok fotometriája

A Spitzer-adatbázisból közvetlenül letölthetők az automatikus korrekciókon és kalibrálásokon átesett, úgynevezett BCD (Basic Calibrated Data)-képek. Ezek azonban tudományos jellegű feldolgozásra még nem alkalmasak, ellentétben a PBCD (post-BCD)-mozaikkal, amelyek több BCD-kép felhasználásával készülnek. Ebből adódóan munkám során az SHA oldalán elérhető PBCD-képeket használtam.

A fenti feltételek mellett kiválasztott szupernóvák fluxusainak értékeit az IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) csillagászati adatok feldolgozására szolgáló szoftvercsomag *phot* nevű taszkjának segítségével, illetve általam írt awk-szkriptek felhasználásával

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

2. táblázat. Az apertúra-fotometria során használt konfigurációk, illetve a hozzájuk tartozó korrekciós faktorok a Spitzer IRAC-kamerájának 4 csatornájára.

kaptam. A képeken *apertúra-fotometriá-t* végeztem, amely során az objektum fluxusát az azt körülvevő apertúra fluxusának és egy koncentrikus gyűrűn belüli átlagos fluxus (háttér) különbségként definiáljuk.

A Spitzer műszerei az egységnyi térszögbe eső *monokromatikus fluxus-t* (azaz ún. felületi fényességet) képesek detektálni, amelynek MJy/sr a mértékegysége ($1 \text{ Jy} = 10^{26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). A továbbiakban a monokromatikus fluxusokra, azaz az egységnyi felületre, egységnyi idő alatt, egységnyi frekvenciatartományban beeső elektromágneses sugárzás értékeire lesz szükség.

$$F_\nu = \frac{E}{A \cdot t \cdot \Delta\nu} \quad (1)$$

Ezek meghatározásához a közvetlenül megkapott felületi fényességértékeket kell először az egy pixelre eső térszöggel, majd a hullámhosszra illetve az apertúrára jellemző apertúra-korrekciós faktoralal beszorozni (lásd (2)). Mivel a fotometriát külső szoftverrel (IRAF) végeztem, szükséges korrigálni az apertúraméreteket, hiszen a Spitzer egy előre rögzített, az IRAC kamera esetén 12 ívmásodperces apertúrasugárra van kalibrálva.

A monokromatikus fluxusokat a számolás után μJy egységekben kapjuk.

$$F_\nu = f \cdot Ap_{corr} \cdot 8,46 \quad (2)$$

Az analízis későbbi fázisaiban a fluxusok hullámhossz-térben számolt értékeivel dolgoztam, amelyeket a következő összefüggések segítségével határoztam meg:

$$c = \nu \cdot \lambda \quad (3)$$

ahol $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ a fénysebesség, illetve

$$\lambda \cdot F_\lambda = \nu \cdot F_\nu \quad (4)$$

amelyekből a végső formula:

$$F_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} \cdot F_\nu. \quad (5)$$

F_λ -t CGS-mértékegységbe ($\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$) számoltam át (ahol $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$). A kiválasztott 10 objektum közül 7 esetén volt sikeresen elvégezhető az apertúra-

fotometria. Az SN 2003ao nem került rá a Spitzer-felvételekre, bár szülőgalaxisának egy részlete szerepel a képeken. Ellentétben az SN 2003B, illetve az SN 2013ee jelű szupernóvával, amelyek azonosítása az első esetben az objektum halványasága, a másodikban pedig a háttér magas fényessége miatt csak más technika használatával lenne lehetséges. Mivel munkám során kizárólag apertúra-fotometriát alkalmaztam, így részletes analízisre csak 7 esetben került sor.

Az SN 2013ej, SN 2009H illetve az SN 1993J esetében 3,6 ívmásodperces, a többi objektumnál 2,4 ívmásodperces apertúrasugarat használtam. A levonandó fluxust adó gyűrűk belső sugara mindkét konfigurációnál az apertúra sugarával egyezett meg, míg a külső sugarak 7,2 illetve 8,4 ívmásodperceseknek adódtak. A kimért fluxusértékek az IRAF által számolt hibákkal együtt a 11. táblázatban láthatók.

Objektum	Epocha (nap)	$F_{\nu 3,6}$ (μJy)	$F_{\nu 4,5}$ (μJy)
SN 2009H	243	$1311,7 \pm 10,39$	$1928,7 \pm 9,6$
	282	$1044,0 \pm 10,00$	$1671,6 \pm 8,8$
SN 2009af	198	$115,9 \pm 1,85$	$242,3 \pm 2,5$
	229	$73,0 \pm 1,39$	$171,5 \pm 2,1$
SN 2009at	473	$160,8 \pm 3,36$	$171,8 \pm 2,8$
	504	$150,1 \pm 3,43$	$165,2 \pm 2,8$
SN 2011A	86	$53,7 \pm 1,19$	$45,1 \pm 1,1$
	979	$5,2 \pm 0,42$	$8,4 \pm 0,5$
SN 2011fh	585	$120,2 \pm 1,83$	$154,8 \pm 2,0$
	954	$94,0 \pm 1,63$	$105,3 \pm 1,7$
SN 2012aw	358	$110,6 \pm 1,69$	$462,3 \pm 3,5$
	487	$32,2 \pm 0,91$	$151,6 \pm 2,0$
SN 2013ej	236	$769,0 \pm 4,46$	$1438,0 \pm 6,09$
	260	$592,5 \pm 3,93$	$1138,1 \pm 5,45$
	439	$49,4 \pm 1,17$	$129,3 \pm 1,83$
	467-472	$35,7 \pm 1,00$	$88,75 \pm 1,52$

3. táblázat. A szupernóvák első ($F_{\nu 3,6}$) és második ($F_{\nu 4,5}$) csatornán mért fluxusértékei. A felfedezés napjától számított epochák.

3.2. A spektrális energiaeloszlások meghatározása

A táguló szupernóva-maradványok sugárzásának fluxusát a hullámhossz vagy a frekvencia függvényében ábrázolva kapható a spektrális energiaeloszlásuk (spectral energy distribution, SED). A keletkezett por fizikai jellemzőinek illetve tömegének becslésére analitikus

modellekből számolt görbékét illesztettem a SED-adatpárokra. Az analízis során kapott fluxusértékekből általam írt segédskripteket felhasználva adódtak a SED-ek.

A modellillesztésekhez ezeket a fluxusokat korrigálni kell az intersztelláris vörösödé-
re (fény terjedése során a csillagközi anyagban való elnyelődés, ill. azon való szóródás,
összefoglaló néven *extinkció*). 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:

$$m_\lambda - M_\lambda = -5 + 5 \log d - 5 + A_\lambda, \quad (6)$$

$$A_\lambda = E(B - V)(R_V + k), \quad (7)$$

ahol A_λ az adott hullámhosszon tapasztalható extinkció magnitúdóban vett értéke, k egy
hullámhossztól függő konstans és R_V egy empirikus konstans, értéke az égbolt különböző
irányaiban nézve 1 és 6 között változhat, legelterjedtebben használt átlagos értéke $R_V =$
3,1 .

Ez a korrekció a közel-infravörös tartományban általában elhanyagolható, de azon
objektumok esetén viszont, ahol készültek a közép-infravörös mérésekkel közel azonos
időpontban a spektrum optikai tartományán is mérések, az adatok analíziséhez már elen-
gedhetetlen volt azok korrekciója az intersztelláris vörösödéésre.

3.3. Analitikus pormodellek illesztése

A Spitzer felvételeiből számolt SED-ek pontjaira először egyszerű feketetest-eloszlást,
majd a Meikle és mtsai (2007) által leírt, homogén, konstans sűrűségű poreloszlást felté-
telező analitikus modelleket illesztettem. A táguló maradvány luminozitása gömb alakú
porkeletkezési területet feltételezve a következő összefüggéssel kapható meg:

$$L_\lambda = 2\pi^2 R^2 B_\lambda(T) [\tau_\lambda^{-2}(2\tau_\lambda^2 - 1 + (2\tau_\lambda + 1) \exp(-2\tau_\lambda))], \quad (8)$$

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

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1}, \quad (9)$$

ahol h a Planck-állandó, k_B a Boltzmann-állandó. Abban az esetben, ha a közeget optika-
ilag vastagnak tételezzük fel, a fenti formula a hagyományos feketetest-sugárzás törvényét

adja:

$$L_\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda(T) \quad (10)$$

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 számsűrűsége jellemző skálafaktor. Megmutatható, hogy ebben az esetben az optikai mélység az alábbi módon számolható ki:

$$\tau_\lambda = \frac{4}{3} \pi k \rho \kappa_\lambda R \frac{1}{4-m} [a_{max}^{4-m} - a_{min}^{4-m}], \quad (11)$$

ahol ρ a szemcsék anyagsűrűsége, κ_λ pedig az adott poranyag egységnyi tömegére jellemző abszorpció együttható. Az eredeti MRN-cikkben leírtak alapján a hatványkitevő értékét $m = 3,5$ -nek, a minimális és maximális szemcseméretet $a_{min} = 0,005 \mu\text{m}$ -nek, ill. $a_{max} = 0,05 \mu\text{m}$ -nek vettem (Szalai, 2013 alapján). Mivel a SED-ek esetében a hullámhossz függvényében F_λ van ábrázolva, ezért a (8) egyenletben szereplő luminozitást át kellett alakítani fluxussá (az egyes objektumok d távolságának ismeretében):

$$F_\lambda = \frac{L_\lambda}{4\pi d^2} \quad (12)$$

A modellillesztés során a feketetest-sugárzás mellett, tisztán amorf szénből álló modellt alkalmaztam, amely porösszetételre ρ szemcsesűrűség értékét $1,85 \text{ g cm}^{-3}$ -nek választottam (Rouleau és Martin, 1991) és az ehhez az összetételhez tartozó κ_λ értéket témavezetőm számításai alapján a következő összefüggéssel definiáltam (Szalai, 2013):

$$\kappa_\lambda = 0,1 \cdot (\lambda \cdot 10^{-6})^{-0,91} \quad (13)$$

Az analitikus modellezés során három paraméterrel dolgoztam, a porképződési térrész sugarával (R), a por hőmérsékletével (T) és a porszemcsék számsűrűségére jellemző skálafaktoral (k). Az illesztést egy általam C nyelven írt programmal valósítottam meg. Ennek alapját egy, a legkisebb négyzetek módszerét felhasználó, globális minimumkereső algoritmus képezi. Az így kapott paramétereket felhasználva *gnuplot* szkript segítségével illesztettem a modellgörbét a SED-ekre. A minimális gömbsugarak meghatározásához egyszerű feketetest-modelleket alkalmaztam, amelyek esetén az illesztés csupán két paraméterre (R, T) történt.

A modellillesztés során lehetőség szerint minden jelentős hibaforrást igyekeztem megvizsgálni. A szupernóvák fotometriája során az IRAF által adott hibaértékek minden esetben néhány százalék alatt maradtak. Mivel a PBCD-képeken kimérhető fluxusok jóval kisebb eltéréseket mutattak, mint a Spitzer/IRAC-képek fotometriai pontosságának tekintett 10 százalékos hibahatár, ezért a továbbiakban csupán az IRAC-képekre általánosan elfogadott értéket vettem figyelembe. A fluxusok hibája mellett az objektumok

D (Mpc)	T_{BB} (K)	T_{AmC} (K)	R_{BB} (10^{15} cm)	R_{AmC} (10^{15} cm)
17	1130	920	2,4	5,5
21	1130	920	2,9	6,8
25	1130	920	3,5	7,8

4. táblázat. Az SN 2009at-ra illesztett feketetest- és pormodellek paramétereit különböző távolságok esetén, a felfedezést követő 473. napon.

D (Mpc)	T_{BB} (K)	T_{AmC} (K)	R_{BB} (10^{15} cm)	R_{AmC} (10^{15} cm)
17	1090	880	2,4	6,3
21	1090	880	3,0	7,9
25	1090	880	3,6	9,9

5. táblázat. Az SN 2009at-ra illesztett feketetest- és pormodellek paramétereit különböző távolságok esetén, a felfedezést követő 504. napon.

távolságának hibájából adódó bizonytalanságokat is vizsgáltam. Az SN2009at esetében adódott a legnagyobb (közel 20 százalék) a szupernóva távolságának (21 ± 4 Mpc) a relatív hibája, ezért erre az esetre a minimális, illetve a maximális távolságokat is megadva, az átlagos távolsághoz tartozó hőmérséklet mellett illesztettem feketetest- és pormodelleket. Az SN 2009at esetében végzett teszt azt mutatja, hogy - rögzített hőmérsékletek esetén - a porképződés helyének vett tartomány sugarában 20-30 százalékos hiba mutatkozik (4. és 5. táblázat), ami hasonló a távolságértékben meglévő bizonytalanság nagyságához. A fennmaradó objektumok esetén a távolságok relatív hibái kisebbek, ebből adódóan a fellépő bizonytalanságok értékei is kisebbek.

A numerikus hibák analízisét követően az általam használt módszer korlátaiból adódó bizonytalanságokat vizsgáltam. Mivel az illesztések két pontra történtek, így már ebből kifolyólag is vitathatóvá válik a pontosságuk. A pontatlanságot ugyancsak növeli, hogy az általam vizsgált szupernóvák szinte mindegyikénél mindkét mérési pont az illesztett Planck-görbe azonos ágára esik, ezért a paraméterek korrelálnak, azaz a porkeletkezés helyét jelző gömb sugara és a porhőmérséklet nem kezelhető egymástól függetlenül. Ez a fellépő kapcsolat a fenti objektumok közül kettőnél is megfigyelhetővé vált, ugyanis az illesztés határait fizikailag értelmes korlátok közé szorítva nagyban eltérő értékeket kaptam az egyes paraméterekre, mint a viszonylag tág határok között lefuttatott esetekben. Az SN 2009at és az SN 2011fh SED-jeire való modellillesztések során a minimumkereső programot hagyva szabadon futni, igen magas porhőmérsékletek adódtak, amelyek fizikailag értelmezhetetlenek a tágulás ezen szakaszaiban (évekkel a robbanás után). A hőmérsékletet 500K, illetve 600K értékekre maximalizálva, az illesztés ezeket adta vissza, az előzőekhez képest jelentősen nagyobb sugarakkal. A különböző határok közti illesztések eredményeit az 6. és 7. táblázatokban foglaltam össze.

Epocha (nap)	T_{600} (K)	T_{500} (K)	T_{szabad} (K)	R_{600} (10^{16} cm)	R_{500} (10^{16} cm)	R_{szabad} (10^{16} cm)
473	600	500	920	2,98	1,96	0,68
504	600	500	880	2,92	1,92	0,79

6. táblázat. Az SN 2009at-ra illesztett pormodellek paramétereit különböző maximális hőmérsékletek esetén.

Epocha (nap)	T_{600} (K)	T_{500} (K)	T_{szabad} (K)	R_{600} (10^{16} cm)	R_{500} (10^{16} cm)	R_{szabad} (10^{16} cm)
473	600	500	790	14,14	16,66	1,58
504	600	500	940	12,76	18,76	0,89

7. táblázat. Az SN 2011fh-ra illesztett pormodellek paramétereit különböző maximális hőmérsékletek esetén.

A vizsgált szupernóvák közül három esetén (SN 2011A, SN 2012aw és SN 2013ej) készültek a Spitzer-adatokkal közel megegyező időpontban a spektrum optikai tartományán is mérések. Ezeknél már nem hanyagolható el az interstelláris vörösödés korrekciója. A vörösödés, azaz az $E(B - V)$ érték az SN 2011A-nál 0,200-nak (de Jaeger és mtsai, 2015), az SN 2012aw-nél 0,086-nak (Dall’Ora és mtsai, 2014), míg az SN 2013ej-nél 0,060-nak (Bose és mtsai, 2015) adódott. A korrekciót egy, a témavezetőmtől kapott C-program segítségével végeztem el, majd az így kapott (vörösödésmentes) optikai és közép-infravörös fluxusokra együttesen illesztettem kétkomponensű feketetest-sugárzást leíró modelleket.

Az SN 2011A esetén a 86. naphoz igen közel készültek g’r’i’z szűrős optikai mérések (82,4 és 83,3 nappal a robbanás után: ???. táblázat). Ebből adódóan a mért látszólagos fényességértékek számtani közepével közelítettem a 86. napon mérhető fényességet. Az SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*²) magnitúdókat a hivatalos honlapon elérhető leírás alapján számoltam át monokromatikus fluxusokká. Ehhez először a mért magnitúdóértékekből a magnitúdó definícióját felhasználva kifejeztem a $\frac{f}{f_0}$ arányt:

$$m = -2,5 \cdot \log \frac{f}{f_0}, \quad (14)$$

ahol m az objektum látszólagos fényessége. Majd a fluxusok az alábbi módon adódtak:

$$S = 3632 \cdot \frac{f}{f_0} \quad (15)$$

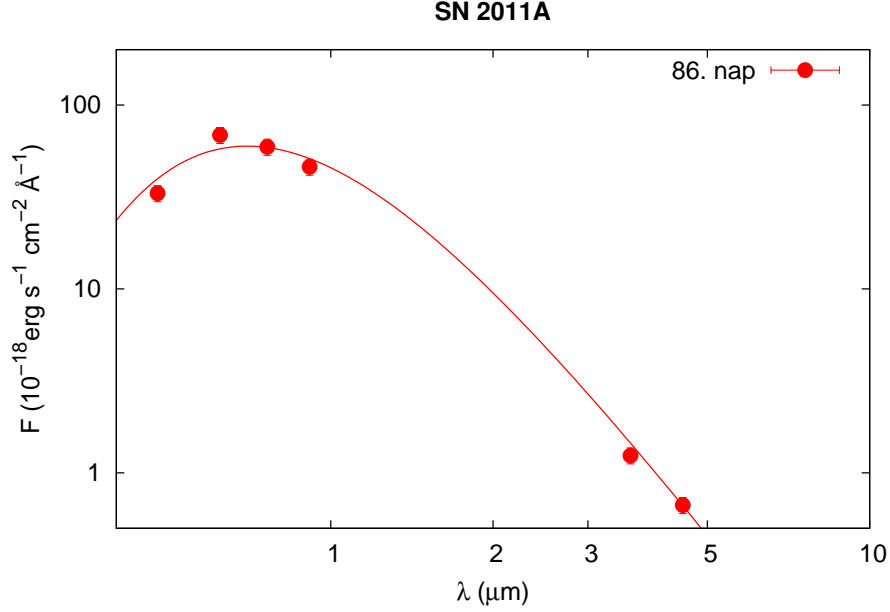
ahol S jelöli a monokromatikus fluxust (F_ν) Jy-ben.

A hideg és a forró komponens egyszerre illesztve nem volt konvergens az illesztés, így elsőként az optikai adatokra végeztem el, majd ennek ismeretében kerestem a közép-infravörös adatokra illeszkedő komponenset. Az SN 2011A-nál azt tapasztaltam, hogy a forró komponens rásimul a Spitzer-adatokra (2. ábra), tehát a 86. napon viszonylag jól

²<http://classic.sdss.org/>

Objektum	Epocha (nap)	g' (mag)	r' (mag)	i' (mag)	z' (mag)
SN 2011A	82,4	...	19,15±0,02	18,69±0,02	18,63±0,04
	83,3	20,40±0,05	18,91±0,04	18,80±0,03	...

8. táblázat. Az SN 2011A optikai tartományon mért magnitúdói. A felfedezés napjától számított epochák.



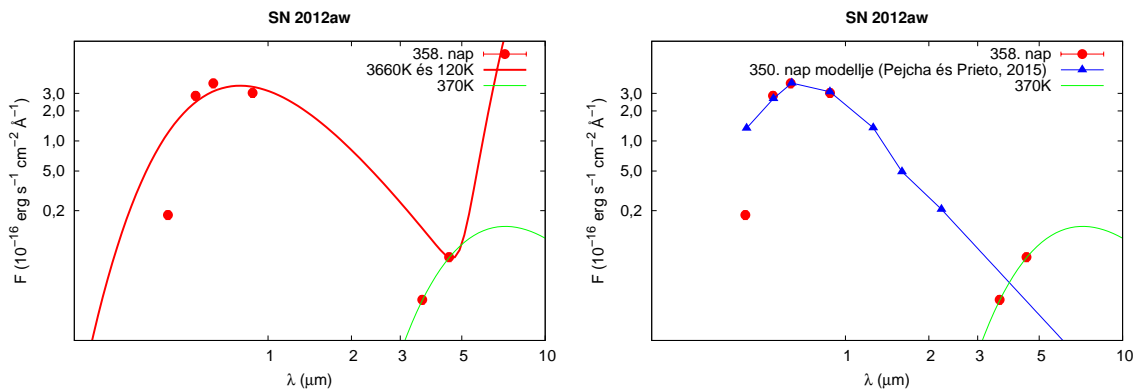
2. ábra. Az SN 2011A 86. naphoz tartozó, optikai fotometriai adatokkal kiegészített SED-jére illesztett forró modellkomponens.

leírható egykomponensű modellel, amely a robbanást követő korai időszakban várható is volt.

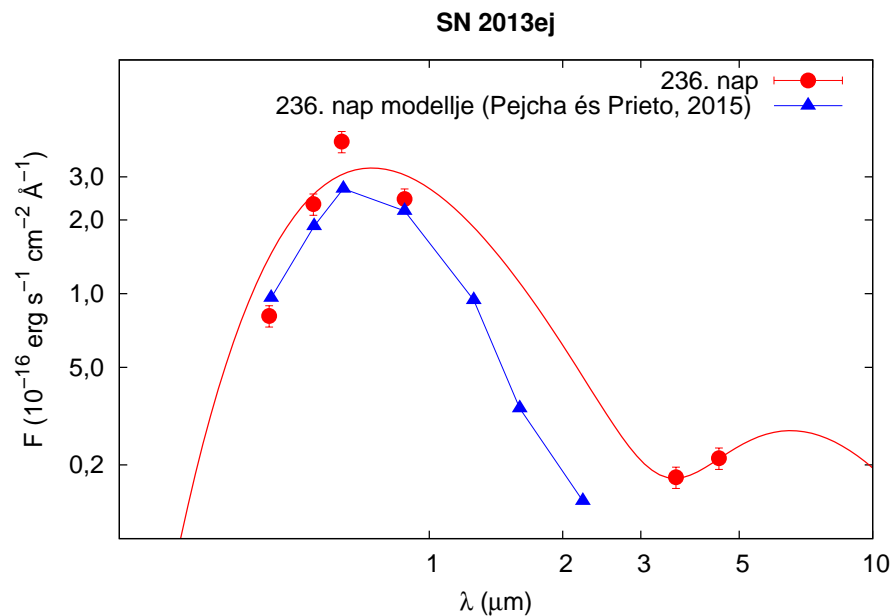
Az SN 2011A mellett további két szupernóva esetén álltak az optikai tartományban is adatok a rendelkezésemre. Az SN 2012aw-ról (Dall’Ora és mtsai, 2014) és az SN 2013ej-ről (Bose és mtsai, 2015) BVRI szűrős mérések készültek az infravörös tartománybeli mérések időpontjához viszonylag közeli időpontokban (az SN 2012aw-nél 286 és 333, az SN 2013ej-nél 193 és 208 nappal a robbanás után: 9. táblázat). Így lineáris extrapolációval meghatároztam a kérdéses napokon a szupernóvák látszólagos fényességét, majd ezekből a monokromatikus fluxusokat (Bessel és mtsai, 1998):

$$mag_{\lambda} = -2,5 \cdot \log f_{\lambda} - 21,100 - zp(f_{\lambda}) \quad (16)$$

ahol $zp(f_{\lambda})$ az egyes szűrőkre jellemző konstansok, a 10. táblázatban található zéróponyi magnitúdók.



3. ábra. Balra: az SN 2012aw 358. napjához tartozó, optikai fotometriai adatokkal kiegészített SED-jére legjobban feketetest-sugárzást leíró kétkomponensű modell pirossal, amely már nem illeszti le megfelelően a tágulás ezen szakaszát, illetve zölddel a közel-infravörös pontokra illesztett egykomponensű amorf szenes modell. Jobbra: kékkel az optikai tartományban illesztett hígított feketetest-sugárzást leíró modell a Rayleigh-Jeans törvény szerinti lecsengéssel és zölddel ugyancsak a közel-infravörös pontokra illesztett amorf szenes modell, amely már jobban leillzti az optikai tartományban lévő pontokat.



4. ábra. Az SN 2013ej 236. napjához tartozó, optikai fotometriai adatokkal kiegészített SED-jére illesztett forró modellkomponens, illetve a hígított feketetest-sugárzást leíró modell.

Objektum	Epocha (nap)	B (mag)	V (mag)	R (mag)	I (mag)
SN 2012aw	286,2	18,55±0,02	17,37±0,02	16,36±0,04	15,90±0,03
	333,1	18,98±0,03	17,80±0,02	16,85±0,01	16,32±0,02
SN 2013ej	193,8	18,81±0,04	17,62±0,03	16,55±0,02	16,32±0,02
	208,8	19,22±0,08	17,81±0,02	16,68±0,01	16,47±0,02

9. táblázat. Az SN 2012aw és az SN 2013ej optikai tartományon mért magnitúdói. A felfedezés napjától számított epochák.

	B	V	R	I
$zp(f_\lambda)$	-0,602	0,000	0,555	1,271

10. táblázat. Az *UBVRI* szűrőrendszerre jellemző zéróponti magnitúdók.

Ezek alapján az SN 2012aw esetében a 358. naphoz, míg az SN 2013ej-nél a robbanást követő 236. naphoz tartozó, optikai fotometriai adatokkal kiegészített SED-ekett készítettem el. A mérési pontokra mindkét esetben kétkomponensű feketetest-eloszlást leíró modellek illesztése bizonyult a legmegfelelőbbnek (4. és 3. ábra). Ennek egyik lehetséges oka, hogy a táguló maradvány belső részében lévő forró ($T \sim 5-10\,000$ K) gáz termális sugárzásának hatása a por sugárzásával összemérhető mértékben megjelenik (Wooden és mtsai, 1993). Mivel készültek a Spitzer-adatok rögzítésével közel egyidőben optikai mérések, így lehetőség nyílt a forró komponens pontosabb meghatározására. A kétkomponensű illesztés során elsőként a forró komponensre illesztettem egyszerű feketetest-sugárzást leíró modellt, majd a kapott paramétereket, mint konstans értékeket használtam fel a továbbiakban. Ezt a módszert az indokolja, hogy a négy pontra való illesztés egyik esetben sem volt konvergens.

Ugyanakkor megjegyzendő, hogy az optikai tartományba eső, késői adatok pontos illesztéséhez ún. "hígított" (diluted) feketetest-modellekre lenne szükség (mivel a táguló maradványok ekkor már optikailag vékonyak), de ezek pontos analitikus meghatározása túlmutat a dolgozatom keretein. Munkám során azonban lehetőségem nyílt a Pejcha és Prieto (2015) cikkben leírt hígított modell illesztésére (Ondrej Pejcha által kiszámolt fluxusok alapján) az SN 2012aw és az SN 2013ej esetében. Ezek az illesztések már jobban lekövetik a spektrumnak ezen tartományát, és még inkább alátámasztja az infravörös többletsugárzás meglétét (az SN 2013ej-nél egyértelműen: 4. ábra). A globális modell az SN 2013ej-nél további három IR-szűrőre kiszámolva mutatja, hogy a spektrum ezen tartományán lecseng, és tulajdonképpen a Rayleigh-Jeans-törvény szerint folytatódik. Az SN 2012aw esetén is megfigyelhető, hogy a hígított modell jól illeszkedik az optikai tartománybeli pontokra. Viszont ennél az objektumnál a közel-infravörös pontok leillesztéséhez a Rayleigh-Jeans törvény szerint lecsengő rész, illetve az ebben a tartományban készült két mérési pontra illesztett amorf szén modell összegét használtam, amely a futtatá-

sok során nem bizonyult konvergensenek. Ennek ellére mégis elmondható, hogy a hígított modell alkalmazásával illeszthető le reálisan a táguló maradvány a robbanást követő ezen időszakban. (Továbbá megjegyzendő, hogy a B-szűrős mérési pont nagy valószínűséggel mérési hiba miatt csúszott el.)

Az objektumok ábrázolásánál felhasznált SED-adatpárjaiból (Lucy és mtsai, 1989); Meikle és mtsai, 2007) a por össztömegét (M_d) a következő összefüggéssel becsültem meg:

$$M_d = \frac{4\pi R^2 \tau_\lambda}{3\kappa_\lambda} \quad (17)$$

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

3.4. Numerikus modellek tesztelése

Munkám során az analitikus modellek illesztése mellett numerikus modellszámításokat is végeztem a MOCASSIN (MOnTe CARlo SimulationS of Ionized Nebulae) segítségével. Maga a kód alapvetően ionizált gázból álló asztrofizikai közegek modellezésére lett kifejlesztve (Ercolano és mtsai, 2003), majd további fejlesztések során vált alkalmazhatóvá a port tartalmazó vagy teljes egészében porból álló területek leírására (Ercolano és mtsai, 2005, 2007). Így a kollapszár szupernóvák környezetében lejátszódó porképződési folyamatokat leíró paraméterek meghatározásához is tökéletes ez a numerikus modellezési módszer.

Az adott központi forrásból induló fotonok terjedését egy meghatározott sűrűségprofilú és anyagi összetételű, gömbszimmetrikus zónában modellezi a kód, azaz sugárkövető (ray-tracking) technikával dolgozik. Ennek során a Descartes-féle koordináta-rendszerben vizsgált terület minden rácspontján figyelembe veszi a lehetséges fény-anyag kölcsönhatásokat egészen addig, amíg a foton el nem éri a zóna szélét. Az anyagi közegben haladó sugárzás intenzitásváltozása a

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_a + \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_e + \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_s \quad (18)$$

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

A lehetséges fény-anyag kölcsönhatások közül az abszorpciót a következő formulával írja le a kód:

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_a = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda \quad (19)$$

(ahol κ_λ a tömegegységre vonatkozó abszorpciós együttható, ρ a közeg sűrűsége). Hasonlóan adja meg az emissziót leíró formulát is:

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_e = -j_\lambda \rho I_\lambda \quad (20)$$

ahol j_λ a tömegegységre vonatkozó emissziós együttható (ez az összefüggés csak a spontán emisszióra vonatkozik; mivel az asztrofizikai közegekben jóval kevésbé jelentős, a bejövő intenzitástól függő indukált emissziót az abszorpciós folyamattal együtt szokás kezelni). A szóródás hatását pedig a

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_s = -\chi_\lambda \rho I_\lambda + \chi_\lambda \rho J_\lambda \quad (21)$$

egyenlet írja le, (χ_λ a tömegegységre vonatkozó szóródási együttható). A jobb oldalon szereplő kifejezés első fele a látóirányból kiszóródott fotonok, a másik fele pedig a látóirányba beszoródott fotonok hatását jelzi. Utóbbi rész kiszámításához a minden irányba kiszóródott fotonok számát átlagolva közelítjük a látóirányba beszoródott fotonok számát; az ehhez definiált

$$J_\lambda = \int_{\Omega} \frac{I_\lambda}{4\pi} d\Omega \quad (22)$$

mennyiség az ún. közepes intenzitás.

A fent említett kölcsönhatások együttes hatását pedig az ún. *sugárzási (radiatív) transzferegyenlettel* szokás általánosan megadni:

$$\frac{1}{\rho(\kappa_\lambda + \chi_\lambda)} \frac{dI_\lambda}{ds} = -I_\lambda + S_\lambda, \quad (23)$$

ahol

$$S_\lambda = \frac{\chi_\lambda J_\lambda + j_\lambda}{\kappa_\lambda + \chi_\lambda} \quad (24)$$

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

Munkám során a MOCASSIN 2.02.72-es verzióját használtam, amelynek segítségével a robbanás utáni porképződést egy gömbszimmetrikus, tisztán port tartalmazó közeggel, illetve a közepén lévő pontszerű szupernóva-robbanást szemléltető gerjesztő forrással adtam meg (hasonlóan az Ercolano és mtsai, 2007 cikkében leírtakhoz). A numerikus modellezés során a központi forrás luminozitása (L_*) és hőmérséklete (T_*), a gömbhéj alakú porképződési zóna R_{in} belső és R_{out} külső sugara, valamint a porszemcsék számsűrűség-profilja szerepel változtatható paraméterként. Továbbá megadható a porszemcsék anyagi összetétele, méreteloszlása, illetve a térbeli eloszlásuk leírásához használt számsűrűség-profil. A SED-ek illesztése során maga a forráskód változtatása nem szükséges, elegendő a fenti

paramétereket magadó bemeneti fájlt változtatni. A MOCASSIN futtatása után kapott kimeneti fájl az illesztett elméleti SED-eket, illetve a számolt portömegeket tartalmazza.

Az analitikus modellekkel ellentétben a legjobb illeszkedés megtalálása a numerikus modellek esetén nem szkriptvezérelt módon, hanem manuálisan történt. Ezt elsősorban az automatizálás bonyolultsága, illetve a futtatások túlzott időigényessége indokolta.

4. Az eredmények értelmezése

4.1. A porképződés lehetősége a vizsgált II-P, II_n és II-es típusú szupernóvák esetén

A porképződési folyamatok vizsgálatának elengedhetetlen lépése a SED-ek analízise. Ennek egyik fő szegmense az időfejlődésük vizsgálata, hiszen, ha a robbanást követő néhány száz napon belül egyértelműen nem tapasztalható változás, akkor valószínűsíthető, hogy a közép-infravörös tartományban észlelt sugárzás nem lokális, közvetlenül nem kapcsolódik a szupernóva-robbanáshoz. Ezt azért is fontos külön hangsúlyozni, mivel a fotometriai feldolgozás során használt apertúra a szupernóva-maradványok tényleges méreténél nagyságrendekkel nagyobb.

Ezentúl, gömbszimmetrikus feketetest-sugárzó objektum közelítésben az egyes epochákhoz tartozó sugarakból (a robbanás óta eltelt idők ismeretében) kiszámolható a porképződési tartományra vonatkozó minimális tágulási sebesség (v_{BB}). Ebben az esetben optikailag vastag közeget feltételezünk, tehát a porképződés helyszínéül szolgáló, gömbszimmetrikusnak feltett tartománynak a minimális sugarát jelöli R_{BB} . 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 jóval nagyobbak, mint az említett tágulási sebességgel elérhető méretek, akkor a közép-infravörös sugárzás legfeljebb csak részben származhat a robbanást követően a táguló maradványban keletkező porszemcséktől.

A szupernóvák egyes SED-jeire számolt minimális zónasugarak és az ezekhez tartozó sebességértékek a 11. táblázatban szerepelnek. A számolt sebességértékek igazolják, hogy azoknál az objektumoknál, amelyeknél a SED-ek analíziséből adódóan sem várnánk porképződést, a tágulás sebessége sokszorosán meghaladja az előzőekben említett 2-3000 km/s-os értéket.

A modellillesztés eredményeit a továbbiakban a porképződés lehetősége szerint mutatom be. A vizsgált objektumok kiválasztásakor fontos kritérium volt, hogy a szupernóváról minimum két különböző időpontban készüljön mérés, így minimum két SED áll majd rendelkezésre az összehasonlításhoz. Végül a vizsgált hét objektumról, egy kivételével,

csupán kettő kép volt letölthető az SHA oldaláról. Az SN 2013ej esetén öt mérés készült a robbanást követő 3 évben, amelyek közül kettő nem szolgáltatott különböző SED-eket. Ez azzal indokolható, hogy a mérések időben túlságosan közel, öt napon belül készültek, ezért ebben az esetben egy SED-et rendeltem a két naphoz.

A SED-ek összehasonlítása alapján, figyelembe véve a modellezések során kapott paraméterek értékeit (12. táblázat), következtetéseket tudtam levonni az általam vizsgált objektumok körüli porképződés lehetőségével kapcsolatban. Csupán egyetlen esetben, az SN 2009at-nél nem látható jelentős időfejlődés (11. ábra), de itt szintén elég közel van egymáshoz a két időpont, ezért nem lehet eldönteni, hogy valóban nem látunk semmilyen lokális változást, vagy csak a kis időkülönbség miatt nem kimutatható ezzel a módszerrel. Ugyanakkor a többi szupernóvánál megfigyelhető változás a SED-ekben, azaz a közép-infravörös sugárzás egy része minden bizonnyal a szupernóvához köthető folyamatokból származik. A maradványban való porképződés direkt jelei (jellemzően egy, 3-500 nappal a robbanást követően történő felfényesedés) egy esetben sem mutathatók ki egyértelműen. Elképzelhető ugyanakkor, hogy ezt több esetben a kritikus időszakra vonatkozó adatok hiánya akadályozza. További nehezítő körülmény volt, hogy mivel az általam vizsgált objektumokról már Warm Mission üzemmódban rögzített adatokat a Spitzer-űrtávcső, így csak két csatornás mérések álltak rendelkezésemre.

A fenti megfontolások alapján a dolgozatom tárgyát képző IIP, II-n és II-es típusú objektumok három jól elkülöníthető csoportba voltak oszthatók. Az SN 2011A, az SN 2011fh és az SN 2013ej esetében a SED-ek időfejlődése mellett a modellillesztésekből kapott paraméterek és az elméleti értékek összehangja tapasztalható, tehát esély van a tisztán lokális porképződésre. Az SN 2009af, az SN 2009H és az SN 2012aw-nél ellenben a kapott zónasugarak túl nagyok ahhoz, hogy teljes egészében frissen keletkezett por töltse ki, így ezeknél a szupernóváknál csak részleges porképződés feltételezhető. Az SN 2009at-nél pedig a SED-ek vizsgálatából nem lehet egyértelműen a porképződés lehetőségére következtetni.

4.1.1. Esély a teljes lokális porképződésre

2011A Az SN 2011A-nál vitathatatlanul megfigyelhető a változás a SED-ek között (5. ábra) és a porkeletkezés helyét jelző gömbök minimális sugaraiból számolt sebességek is az elméleti értékeknek megfelelő nagyságúak. Ezek mellett a portömeg két nagyságrenddel kisebb, mint ami friss porképződéskor várható, illetve ennek a mennyiségnek a nagy része (ahogy egy II-n típusú szupernóva esetén várható is) valószínűleg a robbanás előtt ledobódott rétegekben keletkezett, később felfűtődött (Fox és mtsai, 2011). Ebben az esetben tehát nem zárhatjuk ki a teljes egészében lokális porképződés folyamatának lehetőségét.

Az SN 2011A-nál lehetőségem volt a robbanást követő korai időszakban, az optikai tartományban készült képek analízisére is. A kétkomponensű feketetest modellek illesztésekor azt tapasztaltam, hogy a forró komponens sokkal dominánsabb, így a mért pontok jó közelítéssel egyetlen (a forró komponens paramétereivel jellemzett) feketetest-sugárzást

Objektum	Epocha (nap)	R_{BB} (10^{16} cm)	v_{BB} (km/s)
SN 2009af	198	2,38	13912
	229	2,47	12484
SN 2009at	473	0,29	710
	504	0,30	689
SN 2009H	243	1,58	7525
	282	1,77	7265
SN 2011A	86	0,19	2557
	979	0,42	497
SN 2011fh	585	0,19	376
	954	0,11	133
SN 2012aw	358	3,23	10442
	487	2,34	5561
SN 2013ej	236	1,25	6130
	260	1,58	712
	439	0,74	1951
	467-472	0,54	1331

11. táblázat. *A szupernóvák SED-jeire illesztett feketetest-modellekből meghatározott minimális sugarak illetve a hozzájuk tartozó sebességértékek. A felfedezés napjától számított epochák.*

Objektum	Epocha (nap)	T_{AmC} (K)	R_{AmC} (10^{15} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)	v_{BB} (km/s)
SN 2009af	198	540	32,3	10,6	13912
	229	510	30,0	14,5	12484
SN 2009at	473	920	6,8	0,14	710
	504	880	7,9	0,16	689
SN 2009H	243	720	2,00	4,80	7525
	282	680	2,02	6,90	7265
SN 2011A	86	1280	4,5	0,04	257
	979	610	7,5	0,11	497
SN 2011fh	585	730	26,0	0,83	376
	954	850	13,2	0,32	133
SN 2012aw	358	370	40,3	20,7	10442
	487	350	29,8	10,9	5561
SN 2013ej	236	560	24,0	2,62	6130
	260	560	19,0	2,38	7033
	439	450	16,2	0,87	1951
	467-472	460	13,7	4,87	1331

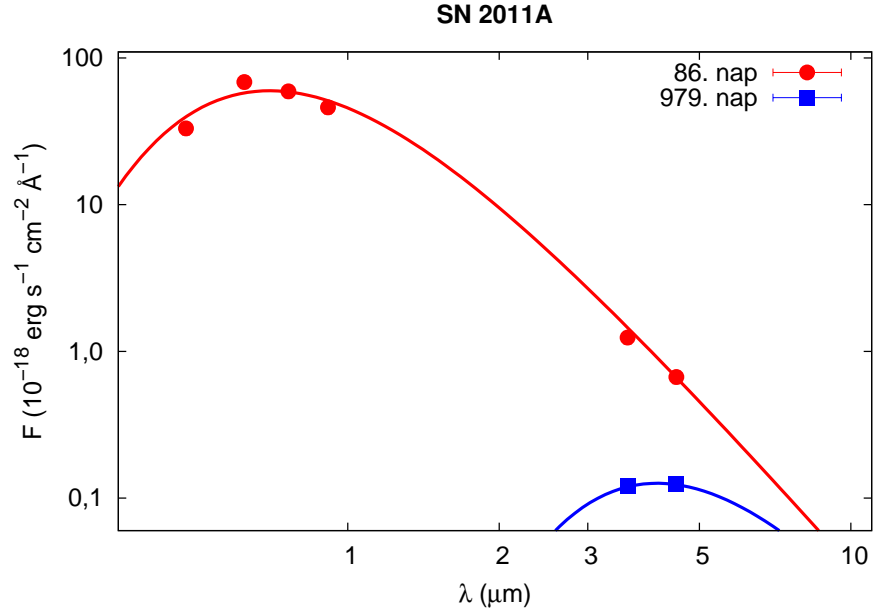
12. táblázat. *A vizsgált szupernóvák SED-jeire legjobban illeszkedő, analitikus pormodellekből, illetve feketetest modellekből meghatározott paraméterek.*

leíró görbére illeszkednek (2. ábra). Ezt nagymértékben magyarázza, hogy az adatokat alig három hónappal a robbanást követően rögzítette a Spitzer kamerája. Mindezt figyelembe véve, a 86. napon mért közép-infravörös fluxusok nagy valószínűséggel egyszerűen a táguló gázfelhő spektrumának az erre a tartományra eső részét jelzik.

SN 2011fh Az SN 2011fh SED-jeinél (6. ábra) is megfigyelhető változás, emellett a kapott paraméterek is jó egyezést mutatnak az elméleti értékekkel, amelyek alapján itt is feltételezhetők tisztán lokális folyamatok. Ezzel ellentétben a modellezések során fellépnek a két pontra való illesztés korlátai, amelyek azonban ebben az esetben érdemben nem befolyásolják a porképződés vizsgálatát. Ugyanis fizikailag szűk korlátok közé szorítva a hőmérsékletet, az illesztések nagyobb porképződési sugarakat és portömegeket eredményeznek, mint a megszorítások nélküli esetben (13. táblázat).

SN 2013ej Az SN 2013ej-ről négy SED állt rendelkezésemre (7. ábra), amelyek egyértelmű változást mutatnak időben. A modellekből számolt tágulási sebességek az elméleti határokon belül helyezkednek el, hasonlóan a számolt portömegek értékei is. Tehát az SN 2013ej-nél is esély van tisztán a szupernóvához kapcsolódó porképződési folyamatokra.

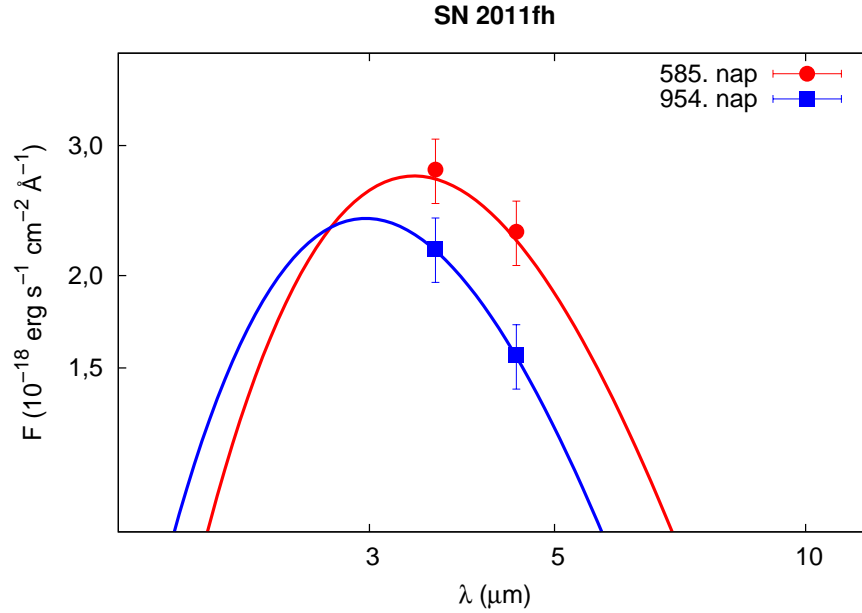
Az SN 2013ej egyike azon objektumoknak, amelyeknél az optikai tartományban is ké-



5. ábra. Az *SN 2011A* közép-infravörös SED-jei.

T_{AmC} (K)	Epocha (nap)	R_{AmC} (10^{16} cm)	M_{dust} ($10^{-5} M_{\odot}$)
500	585	7,90	7,79
	954	7,10	5,65
600	585	5,30	2,35
	954	4,80	1,75
730	585	2,60	8,33
850	954	1,32	3,16

13. táblázat. Az *SN 2011fh*-ra illesztett pormodellek paramétereit különböző maximális hőmérsékletek esetén.



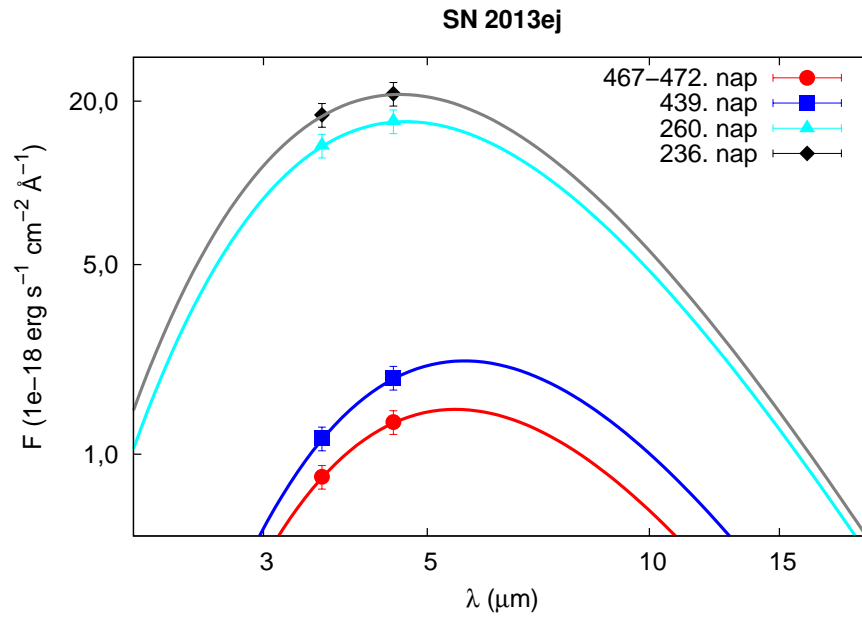
6. ábra. Az *SN 2011fh* közép-infravörös SED-jei.

szültek a közeli-infravörös felvételekkel szinte egyidőben mérések. A szupernóva-robbanást követő 236. napon az optikai mérések extrapolációjával kapott értékekkel együtt készítettem SED-et. A fenti adatokra kétkomponensű feketetest-eloszlást leíró modellt illesztettem, amelyből látható, hogy az infravörös mérések jól illeszkednek a SED-re (4. ábra).

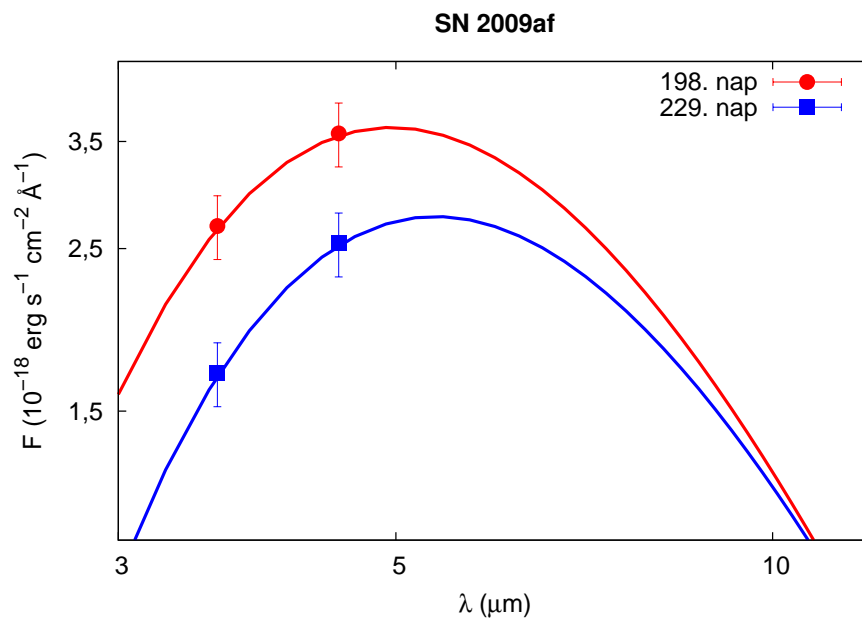
4.1.2. Legfeljebb részleges lokális porképződés

SN 2009af A SED-ek időbeli változása tapasztalható az SN 2009af esetében is (8. ábra), ugyanakkor a feketetest-modellek illesztéséből meghatározott minimális zónasugarak túl nagyok ahhoz, hogy teljes egészében frissen keletkező por töltse ki azokat. Ezek mellett az illesztések paramétereiből számolt sebességek több mint egy nagyságrenddel nagyobbak a rájuk jellemző 2-3000 km/s-os értéknél. A fentiekből arra következtethetünk, hogy, ha van is részleges porképződés a szupernóva környezetében, az észlelt sugárzás nem érkeztetett csupán a maradványtól. Szintén figyelembe kell venni, hogy az szupernóva nagy távolsága (35 Mpc) okán az IRAC-fluxusok kimérésekor használt apertúra mintegy 200 pc sugarú térrészt fed le, ami négy-öt nagyságrenddel nagyobb a táguló maradvány méreténél. Így, bár a képek alapján nem a galaxis gázanyagban gazdag területein helyezkedik el, elképzelhető, hogy a kimért közép-infravörös fluxusok egy része közeli, intersztelláris gáz- és porfelhőktől származik.

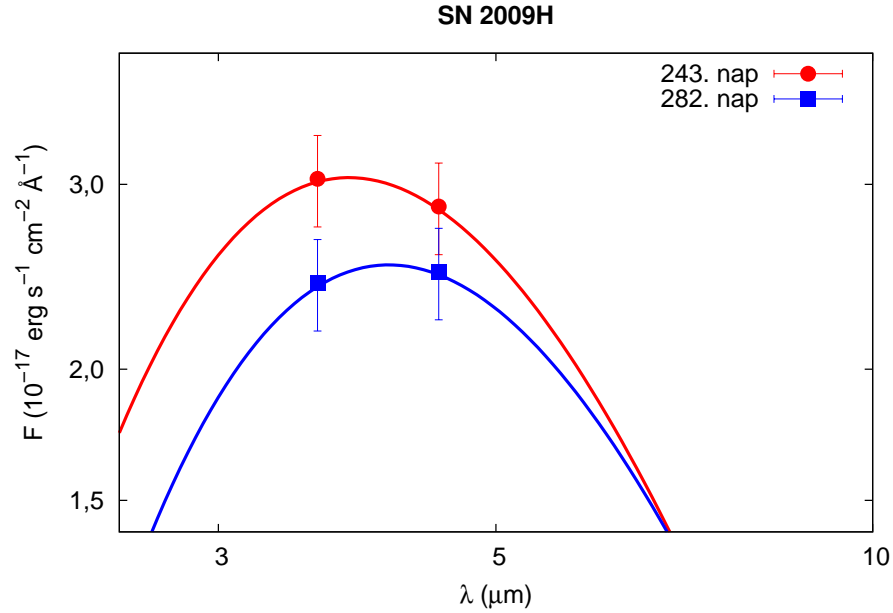
SN 2009H A SED-ek egyértelmű változást mutatnak közel 40 nap elteltével (9. ábra), ugyanakkor a feketetest-modellből meghatározott sebességek túl nagyok ahhoz, hogy az észlelt többletsugárzás teljes egészében a szupernóva-robbanás során keletkezett friss por-



7. ábra. Az SN 2013ej közép-infravörös SED-jei.



8. ábra. Az SN 2009af közép-infravörös SED-jei.

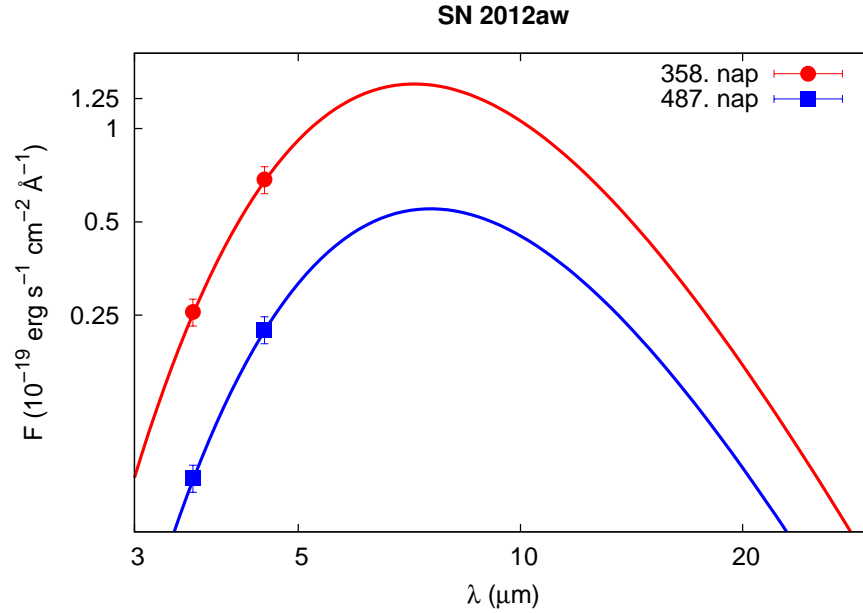


9. ábra. Az SN 2009H közép-infravörös SED-jei.

tól származzon. A modellillesztések eredményeiből viszont mégis a részleges porképződés lehetőségét valószínűsíthetjük az SN 2009H környezetében. Az illesztésekből kapott paraméterek az elméleti értékekkel mutatnak egyezést, időfejlődésük pedig összhangban van ezzel.

SN 2012aw Jelentős változás figyelhető meg az SN 2012aw SED-jei között (10. ábra), ezzel ellentétben a porkeletkezés határát jelző gömbök sugarai túlságosan nagyok, illetve a számolt por tömege is meglehetősen nagy, nem köthető teljes egészében a szupernóva-robbanáshoz. Ezt támasztják alá a maradvány belső rétegeinek tágulási sebességei, amelyek a várható érték többszörösei. Ezek alapján itt csupán részleges porképződés feltételezhető.

Az SN 2012aw esetén lehetőségem volt a spektrum optikai tartományában készült mérésekkel is dolgozni. Lineáris extrapolálás után a robbanást követő 358. naphoz tartozó adatokra illesztettem feketetest-eloszlást leíró görbéket. Ahogyan a 3. ábrán látható, a várakozásoknak megfelelően a görbe nem illeszkedik pontosan a mérési pontokra. Tehát, hasonlóan az SN 2013ej-hez, itt sem egyértelműek a SED-ekre illesztett görbék, a pontos leírást ugyancsak hígított feketetest-modellek segítségével lehet megtenni. Ezért ebben az esetben nem dönthető el megkérdőjelezhetetlenül, hogy a közel-infravörös tartományban észlelt többszörös sugárzás valódi-e, vagy sem, viszont a SED-ek változásából mégis a szupernóva körüli lokális folyamatokra lehet következtetni.



10. ábra. Az SN 2012aw közép-infravörös SED-jei.

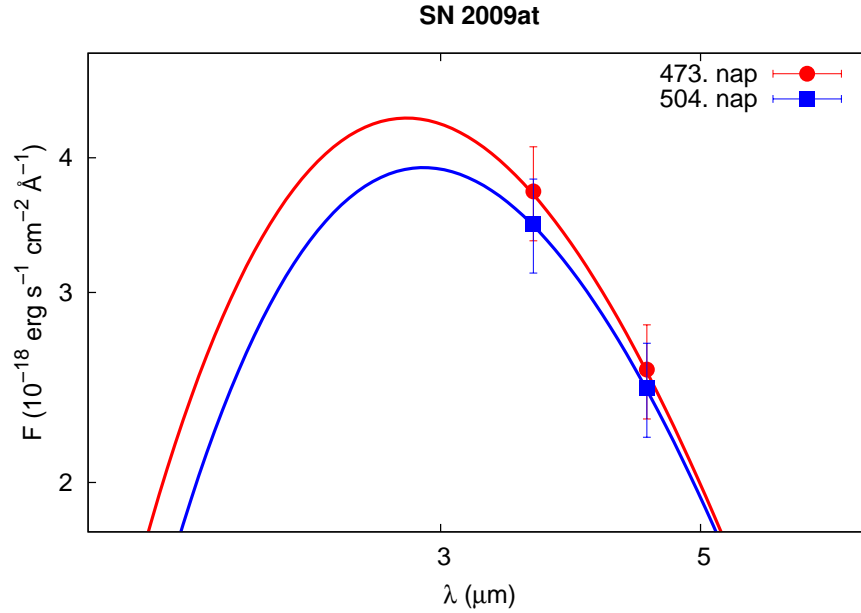
4.1.3. Nem detektálható lokális porképződés

SN 2009at Az SN 2009at esetén a különböző hullámhosszakon mért fluxusok hibahatáron belüli egyezést mutatnak (11. ábra), hasonlóan kicsiny változás tapasztalható az illesztett SED-ekből számolt hőmérsékleteknél is. A modellezés eredményeként előálló portömegek pedig a lokális porképződéssel jellemezhető objektumoknál meghatározott értéknél jóval kisebbek. Itt tehát nem bizonyítható, hogy az észlelt közép-infravörös sugárzás feltétlenül a szupernóva környezetében végbemenő folyamatokhoz kapcsolható.

Annak ellenére, hogy a szupernóva önálló fényforrásként azonosítható a Spitzer-felvételeken, megfigyelhető, hogy csillagközi gáz- és poranyagban gazdag környezet veszi körül. Ebből arra következtethetünk, hogy megjelennek az apertúra által lefedett égterületen lévő, nem a szupernóva közvetlen környezetéhez tartozó infravörös források járuléka is a SED-ekben.

4.2. Egy kivételes eset, a IIb típusú SN 1993J

Az előzőekben felsorolt hét objektum mellett vizsgálataim tárgyát képezte továbbá az SN1993J jelű szupernóva, amely a robbanást követően még hosszú ideig volt megfigyelhető, mérhető, így egyike az eddigi legjobban mintavételezett kollapszár szupernóvák. Munkám során az SHA oldalán 2003-tól 2016-ig elérhető PBCD-képek mindegyikén (amelyeken ténylegesen látható volt az objektum) apertúra-fotometriát végeztem. A szupernóva abszolút fényességét a robbanás óta eltelt idő függvényében ábrázolva kaptam a fénygörbéket (12. ábra). A két rövidebb hullámhosszú csatorna méréseiből készített (2015-ig) görbéket már korábban publikálták (Tinyanont és mtsai, 2016). Ezeket össze-



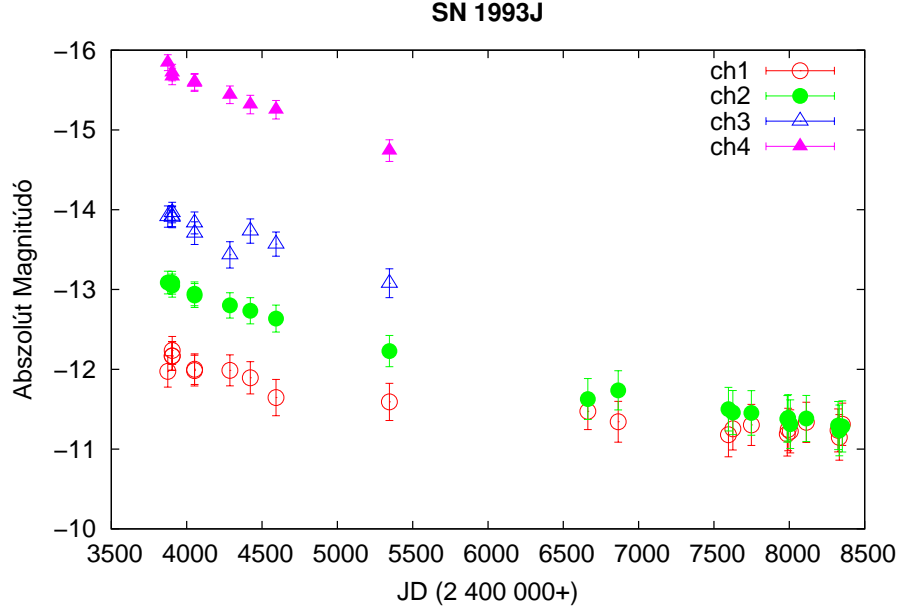
11. ábra. Az SN 2009at közép-infravörös SED-jei.

vetve az általam végzett fotometria eredményeivel, jó egyezést kaptam, amely megerősíti az eljárásom helyességét. A már publikált adatokkal együtt az eddig publikálatlan 2015-ös, illetve 2016-os méréseket is feldolgoztam.

Ezek mellett pormodellek illesztését is vizsgáltam az SN1993J-nél, amely az elméleti megfontolásoknak megfelelően nem mutatott fizikailag értelmes paraméterekkel való illeszkedést. Míg a II-P típusú szupernóvák esetén friss por képződése várható, illetve a IIn típusúaknál a már meglévő csillagközi por felfűtődése, a IIB-k környezetében nem figyelhető meg jelentős porképződés (lásd pl. Kozasa és mtsai, 2009). Ebből kifolyólag a pormodellek illesztése nem vezet fizikailag értelmes eredményekhez. Az illesztések során kapott hőmérsékletek több, mint 10 évvel a robbanás után is 700K körüliek, majd a Warm Mission üzemmódban folytatott mérések során ennek kétszeresére nőnek (ez valószínűleg a két hosszabb hullámhosszú csatornán történő mérések hiányából adódik). Továbbá a SED-ekben sem figyelhető meg egyértelmű változás, az értékek szabálytalan fluktuációkat mutatnak (ez magyarázható az objektum elhalványodásával is). Az amorf szén pormodellekből kapott portömegek ($10^{-9} M_{\odot}$)-es nagyságrendbe esnek, majd a 2009 májusát követő mérések esetében ennek századára csökkennek, amely ugyancsak alátámasztja a fenti állítást. Tehát az SN1993J-nél valóban nem keletkezhet jelentős mennyiségű interstelláris por, ahogyan az az elméleti megfontolások alapján várható is.

4.3. A numerikus modellezés tapasztalatai

A numerikus modellezés folyamatát a bemeneti fájlok tesztelésével kezdtem. Ennek során meghatározott, konstans gyűrűkonfiguráció és gerjesztő forrás mellett végeztem illesztéseket különböző anyagi összetételű, méreteloszlású és számsűrűség-profilú porszemcsékre.



12. ábra. Az SN 1993J 3,6; 4,5; 5,8 és 8,0 μ -osfénygörbéi.

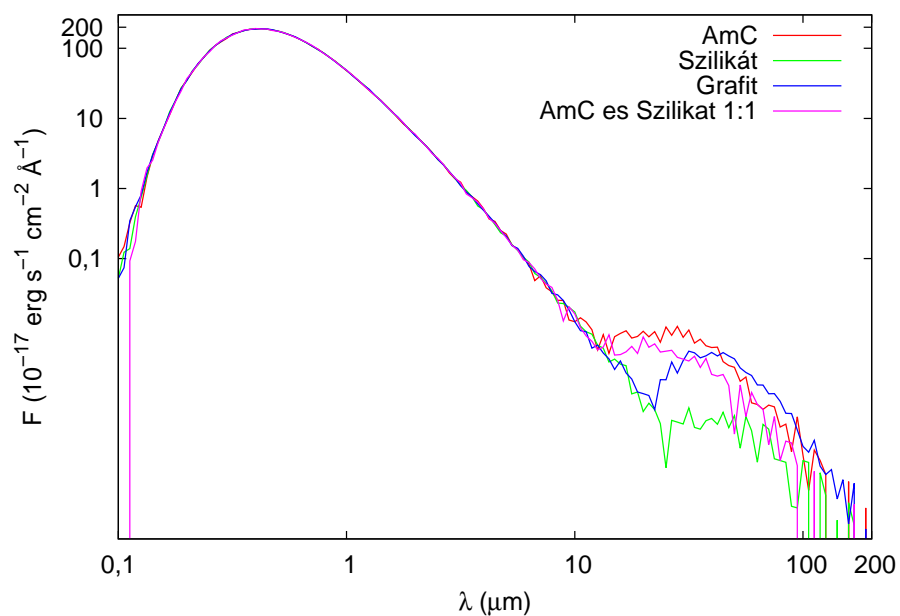
Epocha (nap)	R_{in} (10^{15} cm)	R_{out}/R_{in}	T_{BB} (K)	L ($10^5 L_{\odot}$)
267-275	3,5	2,1	7000	4,5

14. táblázat. Az SN 2004dj homogén MOCASSIN-modelljének 267-275 napokhoz tartozó paramétereit (Szalai és mtsai, 2011).

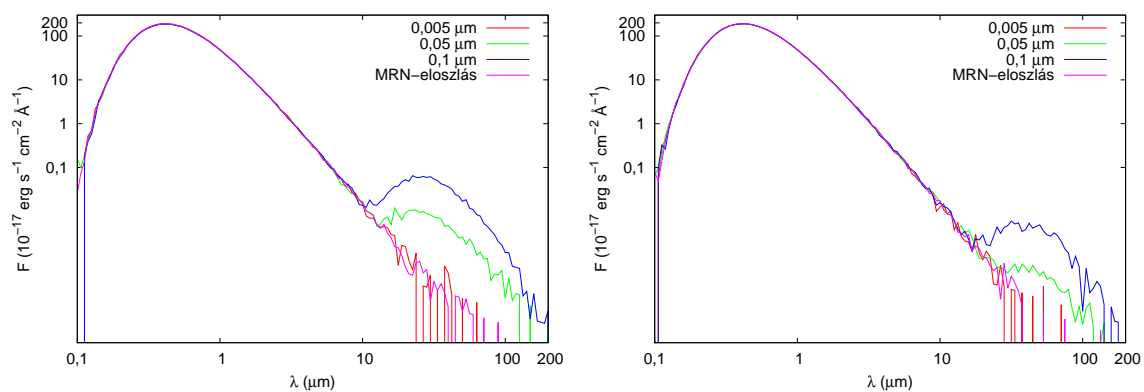
Az általam vizsgált szupernóvák esetén a rendelkezésemre álló igen kevés adat következtében a numerikus modellezés nem volt megvalósítható. Ebből adódóan a tesztelek során használt gyűrűkonfiguráció és a gerjesztő forrás paramétereit egy a porképződés szempontjából alaposan feltérképezett objektum, az SN 2004dj-re vonatkozó értékek (14).

A szemcseösszetételt tisztán amorf szénnek, szilikáttartalmúnak, majd grafit tartalmúnak vettem (a felhasznált optikai konstansok a kódba vannak építve), végül amorf szén és szilikáttartalmú keveréket választottam (1:1 arányban). Ezekhez a 14. táblázatban szereplő adatok mellett egységesen 0,5 μ m-nek adtam meg a szemcsék sugarát. A futtatások eredményei a 13. ábra foglalja össze, amelyen megfigyelhető, hogy a numerikus modellezés során a 10 μ m-nél nagyobb hullámhosszakon meghatározó paraméterré válik az anyagi összetétel.

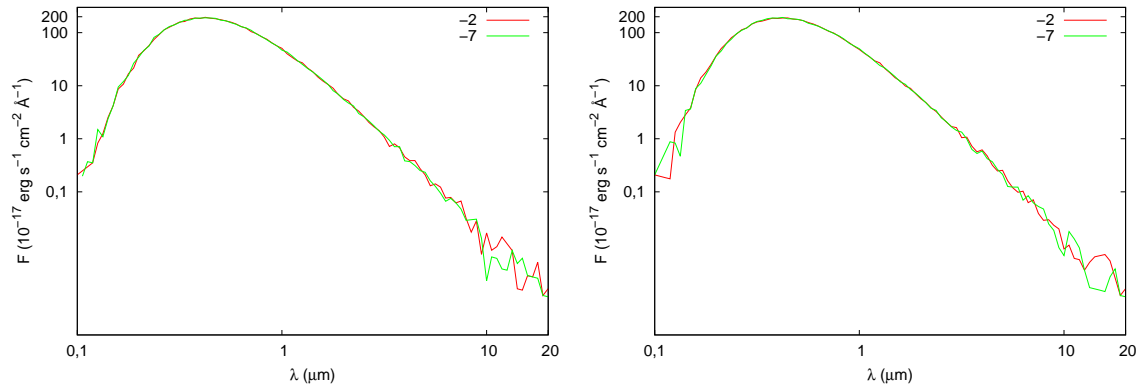
Ezt követően tisztán amorf szenes és tisztán szilikátos modellekkel folytattam tovább a futtatásokat. Vizsgáltam a méreteloszlást 3 különböző, konstans értéknél (0,005, 0,05 és 0,1 mikrométer sugarú szemcsék), illetve az analitikus modellben használt MRN-eloszlás esetén (az első 100 részecskeméretre). A 14. ábráról leolvasható, hogy a porszemcsék méretének változtatása szignifikáns eltéréseket okoz a számolt görbékben. Ez amorf szén esetén már 10 μ m környékén, míg szilikátnál csak később válik nagyfokúvá.



13. ábra. A különböző anyagi összetételű esetekre vonatkozó futtatások eredményei.



14. ábra. A különböző méreteloszlásokhoz tartozó futtatások eredményei amorf szén (balra) és szilikát (jobbra) esetén.



15. ábra. A különböző hatványkitevőkhöz tartozó futtatások eredményei amorf szén (balra) és szilikát (jobbra) esetén.

A fentiekben homogén szemcsesűrűséget feltételező modellekkel dolgoztam, viszont korábbi, optikai spektrummodellezések (Vinkó és mtsai, 2006) alapján érdemes megvizsgálni az n^{-r} alakú számsűrűség-profil esetét is. A MOCASSIN 2.02.72-es verziójában lehetőség nyílik kiegészítő alkalmazások használatára, így többek között a szemcsék számsűrűség-profilját leíró bemeneti fájl is elkészíthető a hivatalos oldalon elérhető kód futtatásával. A hatványkitevőt két különböző esetben vizsgáltam (mindkétszer 17 rácspontot, illetve MRN-méreteloszlást feltételezve), amelyek eredmény a 15. ábrán látható. Megfigyelhető, hogy a kitevők változtatása nem befolyásolja jelentősen a kapott görbék lefutását, viszont egyéb numerikus szimulációk alátámasztják, hogy a szupernóva-maradványokban lévő anyag sűrűségeloszlását magas hatványkitevők írják le (Chugai és mtsai, 2007; Utrobin, 2007).

Összefoglalás

A fentiekben bemutattam az általam vizsgált szupernóvák analízisét. Dolgozatom célja a környezetükben keletkezett por kimutatása és eredetének vizsgálata volt. Mivel a mintavételezésből kifolyólag viszonylag kevés adat állt rendelkezésemre, elsődlegesen a SED-ek változásából, illetve az analitikus modellek paramétereiből vontam le következtetéseket.

A lokális porképződés szempontjából vizsgált tíz objektum közül három nem volt pontforrásként sikeresen azonosítható a Spitzer-felvételeken, így ezek esetén további képfeldolgozásra nem került sor. A fennmaradó hét szupernóva mindegyikének SED-jeire feketetest-görbéket és amorf szenes pormodelleket illesztettem. Ezek analíziséből kiderült, hogy egyik esetben sem volt direkt porképződés tapasztalható. Ellenben az SN 2009at kivételével az összes objektum SED-jeinél időfejlődés figyelhető meg. Továbbá a modellillesztések paramétereiből levont következtetéseket is figyelembe véve esély van tisztán lokális porképződésre az SN 2011A, az SN 2011fh és az SN 2013ej jelű szupernóváknál, míg az SN 2009af, az SN 2009H és az SN 2012aw esetében legfeljebb részleges porképződés valószínűsíthető. Az SN 2009at-nél pedig a SED-ek analíziséből nem következik egyértelműen, hogy az észlelt közép-infravörös sugárzás feltétlenül a szupernóva környezetében végbemenő folyamatokhoz kapcsolható.

Részletesebb analízis érdekében a spektrum optikai tartományában készült méréseket is felhasználva az SN 2011A, az SN 2012aw és az SN 2013ej esetén kétkomponensű feketetest-eloszlást leíró görbéket illesztettem. Az illesztések alátámasztották, hogy a robbanást követő korai fázisban a maradvány egykomponensű modellel jól leírható, míg több száz nappal utána már csak hígított feketetest-modellel kapható reális eredmény (az viszont megfigyelhető, hogy az optikai és a közép-infravörös adatok nem illeszthetők le egy azonos feketetest-görbével, tehát valamekkora infravörös többlet biztosan jelen van).

A fenti II, II-P és II-n típusú szupernóvák mellett dolgozatomban vizsgáltam az SN 1993J nevű, IIb típusú objektumot, amely részletes fotometriai analízise után elkészítettem az eddig még publikálatlan 2015-ös és 2016-os mérésekkel együtt a fénygörbéit, illetve a feketetest-görbék és az amorf szenes pormodellek illesztését. A kapott eredmények alátámasztották, hogy a Spitzer által vizsgálható néhány száz kelvines tartományban ténylegesen nem várható szignifikáns mennyiségű csillagközi por képződése a IIb típusú objektumoknál.

Vizsgálataim során továbbá megismerkedtem a MOCASSIN radiatívtranszfer-kód felépítésével és működésével, amely során hasznos tapasztalatokat gyűjtöttem a numerikus modellezés területén. Ezek a kezdeti lépések elengedhetetlenek a további analízishez, az analitikus és numerikus modellek összehasonlításához, amely nagy valószínűséggel az egyik leghatékonyabb módszer a SED-ek részletesebb elemzése során.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném kifejezni köszönetemet témavezetőmnek, **Dr. Szalai Tamás**nak a rengeteg segítségért, támogatásért, amelyet munkám során kaptam.

Szintén köszönettel tartozom Dr. Szatmáry Károlynak, aki értékes megjegyzéseivel segítette a dolgozatom végső formába öntését.

Továbbá köszönettel tartozom az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének, valamint az SZTE Természettudományi és Informatikai Kar vezetőségének a munkafeltételek megteremtéséért.

Hivatkozások

- [1] Bessell, M. S., Castelli, F., Plez, B. 1998, *AA*, 337, 321
- [2] Bianchi, S., & Schneider, R. 2007, *MNRAS*, 378, 973
- [3] Bose, S., Sutaria, F., Kumar, B., et al. 2015, *ApJ*, 806, 160
- [4] Cernuschi, F., Marsicano, F. R., & Codina, S. 1967, *Ann. d'Astrophys.*, 30, 1039
- [5] Chugai, N. N., Chevalier, R. A., & Utrobin, V. P. 2007, *ApJ*, 662, 1136
- [6] Ciroi, S., di Mille, F., Carco, M., Rossi, M., Rosson, P., Benetti, S. 2009, *Central Bureau Electronic Telegrams*, No. 1697
- [7] Clayton, D. D. 1979, *Ap&SS*, 65, 179
- [8] Clayton, D. D., & Nittler, L. R. 2004, *ARA&A*, 42, 39
- [9] Dall'Ora, M., et al., 2014, *ApJ*, 787, 139
- [10] de Jaeger, T., Anderson, J. P., Pignata, G., et al. 2015, *ApJ*, 807, 63
- [11] Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
- [12] 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
- [13] Elmhamdi, A., Danziger, I. J., Chugai, N., et al. 2003, *MNRAS*, 338, 939
- [14] Ercolano, B., Barlow, M. J., & Storey, P. J. 2005, *MNRAS*, 362, 1038
- [15] Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J., & Liu X.-W. 2003, *MNRAS*, 340, 1153
- [16] Ercolano, B., Barlow, M. J., & Sugerman, B. E. K. 2007, *MNRAS*, 375, 753
- [17] Fabbri, J., Otsuka, M., Barlow, M. J., et al. 2011, *MNRAS*, 418, 1285
- [18] Feder, D. 1966, *Advances in Physics*, 15, 111
- [19] Fox, O., Chevalier, R. A., Skrutskie, M. F., et al. 2011, *ApJ*, 741, 7
- [20] Gall, C., Hjorth, J., & Andersen, A. C. 2011, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 19, 43
- [21] Kim, M., Zheng, W., Li, W., Filippenko, A. V., Cenko, S. B., Richmond, M. W., Amorim, A., Balam, D. D., Graham, M. L., Hsiao, E. Y. 2013, *Central Bureau Electronic Telegrams*, No. 3606
- [22] Kozasa, T., Hasegawa, H., & Nomoto, K. 1989, *ApJ*, 344, 325
- [23] 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
- [24] Li W., Cenko S.B. Filippenko A.V., 2009, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 1656, 1
- [25] 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

- [26] Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- [27] Mattsson, L., & Andersen, A. C. 2012, *MNRAS*, 423, 38
- [28] Mattsson, L., Andersen, A. C., & Munkhammar, J. D. 2012, *MNRAS*, 423, 26
- [29] Meikle, W. P. S., Mattila, S., Pastorello, A., et al. 2007, *ApJ*, 665, 608
- [30] Michalowski, M. J., Watson, D., & Hjorth, J. 2010, *ApJ*, 712, 942
- [31] Nakano, S. 2009, Central Bureau Electronic Telegrams, No. 1722
- [32] Nozawa, T., Kozasa, T., Umeda, H., Maeda, K., & Nomoto, K. 2003, *ApJ*, 598, 785
- [33] Prieto, J. L.; Seth, K. 2011, Central Bureau Electronic Telegrams, Vol. 2799
- [34] Roche, P. F., Aitken, D. K., & Smith, C. H. 1993, *MNRAS*, 261, 522
- [35] Rouleau, F., & Martin, P. G. 1991, *ApJ*, 377, 526
- [36] Silvia, D. W., Smith, B. D., & Shull, J. M. 2010, *ApJ*, 715, 1575
- [37] Siviero, A., Tomasella, L., Pastorello, A., Benetti, S., Munari, U., Ergon, M., Sollerman, J., Taddia, F., Barisevicius, 2012, G. Central Bureau Electronic Telegrams, Vol. 3054
- [38] Stritzinger, M., Prieto, J. L., Morrell, N., Pignata, G. 2011, Central Bureau Electronic Telegrams, Vol. 2623
- [39] Sugerman, B. E. K., Ercolano, B., Barlow, M. J., et al. 2006, *Science*, 313, 196
- [40] Sugerman, B. E. K., Andrews, J. E., Barlow, M. J., et al. 2012, *ApJ*, 749, 170
- [41] Szalai T., „Nagy tömegű csillagok végállapotai: szupernóva-robbanásokhoz kötődő porképződés és az LS 5039 gammakettős vizsgálata”, doktori értekezés, Szegedi Tudományegyetem, 2013
- [42] Szalai, T., & Vinkó, J. 2013, *A&A*, 549, A79
- [43] Szalai, T., Vinkó, J., Balog, Z., et al. 2011, *AA*, 527, A61
- [44] Szalai, Tamás, Vinkó, József, Nagy, Andrea P., Silverman, Jeffrey M., Wheeler, J. Craig, Dhungana, Govinda, Marion, G. Howie, Kehoe, Robert, Fox, Ori D., Sárneczky, Krisztián 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 460, Issue 2, p.1500-1518
- [45] Takáts, K., „A sugárzás terjedése szupernóva-atmoszférákban”, diplomamunka, Szegedi Tudományegyetem, 2007
- [46] Tanaka, M., Nozawa, T., Sakon, I., et al. 2012, *ApJ*, 749, 173
- [47] Temim, T., Slane, P., Arendt, R. G., & Dwek, E. 2012a, *ApJ*, 745, 46
- [48] Temim, T., Sonnenborn, G., Dwek, E., et al. 2012b, *ApJ*, 753, 72
- [49] Tinyanont, S., Kasliwal, M. M., Fox, O. D., et al. 2016, arXiv:1601.03440
- [50] Todini, P., & Ferrara, A. 2001, *MNRAS*, 325, 726
- [51] Vinkó, J., Takáts, K., Sárneczky, K., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 1780
- [52] Whitelock, P. A., Catchpole, R. M., Menzies, J. W., et al. 1989, *MNRAS*, 240, 7
- [53] Wooden, D. H., Rank, D. M., Bregman, J. D., et al. 1993, *ApJS*, 88, 477

A. Analitikus pormodell-illesztés

Egy példa az analitikus pormodell illesztéséhez általam írt C-programok közül (SN 12aw, 364. nap, egykomponensű AC-modell):

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

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

double R,T,k;
double M;
double h,c,kbol,d,rho,amax,amin,m;

int adatbe()
{
FILE *f;
int i;
f=fopen("sed_487.dat","rt");
i=0;
while (fscanf(f,"%lf %lf",&x[i],&y[i]) != EOF)
{
i=i+1;
}
fclose (f);
return i;
}

double model(double sug, double hom, double Kl, double l)
{
double F;
double kap,tau;
kap = 0.1 * pow((1 * pow(10, -6)), -0.91);
tau = 4 / 3.0 * M_PI * Kl * rho * kap * sug / (4 - m) * (pow(amax, 4 - m)
- pow(amin, 4 - m));
F =(pow(tau, -2) * (2 * pow(tau, 2) - 1 + (2 * tau + 1) * exp(-2 * tau)))
* 1e-8 * pow(sug / d, 2) / 2 * M_PI * 2 * h * pow(c, 2) / pow(1 * 1e-4, 5)
* 1 / (exp(h * c / (kbol * hom * l * 1e-4)) - 1);
return F;
}
```



```

double chisqr(double sug, double hom, double Kl)
{
int i;
double value, sum;
sum = 0.0;
for (i=0; i<n; i++)
{
sum=sum + pow(y[i] - model(sug,hom,Kl,x[i]), 2);
}
value=sum/n;
return value;
}

```

```

double minim()
{
double K2, Kmin;
Kmin = 1e32;
h = 6.62e-27;
c = 3.0e10;
kbol = 1.38e-16;
d = 1.0e6 * 206265 * 1.5e13 * 8.45;
rho = 1.85;
amax = 0.05;
amin = 0.005;
m = 3.5;
R=1e15;

```

```

while(R <= 5e16)
{
T=100;
while(T<=600)
{
k=1e-21;
while(k<=5e-21)
{
K2 = chisqr(R,T,k);
if(K2 < Kmin)
{
M = (16 / 9.0 * M_PI * pow(R, 3) * k * rho / (4 - m) * (pow(amax, 4 - m)
- pow(amin, 4 - m))) / 2e33;
printf( "%le %le %lf %le %le\n",K2,R,T,k,M);
Kmin = K2;
}
}
k=k+1e-22;
}
T=T+10;
}

```

```
R=R+1e14;  
}  
return Kmin;  
}
```

```
int main()  
{  
n=adatbe();  
printf("%d db sor beolvasva!\n",n);  
minim();  
}
```

NYILATKOZAT

Alulírott Zsíros Szanna Fizika Bsc szakos hallgató (ETR azonosító: ZSSWAAT.SZE) a „Szupernóva-robbanásokhoz kapcsolódó porképződés vizsgálata” című projekt munka szerzője fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések általános szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Szeged, 2017. május 19.

a hallgató aláírása