

Magyar Tudományos Akadémia
Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont
Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Szupernóva-robbanások asztrofizikája

MTA doktori értekezés

Dr. Vinkó József
okleveles fizikus
a fizika tudomány kandidátusa

Budapest, 2017

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. A szupernóvák megfigyelhető tulajdonságai	6
2.1. Történelmi szupernóva-észlelések	6
2.2. Szupernóva-kereső megfigyelési programok	7
2.3. Magyar felfedezésű szupernóvák	9
2.4. A szupernóvák alapvető típusai	12
2.4.1. Spektroszkópiai jellemzők	12
2.4.2. Fotometriai jellemzők	17
2.5. A szupernóvák gyakorisága térben és időben	19
3. Elméleti asztrofizikai háttér	23
3.1. Kollapszár szupernóvák	23
3.1.1. Nagy tömegű csillagok fejlődése	23
3.1.2. A Fe-mag összeomlása	26
3.1.3. A lökéshullám felbukkanása	27
3.1.4. A fotoszferikus fázis	28
3.1.5. A nebuláris fázis	31
3.1.6. Kölcsönhatás a csillagkörüli anyaggal	33
3.2. Termonukleáris (Ia) szupernóvák	35
3.2.1. Lehetséges szülőobjektumok	35
3.2.2. A fénygörbe jellemzői	37
3.2.3. A spektrum jellemzői és időfüggése	38
4. Különleges szupernóvák	41
4.1. Szupernóva-imposztorok	41
4.2. Pekuliáris Ia szupernóvák	43
4.3. Szuperfényes szupernóvák	45

5. Vizsgálati módszerek	48
5.1. Fotometriai mérések	48
5.1.1. Optikai tartomány	49
5.1.2. Nem optikai tartomány	51
5.2. Spektroszkópiai mérések	52
5.2.1. Optikai tartomány	52
5.2.2. Nem optikai tartomány	53
5.3. A fényváltozás elméleti modellezése	55
5.4. Spektrummodellezés	57
5.4.1. Kémiai analízis	59
5.4.2. Sebességmérés	61
6. Távolságmérés szupernóvák	64
6.1. Táguló fotoszféra módszer	64
6.2. Standard gyertya módszer	66
6.3. Távolságmérés Ia-szupernóvák	67
6.3.1. A Phillips-reláció	67
6.3.2. MLCS és SALT módszerek	68
7. Eredmények – kollapszár szupernóvák	71
7.1. Távolságmérés	73
7.2. Fizikai paraméterek meghatározása	75
7.3. Szülőobjektumok	83
8. Eredmények – Ia típusú szupernóvák	90
8.1. Közeleli Ia-szupernóvák távolságmérése	90
8.2. Spektrummodellezés, kémiai analízis	94
8.3. Nagy sebességre utaló Ca- és Si-vonalak korai Ia spektrumokban	98
8.4. Társcsillag kimutatása a SN 2012cg korai fénygörbéiből	101
9. Eredmények – különleges szupernóvák	108
9.1. Szupernóva-imposztorok	108
9.2. Pekuliáris szupernóvák	114
9.3. Szuperfényes szupernóvák	118
9.4. "Dougie"	126
10. Kitekintés	137

1. fejezet

Bevezetés

A szupernóva-robbanások az Univerzum leglátványosabb jelenségei közé tartoznak. Az időről időre véletlenszerűen feltűnő, kezdetben fényes, majd lassan elhalványuló "vendégcsillagok" már több mint ezer éve vonzzák az égboltot rendszeresen vizsgáló észlelők figyelmét. Az i. sz. 1000 körüli, távol-keleti csillagászok által dokumentált eseményeket követően Európából elsőként 1572-ben Tycho Brahe, majd rövidebb idővel utána 1604-ben Johannes Kepler figyelt meg "vendégcsillagot". Az Európában "Nova Stella"-nak elnevezett égi jelenségről viszont csak jóval később, a 20. század elején derült ki, hogy ezek valójában felrobbanó csillagok. Walter Baade és Fritz Zwicky mutatta ki elsőként, hogy az általuk "szuper-nóvának" elnevezett objektumok sokkal kevésbé gyakoriak, viszont jóval fényesebbek a Tejútrendszerben és a közeli Androméda-galaxisban (M31) rendszeresen megfigyelhető "közönséges nóvák"-nál (Baade & Zwicky, 1934).

Az ezt követő, sok évtizeden keresztül folytatott részletes vizsgálatok tárták fel, hogy a szupernóvák nemcsak bizonyos csillagok életét látványosan lezáró kozmikus katasztrófák, hanem kulcsfontosságú objektumok mind az Univerzum fejlődése, mind annak megismerése szempontjából. A szupernóva-robbanások valószínűleg jelentős szerepet játszanak a galaxisok intersztelláris anyagának, különösen annak porkomponensének létrehozásában (lásd pl. Szalai, 2013). Ez a folyamat különösen fontos lehetett a korai Univerzum csillagotó galaxisaiban megfigyelhető nagy mennyiségű por létrejöttében. A különböző csillagpopulációk eltérő fémtartalmának megjelenése, a fémek egyre gyakoribbá válása az egyre újabb csillaggenerációkban szintén a szupernóvák számlájára írható: sok vasnál nehezebb elem (így pl. a Földön relatíve nagy mennyiségben található arany) szinte bizonyosan szupernóva-robbanás során keletkezett. A csillagok belsejében keletkező nehéz elemek jelentős része a szupernóva-robbanás során kerül a csillagközi térbe. Hosszasan lehetne még sorolni hasonlóan érdekes és fontos asztrofizikai folyamatokat. Végül, de nem utolsósorban, a szupernóvák rendkívül hatékonyan használhatók távolságmérési eljárásokra, így alapvető szerepet játszanak az Univerzum szerkezetének és fejlődésének megismerésében. Az Ia típusú szupernóvák távolságmérése vezetett elsőként az Univerzum gyorsuló tágulásának és a sötét energia létének felfedezésére (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999), melyet 2011-ben fizikai Nobel-díjjal ismertek el.

A szupernóvák kutatása a magyar csillagászatban is az egyik legnagyobb nemzetközi visszhangot kiváltó területté vált a 20. század második felében (részletesebben lásd a 2.1. alfejezetben). Ezt több évtizeden keresztül az MTA Csillagászati Kutatóintézet Piszkestetői Observatóriumában működő Schmidt-távcső kapacitásait kihasználó észlelő-felfedező program képviselte, melyet főként Lovas Miklós végzett. Az ezredforduló körül végbement kutatói generációváltást, valamint műszertechnikai fejlődést követően ezek a kutatások új lendületet vettek: immár nemcsak az új objektumok felfedezésére, hanem azok részletes fotometriai és spektroszkópiai vizsgálatára is lehetőség nyílt.

A szupernóvák kutatásával körülbelül ez idő tájt kezdtem el foglalkozni. Korábban, 1989 és 1994 között, MTA TMB-ösztöndíjasként a változócsillagokat tanulmányoztam. 1994-ben, 29 évesen lettem a fizika tudomány kandidátusa a "Kettős rendszerben található változócsillagok vizsgálata" című értekezésemmel (témavezetőm Dr. Szabados László az MTA CSKI tudományos tanácsadója volt), amivel akkoriban rövid ideig az MTA Köztisztviselőinek legfiatalabb tagja voltam a fizikusok között. Az ezt követő években tudományos munkám fókusza egyre inkább az optikai spektroszkópiai módszerek csillagászati alkalmazásának irányába tolódott el. Mivel ez a terület igen műszerigényes, és az ehhez szükséges nagyméretű távcsövek és spektrográfok akkoriban kizárólag külföldi (főként tengerentúli) obszervatóriumok rendelkezésére álltak, a méréseimet a külföldi kapcsolataimnak köszönhetően a David Dunlap Observatóriumban (Richmond Hill, Kanada) és a Dominion Asztrofizikai Observatóriumban (Victoria, Kanada) végeztem. Ezekből a munkáimból (cefeidák, fedési kettősök és más változócsillagok spektroszkópiája) számos publikáció született, melyeket azonban a jelen dolgozat keretében nem tárgyalok. Mindennek oka lényegében egy véletlennek köszönhető: 1998-ban a DDO-ban végzett méréseim során kaptam a kanadai kollégáktól egy fényes szupernóváról készült nyers spektrumot, azzal, hogy hátha én tudok vele valamit kezdeni, mert ők nem boldogulnak vele. Ez az SN 1998aq¹, egy közeli, fényes Ia-típusú szupernóva elég nagy ($R \sim 10000$) felbontású és jó jel/zaj viszonyú spektruma volt, ami akkoriban még nem volt gyakori az irodalomban. Ezen munka során éreztem először, hogy rátaláltam arra a szakterületre, ami kezdettől fogva a csillagászat irányába vonzott. Az a lelkesedés, ami akkortájt eltöltött, az azóta eltelt majdnem 20 év alatt sem csökkent.

Értekezésem első felében igyekszem átfogó, a fontos szakmai részekre fókuszáló bepillantást nyújtani a szupernóvákról szóló jelenlegi általános ismeretekbe. A megfigyelési bizonyítékokat és az elméleti hipotéziseket taglaló fejezetek után ismertetem azon mérési és adatfeldolgozási módszereket, melyeket a saját munkám során én is felhasználtam. Az értekezés második fele szól a több mint 15 év alatt elért saját eredményeimről. Természetesen itt is, mint gyakran máskor a természettudományban, ezek legtöbbször csapatmunka eredményei, amit a cikkek szerzőinek hosszú listája is illusztrál. Annak érdekében, hogy amennyire lehet, világossá tegyem, hogy pontosan mi volt

¹A szupernóvák jelölésére a Nemzetközi Csillagászati Unió (IAU) a "SN" betűkombináció után a felfedezés évét, valamint betűkombinációkat használ, az "A" betűtől kezdődően. Amennyiben az abc véget ér, kettős betűkkel folytatódik a sor (aa, ab, ...). 2016-tól kezdve a kettős betűk helyett hármas betűkombinációt használnak.

az én hozzájárulásom az eredményekhez, az általam elvégzett, saját munkáról szóló mondatokat egyes szám első személyben írom, míg a másokhoz is kötődő, csapatmunkában elért eredményeket többes szám első személyben írt mondatokkal mutatom be.

2. fejezet

A szupernóvák megfigyelhető tulajdonságai

2.1. Történelmi szupernóva-észlelések

A távcsöves megfigyelések előtti korszakok szabadszemes észlelői a Tejútrendszerben felrobbanó szupernóvákat figyelhették meg "vendégcsillag"-ként. A legelső bizonyosnak mondható írásos feljegyzés i. sz. 185-ből származik az ókori Kínából, míg a legutóbbi tejútrendszerbeli szupernóvát Johannes Kepler tanulmányozta 1604-ben. Habár Kepler később sikeres távcsőépítőnek bizonyult, korai szupernóva-észleléseit még szabad szemmel végezte, hasonlóan az őt megelőző korszakok csillagász megfigyelőihöz.

2.1. táblázat. Történelmi szupernóvák adatai

Dátum	Észlelő(k)	Időtartam	Maradvány	Típus
185	kínai	8-20 hó	–	–
369?	kínai	5 hó	–	–
386?	kínai	3 hó	–	–
393	kínai	8 hó	–	–
1006	kínai, japán, arab, európai	3 év	SNR327.6+14.6	Ia
1054	kínai, japán	21 hó	M1	II
1181	kínai, japán	6 hó	3C58	II
1572	európai, kínai, koreai	18 hó	G120.1+2.1	Ia
1604	európai, kínai, koreai	12 hó	G4.5+6.8	Ia

A 2.1. táblázat a történelmi szupernóvák adatait tartalmazza (Green & Stephenson, 2003). Annak felismerése, hogy ezen történelmi krónikákban szereplő rendkívül fényes objektumok kapcsolatba hozhatók táguló gázfelhőkkel, így pl. elsőként a SN 1054 és az M1 (Rák-köd) kapcsolatának felfedezése (Lampland, 1921; Duncan, 1921; Lundmark, 1921), rendkívül fontos lépésnek bizonyult a szupernóvák fizikai természetének megértésében. Innentől kezdve világossá vált, hogy

ezek a fényes "vendégcsillagok" valamilyen robbanás során jönnek létre.

A szupernóvák rendkívüli abszolút fényességének felfedezésében döntőnek bizonyult az első extragalaktikus szupernóva, az Androméda-ködben feltűnt SN 1885A, vagy eredeti nevén S Andromedae, ugyanis először közönséges változócsillagnak klasszifikálták (Hartwig, 1885). Ennek csúcsfényessége 5,8 magnitúdónak bizonyult, amely 6 hónappal később 14 magnitúdóra halványult (de Vaucouleurs & Corvin, 1985). Ezekből az adatokból Baade és Zwicky (1934) az Androméda-köd akkoriban újak számító távolságának (Hubble, 1929) felhasználásával azt kapta, hogy az S And maximumban -14 magnitúdónál fényesebb volt. Ez kb. 6 magnitúdóval túlta felül a Tejútrendszerben megfigyelhető "közönséges" nóvák maximális abszolút fényességét. A Baade és Zwicky által bevezetett "szuper-nóva" terminológia ennek fényében egyáltalán nem tűnik hatásvadásznak vagy bombasztikusnak, mivel akkoriban el sem tudták képzelni, hogy hogyan érhet el egy objektum ekkora fényességet. Érdekesség, hogy az Androméda-köd jelenleg ismert távolságát ($D = 0,8 \text{ Mpc}^1$) használva $M \approx -18,5$ magnitúdó abszolút fényesség adódik, tehát valójában az S And még annál is sokkal fényesebb volt, mint amit 1934-ben gondoltak. A korabeli fotometriai mérések megbízhatóságát jól illusztrálja, hogy Fesen, Saken és Hamilton 1989-ben felfedezték az S And vasban gazdag maradvány-objektumát (Fesen et al. 1989), amiből kiderült, hogy az S And egy Ia típusú szupernóva volt. Ezek maximális fényessége hasonló az S And fent becsült abszolút fényességéhez.

2.2. Szupernóva-kereső megfigyelési programok

A 2.1. ábrán az évente felfedezett szupernóvák számának időbeli változása látható (az Asigao Supernova Catalog² és David Bishop Latest Supernovae³ c. weboldala alapján). Ezen a grafikonon is jól beazonosíthatók azok a mérföldkövek amelyek a kezdeti, teljesen véletlenre alapuló, egyedi felfedezésektől elvezettek a 21. században már szinte iparszerűvé váló szupernóva-dömpinghez.

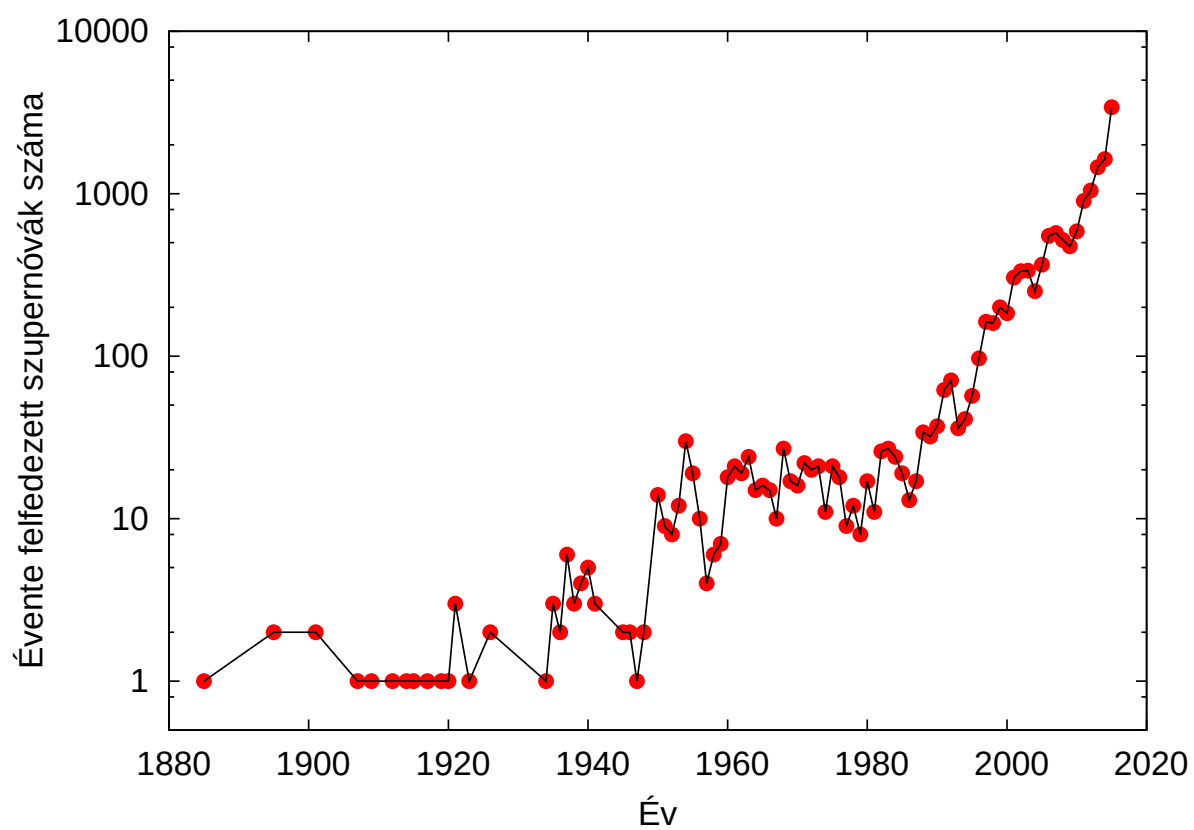
Az első professzionális, szupernóvák célzott keresésére irányuló megfigyelési program Fritz Zwicky nevéhez kötődik, akit joggal tekinthetünk a szupernóva-kutatás atyjának. Zwicky 1936-ban kezdett el szupernóvákat keresni a Virgo-halmaz galaxisaiban, és fáradozását hamar siker koronázta: 4 év alatt összesen 13 szupernóvát fedezett fel, többet, mint korábban mások évtizedek alatt. A világháborút követően az 50-es években új lendületet vett a szupernóvák felfedezése, az évenkénti új szupernóvák száma tartósan 10-20 között mozgott. Ez a korszak kb. a 80-as évek végéig tartott, amikor a csillagászati fotográfiát az elektronikus alapú CCD-kamerák kezdék felváltani. A 20. század utolsó évtizedében ez az elektronikai forradalom az új felfedezések dinamikus bővülését eredményezte.

1989-ben indult útjára az első, modern technikára épülő szupernóva-kereső program, a Ca-

¹NASA Extragalactic Database, <http://ned.ipac.caltech.edu>

²<http://graspa.oapd.inaf.it/asnc.html>

³<http://www.rochesterastronomy.org/supernova.html>



2.1. ábra. Az évente felfedezett szupernóvák száma a kezdetektől napjainkig.

lán/Tololo Survey, amely nemcsak az új objektumok felfedezését, hanem azok fotometriai és spektroszkópiai követését is célul tűzte ki. 5 év alatt a program 50 új szupernóvát talált, amely ösztönzőleg hatott más hasonló keresőprogramok számára is. A 90-es évek második felében több olyan keresőprogram is indult, amely kimondottan távoli, nagy vöröseltolódású szupernóvák keresésére fókuszált (Supernova Cosmology Project, High-Z Supernova Search Team). Ennek köszönhetően a folyamatosan növekvő évenkénti felfedezések száma a 2000-es évek elejére 100 fölé került, és az emelkedés azóta is tart. Ehhez jelentősebb hozzájárulást adott a Sloan Digitized Sky Survey (SDSS) szupernóva-kereső alprogramja 2005–2008 között, illetve a 2010 után indult, nagy égitérületet átfogó keresőprogramok, mint pl. az amerikai Palomar Transient Factory (PTF), vagy a Pan-STARRS. A felfedezések egyre növekvő ütemét jól illusztrálja, hogy az adott évben újonnan felfedezett szupernóvák száma 1990 és 2010 között kb. $t^{2,2}$ szerint nőtt, míg 2010 után az éves ráta növekedési üteme kb. $t^{3,3}$ -ra változott, azaz időben egyre meredekebben nő. Mindezek az adatok jól illusztrálják, hogy milyen hihetetlen mértékben nőtt az elmúlt évtizedekben a csillagász-asztrofizikus közösség érdeklődése a szupernóva-kutatás iránt. Az egyre jobb időfelbontással észlelt tranziens jelenségek asztrofizikája várhatóan még az eddigiekhez képest is újabb lendületet nyer 2020 után, amikor a Large Synoptic Survey Teleszkóp működni kezd. Ez a tervezett égboltfelmérő program kb. 10 napos időközönként a teljes látható égboltot végigfotózza majd, így rengeteg különféle, köztük sok új, korábban ismeretlen típusú tranziens objektum felfedezése várható ettől a programtól.

2.3. Magyar felfedezésű szupernóvák

A továbbiakban röviden összefoglalom a Magyarországról történt szupernóva-felfedezéseket. Ezek történelmi háttere igen gazdag és sokszínű, ugyanis már a Tycho-féle SN 1572 észlelései felbukkantak magyarországi forrásokban, igaz, ezek inkább mások észleléseinek másodlagos közlései voltak (lásd pl. Farkas, 2006). Az első tudományos igényű méréseket Konkoly Thege Miklós készítette az S And spektrumának felvételével 1885-ben. A nevét viselő csillagvizsgálóban (akkori hivatalos nevén a Magyar Tudományos Akadémia Csillagvizsgáló Intézetében) az 1960-es évek elején Detre László igazgató kezdeményezésére Lovas Miklós kezdett szupernóvák keresésébe az akkortájt üzembe helyezett 60/90 cm-es Schmidt-távcsővel. Ez a fotografikus szupernóva-kereső program rövidebb-hosszabb megszakításokkal 1995-ig működött.

A magyarországi műszerekkel történt szupernóva-felfedezések listáját a 2.2. táblázat tartalmazza^{4, 5}. Jól látható, hogy a 70-es és 80-as évek a magyar szupernóva-kutatás aranykorának számítottak. Ekkor a világon összesen felfedezett szupernóvák jelentős részét a Konkoly Obszervatórium fotolemezein találták meg elsőként. A fotografikus korszakot az 1995m felfedezése zárta. Ezt követően, a digitális korszakban CCD-kamerával készült felvételeken történtek felfede-

⁴Sárneczky Krisztián honlapja <http://astro.u-szeged.hu/sky/sn-cat.txt>

⁵IAU Central Bureau hivatalos listája <http://www.cbat.eps.harvard.edu/lists/Supernovae.html>

2.2. táblázat. Magyarországról felfedezett szupernóvák

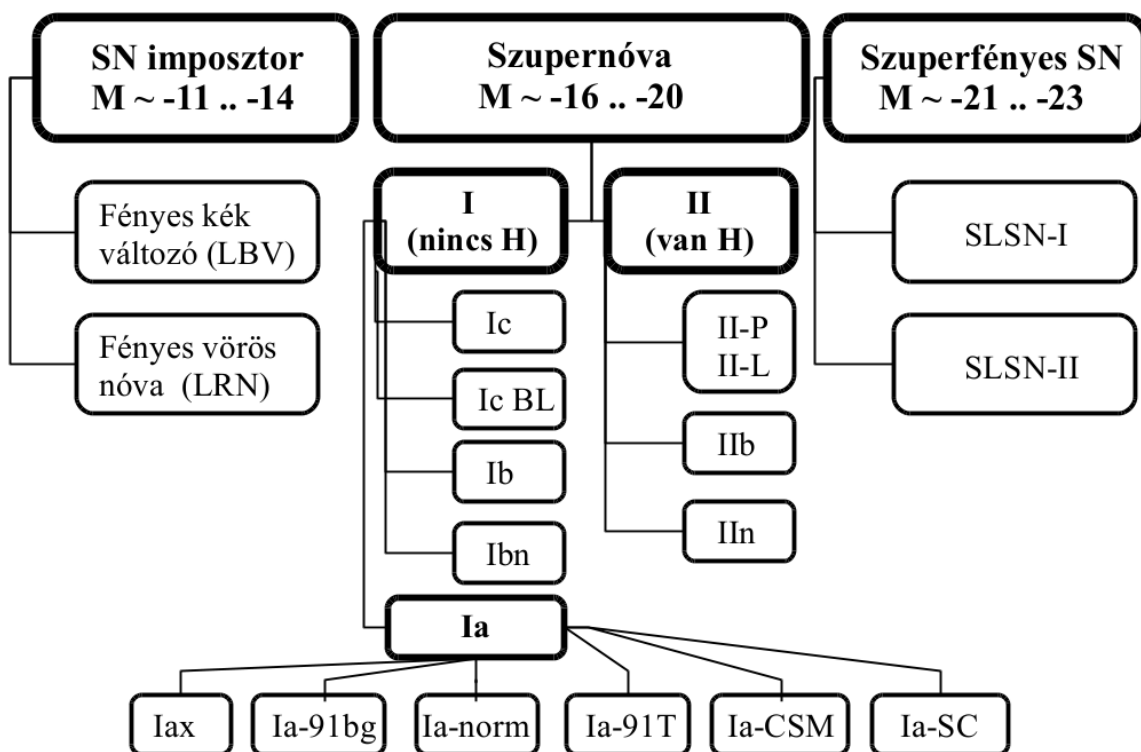
SN	galaxis	max. fényesség	típus	felfedező
1964E	UGC 6983	12,5	I	Lovas
1965O	anonim	17,5	–	Lovas
1966G	NGC 521	15,5	–	Reaves, Lovas
1967C	NGC 3389	13,0	Ia	Chuadze, Lovas
1968A	NGC 1275	15,5	I	Lovas
1968I	NGC 4981	13,5	I	Lovas
1968J	anonim	16,6:	–	Jankovics
1968S	anonim	16,5	–	Jankovics
1969C	NGC 3811	14,4	Ia	Rosino, Jankovics
1969B	M108	13,9	II	Wild, Balázs
1970G	M101	11,7	II	Lovas
1970M	anonim	16,5	–	Lovas
1972F	MCG +09-20-97	16,0	–	Lovas
1972T	MCG +05-32-01	14,0	–	Lovas
1974D	NGC 3916	15,5	–	Lovas
1974E	NGC 4038	14,0	–	Lovas
1975B	anonim	15,5	Ib:	Lovas
1975G	MCG +09-23-25	14,8	Ia	Lovas
1975R	anonim	15,0	–	Lovas
1976A	NGC 5004A	16,5	–	Lovas
1976B	NGC 4402	15,2	Ib:	Lovas
1976C	IC 1231	14,5	–	Paparó
1976G	NGC 488	15,0	–	Lovas, Wild
1976H	IC 1801	15,0	–	Lovas
1976I	MCG -01-03-59	17,5	–	Lovas
1976M	anonim	17,0	–	Lovas
1976N	anonim	15,0	–	Lovas
1977B	NGC 5406	14,0	–	Lovas
1977E	anonim	15,0	–	Lovas
1978F	anonim	18,0	Pec	Lovas
1980A	MCG +05-29-64A	15,5	–	Lovas
1980B	MCG +09-19-42	16,0	–	Lovas
1980C	anonim	17,5	–	Lovas
1980E	anonim	16,0	–	Lovas
1981G	NGC 4874	15,0	–	Lovas
1982C	NGC 4185	17,5	–	Lovas
1982O	NGC 521	15,0	–	Lovas
1982W	NGC 5485	14,5	Ia	Lovas
1982X	UGC 4778	16,5	–	Lovas
1982Y	UGC 5449	17,0	–	Lovas
1984M	IC 121	14,0	–	Lovas
1985O	anonim	16,5	II	Lovas
1986A	NGC 3367	14,4	Ia	Evans, Cameron, Leibundgut, Lovas
1987M	NGC 2715	15,0	Ic	Lovas
1988R	MCG +09-23-09	15,5	Ia	Lovas
1989X	anonim	17,5	–	Lovas
1995am	anonim	15,0	Ia	Lovas
1999by	NGC 2841	13,2	Ia	LOSS, Berkó, Arbour
2010gn	anonim	16,6	Ia	Vinkó et al. (BASSUS), PTF
2010jk	anonim	20,2	IIIn:	Sárneczky, Kuli
2011ab	anonim	19,7	II-P	Kuli, Sárneczky
2011ba	anonim	19,6	Ia	Sárneczky, Kuli
2012bj	anonim	20,0	Ia-pec	Sárneczky, Vinkó, Wheeler

zések. Mivel a hangsúly a keresőprogram helyett inkább a fényes, közeli szupernóvák fotometriai követésére helyeződött át, a felfedezések száma drasztikusan lecsökkent.

Sajnos ezen korábbi szupernóvák jelentős részéről nem készült spektrum, így típusba sorolásuk sem volt lehetséges. Ennek fő oka a mainál lényegesen gyengébb műszerezettség, illetve a jóval korlátozottabb műszerfelhasználást engedélyező tudománypolitika volt, ami akkoriban az egész világon bevett gyakorlat volt. 2010 óta a Nemzetközi Csillagászati Unió (IAU) előírása szerint kizárólag spektroszkópiai méréssel és klasszifikációval együtt történhet "hivatalos" szupernóva-bejelentés. Paradox módon ekkortól kezdve jelentős növekedésnek indult a nem IAU-hoz történő, csak képalkotásra alapuló bejelentések száma, így e sorok írásának idejére a hivatalos IAU-nevet kapó szupernóvák száma elenyészővé vált a különböző nagy keresőprogramok (iPTF, Pan-STARRS, ASASSN, Gaia stb.) saját bejelentései mellett.

A digitális korszak első magyar szupernóva-felfedezése az amatőr csillagász Berkó Ernő nevéhez fűződött. Ez lényegében a véletlennek volt köszönhető, nem tervezett keresőprogram eredménye volt. CCD-kamerát használó szervezett keresőprogramot 2009-ben indítottunk a Szegedi Tudományegyetem, a Bajai Csillagvizsgáló és a Konkoly Obszervatórium kutatóinak közreműködésével. Ez a Baja-Szeged Supernova Survey (BASSUS) nevet viselő keresőprogram a Bajai Csillagvizsgáló 50 cm-es BART automata távcsövét használta, célpontjai pedig az 50 Mpc-en belül található, -10 foknál északabbi deklinációjú galaxisok voltak. A keresési stratégia a digitális képlevonás alkalmazására épült: a célgalaxisról készült képből egy korábbi referenciaképet levonva, a reziduál képen történő objektumkereséssel kívántunk új szupernóvákat felfedezni. A képfeldolgozó és SN-kereső kódokat én írtam, és a reziduál képeket is én értékeltem ki, mert ezt a legutolsó lépést a távcső leképezési korlátai miatt nem sikerült teljesen automatizálni. Hosszas erőfeszítéseink 2010-ben egyetlen új szupernóva felfedezésére (SN 2010gn, Vinkó et al. 2010a, 2010b; a Palomar Transient Factory már korábban megtalálta, de ők az IAU-nak nem jelentették be), illetve három másik SN-felfedezést követő független megtalálására voltak elegendőek. Ez világosan mutatta, hogy a hazai műszerezettségünk és asztroklímánk nem teszi lehetővé, hogy a komoly erőforrásokkal rendelkező amerikai keresőprogramokkal versenyezzünk. Ennek megfelelően 2011-től a BASSUS programban is áttértünk a fényes, közeli szupernóvák fotometriai követésére, amelyből jóval több tudományos értékű eredmény született (lásd később).

A Konkoly Obszervatóriumban Sárnecky Krisztián és Kuli Zoltán a piszkéstetői Schmidt-távcsővel egy mindezekről eltérő stratégiájú keresőprogramot indított 2010-ben: a Piszkéstetői Szupernóva - Trojan Asteroid Survey (PISTA) az ekliptikától nem túl messze lévő, Abell-galaxis-halmazokat tartalmazó területek hosszú expozíciós idejű felvételeit irányozta elő. Ennek előnye az egy felvételen látszó galaxisok nagy száma (frame-enként több ezer), ami nagyban megnöveli a potenciális szupernóvák számát, hátránya viszont a galaxisok halványsága, ami a távcső kapacitásának határait feszegető, 21-22 magnitúdós határfényességeket igényel. Minden nehézség ellenére, a fiatal kutatók kitartó és effektív munkájának köszönhetően a PISTA program mára 4 saját felfedezésű szupernóvával büszkélkedhet. A bejelentéshez szükséges spektroszkópiai megerősítő



2.2. ábra. Szupernóvák spektroszkópai típusai.

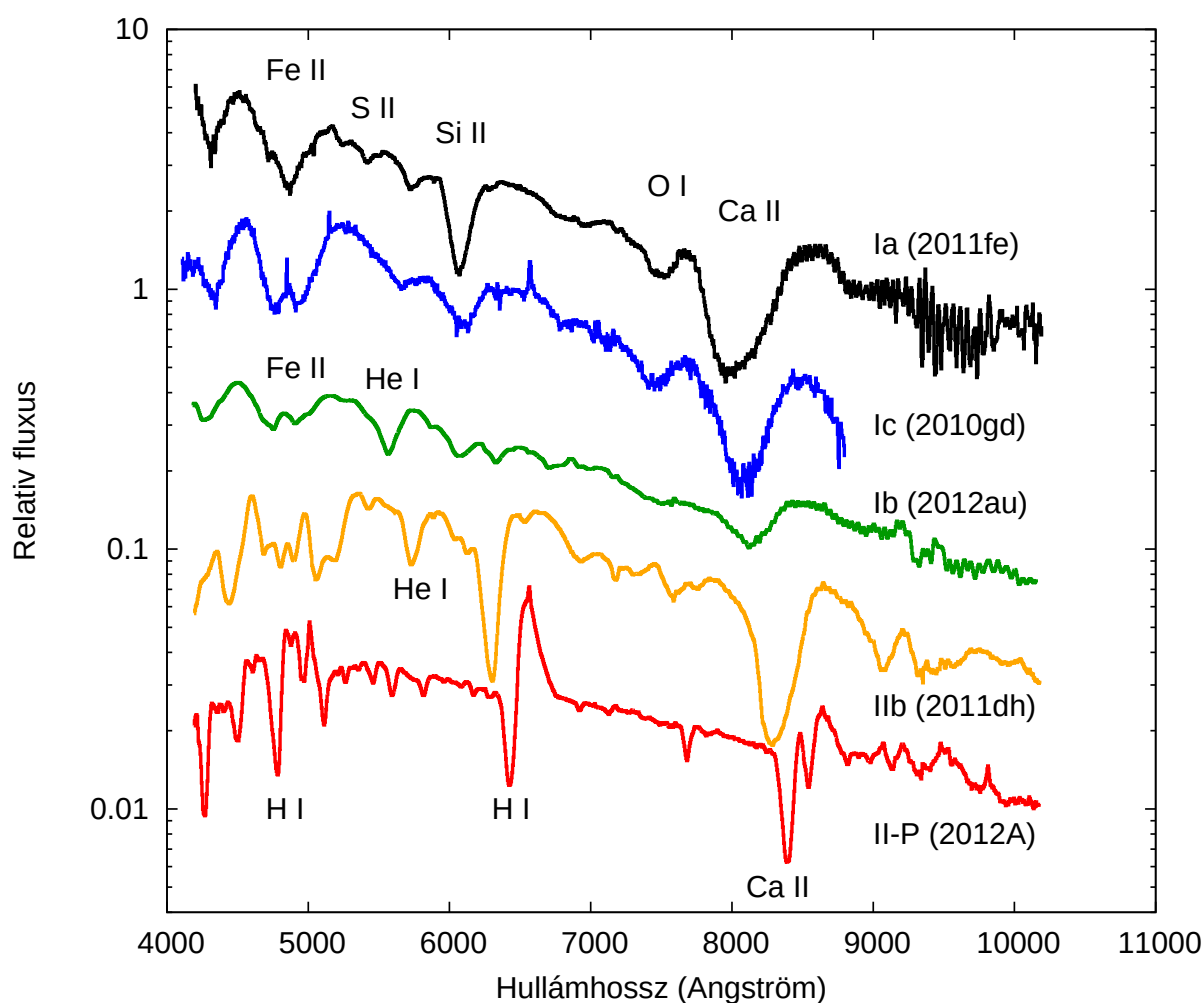
észlelések a texasi McDonald Observatórium 10 m-es Hobby-Eberly Teleszkópjával (HET) készültek. Ezekben a felfedezésekben a spektroszkópai mérések elvégzésében és kiértékelésében működtem közre.

2.4. A szupernóvák alapvető típusai

A szupernóvák különböző típusokba sorolása történhet tisztán megfigyelési jellemzők alapján, illetve a szülőobjektum (progenitor) fizikai természete, vagy a robbanás mechanizmusa alapján. Ebben az alfejezetben a közvetlenül megfigyelhető jellemzők (fénygörbe, spektrum) szerint történő kategorizálást mutatom be. Az asztrofizikai kategóriák tárgyalására a 3. fejezetben kerül sor.

2.4.1. Spektroszkópai jellemzők

Elsőként Minkowski (1941) vette észre, hogy a szupernóvák a spektrum alapján legalább két-féle csoportba sorolhatók. Azóta a szupernóvák alapvető típusait tradicionálisan spektroszkópai jellemzőik alapján definiálják (lásd pl. Filippenko, 1997; Turatto, 2003). A 2.2. ábra ezeket foglal-

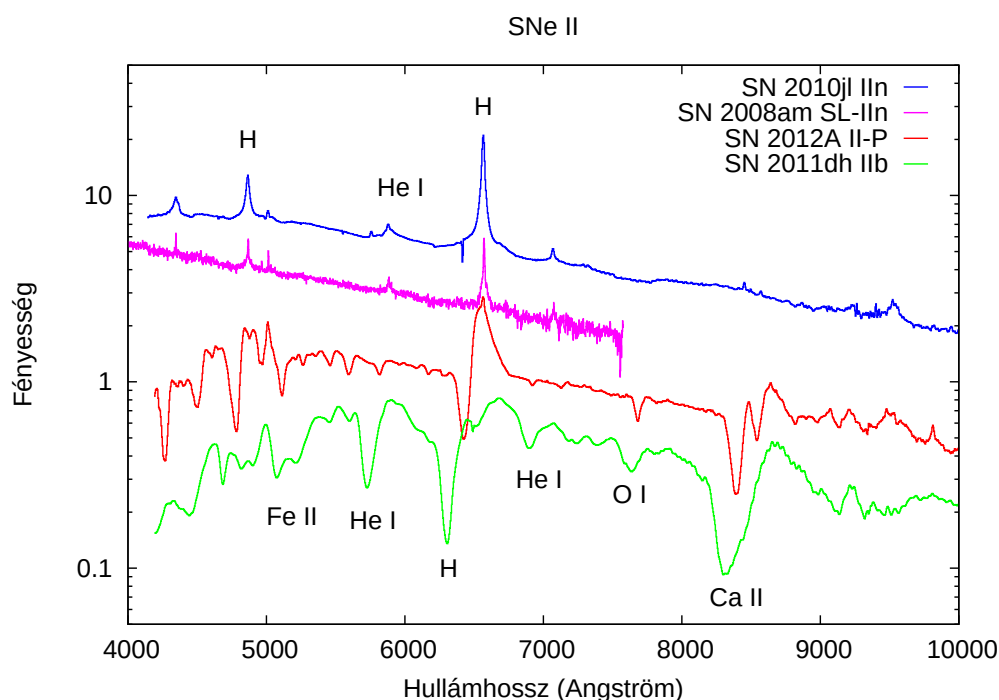


2.3. ábra. A szupernóvák főbb típusainak jellegzetes spektrumai a maximális fényesség környékén. Az itt és a fejezet többi ábráján szereplő spektrumok a texasi McDonald Observatórium 10 m-es Hobby-Eberly Teleszkópjával készültek, a redukálást és kalibrálást én végeztem.

ja össze. A szupernóva-imposztorokról és a szuperfényes szupernóvákról későbbi fejezetben írok, az alábbiakban csak a tradicionális szupernóvákkal foglalkozom.

A tradicionális szupernóvatípusok jellegzetes spektrumait a 2.3. ábra mutatja. Látható, hogy a különböző típusok más és más színképvonalakat mutatnak. A nagy biztonsággal azonosítható kémiai elemeket a rájuk jellemző spektrumvonalhoz közel tüntettem fel (hasonló ábra található pl. Alex Filippenko 1997-es összefoglaló cikkében). Ezek alapján az egyes típusok színképi jellemzői a következők:

- **Ia típus:** nincs H; nincs He; erős Si II $\lambda 6355$ Å vonal
- **Ib típus:** nincs H; erős He I vonalak
- **Ic típus:** nincs H; nincs He; gyenge Si II $\lambda 6355$, erős Fe II, O I és Ca II



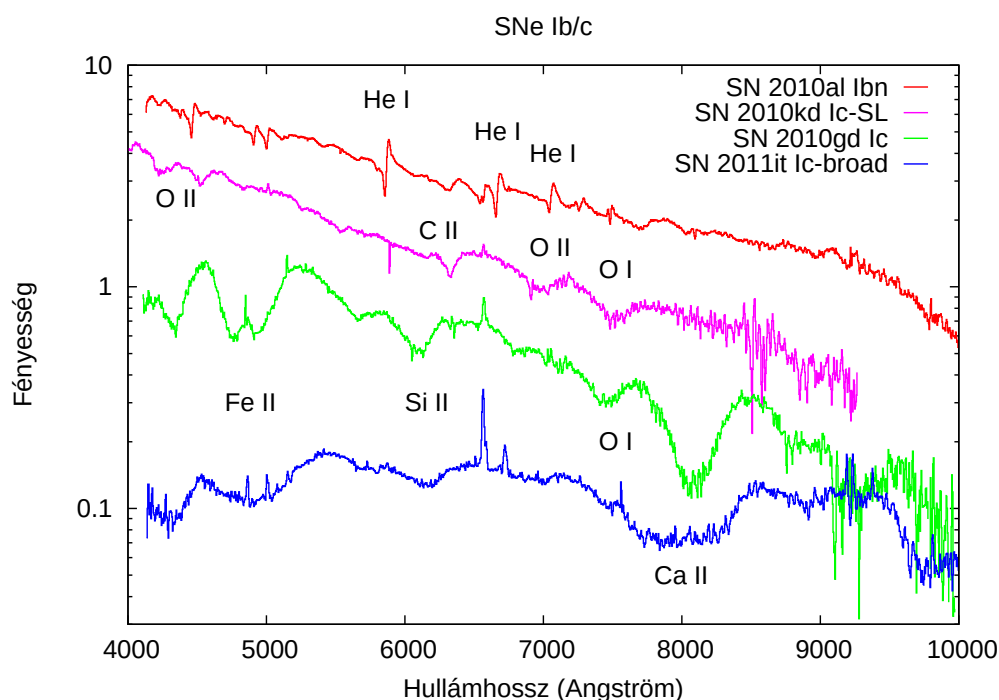
2.4. ábra. A II-es típuson belüli altípusok.

- **II típus:** erős H Balmer-sorozat; gyenge He I; egyre erősödő Fe II és Ca II
- **Iib típus:** kezdetben erős, majd egyre gyengülő H; fokozatosan erősödő He I.

A fenti osztályok közti határok gyakran nem élesek, így időnként egy SN pontos típusba sorolása nem egyértelmű. Leginkább az Ia és a II típusok különülnek el egymástól. Az Ib és Ic típust sokszor összefoglalóan Ib/c-nek klasszifikálják. A maximum előtt az Ia és Ib/c típusok sokszor hasonló spektrumot mutatnak. Hasonlóan, a Iib típus is gyakran csak a maximum utáni fejlődés során mutatható ki egyértelműen.

Az egyes típusokon belül általában több altípus különíthető el. A II-es típuson belüli altípusokat a 2.4. ábra mutatja. Az legtöbb II-es típusú SN a II-P altípusba tartozik, amelynek fénygörbéjén jellegzetes konstans szakasz (plató) figyelhető meg (lásd következő alfejezet). A Iib altípus valószínűleg átmenet a II-P és az Ib között: a korai fázisban a fénygörbe inkább a II-P, míg később inkább az Ib típus jellegzetességeit mutatja. Különleges altípusnak tekinthető az erős kék kontínuumot és jellegzetes Lorentz-profilú emissziós H-vonalakat mutató IIn típus. Itt az "n" betű az emissziós vonalak keskeny (narrow) voltára utal. Ezek a keskeny emissziós vonalak nem magában a SN ledobott anyagában jönnek létre, hanem a SN-t övező sűrű csillagközi anyagban (circumstellar matter, CSM). Az ilyen vonalak mutató SN-kat kölcsönható (interacting) SN-nak is nevezik.

Az Ib/c típuson belüli változatosságot a 2.5. ábra szemlélteti. Érdekes, hogy ezekben a hidrogénszegény SN-kban is megjelenik a CSM-kölcsönhatás, amikor a CSM nem hidrogénben, hanem héliumban gazdag: ez az Ibn altípus, ami az ábrán látható módon jellegzetes keskeny He-emissziós

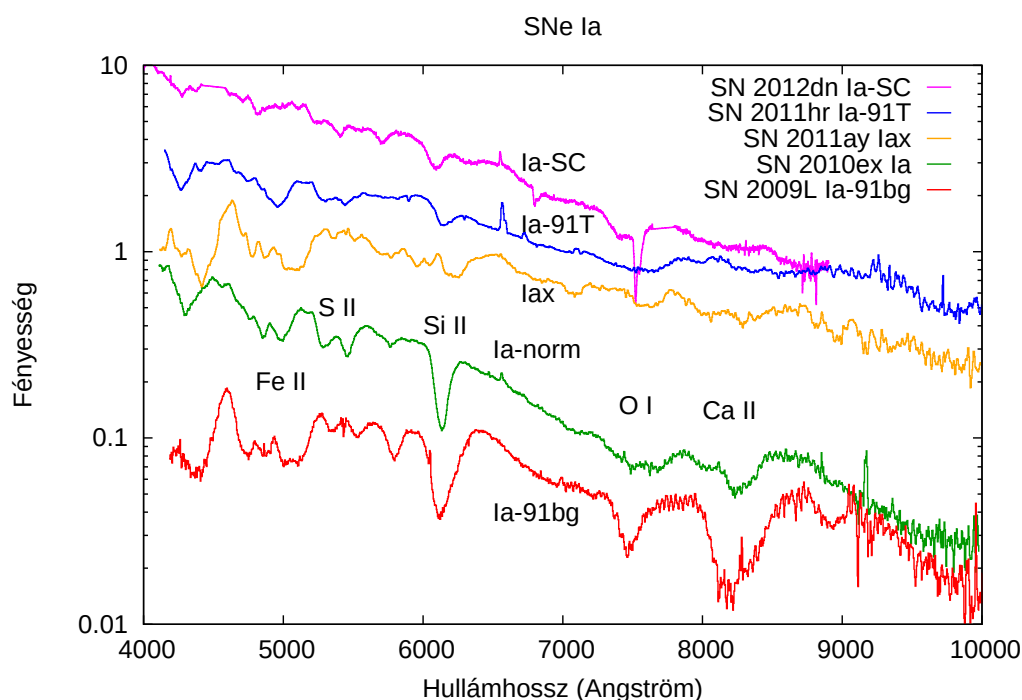


2.5. ábra. Az Ib/c típus alosztályai.

vonalkat tartalmaz. Az Ic típusba nagyon heterogén színeképeket mutató objektumok tartozhatnak: pl. az ábrán látható egy szén-oxigén-dominálta (SN 2010kd) és átmeneti fémekeket (Si II, Ca II) mutató (SN 2010gd) objektum is. A SN 2011it pontos típusa ún. "széles vonalú Ic" (broad-line Ic, BL-Ic), amit annak köszönhet, hogy az Ic-kre utaló vonalkat mutat, ezek azonban extrém módon kiszélesedettek. Míg a "közönséges" szupernóvák vonalkiszélesedése általában 2000 - 3000 km/s, addig a BL-Ic altípusnál ez 30 000 - 50 000 km/s. Ezt az altípust korábban "hipernóváknak" is nevezték, utalva az extrém erős Doppler-kiszélesedésre, később azonban a fenti BL-Ic elnevezés honosodott meg. A jelenleg legelfogadottabb hipotézis szerint ezek az extrém széles vonalak nem gömbszimmetrikus, hanem nyalábszerű (jet-like) robbanás után táguló maradványban jönnek létre, amikor a nyaláb éppen kb. a megfigyelő irányába mutat.

A legtöbb alosztálya az Ia-típusnak van, ami nem véletlen, mivel erről a típusról készült a legtöbb mérés, és a legtöbb felfedezett SN is ebbe a típusba tartozik (annak ellenére, hogy a térbeli sűrűség tekintetében nem ez a legelterjedtebb típusú SN az Univerzumban, lásd a 2.5. fejezetet).

A 2.6. ábra az Ia osztályba tartozó altípusok jellemző spektrumait mutatja be kb. a fényesség-maximum idején. A legtöbb Ia az "Ia-normál" altípusba tartozik, aminél jól látható a jellegzetes, erős Si II $\lambda 6355$ vonal. Ez a vonal szintén erősen jelen van az "Ia-91bg" altípusban, amely nevét az SN 1991bg-ről kapta. Az ebbe a csoportba tartozó SN-k maximumban 1 - 1,5 magnitúdóval halványabbak, mint az Ia-normál alosztályba tartozók, ezenkívül spektrumukban erősebbek az átmeneti fémeke, így pl. a Ti II, amely 5800 Å-nél erősebb vonalat eredményez, mint a normál Ia-kban (Branch, Baron & Jeffery, 2003).



2.6. ábra. Az Ia típus alosztályai.

A normál Ia-knál fényesebbek az Ia-91T altípus tagjai, melyek jellegzetessége, hogy a maximum környékén a Si II kimondottan gyenge, viszont több a magasabban ionizált fém, pl. Fe III a spektrumban. Ezekhez némileg hasonlóak az ún. "szuper-Chandra" Ia-k, melyek nevüket onnan kapták, hogy a maximális fényességük nagyobb, mint amit egy legfeljebb Chandrasekhar-tömegű fehér törpe robbanása alapján várnánk. Ezek spektrumában a maximum előtt időnként megjelenik az egyszerűen ionizált szén (C II) $\lambda 6580$ vonala, ami arra utalhat, hogy a robbanó objektum anyaga nem ég el teljesen a robbanás során (részletesebben lásd lentebb). Amint az a 2.6. ábrán látható, ezen altípusok a maximum környékén alig emlékeztetnek a többi Ia-ra, inkább Ic-hez hasonló spektrumot mutatnak. A klasszifikáció pontosítása csak a spektrumok időbeli fejlődésének követésével lehetséges, mivel a különbség az Ia és az Ic típus között időben gyorsan nő. Ez a korai színeképekre jellemző hasonlóság viszont nagyon megnehezíti az egyértelmű típusba sorolást akkor, amikor pusztán egy maximum környéki színekép áll rendelkezésre.

Egy igen rejtélyes, nemrég azonosított alosztály az Iax, melynek első képviselője a SN 2002cx volt. Ez látszólag a 91T-alosztályra emlékeztet, viszont maximális fényessége jóval alacsonyabb, és sokkal erősebb a Fe II jelenléte, már a maximum előtti színeképekben is. Ezekről részletesebben a 4.2 fejezetben lesz szó.

2.4.2. Fotometriai jellemzők

A szupernóvák fénygörbéje általában gyorsabb felfényesedésből és lassabb elhalványulásból tevődik össze. Az egyes típusok között azonban számottevő különbségek vannak.

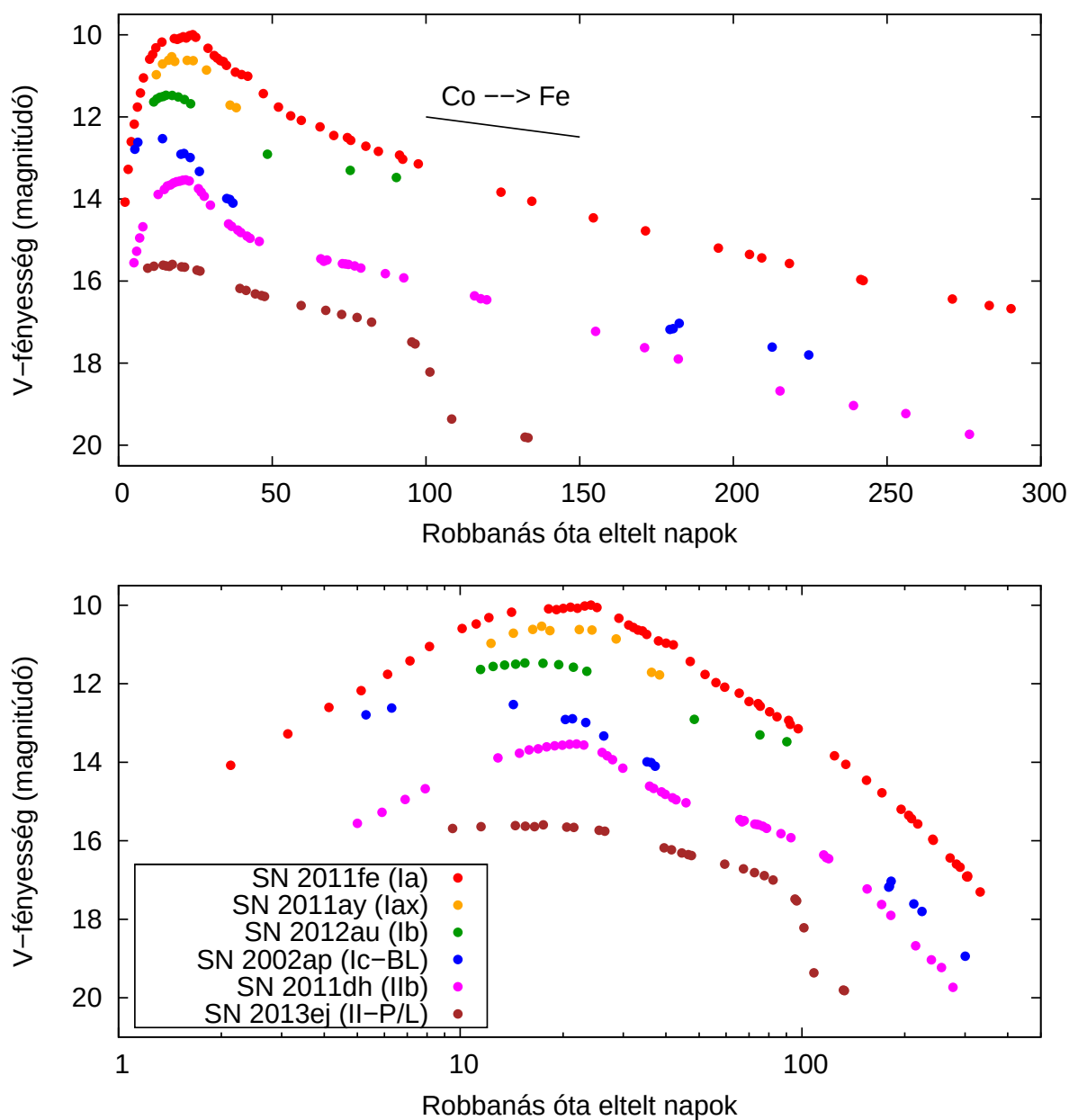
A 2.7. ábra jól illusztrálja a különböző típusok közti eltéréseket (az ábra érdekessége, hogy a rajta szereplő fénygörbék mindegyike a Konkoly Obszervatórium 60 cm-es Schmidt-távcsövével készült fotometria eredménye; a hivatkozások az ábraaláírásban találhatók). A fényességbeli különbségek nem valódiak, a fénygörbéket egymáshoz képest függőlegesen elcsúsztattam a jobb áttekinthetőség érdekében. Ezen az ábrán tehát csak a fénygörbék alakja közti eltérések relevánsak.

Az általános jellemző (gyors fényesedés, lassú halványodás) mellett jól láthatók a különbségek az egyes típusok között. Az Ib és Ic típusok felfényesedése általában gyorsabb, mint az Ia-ké. A IIb típus egy kezdeti gyors felfényesedést (ez a 2011dh fénygörbéjén pont nem látszik, de más IIb-ken igen) követően egy másodlagos maximum figyelhető meg, kb. az Ia-k maximumával egy időben. A II-P és II-L típusok igen gyorsan felfényesednek, ezt követően a II-P SN-k egy kb. 100 napig tartó, kb. konstans fényességű platót mutatnak. A plató-fázis végén a fénygörbe hirtelen ugrást szenved, majd sokkal alacsonyabb szinten a többi SN-hoz hasonló ütemben halványodik. A II-L típusnál ez a plató hiányzik, és a fénygörbe (magnitúdóskálán) kb. lineáris ütemben csökken. Érdekesség, hogy a 2.7. ábrán mutatott SN 2013ej éppen egy átmeneti objektum a II-P és II-L között: a plató nem vízszintes, hanem határozottan csökkenő, de meredeksége nem éri el a többi II-L SN fénygörbéjének meredekségét. Mindez arra utal, hogy a II-P / II-L megkülönböztetés nem teljesen indokolt, a két típus közti átmenet folytonos.

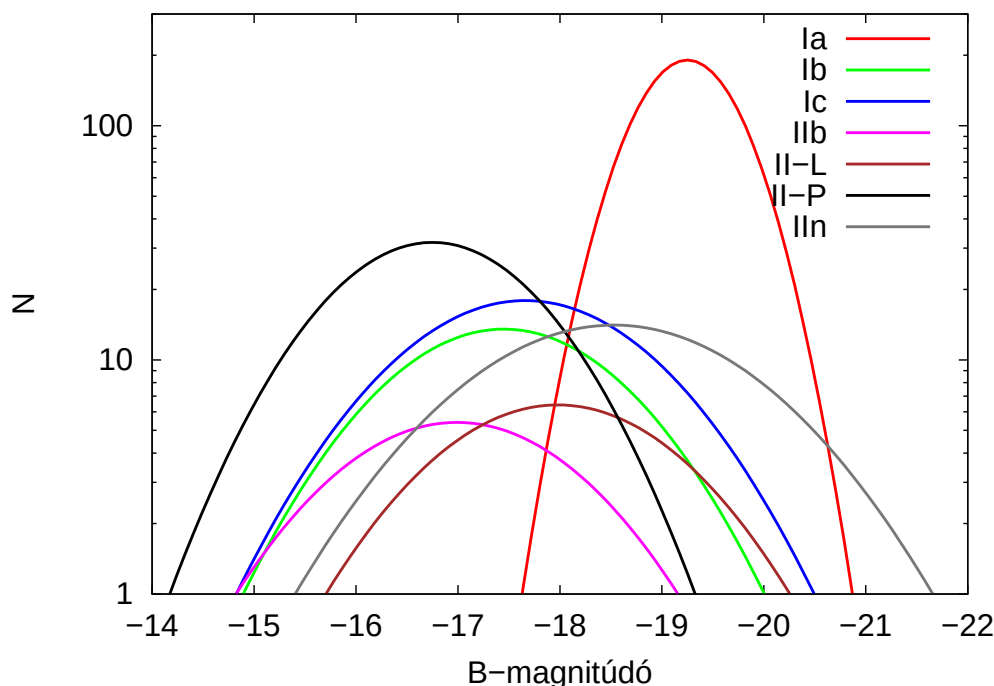
A 2.8. ábrán az egyes típusok maximális fényesség szerinti eloszlása van feltüntetve Richardson et al. (2014) adatai alapján. A görbék félértékszélessége az adott típus magnitúdó szerinti eloszlásának szórásával egyenlő, a görbék területe pedig a mintában szereplő SN-k számával arányos.

Jól látható, hogy számszerűleg az Ia típusról rendelkezünk a legtöbb adattal, ami természetesen nem azt jelenti, hogy ezt a típust ismernénk a legjobban. Az mindenesetre biztosan állítható, hogy mind a maximális fényességek eloszlását, mind az előző fejezetben taglalt spektroszkópiai jellemzőket tekintve az Ia típus tűnik a leghomogénabbnak. A 2.8. ábrán szereplő görbék félértékszélessége arra utal, hogy az Ia-tól különböző típusú SN-k maximális fényességei sokkal szélesebb tartományon oszlanak el, mint az Ia SN-ké. Ez nagy valószínűséggel a szülőobjektumok heterogén fizikai állapotára utal.

A 2.8 ábrából ugyanakkor az is kiviláglik, hogy az a 10-20 évvel ezelőtti tankönyvekben gyakran hangoztatott állítás, miszerint "az Ia szupernóvák jó közelítéssel standard gyertyáknak tekinthetők" valójában nem igaz. Az Ia SN-k fényesség szerinti eloszlásának félértékszélessége kb. 0,5 magnitúdó, ami azt jelenti, hogy az egyedi objektumok között akár ± 1 magnitúdós különbségek is találhatóak. Egy ilyen objektumtípus még a csillagászatban (kényszerből) gyakori, kompromisszumos hibaintervallumok megengedése mellett sem tekinthető standard gyertyának! Arról, hogy ennek ellenére hogyan lehet mégis az Ia SN-kat "standardizálni", és így hatékony távolság-



2.7. ábra. Különböző szupernóvatípusok fénygörbéi az idő függvényében. A felső panelen az időtengely lineáris, míg az alsón logaritmikus skálázású, az y-tengelyen mindkét esetben a V-szűrőn át mért magnitúdót ábrázoltam. Az egyes fénygörbéket függőlegesen eltoltam egymáshoz képest a jobb láthatóság érdekében. A ferde vonal a $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ radioaktív bomlás meredekségét mutatja. Referenciák: SN 2011fe – Vinkó et al. (2012b); SN 2011ay – Szalai et al. (2015); SN 2012au – nem publikált; SN 2002ap – Vinkó et al. (2004); SN 2011dh – Vinkó et al. (2012a); SN 2013ej – Dhunghana et al. (2015).



2.8. ábra. Az egyes típusok maximális fényesség szerinti eloszlása Richardson et al. (2014) adatai alapján.

2.3. táblázat. Szupernóvák eloszlása különböző típusú galaxisokban

SN	E	S0/SB0	Sa/Sab	Sb/Sbc	Sc/Scd	SB	Irr
Ia	106	178	96	222	178	296	9
Ib	3	6	8	21	22	27	0
Ic	1	5	12	44	39	57	1
II	2	31	64	250	269	386	11

mérésre felhasználni, a 6.3 fejezetben részletesen szót ejtek.

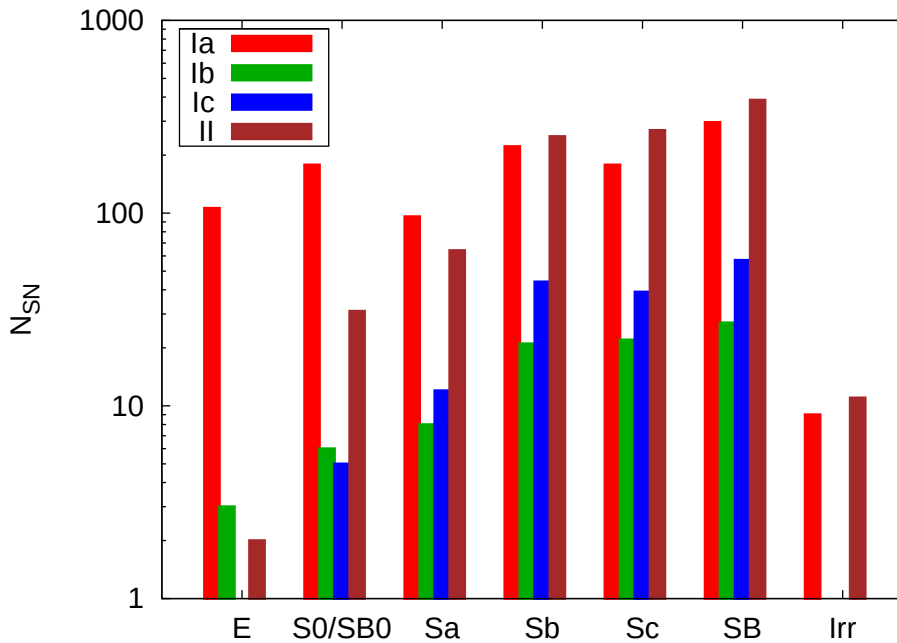
2.5. A szupernóvák gyakorisága térben és időben

Kb. 50 éve ismert, hogy a különböző típusú SN-k eltérő gyakorisággal jelennek meg különböző típusú galaxisokban (Minkowski, 1964). Az azóta eltelt idő alatt a megfigyelt SN-minta jelentősen bővült, így a statisztikai mutatók alapján valamivel megalapozottabb megállapításokat lehet tenni.

A 2.3. táblázat a katalogizált SN-k számát adja meg a különböző morfológiai osztályú galaxisokban. Az adatok forrása az Asiago Supernova Catalog⁶, annak 2015. május 18-i állapota alapján. Az adatok grafikus formában a 2.9. ábrán láthatók.

Könnyen észrevehető, hogy radikális különbség mutatkozik az Ia és a többi SN-típus galaxi-

⁶<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/all/asiagosn.html>



2.9. ábra. Ismert szupernóvák száma az egyes galaxistípusokban. Forrás: Asiago Supernova Catalog.

sonkénti eloszlásában. Míg az Ia típus kb. egyforma gyakorisággal fordul elő az összes galaxisban (kivéve az irreguláris galaxisokat), addig a többi SN típus (Ib/c, II) szinte csak spirálgalaxisokban jelenik meg. A spirálisokon belül az Ib/c és II típus gyakorisága a későbbi típusú spirálgalaxisok felé egyre növekszik. Irreguláris galaxisokban kb. egyformán találhatunk Ia és II típusú SN-t, azonban itt a kis mintaszám nem tesz lehetővé szignifikáns állítást.

A fenti statisztikai mintát a nagy mintaszám ellenére fenntartásokkal kell kezelni, ugyanis a SN-kereső programok észlelési stratégiája különféle jelentős szisztematikus hibákat vihet az adatokba. A 2000-es évek előtt szinte az összes SN-kereső program a nagyméretű, fényes galaxisokban, azaz többnyire a spirálgalaxisokban kereste az új SN-kat, így természetes, hogy sokkal több SN-t találtak S- vagy SB-osztályú galaxisokban. Az ettől eltérő stratégiájú, ún. "nem-célzott keresést" (untargeted search) folytató programok csak jóval később jelentek meg, pl. a ROTSE-program (Quimby et al., 2012), SDSS-II (Frieman et al., 2008), Palomar Transient Factory (PTF, Law et al., 2009) stb. Kb. egy évtized múlva talán már ezen programoknak köszönhetően egy jóval kevesebb statisztikai torzítást (bias) tartalmazó mintával dolgozhatunk.

A SN-k egyszerű számánál jóval érdekesebb, kvantitatív statisztikai mennyiség a SN-ráta (SN-rate, SNR), amelynek definíciója a következő:

$$SNR = \frac{N_{SN}(T, z_{max})}{T \cdot V_C(z_{max})}, \quad (2.1)$$

ahol T az észlelőprogram időtartama, $N_{SN}(T, z_{max})$ az ezen idő alatt felfedezett SN-k száma z_{max}

vöröseltolódáson belül, $V_C(z_{max})$ pedig a z_{max} vöröseltolódáson belüli együttmozgó térfogat (co-moving volume; Hogg, 1999):

$$V_C(z_{max}) = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{c^3}{H_0^3} \int_{\Omega} \left[\int_0^{z_{max}} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \right]^3 d\Omega. \quad (2.2)$$

Itt feltettük, hogy az Univerzum sík ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$) és a sugárzás energiasűrűsége elhanyagolható az anyag (Ω_M) és a sötét energia (Ω_Λ) energiasűrűsége mellett. A fenti SNR-t szokás még "térfogati SNR"-nek (volumetric SNR) is nevezni, dimenziója $\text{Mpc}^{-3}\text{év}^{-1}$.

A megfigyelésekből kiszámolt SNR-t a vöröseltolódás függvényében ábrázolva egy nagyjából z -vel lineárisan növekvő görbét kapunk. Ennek konkrét értékei, ahogy az várható, különbözőek az Ia és a többi SN-típus esetén. Ia típusú SN-kra az összefüggés $z_{max} < 1$ -re (Capellaro, 2014)

$$SNR(Ia) [\text{Mpc}^{-3}\text{yr}^{-1}] \approx 0,2 \cdot 10^{-4} + 0,8 \cdot 10^{-4} \cdot z. \quad (2.3)$$

$z > 1$ fölött a görbe jóval bizonytalanabban ismert, de a rendelkezésre álló adatok alapján mintha megállna a SNR növekedése és nagyjából konstanssá válna. A többi (Ib/c, II) típusra a SNR hasonló menetű, de jóval nagyobb értékű:

$$SNR(Ibc + II) [\text{Mpc}^{-3}\text{yr}^{-1}] \approx 0,5 \cdot 10^{-4} + 6,5 \cdot 10^{-4} \cdot z. \quad (2.4)$$

Jól látható, hogy annak ellenére, hogy a legtöbb felfedezett SN Ia típusú, a lokális Univerzumban a II-es típusú SN-k jóval gyakoribbak!

Szintén érdekes összefüggésekre bukkanhatunk, ha a tömegegységre (1 naptömegre) normált SNR-t a galaxis csillagkeltési rátájával (star formation rate, SFR) vetjük össze. Ez utóbbi mennyiség az adott galaxisban évente újonnan keletkező összes csillag tömege naptömegben, dimenziója $M_\odot\text{év}^{-1}$. Szokás még a galaxis teljes csillagtömegére (M_s) normált fajlagos csillagkeltési ráta (specific star formation rate, $sSFR = SFR/M_s$) használata is, aminek dimenziója év^{-1} . A legújabb eredmények szerint (Graur et al., 2015) az SNR mind az SFR -től, mind az $sSFR$ -től nemlineáris módon függ, de az általános trend szerint a nagyobb $sSFR$ -t mutató galaxisokban az SNR is nagyobb, mind az Ia-kra, mind a többi típusra. Ezek a galaxisok tipikusan az erősen csillagkeltő galaxisok (star-forming galaxies) csoportba tartoznak. Érdekes, hogy a galaxis össztömegével vett korreláció fordított, tehát a nagyobb össztömegű galaxisokban kisebb az egységnyi tömegre eső SNR . Mindez azért különösen érdekes, mert információval szolgálhat a galaxis csillagpopulációja és a szupernóvák szülőcsillagai közti összefüggésről.

A galaxis csillagkeltésének időfüggése (star-formation history, SFH) és a fősorozat-szupernóva állapotok közt eltelt idő eloszlása (delay-time distribution, DDT) közti elméleti összefüggés (Graur et al., 2015):

$$SNR = \frac{1}{M_s} \int_0^{\Delta T} S(t') \Psi(t - t') dt' \quad (2.5)$$

ahol ΔT a galaxis keletkezése óta eltelt idő, $S(t)$ a galaxis SFH függvénye, a SN DDT -t pedig $\Psi(t)$ jelöli. Ez utóbbi elsősorban attól függ, hogy milyen típusú SN robban fel: nagy tömegű csillagokra a DDT időben keskeny, míg fehér törpék robbanása (Ia) esetén a DDT az idő mentén jóval kiterjedtebb. A megfigyelt szupernóva-ráták és a (2.5) egyenlet numerikus megoldásainak összehasonításával képet kaphatunk a különböző SN-típusok és szülőobjektumaik közti összefüggésekről. Childress et al. (2014) eredményei szerint az Ia SN-k szülőobjektumai lényegesen fiatalabbak a kis tömegű galaxisokban, mint a nagy tömegűekben. Ez az eredmény arra utal, hogy az Ia típusú SN-k nem csak egyféle, homogén populációból származnak. Ezekről részletesen a következő fejezetben lesz szó.

3. fejezet

Elméleti asztrofizikai háttér

A szupernóvák jelentős része nagy tömegű csillagok magjának katasztrofális összeomlása után jön létre. Ezeket a szakirodalomban "core collapse supernova"-ként emlegetik, amire egységes magyar terminológia nincs, ezért én a "kollapszár szupernóva" kifejezést fogom használni (lásd pl. Szalai, 2013). Részletes modellszámítások szerint a mag végső kollapszusára csakis a vasmag képes, ezért az ilyen SN-k létrejöttéhez legalább kb. 8 naptömeg ($M_{\odot}$) kezdeti tömegű csillag kell. Ezzel szemben az Ia típusú SN-t a szén és oxigén alkotta fehér törpék termonukleáris fúziója kelti, ezért ezeket "termonukleáris szupernóva"-ként is emlegetik.

A fejezet első felében áttekintem az ilyen 8 $M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegű csillagokról és a mag kollapszusáról szóló asztrofizikai ismereteket. A fejezet második részében a termonukleáris SN-k fizikájával foglalkozom.

3.1. Kollapszár szupernóvák

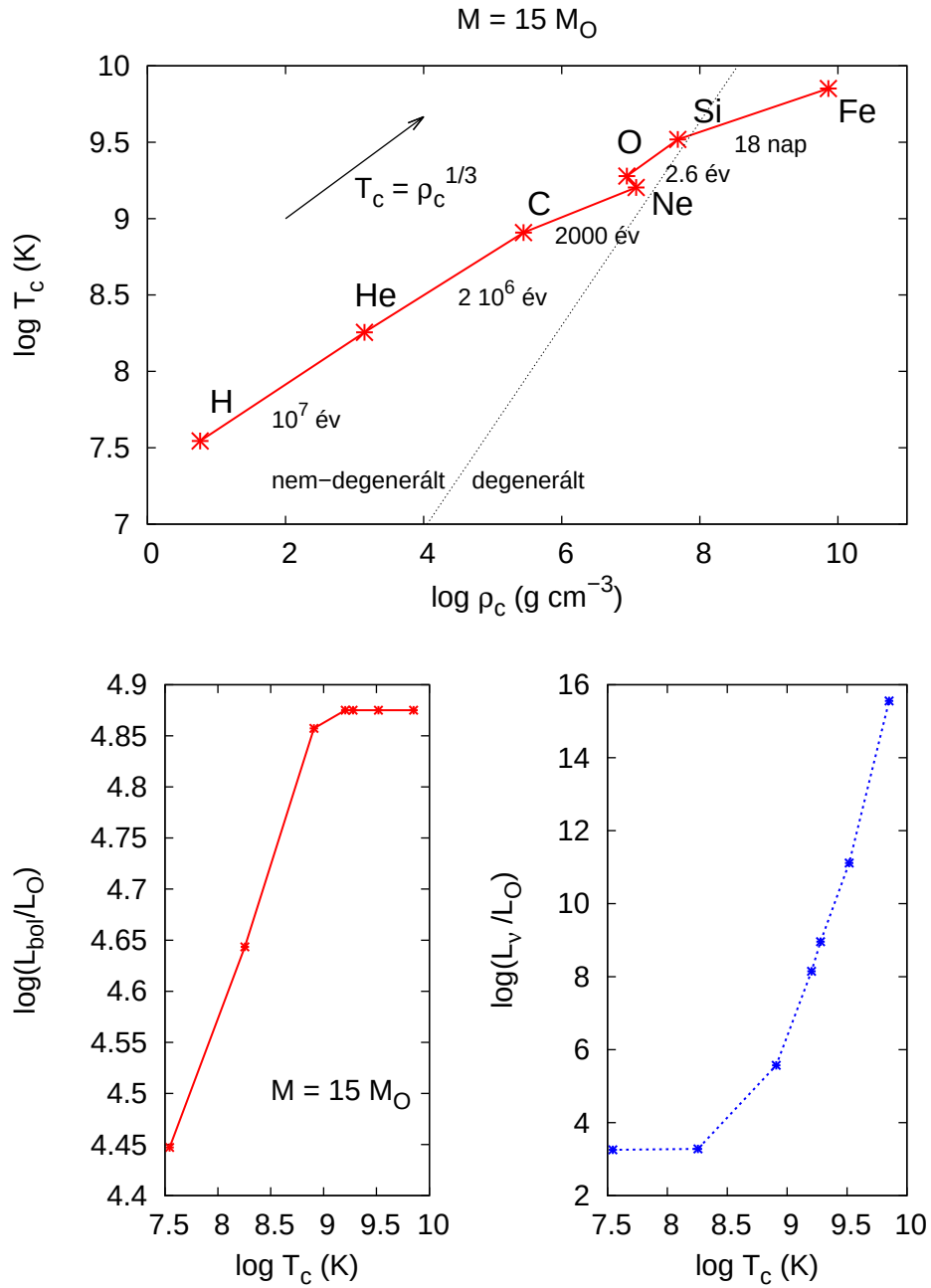
3.1.1. Nagy tömegű csillagok fejlődése

Az $M > 8 M_{\odot}$ tömegű csillagok fősorozaton töltött ideje $\tau_{MS} \approx 10^{10} (M/M_{\odot})^{-3} \leq 20$ millió év, ami nagyságrendekkel rövidebb, mint a néhány naptömegű csillagoké.

A 3.1. ábra egy 15 $M_{\odot}$ -ű csillag életútját ábrázolja a magbeli sűrűség - hőmérséklet (T_c - ρ_c) diagramon (az adatok forrása Woosley & Janka, 2005). Az egyes szimbólumok a különböző anyagok magbéli égetésének fázisait jelölik, míg ezen fázisok élettartama az összekötő szakaszok alatt látható.

Egyszerű politrop csillagmodellekben, ahol az állapotegyenlet $P \sim \rho^{(n+1)/n}$ alakú, a hidrosztatikai egyensúly egyenletének integrálása a $T_c \sim \mu M^{2/3} \rho_c^{1/3}$ összefüggésre vezet (Woosley et al., 2002). Ezen reláció meredekségét a 3.1. ábrán a vastag nyíl mutatja. Jól látható, hogy a csillag magjának fejlődése nagyjából ezt a $T_c \sim \rho_c^{1/3}$ relációt követi, annak ellenére, hogy az átlagos molekulatömeg a magban egyre nő.

Az ábrán pontozott vonal jelöli a nemrelativisztikus elektronok elfajulásának megfelelő határt,



3.1. ábra. *Felső rész:* Egy $15 M_{\odot}$ -ű csillag életútja a centrális sűrűség - hőmérséklet diagramon, Woosley & Janka (2005) alapján. A szimbólumok mellett a magban fuzionáló atommagok vegyjele látható. Az egyes szakaszok időtartamai a vonalak alatt vannak feltüntetve. A nyíl a $T_c \sim \rho_c^{1/3}$ reláció irányát mutatja. *Alsó rész:* A csillag bolometrikus luminozitása (bal oldal) és neutrínoluminozitása (jobb oldal) a fenti evolúciós fázisokban. Az egyre erősödő neutrínóemisszió jelentősen lerövidíti a csillag élettartamát.

ahol az elektronok Fermi-energiája egyenlő az egy elektronra jutó átlagos termikus energiával:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e m_a^{2/3}} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{2/3} = \frac{3}{2} kT, \quad (3.1)$$

ahol m_e az elektron tömege, m_a az atomi tömegegység, $\mu_e = \rho/n_e m_a$ az 1 elektronra jutó relatív atomtömeg. Ebből adódik, hogy az elfajulás határán $T_c \sim \rho_c^{2/3}$, ami meredekebb, mint a fenti $T_c \sim \rho_c^{1/3}$ reláció. A csillagmag evolúciós trajektóriája így átmehet a degenerációs határon, azaz bizonyos körülmények között a sűrűség olyan nagygyá válhat, hogy az elektronok elfajult állapotba kerülhetnek.

Kis tömegű csillagokban (pl. a Nap esetében) ez az elfajulás még a He-fúzió beindulása előtt bekövetkezik, így a He-égés elfajult állapotú anyagban indul be. Az elfajult anyag fúziója rendkívül hevesen, robbanásszerűen történik. Kis tömegű csillagokban ez a folyamat a héliummag-felvillanás (core He-flash). A 3.1. ábrán látható, hogy nagy tömegű csillagokban ezzel szemben a mag a He-égés elérésekor még nem degenerált. Így nagy tömegű csillagokban az újonnan beinduló fúziós folyamatok nem vezetnek magbeli termonukleáris robbanáshoz, és a csillag viszonylag simán eljuthat a vasmag állapotáig. Ugyan az egyre növekvő vasmag már degenerált állapotba kerül, de ennek fúziója már nem lehetséges, így a nagy tömegű csillagok szupernóvává válását nem a mag termonukleáris robbanása, hanem a vasmag gravitációs kollapszusa váltja ki.

A 3.1. ábra alsó részén a csillag bolometrikus luminozitása és a neutrínoluminozitás látható a felső grafikonon szereplő evolúciós állapotokban. Jól látszik, hogy a He-fúzió után a neutrínó-emisszió nagyságrendekkel nő. $T_c > 10^9$ K centrális hőmérsékleteknél a forró szabad elektronok és a fúziós folyamatokban keletkező pozitronok annihilációja egyre több neutrínó-antineutrínó párt képes kelteni. Emellett számos egyéb egzotikus folyamat is lejátszódik, melyek mind a neutrínó-produkciót növelik. Mindezek összességében oda vezetnek, hogy a neutrínók által elvitt energiát a csillag a nukleáris fúziós ráta növelésével kell, hogy pótolja az egyensúly megőrzése érdekében. A rendkívül nagyra növekvő neutrínoluminozitás ($L_\nu \sim 10^{15} L_\odot$) miatti energiaveszteség a nagy csillagok életét jelentősen lerövidíti. Az ábrán is látható, hogy szemben a fősorozat és a He-égetés millió éves időskálájával, a szén fúziója már csak 1-2 ezer évig, az oxigén fúziója 1-2 évig, míg a Si-fúzió csak néhány napig tart.

A csillag magját övező burok az egymást követő nukleáris fúziók lenyomataként a jellegzetes "hagymahéj-szerkezetet" veszi fel, azaz a legkülső réteg H-ben gazdag, majd sorrendben He-, C-, O- és Si-rétegek következnek, míg a mag teljesen vashoz (pontosabban a vascsoporthoz tartozó elemekből: Mn, Fe, Co, Ni) áll. Az, hogy a csillag ezekből a külső rétegekből mennyit őriz meg, a tömegvesztési folyamatoktól függ. Ezeket elég bizonytalanul ismerjük, annyi viszont bizonyos, hogy a tömegvesztés rátája a nagyobb tömegű csillagok felé erősen nő, azaz a nagyobb tömegű csillagok végső tömege akár alacsonyabb is lehet azokénál, amelyek eleinte a fősorozaton kisebb tömegűek voltak.

3.1.2. A Fe-mag összeomlása

A Si-fúziót követően 1-2 hét alatt kialakul az egyre növekvő tömegű, degenerált állapotú vas-mag. Az elfajult elektrongáz kb. a Chandrasekhar-tömegig képes egyensúlyt tartani a gravitációval. Ez a tömeghatár csak a hideg anyagra konstans, magas hőmérsékletek esetén függ a hőmérséklettől is:

$$M_{Ch} = \frac{5,83}{\mu_e^2} \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi k T}{E_F} \right)^2 \right], \quad (3.2)$$

ahol relativisztikusan degenerált elektronokra a Fermi-energia $E_F \sim n_e^{1/3} \sim \rho^{1/3}$. A részletes modelszámítások szerint $15 M_\odot$ -ű csillag esetén $M_{Ch}(Fe) \approx 1,34 M_\odot$, míg $25 M_\odot$ esetén $M_{Ch}(Fe) \approx 1,79 M_\odot$ (Woosley et al., 2002).

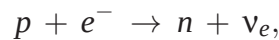
A magban $10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ sűrűség és $T > 10^9 \text{ K}$ hőmérséklet mellett a fizikai viszonyokat talán legszemléletesebben a "nukleáris pokol" jelzővel lehetne illetni. Ilyen körülmények között a mag anyaga csak ideig-óráig képes a stabilitását megőrizni. Egymással versengő kétféle folyamat is a mag stabilitásának csökkenését okozza. Egyrészt a vas fotodezintegrációja, azaz a vasmagok α -részecskékké való lebontása nagy energiájú γ -fotonok által, másrészt a vasmagok elektronbefogása, ami neutronban gazdagabb magokat hoz létre. A fotodezintegráció endoterm reakció, azaz a mag termikus energiájának rovására megy végbe, az elektronbefogás pedig radikálisan csökkenti a degenerált gáz nyomását.

Mindezek eredményeként a mag elveszti a stabilitást, és összeomlik. A kollapszus időskálája kb. a szabadesési időskála lesz:

$$\tau_{ff} \approx (G\rho_c)^{-1/2}. \quad (3.3)$$

Ha $\rho_c \sim 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$, a kollapszus a másodperc törtresze (kb. 0,2 s) alatt végbemegy.

A szabadeséssel összezuhanó vasmag lényegében a nukleáris sűrűség ($10^{14} \text{ g cm}^{-3}$) állapotáig sűrűsödik. Ekkor válik jelentőssé az inverz β -bomlás, vagyis a neutronizáció:



melynek hatására a keletkező elfajult neutronok nyomása megállítja az összeomlást. A hirtelen "felkeményedő" csillagmag a fentről még befelé hulló burok mozgását hirtelen megállítja, ami egy kifelé terjedő lökeshullámot hoz létre.

Kb. 3 évtizede küzd az elméleti asztrofizikus közösség azzal a problémával, hogy a lökeshullám hogyan képes a burok anyagának nagy részét ledobni. Sokáig a neutrínók elnyelődését, vagy a forgó mágnesezett neutroncsillag által a burokba táplált energiát próbálták ehhez segítségül hívni (lásd pl. Burrows, 2013). A legújabb eredmények szerint (Couch et al., 2015) azonban valószínű, hogy a kulcs 3D radiatív hidrodinamikai szimulációk használata: a magot övező burok aszimmetrikus szerkezete elősegíti a burok tényleges ledobódását és a SN-robbanás kialakulását.

3.1.3. A lökeshullám felbukkanása

A neutroncsillagról visszapattanó burokból egy kifelé terjedő lökeshullám jön létre. Ez eleinte annyira sűrű közeget hoz létre, amelyben még a neutrínók is elnyelődnek, hozzájárulva a lökeshullám expanziójához. A kifelé terjedő lökeshullám hamarosan eléri a csillag felszínét. Ez a pillanat a lökeshullám felbukkanása (shock breakout, SB).

A lökeshullám frontja erősen összenyomja és felfűti a burok anyagát, így az sugárzást bocsát ki, ami a $T > 10^6$ K hőmérséklet miatt főként röntgensugárzás lesz. A burok sűrű, ionizált anyaga erősen szórja a keletkező fotonokat, így azok csak lassú diffúzióval juthatnak a felszín felé. A mag kollapszusa tehát nem jelent azonnal megfigyelhető sugárzást a külső megfigyelő számára (az azonnal megszökő prompt neutrínók kivételével), lesz egy rövidebb-hosszabb ideig tartó sötét fázis a kollapszus és a lökésfront felbukkanása között.

Ha a lökeshullám terjedését jellemző advekciónak időskála $t_a = \Delta R_s / v_s$ (ΔR_s a lökésfront vastagsága, v_s a terjedési sebessége), a fotonok diffúziós időskála $t_d = \Delta R_s^2 / lc$ ($l = 1/\kappa\rho$ a közepes szabad úthossz), akkor annak feltétele, hogy a lökésfrontból származó fotonok képesek legyenek megelőzni a front mozgását:

$$t_a = \frac{\Delta R_s}{v_s} > t_d = \frac{\Delta R_s^2}{lc} = \frac{\Delta R_s^2 \kappa \rho}{c}, \quad (3.4)$$

Bevezetve a $\tau = \kappa \rho \Delta R_s$ optikai mélységet, adódik a SB kvantitatív feltétele:

$$\tau < \frac{c}{v_s} \quad (3.5)$$

A 2.7. ábrán egy $15 M_\odot$ kezdeti tömegű csillag felrobbanásakor kialakuló fénygörbét ábrázoltam (a robbanáskor a csillag tömege $12,2 M_\odot$, sugara $1000 R_\odot$ volt). A fénygörbét a publikus SNEC¹ kóddal számoltam. Jól látható a SB okozta rövid, fényes csúcs a fénygörbén, amely kb. 2 nappal a mag kollapszusa után jelenik meg. A fénygörbe többi jellemzőjéről a következő alfejezetekben lesz szó.

Ha egy R sugarú, M tömegű, homogén sűrűségű gömb centrumában E energiájú robbanás történik, a keletkező lökeshullám mozgását analitikusan a Szedov-féle megoldás adja (pl. Landau & Lifsic, 1980):

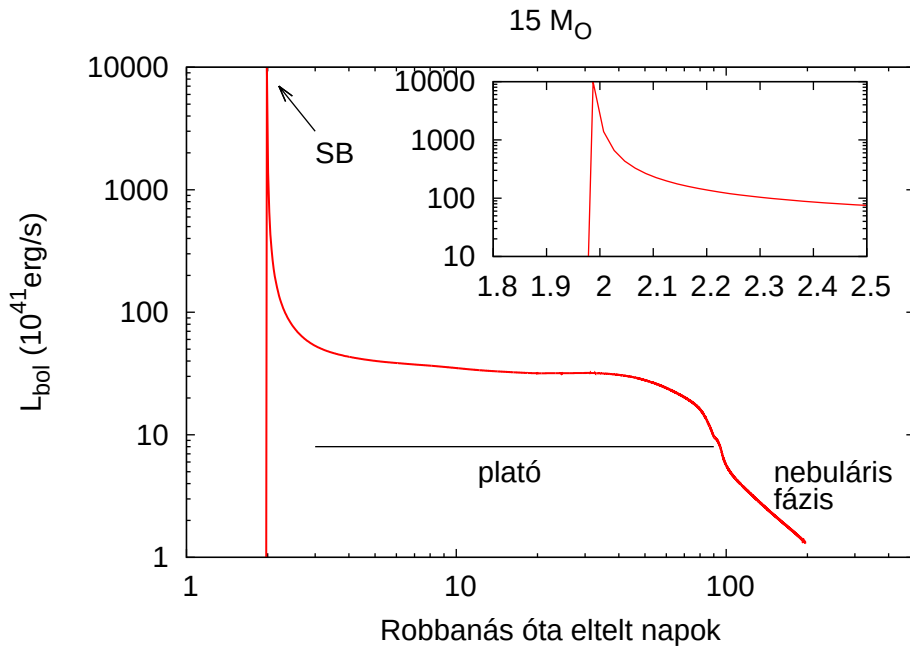
$$r = \xi_0 \left(\frac{E}{\rho} \right)^{1/5} \cdot t^{2/5} \quad (3.6)$$

ahol ξ_0 egységnyi nagyságrendű dimenziótlan paraméter. Ebből kifejezve a SB ($r = R$) idejét, adódik:

$$t_{SB} = R \cdot \sqrt{\frac{3 M}{4\pi E}}. \quad (3.7)$$

Közelítő jellege ellenére ez a formula a 3.2 ábrán látható SN kezdeti paramétereire $t_{SB} \approx 2$ napot

¹<http://stellarcollapse.org/snec>



3.2. ábra. Egy $12 M_{\odot}$ tömegű, $1000 R_{\odot}$ sugarú csillag felrobbanásakor kialakuló fénygörbe.

ad, ami tökéletes összhangban van a numerikus szimuláció eredményével.

3.1.4. A fotoszferikus fázis

A SB után a felfűtött, ledobott burok nagy sebességgel tágul. 1-2 nap után a tágulás homológ lesz, azaz minden $r < R$ sugarú rétegre $v(r) = v_{exp} \cdot r/R$, ahol v_{exp} a legkülső (R sugarú) réteg időben állandó tágulási sebessége.

Ebben az első időszakban a ledobott anyag (ejecta) még sűrű, optikailag vastag, ezért átlátszatlan. A nagyrészt ionizált plazmában az opacitást főleg a szabad elektronokon történő Thompson-szórás határozza meg: $\kappa \approx \kappa_T$. Hidrogén- és/vagy héliumgazdag SN-ban $\kappa_T = 0,2(1 + X)$, ahol X a hidrogén tömegszázaléka. Ezt a szakaszt fotoszferikus fázisnak nevezik, mivel ekkor a SN spektruma többé-kevésbé egy csillag spektrumára emlékeztet. A fotoszféra $r_{ph} < R$ sugarát a csillagatmoszférákhoz hasonló módon a

$$\tau = \kappa_T \int_R^{r_{ph}} \rho dr = \frac{2}{3} \quad (3.8)$$

egyenlet határozza meg.

A forró, homológ módon táguló, átlátszatlan burokban az energia sugárzási diffúzióval terjed a centrum és a felszín között. Ennek részletei sokban különböznek a statikus csillagatmoszférákban tapasztalható sugárzási diffúziótól, mivel figyelembe kell venni az adiabatikus tágulás okozta energiaveszteséget is. Ennek részleteit elsőként Arnett (1980) dolgozta ki. Megállapította, hogy a SN

kisugárzott luminozitásának időfüggését alapvetően kétféle időskála kombinációja határozza meg: egyrészt a $\tau_h = R_0/v_{exp}$ módon definiált expanziós időskála (R_0 a SN sugara a robbanás $t = 0$ időpontjában, v_{exp} a SN legkülső rétegének tágulási (expanziós) sebessége), másrészt a $\tau_d = \kappa M/\beta c R_0$ fotondiffúziós időskála, ahol M a ledobott burok tömege, κ a konstansnak feltételezett opacitás, $\beta \approx 13,8$ egy numerikus paraméter, amely a burok sűrűségprofiljával van kapcsolatban. A fénygörbe karakterisztikus idejét jellemző időskála ennek a kettőnek kb. a mértani közepe lesz:

$$\tau_{lc} = \sqrt{2\tau_h\tau_d} = \left(\frac{2\kappa M}{\beta c v_{exp}} \right)^{1/2}, \quad (3.9)$$

Ezt az időskálát effektív diffúziós időskálának, ill. fénygörbe-időskálának is szokás nevezni. Megmutatható, hogy ha a SN kezdeti sugara (R_0) nagy, és a burok kezdeti termikus energiája $E_{th}(0)$, a fényváltozás menete

$$L_E(t) = \frac{E_{th}(0)}{\tau_d} \cdot \exp\left[-\frac{t}{\tau_d} - \frac{t^2}{\tau_{lc}^2}\right]. \quad (3.10)$$

Mivel az exponensben a második tag dominál, a kezdeti luminozitás e -ed részére történő lecsengésének ideje éppen τ_{lc} lesz. Ez kb. megegyezik a 3.2. ábrán szereplő fénygörbe konstans szakaszának, a platónak a hosszával. Konstans sűrűségű SN-burokban (Arnett, 1980), ahol a homológ tágulás miatt a teljes kinetikus energia $E_k = 0,3Mv_{exp}^2$, a plató fázis időtartama

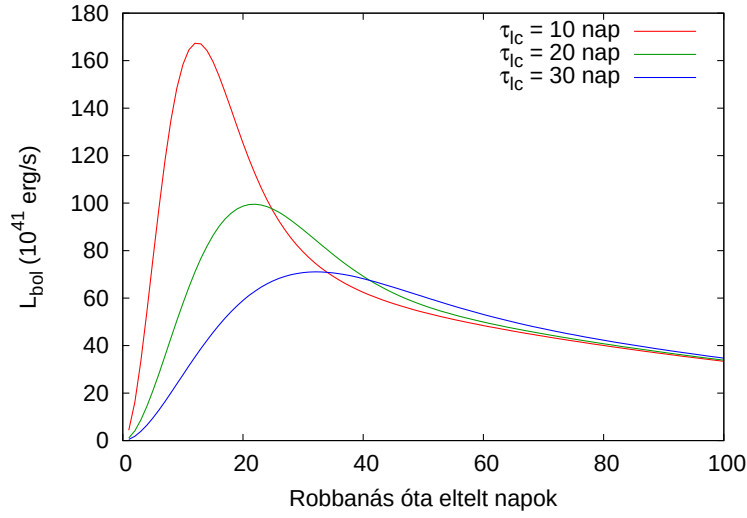
$$\tau_{lc} \approx \frac{1,05}{\sqrt{\beta c}} \left(\frac{\kappa^2 M^3}{E_k} \right)^{1/4}. \quad (3.11)$$

A valóság a fenti leegyszerűsített képnél valamivel komplikáltabb, ugyanis a platót valójában az ionizált hidrogén rekombinációja hozza létre, ennek megfelelően szinte kizárólag csak hidrogénben gazdag SN-ban (innen a II-P elnevezés) figyelhető meg. Az ionizációt/rekombinációt a fenti Arnett-modell nem veszi figyelembe, az ezt is leíró modellt elsőként Arnett & Fu (1989) dolgozta ki. Ennek megoldása már nem fejezhető ki analitikusan, hanem numerikus módszerekre van szükség (lásd még az 5.3 fejezetben).

Kisebb tömegű, hidrogénszegény-, illetve kompakt objektum felrobbanásából létrejövő SN esetén a 3.10 egyenlet nem adja vissza jól a megfigyelt fénygörbét. Ekkor egyrészt a lökéshullám nem képes elegendő termikus energát átadni a buroknak, másrészt az adiabatikus tágulás gyorsan elviszi a kezdeti energiát. Így már több évtizede világossá vált, hogy léteznie kell valamilyen további fűtési mechanizmusnak, amely a SN-t hosszú hónapokon keresztül láthatóvá teszi.

Ezt az extra fűtést a robbanás során keletkezett radioaktív elemek, főként a ^{56}Ni és az annak bomlásából létrejövő ^{56}Co további bomlása biztosítja. A radioaktív bomlás miatti fűtés időfüggését a következő képlet adja meg:

$$L_{in} = L_0 \cdot f(t) = M_{Ni}(0) \left[\epsilon_{Ni} e^{-t/\tau_{Ni}} + \epsilon_{Co} \left(e^{-t/\tau_{Co}} - e^{-t/\tau_{Ni}} \right) \right] \quad (3.12)$$



3.3. ábra. Különböző τ_{lc} időskálájú SN-fénygörbék összehasonlítása.

ahol $M_{Ni}(0)$ a robbanásban keletkezett ^{56}Ni kezdeti tömege, $\epsilon_{Ni} = 3,97 \cdot 10^{10} \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$ a Ni-bomlás energiatermelési rátája egységnyi tömegre, $\epsilon_{Co} = 7,26 \cdot 10^9 \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$ a Co-bomlás energiátényezője, $\tau_{Ni} = 8,8 \text{ nap}^{-1}$ a Ni-bomlás időállandója, $\tau_{Co} = 111,3 \text{ nap}^{-1}$ a Co-bomlás időállandója.

(3.12)-t és a termodinamika első főtételét felhasználva, a homológ módon táguló, radioaktív fűtésű SN-burokban a luminozítás időfüggését

$$L(t) = \frac{2L_0}{\tau_{lc}} e^{-\left(\frac{t}{\tau_{lc}}\right)^2 - \frac{t}{\tau_d}} \int_0^t f(t') e^{\frac{t'^2}{\tau_{lc}^2} + \frac{t'}{\tau_d}} \cdot \left[\frac{t'}{\tau_{lc}} + \frac{\tau_h}{\tau_{lc}} \right] dt' + L_E(t) \quad (3.13)$$

adja meg (Chatzopoulos et al., 2012), ahol $L_E(t)$ a (3.10)-ben szereplő luminozítás (ami a lökeshullám által felfűtött burok termikus energiájának kisugárzásából származik).

Kompakt objektum (jellemzően Ia vagy Ib/c típusú SN) robbanásakor R_0 kicsi, $\tau_d \gg \tau_{lc}$, így a fenti képletben az $L_E(t)$ tag elhanyagolhatóvá válik az elsőhöz képest. A radioaktív fűtésből származó luminozítás kezdetben nő, mivel a betáplált energia nagyobb, mint a sugárzási diffúzió és az adiabatikus tágulás okozta veszteség. Megmutatható (Arnett, 1982), hogy az energiabevitel és -veszteség éppen a maximális luminozítás elérésekor válik egyenlővé (ez az ún. "Arnett-szabály"). Ennek időskálája szintén a fentebb definiált $\tau_{lc} = \sqrt{2\tau_h\tau_d}$ lesz. τ_{lc} így nemcsak a plató-fázis hosszát, hanem kompakt robbanó objektum esetén a maximumig tartó felfényesedés idejét is jellemzi. Ezt illusztrálja a 3.3. ábra.

Erősen ionizált gázban, mint amilyen a táguló SN-atmoszféra a fotoszferikus fázisban, a szabad elektronokon történő Thompson-szórás jóval erősebb lehet, mint a valódi abszorpció: $\kappa_T \gg \kappa_a$. Ez különösen a burok külső, ritkább részein lesz jelentős, ahol a fotoszféra található. Az elektron-szórás nem változtatja meg a fotonok spektrális eloszlását. A fotoszférából kijutó sugárzás tehát

alapvetően feketetest-sugárzás lesz, de ennek hőmérséklete annak a rétegnek (az ún. termalizációs rétegnek) a hőmérsékletét tükrözi, ahol a termikus fotonok keletkeztek, melynek optikai mélysége (Eastman et al., 1996):

$$\tau_{thm} \sim \sqrt{\frac{\kappa_T + \kappa_a}{3\kappa_a}}. \quad (3.14)$$

Mivel ez a réteg a fotoszféránál mélyebben van, a fotoszférából kijutó fluxus "felhígult" lesz:

$$f_{ph} = \zeta^2 \pi B_V(T) \approx \frac{\pi B_V(T)}{\tau_{thm}}, \quad (3.15)$$

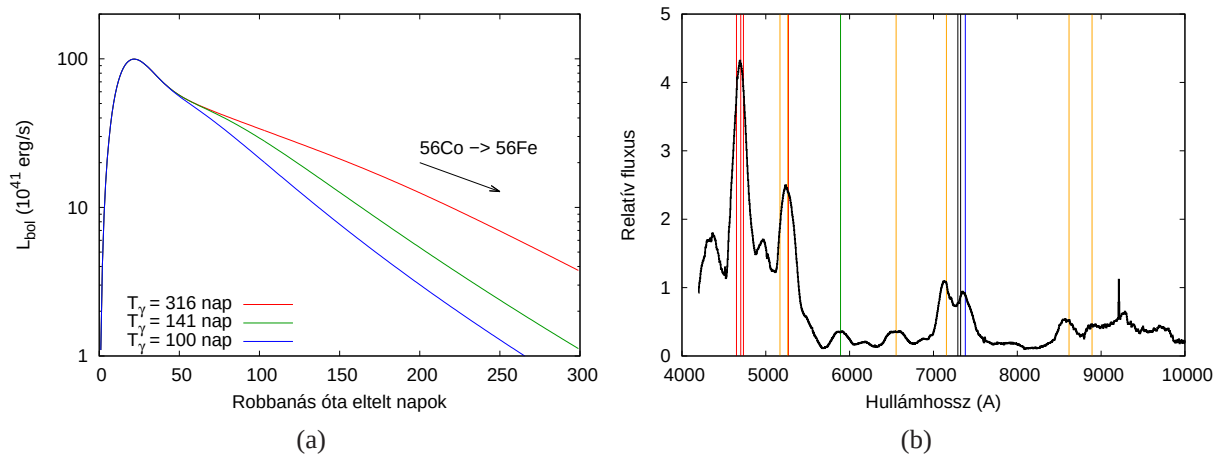
ahol $B_V(T)$ a Planck-függvény, ζ az elektronszórás (és egyéb effektusok, lásd pl. Eastman et al., 1996; Dessart & Hillier, 2005) miatt fellépő "korrekciós tényező" (dilution factor). Ez a korrekció különösen jelentős ($\zeta^2 \sim 0,5$) lehet a vastag H-burokkal körülvett II-P SN-k esetén.

A feketetest-kontinuum mellett a fotoszferikus fázisban a spektrum jellegzetes, kékoldali abszorpcióból és vörösoldali emisszióból álló P Cygni profilú spektrumvonalakat tartalmaz. Ezen vonalak létrejöttét nagyon szemléletesen meg lehet magyarázni egy klasszikus Schuster–Schwarzschild-féle atmoszféramodellel: az átlátszatlan fotoszféra feketetest-kontinuumot sugároz ki; az efölött elhelyezkedő, homológ módon táguló atmoszférában jönnek létre a színekpvonalak. A vonalformáló mechanizmus a rezonáns szórás: az atomok a lokális sebességüknek megfelelő Doppler-eltolódással fotonokat nyelnek el az adott átmeneteik hullámhosszán, majd igen rövid idő elteltével újra kisugároznak egy ugyanolyan hullámhosszú fotont, csak más irányba. Az így elnyelt-kisugárzott (azaz szórt) foton az atmoszféra más helyein már nem nyelődik el újra, mivel a nagy sebességgradiens miatt a Doppler-eltolódása más lesz, mint az atmoszféra más helyein lévő atomok ugyanilyen átmeneteinek hullámhossza. Az ezt figyelembe vevő ún. Szoboljev-közelítés értelmében az azonos Doppler-eltolódású helyek a SN-atmoszférában a látóirányra merőleges síkok lesznek, és egy adott hullámhosszhoz tartozó fotonok kizárólag a nekik megfelelő Doppler-eltolódású sík közvetlen közelében szóródnak. Ez a folyamat jellegzetes P Cygni vonalprofilokat eredményez; ennek részletei magyarul pl. Takáts Katalin PhD-értekezésében (2013) olvashatóak.

3.1.5. A nebuláris fázis

Rövidebb-hosszabb idő (II-es típusú SN-knál ~ 100 nap, I-es típusúaknál kb. 1 hónap) elteltével a táguló SN-maradvány annyira kiterjed és megritkul, hogy a látható tartományban teljesen átlátszóvá válik a fotonok számára (egy nagyon kicsi, legbelső mag kivételével). Ekkortól kezdve mind a fénygörbe menete, mind a spektrum jellege megváltozik: a fénygörbe a radioaktív bomlásból származó energiatermelés időfüggését fogja tükrözni, a spektrumban pedig megjelennek az ionizált gázfelhőkre jellemző (gyakran tiltott átmenetekhez tartozó) emissziós vonalak (lásd 3.4. ábra).

A fénygörbe menetét ekkor leginkább a $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ bomlás energiatermelése határozza meg, mivel a jóval rövidebb (6,1 nap) felezési idejű ^{56}Ni ekkora már jórészt átalakult kobalttá. A Co-



3.4. ábra. *Bal oldal:* Különböző γ -szivárgású SN-atmoszférák fénygörbéi a nebuláris fázisban. A nyíl a Co-Fe bomlás időfüggésének meredekségét szemlélteti. *Jobb oldal:* Az SN 2011fe (Ia) nebuláris fázisú színekepe 324 nappal a robbanás után. A színes vonalak az egyes elemek tiltott vonalait jelölik. Piros: [Fe III]; narancs: [Fe II]; zöld: [Co III]; kék: [Ni II]; fekete: [Ca II].

bomlás azonban jóval bonyolultabb, mint a nikkelé (Nadyozhin, 1994): az esetek 81%-ában a K-héjról történő elektronbefogással alakul át vassá, míg 19% valószínűséggel β^+ -bomlás történik, pozitronkibocsátással. Mindkét ágon keletkeznek neutrínók is, melyek a teljes bomlási energia kb. 18%-át elviszik. A maradék energia vagy direkt γ -sugárzás, vagy pozitronok formájában szabadul fel. A pozitronok gyorsan lefékeződnek és annihilálódnak, így közvetve azokból is γ -sugárzás keletkezik.

Az, hogy a fénygörbe milyen időfejlődést mutat, nagyban függ a γ -fotonok elnyelődésétől és termalizálódásától a SN-maradványban, azaz a τ_γ optikai mélységtől:

$$\tau_\gamma = \int_0^R \kappa_\gamma \rho dr. \quad (3.16)$$

Mivel $\kappa_\gamma \approx 0,027 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, valamint $R \sim v_{exp} t$ és $\rho \sim M/R^3 \sim M v_{exp}^{-3} t^{-3}$, integrálás után az optikai mélység időfüggésére $\tau_\gamma(t) \sim t^{-2}$ adódik. Így a fénygörbe (3.13)-ben lévő kifejezéséhez még egy $1 - e^{-\tau_\gamma}$ szorzótényező járul hozzá, ami a γ -sugarak elnyelődésének mértékét fejezi ki. Ennélfogva:

$$L(t) = L_{rad}(t) \times \left(1 - e^{-(T_0/t)^2}\right), \quad (3.17)$$

ahol $L_{rad}(t)$ a teljes radioaktív bomlásból származó luminozitás (100%-os elnyelődést feltételezve), $T_0 = \sqrt{C \kappa_\gamma M^2 / E_k}$ az optikai mélység időfüggetlen tényezője az M tömeggel és az E_k kinetikus energiával kifejezve (Clocchiatti & Wheeler, 1997). A 3.4. ábra bal oldali grafikonja 3 különböző T_0 értékhez tartozó SN-fénygörbét mutat be.

A vastag H-burokkal körülvett II-P és II-L típusú SN-k általában közel 100%-os γ -elnyelődést

mutatnak a nebuláris fázisban. A γ -szivárgás és így a kisebb T_0 értékek általában a kisebb ledobott tömegű Ib és Ic típusokra jellemzők.

A nebuláris fázisban feltárul előttünk egy korábbi csillag belseje, ami egyedi lehetőséget biztosít a kémiai összetétel és az anyag egyéb jellemzőinek vizsgálatára. A részben ionizált, átlátszó gázfelhőben keletkező emissziós vonalak erősségéből közvetlenül kiszámíthatjuk a világító anyag mennyiségét. Egy optikailag vékony vonalat létrehozó anyagfelhőben az adott átmenet felső szintjének teljes populációja (pl. Szalai et al., 2011)

$$N_u = 4\pi D^2 \left(\frac{\lambda}{hc} \right) \frac{F}{A_{ul}} \quad (3.18)$$

ahol F a vonal teljes (integrált) fluxusa, A_{ul} a vonalhoz tartozó spontán emissziós átmeneti valószínűség (Einstein-koefficiens), D a SN távolsága. Ebből, valamint a Boltzmann- és Saha-egyenletek (vagy részletes NLTE-modellek) felhasználásából meghatározható az adott ion tömege a SN-maradványban.

II-es típusú SN-k fontos jellemzője a nebuláris fázisban történő porkondenzáció. Erre utaló megfigyelési bizonyítékok a következők:

- kontinuum emissziós többletsugárzás megjelenése a közeli- és középínfravörös tartományban
- ezzel egyidejűleg az erős emissziós vonalak kék oldalán megjelenő, időben változó abszorpció
- erősödő kontinuum polarizáció az optikai tartományban.

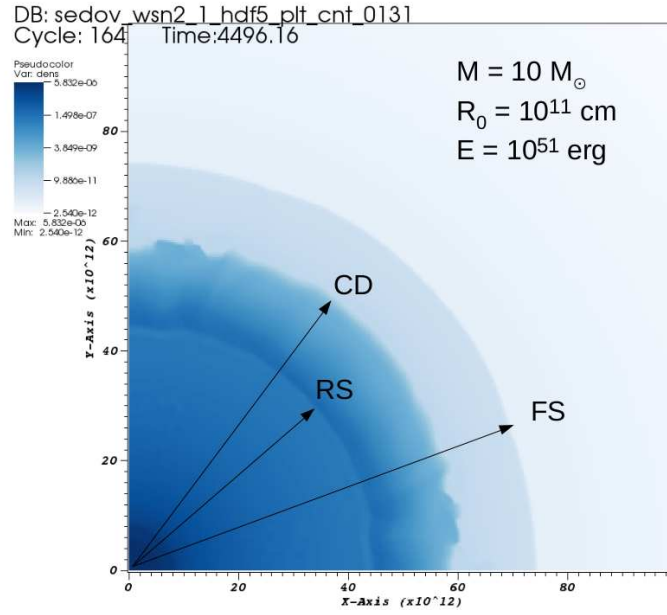
A *Spitzer*-űrtávcsővel mért 16 II-P típusú SN-ből 12-nél lehetett hasonló, meleg porra utaló jeleket kimutatni (pl. Szalai & Vinkó, 2012). A jóval nehezebben észlelhető hideg port elsőként a mm-es és szubmm-es tartományban mérő ALMA interferométerrel fedezték fel a közeli SN 1987A belsejében (Indebetouw et al., 2014).

3.1.6. Kölcsönhatás a csillagkörüli anyaggal

Nagy tömegű csillagok fejlődése során (lásd 3.1.1. fejezet) mindig jelentős a tömegvesztés. A csillagszél formájában távozó anyag a robbanás előtt nem jut messzire, hanem csillagkörüli anyag (circumstellar matter, CSM) formájában a közelben marad, így a robbanás nem vákuumba, hanem a CSM felhőbe történik. Sűrűbb CSM felhő esetén a SN-CSM kölcsönhatás jellegzetességei erősen megjelennek a SN fénygörbéjén és színekében.

Ha a robbanás előtt a csillagszél sebessége w , a CSM sűrűsége r távolságban:

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{\dot{M}}{w} \right), \quad (3.19)$$



3.5. ábra. SN-CSM kölcsönhatás során kialakuló lökeshullám-mintázat. FS: fejhullám; CD: kontakt diszkontinuitás; RS: visszalökődő hullám.

ahol $\dot{M}$ a tömegvesztési ráta. Konstans $\dot{M}/w$ esetén a CSM sűrűségprofilja $\rho(r) \sim r^{-2}$ alakú lesz.

Egy ilyen sűrűségeloszlású gázfelhőben terjedő SN-maradvány jellegzetes lökésfront-struktúrát hoz létre (lásd pl. Chevalier & Fransson, 2003), melyet a 3.5. ábra szemléltet. Az ábrán látható SN-CSM kölcsönhatás hidrodinamikai szimulációját a FLASH² hidrokóddal számoltam. A tágu-ló SN burok egy CSM felhőben kifelé terjedő lökeshullámot kelt, ez a fejhullám (forward shock, FS). A CSM eközben visszahat a SN-burokra, és egy abban befelé terjedő visszalökődő hullámot (reverse shock, RS) hoz létre. A két hullámfront között található a burok/CSM határfront, ahol a termodinamikai mennyiségek ugrást szenvednek, ez a kontakt diszkontinuitás (contact discontinuity, CD).

Néhány nap/hét elteltével, amikor a SN-maradvány és a lökésfront nagyobb méretűvé válik, a FS és RS frontok közti távolság elhanyagolhatóvá válik a SN-maradvány méretéhez képest. Ekkor a lökeshullám átlagos méretének időfüggését az alábbi hatványfüggvény írja le (Chevalier & Fransson, 2003):

$$R_s = \left[\frac{8\pi\rho_0 t_0^3 v_0^n w}{(n-4)(n-3)\dot{M}} \right]^{\frac{1}{n-2}} \times t^{\frac{n-3}{n-2}}, \quad (3.20)$$

ahol feltettük, hogy a SN-maradvány belső része konstans ρ_0 sűrűségű, tágulási sebessége v_0 , a maradvány ezen kívüli része pedig $\rho \sim r^{-n}$ alakú sűrűségprofilú, és a robbanástól a CSM-kölcsönhatás kezdetéig eltelt idő t_0 . Ez a képlet a fent említett $\rho \sim r^{-2}$ sűrűségeloszlású CSM esetén érvényes. Általánosítása tetszőleges sűrűségprofilú CSM felhőre megtalálható Nagy Andrea fizikus MS-diplomamunkájában (2012).

²<http://flash.uchicago.edu>

Mind a FS, mind a RS sugárzó lökéshullám, ezért hozzájárul a SN teljes luminozitásához. A FS által keltett sugárzás igen magas hőmérsékletű, de viszonylag kis intenzitású, mivel a CSM sűrűsége sokkal kisebb, mint a SN-buroké. A RS sugárzása jóval intenzívebb, ezért főként ez figyelhető meg (Chevalier & Fransson, 2003):

$$L_{rev} = \frac{(n-3)(n-4)}{4(n-2)^3} \left(\frac{\dot{M}}{w} \right) v_{exp}^3, \quad (3.21)$$

ahol v_{exp} ezúttal a RS-nál lévő, még nem meglökött burok maximális tágulási sebességét jelenti. Erős SN-CSM kölcsönhatás esetén L_{rev} akár felül is múlhatja a SN saját luminozitását.

CSM-kölcsönhatást mutató SN-k spektruma jellegzetes emissziós vonalakat mutat (2.4. ábra), melyek a FS által felfűtött és ionizált CSM rekombinációjakor jönnek létre. Ha a CSM anyaga főleg hidrogén, a Balmer-sorozat jelenik meg emisszióban, de pl. az Ibn típusú SN-kban keskeny He-emissziókat látunk (2.5. ábra). A külső megfigyelő számára ilyenkor a fotoszféra jó ideig a CSM felhőben van, maga a SN-maradvány ilyenkor nem is látható. A IIn és Ibn típusú SN-k időfejlődése így általában lassabb, mint a nem kölcsönható SN-ké, extrém esetekben akár évekig is világíthatnak az optikai tartományban.

Különösen érdekesek az olyan esetek, amikor a SN-CSM kölcsönhatásra a robbanás után évekkel/évtizedekkel később kerül sor. Ennek oka feltehetőleg az, hogy a tömegvesztési folyamat a robbanás előtt bizonyos idővel már megszűnt, így a (ritkább) CSM a robbanó objektumtól távolabb helyezkedett el. Erre jó példa az SN 1987A körüli CSM-gyűrű felfényesedése (Fransson et al., 2015), vagy az Ib/c típusú SN 2001em erős H α emissziójának megjelenése 3 évvel a robbanást követően (Soderberg et al., 2004).

3.2. Termonukleáris (Ia) szupernóvák

Több mint 50 éve vetette fel Hoyle & Fowler (1960) annak lehetőségét, hogy az Ia típusú SN-k fehér törpék termonukleáris felrobbanásai lehetnek, amikor egy kettős rendszerben a fehér törpe anyagátadás során túllépi a Chandrasekhar-határtömeget. A hipotézist, hogy a robbanó objektum mindig ugyanolyan tömegű és kémiai összetételű, az Ia szupernóvák színképének már akkor is ismert nagyfokú hasonlósága motiválta. Az azóta eltelt fél évszázadban lényegesen többet megtudtunk az Ia SN-k tulajdonságairól. Ezek rövid összefoglalását tartalmazza ez az alfejezet.

3.2.1. Lehetséges szülőobjektumok

Egy 50-50%-ban szénből és oxigénből álló fehér törpe Chandrasekhar-féle határtömege (ha a rotációt nem vesszük figyelembe) $M_{Ch} \approx 1.44 M_{\odot}$ (Mazzali et al., 2007). A Chandrasekhar-határtömeg közelében a sűrűség és a hőmérséklet olyan nagyra válik, hogy létrejön a spontán C,O $\rightarrow$ ^{56}Ni fúzió. A fehér törpe anyaga elfajult állapotban van, a nyomás nem függ a hőmérséklettől,

ezért a keletkező fúziós energia nem okoz azonnali expanziót, hanem szinte teljes egészében a fúziós rátát növeli. Így a kezdeti "szikra" hamar a fehér törpét teljesen elborító fúziós lánggá válik, és a csillagot (majdnem) teljes egészében elégeti. Ezért az Ia típust gyakran termonukleáris SN-nak is nevezik.

Ha a C/O fehér törpe teljes egészében elfuzionálna ^{56}Ni -lé, a felszabaduló energia $\sim 2,2 \times 10^{51}$ erg lenne. A megfigyelések szerint azonban nem a teljes tömeg, hanem csak kb. a fele, $0,6 M_{\odot}$ alakul át ^{56}Ni -lé. Az anyag másik feléből különböző átmeneti fémek (intermediate-mass elements, IME: Mg, Si, S, Ca, Ti) keletkeznek. $0,6 M_{\odot}$ Ni kéntésekor a felszabaduló teljes energia $1,1 \times 10^{51}$ erg, ami nagyon jó összhangban van a megfigyelésekkel. A fehér törpe gravitációs kötési energiája kb. $0,5 \times 10^{51}$ erg, így a fúziós energiaszabadulás elegendő a fehér törpe teljes szétrobbantásához. A szétáramló maradvány homológ módon tágul, $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$ karakterisztikus sebességgel.

A fenti egyszerű kép azt sugallja, hogy minden Ia SN kb. M_{Ch} tömeg felrobbanásakor jön létre, tehát a fénygörbe, a spektrum stb. nagymértékben homogén lesz. A mára több ezer katalogizált és megmért Ia SN fénygörbéje és spektruma azonban arról árulkodik, hogy ezek korántsem annyira homogén tulajdonságúak, mint azt a fenti, naiv modell sugallja. Ezenkívül az sem teljesen világos, hogy hogyan képes egy fehér törpe a Chandrasekhar-tömeg közelébe hízlalnia magát. Erre a magányos fehér törpék nagy valószínűséggel nem képesek.

Ezért az elmúlt évtizedekben számos hipotézis született arra, hogy 1) miként éri el a Chandrasekhar-tömeget a fehér törpe, 2) hogyan gyullad be a szén és az oxigén, és 3) miért lesznek a kialakuló Ia SN-k mégis különbözőek (pl. Maoz et al., 2014). Az első kérdésre jelenleg két elfogadott hipotézis létezik:

- a fehér törpe egy társcsillagtól az L_1 ponton keresztül plusz anyagot kap. Ez a "szimpla degenerált" (single-degenerate, SD) konfiguráció
- két fehér törpe alkotta kettős rendszer össztömege nagyobb, mint M_{Ch} . Ez a "dupla degenerált" (double-degenerate, DD) konfiguráció.

A fúzió beindulására szintén többféle elképzelés létezik. A SD-konfigurációban:

- a fúzió spontán módon a fehér törpe belsejében indul be
- a társcsillag He-ban gazdag anyagot juttat a fehér törpe felszínére. Ez a felszíni He-réteg kezd el egy kritikus tömeg felett fuzionálni, ami begyűjtja az alatta lévő C/O fehér törpét is.

Ezzel szemben a DD-konfigurációban:

- a két fehér törpe gravitációs sugárzással energiát veszít, és végül egymásba olvad;
- a két fehér törpe egy hármas rendszerben kaotikus pályán mozogva véletlenül összeütközik.

Mivel mindmáig egyetlen fehér törpét sem láttunk felrobbanni, így a fenti hipotézisek pusztán elméleti lehetőségeknek tekinthetők. Nem kizárt, hogy mind a SD-, mind a DD-konfiguráció megvalósul a természetben.

Magának a robbanásnak a lefolyása, konkrétan a robbanási hullám terjedésének komputer-szimulációi szintén kérdéseket vetettek fel. Ha az égésfront a lokális hangsebességnél lassabban terjed ($v_{bf} < c_s$), "deflagráció"-ról, ellenkező esetben, szuperszonikus terjedésnél ($v_{bf} > c_s$) "detonáció"-ról beszélünk. Deflagráció esetén csak kevés ^{56}Ni keletkezik, az anyag jórészt átmeneti fémekké ég el (Nomoto et al., 1984). Ezzel szemben tiszta detonáció során az anyag szinte teljesen ^{56}Ni -lé alakul. A megfigyelt spektrumokat egyik eset sem tudja tisztán megmagyarázni. Így alkották meg a "késleltetett detonáció" (delayed-detonation) modelljét (Khokhlov, 1991), amelyben a kezdetben deflagrációval terjedő égésfront később detonációvá alakul, így képes lesz legyártani a kellő mennyiségű elemeket. Mindemellett ez a robbanási modell sem teljesen önkonzisztens, a detonációvá válás folyamata azóta sem tisztázott.

3.2.2. A fénygörbe jellemzői

Ia-típusú SN-k fénygörbéjét nagyon jól leírja a (3.13) képlettel kifejezhető Arnett-modell. Mivel a robbanó fehér törpe sugara $R_0 \approx 0,01 R_\odot$, a tágulási sebesség pedig $v_{exp} \sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$, így $\tau_h \ll \tau_{lc}$ és $\tau_d \gg \tau_{lc}$. A fénygörbe jellemző időskálája τ_{lc} lesz, ami körülbelül megegyezik a maximumig tartó felfényesedés idejével. A fénygörbemodelben így a t/τ_d és a τ_h/τ_{lc} kifejezéseket tartalmazó tagok elhanyagolhatóak. A fénygörbe időfejlődését ilyen körülmények közt a radioaktív Ni-Co-Fe bomlás miatti fűtés és a homológ módon táguló atmoszférában végbemenő sugárzási diffúzió alakítja.

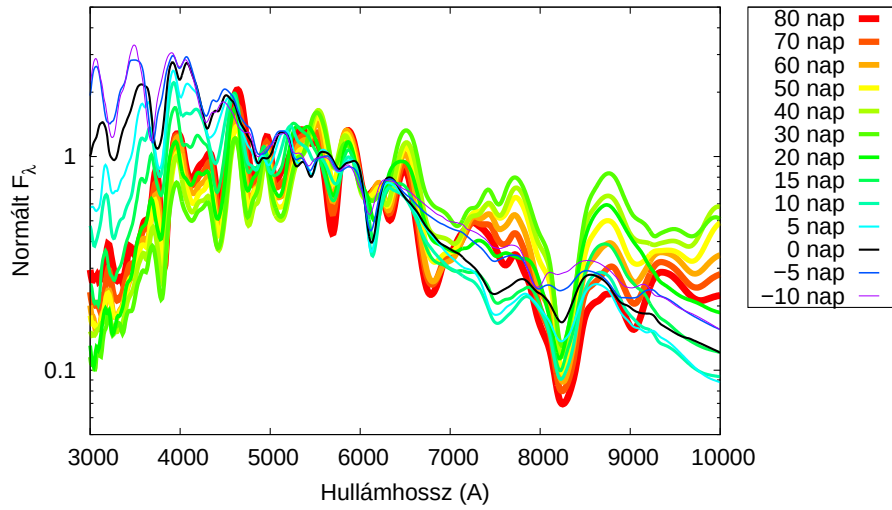
A robbanást követő néhány napban, amikor $t \ll \tau_{lc}$ és $t \ll \tau_{Ni}$, a Ni-bomlás időfüggése elhanyagolható, így (3.13)-ben $f(t) \approx 1$. Mivel ekkor $\exp[-(t/\tau_{lc})^2] \approx 1$, ezért (3.13) így írható:

$$L(t) \approx \frac{2L_0}{\tau_{lc}} \int_0^t \frac{t'}{\tau_{lc}} dt' = L_0 \cdot \frac{t^2}{\tau_{lc}^2} \quad (3.22)$$

A kezdeti luminozítás tehát t^2 -tel arányosan nő. Ez annak az egyszerűsített fizikai képnek is megfeleltethető, miszerint kezdetben a SN egy konstans hőmérsékletű, állandó sebességgel táguló tűzgömb, melynek luminozitása

$$L(t) = 4\pi R^2 \sigma T^4 = 4\pi v_{exp}^2 t^2 \sigma T^4 = \text{konst} \cdot t^2 \quad (3.23)$$

Az Ia SN-k átlagos felfényesedési ideje $\sim 17,4 \pm 0.2$ nap (Hayden et al., 2010), de ennek eloszlása 13-tól 23 napig terjedhet. Magának a maximumnak az időpontja hullámhosszfüggő. Általában a Johnson-féle *B*-szűrővel mért fénygörbe maximumidejét fogadják el, de ez inkább csak szokás, mintsem fizikailag indokolható állítás.



3.6. ábra. "Normál" Ia SN-k spektrumának időfejlődése E. Hsiao (2007) kalibrációja alapján.

Az Arnett-szabály értelmében (lásd 3.1.4. fejezet) a fénygörbe maximum idején a fűtés és a kisugárzott teljesítmény kb. egyenlő. Az Ia SN-k átlagos abszolút fényessége kb. -19 magnitúdó V -szűrőben, ez nagyjából $L_{max} \approx 1,2 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ maximális luminozitásnak felel meg. Az $L_{max} = L_{in}$ feltételből (3.12) felhasználásával $M_{Ni}(0) \approx 0,56 M_{\odot}$ adódik, ami jó egyezésben van a nagyobb mintából meghatározható $M_{Ni}(0) \sim 0,6 \pm 0,2 M_{\odot}$ eredménnyel (Howell et al., 2009). Legújabbban a nebuláris fázisban mért spektrumokból Childress et al. (2015) is hasonló értékeket kapott, habár mindkét tanulmány megállapítása szerint a "normál" Ia-tól eltérő, de még mindig az Ia típusba sorolt eseteket is figyelembe véve a Ni-tömegek eloszlása a $0,1 - 1,0 M_{\odot}$ határok közé esik.

A fénygörbék részletes vizsgálatából (Scalzo et al., 2014) a ledobott tömegek eloszlása kb. a $0,8 - 1,45 M_{\odot}$ intervallumba esik, de az eloszlásfüggvény erősen aszimmetrikus: a kisebb tömegek felé elnyúlt, míg $1,45 M_{\odot}$ -nél éles levágás mutatkozik. Az ebből kirajzolódó összkép szerint az Ia SN-k többsége valóban közel Chandrasekhar-tömegű fehér törpe robbanásából származik, viszont a minta legalább 40%-a határozottan M_{Ch} alatti ledobott tömegeket mutat. Ez az eredmény összhangban van a SN-ráták elemzéséből adódó konklúzióval (lásd 2.5. fejezet), miszerint az Ia SN-k robbanó objektumai legalább kétféle populációs mintából származnak.

3.2.3. A spektrum jellemzői és időfüggése

A legtöbb Ia SN spektruma a 3.6. ábrán látható időfejlődést mutatja. Ezek az ún. "normál" Ia típusba sorolható SN-k. Az, hogy nem minden Ia tartozik ebbe a típusba, már több évtizede nyilvánvalóvá vált (lásd 2.4.1. fejezet). A 2.6. ábrán látható empirikus altípusok mellett az utóbbi években több fizikai alapú osztályozási séma is született, melyek általában spektroszkópiai jellemzőkön alapultak.

Nugent et al. (1995) vette észre, hogy a 6100 Å-nél lévő és az 5750 Å-nél megjelenő Si II vonalak erősségének aránya, $R(\text{SiII})$, a SN abszolút fényességével antikorrelál: a fényesebb Ia SN-kra $R(\text{SiII})$ kisebb, mint a halványabbakra.

Branch et al. (2006) két spektrális jellemző, a 6100 Å-nél lévő és az 5750 Å-nél megjelenő Si II vonalak pszeudo-ekvivalens szélessége ($W(6100)$ és $W(5750)$) alapján négy spektrális alosztályt különböztetett meg:

- $W(5750) \approx 0$, $W(6100) < 50$ Å: "gyenge Si" (shallow silicon, SS)
- $W(6100) \sim 100 \pm 25$ Å, $W(5750) \sim 15 \pm 5$ Å: "normál" (core normal, CN)
- $W(6100) > 150$ Å: "széles vonalú" (broad line, BL)
- $W(5750) > 30$ Å: "hideg" (cool).

Ezek részben megfeleltethetők a korábbi empirikus altípusoknak, így pl. a "gyenge Si" alosztály a 91T altípusnak, a "hideg" alosztály a 91bg altípusnak felel meg, igaz, léteznek a köztes tartományba eső objektumok is. A Branch-féle spektrális osztályozás fontos előnye, hogy kvantitatív, mérhető kritériumokon alapul, szemben az empirikus, pusztán spektrumok hasonlóságára alapuló altípusokkal.

Hasonló filozófiájú, de másféle fizikai jellemzőn alapuló osztályozást dolgozott ki Benetti et al. (2005). Az osztályozás alapja a Si II $\lambda 6355$ vonal sebességének időbeli változása (gradiense):

- "halvány" (faint): $\langle \dot{v} \rangle \sim 87$ km/s/nap, alacsony sebességek
- "nagy sebességgradiens" (high velocity gradient, HVG): $\langle \dot{v} \rangle \sim 97$ km/s/nap
- "kis sebességgradiens" (low velocity gradient, LVG): $\langle \dot{v} \rangle \sim 37$ km/s/nap.

Wang et al. (2009) szintén a sebességeket hasonlította össze. A Si II $\lambda 6355$ vonalból mért sebességek értékei alapján két jól elkülönülő csoportot találtak:

- nagy sebességű (high-velocity, HV) csoport: $v_{\max}(\text{SiII}) > 12000 \text{ km s}^{-1}$
- normál sebességű (normal velocity, NV) csoport: $v_{\max}(\text{SiII}) < 12000 \text{ km s}^{-1}$.

A Wang-féle osztályozás fizikai alapjai egyelőre nem tisztázottak, de némi átfedést ez is mutat a korábbi csoportosításokkal, pl. a Wang-féle HV-osztály lényegében a Branch-féle BL-osztálynak felel meg, mivel a nagy sebességű Ia SN-k egyben szélesebb vonalakat is mutatnak, mint a "normál" csoportba tartozók.

A spektrumok időfejlődése (3.6. ábra) az összes fent említett altípusra többé-kevésbé hasonló. Branch et al. (2005) alapján négy szakaszt különítenek el:

- premaximum: erős Si II és Ca II; a fotoszféra sebességénél jóval nagyobb sebességű Ca II, Si II és néha Fe II vonalak (high-velocity features)

- posztmaximum Si II-fázis: kb. 12 nappal a maximum utánig tart; csökkenő HVF-ek, erős fotoszferikus Si II vonalak
- Si II – Fe II átmeneti fázis: maximum után kb. 12 naptól 28 napig; egyre erősödő Fe II vonalak
- Fe II fázis: maximum után kb. 1 hónaptól kezdve; kb. 100 napig a fotoszferikus fázishoz hasonló Fe II-dominálta vonalak, később, a nebuláris fázisban erős [FeII], [CoII], [NiII] tiltott vonalak.

Az Ia SN-k a többi SN-típushoz képest jóval nagyobb mértékű homogenitást mutatnak – ennek ellenére léteznek formálisan az Ia típushoz sorolt, de pekuliáris színekű SN-k. Ezekről részletesebben a következő fejezetben lesz szó.

4. fejezet

Különleges szupernóvák

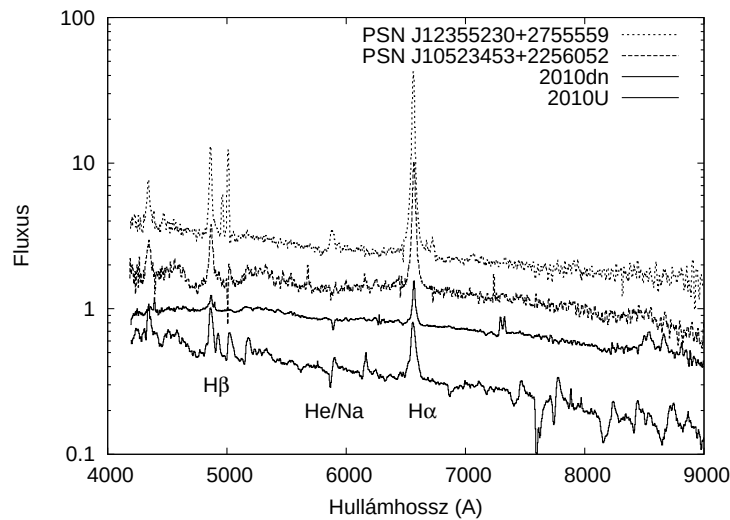
Az eddigi fejezetekben tárgyalt "tradicionális" SN-típusok kb. a 90-es évek végéig fedték le többé-kevésbé a megfigyelt jelenségeket. Az azóta eltelt másfél évtizedben azonban, köszönhetően az egyre extenzívebb, nagy égterületeket lefedő tranzienskereső észlelőprogramoknak, egyre-másra fedeztek fel olyan szupernóvához hasonló jelenségeket, melyek valamilyen szempontból kilógtak az addig ismert sémákból. Az alábbiakban ezen különleges (pekuliáris) SN-k leggyakoribb típusait tekintem át.

4.1. Szupernóva-imposztorok

Szupernóva-imposztornak (SN impostor) azokat a tranzienseket tekintjük, melyek csúcsfényessége a $M_V \sim -12 - -14$ abszolút magnitúdó tartományba esik. Ez a fényességtartomány a "közönséges" nóvák ($M_V \sim -10$ magnitúdó) és a "valódi" szupernóvák ($M_V \sim -16 - -20$ magnitúdó) csúcsfényességei között helyezkedik el.

Ezek a tranziensek általában nóvaszerű optikai spektrumot mutatnak, vagyis egy kék kontinuumot, amelyre a hidrogén Balmer-sorozatának P Cygni profilú vonalai rakódnak rá (4.1. ábra). A H-vonalak szélessége kb. $500 - 1000 \text{ km s}^{-1}$, ez lényegesen kisebb, mint a SN-k jellemző vonalshélességei. A 4.1. ábrán az eredetileg SN-nak vélt SN 2010U spektruma is szerepel, de később kiderült, hogy egy nagyon fényes ($M_V \sim -10,2$ magnitúdó) extragalaktikus nóváról van szó (Czekala et al., 2013). Ennek spektrumában a Balmer-vonalak mellett számos O I, C I, N I és Fe II vonal is megjelenik, ellentétben a SN-imposztorok spektrumával, melyekben a H mellett csak a He-vonalak azonosíthatóak (az 5000 Å körüli erős emissziós vonalak a gazdagalaxis intersztelláris anyagában keletkező [O III] tiltott átmenetektől származnak).

Sokan a SN-imposztorok előfutáraként tekintik az SN 1961V objektumot, melyet F. Zwicky V típusú SN-nak nevezett el. Ennek csúcsfényessége szintén -12 magnitúdó körüli volt, és spektruma keskeny emissziós Balmer-vonalakat mutatott. Bár vannak, akik szerint az SN 1961V egy valódi (igaz, pekuliáris) SN-robbanás volt, és a szülőcsillag a robbanásban teljesen megsemmisült (Kochanek et al., 2011), Van Dyk & Matheson (2012) *HST*-felvételeken megtalálni vélte a kitörést



4.1. ábra. SN-imposztorok optikai spektrumai, összehasonlítva az SN 2010U fényes extragalaktikus nóva (Czekala et al., 2013) spektrumával.

produkáló objektumot.

A jelenleg legelfogadottabb elképzelés szerint a SN-imposztor egy nagyon nagy tömegű ($M > 40 M_{\odot}$), ún. fényes kék változócsillag (Luminous Blue Variable, LBV) kitörése, amely nem vezet a csillag teljes megsemmisüléséhez, és néhány éves időskálán többször is előfordulhat. Ezek a kitörések hasonlóak lehetnek, mint a Tejútrendszerben az η Carinae 1838–1858 között mutatott "nagy kitörése" (Giant Eruption; lásd pl. Rest et al., 2012).

Felvetődik a kérdés, vajon az LBV-kitörések után végül eljuthat-e a csillag a tényleges magkolapszusig, és válhat-e belőle "valódi" kollapszár SN? Az utóbbi néhány évben született észlelések szerint talán igen: az SN 2009ip SN-imposztor többszöri újrakitörés után 2012-ben –18 abszolút magnitúdóig fényesedett fel, egyesek szerint egy új II_n típusú SN-vá vált (Mauerhan et al., 2013). Hasonló nagyságrendű (~ -17 mag) csúcspontosságot produkált a SNHunt275 (iPTF13efv) nevű másik ismert SN-imposztor (Vinkó et al., 2015). Ezekről a tranziensekről a 9.1. fejezetben saját eredményeket mutatok be.

Szintén a SN-imposztorokhoz sorolhatóak a néhány éve felfedezett fényes vörös nókák (Luminous Red Novae, LRN), melyek szintén $M_R \sim -12$ magnitúdó csúcspontossággú tranziensek, spektrumuk és fénygörbéjük azonban az LBV-szerű tranziensektől különböző (Kasliwal et al., 2011). A spektrum ugyan szintén keskeny Balmer-emissziókat mutat, ezek azonban nem kék, hanem vörös kontinuumra rakódnak rá. A vörös szín feltehetően nem intersztelláris por okozta vörösödés, hanem a tranziens valódi színe, bár ez a kérdés még nem egészen tisztázott. A H-vonalak mellett a spektrum Ca II és [Ca II] (tiltott) vonalakat is mutat. A fénygörbe a többi SN-imposztorhoz képest jóval lassabb fejlődésű, a vörös színekben platószerű, 50 - 60 nap hosszú konstans szakaszt is mutathat.

Kulkarni et al., (2007) szerint az LRN-ek a tejútrendszerbeli V838 Mon-hoz hasonló jelenség-

gek. Ez utóbbit sokan két objektum (csillag-csillag, vagy csillag-bolygó) összeolvadásának (merger) tulajdonítják, mindenesetre nem LBV-szerű nagyon nagy tömegű csillag kitörései okozzák. Mivel a jelenleg ismert LRN-ek száma kb. fél tucat, egyértelmű konklúziót a szülőcsillag mibenlétéről egyelőre korai lenne mondani. A 2015-ben az M101-ben felfedezett LRN-ről (iPTF13afz) szintén a 9.1. fejezetben közlök új eredményeket.

4.2. Pekuliáris Ia szupernóvák

Habár az elmúlt évtized a SN-felfedezések valóságos dömpingjét hozta, a rendszeren végigkövetett SN-k száma még mindig kb. egy nagyságrenddel kisebb, mint a felfedezetteké. De még így is elegendő számú mérés született annak megállapítására, hogy az ismert SN-típusokon belül is határozottan találhatók pekuliáris (különleges) esetek. Ezek többé-kevésbé besorolhatóak az ismert osztályokba/alosztályokba, de bizonyos mérhető jellemzőik tekintetében határozottan különböznek a "mainstream" SN-ktől.

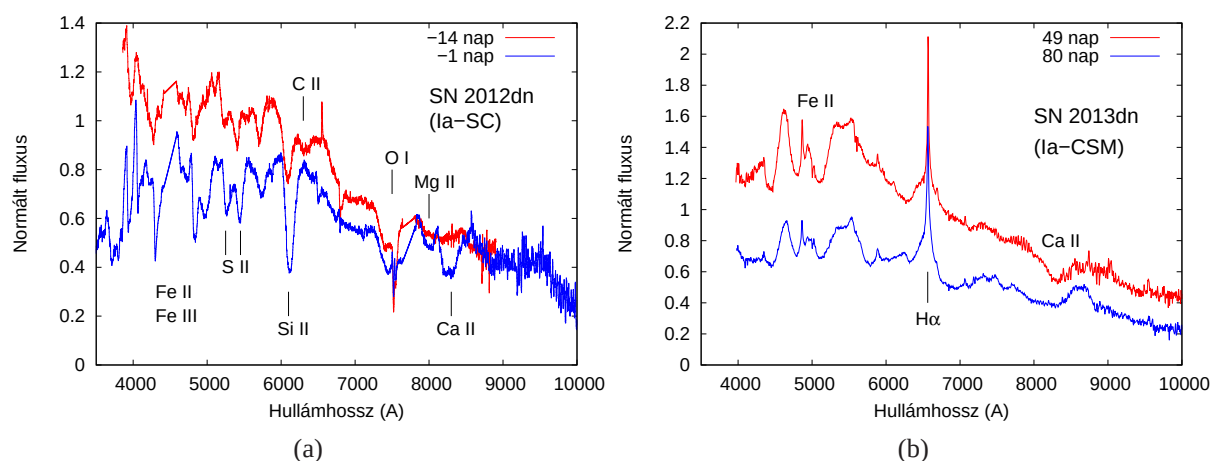
Nem véletlen, hogy leginkább az Ia típus diverzifikálódását lehetett megfigyelni, mivel mindmáig ebből a típusból fedeznek fel évente a legtöbbet. 2000 után az Ia típuson belül három új csoportot is definiáltak: a "szuper-Chandrasekhar Ia" (Ia-SC), a "kölcsönható Ia" (Ia-CSM) és az Iax (korábban Ia-02cx) alosztályokat.

Az Ia-SC alosztályt az alábbiak jellemzik (Howell et al., 2006; Taubenberger et al., 2013):

- a fénygörbén hiányzik a másodlagos maximum a vörös tartományban
- a tágulási sebesség ($\sim 8000 \text{ km s}^{-1}$) kisebb, mint az Ia-knál megszokott
- a bolometrikus fénygörbéből $M_{\text{Ni}} \sim 1,0 M_{\odot}$ adódik
- a ledobott tömeg $\sim 2 M_{\odot}$, amely nagyobb, mint a Chandrasekhar-tömeg.

Mindezek mellett a maximum előtti spektrumokban viszonylag erős C II vonal figyelhető meg, ez mintegy diagnosztikai jellemzőként szolgál az Ia-SC SN-k azonosításában. Mivel a C II az Ia SN-k csak kisebb részében jelenik meg, és ott se erős vonalként, ez mindenképpen arra utal, hogy az Ia-SC SN-k robbanó objektumai (vagy robbanási mechanizmusai) másmilyenek, mint a "normál" Ia-ké. A 4.2. ábra bal oldali grafikonja egy ilyen Ia-SC SN spektrumait mutatja be (Parrent et al., 2015; a spektrumokat a 10 m-es dél-afrikai SALT távcsővel készítettem). Jól látható a maximum előtt 2 héttel készült spektrumban az erős C II abszorpció, amely a maximum környékén készült spektrumban már nagyon gyenge. Ez utóbbi spektrum többé-kevésbé megfelel egy "normál" Ia spektrumnak.

A jelenlegi elképzelések szerint az észleléseket leginkább egy olyan modell tudja konzisztensen megmagyarázni, amelyben a termonukleáris robbanást szenvedő fehér törpe egy szénben és oxigénben gazdag, $\sim 0,6 - 0,7 M_{\odot}$ tömegű burokba van beágyazódva. A burok lehet pl. egy ketős rendszerben történő összeolvadás maradványa. Mivel az ismert esetek száma jelenleg 5, így



4.2. ábra. *Bal oldal:* Az SN 2012dn Ia-SC spektrumai a maximum előtt 2 héttel (piros) és a maximumhoz közel (kék). Az elemek azonosítása Parrent et al., (2015) alapján történt. *Jobb oldal:* Az SN 2013dn Ia-CSM spektrumai a nebuláris fázisban (Fox et al., 2015).

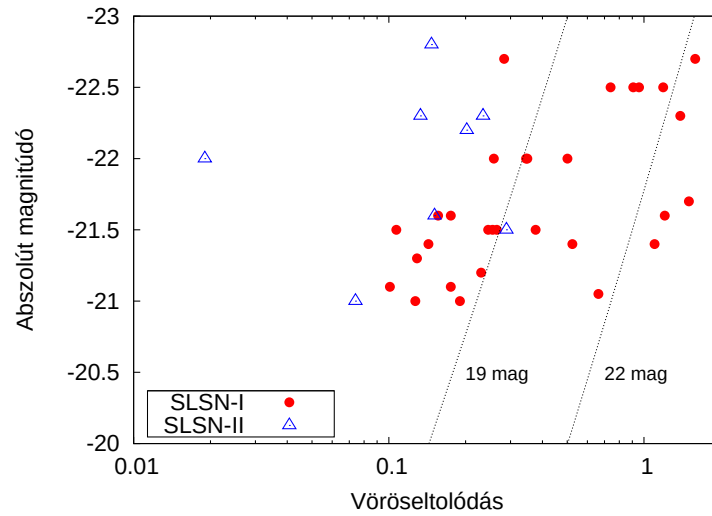
egyelőre stabil konklúziót nem lehet elvárni, mindenesetre ez egy szó szoros értelmében vett forró terület az Ia SN-k fizikájának kutatásában.

Az Ia-CSM alosztály első képviselője a SN 2005gj volt, amelynél a viszonylag normális Ia-színképeket követően a késői spektrumokban erős H α -emisszió jelent meg (Aldering et al., 2006). Ezután kb. tucatnyi hasonló Ia SN-t azonosítottak (Silverman et al., 2013; Leloudas et al., 2015; Fox et al., 2015). Az SN 2013dn két spektrumát (ezeket J.M. Silverman készítette a texasi HET távcsővel) a 4.2. ábra jobb oldala mutatja. Szembetűnő a nebuláris fázisban erőteljes H α -emisszió. A színkép többi része nagyjából megfelel egy "Fe II-fázisú" (lásd 3.2.3. fejezet) Ia SN spektrumának kb. 2 hónappal a maximum után. Az Ia-CSM alosztály robbanó objektumairól nagyon keveset tudunk, egyáltalán nem világos a láthatóan sűrű CSM eredete.

Az Iax-alosztály elsőként felfedezett tagja a SN 2002cx volt (Li et al., 2003). Ezt akkoriban a "legkülönlegesebb Ia SN"-nak vélték, de azóta kiderült, hogy számos hozzá hasonló SN létezik. Ezeket kötötte össze Foley et al., (2013) az új Iax-alosztályba. Az ide tartozó SN-k főbb jellemzői:

- a normál Ia-khoz képest kisebb csúcsfényességek ($\sim -14 - -19$ magnitúdó)
- jóval lassabb tágulási sebességek ($\sim 2000 - 9000 \text{ km s}^{-1}$)
- erős Fe II vonalak, relatíve gyenge Si II
- változó ledobott tömeg: $M_{ej} \sim 0,5 - 1,3 M_{\odot}$.

A 2.6. ábrán látható az Iax típusú SN 2011ay spektruma maximum idején. Jellegzetes a normál Ia-khoz képest gyenge Si II, illetve a kék tartományban az erős Fe II blend megjelenése. Foley et al., (2013) szerint a legvalószínűbb robbanó objektum egy C/O fehér törpe, amely egy He-gazdag



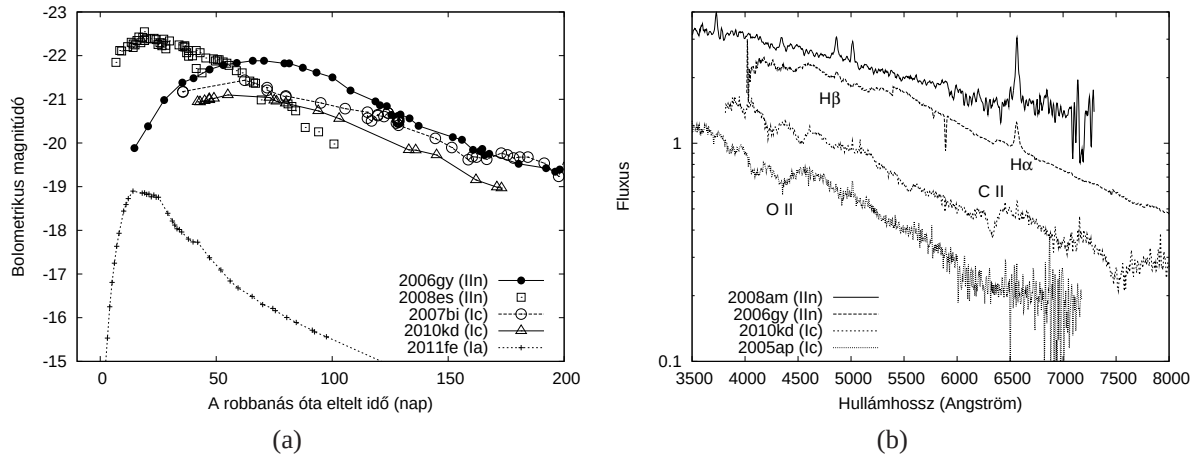
4.3. ábra. Az ismert szuperfényes szupernóvák abszolút fényessége a vöröseltolódás függvényében. A körök a SLSN-I, a háromszögek a SLSN-II típusokat jelölik. A ferde pontozott vonalak a mellettük szereplő határmagnitúdónak megfelelő tartományt határolják.

tárcsillagtól kap anyagot, amely aztán a fehér törpe felszínére hullva detonál, ezzel begyűjtva a fehér törpén a nukleáris fúziót. Ezt az összképet erősíti a SN 2012Z (Iax) *HST*-vel felfedezett kék szülőcsillaga (McCully et al., 2014), amelyről feltehető, hogy a fenti modellben feltételezett He-csillag. Ez az alosztály jelenleg a legnépesebb a pekuliáris Ia SN-k között, de talán a leginkább heterogén is, ezért egyértelmű következtetést nem lehet levonni a rendelkezésre álló adatokból. Mindenesetre vannak, akik még ezen robbanások termonukleáris jellegét is kétségbe vonják, és inkább a kollapszár SN-khoz vélik hasonlónak ezeket (pl. Valenti et al., 2009).

Egy különleges Iax-ról, a SN 2011ay-ról a saját munkáim között mutatok részletesebb eredményeket.

4.3. Szuperfényes szupernóvák

Azt, hogy léteznek akár -21 magnitúdó csúcsfényességet is meghaladó abszolút fényességű szupernóvák, elsőként a SN 2005ap felfedezése bizonyította be (Quimby et al., 2007). Az azóta eltelt évtizedben kb. 50 hasonló objektumot találtak (ezek kb. felét a 2010 óta működő Pan-STARRS1 égboltfelmérő program fedezte fel). Ezek közös jellemzője a maximumban -21 magnitúdót elérő, vagy azt meghaladó abszolút fényesség az optikai tartomány minden hullámhosszán. Ezért ezeket az objektumokat az első felfedezők, Robert Quimby és J. Craig Wheeler javaslatára "szuperfényes szupernóva"-nak (super-luminous supernova, SLSN) nevezték el. Az évente több száz újonnan felfedezett SN között az évi 2 – 3 SLSN kimondottan ritka jelenségnek számít, így ezek az objektumok a "tradicionális" SN-khoz képest jóval kisebb gyakorisággal bukkannak fel az Univerzumban.



4.4. ábra. *Bal oldal:* SLSN-k fénygörbéinek összehasonlítása a SN 2011fe (Ia) fényváltozásával. A SLSN-k egy része kimondottan lassú fényváltozást mutat, de vannak köztük az Ia-hoz hasonló időfejlődést mutatók is. *Jobb oldal:* SLSN-k spektrumai a maximális fényesség idején. A SLSN-II típusra a hidrogén-, míg a SLSN-I típusra a CII és OII vonalak jellemzők. A maximum után mindkét típusban erős FeII vonalak jelennek meg.

A SLSN-k a "hagyományos" SN-khoz hasonlóan két fő típusra oszlanak: vannak erős hidrogénvonalakat mutató SLSN-k (SLSN-II, tipikus képviselőjük a SN 2006gy, Ofek et al., 2007; Smith et al., 2007), illetve léteznek hidrogént nem tartalmazó SLSN-ek (SLSN-I, pl. SN 2005ap, Quimby et al., 2007). Ez utóbbi altípusba tartozik az eddig felfedezett mintegy 50 SLSN többsége. Gal-Yam összefoglaló cikkében (Gal-Yam, 2012) külön alcsoportba sorolja az ún. párintstabilitás mechanizmussal felrobbanó SLSN-ket (pl. SN 2007bi), a későbbi észlelések azonban ennek az altípusnak a létét kérdésessé tették (lásd pl. Nicholl et al., 2013).

A 4.3. ábra az ismert SLSN-k abszolút fényességeinek eloszlását mutatja a vöröseltolódásuk függvényében. Látható, hogy a legtöbb SLSN $z > 0,1$ vöröseltolódásnál távolabb jelent meg. A kevés kivétel egyike az egyik prototípus, a SN 2006gy volt ($z = 0,019$), amely azonban annyira közel volt a gazdagalaxis magjához, hogy közelsége ellenére igen nehezen volt tanulmányozható.

A SLSN-k fénygörbéit és spektrumait a 4.4. ábra mutatja. Az Ia típusra jellemző ~ 17 napos felfényesedési időhöz képest a SLSN-k között nem ritka a 40-80 napos felfényesedést mutató objektum. Ez azonban nem általános, sok SLSN fénygörbéje a normál SN-khoz hasonló időfejlődésű. A spektrumok tekintetében a SLSN-II-k leginkább a IIn típusra hasonlítanak. A SLSN-I típusúak különleges spektrumúak, ezekhez az Ic típus áll a legközelebb, de hangsúlyozott különbségek mutatkoznak mind az egyes spektrális jellemzők megjelenése, mind azok időfejlődése tekintetében. Részletesen lásd pl. Gal-Yam (2012) összefoglaló cikkét.

A SLSN-k fizikai jellemzőiről a közvetlenül megfigyelhetőeken (fényesség, tágulási sebesség, kémiai összetétel) egyelőre igen keveset tudunk. A tágulási sebességek nagyjából hasonlóak az Ia SN-k sebességeihez, azaz kb. $\sim 10000 \text{ km s}^{-1}$ nagyságrendűek. A felfényesedési idők és

sebességek alapján ($\kappa \sim 0,1$ átlagos opacitást feltételezve) (3.9) alapján 30 napos felfényesedési időhöz $7 M_{\odot}$, 60 naphoz $28 M_{\odot}$ ledobott tömeg tartozik (itt a becslés bizonytalanságához nagyban hozzájárul az opacitás értékének pontatlansága, illetve a képlet levezetésekor feltételezett konstans sűrűségeloszlás, ami szinte bizonyosan nem teljesül a valóságban).

–21 magnitúdó csúcsfényesség eléréséhez az Arnett-szabály értelmében kb. $M_{\text{Ni}} \sim 8 M_{\odot}$ kezdeti radioaktív Ni-tömeg szükséges. Ez egy nagyságrenddel több, mint amennyit a legtöbb Ni-t szintetizálni képes Ia SN-k produkálnak. Ekkora mennyiségű Ni keltésére jelen ismereteink szerint egyedül a párintabilitás robbanási mechanizmus képes. Ebben az esetben a feltételezett nagy tömegű csillag magjában (még a vasmag elérése előtt) a nagy fotonsűrűség hatására elektron-pozitron párok keletkeznek. A párkeltés hatására a fotonsűrűség, így a fotonnyomás is radikálisan csökken, így a csillagmag összeomlik, hasonlóan a kollapszár SN-khoz (3.1.2 fejezet). A modellszámítások szerint azonban az ehhez szükséges csillagtömeg $\sim 100 M_{\odot}$ nagyságrendű, ami kétséges, hogy ez a mechanizmus lenne felelős a SLSN-k többségéért. Jelenleg sem a robbanó objektum(ok) természete, sem a robbanás pontos oka nem tisztázott.

Az, hogy mi okozza a nagyon erős maximális luminozitást, szintén intenzív kutatás tárgya. A fenti okok miatt a Ni-fűtést a kutatók többsége elveti, habár nem elképzelhetetlen, hogy ha nem is teljesen, de részben a Ni-Co bomlás is hozzájárul az összfényességhez. További ötletként mindmáig az alábbi fűtési mechanizmusok vetődtek fel:

- magnetár (mágnesezett neutroncsillag) mágneses fékeződése (Woosley, 2010; Dessart et al., 2012)
- kölcsönhatás nagy tömegű, sűrű CSM burokkal (Smith & McCray, 2007; Chevalier & Irvin, 2011).

Ezek közül jelenleg talán a magnetár-hipotézis a legnépszerűbb a kutatók között, de ez inkább csak annak köszönhető, hogy ez a modell viszonylag kevés paraméterrel képes sokféle időskálájú fénygörbét előállítani, így mindenféle megfigyeléshez könnyen "idomítható". A különböző fénygörbemodellek részletes összehasonlítását mutatta be Chatzopoulos et al., (2013), ebben a munkában én is részt vettem. A SLSN-k vizsgálata során elért eredményeimet a 9.3. fejezetben ismertetem.

5. fejezet

Vizsgálati módszerek

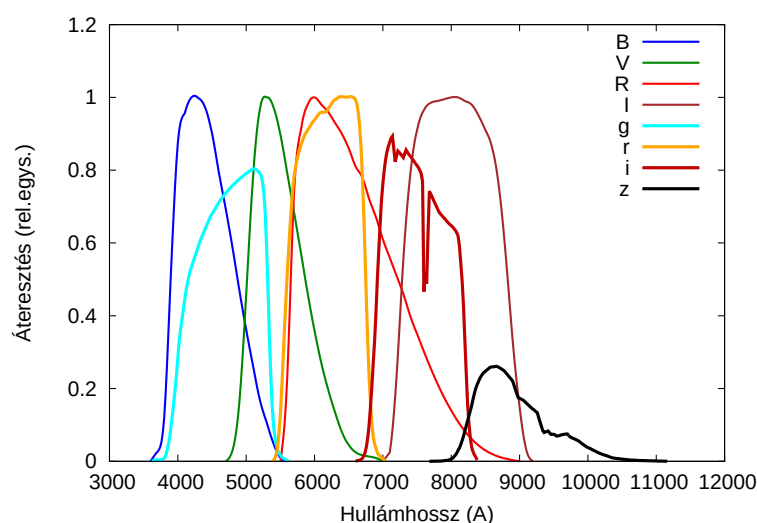
Ebben a fejezetben a munkám során alkalmazott mérési és adatfeldolgozási módszereket ismertetem röviden. Nem célom az egyes módszerek alapoktól kezdődő, minden részletre kiterjedő bemutatása, inkább azokra a specifikumokra fókuszálok, amelyeket az általam vizsgált szupernóvák kutatásánál alkalmaztam.

5.1. Fotometriai mérések

A szupernóvák időben változó fényességű tranziens objektumok. A fénygörbe minden egyes fázisa egyedi és megismételhetetlen információ forrása lehet. Ennélfogva rendkívül fontos, hogy a vizsgált objektumokról minél szélesebb hullámhossztartományon, minél jobb időbeli lefedettségű és jel/zaj viszonyú fénygörbével rendelkezünk.

Habár az extragalaktikus szupernóvák általában csillagszerű, azaz képalkotással felbonthatatlan objektumok, fotometriájuk jóval nehezebb, mint a "közönséges" csillagoké. Ennek oka főként a gazdagalaxis jelenléte, ami jelentősen befolyásolja az objektum megjelenését. Ha a SN a galaxis magjához közel bukkan fel, néha szinte észrevehetetlenül beleolvad a környezetének fényességébe. Ilyenkor kizárólag a digitális képlevonás segíthet. A galaxis korongjában feltűnő SN esetén sem egyszerű az észlelő csillagász élete, mivel gyakran a közeli spirálkarok, H II területek és más objektumok jelenléte miatt a SN környezetének fényességeloszlása rendkívül inhomogén. Ez nagyon megnehezíti a lokális háttérfluxus meghatározását. A SN képének profilja elvileg ugyanazzal a függvénnyel (point-spread function, PSF) írható le, mint a többi leképezett pontforrásé, csakhogy az inhomogén háttér miatt magának a SN profiljának az elkülönítése is sokszor gondot okoz.

Ezek a nehézségek a CCD detektorok előtti korszakban lényegében lehetetlenné tették a megbízható SN-fotometriát. CCD-vel készült méréseken jóval nagyobb valószínűséggel lehet fotometriát végezni, azonban az egyszerű apertúra-fotometria (amikor az objektum köré egy kört veszünk fel, és azon belül eső pixelek fluxusait egyszerűen összeadjuk) a legritkább esetben alkalmazható. A profilillesztéses (PSF-) fotometria a galaxiskorongba eső SN-k esetében jóval megbízhatóbb mérést jelenthet, azonban a PSF meghatározása a földfelszínről készült méréseknél gyakran nehézkes,



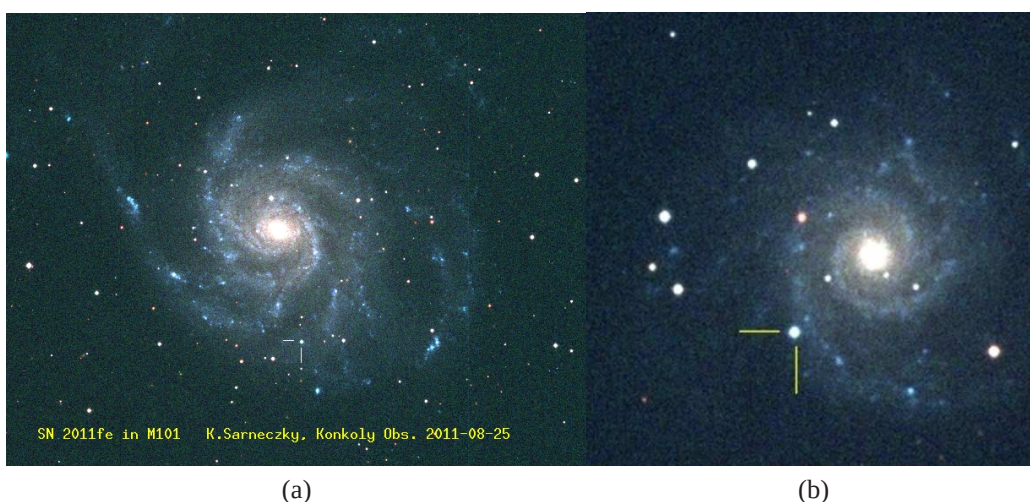
5.1. ábra. Az optikai fotometriában használt *BVRI* és *griz* szűrőrendszerek áteresztési görbéi

hibákkal terhelt. Nagyobb esély kínálkozik erre az űrtávcsöves mérések esetén, amikor a légkör zavaró hatása nem lép fel, így a PSF elvileg időben stabilnak tekinthető. Azonban ez sem minden űrtávcsőre igaz. Például az általam is használt *Swift* és *Spitzer* űrtávcsövek speciális kamerái mérés technikai korlátok miatt nem alkalmasak a PSF-fotometria alkalmazására (lásd lentebb).

5.1.1. Optikai tartomány

A szupernóvák a fotoszferikus fázisban a csillagokhoz hasonló effektív hőmérsékleteket mutatnak, így a sugárzásuk maximuma kb. az optikai tartományba (4000–8000 Å közé), vagy annak közelébe esik. Ennek a tartománynak nagy előnye, hogy a földfelszínről is lehet méréseket végezni, ennél fogva a legtöbb általam is felhasznált fotometriai mérést ebben a tartományban készítettük. Habár a változócsillagok fotometriájának Magyarországon legalább fél évszázados hagyománya van, a fenti nehézségek miatt szupernóva-fotometriára kizárólag a CCD-korszakban kerülhetett sor. Tudomásom szerint az általam kezdeményezett kutatóprogram volt az első, amely a piszkéstetői Schmidt-távcsővel 2000 után szisztematikus SN-fotometriai vizsgálatokba kezdett. Az elmúlt 15 évben számos szupernóváról vettünk fel fénygörbéket, kezdetben kizárólag a Johnson–Cousins-féle *BVRI* szűrőkkel (5.1. ábra). 2010 után a Bajai Observatórium 50 cm-es Bajai Asztrofizikai Robottávcsővel (BART) a Sloan Digitized Sky Survey (SDSS) által használt *griz* szűrőrendszerrel is sok mérést készítettünk, melyek nagyon jól kiegészítették a Piszkéstetőről végzett tradicionális Johnson–Cousins-fotometriát (a BART az első hazai *griz*-szűrőkkel felszerelt csillagászati mérőberendezés volt, azóta ezt a rendszert több más hazai kutatócsoport, köztük Lendület-csoport is átvette és alkalmazza).

A fénygörbéket az esetek túlnyomó többségében PSF-fotometriával vettük fel. Ehhez az *Image*



5.2. ábra. Az SN 2011fe (bal oldal) és a SN 2013ej (jobb oldal) *BVI*-szűrőkből kombinált felvételei a piszkéstetői Schmidt-távcsővel.

Reduction and Analysis Facility (*IRAF*¹) képfeldolgozó programcsomag *DAOPHOT* modulját használtam, melyhez saját fejlesztésű scripteket írtam. A nagyméretű CCD-kamerák képein a csillagok profilja a látómező közepén és szélein kissé eltérő, ezért térben változó, koordinátafüggő PSF-modellt alkalmaztam. Apertúra-fotometriát kizárólag akkor használtam, amikor a SN egy közeli, nagyobb méretű galaxis külső részénél látszott (pl. SN 2011fe az M101-ben, vagy a SN 2013ej az M74-ben (5.2. ábra). A környezet háttérét minden esetben az objektum köré írt gyűrűbe eső pixelek fényességeinek átlagával közelítettem. A gyűrű belső sugara a profil félértékszélességének kétszerese, vagy háromszorosa volt, a környezet fényességeloszlásától függően.

Képlevonás alkalmazására szintén saját fejlesztésű kódot írtam. Ennek felhasználására azonban csak főként a BASSUS keresőprogramunkban (lásd 2.2 fejezet) került sor. Fotometriára az általam részletesen vizsgált SN-k esetén a PSF-fotometria elegendő pontosságúnak bizonyult.

A fotometriából közvetlenül nyerhető instrumentális fényességek szisztematikusan eltérnek a nemzetközi standard rendszertől, a távcső, a szűrők és a detektor egyedi jellegzetességei miatt. Ezért nagyon fontos a kapott instrumentális fényességek standard rendszerbe történő transzformációja. Az ehhez szükséges kalibrációs méréseket a *BVRI* rendszerben a Landolt-féle kalibrációs területek fotometriájából kaptam (ezeket a méréseket mindig holdmentes, jó légköri viszonyú éjszakákon készítettük). A *griz* rendszerben nem volt szükség külön kalibrációs területek észlelésére, mivel az SDSS katalógusban általában sok olyan objektum volt található, melyek egy látómezőbe estek a mért szupernóvákkal. Így ekkor ezeket a közeli objektumokat használtam referenciaként. Megjegyzendő, hogy az SDSS egy galaxisokra irányuló felmérés volt, hosszú expozíciós időket használt, ezért a fényes csillagok mindegyike az SDSS képein beégett. A fényes csillagok SDSS-fotometriája ezért szisztematikus hibákat tartalmaz. Ennek kiküszöbölése érdekében csak olyan

¹<http://iraf.noao.edu>

lokális összehasonlítókat használtam referencia-objektumként, melyek biztosan csillagok, és a fényességük r szűrőben 14 magnitúdónál halványabb volt.

A standard rendszerbe történő transzformáció alapvetően csillagok fotometriájára alapul. Mivel a SN-k spektruma sokban különbözik a csillagokétól, ezek standard transzformációja nem lesz tökéletes. Tapasztalataim szerint a kapott standard fényességek szisztematikus hibája elérheti a 0,1 magnitúdót. Ennél pontosabb kalibrációra elvben nincs lehetőség, a megfelelő kalibráló objektumok hiánya miatt. A változócsillagok méréseinél manapság rutinszerű 0,01 magnitúdós pontosság a SN-fotometriában elérhetetlen, a mérés jel/zaj viszonyaitól függetlenül.

Munkám során többször dolgoztam a Hubble űrtávcső (*Hubble Space Telescope, HST*) archívumából letöltött adatokkal. Ezek fotometriája speciális eljárásokat és kalibrációkat igényel. Erre a komplex feladatra az Andrew Dolphin által hosszú évek során kifejlesztett *DOLPHOT* kódot² alkalmaztam, amely minden egyes szűrőre külön letölthető PSF-modellt használ, és figyelembe veszi a *HST* CCD-kameráinak specialitásait (pl. a töltésléptetés-hatékonyság, azaz a "charge transfer efficiency" korrekcióját). A *HST* speciális optikai szűrőkkel van felszerelve, amelyek kissé különböznek a földi Johnson–Cousins-szűrőktől. Az ezekkel kapott fotometriát szintén a *DOLPHOT* segítségével transzformáltam át a Johnson–Cousins-rendszerbe.

5.1.2. Nem optikai tartomány

A szupernóva-robbanások jelentős mennyiségű sugárzást bocsátanak ki a nem optikai tartományokban. Ezekben viszont csak a földi légkörön kívülről lehet méréseket készíteni. Én az ultrabolya (UV-) és röntgentalományban a *Swift* űrtávcsövet, a közepes infravörös (MIR-) tartományban a *Spitzer* űrtávcsövet használtam a kutatásaim során. Mindkét műholdon több műszer is rendelkezésre áll, ezek használatát ismertetem röviden.

A *Swift* űrtávcső alapvetően képalkotó műszerekkel van felszerelve. Az UV-tartományban a *UVOT* kamera 6 speciális szűrővel képes felvételeket készíteni: az *uvw2*, *uvm2* és *uvw1* szűrők a 2000 – 3000 Å közötti tartományt fedik le, míg az *u*, *b* és *v* szűrők többé-kevésbé a földi Johnson-féle *UBV* szűrőknek felelnek meg. A *UVOT* kamera egy speciális képalkotó eszköz, amelyben a CCD-érzékelő előtt egy mikrocSATORNÁS képerősítő helyezkedik el. Ezáltal a kamera fotonszámláló üzemmódban képes nagyon kis intenzitások mérésére is. A képerősítőnek köszönhetően viszont a fényes objektumok képe torzult lesz, a fényes mag körül megjelenik egy sötét gyűrű és egy kiterjedt, fényes haló. A halványabb objektumoknál ez nem jelentkezik. Mindemeltett a kamera érzékenysége nagyon erősen nemlineáris. A hagyományos CCD-kre kidolgozott PSF-fotometria ezért semmiképpen sem alkalmazható a *UVOT*-képekre. Ezen adatok fotometriájára a *NASA HEASOFT*³ programcsomagjának *Swift*-modulját használtam, konkrétan a *uvotsource* programot, az űrtávcső mérnökei által ajánlott beállításokkal és az aktuális kalibrációs adatokkal.

²<http://americano.dolphinsim.com/dolphot>

³<http://heasarc.nasa.gov/lheasoft/>

Röntgenmérésekre a *Swift XRT* nevű műszerét használtam. Ez egy röntgentávcső, amely a sűrűlódó beesésű röntgensugarakat egy speciális CCD-alapú detektorra fókuszálja. A képező mérete 23×23 ívperc², a PSF szélessége kb. 18 ívmásodperc, a detektor érzékenysége a 0,2–10 keV (hullámhosszban kb. 62–1,2 Å) tartományt fedi le. A képalkotás fotonszámlálással történik, emellett a detektor a beérkező röntgenfotonok energiáját és időpontját is képes rögzíteni. Az *XRT* mérések feldolgozásához szintén a *HEASOFT* programot használtam.

A *Spitzer* űrtávcső szintén több műszert tartalmaz. Munkámhoz mind az Infrared Array Camera (*IRAC*), mind a Multiband Imaging Photometer for *Spitzer* (*MIPS*) adatait felhasználtam. Az *IRAC* 4 szűrőben volt képes méréseket készíteni: 3,6, 4,5, 5,8 és 8,0 mikron hullámhosszakon. A látómező 5×5 ívperc² méretű. A *MIPS* 24, 70 és 160 mikronon képes mérni, ezek közül én csak a 24 mikronnál készült képeket használtam fel. A folyékony hélium kifogyását követően 2009 óta a *MIPS* egyáltalán nem üzemel, és az *IRAC* is csak a 3,6 és 4,5 mikronos tartományon képes méréseket végezni (ez az ún. "meleg küldetés", azaz a "warm mission" üzemmód).

A *Spitzer*-felvételek fotometriája szintén nagyon speciális ismereteket igényel. Erre lehetőséget ad pl. a *MOPEX*⁴ szoftver. A *Spitzer*-adatokkal főleg korábbi hallgatóim, Balog Zoltán, Gáspár András és Szalai Tamás foglalkoztak, én csak az általuk elvégzett fotometriát ellenőriztem egyes esetekben a *MOPEX* segítségével. Méréstechnikai okokból a *Spitzer* képalkotása sem alkalmas PSF-fotometriára, ezért minden esetben apertúrafotometriát alkalmaztunk a *Spitzer* honlapján található instrukciók és beállítások (apertúraméret, fluxuskalibráció) alapján.

5.2. Spektroszkópiai mérések

A spektroszkópiai méréseket legtöbbször külföldi nagyávcsövekkel végeztem, emellett űrtávcsövek spektroszkópiai adatait is feldolgoztam. A mérések egy részét saját magam végeztem, többségüket viszont együttműködő kollégáim készítették. A nyers mérések kiredukálása, kalibrációja és értelmezése minden esetben a saját munkám volt.

5.2.1. Optikai tartomány

A legtöbb spektroszkópiai mérést az optikai tartományban készítettem. Ehhez különböző nagyávcsövekre szerelt spektrográfokat használtam. 1998 és 2008 között a kanadai David Dunlap Obszervatórium (DDO) 1,87 m-es távcsövére szerelt Cassegrain-spektrográfot használtam kis és közepes felbontású ($R = \lambda/\Delta\lambda = 100 - 10000$) módban. A hullámhossz-kalibrációt egy vas-argon (FeAr) spektrállámpa felvételei alapján készítettem. A kis felbontású módban a teljes optikai színképtartományt le lehetett fedni, a közepes felbontású módban 200 Å széles spektrumot tudtam készíteni, ennek központi hullámhossza 6000 Å volt.

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

2008–2009 során a University of Texas (UT) munkatársaként lehetőségem nyílt a 10 m-es Hobby-Eberly Teleszkóppal (HET) történő mérések végzésére. Ez a munkakapcsolat azóta is tart, ennek köszönhetően sok évnyi mérési anyag gyűlt össze, melynek teljes tudományos értékű hasznosítása még hosszú éveket fog igénybe venni. A HET az űrtávcsövekhez hasonlóan "queue"-módban működik, azaz az észlelőnek egy mérésvezérlő scriptet kell összeállítania és feltöltenie a távcső szerverére, amit aztán egy szoftver az észlelő személyzet jóváhagyásával az optimális időpontban végrehajt.

A HET műszerei közül a kis felbontású ($R \sim 300$) LRS és a nagy felbontású ($R > 30000$) HRS spektrográfot használtam. Ez a két műszer eltérő redukálási és kalibrációs lépéseket igényelt. A kis felbontású spektrumokat a DDO mérésekhez hasonlóan az *IRAF twodspec* és *onedspec* moduljai segítségével redukáltam. Hullámhossz-kalibrációra kadmium-higany-argon-neon (CdHgArNe) spektrállámpát alkalmaztunk. A fluxuskalibráció érdekében minden éjszaka egy spektrofotometriai standard csillag spektrumát is felvettük.

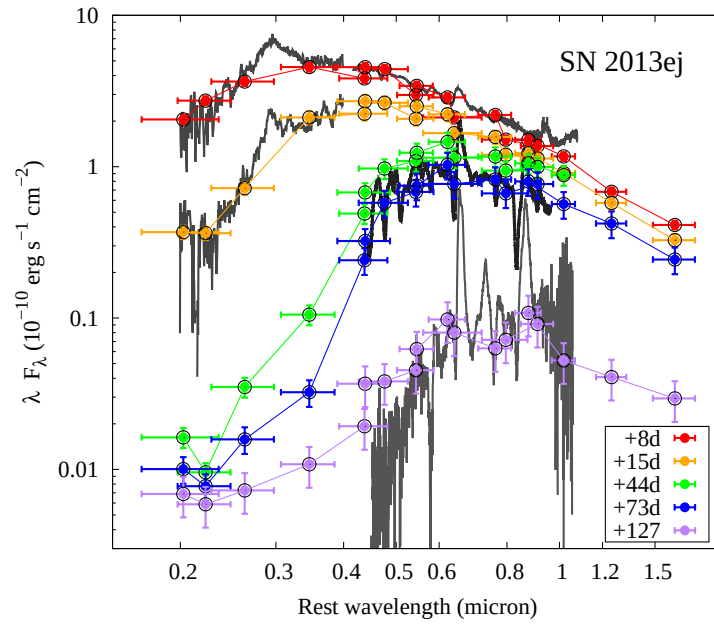
A HRS egy optikai szálakat (fiber-eket) használó echelle-spektrográf, amelynek redukálását az *IRAF echelle* moduljával végeztem. A hullámhossz-kalibráció egy tórium-argon (ThAr) spektrállámpa méréseire alapult. A fluxuskalibráció ennél a műszernél rendkívül nehéznek bizonyult. Annak ellenére, hogy minden éjszaka mértünk spektrofotometriai standard csillagot is, a tapasztalatom szerint a HRS különböző objektumokról készült spektrumai fluxusskálán nem illeszthetők teljesen össze. Az eltérések különösen az egyes spektrális rendek szélein jelentősek. Így a nagy felbontású spektrumokat általában pseudo-kontinuumra normált formában használtam fel.

2012 és 2014 között a UT munkakapcsolat adta pályázati lehetőséget kihasználva a dél-afrikai 10 m-es Southern African Large Telescope (SALT) kis felbontású spektrográfjával is számos szupernóváról készítettünk méréseket. Ezek redukálása és kiértékelése hasonló módon történt, mint a texasi LRS méréseké. Itt a fő nehézséget a távcsövet kezelő személyzet gyakran pontatlan munkája jelentette, illetve a CCD mozaik-detektoron lévő két érzéketlen sáv, melyek néha pont a spektrum érdekes tartományaira estek, ezáltal meghíúsítva bizonyos spektrális jellemzők mérését.

5.2.2. Nem optikai tartomány

Űrtávcsövek segítségével lehetőségem nyílt nem optikai tartományban készült spektrumokat is felhasználni. Ezek a publikus űrtávcsöves méréseket tartalmazó archívumból nyers formában tölthetők le, kiredukálásuk, kalibrációjuk a felhasználó felelőssége.

A *Swift* űrtávcső 10–13 magnitúdó közti objektumokról tud kis felbontású spektrumokat készíteni a 2000–4000 Å közti tartományban. Ezt egy kombinált prizma-rács (grism) segítségével érik el, amelynek spektrálisan bontott képét a *UVOT* detektor rögzíti. Sajnos ezek kiredukálása és kalibrációja rendkívül nehézkes. A grism képén az egyes objektumok spektrális csíkjai átfednek, és erősen zavaró a galaxis háttérfényessége is. A hullámhossz-kalibrációhoz a 0. rend pozícióját kell megadni a képen, ami azonban csak igen pontatlanul lokalizálható. Az átfedő spektrumok miatt a



5.3. ábra. Az SN 2013ej spektrális energiaszórásának görbéi különböző műszerekkel (Dhungana et al., 2016).

tiszta spektrum kinyerése gyakran lehetetlen. Ezért ilyen méréseket csak néhány különösen fényes SN (pl. 2013ej) esetében tudtam felhasználni.

A *Spitzer* űrtávcső *IRS* nevű spektrográfja a közép-infravörös tartományban készített spektrumokat 2009-ig. Sajnos a hélium elfogyása ennek a műszernek is a végét jelentette. A kis felbontású ($R \sim 600$) spektrumok az 5–14 mikron közti tartományt fedik le. Elvileg a műszer ennél hosszabb hullámhosszú üzemmódra is képes volt, azonban én olyan adatokkal dolgoztam, amelyek a fenti tartományon készültek. A mérések kiredukálását és kalibrálását a *SPICE*⁵ programcsomag segítségével végeztem. A háttér hatékony levonása érdekében a mérések ún. ABBA-módban készültek, azaz az objektumot a rés két különböző pontjára pozícionálták, és összesen 4 felvételt készítettek. Mivel a *SPICE* nincs felkészítve ilyen módú mérések kiredukálására, a háttérlevonást ($A - B$, ill. $B - A$ képeket készítve) még a *SPICE* futtatása előtt elvégeztem.

A többféle mérési módszer és hullámhossztartomány kombinációjából előálló mérési adatokra mutat példát az 5.3. ábra, amelyen a SN 2013ej II-es típusú SN pizskétetői és bajai optikai fotometriája, a *HET* optikai spektrumai, a *Swift* UV-fotometriai fluxusai és UV-spektrumai, és kaliforniai társszerzőink közeli infravörös fotometriai mérései vannak egy közös diagramon ábrázolva (Dhungana et al., 2016). Habár ilyen minőségű és lefedettségű adatsorok csak néhány esetben születtek, a különböző hullámhossztartományok, valamint a fotometria és a spektroszkópia hatékony kombinációja sokszor bizonyult hasznosnak a vizsgálatok során.

⁵<http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysisistools/tools/spice/>

5.3. A fényváltozás elméleti modellezése

A mért szupernóva-fénygörbéket elméleti modellek segítségével értelmeztem. Ehhez főként a 3.1.4 fejezetben már bemutatott Arnett-modellt használtam fel. Az eredeti analitikus modellt (Arnett, 1980, 1982) munkatársaimmal közösen többféle módon is továbbfejlesztettük.

Egyrészt, az általánosan használt radioaktív Ni-Co bomlás mellett más fűtési mechanizmusokat is beépítettünk a modellbe (Chatzopoulos et al., 2012). Ennek motivációját az jelentette, hogy a szuperfényes szupernóvák (4.3 fejezet) fénygörbéje nem magyarázható a hagyományos Ni-Co fűtéssel. A modell ezen kiterjesztése technikailag a 3.13 képletben szereplő $L_{in}(t)$ fűtési függvény módosítását igényelte. Erre az alábbi képleteket használtuk:

- Magnetár-modell: eszerint a SN-robbanás után egy gyorsan forgó, erősen mágnesezett neutroncsillag jön létre. A neutroncsillag mágneses tere csatolódik a SN táguló burok ionizált anyagához, így mágneses fékezés (magnetic braking) jön létre (lásd pl. Kasen & Bildsten, 2010). Ekkor $L_{in} = (E_p/t_p) \cdot (1 + (t/t_p))^{-2}$, ahol E_p a magnetár kezdeti rotációs energiája, t_p a folyamat időskálája. Ez utóbbi a mágneses tér erősségétől a $B_{14} = P_{10} \sqrt{1,3/t_{p,yr}}$ képlet szerint függ, ahol B_{14} a mágneses indukció 10^{14} G egységben, P_{10} a kezdeti forgási periódus 10 ms egységben, $t_{p,yr}$ a lefékezésési időskála években.
- Cirkumsztelláris lökéshullám-modell: ebben a konfigurációban a SN robbanás sűrű cirkumsztelláris felhőben történik, ezért a külső megfigyelő számára a fotoszféra a CSM-ben helyezkedik el. A fűtést a SN-CSM kölcsönhatás okozza, azaz a SN-maradvány tágulásának fékezés a CSM-ben termalizálódik. A részleteket lásd Chatzopoulos et al., (2012) cikkében. Végül az alábbi képletet kapjuk: $L_{in} = L_{fs}H(t_{fs}-t)(t+t_i)^\alpha + L_{rs}H(t_{rs}-t)(t+t_i)^\alpha$, ahol L_{fs} és L_{rs} a FS és RS lökésfrontok által kisugárzott energia (3.1.6 fejezet), $t_i \sim \tau_h = R_0/v_{exp}$ a kölcsönhatás kezdete és a robbanás között eltelt idő, ami a hidrodinamikai időskálához hasonló nagyságrendű (3.1.4 fejezet), H a Heaviside-féle ugrásfüggvény, t_{fs} és t_{rs} pedig a kétféle lökéshullám élettartama. $\alpha = (2n + 6s - n \cdot s - 15)/(n - s)$ ahol n a SN-burok sűrűségprofiljának hatványkitevője, s ugyanez a CSM-felhőre. Tipikus értékek ($n = 10$, $s = 2$) esetén $\alpha \approx -0,4$.

Másrészt, a modellbe beépítettük a rekombináció miatt fellépő energiatranszferet és az ezzel együtt járó opacitásváltozást is (Nagy et al., 2014). Ezt eredetileg Arnett & Fu (1989) dolgozták ki, mi az eredeti cikkben szereplő, néhol sajtóhibás képleteket korrigáltuk, és C nyelven kódoltuk. Ebben az általános modellben a teljes luminozitás az alábbi formában fejezhető ki (a jelöléseket lásd a 3.1.4 fejezetben):

$$L(t) = \frac{E_{th}(0)}{\tau_d} x_i \phi(t) + 4\pi R_0^3 Q_i \rho_{00} \eta(x_i) x_i^2 \frac{dx_i}{dt}, \quad (5.1)$$

ahol x_i az ionizációs front relatív sugara a SN légkörében (ami lényegében a fotoszféra pillanat-

nyi helyzetével egyezik meg), $\rho_{00}\eta(x_i)$ a SN burok sűrűsége ennél a rétegnél, Q_i az ionizációs/rekombinációs energia egységnyi tömegre, $\phi(t)$ pedig a fűtés, a sugárzási diffúzió és a homológ tágulás együttes hatására létrejövő luminozitás időfüggését leíró tag. Az eredeti Arnett-modellben ezt zárt formulával lehetett kifejezni (3.13), a kiterjesztett Arnett–Fu modellben azonban ezt egy differenciálegyenlet numerikus megoldásából kaphatjuk meg (lásd pl. Nagy et al., 2014).

A fenti modelleket a mért fénygörbékre illesztve elvileg meghatározhatóak a modellben szereplő fizikai paraméterek értékei. Azonban igen fontos figyelembe vennünk az egyes paraméterek közti korrelációt, melynek hatására a paraméterek értékei külön-külön nem meghatározottak, csupán valamilyen kombinációjuk. A paraméterkorrelációkat mindegyik modell esetében részletesen megvizsgáltuk (Chatzopoulos et al., 2013; Nagy et al., 2014). Megállapítottuk, hogy az általánosított modellekben is erős a két fő paraméter, a maximális fűtési energia és a fényváltozás időskálája közti korreláció (Arnett-szabály): a hosszabb időskálájú fénygörbénél ugyanakkora csúcspénység eléréséhez nagyobb maximális betáplált energia kell. Szintén megmutattuk, hogy az ionizáció figyelembevétele jelentősen módosíthatja a fénygörbe menetét: a kiterjedt hidrogénburkot tartalmazó SN esetén a plató hossza rövidebb lesz, viszont a rekombinációs energiefelszabadulás hatására a csúcspénység megnő a tisztán radioaktív fűtést feltételező modellekhez képest. A plató hosszát mindemellett elsősorban a kezdeti sugár (R_0), a ledobott tömeg (M_{ej}) és a kinetikus energia (E_k) határozza meg a 3.11 képletnek megfelelően.

A fenti modelleket főként II-es típusú SN-kra, vagy SLSN-kra célszerű alkalmazni. A kompakt szülőcsillagból kialakuló Ia ill. Ib/c típusú SN-k fénygörbáját igen jó közelítéssel leírja az eredeti, tisztán radioaktív fűtést használó Arnett-modell.

Fontos megjegyezni, hogy ezek az egyszerűsített elméleti modellek a teljes bolometrikus luminozitást adják meg. Ezért a mérésekkel történő összehasonlítás előtt el kell készíteni a bolometrikus fénygörbét a mért fényességek alapján. Ez a lépés egyáltalán nem triviális, és számos szisztematikus hiba forrása lehet, ezért igyekeztünk minél gondosabban eljárni. Azokban az esetekben, amikor többszín-fotometria állt rendelkezésre, a mért SN-magnitúdókat fizikai fluxusokká konvertáltuk, majd a szűrők központi hullámhosszának függvényében ábrázolva spektrális energiaszórás görbét (SED-et) határoztunk meg (lásd pl. 5.3. ábra). A SED-et ezután összeintegráltuk a hullámhossz mentén lineáris interpolációt feltételezve az egyes mért fluxusok között. A hiányzó UV-tartományt úgy közelítettük, hogy egy fix hullámhosszon (általában 2000 Å-nél) 0 fluxust tételeztünk fel, és a legrövidebb hullámhossznál lévő fluxus és eközött lineáris interpolációt használtunk. A szintén hiányzó infravörös tartományon feketetest-közelítést alkalmaztunk: feltettük, hogy a hosszú hullámhosszú tartományt jól leírja a Rayleigh–Jeans-közelítés, amely a leghosszabb hullámhosszon mért fluxusra illeszkedik. Ezt a görbét a hullámhossz szerint végtelenig integrálva a $\Delta F_{IR} = \lambda_X f_X / 3$ bolometrikus korrekciós tényezőt kapjuk, ahol λ_X a legvörösebb használt szűrő központi hullámhossza, f_X az ezzel mért fluxus. ΔF_{IR} -t a közeli UV-tól a közeli IR tartományig összeintegrált SED-hez hozzáadva kapjuk a végső bolometrikus fénygörbét. Tapasztalatom szerint az UV-komponens a korai, maximum előtti fázisokban elérheti a 10–15%-ot (legkevésbé az Ia

SN-kban), az IR-komponens aránya viszont akár 30–40% is lehet, főként a késői fázisokban.

Többszín-fotometria hiányában általában az R hullámhosszon mért magnitúdókat használtuk, mintha bolometrikus magnitúdók lennének (0 magnitúdó bolometrikus korrekciót feltételezve). Ez azonban egészen biztosan szisztematikus hibaforrás, ennél fogva az ebből kapott eredményeket fenntartásokkal kell kezelni.

5.4. Spektrummodellezés

A SN-spektrumok modellezésére a SYNOW kódot (pl. Branch et al., 2003), illetve ennek modernbb változatát, a SYN++ kódot (Thomas et al., 2011) használtam. Ezek egyszerű alapfeltevésekre épülő, ún. parametrizált kódok, ahol minden egyes kémiai elem vonalainak megjelenését a spektrumban különböző paraméterekkel lehet megadni.

A SYNOW alapfeltevései a következők:

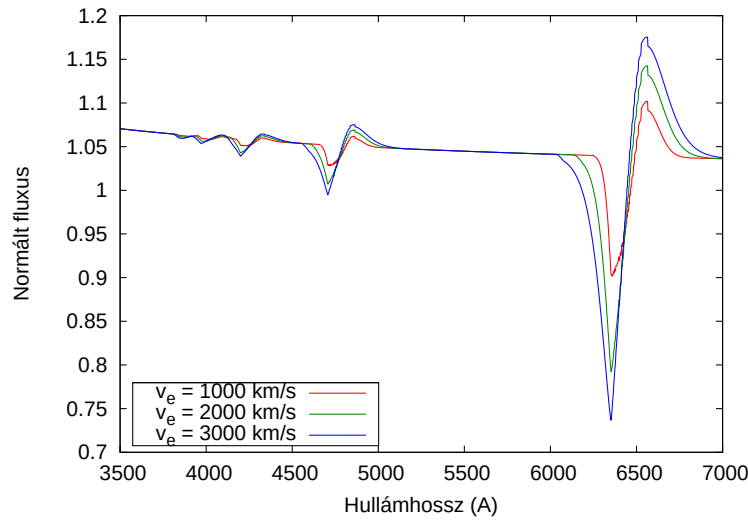
- a ledobott SN-burok homológ módon tágul, a maximális tágulási sebesség v_{max} ;
- a burokban létezik fotoszféra, ami a $v_{ph} < v_{max}$ tágulási sebességnél található;
- a fotoszféra átlátszatlan, és T_{ph} hőmérsékletű feketetest-kontinuumot sugároz;
- a spektrumvonalak a fotoszféra feletti félig átlátszó légkörben jönnek létre;
- a vonalformáló mechanizmus a tiszta rezonáns szórás: a fotonok elnyelődnek, majd rögtön újra kisugárzódnak, csak más irányba. Az elnyelődés csak az atomi átmenetnek megfelelő hullámhosszon/frekvencián következik be;
- érvényes a Szoboljev-közelítés (lásd 3.1.4 fejezet);

Mindezek alapján egy adott spektrumvonal hullámhosszán az ún. Szoboljev-féle optikai mélység így írható fel (pl. Hatano et al., 1999):

$$\tau = \frac{\pi e^2}{mc} f \lambda n_l \left[1 - \left(\frac{g_l n_u}{g_u n_l} \right) \right], \quad (5.2)$$

ahol λ a vonal központi hullámhossza, f az oszcillátorerősség, n_l és n_u az adott átmenet alsó és felső szintjének betöltöttsége (az adott szinten tartózkodó atomok száma egységnyi térfogatban), g_l és g_u pedig ugyanezen energiaszintek statisztikus súlya. Lokális termodinamikai egyensúly (LTE) feltevést használva az energiaszintek betöltöttsége kifejezhető a Boltzmann-formula segítségével:

$$n_{l,u} = N \frac{g_{l,u}}{Z(T)} \exp\left[-\frac{\chi_{l,u}}{kT_{exc}}\right], \quad (5.3)$$



5.4. ábra. A hidrogén Balmer-sorozatának P Cygni vonalai különböző v_e paraméterek mellett

ahol N az adott kémiai elem adott ionizációs állapotához tartozó atomok teljes koncentrációja, $z(T)$ az állapotösszeg, $\chi_{l,u} = E_{l,u} - E_0$ az adott szint és az alapállapot energiakülönbsége (gerjesztési potenciálja), T_{exc} a gerjesztési hőmérséklet.

A SYNOW LTE feltételt használ, oly módon, hogy a τ optikai mélységet minden ion esetében egy kiválasztott referenciavonalra kell megadni. Az egyes ionokhoz tartozó referenciavonalak listája megtalálható Hatano et al., (1999) cikkében. A referenciavonal optikai mélységének értékéből a program az adott ion többi átmenetére a Boltzmann-formula alapján számolja ki az elméletileg várt optikai mélységeket. Mivel az LTE feltevés csak korlátozottan teljesül a SN-atmoszférákban (Ia típusnál pl. szinte sosem), az ebből adódó szisztematikus hibákat a SYNOW úgy igyekszik csökkenteni, hogy a T_{exc} gerjesztési hőmérséklet nem feltétlenül azonos a fotoszféra T_{ph} hőmérsékletével, és minden ionra más és más értékű lehet.

A program másik feltevése szerint az optikai mélységek a SN légkörében a fotoszférától mért távolság hatvány- vagy exponenciális függvényei. A homológ tágulást kihasználva a helyfüggést a sebességkoordináta szerint is kifejezhetjük, amiből exponenciális, ill. hatványfüggvényt feltételezve:

$$\tau(v) = \tau(v_{ref}) \exp\left[-\frac{v - v_{ref}}{v_e}\right]; \tau(v) = \tau(v_{ref}) \left(\frac{v}{v_{ref}}\right)^{-n}, \quad (5.4)$$

ahol v_{ref} egy referenciaréteg (célszerűen a fotoszféra) sebessége, v_e az exponenciális függvény lecsengési paramétere, n a hatványfüggvény kitevője. Tipikus értékek: $n \sim 7$, illetve $v_e \sim 2000$ km/s.

A homológ tágulás miatt az azonos Doppler-eltolódású helyek a látóírányra merőleges síkok lesznek. Ha a látóírányba eső koordinátát z -vel jelöljük, egy adott λ nyugalmi hullámhosszúságú vonal adott $\Delta\lambda$ Doppler-eltolódásához tartozó rezonanciasíkjai a $z = c(r_{ph}/v_{ph})\Delta\lambda/\lambda$ koordinátáknál lesznek, ahol r_{ph} és v_{ph} a fotoszféra sugara és sebessége. Megmutatható (pl. Jeffery &

Branch, 1990; Takáts, 2013), hogy ilyen körülmények között az eredő spektrumvonal a következő integrállal fejezhető ki:

$$\frac{F(\Delta\lambda)}{4\pi} = \int_0^{x_0} I_{ph} x dx + \int_{x_0}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx + \int_{x_0}^{r_{ph}} I_{ph} e^{-\tau(r)} x dx, \quad (5.5)$$

ahol x a látóirányra merőleges koordináta, I_{ph} a fotoszféra feketetest-fluxusa a vonal központi hullámhosszán, $S(r)$ a tiszta rezonáns szórásból származó forrásfüggvény (ami egy adott r koordinátánál a fajlagos intenzitás teljes térszögre vonatkozó átlaga), $\tau(r)$ az 5.4 képletben szereplő helyfüggő Szoboljev-féle optikai mélység. Az integrálás x_0 határa a z koordináta alapján változik: $x_0 = 0$ ha $z \leq -r_{ph}$, $x_0 = \sqrt{r_{ph}^2 - z^2}$ ha $-r_{ph} < z < 0$, egyébként $x_0 = r_{ph}$. Az 5.5 képletből adódó vonalalakok jellegzetes P Cygni típusú vonalprofilok lesznek, amint azt az 5.4 ábra szemlélteti.

5.4.1. Kémiai analízis

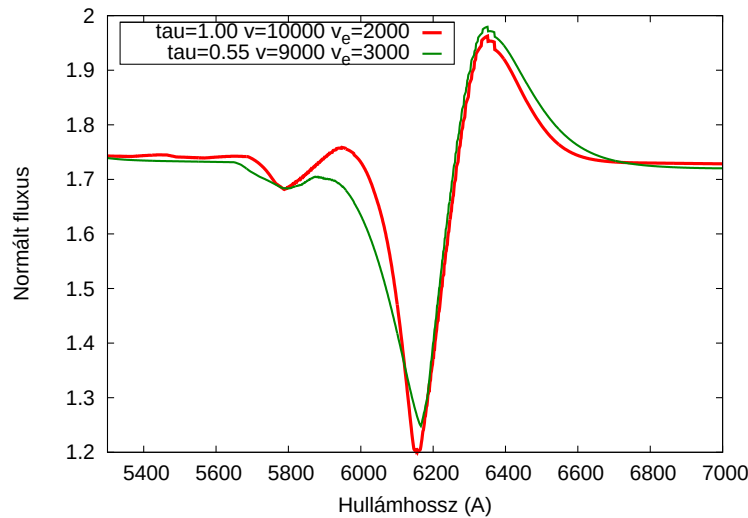
A SYNOW kód segítségével viszonylag könnyen megállapíthatjuk, milyen kémiai elemek vonalai jelennek meg a megfigyelt SN spektrumában. Ez a hagyományos, csillagokra kidolgozott spektrummodellező kódokkal (pl. ATLAS9, M00G stb.) rendkívül nehéz, szinte lehetetlen lenne, ugyanis a SN-spektrumvonalak P Cygni profilt mutatnak, erősen kiszélesedettek, és átfednek egymással. Az egyes ionok megbízható azonosításához ezért iteratív eljárásra van szükség: kiindulásként a legerősebb vonalakat kell valamiképp beazonosítani, majd fokozatosan, az egyre gyengébb vonalakra leginkább illeszkedő ionokat megtalálni. Ebben némi segítséget nyújtanak a SN-spektrumokban gyakran megjelenő jellegzetes ionok spektrumvonalait bemutató atlaszok (lásd pl. Hatano et al., 1999, vagy Dan Kasen weboldala⁶), amelyek megkönnyítik a legerősebb vonalak azonosítását.

Munkám során eleinte a SYNOW, később az ugyanarra az elvre épülő SYN++ kódot használtam a SN-spektrumok kémiai analízisére. A SYNOW pusztán szintézisre képes, azaz a megadott paraméterekből az 5.5 segítségével kiszámolja a modellspektrumot. A SYN++ előnye, hogy ugyanezen képesség mellett létezik hozzá egy kiterjesztés, a SYNAPPS kód, amely automatikus paraméterillesztést végez: a megadott határok között a paramétereket úgy variálja, hogy a lehető legjobban illeszkedő modellspektrumot kapjuk. A nagyszámú paraméter miatt azonban ennek a kódnak a futása meglehetősen lassú: egy 8 magos Core-i7 processzoros számítógépen hetekig tarthat egy-egy összetettebb (10-15 ionból álló) modell illesztése.

Az illesztések során a következő paramétereket kell optimalizálni:

- a fotoszféra sebessége (v_{ph}) és hőmérséklete (T_{ph})
- a referenciavonal optikai mélysége (τ)
- a vonalformáló tartomány minimális és maximális sebessége (v_{min} és v_{max})

⁶<http://supernova.lbl.gov/~dnkasen/tutorial/>



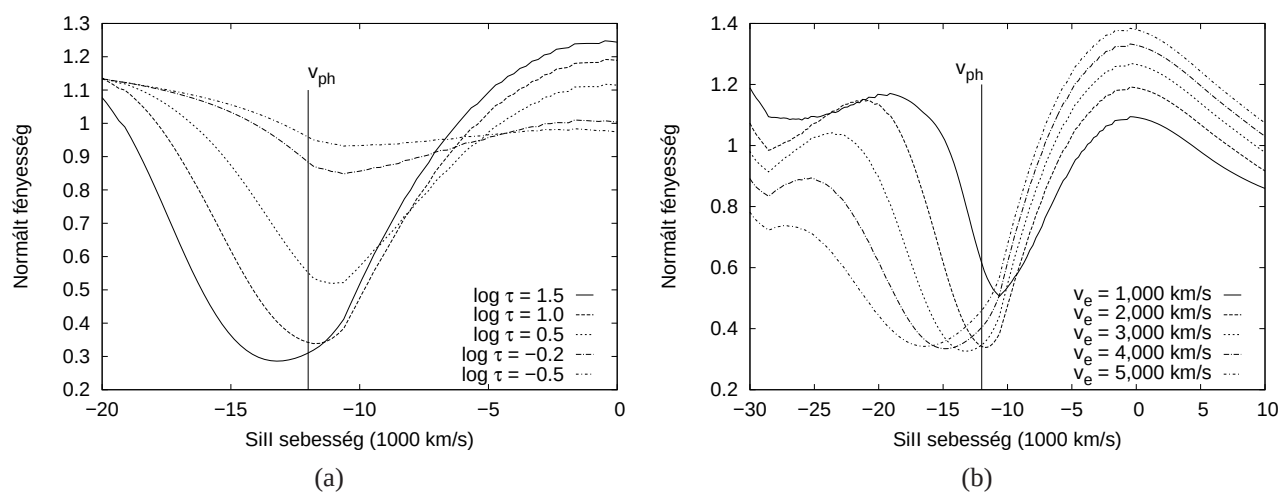
5.5. ábra. A korrelált paraméterek hatása a SiII $\lambda 6355$ vonal profiljára. A v és v_e értékek km/s-ban vannak megadva.

- a gerjesztési hőmérséklet (T_{exc})
- az optikai mélység profilját jellemző paraméter (v_e).

A fotoszféra paramétereinek kivételével a többi paramétert a spektrumban megjelenő összes ionra meg kell adni. A SYN++ csak exponenciális profilt tud kezelni (5.4. képlet), a SYNOW viszont emellett képes hatványfüggvénnyel, sőt akár Gauss-görbével is számolni. Tapasztalatom szerint az exponenciális és a hatványfüggvény alakú optikai mélység használata között nincs lényeges különbség, a végeredményként megjelenő spektrumvonalak nagyon hasonló alakúak lesznek.

Körülbelül $\tau \approx 0,01$ az az alsó határ, ahol még a SYNOW képes egyes spektrális jellemzők azonosítására. $\tau > 100$ fölött a vonalak olyan szélessé és erőssé válnak, hogy a többi paraméter nagyon bizonytalan lesz. Általánosságban elmondható, hogy a SYNOW-hoz hasonló, egyszerű parametrizált modellek leginkább a $\tau \sim 0,1$ – 50 körüli tartományban írják le megbízhatóan a spektrumot. Itt is jelentkezik azonban a paraméterek közti korreláció: pl. v_{min} , v_e és τ nagyon erősen korreláltak, azaz ha bármelyiket megváltoztatjuk, az előzőhöz hasonló alakú vonalprofilt kaphatunk, ha a másik kettőt is megfelelő módon beállítjuk, amint azt az 5.5 ábra illusztrálja.

Az erős átfedés (blending) miatt a SN-spektrumok kémiai analízise sok bizonytalansággal terhelt. Megbízható módon csak a legerősebb, kevésbé átfedett vonalak és ionok azonosíthatók: a hidrogén Balmer-sorozata, HeI $\lambda 5876$, CaII H&K $\lambda\lambda 3934, 3968$ dublett, CaII $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$ infravörös tripllett, OI $\lambda\lambda 7772, 7774, 7775$ tripllett, SiII $\lambda 6355$. Ezek mellett még általában a vas jelenléte mutatható ki, a FeII és FeIII számos átfedő vonalának segítségével.



5.6. ábra. Az optikai mélység (τ , bal oldal) és a vonalszélesség (v_e , jobb oldal) hatása az abszorpciós minimum helyzetére. A vízszintes tengelyen a SiII $\lambda 6355$ Å vonaltól mért Doppler-eltolódás van feltüntetve. A függőleges vonal a fotoszferikus sebességet (v_{ph}) jelöli.

5.4.2. Sebességmérés

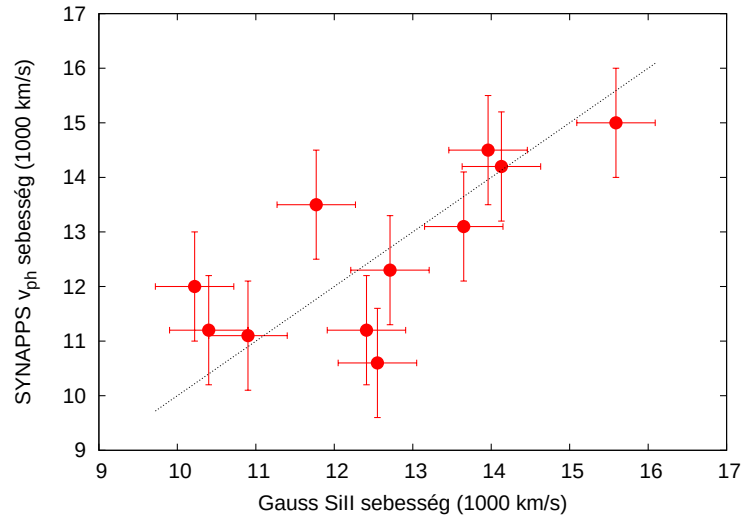
A kémiai analízisen kívül a parametrizált spektrummodellek a sebességmérést is lehetővé teszik.

A SN-k tágulási sebességének mérése egyáltalán nem triviális probléma, mivel a homológ módon táguló SN-atmoszférát nem lehet egyetlen sebességgel jellemezni. Egyértelmű sebességet csak a fotoszferikus fázis idején lehet a SN-hoz rendelni: ez a pillanatnyi fotoszféránál lévő réteg tágulási sebessége. A SYNOW kóddal ezt azonosítjuk v_{ph} -ként.

A P Cygni vonalak elméletéből megmutatható (Jeffery & Branch, 1990), hogy a kékeltozódott abszorpciós komponens minimuma pontosan v_{ph} sebességű Doppler-eltolódást mutat a nyugalmi hullámhosszhoz képest. Ez azonban csak a $\log \tau \sim 1$ optikai mélységű spektrumvonalakra igaz. Amint az az 5.6 ábrán látható, az ennél erősebb, ill. gyengébb vonalak abszorpciós minimuma szisztematikusan nagyobb, ill. kisebb sebességekhez tolik. Hasonló hatása van a v_e paraméternek: nagyobb vonalszélesség esetén az abszorpciós minimum szisztematikusan nagyobb sebességeket mutat, mint a v_{ph} .

Ezen effektusok különösen jelentőssé válnak II-es típusú SN-k korai fázisú spektrumainál, amikor gyakran csak a hidrogén vonalai látszanak a spektrumban. Mivel a Balmer-vonalak optikai mélysége általában sokkal nagyobb, mint a gyengébb fotoszferikus vonalaké, az egyszerű abszorpciós minimum helyzetén alapuló becslés a H α vonalra szisztematikusan nagyobb sebességeket eredményez. Ennek kezelésére többféle próbálkozás is történt a szakirodalomban, de az 1000–1500 km/s-os bizonytalanságot nem sikerült csökkenteni.

Mindezeket figyelembe véve korábbi PhD-hallgatómmal, Takáts Katalinnal kidolgoztunk egy megbízhatóan működő eljárást II-es típusú SN-k fotoszferikus sebességeinek mérésére (Takáts &



5.7. ábra. A Gauss-illesztéssel és a SYN++ modellekből kapott sebességek összehasonlítása

Vinkó, 2012). A módszer SYN0W modellek illesztésére épül, és a legjobban illeszkedő modell v_{ph} paraméterét azonosítja fotoszferikus sebességként. A módszer realiztikus sebességeket ad még a korai fázisú spektrumoknál is. Az eljárás másik nagy előnye, hogy a II-P típusú SN-k többé-kevésbé homogén spektrális evolúcióját kihasználva lehetőséget ad a sebességváltozás időbeli változásának becslésére pusztán néhány fázisnál készített spektrum alapján. Ennek kalibrációjához 5 jól észlelt II-es típusú SN (1999em, 2004dj, 2004et, 2005cs és 2006bp) spektrumait modelleztük, és az sebességek időfüggésére az alábbi, parametrizált görbét kaptuk:

$$v_{ph}(t) = v_{ph}(50) \cdot \frac{(t/50)^{-0.21 \pm 0.11}}{\sum_{j=0}^2 b_j \cdot (t/50)^j}, \quad (5.6)$$

ahol t a robbanás óta eltelt idő napokban, $v_{ph}(50)$ a sebesség értéke 50 nappal a robbanás után, $b_0 = 0,467$, $b_1 = 0,327$, $b_2 = 0,174$. A módszer kb. 15%-os relatív hibával képes megjósolni a sebességgörbe menetét, amennyiben a fenti empirikus görbét a mért sebességekre illesztjük.

Ia típusú SN-k fotoszferikus sebességeit tradicionálisan a SiII $\lambda 6355$ vonal alapján határozzák meg (lásd 3.2.3 fejezet). Ez a vonal nem túlzottan erős, kevésbé fed át más vonalakkal, és a fotoszferikus fázisban elég hosszú ideig (kb. a robbanás után 1 hónapig) azonosítható, így használata kényelmes. Többen (pl. Childress et al. 2014a; Silverman et al. 2015) a P Cygni profilokkal történő hosszadalmas illesztés helyett a jóval egyszerűbb és gyorsabb, Gauss-profilokkal történő illesztéssel határozták meg a sebességeket a SiII vonalból. Mivel az így nyerhető empirikus sebességek a valódi fotoszferikus sebességektől szisztematikusan eltérhetnek, összehasonlítottuk a SYN++ modellekből kapott és a Gauss-görbe-illesztéssel kapott sebességeket (Silverman et al. 2015). PhD-hallgatóm, Barna Barnabás 11 db Ia SN spektrumát modellezte, és az eredményeket összevetettük a Silverman et al., (2015) cikkben közölt sebességértékekkel, amelyeket társszer-

zónk, Jeff Silverman a SiII $\lambda 6355$ vonalra történt Gauss-illesztésből határozott meg.

Az eredmények az 5.7 ábrán láthatók. Megállapítottuk, hogy a kétféle mérési módszerrel kapott sebességek konzisztensek, az eltérések átlagos szórása ~ 1100 km/s, ami nagyjából megegyezik a SYNOW modellek véges felbontásából és a paraméterek közti korrelációból adódó sebességbizonytalansággal.

6. fejezet

Távolságmérés szupernóvákkal

A szupernóvák különösen alkalmasak extragalaktikus léptékű távolságok mérésére. Mivel csúcsfényességük alapján az Univerzum legfényesebb objektumai közé tartoznak (e tekintetben csak az aktív galaxismagok és a gamma-kitörések vehetik fel velük a versenyt), több millió, vagy akár milliárd parszek távolságból is észlelhetők. Fizikai tulajdonságaik alapján mind geometriai, mind fotometriai távolságmérési módszerek alkalmazhatóak rájuk. Az Univerzum gyorsuló tágulásának és a sötét energia létének felfedezéséhez az első lépést az Ia típusú szupernóvák távolságmérése jelentette.

Az alábbi fejezetben azokat a SN-kra alapuló távolságmérési módszereket tekintem át, amelyeket munkám során én is alkalmaztam.

6.1. Táguló fotoszféra módszer

A táguló fotoszféra módszer (Expanding Photosphere Method, EPM) a pulzáló változócsillagok analízisének használt Baade–Wesselink-módszer kicsit módosított változata. A két módszer alapelve ugyanaz: a fotometria alapján becsült látszó szögméretet hasonlítja össze a radiális sebességmérésből kiszámolható valódi geometriai mérettel, és a kettő arányából következtet a távosságra (Kirshner & Kwan, 1974).

A helyzetet komplikálja, hogy a táguló SN fotoszférája minden időpontban más és más rétegnél található. A homológ tágulás miatt a pillanatnyi fotoszféra helyzetét az alábbi egyenlet határozza meg:

$$R_{ph}(t) = R_0 + v_{ph}(t) \cdot (t - t_0) \approx v_{ph}(t)(t - t_0), \quad (6.1)$$

ahol t_0 a homológ tágulás kezdetének időpontja, R_0 a robbanó objektum sugara ebben az időpontban, $v_{ph}(t)$ a fotoszféra sebessége t időpontban. Ha nem közvetlenül a robbanás utáni időpontokat tekintünk, akkor R_0 általában elhanyagolható a tágulásból származó tag mellett.

Amennyiben a fotoszféra sugárzása egy hígított feketetest sugárzásával közelíthető (lásd 3.1.4

fejezet), úgy a SN mérhető fluxusa

$$f_{\lambda} = \left(\frac{R_{ph}(t)}{D} \right)^2 \xi^2(T) \pi B_{\lambda}(T), \quad (6.2)$$

ahol D a távolság, $B_{\lambda}(T)$ a Planck-függvény, $\xi(T)$ pedig az a korrekciós tényező, melyet az elektromágneses sugárzásterjedési effektusok okoznak a SN atmoszférában.

Amennyiben a hőmérsékletet többszín-fotometriából, vagy spektroszkópiából meghatározzuk, (6.1) és (6.2) kombinációjából kiejthető $R_{ph}(t)$. Így a következő összefüggést kaphatjuk:

$$t = t_0 + \sqrt{\frac{f_{\lambda}}{\xi^2 \pi B_{\lambda}(T)}} \cdot \frac{D}{v_{ph}(t)} = \frac{\theta}{v_{ph}(t)} \cdot D + t_0, \quad (6.3)$$

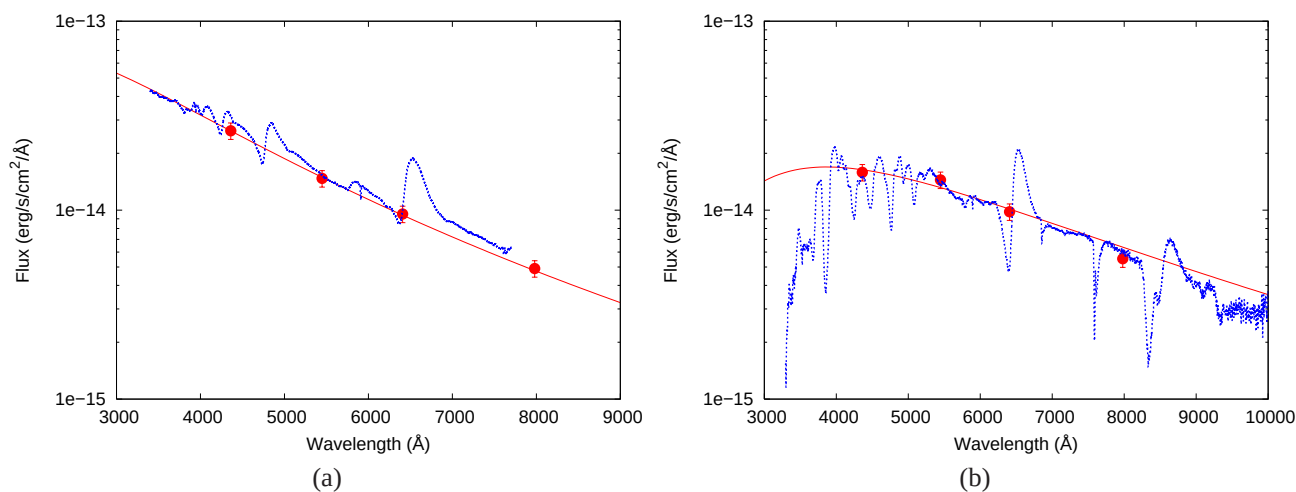
ahol $\theta = R_{ph}/D$ a táguló fotoszféra látszó szögméretével arányos mennyiség. A 6.3 egyenletben két ismeretlen mennyiség található: t_0 és D , minden más vagy mérhető (t , v_{ph}), vagy számolható. Ha két, vagy több mért időpontban meghatározzuk a 6.3 egyenletben szereplő mennyiségeket, t_0 és D lineáris regresszióval egyszerűen kiszámolható.

Az EPM alkalmazásának egyik nagy előnye, hogy nem igényel a távolságmérésre vonatkozó kalibrációt. A mért fluxusokat természetesen korrigálni kell az intersztelláris vörösödéssel, azonban megmutatható (Eastman et al., 1996; a továbbiakban E96), hogy a módszer a vörösödés pontatlanságaira kevésbé érzékeny. Ugyanakkor jelentős bizonytalanságot okoz a $\xi(T)$ korrekciós faktorok jelenléte, melyek meghatározására általában elméleti modelleket használnak: pl. E96, vagy Dessart & Hillier (2005) (DH05) modelljeit. Ezek a modellek vastag H-burkot tartalmazó II-es típusú SN-atmoszférákra érvényesek. Más típusú SN-kra a $\xi(T)$ korrekciós tényezők meghatározása jóval bonyolultabb, ezért ilyenekre csak nagyságrendi becslések léteznek. Ebből adódóan az EPM főként a II-es típusú SN-k távolságmérésére alkalmas módszer.

Munkáimban az EPM alkalmazása jelentős szerepet kapott. A részleteket a saját eredmények között mutatom be, itt csak néhány általános fejlesztést említek meg. Kidolgoztam a módszer azon változatát, amelyben az egyes szűrővel mért f_{λ} fluxusok helyett a többszín-fotometriából meghatározható f_{bol} bolometrikus fluxusok szerepelnek (Vinkó et al. 2004). Ekkor a θ látszó szögméret kifejezése az alábbira módosul:

$$\theta = \sqrt{\frac{f_{bol}}{\xi^2 \sigma T^4}}, \quad (6.4)$$

ahol σ a Stefan–Boltzmann-állandó. Habár az így kapott szögméreteket függenek a bolometrikus fluxusok meghatározásakor fellépő szisztematikus hibáktól, tapasztalataim szerint az integrálás hatása csökkenti az egyedi fotometriai mérések véletlen hibáját, ezáltal a távolság meghatározása gyakran stabilabbá válik. Természetesen ehhez megbízható többszín-fotometriára van szükség, lehetőleg az UV és az IR-tartományra is kiterjedően, így ez a változat nem minden esetben alkalmazható.



6.1. ábra. A fotoszferikus hőmérséklet meghatározása a *BVRI* fluxusokra illesztett Planck-görbék alapján. Az illesztett görbék jól egyeznek az ugyanekkor készült spektrumok kontinuumának menetével (Vinkó & Takáts, 2007)

A T fotoszferikus hőmérsékletek meghatározására többféle módszert is teszteltem. Végül arra a következtetésre jutottam, hogy az optikai tartományban mért (vörösödésre korrigált) *BVRI* fluxusokra illesztett Planck-görbék a spektroszkópai adatokkal konzisztens hőmérsékleteket adnak (Vinkó & Takáts, 2007). Ennek illusztrációja látható a 6.1 ábrán.

Takáts Katalinnal megmutattuk, hogy a v_{ph} fotoszferikus sebességek meghatározása a SYNOW modellekből (lásd 5.4.2 fejezet) jelentősen javítja az EPM-ből kapott távolságok megbízhatóságát (Takáts & Vinkó, 2012; Takáts, 2013).

6.2. Standard gyertya módszer

A standard gyertya módszer (Standardized Candle Method, SCM) egy "klasszikus" fotometriai távolságmérési eljárás – azon az empirikus felismerésen alapul, hogy a II-P típusú SN-k fényessége a plató-fázis közepén (50 nappal a robbanás után) szoros korrelációt mutat az ugyanekkor mérhető fotoszferikus sebességgel (v_{50}) (Hamuy & Pinto, 2002):

$$m_x - A_x + a_x \log(v_{50}/5000) = 5 \log(H_0 D) - b_x, \quad (6.5)$$

ahol m_x a fényesség $x = V, I$ szűrővel mérve 50 nappal a robbanás után, A_x az interstelláris extinkció, v_{50} az ugyanekkor mérhető fotoszferikus sebesség km/s-ban, H_0 a Hubble-állandó, D a távolság, a és b kalibrációs konstansok.

Látható, hogy az SCM érzékeny mind az interstelláris extinkció bizonytalanságára, mind a kalibrációs együtthatók értékeire. Ezek értékei a 6.1 táblázatban találhatók, amely tartalmazza az

6.1. táblázat. Az SCM kalibrációs együtthatói

Paraméter	Hamuy (2005)	Takáts & Vinkó (2006)
a_V	6,564 (0,88)	6,193 (0,57)
b_V	1,478 (0,11)	1,407 (0,08)
a_I	5,869 (0,68)	5,821 (0,57)
b_I	1,926 (0,09)	1,848 (0,09)

általunk újrakalibrált értékeket is (Takáts & Vinkó, 2006).

Az utóbbi 10 évben a módszert többen többször is újrakalibrálták és átértelmezték, ezek összefoglalása magyarul Takáts Katalin PhD-értekezésében olvasható (Takáts, 2013). Megállapítható, hogy habár ez a módszer kevesebb bemenő adatot igényel, mint az EPM, még jelenleg sem tekinthető kiforrottnak. A kalibráció szükségessége, illetve magának az empirikus fényesség-sebesség korrelációnak a feltáratlan elméleti háttére korlátozza az SCM megbízható alkalmazását. Munkáimban én kizárólag más távolságmérési módszerrel (általában EPM-mel) való összehasonlításként használtam az SCM-et. Közeli ($z < 0,1$ vöröseltolódású) jól észlelt SN-kra azt találtuk, hogy az EPM és az SCM módszerek 15–20%-os szóráson belül konzisztens távolságokat eredményeznek (Vinkó & Takáts, 2007).

6.3. Távolságmérés Ia-szupernóvák

Az Ia típusú szupernóvákra alapuló távolságmérésnek több évtizedes múltja van. Már a kezdeteknél feltűnt, hogy az Ia típus spektrális fejlődése jóval homogénebb, mint más típusú szupernóváké. Ez vezetett később arra a felismerésre, hogy az Ia típus szülő objektuma nagy valószínűséggel egy kb. Chandrasekhar-tömegű szén-oxigén fehér törpe (lásd 3.2.1 fejezet). Ebből logikusnak látszott az a következtetés, hogy minden ilyen robbanás közel egyforma csúcsfényességű, ezért az Ia SN-k standard gyertyáknak tekinthetők.

Az egyre növekvő megfigyelési adathalmazból azonban már a 20. század 70-es éveire világossá vált, hogy az Ia SN-k nem jó standard gyertyák: a csúcsfényességek több tized magnitúdós szórást mutatnak. Az újabb adatok alapján ez a diszperzió akár ± 1 magnitúdó is lehet (2.4.2 fejezet).

Az alábbiakban röviden összefoglalom azon módszerek alapjait, amelyek mégis lehetővé teszik az Ia SN-k távolságának megbízható mérését. Ezen módszerek egyelőre empirikus alapokon nyugszanak, az elméleti megalapozás a sokféle próbálkozás ellenére még várat magára.

6.3.1. A Phillips-reláció

Elsőként Pszkovszkij (Pskovskii, 1977) ismerte fel, hogy az Ia SN-k csúcsfényessége függ a maximum utáni fényességcsökkenés ütemétől: a nagyobb maximális fényességű SN-k lassabban halványodnak. Az ő kalibrációja természetesen még nagyon pontatlan volt, mert csak vizuális és fotografikus megfigyelésekkel dolgozhatott. Az empirikus korrelációt viszont helyesen ismerte

fel, amit aztán később Mark Phillips 1993-ban CCD-alapú fotometriát használva megerősített és pontosított.

Phillips (1993) vezette be elsőként a fénygörbe leszálló ágát jellemző $\Delta m_{15}(B)$ mennyiséget, ami a B -szűrővel mért fényesség megváltozása a csúcspont fényességéhez képest, a maximum után 15 nappal. A tapasztalat szerint ez a mennyiség erősen korrelál a maximális abszolút fényességgel:

$$M_B(\text{max}) = -21,73(\pm 0,50) + 2,70(\pm 0,36) \cdot \Delta m_{15}(B) \quad (6.6)$$

Ez az összefüggés a Phillips-reláció néven vonult be a szakirodalomba, holott maga Phillips (1993) is korrektül Pszkovszkij-relációként hivatkozott rá. Igaz, Pszkovszkij eredetileg más paramétert használt a fénygörbe alakjának jellemzésére, a $\Delta m_{15}(B)$ paraméter bevezetése és a korreláció minden kétséget kizáró igazolása Phillips (1993) érdeme.

A Phillips-reláció óriási jelentőségét az adja, hogy a fénygörbe alakjának, a maximum utáni fényességcsökkenés ütemének méréséből a maximális abszolút fényességre lehet következtetni. Így az Ia SN-k a cefeidákhoz hasonlóan "standardizálható" gyertyákká válnak, és fotometriai távolagsmérésre lehet őket felhasználni.

6.3.2. MLCS és SALT módszerek

Az azóta eltelt közel 25 évben a Phillips-reláció elve alapján számos újabb, jobban kalibrálható módszer látott napvilágot. Ezek közül a legelterjedtebbek a következők:

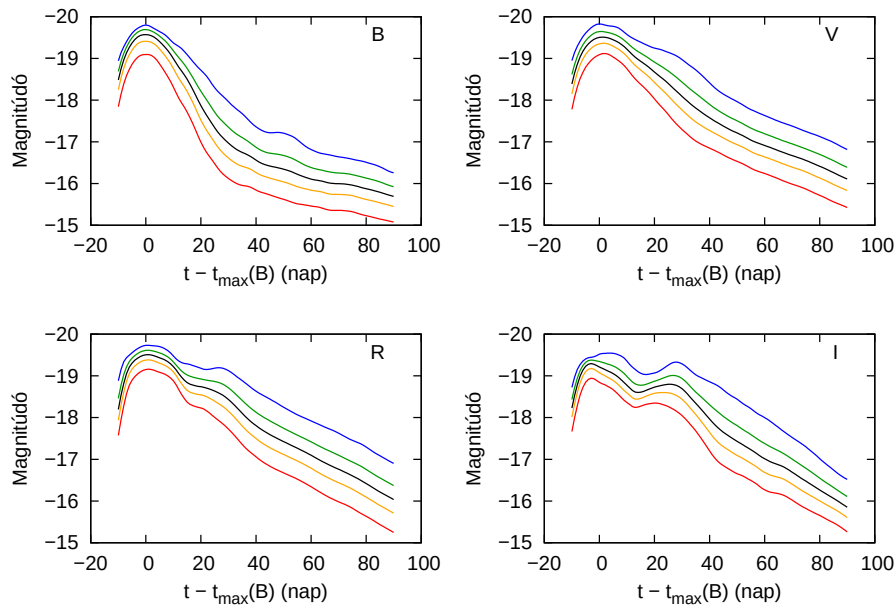
- többszínű fénygörbealak módszer (Multi-Color Light Curve Shape Method, MLCS): Riess et al. (1996);
- nyújtási módszer (stretch method): Perlmutter et al. (1997);
- spektrális adaptív fénygörbeminta módszer (Spectral Adaptive Lightcurve Template, SALT): Guy et al. (2005).

Ezek közül én az MLCS és a SALT módszereket alkalmaztam, ezért az alábbiakban ezeket ismertetem röviden.

Az MLCS módszer a Phillips-relációt kiterjeszti a teljes látható tartományra, Johnson–Cousins $UBVRI$ szűrőkkel mért fénygörbékre (ezért "multi-color"). A módszer legújabb változata, az MLCS2k2 verzió (Jha, Riess & Kirshner, 2002), az alábbi fénygörbemodelt használja:

$$m_x(t') = M_x^0(t') + P_x(t')\Delta + Q_x(t')\Delta^2 + \zeta_x(\alpha_x + \frac{\beta_x}{R_V})A_V^0 + \mu_0, \quad (6.7)$$

ahol $t' = (t - t_{\text{max}}(B))/(1+z)$ a SN nyugalmi vonatkoztatási rendszerében eltelt idő a B -szűrős fénygörbe maximumának idejéhez képest, m_x az $x = U, B, V, R, I$ szűrőkben mért fénygörbe, M_x ,



6.2. ábra. Az MLCS2k2 módszer kalibrált fénygörbéi a Δ paraméter függvényében: $\Delta = -0,5$ (kék), $-0,2$ (zöld), $0,0$ (fekete), $0,2$ (narancs), $0,5$ (vörös).

P_x és Q_x a "fénygörbe-vektorok", azaz a modell időfüggő kalibrált adatsorai, R_V a vörösödési törvény meredeksége a gazdagalaxisban, A_V^0 a $t_{\max}(B)$ időpontban mérhető intersztelláris extinkció V-szűrőben, α_x és β_x időtől függő paraméterek, amelyek a SN vörösödésének időfüggését modellezik, Δ a fénygörbét jellemző paraméter (kb. a maximális fényesség eltérése a középértéktől), μ_0 pedig a vörösödéstől független távolságmodulus. Az ismeretlen paraméterek, melyeket a mérésekre történő illesztésekkel lehet meghatározni: $t_{\max}(B)$, R_V , A_V , Δ és μ_0 , a többi mennyiséget a modell kalibrációja rögzíti. Az illesztések előtt a méréseket természetesen korrigálni kell a Tejútrendszer poranyaga által okozott intersztelláris extinkcióra.

A 6.2. ábra az MLCS2k2 kalibrált fénygörbéit mutatja be néhány jellemző Δ paraméter mellett. Jól látható a Phillips-reláció megjelenése: a fényesebb ($\Delta < 0$) fénygörbék maximum után lassabban halványodnak, mint a kevésbé fényesek.

A megfigyelésekre történő illesztést saját fejlesztésű kóddal végeztem, amely egyszerű χ^2 -minimalizálást végez, a megadott paraméterteret teljesen feltérképezve. A viszonylag kis számú paraméter miatt az illesztés egy modern asztali számítógépen 1-2 perc alatt lefut. Fontos megjegyezni azonban, hogy az illesztett paraméterek közül A_V , μ_0 és Δ nem függetlenek, hanem erősen korreláltak. Ez a korreláció megnöveli a távolságmérés bizonytalanságát, emiatt a kapott távolságmodulusok pontosságát nem kizárólag a megfigyelési hibák korlátozzák.

A SALT módszer a fentitől teljesen eltérő filozófiát képvisel: fotometria helyett spektroszkópiai adatsorokra épít. A *Supernova Legacy Survey* (SNLS) spektrofotometriai adataiból tetszőleges, szűrőfüggvényekkel definiált fotometriai rendszerekben képes fénygörbét előállítani szintetikus fotometria segítségével. Az ily módon előállított szintetikus fénygörbéből az alábbi modell alap-

ján képez időfüggő fluxusokat:

$$F_{\lambda}(t') = x_0[M_0(\lambda, t') + x_1 M_1(\lambda, t')] \cdot \exp[c \cdot CL(\lambda)], \quad (6.8)$$

ahol M_0 , M_1 és CL a SALT módszer kalibrált vektorai, x_0 , x_1 és c illesztési paraméterek. Fontos különbség az MLCS és a SALT fénygörbemodellei között, hogy utóbbi nem tartalmazza az intersztelláris extinkcióra történő korrekciót.

A SALT módszer nem tartalmazza explicit módon a távolságmodulust sem, ezért azt külön ki kell számolni az illesztési paraméterekből. A legújabb kalibráció (SALT2.4, Betoule et al., 2014) szerint

$$\mu_0 = m_B - M + \alpha \cdot x_1 - \beta \cdot c, \quad (6.9)$$

ahol m_B a B -szűrős fénygörbe maximális fényessége, $M = -19,17$, $\alpha = 0,141$, $\beta = 3,099$. Látható, hogy ennél a modellnél a fénygörbe alakját az x_1 paraméter jellemzi, míg a c paraméter az eltérő színindexeket kódolja.

Az MLCS és SALT módszerek kalibrációja ismertnek feltételezett távolságú SN-k segítségével történt. A kalibráció során nem abszolút, hanem relatív távolságokat (azaz távolságkülönbségeket) használtak, melyeket a vöröseltolódásokból határoztak meg. Ehhez a két módszer szerzői eltérő Hubble-állandókat tételeztek fel: az MLCS2k2-nál Jha, Riess & Kirshner (2002) $H_0 = 65$ km/s/Mpc értéket használt, míg a SALT2.4-nél Betoule et al., (2014) $H_0 = 68$ km/s/Mpc-et választott. Ahhoz, hogy a kétféle módszer adta távolságokat összehasonlíthassuk, a távolságmodulusokat egy közös H_0 értékre kell transzformálnunk (Hubble-korrekció). Pl. az MLCS módszer esetén:

$$\mu_0(H_0) = \mu_0(\text{MLCS}) - 5 \cdot \log\left(\frac{H_0}{65}\right) \quad (6.10)$$

7. fejezet

Eredmények – kollapszár szupernóvák

A 7.1 táblázat azokat a kollapszár szupernóvákat tartalmazza, amelyeket munkáim során részletesebben tanulmányoztam. A lista nem teljes – itt csak azokat soroltam fel, amelyek analízisében jelentős szerepet játszottam, és a jelen dolgozat megírásáig (2016 nyaráig) megjelent, vagy elfogadott publikációban szerepeltek.

A 7.1 táblázatban felsorolt SN-kről (a 2005cs kivételével) részletes többszín-fotometriát végeztünk a piszkéstetői és bajai távcsövekkel (lásd 5.1.1 fejezet). Ezek mellett a *Hubble*, *Swift* és *Spitzer* űrtávcsövekkel készített adatokat, valamint a DDO-ban és a McDonald Observatórium-ban végzett saját spektroszkópiai méréseinket is felhasználtuk. A megfigyelések részletei a fent hivatkozott publikációkban megtalálhatók.

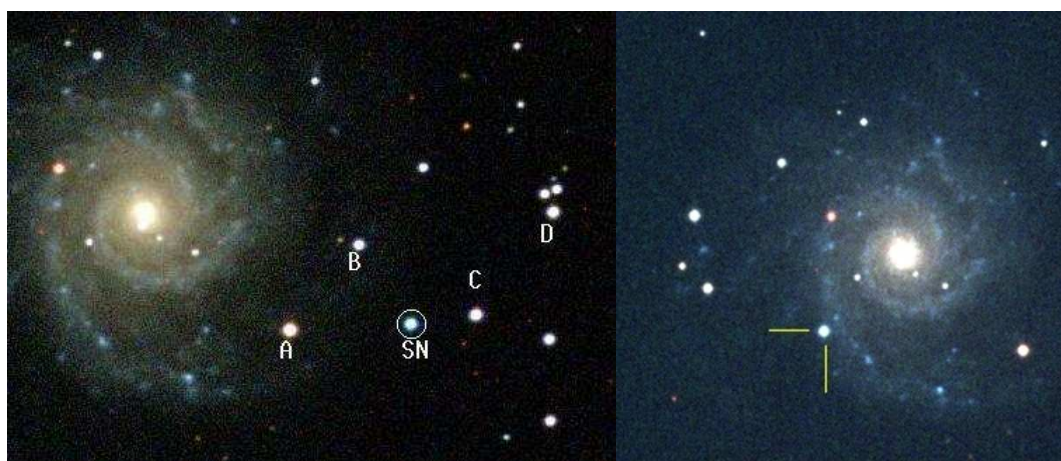
A 7.1 ábrán a piszkéstetői 60/90 cm-es Schmidt-távcsővel készített CCD-felvételeken mutatom be a tanulmányozott objektumokat. Az eredeti *BVRI* szűrős felvételeket az ábraalírásban felsorolt észlelők készítették, ezekből kombináltam össze az itt látható színes képeket (kék=*B*, zöld=*V*, vörös=*I* szűrő).

Időrendben az első kollapszár szupernóva, amellyel részletesen foglalkoztam, a SN 2002ap volt az M74 galaxisban. Ez egy különleges, széles vonalú Ic (Ic-BL) típusú SN volt (lásd 2.4.1 fejezet). A piszkéstetői Schmidt- és RCC-teleszkóppal, valamint a Szegedi Csillagvizsgáló 40 cm-es távcsövével, *BVRI* szűrőket alkalmazva, összesen 16 éjszakán át végeztünk méréseket erről az objektumról. Eközben együttműködő kollégáink a DDO-ban vettek fel spektrumokat, összesen 7 alkalommal (Vinkó et al., 2004).

7.1. táblázat. A részletesen tanulmányozott kollapszár szupernóvák

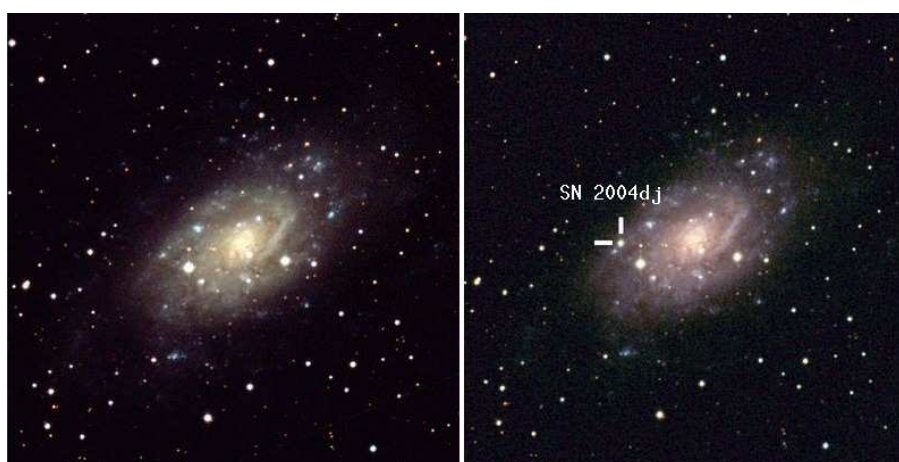
SN	Típus	Galaxis	z^a	$E(B-V)^b$ (mag)	T_0^c (MJD)	Ref.
2002ap	Ic-BL	M74	0,0021	0,09	52302,0	Vinkó et al. (2004)
2004dj	II-P	NGC 2403	0,000445	0,07	53186,5	Vinkó et al. (2006)
2005cs	II-P	M51	0,00200	0,05	53548,5	Takáts & Vinkó (2007)
2011dh	I Ib	M51	0,00200	0,035	55712,5	Vinkó et al. (2012a)
2013ej	II-P	M74	0,0021	0,061	56496,9	Dhungana et al. (2016)

Megjegyzés: *a*: vöröseltolódás; *b*: teljes intersztelláris vörösödés; *c*: robbanás időpontja

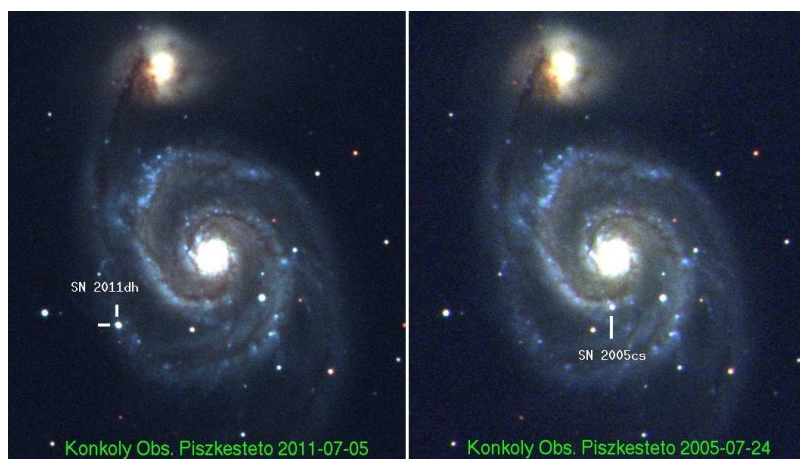


(a)

(b)



(c)



(d)

7.1. ábra. A vizsgált kollapszár SN-k a piszkéstetői Schmidt-távcső CCD-felvételein. a): 2002ap (Sárneczky Krisztián felvétele); b): 2013ej (Kelemen János); c): NGC 2403 a 2004dj robbanása előtt (Sárneczky Krisztián); d): 2004dj (Sárneczky Krisztián); e): 2011dh (Sárneczky Krisztián); f): 2005cs (Mészáros Szabolcs)

A SN 2004dj a 2000-es évek első évtizedének legfényesebb szupernóvája volt. Erről a közeli, II-P típusú szupernóváról összesen 42 éjszakán készítettünk fotometriai méréseket Piskéstetőről és a Szegedi Csillagvizsgálóból. Sajnos csak viszonylag későn, a plató fázis közepén fedezte fel a japán amatőr SN-vadász, K. Itagaki, ezért a korai fázisról nincsenek megfigyelések. Kanadai társszerzőink 13 spektrumot vettek fel a DDO-ban (Vinkó et al., 2006).

A SN 2004dj különlegessége, hogy az NGC 2403 egyik ismert, Sandage-96 katalógusjelű kompakt csillaghalmazában robbant fel. A halmaz részletes vizsgálata egyedülálló lehetőséget biztosított a robbanó objektum fizikai tulajdonságainak feltárásához (Vinkó et al., 2009), amiről lentebb részletesen is beszámolok.

A SN 2005cs-ről csupán néhány felvételt sikerült készítenünk a piskéstetői Schmidt-távcsővel (7.1. ábra), ezért a részletesebb analízishez Pastorello et al. (2006, 2009) extenzív fotometriai és spektroszkópiai adatait használtuk fel.

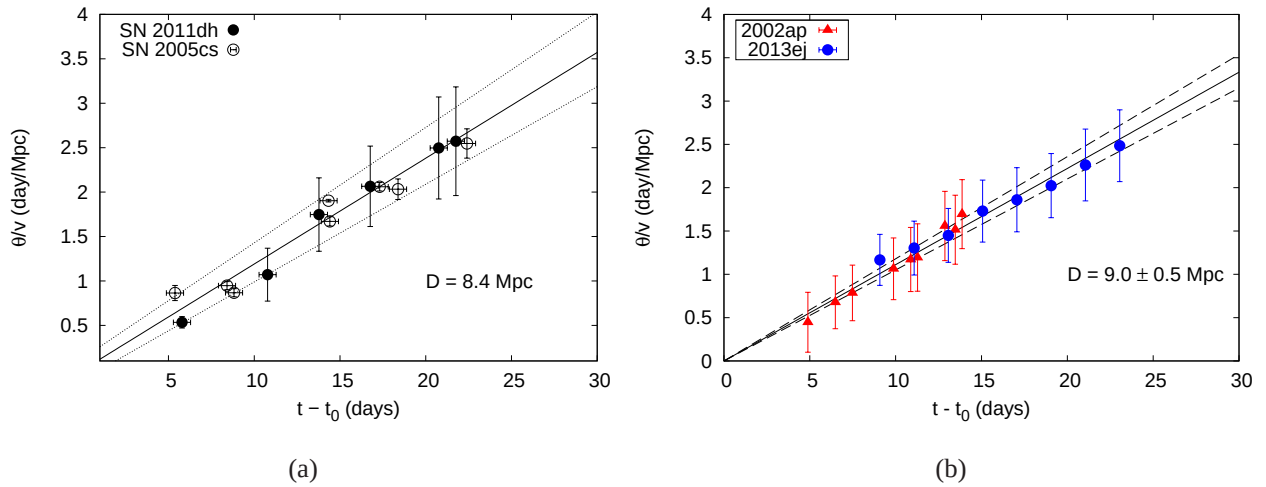
6 évvel a SN 2005cs után ismét fényes szupernóva bukkant fel az M51-ben. Az SN 2011dh kezdettől fogva nagy figyelmet kapott, mivel a 2005cs-hez hasonlóan itt is megtalálták a SN szülőobjektumát a robbanás előtti *HST*-felvételeken (Maund et al., 2011; Van Dyk et al., 2011). A SN 2011dh-ről intenzív megfigyelési kampányban gyűjtöttünk adatokat magyarországi és külföldi csillagvizsgálókból. Piskéstetőről összesen 46 éjszakán át végeztünk *BVRI*-szűrős fotometriai megfigyeléseket, míg a McDonald Observatóriumban a HET LRS spektrográfiával összesen 9 spektrumot vettünk fel (Vinkó et al., 2012a). Együttműködő partnereink további nagyszámú mérést készítettek erről a fényes SN-ről, amerikai obszervatóriumokból és a *Swift* űrtávcsővel, amelyeket további vizsgálatokat tettek lehetővé (Marion et al., 2014).

Az SN 2013ej a közeli M74 galaxis újabb szupernóvája volt az Ic-típusú 2002ap után. Erről a SN-ről főként fotometriai adatokat gyűjtöttünk, azt viszont kétféle fotometriai rendszerben is: a piskéstetői Schmidt-távcsővel *BVRI*-, míg a Bajai Csillagvizsgálóból *griz* szűrőkkel követtük a SN fényváltozását, összesen 25+44 éjszakán át. A spektroszkópiai megfigyeléseket társszerzőink végezték az amerikai McDonald, Lick és Keck obszervatóriumokból. Ennél a projektnél az optikai spektrumok mellett szintén felhasználtuk azokat az UV-tartományban készült méréseket, melyeket a *Swift* űrtávcső archívumából töltöttem le és redukáltam ki.

Az alábbiakban összefoglaló jelleggel mutatom be azokat az eredményeket, amelyek elérésében jelentős szerepem volt. Néhány olyan további SN-val kapcsolatos eredményt is megemlítek, amelyek vizsgálatával csak 1-1 részprobléma erejéig foglalkoztam, de vezető szerepet nem töltöttem be a velük kapcsolatos projektben.

7.1. Távolságmérés

A megfigyelési asztrofizika alfája és omegája a távolságok megbízható ismerete, ezért a munkámban hangsúlyozott szerepet kaptak a távolságmérési módszerek alkalmazásai (6. fejezet). A kombinált fotometriai-spektroszkópiai adatokból, az EPM és SCM módszereket alkalmazva, új



7.2. ábra. EPM alkalmazása a kombinált 2011dh+2005cs adatokra (bal oldal; Vinkó et al., 2012a) és a 2002ap+2013ej adatokra (jobb oldal; Dhungana et al., 2016)

7.2. táblázat. A vizsgált kollapszár SN-k távolságbecslései Mpc-ben.

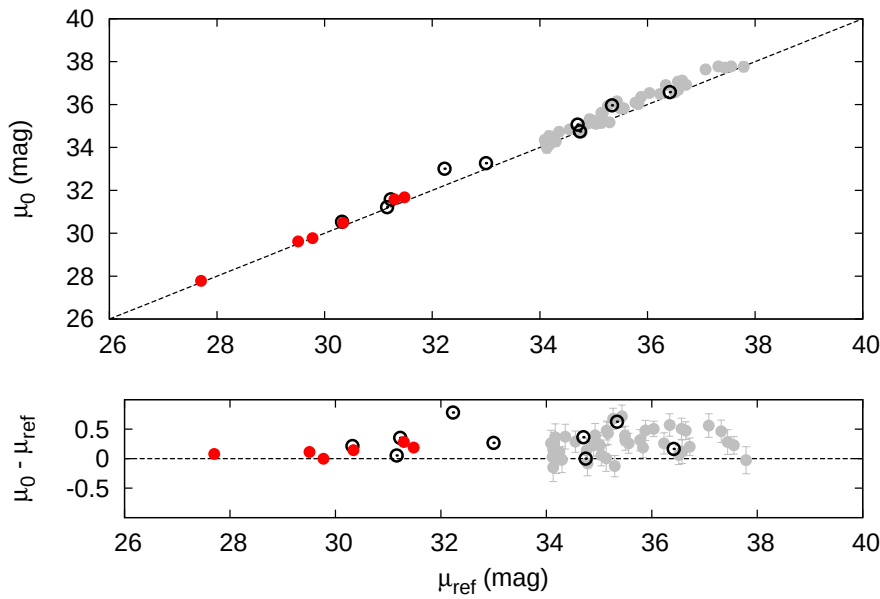
SN	D_1	D_2	D_{NED}	Ref.
2002ap	$6,7 \pm 0,5$	$9,0 \pm 0,5$	$9,01 \pm 1,14$	Vinkó et al. (2004); Dhungana et al. (2016)
2004dj	$3,5 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,6$	$3,47 \pm 0,66$	Vinkó et al. (2006); Takáts & Vinkó (2012)
2005cs	$7,1 \pm 1,2$	$8,4 \pm 0,7$	$7,97 \pm 1,23$	Takáts & Vinkó (2006); Vinkó et al. (2012a)
2011dh	$8,4 \pm 0,7$	$8,4 \pm 0,7$	$7,97 \pm 1,23$	Vinkó et al. (2012a)
2013ej	$9,0 \pm 0,5$	$9,0 \pm 0,5$	$9,01 \pm 1,14$	Dhungana et al. (2016)

távolságokat határoztam meg a fentebb bemutatott szupernóvákra.

Eleinte az egyes SN-kra külön-külön alkalmaztam a távolságmérési módszereket, azonban az a körülmény, hogy egy későbbi SN ugyanabban a galaxisban tűnt fel, egyedülálló lehetőséget adott az ilyen adatsorok kombinációjára és együttes analízisére. Mindezt főként az a szerencsés körülmény is lehetővé tette, hogy a szóban forgó SN-kat röviddel a robbanás után felfedezték, így a robbanás időpontja viszonylag jól behatárolható volt. Tudomásom szerint ezt a módszert korábban még senki nem alkalmazta; ennek oka feltehetőleg a szükséges adatok hiánya volt. Ezen a módon két galaxis távolságát is pontosítottam: az M74-ét a SN 2002ap és 2013ej kombinációjával, valamint az M51-ét a 2005cs és a 2011dh felhasználásával (lásd 7.2. ábra).

A 7.2 táblázat összefoglalja az egyes SN-kra adott távolságbecsléseinket. A második oszlopban szereplő D_1 távolság az eredeti publikációban szereplő adat, a harmadik oszlopban található D_2 pedig az újabb adatok birtokában újraszámolt, felülvizsgált távolság. A negyedik oszlopban a gazdagalaxisokra vonatkozó, a *NASA Extragalactic Database*¹ (NED) weboldalán szereplő, nem vöröseltolódáson alapuló távolságok átlaga szerepel. Ez utóbbiból megítélhető, hogy az általunk közölt új távolságok mennyire konzisztensek korábbi, más módszerekkel végzett becslésekkel.

¹<http://ned.ipac.caltech.edu/>



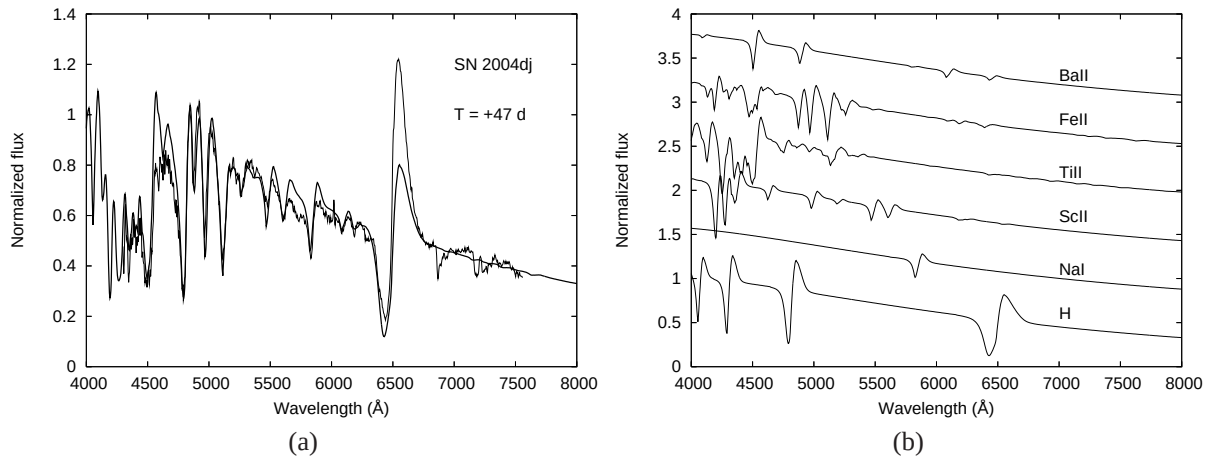
7.3. ábra. A 7.2. táblázatban szereplő SN-k távolságmodulusa (piros körök) a NED-ben szereplő referencia-távolságmodulusok függvényében. Fekete üres körökkel jelöltem további II-P típusú SN-k EPM-mel kiszámolt távolságmodulusait (Vinkó & Takáts, 2007), szürke szimbólumokkal pedig Riess et al. (2007) cikkében szereplő lokális Ia SN-k távolságbecsléseit.

Általános konklúzióként levonható, hogy az utóbbi 15 évben sokat fejlődött a kollapszár szupernóvák, elsősorban a II-P típusú SN-k távolságmérési metodológiája és a mérés pontossága. A korábbi, meglehetősen pontatlan, szisztematikus hibákkal terhelt becsléseket felváltották a sokkal megbízhatóbb módszerek (elsősorban az EPM modern verziója, de az SCM is). Mindehhez a magam és kollégáim által végzett munka is hozzájárult. A 7.3. ábrán a 7.2. táblázat adatai mellett ábrázoltam a Vinkó & Takáts (2007) cikkben közölt távolságbecsléseket más II-P típusú SN-kra, illetve a közeli Ia-típusú SN-k adatait (Riess et al., 2007) a NED-ben szereplő referenciatávolságok függvényében. Látható, hogy a közeli kollapszár SN-k távolságbecslései kb. hasonló nagyságú szórást mutatnak, mint az Ia típusú SN-k. Korábban általános vélekedés volt a szakmai közösségben, hogy az Ia típusú SN-k jóval pontosabb távolságindikátorok, mint a kollapszár SN-k. A 7.3. ábra tanúsága szerint ez mára megváltozott: jó minőségű adatokból megfelelő módszerekkel hasonlóan pontos távolságbecsléseket lehet tenni az utóbbiakra is.

7.2. Fizikai paraméterek meghatározása

A vizsgált SN-k fizikai paramétereit a fénygörbék és a spektrumok modellezéséből határoztuk meg.

A spektrumok modellezéséhez a SYNOW kódot használtam (5.4. fejezet). A SN 2004dj $t = 47$ nappal a robbanás után mért spektrumára illesztett SYNOW modell a 7.4. ábrán látható (Vinkó et al.,

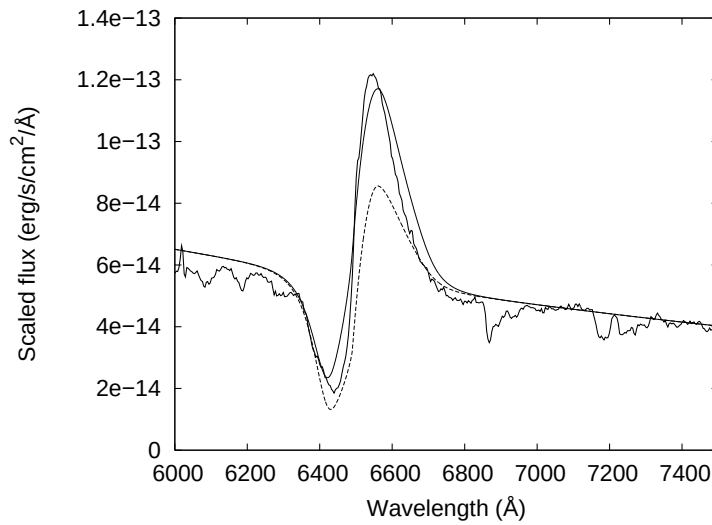


7.4. ábra. A SN 2004dj 47 nappal a robbanás után mért spektrumára illesztett SYNOW modell (bal oldal) és a modellben szereplő egyes ionok spektrumai külön-külön (jobb oldal). A modellben a fotoszféra hőmérséklete és sebessége $T_{ph} = 8000$ K és $v_{ph} = 3400$ km/s (Vinkó et al., 2006).

2006). Ez az időpont kb. a fotoszferikus fázis közepének felel. Ilyenkor a burok már félig átlátszó, a fotoszféra fölött már jelentősebb mennyiségű anyag található. A fotoszféra hőmérsékletét $T_{ph} = 8000$ K-nek vettem, és az egyes ionok gerjesztési hőmérsékletét ezzel egyenlőnek állítottam be (ami közelítő feltevés, az atmoszférában uralkodó NLTE viszonyok miatt nem feltétlenül teljesül). A fotoszféra sebessége $v_{ph} = 3400$ km/s volt. Az optikai mélység helyfüggését egy $n = -6$ kitevőjű hatványfüggvényvel közelítettem.

Látható, hogy a modell az erős $H\alpha$ vonalon kívül minden más spektrális jellemzőt jól leír. Ez nem is meglepő, hiszen a SYNOW egy parametrizált modell, tehát nem egy robbanási modellből indul ki, amelyből aztán az első alapelvekből következően jósolja meg a megfigyelt spektrumot, hanem minden egyes ionra a referenciavonal erősségét (optikai mélységét) manuálisan kell beállítani. Igaz, azoknál az ionoknál, amelyeknek több vonala észlelhető, a vonalak egymáshoz viszonyított relatív erősségét már a Boltzmann-formula alapján számítja, de ezt is lehet hangolni a gerjesztési hőmérséklet változtatásával (5.3 egyenlet). A gerjesztési hőmérsékleteket azért vettem egyenlőnek a fotoszféra hőmérsékletével, hogy a sok paraméter miatti degenerációt némileg csökkentsem. Ez meglepően jól működött is, és a modellspektrum a 7.4. ábra bal oldalának tanúsága szerint egészen jól illeszkedik a megfigyelthez.

A 7.4. ábra jobb oldali panelje a modellben feltételezett ionok egyedi spektrumát mutatja. Az ionok listája messze nem teljes, hiszen itt pusztán azok szerepelnek, amelyeknek a mérések által lefedett spektrális tartományon (4000–7500 Å) megfigyelhető hatása van. Ezek sorrendben H I, Na I, Sc II, Ti II, Fe II és Ba II. Ezek mellett egy II-P típusú SN spektrumában a tapasztalat szerint más elemek vonalai is megjelennek. A He I vonalai általában az első 30 napon erősek, utána a csökkenő hőmérséklet hatására gyengülnek. Ráadásul a He I $\lambda 5876$ vonal a Na I D dublettjével erősen átfed, így ez utóbbi egyre erősödő hatása miatt a He I járuléka nehezen állapítható meg.

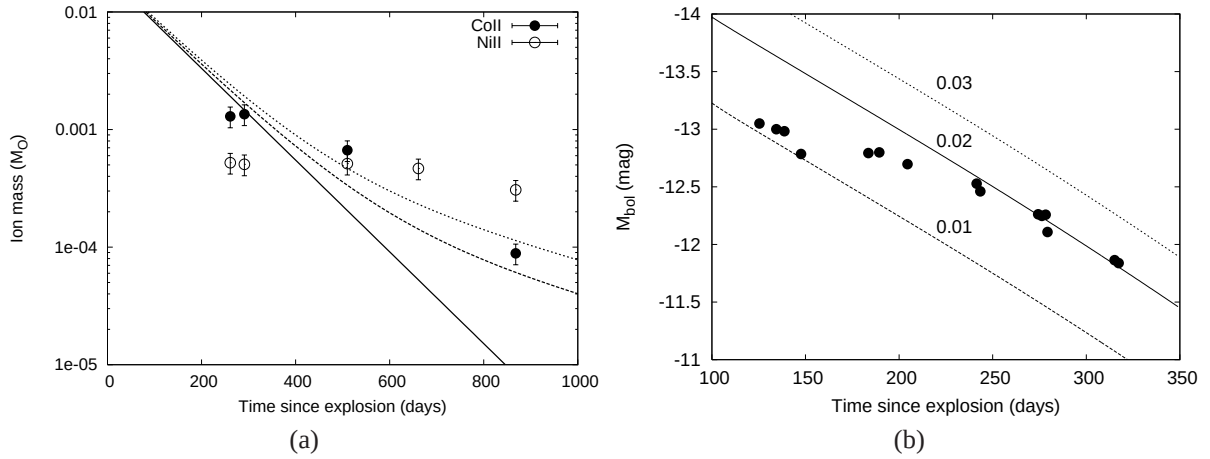


7.5. ábra. A SN 2004dj mért $H\alpha$ profiljának (vastag folytonos vonal) illesztése a módosított forrásfüggvényű SYNOW modellel: $K = 1$ (szaggatott vonal), $K = 2$ (vékony folytonos vonal) (Vinkó et al., 2006).

Az általam vizsgált késői fotoszferikus fázisban ezért nem tudtam a HeI jelenlétét egyértelműen kimutatni. A He mellett általában az OI és a CaII vonalai erősek még, de ezek mind kívül esnek a SN 2004dj észlelt spektrumainak határain, ezért nem tudtam őket vizsgálni.

A SYNOW modellek jól ismert hiányossága, hogy a II-P típusú SN-k $H\alpha$ vonalait nem képesek jól visszaadni. Ennek oka a SYNOW modellben feltételezett forrásfüggvény egyszerű alakja, ami pusztán a fotoszféra feketetest-fotonjainak tiszta rezonáns szórását tételezi fel (lásd 5.4 fejezet). A modell ezen hiányosságát a SN 2004dj esetében egy egyszerű módosítással tudtam kiküszöbölni (Vinkó et al., 2006): feltettem, hogy a $H\alpha$ hullámhosszán a fotoszféra nem a feketetest-kontinuumot, hanem annak egy K -szorosát ($K > 1$) sugározza ki. Fizikailag a $K > 1$ választás a $H\alpha$ hullámhosszán megjelenő fotoszferikus többletemisszióknak felel meg. Ekkor a forrásfüggvény egyszerűen $S(r) = K \cdot S_0(r)$, ahol $S_0(r)$ a tiszta rezonáns szórás miatti forrásfüggvény. A 7.5 ábrán látható, hogy a $K = 2$ paraméterű modell egészen jól illeszkedik a mért vonalprofilra (a $K = 1$ -nek megfelelő eredeti modell összehasonlításként van feltüntetve). A fotoszféra többletemissziója fizikailag is alátámasztható, mivel II-P atmoszférákban a fotoszféra lényegében a H-rekombináció frontja, ahol a szabad elektronok rekombinálódnak, és H-atomokat hoznak létre. A rekombináció mindig többletemisszióval jár, mivel a magasabb energiaszintekre befogódó elektronok spontán emisszióval gyorsan alacsonyabb energiájú állapotokba kerülnek. Igen valószínű, hogy az SN 2004dj (és más II-P típusú SN-k) spektrumaiban a $H\alpha$ vonal tanulmányozása során ennek a jelenségnek lehetünk tanúi.

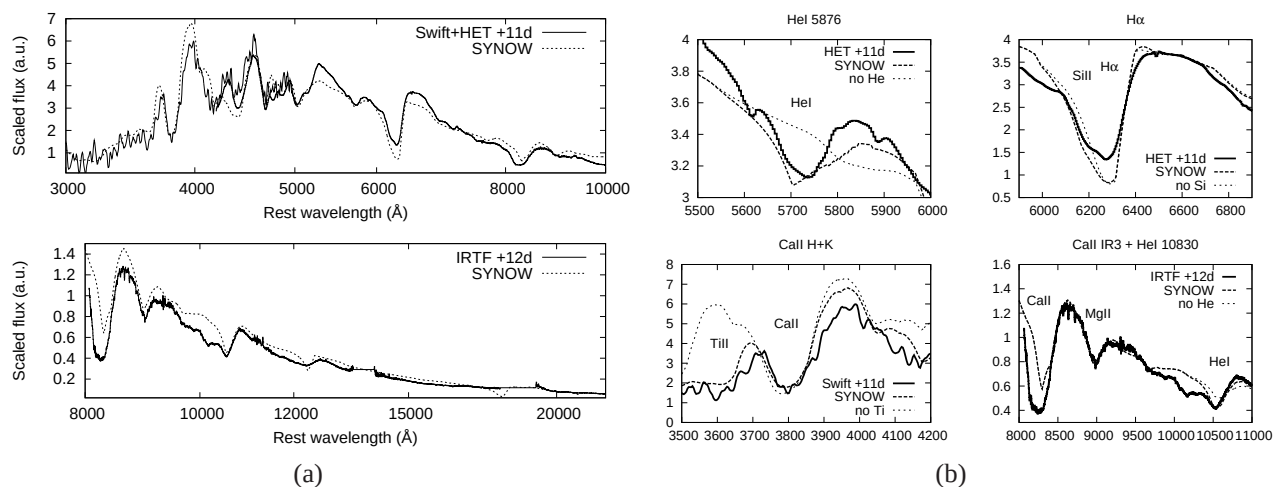
A SN 2004dj nebuláris fázisa során fellépő fizikai körülményeket a *Spitzer* űrtávcsővel felvett közepes infravörös színeképek elemzéséből igyekeztem feltárni (Szalai et al. 2011). A *Spitzer*-archívumból letöltött és kiredukált IRS-spektrumok analizéséhez a $6,63\mu\text{m}$ -nél lévő tiltott [NiII]



7.6. ábra. Bal oldal: a SN 2004dj nebuláris fázisban készült *Spitzer*-színeképeiből kiszámolt ^{58}Ni és Co-tömegek (Szalai et al., 2011). Folytonos vonal mutatja a Ni-Co radioaktív bomlásból várt Co-tömeg előrejelzést $0,02 M_{\odot}$ kezdeti ^{56}Ni tömeget feltételezve. A szaggatott és pontozott görbék annak hatását mutatják, amikor az ^{56}Co izotóp mellett stabil ^{57}Co is jelen van szoláris izotóparánnyal, illetve ennek kétszeresével. Jobb oldal: a bolometrikus fénygörbe a nebuláris fázis kezdetén (Vinkó et al., 2006). A folytonos és pontozott vonalak a radioaktív Ni-Co bomlásból várt luminozitást mutatják a görbék mellett lévő kezdeti ^{56}Ni tömeget (naptömegben) feltételezve.

vonalat, a $7,51 \mu\text{m}$ -nél lévő tiltott [NiI] vonalat, valamint a $10,52 \mu\text{m}$ -nél található tiltott [CoII] vonalat használtam. A 3.18 képlet, valamint a Boltzmann- és Saha-egyenletek felhasználásával meghatároztam a SN-ban keletkezett stabil ^{58}Ni izotóp össztömegét és az egyszeresen ionizált Co tömegét (ami a teljes Co-tömeg alsó becslése). Eredményeim a 7.6 ábra bal oldalán láthatók: $M_{\text{Ni}} = 5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$, a Co-tömeg pedig 10^{-3} -ról $10^{-4} M_{\odot}$ -re csökken a vizsgált időszak alatt. Ez utóbbi teljesen konzisztens azzal a feltevessel, hogy a robbanás során kb. $0,02 M_{\odot}$ radioaktív ^{56}Ni keletkezett, ami aztán ^{56}Co -tá bomlott. A bal oldali ábrán lévő vonalak a Ni-Co bomlásból számolt Co-tömeget mutatják tiszta $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$ bomlást feltételezve (folytonos vonal), illetve stabil ^{57}Co jelenléte esetén (szaggatott és pontozott görbék). Összehasonlításuképpen, az ábra jobb oldalán a korai nebuláris fázisban mért fényességekből összeállított bolometrikus fénygörbét mutatom be (Vinkó et al., 2006), amin feltüntettem különböző kezdeti ^{56}Ni -tömeg bomlásából várható fényességeket is (folytonos és pontozott görbék). Jól látható, hogy a bolometrikus fénygörbe alapján is $0,02 M_{\odot}$ kezdeti Ni-tömeg valószínűsíthető. A nebuláris színeképek elemzése tehát olyan eredményekre vezetett, melyek teljes összhangban vannak a bolometrikus fénygörbe modellezéséből nyert kezdeti Ni-tömeg becslésével.

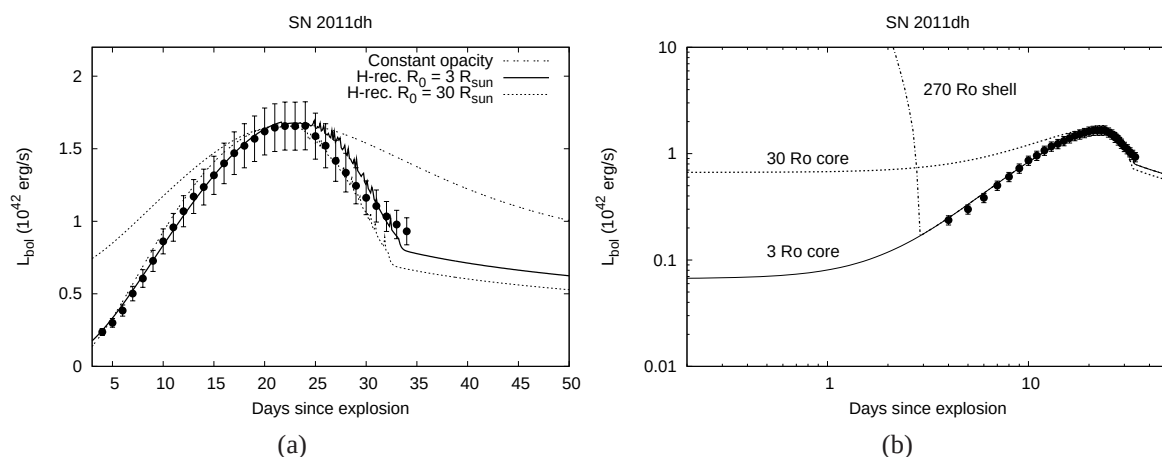
A SN 2011dh esetében jóval részletesebb spektrummodellezésre nyílt lehetőségem. Erről a IIb típusú SN-ról nemzetközi együttműködésnek köszönhetően jóval több adat állt rendelkezésemre: a texasi HET-tel készített optikai spektrumok mellett a *Swift* és a *HST* űrtávcsövek ultraibolya színeképeivel, valamint a NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) Hawaii-n lévő távcsövével felvett infravörös spektrumokkal is dolgozhattam (Marion et al., 2014).



7.7. ábra. A SN 2011dh UV-optikai-NIR színeképe 11-12 nappal a robbanás után és a ráillesztett SYNOW modell (bal oldal). Az egyes spektrális jellemzők kinagyítva (jobb oldal). Mindkét oldalon a vastag folytonos vonal a mért spektrumot, a szaggatott és pontozott vonalak a modellspektrumot ábrázolják. A fotoszféra hőmérséklete és sebessége $T_{ph} = 9000$ K és $v_{ph} = 9000$ km/s (Marion et al., 2014).

A 7.7. ábra bal oldala a teljes UV-optikai-NIR színeképet mutatja a ráillesztett SYNOW modellspektrummal együtt. Az illesztés nem tökéletes, de mind a kontinuum menetét, mind a főbb spektrális jellemzőket többé-kevésbé visszaadja. Az azonosított ionok sorrendben a HI, HeI, MgII, SiII, CaII, TiII, FeII és CoII voltak. Látható, hogy mind a H, mind a He vonalai erősek a korai spektrumban. A SN 2011dh spektrális fejlődése során a H-vonalak gyengülése és a He-vonalak erősödése a IIb típusra jellemző volt. Érdekes, hogy a semleges oxigén (OI) jelenléte +17 napig biztosan nem volt kimutatható, és utána is csak bizonytalan detektálásra volt lehetőség (Marion et al., 2014).

A spektrummodellekből további érdekes információkat nyerhettünk az atmoszféra kémiai összetételének inhomogenitásáról. A IIb típusnál a He-vonalak erősödését általában azzal magyarázzák, hogy a légkör hidrogénben gazdag része viszonylag vékony, a tágulás során hamar átlátszóvá válik, és az alatta lévő He-dominálta rétegben erősödnek meg a He-vonalak. Ezt a képet a SN 2011dh megfigyelt spektrumfejlődése teljesen alátámasztotta. A Marion et al. (2014) cikkben részletezett eredményeink szerint a H-burok minimális sebessége $v_{min} \sim 12000$ km/s volt, míg a többi ion ennél jóval alacsonyabb sebességgel táguló tartományokban is jelen volt. Fotoszferikus He kb. 11 nappal a robbanás után jelent meg először a színeképben, és a $v_{min} \sim 7000$ km/s minimális sebességét egészen a méréssorozat végéig, a robbanás utáni 35. napig megtartotta. Összehasonlításképpen, egy II-P típusú SN-nál a H a fotoszferikus fázis végéig ($t > 100$ napig) domináns, és sebessége együtt csökken a fotoszféra sebességével. Ebből arra következtettünk, hogy, ellentétben a II-P SN-kkal, a SN 2011dh H-gazdag légköre viszonylag vékony volt, és a He-ban gazdag tartomány kb. a 12000 km/s és a 7000 km/s sebességekkel táguló rétegek közé esett.



7.8. ábra. A SN 2011dh bolometrikus fénygörbéjére illesztett Arnett–Fu-modellek (Marion et al., 2014). A modellek paraméterei: ledobott tömeg $M_{ej} = 1 M_{\odot}$, teljes energia 10^{51} erg, ^{56}Ni -tömeg $M_{Ni} = 0,06 M_{\odot}$, opacitás $\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$. A kezdeti sugár az ábrafeliratokon látható: folytonos vonal és szaggatott-pontozott vonal: $R_0 = 3 R_{\odot}$, pontozott vonal: $R_0 = 30 R_{\odot}$. A szaggatott-pontozott vonallal ábrázolt modell nem veszi figyelembe a He rekombinációját, ellentétben a másik kettővel. A jobb oldalon a szaggatott vonalú görbe egy kis tömegű, kiterjedt ($R_0 = 270 R_{\odot}$) burok hatását mutatja.

A 7.7. ábra jobb oldala az egyes spektrális jellemzőkre ránagyított grafikonon mutatja be a különböző ionok hatását a színképre. Látható, hogy a) az $5750 \text{ \AA}$ -nél lévő jellemző egyértelműen HeI; b) a $H\alpha$ kékeltolódott abszorpciós profiljában lévő púp valószínűleg SiII (bár a nagy sebességű H sem kizárható); c) az UV-tartományon mérhető alacsony fluxust nagy valószínűséggel TiII és CoII okozza (tehát olyan fémek, amelyek vagy a Si-égés során, vagy a robbanásban keletkeznek); d) a CaII NIR-triplett vonala (a mély abszorpció $8550 \text{ \AA}$ környékén) nem illeszthető ugyanazzal a Ca optikai mélységgel, mint ami az UV-tartományban lévő CaII H+K vonalat leírja. Ennek oka minden bizonnyal az LTE-feltétel hiánya, ami a Boltzmann-formulától nagyon eltérő gerjesztettségi viszonyokat okozhat.

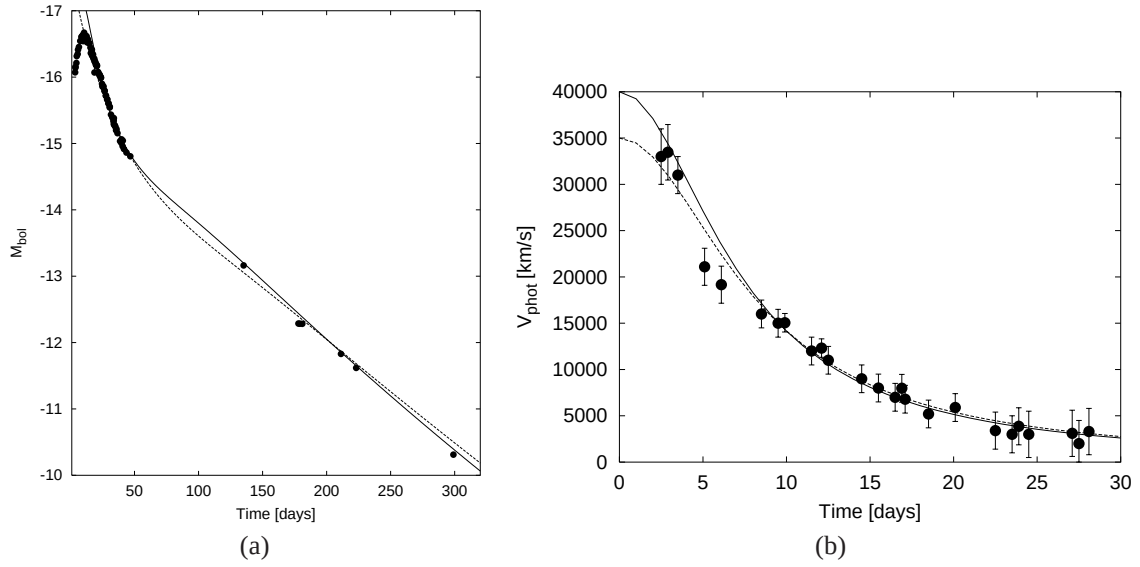
További fizikai paramétereket, például a ledobott anyag tömegét, a fénygörbék analíziséből kaphatunk meg. Erre mutat példát a 7.8. ábra, ahol a SN 2011dh bolometrikus fénygörbéjére illesztett modelleket ábrázoltam (Marion et al., 2014). A fénygörbe-modelleket az Arnett–Fu-modellből (lásd 5.1 képlet) számoltam, $M_{ej} = 1 M_{\odot}$ ledobott tömeget $R_0 = 3 R_{\odot}$ kezdeti sugarat és $\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$ opacitást feltételezve. Ez utóbbi érték a tisztán He-ből álló teljesen ionizált plazmára jellemző. Az ábra bal oldalán a mérések mellett háromféle modellt tüntettem fel. A legegyszerűbbet, amelyben az opacitást végig állandónak tételeztem fel, a szaggatott-pontozott vonal mutatja. Jól látható, hogy ez a modell a maximum előtt jól leírja a megfigyelt fényváltozást, a maximum után azonban túl lassan csökken. A folytonos görbe mutatja azt a modellt, amelyben figyelembe vettem a He rekombinációját, aminek küszöbhőmérsékletét $T_{ion} \sim 10000 \text{ K}$ -nek állítottam be. E hőmérséklet alatt a He rekombinálódik, emiatt erősen csökken a szabad elektronok száma. Mivel a SN-

burokban az opacitás főként a szabad elektronokon végbemenő Thompson-szórásból származik, a rekombinációs réteg felett az opacitás drasztikusan csökken. Látható, hogy csak a rekombináció figyelembevétele képes a maximum utáni gyors fényességsökkenést leírni. A harmadik modell (pontosított vonal) ugyanezt az konfigurációt mutatja, mint a második, de $R_0 = 30 R_\odot$ kezdeti sugár mellett. Jól látszik, hogy ekkor a maximum előtti szakasz nem illeszkedik jól a megfigyelésekhez. A modell további paraméterei: a robbanás teljes energiája 10^{51} erg, ez fele-fele arányban oszlik el a kinetikus és a termikus energia között, a keletkezett radioaktív ^{56}Ni tömege $0,06 M_\odot$. Mindezek alapján a következőket állapítottam meg: a megfigyelt fényváltozást egy viszonylag kis tömegű ($M \sim 1 M_\odot$), kisméretű ($R_0 \sim 3 R_\odot$) objektum felrobbanása hozta létre.

A fenti koherensnek tűnő képet némileg árnyalja, hogy a fénygörbe kezdeti szakasza hiányzik a megfigyelésekből. Amint a 7.8. ábra jobb oldala mutatja, egy igen kis ($0,01 M_\odot$) tömegű, de kiterjedt ($R = 270 R_\odot$), H-ben gazdag burok hozzáadása nem módosítja érdemben a fényváltozást a $t > 5$ nap tartományon, pusztán az ennél korábbi (nem észlelt) szakaszon okoz egy nagy amplitúdójú, de igen gyorsan csökkenő kezdeti tranzienst. Ezt a kezdeti szakaszt a 3.10 képlet írja le közelítőleg: a lökeshullám felbukkanása után a kiterjedt burok termikus energiája sugárzási diffúzióval távozik. Ha a külső burok tömege kicsi (mint ahogy az a IIb típusú SN-knál várható), ez a lecsengés olyan gyors lesz, hogy a radioaktív Ni bomlásából származó fűtés nem képes kompenzálni az adiabatikus tágulás és a diffúzió miatti energiavesztést, így a plató-fázis nem alakul ki. A fénygörbe második szakasza (amelyet a méréseink lefedtek) viszont a vékony H-burok alatti, He-ban és nehezebb elemekben gazdag belső magban végbemenő Ni-fűtés és sugárzási diffúzió hatására alakul ki. Így ebben a kontextusban a fenti fénygörbemodel csak ennek a belső magnak, és nem a teljes felrobbanó objektumnak a fizikai paramétereire érzékeny, azokat képes megjósolni.

Ugyanezt a két komponensű modellt (egy kiterjedt, kis tömegű burok és egy kompaktabb, nagyobb tömegű mag) alkalmaztam a SN 2011fu IIb típusú szupernóva fénygörbéjének modellezéséhez (Kumar et al., 2013). Itt a méréseket indiai társszerzőim végezték, én a mérések értelmezésében vettem részt. Ennél az objektumnál a fénygörbe kezdeti lecsengő szakasza kicsit tovább tartott, mint a 2011dh esetében, ezért jobban be lehetett állítani a kiterjedt burok paramétereit (bár még így is elég jelentős bizonytalansággal). Itt is az adódott, hogy a külső burok sokkal nagyobb, $\sim 10^{13}$ cm méretű lehetett, legalább 50-szer akkora, mint a belső mag, ami $\sim 2 \cdot 10^{11}$ cm-nek adódott. A ledobott tömegek a SN 2011dh-hoz hasonlóak voltak: a mag $1,1 M_\odot$, míg a burok legfeljebb tizedennyi, $\sim 0,1 M_\odot$. Ezek az eredmények teljesen összhangban vannak azokkal a modern hidrokódokra alapuló modellekkel (pl. Bersten et al., 2012), melyekkel a IIb típusú SN-k fényváltozását próbálták értelmezni.

A H/He rekombinációt is figyelembe vevő fénygörbemodelt több más II-P típusú SN-ra is alkalmaztuk, ezt a munkát főként PhD-hallgatóm, Nagy Andrea végezte (Nagy et al., 2014; Nagy & Vinkó, 2016). Eredményeink itt is azt mutatták, hogy az egyszerű, félanalitikus fénygörbemodellekből jósolt fizikai paraméterek jó egyezést mutatnak a bonyolultabb hidrokódokkal készített modellekkel. A félanalitikus modellek nagy előnye, hogy a futási idejük néhány perc, szemben



7.9. ábra. A SN 2002ap nebuláris fázisának fénygörbe-modellje (bal oldal) és az annak megfelelő fotoszferikus sebesség-modell (jobb oldal) A részletekről lásd Vinkó et al. (2004).

a hidrokódok több napos, vagy akár több hetes futási idejével. Ez természetesen nem azt jelenti, hogy a hidrokódokra innentől kezdve nincs szükség, hiszen a félanalitikus modellek számos egyszerűsítést tartalmaznak (pl. a konstans opacitást), emiatt a végeredmény szisztematikus hibákkal lehet terhelt. Eddigi tapasztalataink azonban azt mutatják, hogy a félanalitikus modellek által jósolt paraméterek jó kiindulópontként szolgálhatnak a korrektebb, ámde jóval komplikáltabb hidrokódok és robbanási modellek futtatásához.

A nebuláris fázis (3.1.5 fejezet) fényváltozásának modellezését a SN 2002ap esetén végeztem el (Vinkó et al., 2004). Ehhez a 3.17 képlettel leírt modellt használtam. Mivel a nebuláris fénygörbe időállandója (a 3.17 képletben T_0) a SN fizikai paramétereinek kombinációjától függ ($T_0 \sim \sqrt{\kappa_\gamma M^2 / E_k}$), az emiatt fellépő degenerációt úgy próbáltam csökkenteni, hogy a modellezéshez felhasználtam a SN 2002ap fotoszferikus sebességének időfüggését is. A végeredményt a 7.9 ábra szemlélteti, bal oldalon a fénygörbe, jobb oldalon a sebességgörbe illesztése látható. A legjobban illeszkedő modell paraméterei a következőknek adódtak: $M_{ej} = 1 M_\odot$, $M_{Ni} = 0,07 M_\odot$, $E_{kin} = 5,7 \cdot 10^{51}$ erg, $v_{max} = 40000$ km/s. Ezt a 7.9 ábrán a folytonos görbe mutatja. Pontozott vonallal egy hasonló, de $M_{ej} = 2 M_\odot$ naptömegű modellt ábrázoltam, ami láthatóan kevésbé jól illeszkedik, mint az 1 naptömegű modell. Fontos megjegyezni, hogy az ábrán látható szimultán fénygörbe-sebességgörbe illesztés csak akkor volt lehetséges, ha az optikai opacitást igen alacsonynak, $\kappa \approx 0,025$ cm²/g-nak választottam. A gamma-opacitást az irodalomban közölt értékre, $\kappa_\gamma = 0,027$ cm²/g -ra állítottam be.

Ez a munka annak idején nem keltett különösebb visszhangot, mostanában viszont újra aktuálissá vált, amióta Wheeler, Johnson & Clocchiatti (2015) kimutatták, hogy Ib/c típusú SN-k korai és késői fénygörbéje nem értelmezhető konzisztens módon, csak akkor, ha a fénygörbe korai

szakaszát jellemző opacitás jóval kisebb, mint $0,1 \text{ cm}^2/\text{g}$. Ellenkező esetben a fénygörbe korai és késői szakaszán a ledobódott tömegek egymástól nagyon eltérőnek adódnak. Ez az eredmény teljesen összhangban van a Vinkó et al. (2004) cikkben közölt modellszámítással, habár akkoriban még közel sem állt rendelkezésre annyi adat, hogy a fenti tömegproblémát fel lehetett volna ismerni. Ennek az érdekes, paradoxonnak tűnő szituációnak a feloldása a közeljövőben végzendő kutatásaink között szerepel.

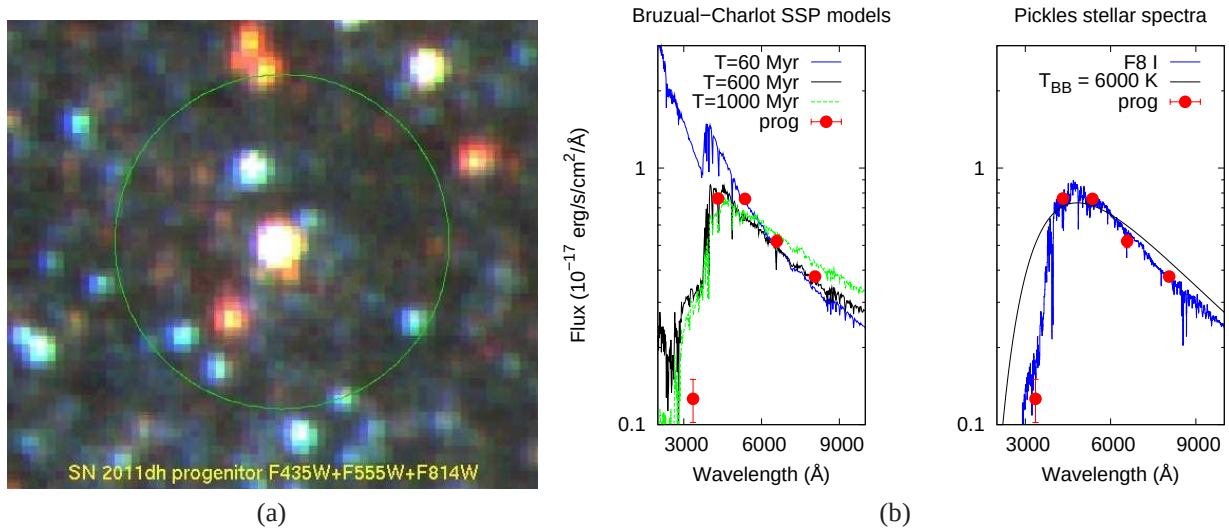
7.3. Szülőobjektumok

Közeli galaxisban feltűnő kollapszár szupernóvák szülőobjektumait a robbanás előtti állapotukban immár rendszeresen detektálják (bővebben lásd pl. Smartt, 2009). Az általam vizsgált kollapszár SN-k közül többnek is sikeresen megtalálták a szülőobjektumát a robbanás előtt készült *HST*-felvételeken. Az SN 2005cs esetében Maund et al. (2005) és Li et al. (2006) egymástól függetlenül a SN helyén egy vörös szuperóriás csillagot azonosított, amelynek tömegét mindkét kutatócsoport $\sim 10 \pm 3 M_{\odot}$ -nek becsülte. A SN 2011dh robbanó objektumát Van Dyk et al. (2011) és Maund et al. (2011) azonosították: a SN helyén egy sárga szuperóriás csillag látszott, melynek tömegét Van Dyk et al. (2011) $17\text{--}19 M_{\odot}$ -nek, Maund et al. (2011) pedig $13 \pm 3 M_{\odot}$ -nek vélte. Végül a SN 2013ej-t robbanás előtti állapotában Fraser et al. (2014) azonosította. A *HST* felvételein több egymáshoz közeli forrás is látszott, melyek közül Fraser et al. (2014) a F814W szűrővel detektált vörös óriást vélte a robbanó objektumnak. Ennek tömegére 8 és $16 M_{\odot}$ közti értéket állapított meg.

A fenti direkt detektálásokon túl a SN 2004dj-ről Maíz-Apellániz et al. (2004) korábbi földfelszíni mérésekből mutatta ki, hogy az NGC 2403 egy ismert kompakt csillaghalmazában, a Sandage-96 katalógusjelű halmazban robbant fel. Habár a robbanó objektumot közvetlenül nem lehetett detektálni, a halmaz vizsgálatából Maíz-Apellániz et al. (2004) és Wang et al. (2005) 15, ill. $12 M_{\odot}$ tömeget állapított meg.

A SN 2002ap szülőobjektumát Crockett et al. (2007) igyekezett megtalálni mind földfelszíni, mind űrtávcsöves adatok felhasználásával, de erőfeszítéseiket nem koronázta siker. A sikertelen detektálásból viszont a korábbiaknál jóval alacsonyabb felső korlátot lehetett megállapítani a csillag robbanás előtti abszolút fényességére és tömegére. Ennek alapján a tömeg felső korlátjára Crockett et al. (2007) $M < 12 M_{\odot}$ -et kapott, amennyiben a robbanó objektum egy magányos Wolf–Rayet (WR) csillag volt. Amennyiben a robbanó csillag egy kettős rendszer tagja volt, kezdeti tömege akár $15\text{--}20 M_{\odot}$ is lehetett a számítások szerint.

Fentebb idézett munkáinkban ezen robbanó objektumokra mi is igyekeztünk különböző korlátokat megállapítani és becsléseket tenni. Ehhez legtöbbször a SN megfigyelt tulajdonságait használtuk fel. Például a SN 2005cs esetében (Takáts & Vinkó, 2006) a fénygörbe jellegzetességeit (plató fázis hossza és átlagos fényessége, a fotoszferikus sebesség az 50. napon) vetettük össze Nadyozhin (2003) közelítő formuláival, amelyeket hidrokódokkal számolt SN-fénygörbékből ka-



7.10. ábra. Bal oldal: a SN 2011dh feltételezett robbanó objektuma a *HST* felvételein a robbanás előtt; jobb oldal: a csillag spektrális energiaeloszlása (körök) különböző életkorú csillaghalmazok modelljeivel (bal panel) és egy F8I típusú sárga szuperóriás modellspektrumával (jobb panel). A részletekről lásd Vinkó et al. (2012a).

pott. Eredményünk szerint a ledobott burok tömege $\sim 8,3 M_{\odot}$ volt, amihez a maradvány neutroncsillag becsült $\sim 1,3 M_{\odot}$ tömegét hozzáadva $M_p \sim 9,6 M_{\odot}$ adódik a közvetlenül robbanás előtti tömegre. Ez teljesen konzisztens Maund et al. (2005) és Li et al. (2006) fentebb ismertetett tömegbecsléseivel.

A SN 2011dh esetében ennél jóval részletesebb analízist végezhetünk. A *HST* archívumából letöltött adatokat, amelyek a robbanás előtt készültek a SN 2011dh környezetéről, én is kiredukáltam és kifotometrálтам a *DOLPHOT* szoftver segítségével (lásd 5.1.1 fejezet). Eredményeim (Vinkó et al., 2012a) a 7.10 ábrán láthatók, ahol a bal oldali kép a *HST* Advanced Camera for Surveys (ACS) kamerájával rögzített 3 színszűrős (*F435W*, *F555W* és *F814W*) felvételek színes kombinációját mutatja. A kör közepén látszó sárga szuperóriás csillag a feltételezett robbanó objektum néhány évvel a robbanás előtt. A jobb oldalon látható grafikonok a sárga szuperóriás fotometriájából adódó SED-et mutatják különböző modellekkel összehasonlítva. A bal oldali panelen különböző életkorú csillaghalmazok egyesített SED-jei láthatók (ehhez Bruzual & Charlot (2003) modelljeit használtam), az életkorok millió években az ábrafeliraton vannak feltüntetve), míg a jobb panelen egy $T = 6000$ K-es feketetest és egy F8I típusú szuperóriás csillag elméleti spektrumát ábrázoltam. Jól látható, hogy a csillaghalmazok SED-je nem egyezik a megfigyelésekkel, ellenben a sárga szuperóriás spektruma szépen illeszkedik a mérésekre. A luminozitások és hőmérsékletek alapján ennek a csillagnak a sugarára $R \sim 280 \pm 23 R_{\odot}$ adódik (Vinkó et al., 2012a).

A kezdeti konfúziót éppen ez a nagyméretűnek látszó sárga szuperóriás okozta, ugyanis a SN megfigyelt fényváltozása egy kimondottan kicsi ($R \sim 3 R_{\odot}$) csillag robbanására utalt (7.8.

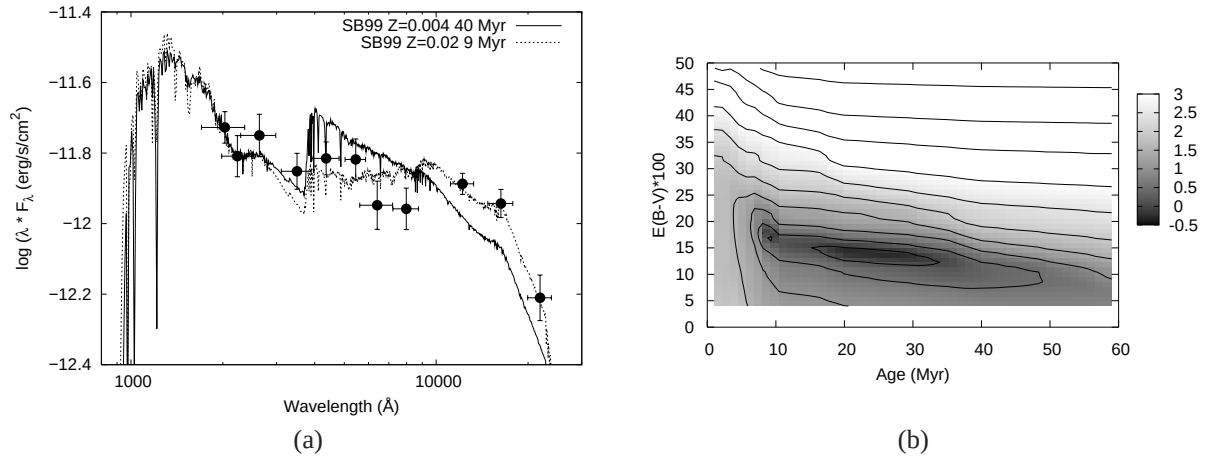
ábra). A látszólagos ellentmondást elsőként Bersten et al. (2012) hidrodinamikai modelljeivel sikerült feloldani: ők megmutatták, hogy egy $\sim 4 M_{\odot}$ tömegű He-maghoz egy $\sim 0,1 M_{\odot}$ tömegű, $R \sim 270 R_{\odot}$ sugarú burkot csatolva a kialakuló SN fénygörbéje a 2011dh észlelt fénygörbéjéhez nagyon hasonló lesz. A ledobódott anyag tömegét $1,8\text{--}2,5 M_{\odot}$ közöttinek becsülték. Ez kb. kétszerese annak a tömegnek, amit én a saját modellemből kaptam (7.8. ábra), de a két becslés konzisztensnek tekinthető a tömeg-opacitás-energia degeneráció miatt (3.1.4. fejezet).

A legújabb *HST*-észlelések szerint (Folatelli et al., 2014; Maund et al., 2015) a robbanás előtti sárga szuperóriás eltűnt, és egy jóval halványabb csillagszerű objektum jelent meg a helyén. Ezt Folatelli et al. (2014) annak a kettős rendszernek a másodkomponenseként azonosította, amelyben a főkomponens szupernóvává vált. Maund et al. (2015) ezt az értelmezést vitatta, szerintük nem zárható ki, hogy a SN maradvány még mindig sugároz az optikai és a közeli UV-tartományban, és ez látszik a felvételeken. De mindettől függetlenül kétségtelenül igaz, hogy az eredeti képen látszó sárga szuperóriás csillag robbant fel. Így a Vinkó et al. (2012a) cikk végén annak idején közölt konklúzióm, miszerint a fénygörbe nem támasztja alá, hogy a sárga szuperóriás volt a robbanó objektum, elhamarkodottnak bizonyult, ami nem állta ki az idők (és a megfigyelések) próbáját.

Legrészletesebben a SN 2004dj szülő objektumát, pontosabban a robbanó csillagot tartalmazó kompakt csillaghalmazt vizsgáltam meg (Vinkó et al., 2009). Ehhez a rendelkezésre álló összes adatot igyekeztem felhasználni. Egyrészt összeállítottam a halmaz SED görbét a SN 2004dj elhalványodása után készült spektrofotometriai mérésekből, amit összevetettem a robbanás előtt készült fotometriai és spektroszkópiai adatokkal. Új *Swift*- és archivált *XMM-Newton*-mérésekkel a már korábban mások által is vizsgált optikai SED-et (Maíz-Apellániz et al., 2004; Wang et al., 2005; Vinkó et al., 2006) sikerült az UV-tartományra is kiterjesztenem, ami jelentősen szűkítette a modellillesztések során a paraméterek lehetséges tartományát. Másrészt elvégeztem a *HST* ACS felvételein felbontott halmaz PSF-fotometriáját, és összeállítottam a halmaz szín-fényesség diagramját. A szín-fényesség diagramokra izokronokat illesztve a halmaz életkorát igyekeztem meghatározni, amiből a szupernóvává vált csillag tömegére következtethetünk.

Az UV-optikai-IR SED görbékre olyan elméleti modelleket illesztettem, amelyek egyazon életkorú, de különböző tömegeloszlású csillaghalmazok integrált sugárzási spektrumát adják meg (ezek az ún. Simple Stellar Population, SSP modellek). Többféle modellsorozatot is felhasználtam, amelyek más és más csillagmodelleket, kezdeti tömegfüggvényt (Initial Mass Function, IMF) és fémtartalmat tételeztek fel; a részletekről lásd Vinkó et al. (2009). Az illesztési paraméterek a halmaz életkora (T_c), a halmaz össztömege (M_c) és az intersztelláris vörösödés ($E(B - V)$) voltak. A 7.11. ábra bal oldalán illusztrációként az általam szintetizált Starburst99² modellek illesztését mutatom be két különböző fémtartalom ($Z = 0,004$ és $0,02$) feltételezésével, míg a jobb oldalon az illesztéskor kapott χ^2 -hiperfelület kontúr- és szürkeshálós térképét mutatom a T_c és $E(B - V)$ paraméterek alterében. Látható, hogy a legjobb illeszkedést mutató modellek paraméterei erősen korreláltak: a bal oldali ábrán a $Z = 0,02$ (szoláris) fémtartalmú modellekre a legvalószínűbb élet-

²<http://www.stsci.edu/science/starburst99/>

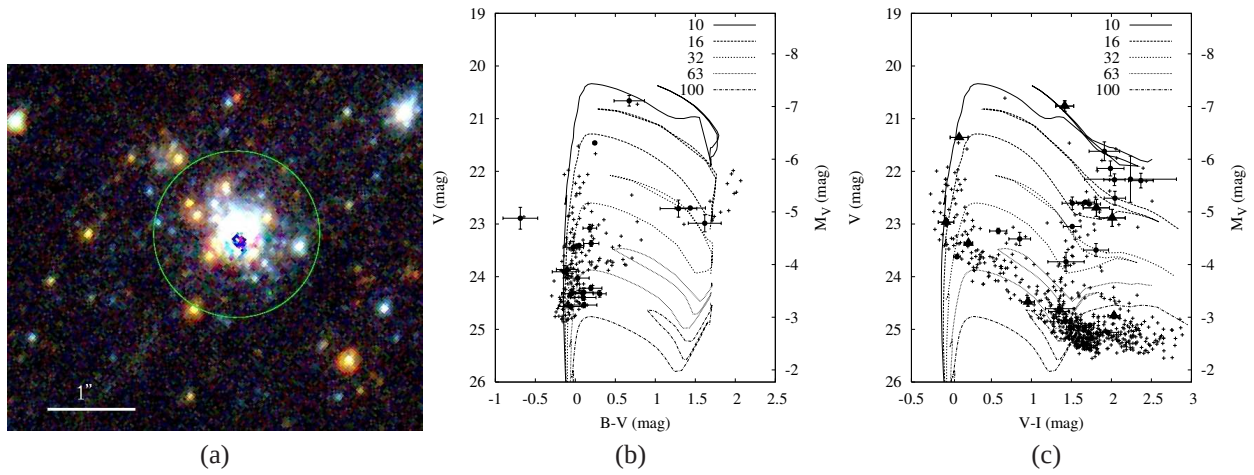


7.11. ábra. Bal oldal: a Sandage-96 csillaghalmaz SED görbéire illesztett Starburst99 csillaghalmaz-modellek. Jobb oldal: a χ^2 hiperfelület kontúrozott szürkeshálós térképe a kor és vörösedés koordináták szerint (Vinkó et al., 2009).

kor $T_c = 9$ millió év, míg az alacsonyabb ($Z = 0,004$) fémtartalmú modellekre ez $T_c = 40$ millió év. A χ^2 térképről is látható, hogy a legjobb megoldások két különálló tartományt is kijelölnek: egyrészt van egy "fiatal" megoldás ~ 9 millió év körül, másrészt egy "idősebb" megoldás, ami a vörösedéstől és a fémtartalomtól függően a 20–40 millió éves tartományban található. Ez egy régóta ismert probléma az SSP modellek illesztésével: az életkor-vörösedés-fém-tartalom degeneráció, amely nagyon megnehezíti a halmazok paramétereinek megbízható becslését, különösen azokban az esetekben, amikor csak kevés megfigyelési adat áll rendelkezésre.

A Sandage-96 általam megvizsgált SED görbéje az adatokkal legjobban lefedett extragalaktikus halmazok közé tartozik az irodalomban, ennek ellenére a degenerációt nem sikerült teljesen megszüntetni. A Vinkó et al. (2009) cikkben azt a problémát is megvizsgáltam, hogy milyen hatással van a kezdeti tömegfüggvény véletlenszerű populációja (azaz annak fluktuációja, hogy véges számú nagy tömegű csillag pontosan hogyan oszlik el a kezdeti tömegfüggvény mentén) a modell SED görbéjére. Azt találtam, hogy a 10 millió évnél fiatalabb halmazoknál ez a fluktuáció jelentős hatással van a modell SED-re, ami csökkenti a megoldások egyértelműségét. Annyit mindenesetre nagy biztonsággal sikerült megállapítanom, hogy a halmaz életkora nem több mint 40 millió év, és a legjobban illeszkedő modellek 10 és 20 millió év körül találhatók.

A korbecslés fenti bizonytalanságaira némileg magyarázatot adott a Sandage-96 felbontott csillagainak egyenkénti vizsgálata, amihez a *HST* archívumból letöltött azon felvételeket használtam fel, melyek 2005. augusztus 28-án készültek, 425 nappal a robbanás után. A felvételek az *F435W*, *F606W* és *F814W* szélessávú színszűrőkkel készültek, a szokásos 4-pontos (paralelogrammát mintázó) térbeli eltolással (dithering). Mivel ekkor a SN 2004dj sugárzása még határozottan erős volt a halmaz többi csillagához képest minden színszűrőben, első lépésként ennek hatását



7.12. ábra. A Sandage-96 csillaghalmaz a *HST* felvételein és a PSF-fotometriából számolt szín-fényesség diagramok (Vinkó et al., 2009). A diagramokon tele körökkel a halmazhoz tartozó (a bal oldali képen a zöld körön belüli) csillagokat, míg "+" jelekkel a látómezőben található egyéb csillagokat ábrázoltam. A vonalak a 2006-os Padova-izokronok, amelyekhez tartozó életkorok a felső ábrafeliratokon vannak feltüntetve.

igyekeztem levonni a képekről. Ehhez a *TinyTim*³ szoftvert használtam, amivel az ACS kamerára pozíciófüggő PSF-eket számoltam mindhárom színszűrőre. Az így számolt PSF-eket ráskáláztam az SN 2004dj látszó profiljára, majd a skálázott PSF-eket digitálisan levontam a képekről. Az ennek eredményeként kapott képek színhű kombinációját mutatja a 7.12. ábra bal oldali panelje. Jól látható, hogy a halmaz számos fényes kék és vörös csillagot tartalmaz, amelyek egy része a *HST* felvételén felbontottként jelenik meg.

Az ábrán zöld kör jelöli azt a határt, amelyen belül látszó csillagot a halmaz tagjának feltételeztem. Ezen csillagok PSF-fotometriáját a *DOLPHOT* programmal végeztem el (lásd 5.1.1 fejezet). A *HST*-specifikus szűrőkkel kapott magnitúdókat a program beépített kalibrációjának segítségével Johnson–Cousins-féle *B*, *V* és *I* fényességekké konvertáltam. Az eredményként kapott szín-fényesség diagramok a 7.12. ábra középső és jobb oldali paneljein láthatók, ahol a tele körök mutatják a halmazhoz tartozó csillagokat. A diagramokra rárajzoltam a 2006-os Padova-izokronokat is a 10–100 millió éves határok között. A diagramok jobb oldali függőleges skálája az abszolút fényességeket mutatja $D = 3,5$ Mpc távolságot feltételezve (Vinkó et al., 2006).

A szín-fényesség diagramok első szembetűnő tulajdonsága, hogy mintha két különböző halmazt látnánk rajtuk, holott ezek ugyanarról a halmazról készültek. A $B - V$ színt használó diagramon (középső panel) a halmaztagok többsége kék, fősorozati objektum, pusztán 2-3 elfejlődött csillagot látunk rajta. Ezzel szemben a $V - I$ színt tartalmazó diagramon (jobb oldal) csak kevés halmaztag van a fősorozaton, a többség az óriáságon helyezkedik el. Ennek a különbségnek elsődleges oka az ACS kamera szelektív színbeli érzékenysége: a *B* és *V* szűrőben egyidejűleg detektált

³<http://www.stsci.edu/software/tinytim/tinytim.html>

csillagok többsége kék színű, így a vörös óriáscsillagok közül csak a néhány legfényesebb lesz detektálva, a többi a kék színben (azaz az $F435W$ szűrővel mért képen) belevész a zajba. Ezzel szemben a V és I színekben egyidejűleg detektálható objektumok között túlnyomó többségben lesznek a vörös csillagok, így a halmazhoz tartozó vörös óriások sokkal nagyobb számban jelennek meg ezen a diagramon.

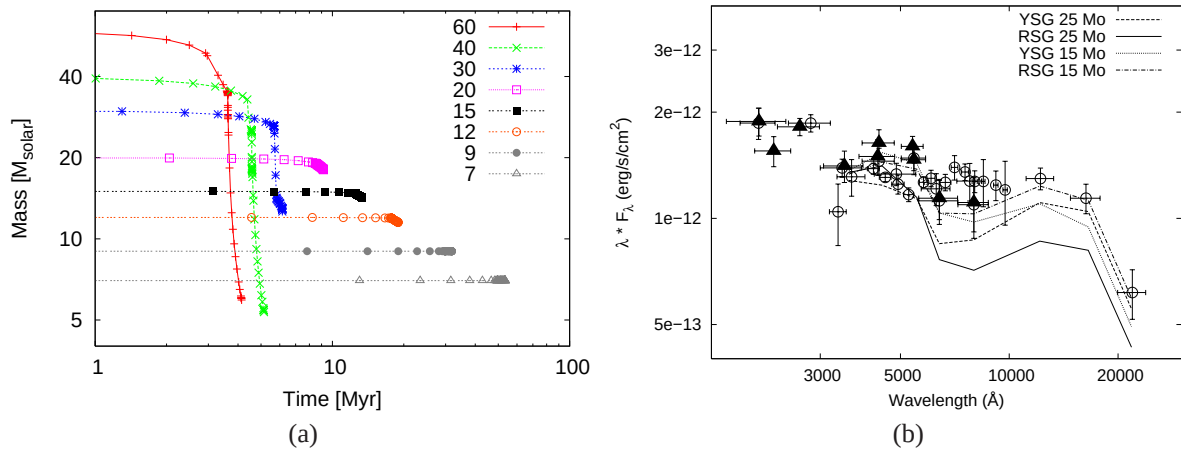
Az izokronokkal való összehasonlítás ugyanakkor egy másik érdekességet is feltár: amennyiben a vizsgált csillagok egyike sem kettős, úgy a halmazt nem lehet egyetlen életkorral jellemezni. Az izokronok szerinti eloszlás alapján legalább kétféle populáció jelenléte valószínű: egy fiatalabb 10–16 millió év közti populáció és egy idősebb, 32–100 millió év közti csillaggeneráció (ez utóbbi kor szerinti eloszlása laposabb, szinte folytonos eloszlást mutat). A fiatal populációhoz tartozó csillagok a halmaz közepe felé koncentrálnak, míg az idősebb populáció tagjai inkább a halmaz külső részein találhatóak (Vinkó et al., 2009).

Ha mindez igaz, akkor ez részben megmagyarázza, miért nem sikerült az integrált SED görbékhöz SSP modellekkel egyértelmű életkort rendelni. A Sandage-96-hoz hasonló fiatal extragalaktikus gömbhalmazokról nagyon keveset tudunk. A kétféle csillagpopuláció magyarázatára a Vinkó et al. (2009) cikkben egy olyan hipotézist vázoltam fel, miszerint az idősebb, többféle életkorú csillagot tartalmazó "banda" az NGC 2403 környező galaktikus mezőcsillagaiból áll, amelyeket a halmaz a kialakulása során magához vonzott. Ennek igazolása persze túlmutat mind az akkori cikk, mind a jelen disszertáció keretein. Ehelyett inkább arra koncentráltam, hogy a halmaz korbecsléseinek ismeretében mit lehet állítani a SN 2004dj robbanó objektumának tömegéről.

A 7.13. ábra bal oldala különböző kezdeti tömegű csillagok maximális életkorát mutatja a Padova-izokronok alapján. Látható rajta a jól ismert tömeg-életkor fordított arányosság, valamint a nagy tömegű csillagok erős tömegvesztése is az életük vége felé közeledve. Ezen görbék szerint, ha a SN 2004dj a Sandage-96 fiatal, 10–16 millió éves populációjához tartozott, akkor tömege a $12\text{--}20 M_{\odot}$ tartományba kellett, hogy essen. Mivel a SED illesztések szerint a ~ 10 millió év körüli életkor egy valószínű megoldás, amit az izokron-illesztések is megerősítenek, így inkább a $18\text{--}20 M_{\odot}$ körüli tömeg valószínűsíthető. Ez egyben azt is jelentené, hogy a SN 2004dj az eddig talált egyik legnagyobb kezdeti tömegű II-P szupernóva (Smartt, 2009).

A rendelkezésre álló adatok viszont nem zárják ki, hogy a robbanó objektum 20–60 millió év közötti életkorú volt. Az ehhez tartozó tömegek $7\text{--}12 M_{\odot}$ közé esnek. Amennyiben ez lenne igaz, úgy a SN 2004dj robbanó objektumának tömege nagyon hasonló lenne a legtöbb eddig azonosított II-P típusú SN kezdeti tömegéhez.

A kérdés eldöntéséhez segítséget nyújthat a 7.13. ábra jobb oldalán látható SED, ahol a Sandage-96 robbanás előtti és utáni SED adatai vannak együtt ábrázolva olyan csillaghalmazok elméleti SED görbéivel, amelyekből egy fényes, nagy tömegű csillag spektrumát mesterségesen levontam. A levont csillagok tömege és színképtípusa (YSG = sárga szuperóriás; RSG = vörös szuperóriás) az ábrafeliraton szerepelnek. Jól megfigyelhető, hogy a $20 M_{\odot}$ -ű csillag levonása olyan változásokat idézne elő a halmaz integrált SED görbéjében, amely már ellentétben van a



7.13. ábra. Bal oldal: csillagtömegek az életkor függvényében a Padova csillagfejlődési útvonalak szerint. Jobb oldal: az S96 robbanás előtti (üres körök) és utáni (tele körök) SED görbéinek összehasonlítása. A vonalak azon elméleti SED-eket mutatják, amelyekből egy-egy nagyobb tömegű csillagot mesterségesen eltávolítottam. A levont csillagok tömegét az ábrafeliratok mutatják (Vinkó et al., 2009).

megfigyelésekkel, amelyek szerint a robbanás előtti és utáni SED görbék csak kissé különböztek egymástól. A 15 naptömegű csillag eltávolítása viszont csak akkora változásokat okoz, amelyek összhangban vannak a megfigyelésekkel. Így a Sandage-96 robbanás utáni spektrofotometriája szerint nem valószínű, hogy a robbanó csillag 20 $M_{\odot}$ körüli volt, 15 $M_{\odot}$ viszont lehetett. Egy ilyen csillag maximális életkora kb. 12–13 millió év, ami teljesen összhangban van a halmaz fenti korbecsléseivel.

8. fejezet

Eredmények – Ia típusú szupernóvák

Több okból is az Ia típus számít a legintenzívebben kutatott szupernóvatípusnak. Egyrészt a legtöbb újonnan felfedezett SN ebbe a típusba tartozik (lásd 2.5. fejezet), másrészt ennek a típusnak a csúcsfényessége kb. 1 magnitúdóval magasabb, mint a többi típusé, a rendkívül ritka SLSN-kat (2.4.2. fejezet) nem ideértve. Az Ia típusú SN-k kutatása asztrofizikai szempontból is az egyik legérdekesebb, számos nyitott kérdést tartalmazó terület, amely olyan új távlatok megjelenését eredményezheti, mint amilyen az Univerzum gyorsuló tágulásának és a sötét energia létének (2011-ben Nobel-díjjal elismert) kimutatása volt (Riess et al., 1998, Perlmutter et al., 1999).

Az első néhány olyan SN, amellyel részletesebben foglalkoztam, Ia típusú volt. Kezdetben főként a közeli, könnyebben mérhető SN-k távolságmérésével foglalkoztam. 2008 után, a Texasi Egyetemmel való szorosabb együttműködésnek köszönhetően lehetőségem nyílt nagyobb kapacitású műszerekkel, így pl. a McDonald Obszervatórium 10 méteres Hobby-Eberly Teleszkópjával méréseket végezni. Ezek hatására kutatómunkám fókuszja áttevődött az Ia SN-k fizikai tulajdonságainak behatóbb vizsgálatára.

Az alábbiakban összefoglalom mindazon eredményemet, amelyeket az eltelt évek során főként saját munkámmal értem el.

8.1. Közeli Ia-szupernóvák távolságmérése

A 8.1. táblázatban összefoglaltam azokat az Ia típusú SN-kat, amelyeknek távolságbecslését én végeztem el (a publikációkban közölt távolságokat egységes $H_0 = 73$ km/s/Mpc értékű Hubble-állandónak megfelelő skálára konvertáltam). A távolságok becslésére túlnyomórészt az MLCS módszert (részletesen lásd 6.3.2. fejezet) alkalmaztam, kevés kivételtől eltekintve olyan fotometriai mérések felhasználásával, amelyeket együttműködő partnereimmel magyar távcsövekkel végeztünk. Az utolsó négy SN eredményeit egyelőre csak egy 2014-ben Chicagóban tartott nemzetközi konferencián bemutatott poszteren közöltem, az ezekről szóló részletes szakcikk megírása ezen dolgozat készítésekor még folyamatban volt.

8.1. táblázat. Ia típusú szupernóvák távolságméréseinek eredményei. Az egységesítés érdekében a 2005 előtti cikkekben szereplő távolságokat átkonvertáltam a $H_0 = 73$ km/s/Mpc Hubble-állandónak megfelelő távolságskálára.

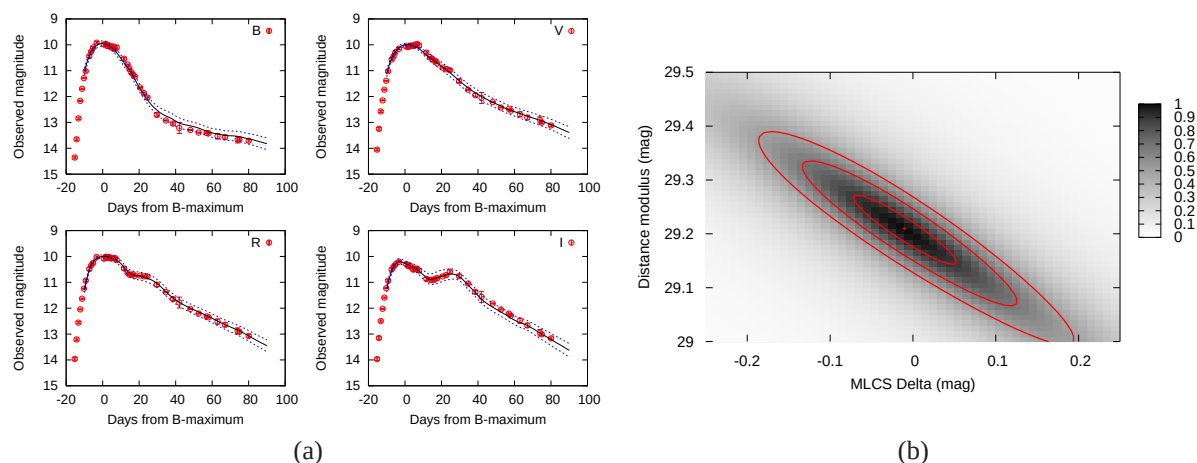
SN	galaxis	módszer	D (Mpc)	D_{NED} (Mpc)	Ref.
1998aq	NGC 3982	snapshot	$15,1 \pm 4,4$	$21,8 \pm 2,3$	Vinkó et al. (1999)
1999by	NGC 2841	MLCS1	$15,2 \pm 1,2$	$17,3 \pm 5,0$	Vinkó et al. (2001a)
2000E	NGC 6951	MLCS2	$29,4 \pm 5,0$	$22,9 \pm 4,2$	Vinkó et al. (2001b)
2001V	NGC 3987	MLCS2	$66,3 \pm 4,2$	$61,1 \pm 7,2$	Vinkó et al. (2003)
2002bo	NGC 3190	MLCS2	$27,6 \pm 2,1$	$24,3 \pm 3,0$	Szabó et al. (2003)
2009ig	NGC 1015	MLCS2k2	$36,6 \pm 3,5$	$36,3 \pm 3,0$	Marion et al. (2013)
2011fe	M101	MLCS2k2	$7,0 \pm 0,6$	$7,1 \pm 1,2$	Vinkó et al. (2012)
2012cg	NGC 4424	MLCS2k2	$14,9 \pm 1,4$	$15,4 \pm 0,9$	készülőben
2012ht	NGC 3447	MLCS2k2	$27,0 \pm 2,6$	$20,0^* \pm 4,0$	készülőben
2013dy	NGC 7250	MLCS2k2	$22,4 \pm 2,2$	$12,3^* \pm 2,3$	készülőben
2014J	M82	MLCS2k2	$4,2 \pm 0,4$	$3,9 \pm 0,7$	készülőben

Megjegyzés: (*): csak egy-két Tully–Fisher-relációból származó független becslés ismert

A táblázat 4. és 5. oszlopában a SN-ből mért távolságot, illetve a NED adatbázisban szereplő, nem vöröseltolódásból meghatározott távolságok átlagát ("mean redshift-free distance" a NED terminológiájában) tüntettem fel. E kettő összevetésével lehet arra következtetni, hogy a SN fénygörbére alapuló távolságmérés mennyire tér el más kutatók által másféle módszerekkel kapott távolságok középértékétől. Ezt persze nem lehet teljesen se pro, se kontra érveként felhasználni az alkalmazott módszer, vagy az eredmény helyességét, vagy minőségét illetően, hiszen a tudomány nem demokrácia (elegendő csak a Hubble-állandó értéke, vagy a Nagy Magellán-felhő távolságmodulusa körül kialakult, kis híján hitvitába átmenő véleményütközéseket felidézni).

Az mindenesetre kiviláglik a táblázatból, hogy a 2009 előtti korszakban készített távolságbecsléseim jóval inkább eltérnek a NED-ben szereplő átlagoktól, mint a későbbiek. Ennek oka egyértelműen az alkalmazott MLCS módszer korai, kevés adaton alapuló kalibrációja volt. Az MLCS módszer 2007-ben jelentős revízió és újrakalibrálás esett át (MLCS2k2, Jha, Riess & Kirshner, 2007). Ennek hatására az MLCS2k2 verzióval végzett távolságbecsléseim sokkal inkább konzisztensnek bizonyultak más, főként cefeidákból meghatározott távolságmérésekkel. 1-2 esetben (SN 2012ht, 2013dy), ahol még mindig csak régebbi, Tully–Fisher-reláción alapuló távolságbecslések elérhetőek, az eltérések változatlanul több Mpc-et tesznek ki, de ez, a többenél tapasztalható jó egyezés miatt, gyaníthatóan sokkal inkább a 30 évvel ezelőtti TF-módszer szisztematikus hibái miatt jelentkezik.

Mindemellett az MLCS2k2 módszer is kalibrációkon alapul, ezért szisztematikus hibákat tartalmazhat. Másrészt magát a módszert érintő korlát az egyes paraméterek közti korreláció (lásd 6.3.2. fejezet). Ezeket a problémákat részletesebben megvizsgáltam a SN 2011fe fénygörbéinek elemzése során (Vinkó et al., 2012). A 8.1. ábra bal oldala az MTA Konkoly Obszervatórium-ban, Piskéztetőn készített fénygörbéket mutatja a ráillesztett MLCS2k2 görbékkel. A folytonos



8.1. ábra. Bal oldal: a SN 2011fe *BVRI* fénygörbéire illesztett MLCS2k2 görbék. Jobb oldal: a χ^2 hiperfelület szürkeskálás térképe az MLCS Δ paraméter és a távolságmodulus (μ_0) alterében. A χ^2 minimum helyét piros pont jelöli, piros kontúrokkal a 99%, 90% és 68% konfidenciaintervallumoknak megfelelő tartományt jelöltem.

vonat a legjobban illeszkedő elméleti görbéket, a pontozott vonalak ezek bizonytalanságait jelölik. A láthatóan nagyon jó illeszkedés nemcsak annak köszönhető, hogy nagyon jól mértünk (bár ezt a fényes SN-t kétségtelenül sokkal kényelmesebb volt Piszkéstetőről fotometrálni, mint az összes többi), hanem főként annak, hogy ez végre egy "problémamentes" SN volt: fényes, az interstelláris extinkció elhanyagolható, közeli, kis vöröseltolódású (tehát a vöröseltolódás miatti ún. K-korrekciót nem kellett alkalmazni az analízis során) és a legtöbb Ia-hoz hasonló spektrális tulajdonságú. Az ábra jobb oldalán az illesztéskor kapott χ^2 hiperfelület térképét ábrázoltam a minimumhely környékén. A piros vonalak azokat a konfidenciaintervallumokat mutatják, amelyekben belül adott valószínűséggel megtalálható az optimális megoldás. Ez utóbbi ábra árulkodik az illesztési eredmények megbízhatóságáról és a paraméterek értékének bizonytalanságáról. Jól látható, hogy a minimum nem egy körszimmetrikus "gödör", hanem inkább egy elnyúlt "völgy". Ez azt jelenti, hogy a két ábrázolt paraméter, az MLCS2k2 Δ fénygörbe-paraméter és a μ_0 távolságmodulus erősen korreláltak; az egyikben egy kisebb mértékű változtatást a másik megfelelő irányú módosításával kompenzálni lehet, és így szinte ugyanolyan χ^2 értékű illesztés érhető el. Hasonló korreláció tapasztalható az illesztésből meghatározott távolság és az interstelláris extinkció mértéke között. Megállapítható, hogy emiatt, legalábbis a módszer jelenlegi állapotában, elvileg nem lehetséges a távolságmérés hibáját egy bizonyos érték alá (a távolságmodulusban kb. $\pm 0,1$ magnitúdó) alá csökkenteni, még végtelenül precíz mérésekkel sem.

Szintén a Vinkó et al. (2012)-es cikkben vizsgáltam meg azt a kérdést, hogy vajon más fénygörbemodelt használva mennyire kapunk konzisztens távolságokat egy ilyen fényes, közeli, jól észlelt SN-ra. Az eredmény kissé csalódást keltő volt: az MLCS2k2 és a SALT2 távolságmodulusai között 0,16 magnitúdó szisztematikus különbség adódott (az MLCS2k2 távolság lett a nagyobb), ami

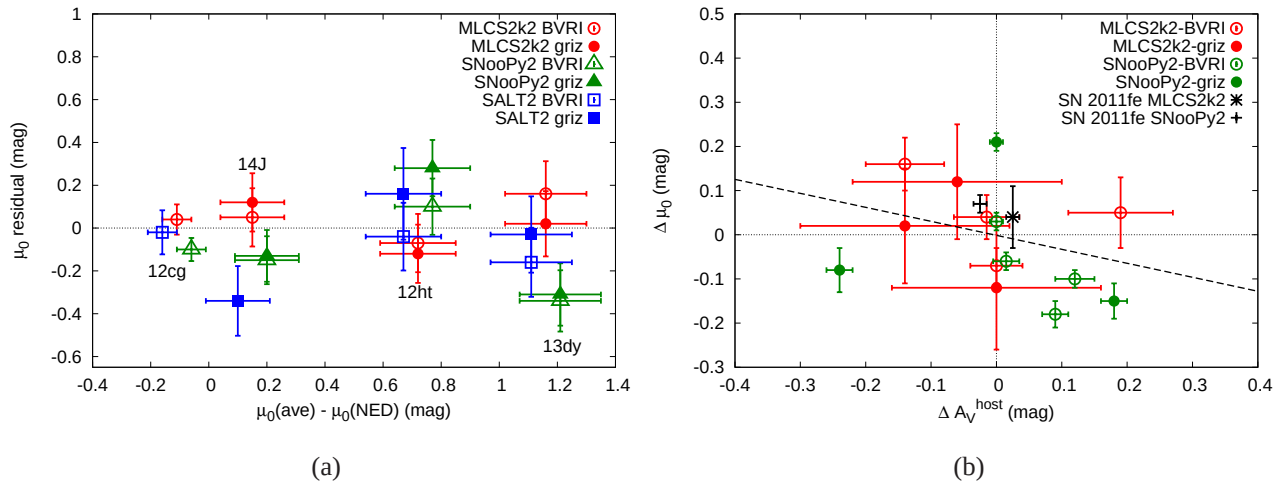
a hibákat is figyelembe véve kb. 2σ eltérés. Igaz, mindkét módszer kb. 1σ eltérést adott a szülő galaxis, M101 azon régebbi távolságával, amelyet a Hubble Key Project határozott meg cefeidák alapján (Freedman et al., 2001). Ez azért fontos, mert a Key Project adta távolságokat minden bizonnyal felhasználták mind az MLCS2k2, mind a SALT2 módszer kalibrációjánál. Így tehát a módszerek a saját kalibrációjukon belül önkonzisztens eredményre vezettek a SN 2011fe illesztése során, de a két módszer közt láthatóan kismértékű, kb. 7%-os szisztematikus eltérés volt tapasztalható. Ez az eredmény bekerült a SN 2011fe-ről szóló, az Annual Review of Nuclear & Particle Science-ben 2013-ban megjelent összefoglalóba is (Nugent & Kasen, 2013).

A kapott, kissé lehangoló eredmény ellenére ezzel az érdekes problémával tovább foglalkoztam. Azt igyekeztem megvizsgálni, hogy vajon mi a helyzet kissé távolabbi, jobban vörösödött, kissé más tulajdonságú Ia SN-k esetében a távolságbecslés konzisztenciájával. Ennek érdekében 2012-ben együttműködő partnereimmel egy átfogó, kifejezetten közeli Ia SN-k részletes fotometriájára irányuló megfigyelési kampányba kezdtünk két helyszínről is, a piszkéstetői és a bajai obszervatóriumokból. Piszkéstetőről *BVRI*, Bajáról SDSS *griz* szűrőkkel készítettünk méréseket (5.1.1. fejezet) összesen 4 Ia típusú SN-ről (lásd a 8.1. táblázat utolsó négy sorát). Ezeknek az adatsoroknak az irodalomban fellelhető mérésekkel szembeni óriási előnye a nagyfokú homogenitás: végig ugyanazzal a távcsővel, ugyanazzal a detektorral és szűrőkkel készültek, így a standard transzformáció során fellépő szisztematikus hibákat minimalizálni lehet. Az ezen fénygörbékre alapuló távolságmérésekkel azt próbáltam kideríteni, hogy egyrészt ezek is mutatják-e azt az eltérést, amit a SN 2011fe esetében tapasztaltam, másrészt mennyire befolyásolja az eredmények megbízhatóságát az eltérő fotometriai rendszerek használata.

Ennek érdekében a korábbihoz képest alaposabb analízist kellett végezni. Egyrészt az MLCS2k2 módszert alkalmassá kellett tenni a *griz* szűrőkkel készült mérések illesztésére. Ezt a sziszifuszi munkát túlnyomórészt PhD-hallgatóm, Ordasi András végezte el. Másrészt a tesztelt módszerek közé bevettem a nemrég publikált SNooPy2 módszer legújabb verzióját is (Burns et al., 2011, 2014). Ez a módszer a Phillips-relációra (6.3.1. fejezet) épül a Δm_{15} paraméter használatával.

Előzetes eredményeimet a 8.2. ábra mutatja (Vinkó et al., készülében). Ebből kiviláglik, hogy a 2011fe-re kapott eredmény nem egy fatális véletlennek köszönhető, hanem tendenciózus: a különböző módszerek szisztematikus eltérő távolságbecslésekre vezetnek. Az ábra bal oldalán pirossal az MLCS2k2, zölddel a SNooPy2, késsel a SALT2 módszerrel kapott távolságok átlagtól való eltéréseit ábrázoltam. Habár egyes esetekben (pl. 2012cg) az eltérések kicsit kisebbek, a 0,1 - 0,2 magnitúdós különbségek általánosnak látszanak. Az egyes módszerekben belül a fotometriai rendszertől való függés (üres szimbólumok: *BVRI*, tele szimbólumok: *griz*) kevésbé erős, az azonos módszerrel, de különböző szűrőkben kapott eredmények között jobb az egyezés, mint a különböző módszerekkel készült becslések között.

Az eltérések okainak vizsgálatához készítettem el a 8.2. ábra jobb oldalán látható grafikont. Ezen a távolságmodulusok differenciáit a galaxisban lévő por okozta intersztelláris extinkció becsült értékei közti eltérések függvényében ábrázoltam. Ezt csak a MLCS2k2 és a SNooPy2 mód-



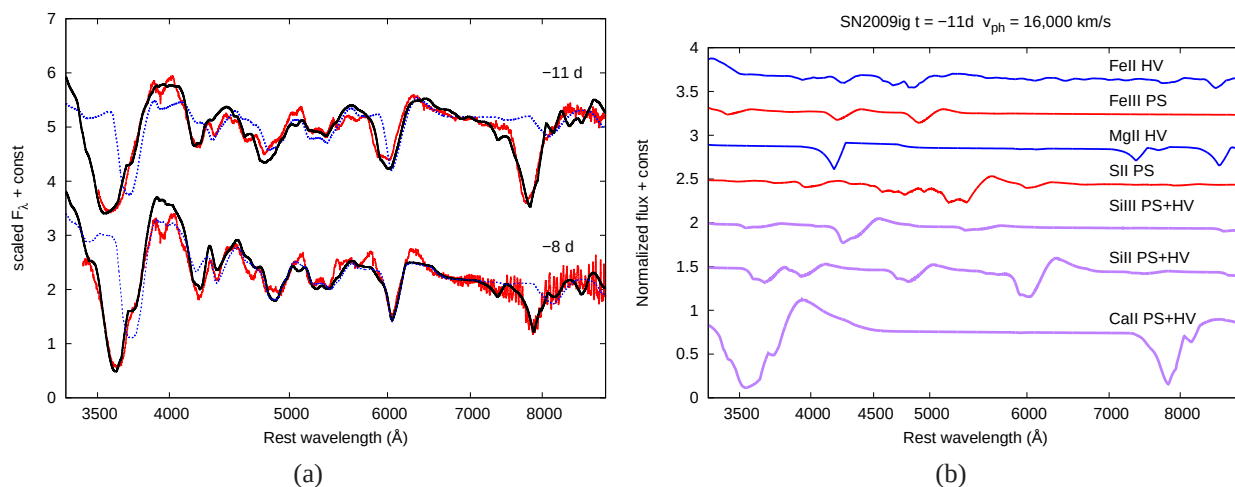
8.2. ábra. Bal oldal: a SN 2012cg, 2012ht, 2013dy és 2014J eltérő módszerekkel kapott távolságmodulusainak összehasonlítása. A három különböző módszerrel kapott távolságmodulusokat átlagoltam ($\mu_0(\text{ave})$), ennek és a NED-ben szereplő átlagértéknek az eltérését ábrázoltam a vízszintes tengelyen. A függőleges tengelyen az individuális távolságok átlagtól való eltérése szerepel. Jobb oldal: a távolságmodulusok átlagtól való eltérése a gazdagalaxis vörösödésbecslés-eltéréseinek függvényében. A szaggatott vonal az adatokra illesztett egyenest mutatja.

szerekkel kapott értékekre tudtam megtenni, ugyanis a SALT2 nem végez extinkcióbecslést. Ezen az ábrán jól látható az ismert extinkció – távolság korreláció: nagyobb becslt extinkció kisebb becslt távolságot eredményez, és viszont. Az adatokra illesztett, szaggatott vonallal berajzolt egyenes ezt a korrelációt illusztrálja. Másrészt az is megfigyelhető, hogy a piros (MLCS2k2) és a zöld (SNIIPy2) szimbólumok között szisztematikus eltérés mutatkozik: a SNIIPy2 módszer ugyanazokból az adatokból szisztematikusán nagyobb extinkciót, így kisebb távolságot állapít meg, mint az MLCS2k2.

Az eredményeket összefoglalva megállapítható, hogy kis túlzással élve majdnem ugyanott tartunk, mint közel 100 éve a Shapley–Curtis-vita idején: az intersztelláris extinkció bizonytalan ismerete még mindig jelentősen befolyásolja a távolságbecsléseink megbízhatóságát. Az extinkció bizonytalansága okozta eltérések nagyságrendje hasonló az egyes módszerek között tapasztalható szisztematikus különbségek értékéhez. Gyanítható, hogy a bizonytalan vörösödések/extinkciók hatása a módszerek kalibrációjánál nem volt elhanyagolható, és a szisztematikus különbségek jó-részt ezen okra, az extinkció bizonytalan ismeretére vezethetők vissza. Ezt a sejtést természetesen ellenőrizni kell, ami további nagyszámú, precíz adatsort igényel a későbbiekben.

8.2. Spektrummodellezés, kémiai analízis

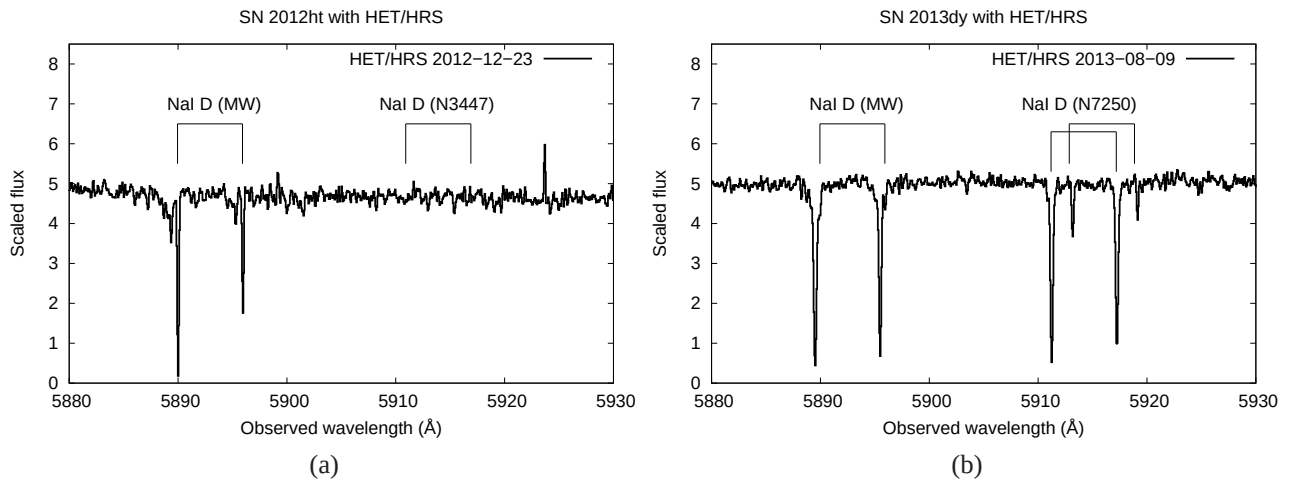
Az Ia szupernóvák spektrummodellezését eleinte a SYNOW, később a SYNAPPS programokkal végeztem. Mivel ezen SN-k spektrális jellemzői relatíve jól ismertek, és kevésbé változnak objek-



8.3. ábra. Bal oldal: a SN 2009ig Ia típusú szupernóva mért spektrumai 11 és 8 nappal a maximum előtt (piros vonal), valamint két SYNOW spektrummodell. A kék pontozott vonal csak a fotoszférában keletkező vonalakat tartalmazó modellt, míg a vastag fekete vonal a nagy sebességű vonalakat is tartalmazó modellt szemlélteti. Jobb oldal: a nagysebességű modellben szereplő ionok egyedi spektrumai.

tumról objektumra, ezért igyekeztem olyan egyediségekre fókuszálni, amelyek korábban valami (általában az adatok hiánya) miatt kevesebb figyelmet kaptak. Ilyenek például a nagy sebességű vonalak (high-velocity feature, HVF) a korai spektrumokban, vagy az időben változó, keskeny, cirkumsztelláris eredetű vonalak megjelenése.

A 8.3. ábra a SN 2009ig két korai fázisban (11 és 8 nappal a maximum előtt) készült spektrumának SYNOW modellillesztéseit mutatja. Ez volt az első olyan szupernóva, amelyről már néhány órával a robbanás után tudtunk spektrumot készíteni a HET-tel, és az ezt követő intenzív megfigyelési kampányban egy akkoriban egyedülálló spektrumsorozatot tudtunk összegyűjteni (Foley et al., 2012). A 8.3. ábrán szereplő modelleket a Marion et al. (2013) cikkhez készítettem, amelyben a SN 2009ig spektrumában megjelenő nagysebességű vonalakat vizsgáltuk meg részletesen. Az ezekkel kapcsolatos eredményekről a következő alfejezetben számolok be, itt csak az általános spektrummodellezés eredményeit mutatom be. A SN 2009ig spektrumában azonosítható ionok (8.3. ábra jobb oldal) teljesen összhangban vannak más Ia SN-k kémiai összetételével. Két dolog viszont mindenképpen újdonságnak tekinthető: egyrészt korábban szinte egyáltalán nem volt ismert a több mint 10 nappal a maximum előtt mérhető spektrum, másrészt, amint az ábra bal oldali részén jól látható, a több mint 1 héttel maximum előtti spektrumokban nagyon erősek a nagy sebességű vonalak. Amennyiben csak olyan vonalakat tételezünk fel, amelyekre $v_{min} = v_{ph}$, azaz a vonalformáló tartomány egészen a fotoszféráig terjed, akkor a kék pontozott vonallal ábrázolt spektrumokat kapjuk, melyek egyáltalán nem írják le a legerősebb spektrális jellemzőket (ezek a Ca II H+K és IR-triplett, valamint a Si II $\lambda 6355$ jól ismert átmenetek). Ezek a modellek fizikailag alátámasztják azt a feltételezést, hogy a maximum előtti fázisokban létezik egy olyan vonalformáló

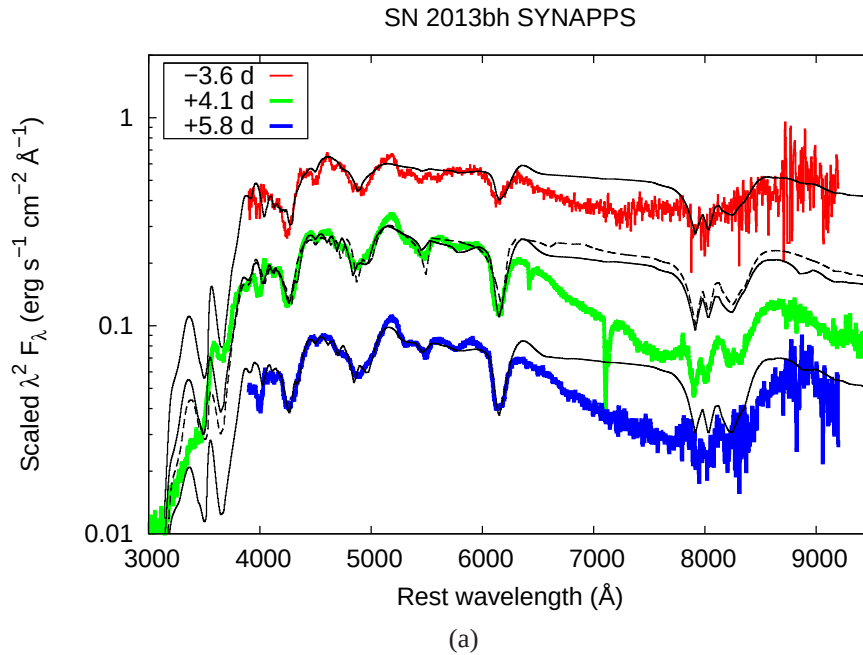


8.4. ábra. Bal oldal: a SN 2012ht nagy felbontású spektruma a Na D dublett környékén. Az észlelt komponensek a Tejútrendszerben jönnek létre, a gazdagalaxis vöröseltolódásánál nem tapasztalható spektrumvonal. Jobb oldal: ugyanez, csak a SN 2013dy spektrumával. Itt mind a Tejútrendszerben, mind a gazdagalaxisban megjelenik az intersztelláris Na D, a szülő galaxisban két különböző sebességű komponens is.

tartomány, amely legalább ~ 6000 km/s-mal a fotoszféra sebessége fölött található (Foley et al., 2012; Marion et al., 2013).

A 8.4. ábrán a SN 2012ht és 2013dy nagy felbontású színeképének részleteit mutatom be. Ezekről a közeli, fotometriával is részletesen tanulmányozott SN-król nagy felbontású színeképeket a HET HRS spektrográfiával (lásd 5.2.1. fejezet) készítettem. A cél mindkét esetben a keskeny, cirkumsztelláris eredetű vonalak keresése volt, amelyek esetleg a csillagkörüli anyaggal, vagy a feltételezett társcsillaggal való kölcsönhatásról árulkodhatnak. A 2012ht-ről csak egyetlen használható spektrumot tudtunk készíteni (ez szerepel a 8.4. ábra bal oldalán), de ebből is látszott, hogy a 2012ht gazdagalaxisában lényegében nincs intersztelláris, vagy cirkumsztelláris eredetű Na D vonal. Ezzel szemben a 2013dy-ről összesen 6 éjszakán készültek HRS mérések. Társszerzőink más műszerekkel felvett adataival együtt összesen 15 nagy felbontású spektrum állt rendelkezésünkre, amelyekből a Na D dublett időbeli változását próbáltuk kimutatni. Habár a Na D dublett a szülő galaxisban itt kb. ugyanolyan erősnek bizonyult, mint a Tejútrendszerben (8.4. ábra jobb oldal), ennek időbeli változását sajnos nem sikerült kimutatnunk (Pan et al., 2015). A negatív eredmény ellenére a mérésorozat mégis igen hasznosnak bizonyult, mivel a Na D vonalak relatív erőssége tökéletesen alátámasztotta a fénygörbék illesztéséből kapott azon eredményt, miszerint a SN 2013dy esetében a Tejútrendszerben és az NGC 7250 anyaggalaxisban az intersztelláris extinkció kb. egyformán erős volt.

A 8.5. ábra egy érdekes, nem tipikus Ia szupernóvának, a SN 2013bh-nak a HET-tel mért spektrumait és az azokra illesztett SYNAPPS modelleket mutatja (Silverman et al., 2013b). Ez a SN a nagyon ritka, ún. 2000cx-alosztályba tartozik (nem összekeverendő a 2002cx-alosztállyal),



8.5. ábra. A SN 2013bh (PTF13abc) HET-spektrumai és a rájuk illesztett SYNAPPS-modellek (Silverman et al., 2013b)

amelyhez hasonlót csak egyet-kettőt ismerünk, és a 2000cx mellett a 2013bh az egyetlen részletebben tanulmányozott ilyen objektum. Ennek a típusnak a különlegessége főként az, hogy a fénygörbe nem követi a Phillips-relációt (6.3.1. fejezet), ugyanakkor a spektrum többé-kevésbé egy Ia SN spektrumára emlékeztet. A színek különlegességét főként a teljesen egyedi Ca II IR-triplett jelenti: ilyen 3 komponensű, maximum után megerősödő vonalprofilt eddig egyedül a 2000cx esetében tapasztaltak.

Az általam készített spektrummodellek (Silverman et al., 2013b) kétféle összetételűek voltak. Először egy szokványos Ia SN összetételét használtam: SiII, SiIII, CaII, TiII, FeII, FeIII, CoII, NiII. A SiIII, CaII TiII és FeII vonalak nagy sebességű komponenst mutattak (21-25 ezer km/s minimális sebességgel), a többi vonal fotoszferikus ($v_{ph} = 11000$ km/s) volt. Ezzel a konfigurációval többé-kevésbé sikeresen le lehetett fedni a 8.5. ábrán színes vonalakkal ábrázolt méréseket, kivéve a 6500–7700 Å közötti kontinuum bemélyedést, amelyet a használt egyszerű parametrizált spektrummodell nem volt képes megmagyarázni. Hasonló folytonos abszorpcióra emlékeztető kontinuum-csökkenést mutat sok Ia típusú SN is, ennek eredete mind a mai napig nem teljesen tisztázott. A SN 2013bh maximum utáni spektrumaiban ez az effektus különösen erős volt.

Mivel ennél a nagyon ritka altípusnál még az sem teljesen biztos, hogy egyáltalán Ia SN-ről van-e szó, megvizsgáltam egy olyan modellt is, ahol a SiII és SiIII helyett nagy sebességű H és HeI vonalak vannak jelen. Ez kb. egy Ib/c, tehát egy kollapszár SN kémiai összetételére emlékeztet, ahol a H- és He-rétegek a robbanás előtt nem távoztak el teljes egészében. Ezt a modellt a 8.5. ábra közepén szaggatott vonallal ábrázoltam. Látható, hogy ez kicsivel rosszabb illeszkedést

eredményez, mint a fenti Ia-szerű modell, de a mérési és modellezési bizonytalanságokon belül ez is elfogadhatónak bizonyult. Ennek ellenére a kollapszár-modell kevésbé valószínű, mivel egyrészt az OI $\lambda 7774$ vonal hiánya a maximum utáni spektrumokban nehezen lenne összeegyeztethető egy kollapszár SN jellemzőivel, másrészt a SN 2013dh szülő galaxisa egy S0 típusú passzív galaxis, a SN galaktikus környezete semmilyen aktív csillagkeltő területet nem mutat, ami nem támasztja alá azt a hipotézist, hogy ott egy nagy tömegű csillag robbant volna fel (Silverman et al., 2013b).

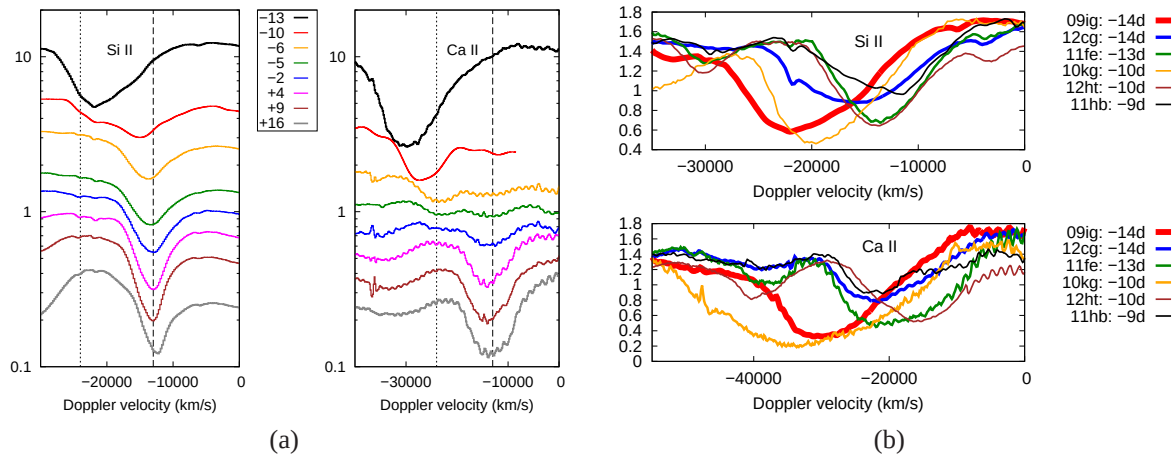
8.3. Nagy sebességre utaló Ca- és Si-vonalak korai Ia spektrumokban

Az előző fejezetben is megemlített nagy sebességű vonalak (HVF-ek) az Ia SN-k színeképének egy régóta ismert, de mindmáig megoldatlan eredetű jellemzői. HVF-ek akkor jelennek meg, amikor a homológ módon táguló SN-atmoszférában a vonalformáló tartomány minimális sebessége (v_{min}) jóval nagyobb, mint a fotoszféra sebessége (v_{ph}). A sebességkülönbség a két réteg között általában 5000 km/s-nál nagyobb, nem ritka a 7000 – 8000 km/s többlet sem.

Először Fisher et al. (1997) számolt be arról, hogy az SN 1990N maximum előtti színeképében a 6100 Å környékén megjelenő széles vonalat a fotoszféránál jóval nagyobb sebességű anyag hozhatja létre, de ők arra gondoltak, hogy ezt inkább CII, mintsem SiII okozhatja. Szerintük nem valószínű Si-ban gazdag réteg ennyire a SN atmoszféra tetején. Utánuk Hatano et al. (1999b) SYNOW modellekből azonosított nagy sebességű CaII- és FeII-vonalakat a 22000 – 25000 km/s tartományban a SN 1994D spektrumaiban. Wang et al. (1993) és Kasen et al. (2003) kimutatták, hogy a 2001el színeképében a CaII NIR-triplett nagy sebességű komponense 0,7% polarizációt mutat, ami sokkal erősebb, mint a fotoszferikus komponensek mérhető polarizációja. A HVF-tartomány tehát vagy nem gömbszimmetrikus alakú, vagy a sűrűségeloszlása inhomogén, "foltos", ami egyes helyeken kitakarja az alatta lévő fotoszférát. Gerardy et al. (2004) modellszámításai szerint a HVF-eket egy cirkumsztelláris anyagfelhővel történő kölcsönhatás során létrejövő burokkal jól meg lehet magyarázni. Ennek az anyagfelhőnek a robbanó fehér törpéhez elég közel kell elhelyezkednie, tehát feltehetően a társcsillagtól, esetleg az akkréciós korongból, vagy a közös burokból származhat. Mazzali et al. (2005) szerint HVF-et minden Ia SN színeképe mutat legalább 10 nappal a maximum előtti fázisban.

Ezekhez a kezdeti, szórványos észlelésekhez képest az utóbbi 5 évben nagymértékű minőségi és mennyiségi előrelépés történt, amihez munkatársaimmal közösen az én munkám is hozzájárult. Ehhez az első jelentős lépést az előző alfejezetben már megemlített SN 2009ig adatai jelentették. A 8.6. ábra bal oldalán a SiII $\lambda 6355$ és a CaII NIR-triplett vonalprofiljai láthatók az idő függvényében (fentről lefelé) a texasi HET-tel készített méréseim alapján (Marion et al., 2013). Ezt a SN-t olyan korai fázisban fedezték fel, hogy két héttel a maximum előtt már sikerült spektrumot készítenünk róla és a spektrális fejlődést folyamatos (naponta készített) észlelésekkel nyomon követnünk

8.3. Nagy sebességre utaló Ca- és Si-vonalak korai Ia spektrumokban



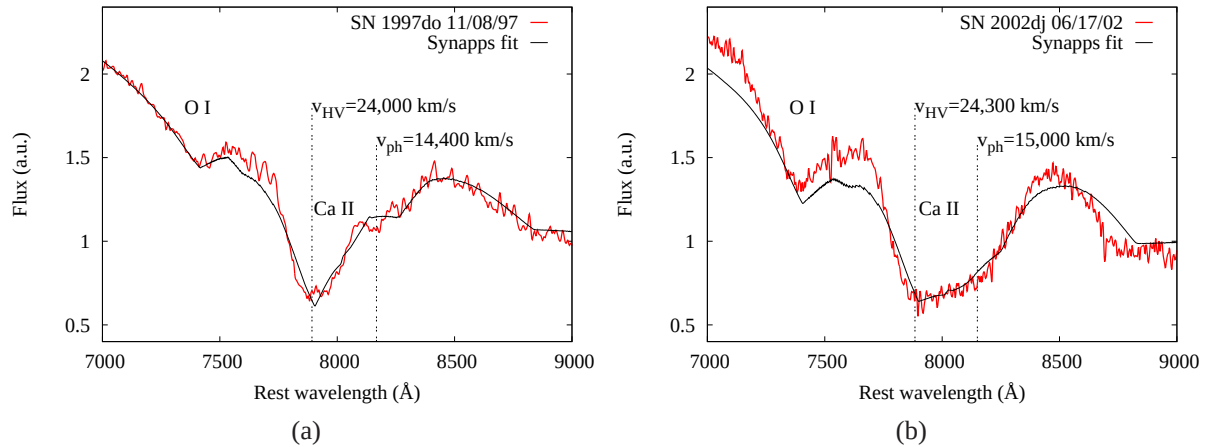
8.6. ábra. Bal oldal: az SN 2009ig SiII és CaII vonalprofiljainak változása. A B-maximumtól mért fázis (napokban) a középső panelen van feltüntetve. Jobb oldal: ugyanezen vonalprofilok megjelenése különböző Ia szupernóvákban.

(ezek közül az ábrán csak az általam készített mérések szerepelnek, a teljes adatsor összefoglaló ábrája a Marion et al. 2013-as cikkben található). A SN 2009ig HVF komponensei még a korábban észlelt esetekhez képest is extrém erősségűnek látszottak. Adataink minden kétséget kizáróan igazolták, hogy a CaII NIR-triplett HVF komponense a CaII H+K HVF komponensével tökéletes összhangban jelenik meg a spektrumban, és időbeli fejlődésük is konzisztens. Ez fontos megerősítést jelentette annak, hogy itt tényleg egy nagy sebességű CaII-vonalról van szó, nem pedig arról, hogy a fotoszferikus CaII vonalához közel ideiglenesen egy másik elem vonala jelenik meg. Szintén kimutattuk, hogy a CaII mellett a SiII, SiIII, SII, és FeII szintén HVF komponenseket mutat. Ezek közül talán a kén (SII) HVF jelenléte tűnik a legérdekesebbnek, ugyanis ez az elem nagyobb mennyiségben a C/O fehér törpe termonukleáris robbanásában szintetizálódik. A nagy sebességű vonalakat formáló tartományban kimutatható SII arra utalhat, hogy ebben a régióban nemcsak a robbanás előtti, hanem a fúzió keresztülment anyag részei is megtalálhatók.

2009-et követően az extenzív spektroszkópai mérési kampányainkból több más Ia SN-t sikerült jóval a maximum előtti fázisban észlelnünk, melyek közül szinte mindegyik mutatott HVF-eket. A HVF-ek erőssége azonban általában nem érte el a 2009ig-nél tapasztaltakat. A 8.6. ábra jobb oldalán a SiII és a CaII vonalprofiljait mutatom be a HET-tel készült észleléseink alapján (a SN 2012ht itt szereplő spektrumát Jeff Silverman készítette és redukálta, a többi a saját munkám volt). Jól látható, hogy a 2009ig és a 2010kg extrém erős HVF-eket mutat a többi Ia SN-hoz képest.

A HVF-ek statisztikai vizsgálatát kutatócsoportunk Jeff Silverman vezetésével végezte el (Silverman et al., 2015). Ehhez a "Berkeley SN Ia Program" (BSNIP) során észlelt 210 olyan Ia SN spektrumát használtuk, amelyek követik a Phillips-relációt, tehát a "normál Ia", "Ia-91T", vagy "Ia-91bg" típusokba sorolhatók (2.4.1. fejezet). A 8.7. ábrán két ilyen SN spektrumra illesztett SYNAPPS modellt ábrázoltam. Ehhez hasonló modellekkel, amelyeket PhD-hallgatóm, Barna

8.3. Nagy sebességre utaló Ca- és Si-vonalak korai Ia spektrumokban



8.7. ábra. A SN 1997do és 2002dj OI és CaII vonalainak illesztése SYNAPPS modellekkel. A CaII vonal modelljéhez mind fotoszferikus, mind nagy sebességű komponenszt használtunk, az illesztéshez használt sebességek az ábrákon szerepelnek.

Barnabás készített, ellenőriztük és kalibráltuk Jeff Silverman Gauss-görbékkel történt sebességméréseit (részletesen lásd a 5.4.2. fejezetben).

A 382 spektrumot tartalmazó statisztikai minta feldolgozásából megállapítottuk, hogy a maximum előtt 4 nappal, vagy ennél korábban észlelt Ia SN-k 91%-a mutat HVF komponenseket a CaII H+K és NIR-triplett vonalain. Ez megerősíti, de egyben árnyalja is azt a korábbi, kis mintából levont következtetést, hogy "minden Ia SN maximum előtti spektrumában jelen van a Ca II HVF komponense" (Mazzali et al., 2005). A maradék 9%, amelyek egyik fázisban sem mutatnak semmilyen HVF komponenszt, mind az Ia-91bg altípusba tartoznak. Mivel a mintában összesen egy olyan Ia-91bg altípusba tartozó SN volt, amelyben HVF komponenszt detektáltunk, erős a gyanú, hogy ezt az altípust más geometriai/fizikai paraméterek jellemzik, mint a "normál" Ia típust, legalábbis a maximum előtti fázisokban.

A HVF és a fotoszferikus (PVF) komponensek közti sebességkülönbség a maximum után 5 napig detektálható, és értéke minden esetben nagyobb, mint 5000 km/s. A sebességkülönbség középértéke fázisfüggő: 10 nappal maximum előtt kb. $10\,000 \pm 2000$ km/s, ami a maximum idejére kb. 8000 ± 3000 km/s-ra csökken. Egyes esetekben (pl. SN 2010kg) azonban akár a 20 000 km/s értéket is elérheti, ami alátámasztja, hogy a HVF-ek tekintetében az Ia SN-k meglehetősen heterogén tulajdonságokat mutatnak.

Más ionok spektrumvonalai, elsősorban a SiII, is mutathatnak HVF komponenseket, de ezek jóval ritkábban detektálhatók, mint a CaII-vonalaké. A Silverman et al. (2015) cikkben azt közöltük, hogy a maximum előtt 5 nappal, vagy korábban készült spektrumok mindössze 32%-a mutat SiII HVF komponenszt, szemben a CaII 91%-os gyakoriságával. Ez nem feltétlenül utal heterogén kémiai összetételre: a SiII és a CaII optikai tartományba eső vonalait eltérő atomfizikai paraméterek (gerjesztési potenciál és oszcillátorerősség) jellemzik: a SiII-vonalak jóval nehezebb-

ben gerjeszthetőek, így a gyengébb vonalakban a HVF-ek detektálása is sokkal nehezebb. Igen jó jel/zaj viszonyú mérésekből azonban nemcsak a SiII vonalában, hanem más erős fémvonalakban is hasonló tulajdonságú HVF komponensek azonosíthatóak, mint a CaII vonalprofiljaiban (pl. Marion et al., 2013; lásd fentebb).

Habár az észlelési anyag ilyen extenzív bővülése igen öröndetes, mindemellett sajnos a HVF-ek eredetéről való ismereteinkben nem történt lényeges előrelépés az utóbbi 10 évben. Változatlanul tart a vita ezen jellemzők fentebb részletezett modelljeiről és a lehetséges magyarázatokról. Véleményem szerint a polarizációs tulajdonságokat is értelmezni képes "foltos, félig átlátszó burok" modellje tűnik a legvalószínűbbnek (Kasen et al., 2003), de nem kizárható az a konklúzió sem, amit Stan Woosley a 2014-es chicagói "SN Ia"-konferencián (is) hangoztatott: "All models probably happen in nature".

8.4. Társcsillag kimutatása a SN 2012cg korai fénygörbéiből

Az Ia SN-k kialakulásának egyik legfontosabb, máig megoldatlan problémája az a kérdés, hogy a felrobbanó fehér törpe hogyan jut el a Chandrasekhar-határtömeg közelébe. A 3.2.1. fejezetben bemutatott SD- és DD-konfigurációk elvileg bármelyike lehetséges mechanizmus egy Ia SN keletkezésére. Azt, hogy ezek közül melyik valósul meg (ha egyáltalán megvalósul) és az összes esetet figyelembe véve mekkora arányban, kizárólag a megfigyelések alapján lehet eldönteni.

Ennélfogva rendkívül nagy figyelmet kaptak az utóbbi években a szisztematikus keresőprogramok által nagyon korán, már néhány órával a robbanás után felfedezett Ia SN-k. Ezek egyike volt az általam is részletesen vizsgált, fentebb már bemutatott SN 2011fe (Vinkó et al., 2012). Ezt az objektumot a Palomar Transient Factory 1 nappal a robbanás után már felfedezte (Nugent et al., 2011). A legkorábbi (véletlen) detektálás 11 órával a robbanás után történt (Bloom et al., 2012), ami egyedülálló lehetőséget kínált a táguló robbanási felhő és az esetleges társcsillag kölcsönhatásának észlelésére.

Az SD-konfigurációban a robbanásban kidobódó anyagfelhő beleütközik a társcsillagba, ami egy erősen sugárzó lökeshullámot indít el a táguló SN anyagában. Ezt a folyamatot modellezte többek között Dan Kasen (Kasen, 2010). A numerikus szimulációk és az analitikus becslések rávilágítottak, hogy a SN – társcsillag kölcsönhatás ugyan rövid ideig (néhány napig) tart, viszont ezen időszak alatt, kedvező körülmények esetén, a lökésfront sugárzása többszörösen felülmúlhatja a korai SN sugárzását. A megfigyelésre legkedvezőbb konfiguráció az az eset, amikor (véletlenül) éppen a társcsillag irányából figyeljük meg a kölcsönhatást. Amennyiben a társcsillag pont a SN túloldalán tartózkodik, az észlelési esély minimálisra csökken, mivel a gyorsan táguló, átlátszatlan SN anyagfelhő kitakarja a társcsillagot és a keltett lökeshullámot is.

Bloom et al. (2012) ezt a lehetőséget igyekezett megragadni a SN 2011fe korai méréseinek elemzésével. A legkorábbi fázisban készült méréseket összevetették a korai SN "táguló tűzgolyó" modelljéből származó $L \sim t^2$ jóslattal (lásd 3.2.2. fejezet), valamint Kasen és mások modelljei-

ből számolt, lökéshullám által keltett fénygörbékkel. Azt az eredményt kapták, hogy a mérések hibahatáron belül egyeznek a kölcsönhatás nélküli t^2 -modell jóslatával. Ha volt is társcsillag a rendszerben, annak hatása nem mutatható ki, ami azt jelenti, hogy a társcsillag vagy kompakt objektum ($R < 0,1 R_\odot$) volt, vagy a társcsillag pozíciója pont a legkedvezőtlenebb volt a megfigyelésre. Mivel egyedi esetről volt szó, egyik lehetőséget sem lehetett kizárni. Ezt az eredményt több adatra, köztük számos saját fotometriából származó mérésre alapozva mi is megerősítettük (Vinkó et al., 2012). Hasonlóan jó egyezést talált a t^2 -modellel Foley et al. (2012) a SN 2009ig korai fénygörbéjét elemezve.

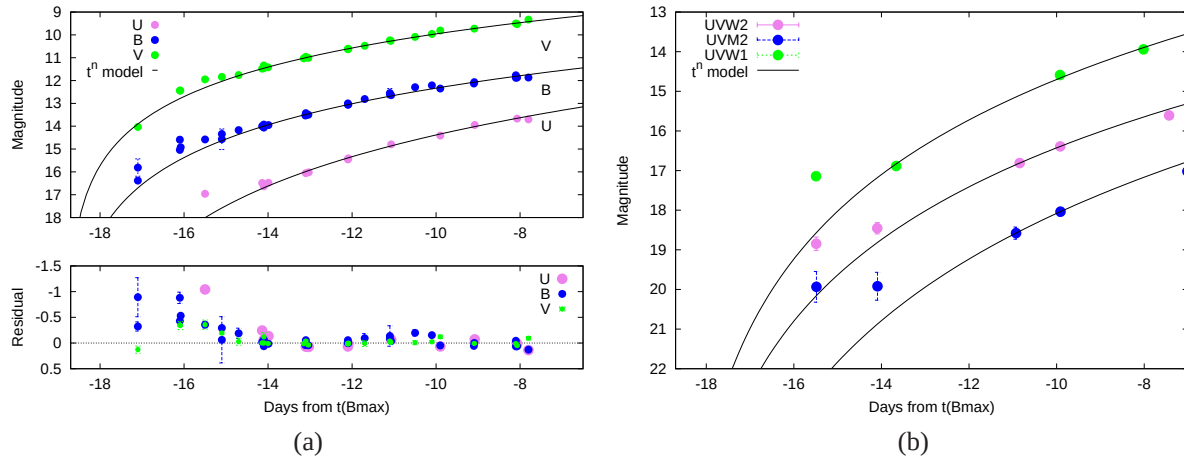
A társcsillag hatásának hiánya némileg meglepte a SD-konfiguráció híveit a SN-kutatók közösségében, és erősítette a DD-konfiguráció mellett kardoskodók véleményét. Itt is érvényes azonban az, hogy egy szakmai kérdésben nem a vélemények, hanem a tények döntenek!

A fentebb már megemlített SN 2012cg-t a 2011fe-hez hasonlóan igen korai fázisban fedezték fel: a legelső detektálás kb. 2 nappal a robbanás után történt, amit számos további mérés követett a világ különböző obszervatóriumaiból, a *Swift* űrtávcsövet is beleértve. A korai fázis vizsgálatára szerveződött nagyszabású nemzetközi együttműködésben én is részt vettem, és jelentős szerepem volt a korai fénygörbék analízisében, ami a társcsillag jelenlétének kimutatását eredményezte (Marion et al., 2016).

A SN 2012cg-ről a legkorábbi fotometriai mérések a Fred Lawrence Whipple Obszervatóriumban (FLWO, Arizona; optikai és infravörös tartományban), a Lick Obszervatóriumban (Kalifornia) a KAIT robottávcsővel (optikai tartományban), a Los Cumbres Observatory Global Telescope Network (LCOGT) világméretű robottávcső-hálózatával (optikai tartományban) és a *Swift* űrtávcsővel (ultraibolya és optikai tartományban) készültek. Ezek mellett Pizskéstetőről is végeztünk saját fotometriát munkatársaimmal, ezek azonban nem voltak elég korai fázisúak ahhoz, hogy érdemben hozzájáruljanak a vizsgálathoz, úgyhogy ezeket végül ebben a tanulmányban nem szerepeltettük (a korábban bemutatott távolságmérési projektben viszont kulcsszerepet kaptak a pizskéstetői mérések).

A 8.8. ábrán a SN 2012cg korai fénygörbéi láthatóak az optikai (bal oldal) és az ultraibolya tartományban (jobb oldal). Az ábrán feltüntettem azokat a görbéket is, amelyeket a fentebb említett t^2 -modell általánosítása és illesztése után kaptam. Mivel a t^2 -modellben szereplő 2-es kitevő szigorú értelemben véve csak a bolometrikus fénygörbére igaz, az egyes színszűrőkkel mért fotometriánál a kitevő értéke más lehet. Ennélfogva, a kitevőt is illesztési paraméternek véve, két-féle modellt illesztettem a mérésekre: az egyikben a mért fluxust $f_2 = f_0 \cdot (t - t_0)^2$ alakban adtam meg (tehát a kitevő fixen $n = 2$ volt, az illesztési paraméterek pedig f_0 és t_0), a másikban pedig $f_n = f_0 \cdot (t - t_0)^n$ alakban, ez utóbbiban t_0 volt fix és f_0 , valamint n az illesztett paraméterek. Mindkét modellt a B -maximumtól számolt -14 és -8 napok közti intervallumban készült mérésekre illesztettem. Az illesztés előtt minden fotometriai mérést korrigáltam a SN 2012cg irányában mért intersztelláris extinkcióval, melyet a SN 2012cg és a SN 2011fe $B - V$ színindexeinek összehasonlításából kaptam ($E(B - V) \approx 0,2$ mag, jó egyezésben a korábbi fénygörbe-analízis eredményével).

8.4. Társcsillag kimutatása a SN 2012cg korai fénygörbéiből



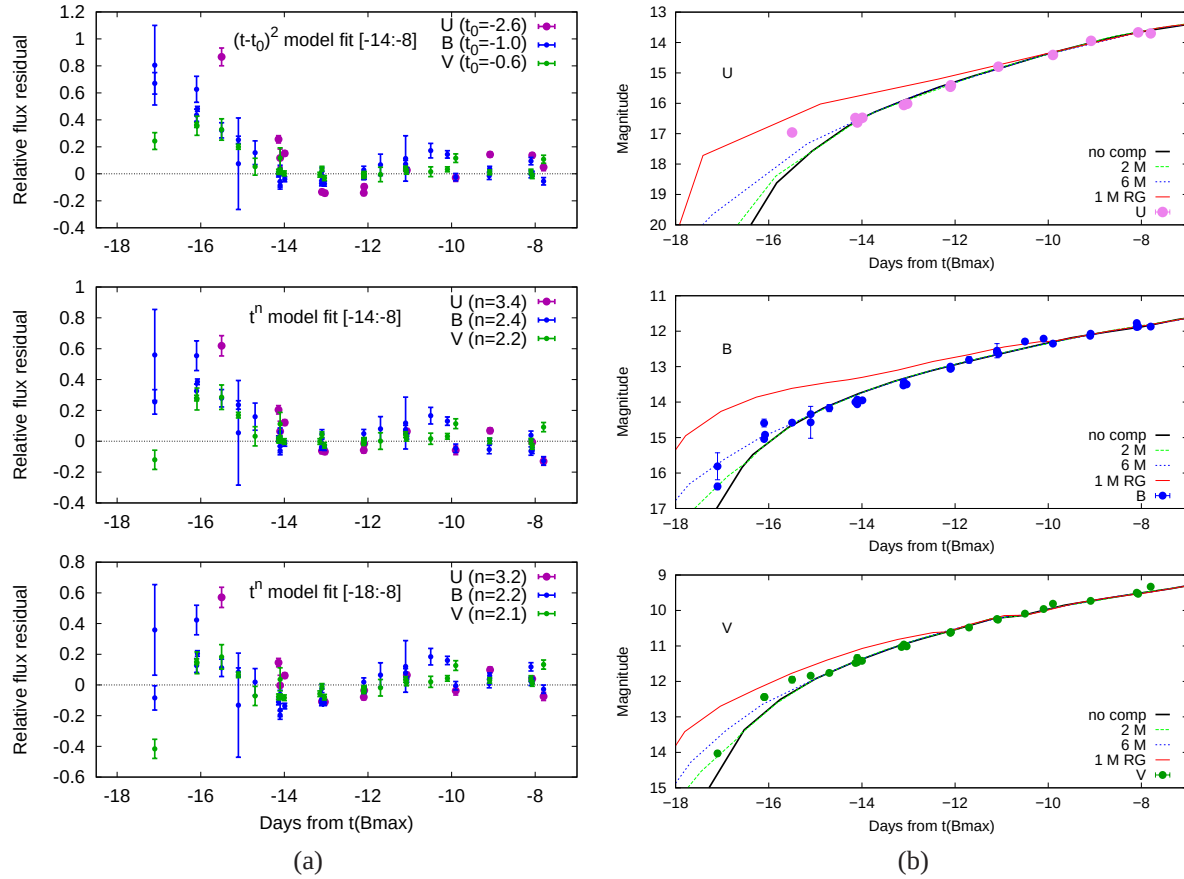
8.8. ábra. A SN 2012cg fényváltozása a korai fázisokban: optikai szűrőkkel (bal oldal) és a *Swift* ultrabolya szűrőivel (jobb oldal) mérve; a pontok színe az egyes szűrőket kódolja, amint az az ábrafeliraton fel van tüntetve. A berajzolt folytonos görbék az adatokra illesztett t^n -modellt illusztrálják. A bal oldali ábra alsó paneljén az illesztett modellhez képesti eltérést (reziduált) ábrázoltam.

Azt találtam, hogy az f_2 modell ugyan képes jó illesztéseket produkálni, de a t_0 paraméter a különböző szűrőkben más-más értékeket igényel, amelyek között több napos eltérés van. Ez fizikailag értelmetlen, mivel a robbanáshoz nem tartozhat színenként más-más kezdeti időpont. Ezért inkább a t_n modell eredményeit tekintettem realisabbnak. Ennél azt tapasztaltam, hogy a kitevő értéke a V, B és U szűrőkben rendre 2,2, 2,4 és 3,4, azaz a kék tartomány felé növekszik. A *Swift* UV-szűrős mérésekre a kitevő $\sim 3,6$ -nek adódott, ezeknél a pontok száma túl kevés volt ahhoz, hogy az egyes színekhez tartozó kitevők között különbségeket tegyek. Megjegyzendő, hogy a SN 2011fe korai, R-tartományban készült fénygörbéjének illesztésekor $n = 2,05 \pm 0,02$ adódott (Vinkó et al., 2012), ami összhangban van az itteni illesztési eredményekkel. Ezek alapján a V és R tartományban a fénygörbék közel t^2 szerint változnak, míg a kék-UV tartományban $n > 2$, azaz csökkenő hullámhosszal növekvő kitevőjű hatványfüggvények szerint változik a fénygörbe.

De az igazi eredmény nem ez, hanem az az egyértelmű fényességtöbblet, ami a -14 napnál korábbi méréseknél megjelenik a t^n modellhez képest. Ez az a többlet, amit a SN-társcsillag kölcsönhatás modellek jósolnak, és ami korábban teljesen hiányzott a SN 2009ig és 2011fe fénygörbéiből (lásd fentebb). Azt, hogy itt valószínűleg erről a jelenségről van szó, erősíti, hogy a fényességtöbblet a kék-UV tartomány felé növekszik, ami tökéletesen egyezik a modellek jóslataival.

Habár a többletfluxus jelenléte szemmel eléggé feltűnő, az objektív kimutatáshoz meg kellett vizsgálnom ennek statisztikai szignifikanciáját: vajon a mérések és az illesztett modellek bizonytalanságát figyelembe véve mennyire tekinthető szignifikánsnak az eltérés, vagy lehet-e pusztán a véletlen (statisztikus fluktuáció) műve. Ennek érdekében kiszámítottam szűrőnként a $-18 < t < -14$

8.4. Társcsillag kimutatása a SN 2012cg korai fénygörbéiből



8.9. ábra. Bal oldal: a t^n -modell különböző illesztéseihez tartozó relatív fluxuseltérés ($\Delta f / f$) az idő függvényében. Az illesztett modell az egyes grafikonok fölött található, csakúgy, mint az illesztett időtartomány; a színek a szűrőket kódolják. Jobb oldal: a mért fénygörbék összehasonlítása Kasen (2010) elméleti SN-társzcillag kölcsönhatási modelljének jóslataival. A különböző színű görbék különböző feltételezett társzcillagokhoz tartoznak, a fekete görbe a kölcsönhatás nélküli esetet mutatja.

napok közötti átlagos fluxustöbblet jel/zaj értékét az alábbi definíció szerint:

$$S/N = \frac{f_{obs} - f_{mod}}{\sqrt{\sigma_{obs}^2 + \sigma_{mod}^2}}, \quad (8.1)$$

ahol f a mért (ill. modell) fluxusokat jelöli, σ pedig ezek hibáját. A modellek σ_{mod} bizonytalanságát az egyes időpontokban az illesztési paraméterek hibaintervallumai alapján számítottam ki.

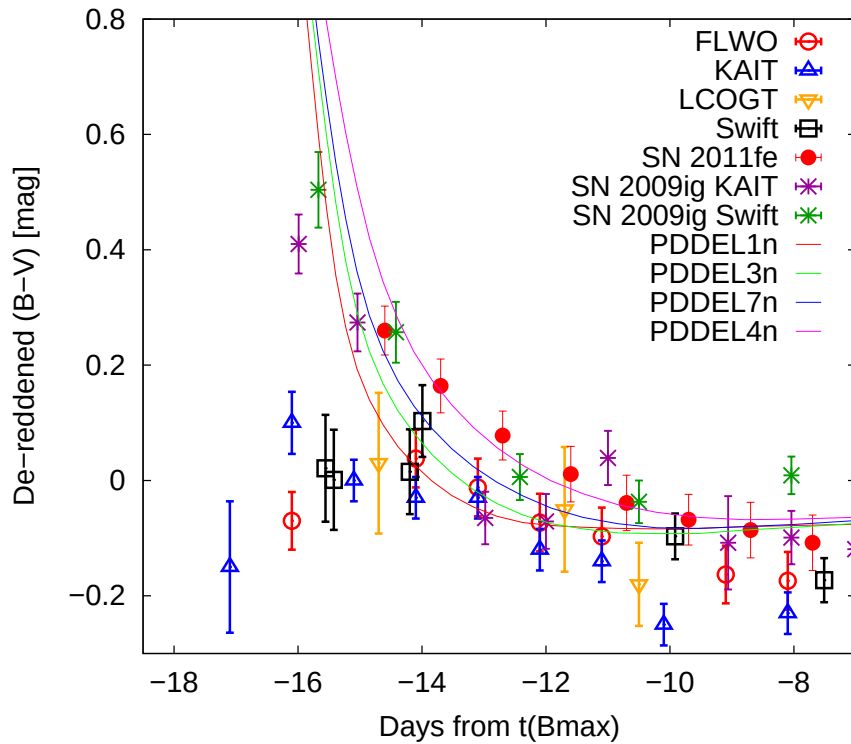
Azt kaptam, hogy a V , B és U -szűrőkben a jel/zaj (S/N) rendre 3,9, 4,4 és 7,7, igaz, a V - és az U -szűrőkben csak 1 pont van, amely szignifikánsan eltér az illesztett görbétől. A B -szűrős mérésekben tapasztalható többletfény azonban egyértelműen szignifikáns, megközelíti az 5σ -t. Hasonlóan szignifikánsnak bizonyult az UV -szűrőkben mért többletfluxus is, igaz, itt az U -hoz hasonlóan szintén csak 1-1 pont található a kérdéses időintervallumban.

Ezen eredmény megbízhatóságát úgy teszteltem, hogy a t^n modell illesztési tartományát kiterjesztettem a legkorábbi mérésekig (nem csak -14 napig, mint korábban). Ekkor az eltérés a modelltől B -ben 2σ -ra csökkent, de ez a modell lényegesen rosszabb illeszkedést mutatott (a χ^2 értéke 1 nagyságrenddel nőtt a korábbi illesztéshez képest), így ezen modell valóságtartalma kétséges. Ennélfogva a null-hipotézist, miszerint a fényességtöbblet csupán statisztikus fluktuáció, nagy biztonsággal elvettem.

A 8.9. ábra bal oldalán a t^n -modell különböző illesztéseihez tartozó relatív fluxuseltéréseket ($\Delta f/f$) ábrázoltam (csak az UBV -szűrőkre). Ez grafikusan illusztrálja a fenti számítási eredményeket, megerősítve, hogy a többletfluxus valóban létezik, és még a -18 napig terjedő modellillesztéseknél is felfedezhető a jelenléte.

A sikeren felbuzdulva társszerzőimmel (Marion et al., 2016) megvizsgáltuk, hogy vajon mennyiben egyeztethető össze a kezdeti fluxustöbblet a SN-társcsillag kölcsönhatást leíró Kasen-modellekkel (Kasen, 2010). A 8.9. ábra jobb oldalán ezek az összehasonlítások szerepelnek az U -, B - és V -tartományon. Látható, hogy a Kasen-modellekkel való összevetés hasonló eredményre vezet, mint az egyszerű t^n -modellekkel történt összehasonlítás: a -14 napnál korábbi méréseknél a kölcsönhatás nélküli esethez képest (fekete görbe) egyértelmű többletfluxus mutatkozik. Ezek mértéke a modellek alapján nagyjából megfelel egy olyan SN-társcsillag kölcsönhatásban várt többletfénynek, ahol a társcsillag kb. 2 és $6 M_{\odot}$ közti fősorozati csillag, de nem éri el egy vörös óriás méretét.

Két dolgot érdemes mindenképpen szem előtt tartani a fentiek értelmezéséhez. Egyrészt, a Kasen-modellek egy elképzelt, átlagos Ia szupernóva táguló robbanási felhője és egy egyszerű, közelítő képletekkel leírt modellcsillag közti kölcsönhatást írnak le. Így semmiképpen sem várható, hogy egy konkrét, megfigyelt Ia SN fénygörbéjét teljesen pontosan visszaadják, ráadásul különböző hullámhossztartományokon. Inkább csak arra alkalmasak, hogy a kölcsönhatás nélküli esethez viszonyított relatív fényességtöbbleteket megjósolják. Ennélfogva, a 8.9. ábra jobb oldalán szereplő grafikonok elkészítéséhez a kölcsönhatásmentes modellfénygörbéket rákáláztam a SN 2012cg méréseire, és az így kapott görbéken kerestem a fényességtöbblet magyarázatát.



8.10. ábra. A SN 2012cg $B - V$ színindexének összehasonlítása Dessart et al. (2014) pulzációs, késleltetett detonációt tartalmazó modelljeivel. Üres szimbólumokkal a SN 2012cg mért adatait, míg tele szimbólumokkal a 2009ig és a 2011fe (kölsönhatást nem mutató Ia SN-k) méréseit ábrázoltam az idő függvényében. A vonalak a különböző tömegű modellek által jósolt, szintetikus $B - V$ görbéket mutatják. Látható, hogy a SN 2012cg a -14 napnál korábbi szakaszon jóval kékebb, mint a kölsönhatást nem mutató másik két SN, és ezt az alternatív robbanási modellek sem tudják kölsönhatás nélkül megmagyarázni.

Másrészt, az ábrán feltüntetett modellek optimális megfigyelhetőségre vonatkoznak, azaz a társcsillag pontosan a látóirányba esik, a SN robbanási felhő és a megfigyelő közé. Más geometriájú elrendezés esetén a társcsillag hatása csökken, vagyis ha pl. oldalról látnánk rá a rendszerre, akkor nagyobb méretű társcsillagra lenne szükség a megfigyelt hatás magyarázatához. Ennélfogva a fenti összehasonlításból kapott tömeg- és méretbecslések inkább csak alsó korlátnak tekinthetők: optimális esetben legalább ekkora méretű kellett, hogy legyen a társcsillag.

Arra a joggal felvetődő kérdésre is megpróbáltunk választ találni, hogy maguk az Ia robbanási modellek mennyire tekinthetők megbízhatóaknak, és vajon alternatív robbanási modellek nem képesek-e önmaguktól is a megfigyelt többletfluxust produkálni. Ennek érdekében megvizsgáltuk Dessart et al. (2014) nemrég publikált, ún. "pulzációs késleltetett detonáció" modellcsaládját. Ezekben a fehér törpe a robbanás előtt pulzációt mutat, és a pulzációs mozgásból származó, termalizálódó energia hozzáadódik a közvetlenül a robbanás után keletkező luminozításhoz. Ezért ezek a modellek a hagyományos késleltetett detonációt (3.2.1. fejezet) mutató modellekhez képest valamivel kékebb kezdeti fénygörbéket eredményeznek.

Az összehasonlítást a Dessart et al. (2014) modellekből számolt szintetikus $B - V$ színindexek és a mért $B - V$ értékek összevetésére alapoztam (8.10. ábra). Az ábrán nemcsak a SN 2012cg, hanem a kölcsönhatást nem mutató SN 2009ig és 2011fe mérései is szerepelnek. Látható, hogy a modellek által jósolt $B - V$ értékek a hibahatárok és bizonytalanságok figyelembevételével összhangban vannak a kölcsönhatást nem mutató két SN mért színindexeivel. Ezzel szemben a SN 2012cg a -14 napnál korábbi szakaszon (ahol a kölcsönhatás miatti többletsugárzást kimutattuk) jóval kekebb, mint a másik két SN és Dessart et al. (2014) modelljei. Ennélfogva ezek a modellek nem képesek megmagyarázni a SN 2012cg mért színindexeit. Ugyanakkor a kölcsönhatást is tartalmazó Kasen-modellekkel a mérések teljesen konzisztensek (lásd Marion et al., 2016). Összességében megállapítottuk, hogy a jelenlegi elméleti ismeretek alapján a kék többletfény legkonzisztensebb magyarázatát a társcsillag miatti kölcsönhatás jelenti. Ez a konklúzió mindeddig egyedülálló a szakirodalomban. Habár CSM-felhővel történő kölcsönhatást (késői fázisokban) már többször kimutattak (lásd 4.2. fejezet), mindeddig a SN 2012cg az első olyan Ia SN, amelynél a kölcsönhatást egy minden más tekintetben teljesen "normális" Ia SN-ban fedezték fel, közvetlenül a robbanás utáni néhány napban, amint azt egy fehér törpe – normál társcsillag alkotta szoros kettős rendszerben várhatjuk.

A korábban említetteket szem előtt tartva ebből természetesen korántsem következik az, hogy *minden* Ia SN ilyen szoros kettős rendszerben lévő fehér törpe robbanásából jönné létre (amint azt a SD-konfiguráció modellje állítja), de annyi mindenképpen, hogy ez a konfiguráció képes a megfigyelteknek megfelelő Ia SN-t produkálni. A DD-konfigurációra, annak ellenére, hogy az Ia SN-k statisztikai rátáját kb. helyesen adja vissza a csillagfejlődési modellek szerint, egyelőre nincs ehhez hasonló közvetlen megfigyelési bizonyíték.

9. fejezet

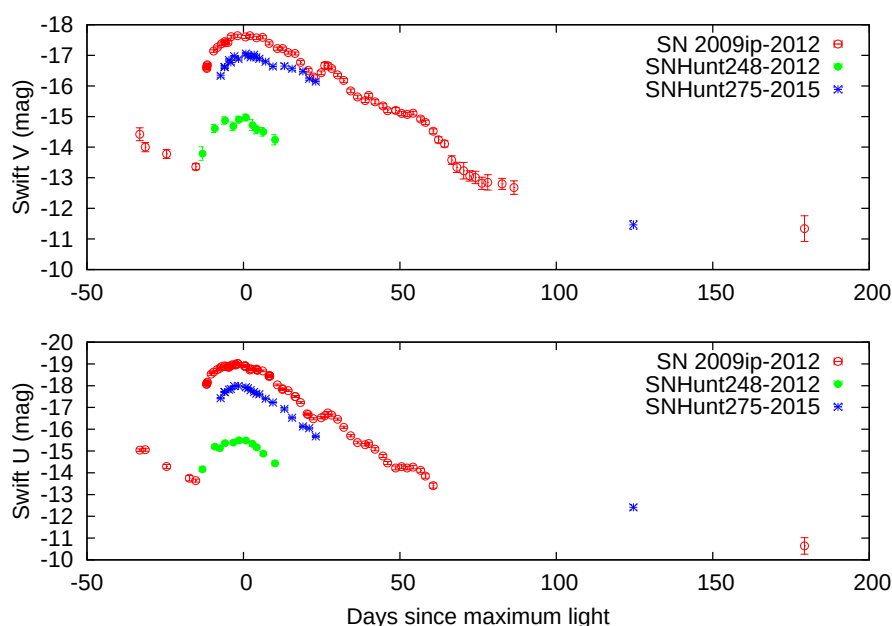
Eredmények – különleges szupernóvák

Munkám során a fenti, "hagyományos" típusú szupernóvák mellett számos egyéb, érdekes tranziens objektummal foglalkoztam. Ezek közé tartozott több superfényes SN (Chatzopoulos et al., 2011; Leloudas et al., 2012; Chatzopoulos et al., 2013), pekuliáris SN (Yuan et al., 2010; McClelland et al., 2010; Szalai et al., 2015), SN impostor (Margutti et al., 2014), Wolf–Rayet csillag (Littlefield et al., 2012), törpe nóva (Littlefield et al., 2013), extragalaktikus nóva (Czekala et al., 2013) és egy sokáig rejtélyes tranziens, amelyről kiderítettük, hogy nagy valószínűséggel egy szupernagy tömegű fekete lyuk által széttépett csillagtól származott (Vinkó et al., 2015). Ezek közül az alábbiakban azokat az eredményeket foglalom össze, amelyek elérésében jelentős szerepet játszottam.

9.1. Szupernóva-impostorok

Az utóbbi években több közeli galaxisban felbukkant SN-impostorról (4.1. fejezet) készítettünk fotometriai és spektroszkópiai méréseket. Az alábbiakban 3 ilyen objektumon végzett vizsgálatainkról számolok be: ezek időrendi sorrendben a SN 2009ip (az NGC 7259 spirálgalaxisban), a SNHunt248 (NGC 5806) és a SNHunt275 (NGC 2770) voltak.

A 9.1. ábrán ezen objektumok Swift űrtávcsővel készült, távolságra korrigált fénygörbéit mutatom be (SN 2009ip: Margutti et al., 2014; SNHunt248: Mauerhan et al., 2015; SNHunt275: saját munka). A SN 2009ip-t nevéből adódóan már korábban felfedezték, és 2009 óta több kisebb-nagyobb kitörést is produkált (ezekről részletes összefoglaló található Margutti et al. 2014-es cikkében, melyben Szalai Tamás és én is társszerzők voltunk). Azonban ezek egyike sem érte el a 2012 augusztusában kezdődött nagy kitörés amplitúdóját, amely egy kezdeti, -14 magnitúdó abszolút fényességet elérő csúcsot követő leszálló ág után egy hónappal hirtelen erősen fényesedni kezdett, és -18 (U -szűrőn át -19) magnitúdót elérő csúcsfényességet produkált. Ez már összemérhető egy olyan kollapszár SN fényességével, amelyben a robbanó objektum teljesen megsemmisül. Ezért pl. Mauerhan et al. (2013) arra a következtetésre jutott, hogy a korábbi LBV-kitöréseket ezúttal egy valódi SN-robbanás váltotta fel.



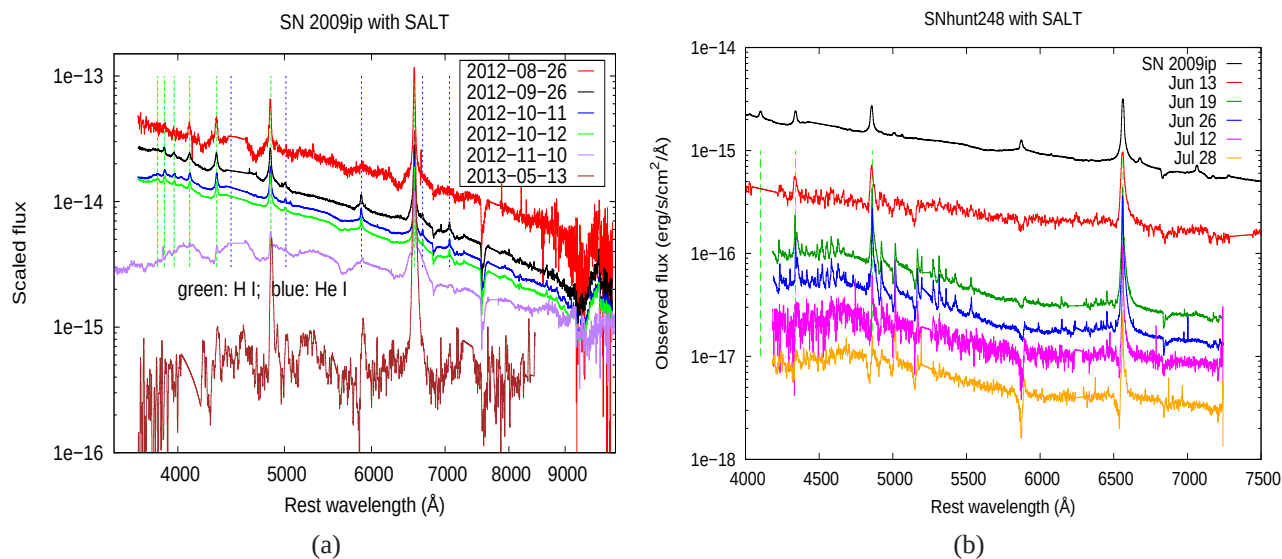
9.1. ábra. Szupernóva-imposztorok Swift-tel mért fénygörbéi (felső ábra: V-szűrő; alsó ábra: U-szűrő)

Ehhez képest a SNHunt248 2012-es kitörése "csupán" -15 magnitúdót ért el, ami még mindig fényesebb, mint a SN-imposztorok szokásos -12 – -13 magnitúdós csúcspontja, de nem éri el a kollapszár szupernóvákat (a részletes analízist lásd Mauerhan et al. (2015) cikkében).

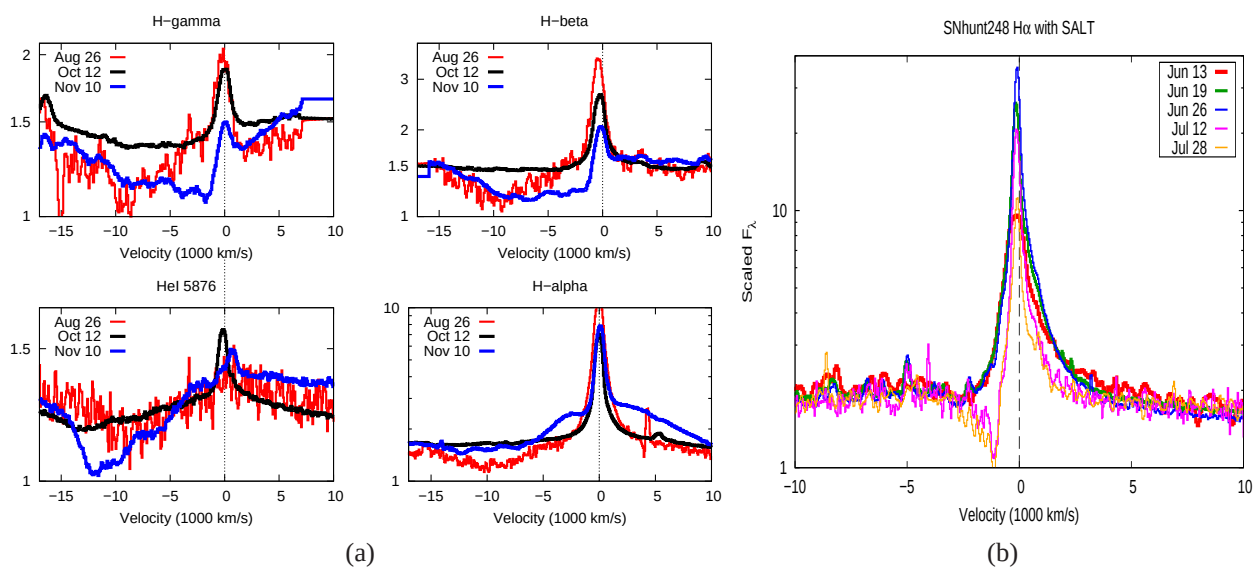
A két objektum különbsége markánsan megjelenik a kitörések alatt felvett spektrumok alakjában és időbeli fejlődésében. Ezek összehasonlítása látható a 9.2. ábrán (az itt szereplő spektrumokat a dél-afrikai SALT óriástávcső RSS spektrográfjával készítettem, a redukálásban közreműködött Szalai Tamás is). Habár mindkét objektum keskeny, erős H- és He-vonalakat mutat (amelyek tipikus jellemzői az LBV-kitöréseknek), a SN 2009ip legelső és késői spektrumaiban jól láthatóan megjelennek olyan széles, P Cygni profilt mutató komponensek, amelyek inkább egy normál SN színeképére emlékeztetnek. Ezek teljesen hiányoznak a SNHunt248 színeképéből. 2012. szeptember-október folyamán, amikor a fénygörbe az extrém fényes csúcsot produkálta, a SN 2009ip színeképéből is eltűntek a széles vonalkomponensek, és a spektrum leginkább egy IIn SN színeképére hasonlított.

A főbb vonalak részletes, kinagyított profiljai a 9.3. ábrán láthatóak. Szembeötlő a széles abszorpciós komponensek hiánya a 2012 októberében készült színeképben, majd ezek újbóli megjelenése novemberben. Az abszorpciós komponens alakjából a maximális tágulási sebesség kb. $15\,000$ km/s-nak adódott, és a látszó fotoszféra sebessége is $10\,000$ km/s körül volt ebben a fázisban. Ezzel szemben a SNHunt248 H α vonalában a P Cygni abszorpciós komponens csupán 2000 – 3000 km/s tágulási sebességet mutat, ami inkább egy LBV szuper-Eddington kitörésére emlékeztet, mintsem SN-robbanásra (Mauerhan et al., 2015).

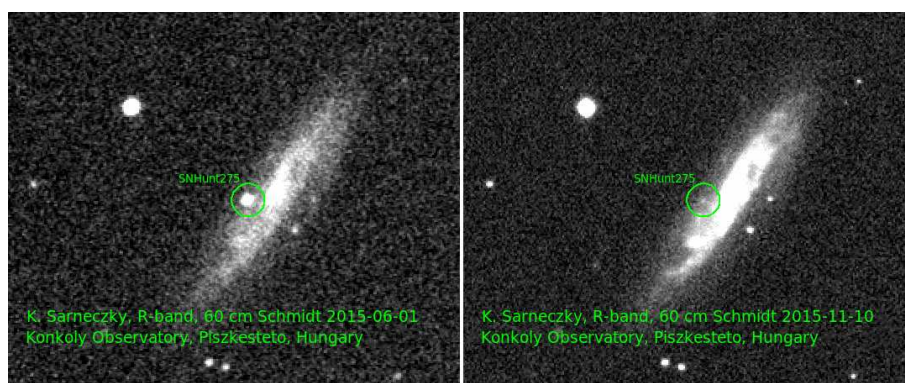
Habár a fentiek alapján a gyanú erős volt, hogy a SN 2009ip a végső robbanást mutatta be



9.2. ábra. A SN 2009ip (bal) és a SNHunt248 (jobb) spektrális evolúciója a 2012-es kitörés során. A függőleges szaggatott vonalak a H és a He spektrumvonalainak helyét jelölik.



9.3. ábra. A SN 2009ip és SNHunt248 H és He vonalprofiljainak időfejlődése.

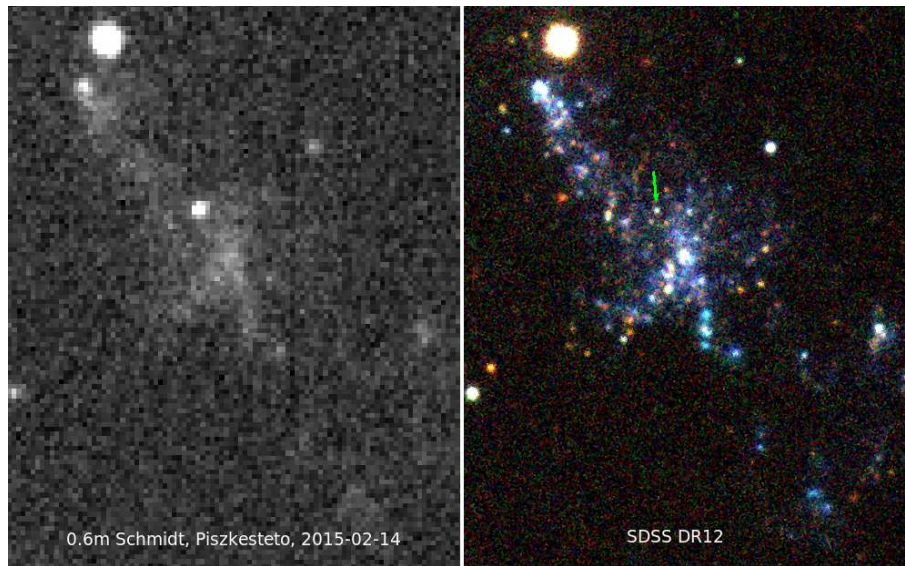


9.4. ábra. Az SNHunt275 jelű SN-imposztor a piszkéstetői Schmidt-távcső felvételein

2012-ben (magam is azok közé tartoztam akkor, akik így vélekedtek), a további adatok részletes analíziséből kiderült, hogy ez valószínűleg mégsem következett be. A röntgentől a rádiótartományig terjedő, kivételesen gazdag adathalmaz elemzéséből társszerzőink (Margutti et al. 2014) kimutatták, hogy a ledobódott tömeg mindössze $\sim 0,5 M_{\odot}$, a robbanási energia pedig 1 nagyságrenddel kisebb volt, mint a SN-robbanások szokásos energiaszabadulása (10^{51} erg). Az extrém erős csúcsfényességet az idézte elő, hogy a 2012-ben kidobódott, 10000 – 15000 km/s sebességgel mozgó anyagfelhő beleütközött a néhány évvel korábbi kitörésekből származó, kb. $0,1 M_{\odot}$ -nyi, lassabban mozgó héjba. Ezek az eredmények nem támasztják alá a végső robbanás hipotézisét, habár a kérdés mind a mai napig nincs lezárva. A legutóbbi, 2015 decemberében közölt hír (Thone et al., 2015) szerint a 2009ip immár az 1999-ben, a kitörések előtt detektált fényességszintje alá csökkent. Így tehát még sincs teljesen kizárva, hogy a 2012-es kitörés során a csillag megsemmisült, de ha ez így is van, valószínű, hogy eredetileg egy kettőscsillag volt, és a társ csillagot még mindig látjuk.

A fentiek fényében 2015 egyik különösen izgalmas objektuma volt az SNHunt275, melyről hamar kiderült, hogy egy 2009ip-hez hasonló SN-imposztor. Sajnos erről az objektumról saját spektrumokat nem tudtunk készíteni, de együttműködő partnereinken keresztül hozzájutottunk ilyen mérésekhez. Ezekből az látszott, hogy az SNHunt275 inkább az SNHunt248-hoz hasonló LBV-szerű spektrumot mutat. Ezt az LBV-kitörést a piszkéstetői Schmidt-távcsővel is követtük (9.4. ábra), 2015 május és november között. Piszkestetőről illetve a Swift űrtávcső adataiból elvégzett fotometriánkból arra az eredményre jutottunk, hogy az SNHunt275 egy "normál" IIa szupernóvával összemérhető csúcsfényességet ért el (Vinkó, Sárneczky & Vida, 2015). Ez a munka jelenleg is folyamatban van, további érdekes eredmények várhatók a közeljövőben.

A 2015-ös év bővelkedett közeli szupernóva-imposztorokban, ugyanis még az SNHunt275 előtt feltűnt a PSN J14021678+5426205 jelű objektum az M101-ben. Ezt is eleinte új szupernóvának vélték, de hamarosan kiderült, hogy egy évek óta ismert változócsillag az M101-ben (Gerke et al., 2015), melyet korábban a Palomar Transient Factory is bejelölt (iPTF13afz; Cao et al., 2015). Jelentőségét növeli, hogy a 10 évvel korábbi SDSS-felvételeken Kelly et al., (2015) sikeresen azo-



9.5. ábra. Az iPTF13afz a piszkésetetői Schmidt-távcső felvételén 2015-ben (bal oldal) és az SDSS 10 évvel korábbi felvételén (jobb oldal).

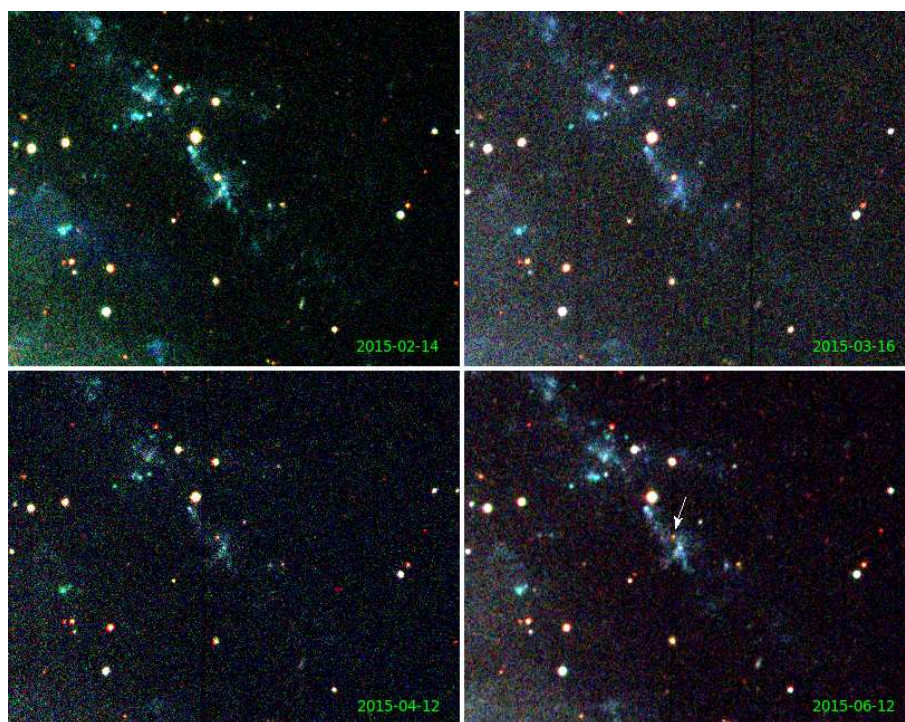
nosította a csillagot kitörés előtti állapotában, ami egy fényes, kék szuperóriás csillagnak tűnt (9.5. ábra).

Az iPTF13afz fényváltozását Piskésetetőről és Bajáról is követtük (Vinkó, Sárneczky & Szing, 2015). Spektroszkópiai méréseket sajnos nem sikerült készítenünk, de az interneten megjelent gyorsjelentések szerint a spektrum vörös színű kontinuumra rakódó keskeny H és CaII emissziós vonalakat tartalmazott. Ez eltérő a SN-imposztorok szokásos, kék kontinuumot mutató megjelenésétől, és valószínűsíti, hogy egy másfajta objektummal állunk szemben.

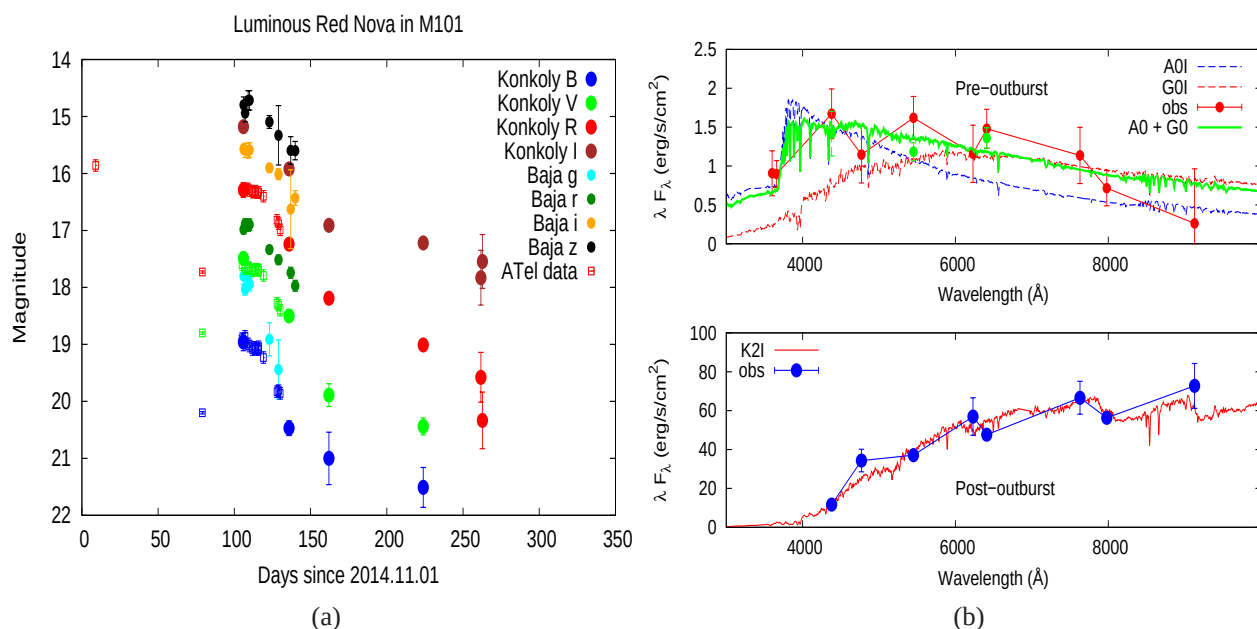
A tranzienszt Piskésetetőről *I*-szűrőben 2015. július 21-ig sikerült követnünk, ezután az objektum a detektálási küszöb alá halványodott (9.6. ábra). A magyarországi távcsövekkel mért fényváltozást a 9.7. ábra bal oldali grafikonján ábrázoltam. Az ábrán az időtengely nullpontját 2014 novemberére tettem, amikor a jelentések szerint a PTF keresőprogramja újra detektálta az iPTF13afz-t (Cao et al., 2015). Fotometriánk megerősítette, hogy az objektum folyamatos halványodás mellett egyre vörösebb színű lett. A fénygörbe és a spektrumok alapján egyértelművé vált, hogy itt nem egy LBV-kitörésnek, hanem egy fényes vörös nóvának (4.1. fejezet) lehattunk szemtanúi.

A tranziens objektum fizikai állapotáról leginkább a 2015-ös kitörés előtti mérések árulkodnak. A 9.7. ábra jobb oldalán tüntettem fel a csillag mért spektrális energiaeloszlásait a kitörés előtt (felül) és után (alul). Ezeket úgy kaptam, hogy az irodalomból összegyűjtött, illetve saját fotometriámból származó magnitúdókat fluxusokká konvertáltam, és a $\lambda \cdot F_\lambda$ mennyiségeket ábrázoltam a hullámhossz függvényében. Folytonos vonalakkal különböző színképtípusú Pickles-modellspektrumokat¹ ábrázoltam. Jól látható, hogy míg a kitörés utáni spektrális energiaeloszlást

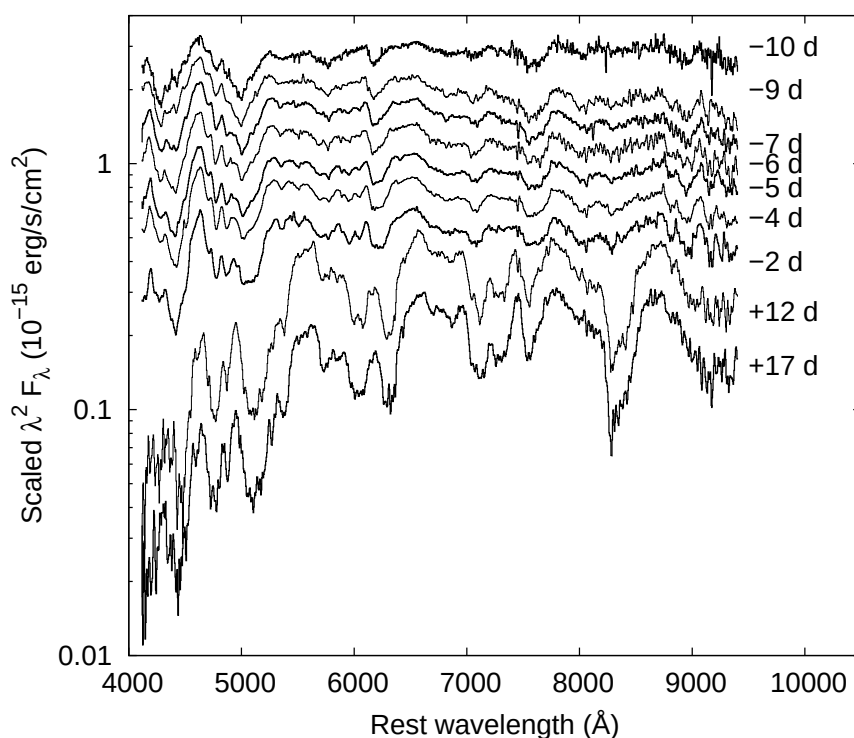
¹<ftp://ftp.stsci.edu/cdbs/grid/pickles/>



9.6. ábra. Az iPTF13afz halványodása a piszkéstetői Schmidt-távcsővel készült CCD-képeken (Sárneczky Krisztián felvételei). A tranzienszt a jobb alsó képen nyíl jelöli.



9.7. ábra. Bal oldal: az iPTF13afz fényváltozása. A magyarországi műszerekkel készült méréseket tele körökkel, az ATel-ekből kigyűjtött más méréseket üres négyzetekkel ábrázoltam. Jobb oldal: az iPTF13afz spektrális energiaeloszlása a 2015-ös kitörés előtt (felső ábra), illetve a kitörés után (alsó ábra). Folytonos vonalakkal különböző színképtípusú Pickles-modellcsillagokat ábrázoltam.



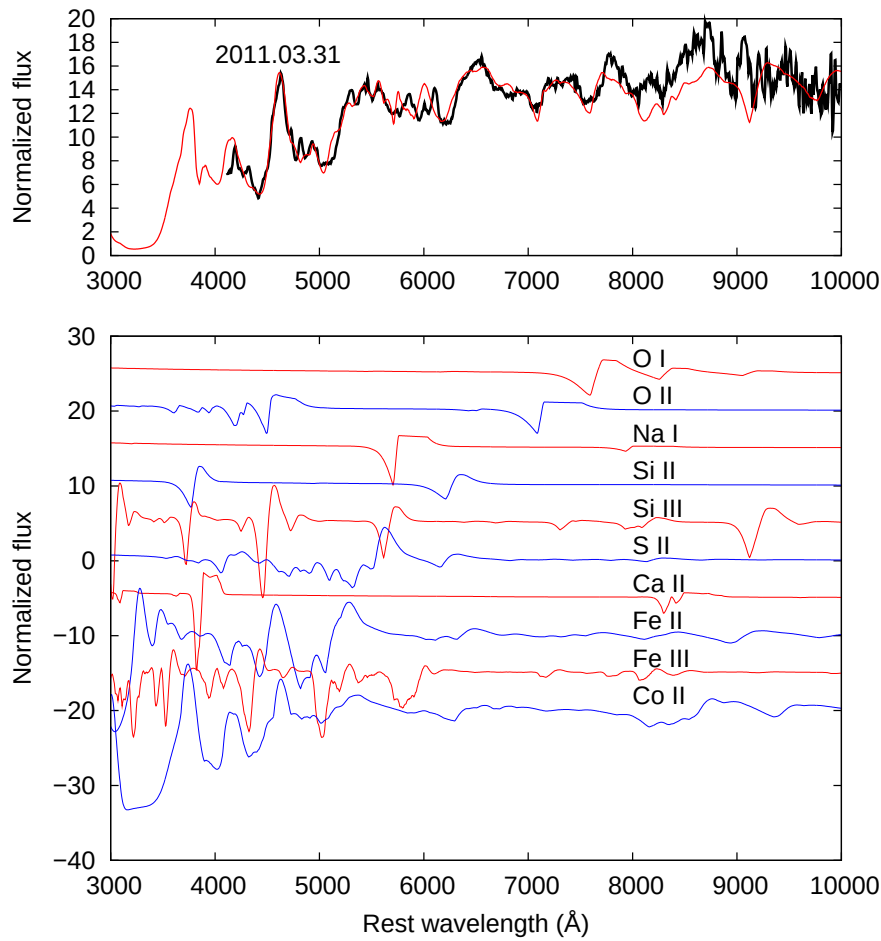
9.8. ábra. A SN 2011ay HET spektrumai. A V-maximumhoz viszonyított fázist (napokban) a spektrumok melletti számok mutatják.

(spectral energy distribution, SED) egy K2I típusú szuperóriás spektruma elég jól közelíti, a kitörés előtti mérések nem illeszthetők le jól egyetlen spektrummal. A kék oldalon inkább egy A0I-es, a vörös oldalon egy G0I típusú csillag spektrumára emlékeztetnek. Ez alapján erős a gyanú, hogy ez a tranziens objektum eredetileg egy nagy tömegű kettőscsillag volt. Mindezek alapján a tranziens nagyban emléztet a V838 Mon jelű galaktikus változócsillagra, amely hasonló jellegű kitörést mutatott a 2000-es évek elején (pl. Rushton et al., 2005; Loebman et al., 2015). Az ilyen fényes vörös nóvák (LRN-ek) fizikája mindmáig tisztázatlan, de a legvalószínűbb mechanizmusnak két csillag összeolvadása tűnik. Az iPTF13afz 2015-ös kitöréséről készült mérések analízise még folyamatban van, további eredmények később várhatóak.

9.2. Pekuliáris szupernóvák

A pekuliáris Ia szupernóvák (4.2. fejezet) közül ebben az alfejezetben a SN 2011ay-nal kapcsolatos eredményeimet mutatom be (Szalai et al., 2015). E munka oroszánrészét Szalai Tamás végezte, én a spektroszkópiai mérések készítésében és a spektrummodellezésben vettem részt.

A SN 2011ay az Iax (korábban 2002cx-) altípushoz tartozik. Ennek a különleges (nem is biztos, hogy Ia-) alosztálynak jelenleg ismert jellemzőit a 4.2. fejezetben foglaltam össze. A SN 2011ay az alosztály igen fontos objektuma, mivel nagyon korai fázisban, 2 héttel maximum



9.9. ábra. A SN 2011ay -2 nap fázisú spektrumának modellje. Felül a mért spektrumra (vastag fekete görbe) illesztett modell (piros görbe) látható, alul az egyes ionok modellhez történő hozzájárulását ábrázoltam.

előtt fedezték fel. Az első spektrumot a McDonald Observatórium HET távcsövével 10 nappal maximum előtt készítettük, amit aztán nyolc másik követett (9.8. ábra). Az utolsó színekép 17 nappal a maximum után készült. Ezzel a SN 2011ay a spektroszkópai észlelésekkel legjobban lefedett Iax szupernóvává vált.

A spektrumok modellezését a SYNAPPS programmal végeztük, amely a SYN++ kóddal előállított modellspektrumokat illeszti a megfigyelésekre, nemlineáris legkisebb négyzetes illesztést használva. Mivel az Iax altípus az általános vélekedés szerint a többi Ia SN-hoz képest alacsonyabb expanziós sebességet mutat, egy olyan modellsorozatot illesztettem a 9.8. ábrán mutatott spektrumokra, amelyben a fotoszféra sebessége a maximum idején $v_{ph} \sim 6000$ km/s körül van. Ezzel a mellékfeltétellel készült egyik illesztést mutatja a 9.9. ábra. A modellben használt ionok relatív hozzájárulása a spektrumhoz az ábra alsó részén található. Megállapítható, hogy a modell viszonylag jó illeszkedést produkál a 4200–8000 Å hullámhossztartományon. Ennél hosszabb hullámhosszakon a fluxuskalibráció pontatlansága miatt a modell illeszkedése bizonytalanabb, de

elfogadható. Igaz, mindehhez meglehetősen sok ion jelenlétének feltételezésére volt szükség.

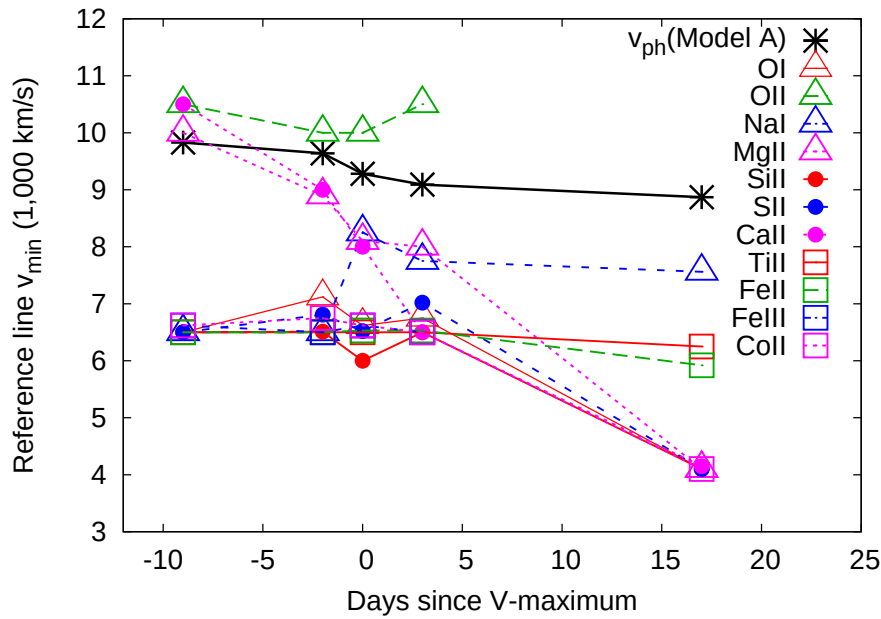
A fenti modell több asztrofizikai érdekességet is mutat. Egyrészt, szokatlan az egyszerűen ionizált vas (FeII) ilyen erős jelenléte maximum előtti fázisokban. Normál Ia SN-k maximum előtt többnyire kétszeresen ionizált vas (FeIII) vonalakat mutatnak, a FeII járuléka ekkor még általában kicsi, és csak a maximum után erősödik. A 2011ay (és más Iax SN-k, pl. 2002cx, 2005hk, 2008A) azonban már maximum előtt is erős FeII jellemzőket mutatott. Amint azt részletekbe menően kimutattuk (Szalai et al., 2015), az erős FeII már a maximum előtti spektrumokban is átfed a 6355 Å SiII vonallal, ami azt eredményezi, hogy az eredő vonalprofil minimuma a hosszabb hullámhosszak felé tolódik el. Ez erősen befolyásolja a hagyományosan a SiII vonal minimumhelyéből származó, "ránézésre történő" sebességbecsléseket, ami valószínűleg jelentősen hozzájárult annak a véleménynek a szakirodalomban történt elterjedéséhez, hogy az Iax SN-k mindegyike extrém alacsony tágulási sebességet mutat.

Másrészt, érdekesnek számít az ionizált oxigén (OII) jelenléte is. Semleges oxigént (OI) szinte minden Ia és Iax SN mutat, de ionizált oxigént korábban csak Iax SN-k spektrumában detektáltak. Érdekes, hogy az SN 2011ay OII vonala csak akkor ad jó illeszkedést a mért spektrumra, ha ennek az ionnak a minimális sebességét 10 000 km/s-nak veszem, ami 4000 km/s-mal nagyobb, mint a fotoszféra feltételezett sebessége ebben a modellben. Az ilyen nagy sebességű vonalak (HVF-ek, lásd 8.3. fejezet) gyakoriak normál Ia SN-k spektrumában, Iax SN-ekben azonban egyáltalán nem. A 9.10. ábra az egyes ionok minimumsebességének időfejlődését mutatja, amin látható, hogy az OII végig HVF marad, emellett kezdetben a MgII is HVF-ként jelenik meg.

Az erős FeII jelenléttel és a nagy sebességű ionok megjelenésével kapcsolatos kételyek további modellszámításokra ösztönöztek bennünket, amelyeket Szalai Tamás végzett el. Az ő modelljeiben a fotoszferikus sebesség is optimalizált paraméterként szerepelt, és ezzel egy nagyjából ugyanolyan jól illeszkedő, kb. ugyanolyan ionokat tartalmazó alternatív modellt állított össze. Az egyetlen lényegi különbség az én modelljeimhez képest az volt, hogy ebben az alternatív modellben a fotoszféra sebessége $v_{ph} = 9800$ km/s volt a -10 nap fázisú spektrumra, ami ~ 8800 km/s-ra csökkent 17 nappal a maximum után. Ennek a modellnek a fotoszferikus sebessége a 9.10. ábrán vastag fekete vonallal és szimbólumokkal van ábrázolva. Ebben a modellben minden ion fotoszferikus sebességű, nem volt szükség HVF-ek jelenlétére.

A két modell közti, 3000 km/s-nál is nagyobb sebességdifferencia nem írható kizárólag a mérési hibák, vagy a modell hiányosságainak számlájára. Minden valószínűség szerint a SN 2011ay spektruma túl komplex ahhoz, hogy egyértelmű spektrummodellt illesszünk rá. A nagyon erős átfedések a vonalak azonosítását oly mértékben megnehezítik, hogy az inverz probléma indeterminisztikus lesz: ugyanazt a spektrumot sokféle vonalkombinációval, különböző paraméterekkel is le lehet írni.

Ennek fényében részletesebben megvizsgáltam azt az irodalomban szintén elterjedt konklúziót, hogy az Iax SN-k spektrumában szén jelenléte detektálható (Foley et al., 2013). Ha ez igaz, ennek komoly asztrofizikai következménye lehet az Iax SN-k robbanási mechanizmusának feltárásában.

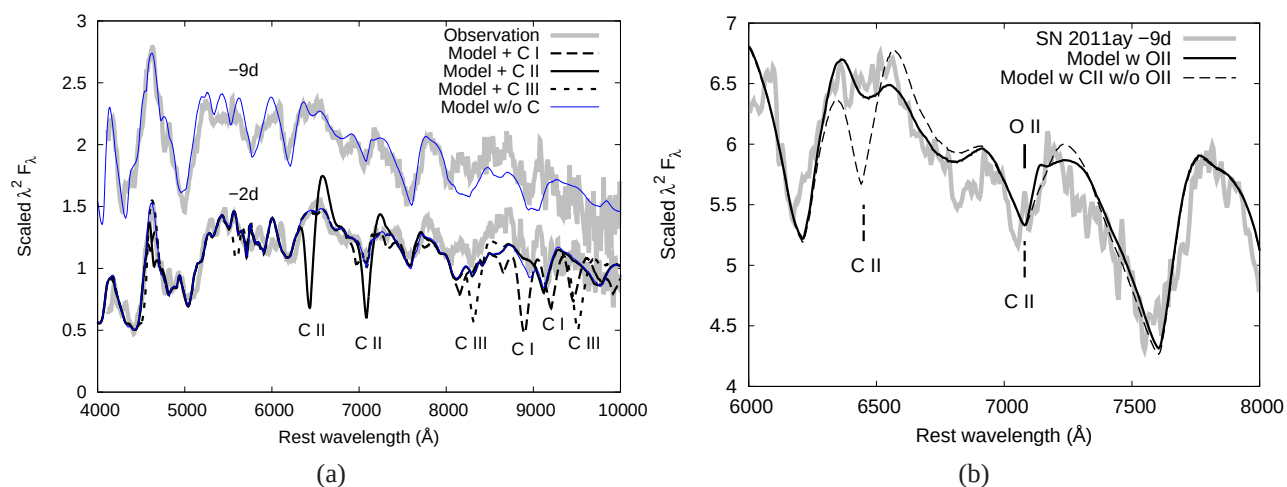


9.10. ábra. A SN 2011ay modellben szereplő ionok minimális sebességének időfejlődése. Az ionok többsége fotoszferikus, de a maximum előtt az OII és MgII nagy sebességű vonalként (HVF-ként) jelenik meg. Vastag fekete vonal mutatja az alternatív modell fotoszferikus sebességét (lásd a szövegben).

A helyzet tisztázására jó lehetőséget biztosítottak a SN 2011ay spektrumai, mivel Foley et al. (2013) konkrétan ennél a szupernóvánál is ionizált szén jelenlétét vélte kimutatni.

Ennek érdekében a 9.9. ábrán bemutatott modellhez sorrendben semleges, egyszeresen, illetve kétszeresen ionizált szenet adtam. A szénréteget fotoszferikus sebességűnek állítottam be, és az így szintetizált modellspektrumot összevetettem a megfigyelttel. A szénvonalak erősségét először mesterségesen nagynak választottam, annak érdekében, hogy egyértelműen lokalizáljam azokat a spektrumvonalakat, amelyeket a szén leginkább befolyásol.

Az eredmények a 9.11 ábrán láthatóak. Ezek szerint sem a semleges, sem az ionizált szén jelenléte nem mutatható ki, mivel ezek jelenléte a spektrumot oly módon változtatná meg, hogy az nehezen lenne összeegyeztethető a mérésekkel. A bal oldali ábrából kiviláglik, hogy a ~ 7000 Å környékén lévő vonal, amelyet Foley et al. (2013) CII-nek vélt, elvileg valóban származhatna ionizált széntől, csak hogy ekkor ~ 6500 Å körül meg kellene jelennie egy ennél sokkal erősebb, szintén CII-től származó vonalnak. Ennek azonban semmi jele. Hasonlóan, a CI és a CIII jelenléte szintén olyan vonalak detektálását igényelné, melyek nem láthatóak a megfigyelt spektrumokban, habár ezen utóbbi vonalak 8000 Å-nél vörösebb hullámhosszakon jelentkeznek, ahol a mérések már jóval zajosabbak. A $6000 - 8000$ Å közötti tartomány kinagyítva az ábra jobb oldalán található (itt csak a -9 napnál készült spektrumot tüntettem fel a jobb láthatóság érdekében). A vastag folytonos görbe az eredeti, szenet nem tartalmazó modellt mutatja, amelyben a nagy sebességű OII kielégítő módon megmagyarázza a 7000 Å-nél megjelenő vonalat. Szaggatott vonallal ábrázoltam



9.11. ábra. Bal oldal: Az SN 2011ay mért és modellezett spektrumainak összehasonlítása. A szennet nem tartalmazó modellt kék, a széntartalmú modelleket fekete vonalakkal ábrázoltam: hosszú szaggatott vonal – C I; folytonos vonal – C II; rövid szaggatott vonal – C III. Az egyes spektrumok fázisait a spektrum fölötti számok mutatják. Jobb oldal: a -9 napnál készült spektrum és modelljei. Vastag folytonos vonallal ábrázoltam az eredeti, szén nélküli modellt. A szaggatott vonallal ábrázolt modellben az ionizált oxigént ionizált szénnel helyettesítettem.

azt a modellt, amelyben az OII helyett CII jelenlétét tételeztem fel – ez utóbbi modellnél a bal oldali ábrától eltérően már optimalizáltam a CII optikai mélységét is, annak érdekében, hogy a mért spektrumvonalat minél jobban leírja. Jól látható, hogy habár a CII ion ugyanolyan jól képes illeszteni a mért spektrumvonalat, mint az OII, a spektrum rövidebb hullámhosszú szakaszán, ~ 6450 Å körül egy másik CII vonalnak is meg kellene jelennie. Ezt a Boltzmann-formulában szereplő gerjesztési hőmérséklet (T_{exc}) realisztikus tartományban történő megváltoztatásával sem lehet eltüntetni. Így arra a következtetésre jutottam, hogy sem a CII, sem más ionizáltságú szén jelenléte nem mutatható ki a SN 2011ay spektrumaiból, ellentétben Foley et al. (2013) állításaival. További részletek a SN 2011ay modellezéséről és a lehetséges robbanási mechanizmusokról a már hivatkozott Szalai et al. (2015) publikációban találhatóak.

9.3. Szuperfényes szupernóvák

A 4.3. fejezetben bemutatott szuperfényes szupernóvák (SLSN-k) kutatásába 2008-ban kapcsolódtam be. Ekkor a Texasi Egyetem szupernóva-kutatócsoportjában dolgoztam, és a ROTSE program, valamint az SDSS-II Supernova Survey résztvevőjeként lehetőségem nyílt egyedülálló adatokhoz hozzáférni, így több SLSN-val is részletesen foglalkozhattam. Az alábbiakban összefoglalom az ennek során elért legfontosabb eredményeket – a részletek az idézett publikációkban lelhetők fel.

A 9.1. táblázatban szerepelnek az általam többé-kevésbé részletesen tanulmányozott

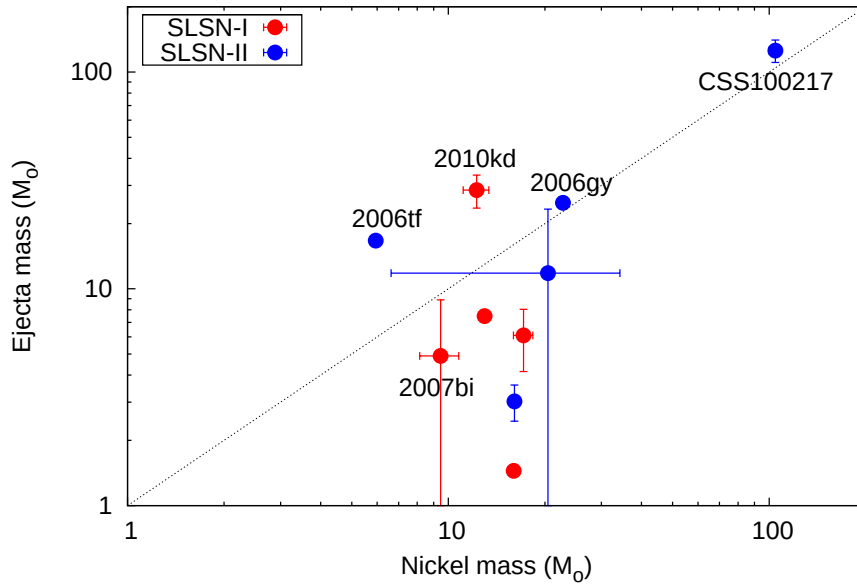
9.1. táblázat. A vizsgált szuperfényes szupernóvák alapadatai

SLSN	Típus	z	Luminozitás (10^{43} erg/s)	Hőmérséklet (10^4 K)	Referencia
SN 2006gy	SLSN-II	0,019	21,4	1,2	Chatzopoulos et al. (2013)
SN 2006tf	SLSN-II	0,074	5,2	0,8	Chatzopoulos et al. (2013)
SN 2008am	SLSN-II	0,234	26,7	1,2	Chatzopoulos et al. (2013)
SN 2008es	SLSN-II	0,202	31,0	1,4	Chatzopoulos et al. (2013)
CSS100217	SLSN-II	0,147	42,0	1,6	Chatzopoulos et al. (2013)
SN 2005ap	SLSN-I	0,283	37,0	2,0	Chatzopoulos et al. (2013)
SCP06F6	SLSN-I	1,189	23,7	1,4	Chatzopoulos et al. (2013)
SN 2006oz	SLSN-I	0,376	12,0	1,4	Leloudas et al. (2012)
SN 2007bi	SLSN-I	0,129	11,1	1,2	Chatzopoulos et al. (2013)
SN 2010gx	SLSN-I	0,230	9,7	1,5	Chatzopoulos et al. (2013)
SN 2010kd	SLSN-I	0,101	8,2	1,4	Chatzopoulos et al. (2013)

SLSN-k (a luminozítás- és a hőmérsékletadatok a maximális fényesség idejére vonatkoznak).

A SLSN-k fényváltozásának fizikai oka mind a mai napig nem tisztázott. A lehetséges energiaforrás mechanizmusának kiderítésére munkatársaimmal a részben általunk kidolgozott fénygörbe-modelleket (Chatzopoulos, Wheeler & Vinkó, 2012) 10 különböző SLSN mért fényváltozására illesztettük (Chatzopoulos et al., 2013). Az illesztéseket a szokásos χ^2 -minimalizálással végeztük, ehhez fizikus kollégánk, Horváth Zoltán által fejlesztett Minim nevű szoftvert használtuk. A Minim kód különlegessége, hogy többféle nemlineáris optimalizációs algoritmust tartalmaz, melyek közül a felhasználó választhatja ki a problémához legmegfelelőbbet. Mivel a mi modelljeinkben a paraméterek száma 4-nél nagyobb volt, a lehetséges algoritmusok közül a kontrollált véletlenkeresést megvalósító Price-algoritmust választottuk. Ez az algoritmus viszonylag rövid futási idő mellett nagy biztonsággal beazonosítja a kijelölt paraméterterben található abszolút minimumot, és megbízható becslést képes adni az illesztett paraméterek bizonytalanságára is. Az eredményeket az alábbiakban grafikusán szemléltetem, a numerikus adatok táblázatai az idézett cikkben találhatók.

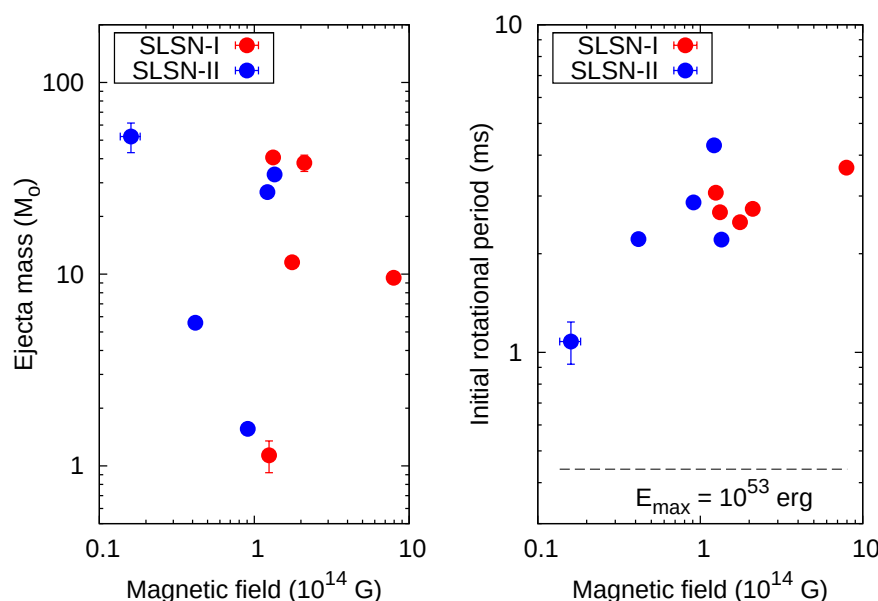
Elsőként a radioaktív Ni-Co bomlást használó modellt (5.3. fejezet) vizsgáltuk meg. Eredményeink a 9.12 ábrán láthatóak: ezen a vizsgált SLSN-fénygörbék felfényesedési idejéhez tartozó buroktömeget ($\kappa = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$ és $v = 10\,000 \text{ km/s}$ feltételezéssel, lásd 3.9. képlet) ábrázoltam a csúcshényességéhez szükséges kezdeti ^{56}Ni tömeg függvényében. A pontozott vonal az 1:1 tömegarányt jelöli. Fizikailag értelmes modellben a Ni-tömeg nem haladhatja meg a ledobott burok teljes tömegét (hiszen utóbbi tartalmazza a Ni-tömeget is), ezért elfogadható, önkonzisztens modellek csakis a pontozott vonal fölötti tartományban lehetségesek. Látható, hogy a 10 vizsgált objektumból mindössze 4 teljesíti ezt a minimumfeltételt, ezek közül kettő is csak marginálisan (a Ni-tömeg csaknem egyenlő a teljes tömeggel). Ezekből egyértelműen megerősítettük azt a korábbi, egy-egy objektum vizsgálatára alapuló sejtést, hogy a radioaktív bomlás nem képes fizikailag koherens magyarázatot adni a SLSN-maradvány belső fűtési mechanizmusára.



9.12. ábra. A vizsgált SLSN-k buroktömege a csúcsfényességhez szükséges radioaktív ^{56}Ni tömegének függvényében (mindkettő naptömegben). Az 1:1 arányt a pontozott vonal jelöli, amely alatt fizikailag értelmes megoldás nem lehetséges.

A feltételt nem teljesítő SLSN-k között található a SN 2007bi modellje is, ami azért érdekes, mert erre az objektumra Gal-Yam et al. (2009) több mint 80 naptömegnyi ledobott tömeget állapított meg. Ebből ők arra következtettek, hogy a 2007bi egy párintabilitás hatására összeomló csillag felrobanásából származott. Az ilyen robbanások modelljeiben akár 10 naptömegnyi ^{56}Ni is keletkezhet, ami elvileg magyarázatot adhatna az ilyen SLSN-k fűtési mechanizmusára. A mi eredményünk azonban nem támasztja alá Gal-Yam et al. (2009) konklúzióját, csakúgy, mint Moriya et al. (2010) tanulmánya.

Másodikként a magnetárt tartalmazó modellt (5.3. fejezet) illesztettük a megfigyelt fénygörbékre. Eredményeink a 9.13. ábrán vannak feltüntetve. Ezzel a modellel nagyon jól illeszkedő fénygörbéket kaptunk, amelyek paraméterei is a fizikailag elfogadható tartományba esnek: a neutroncsillag mágneses terére $0,1\text{--}10 \cdot 10^{14}$ G, a kezdeti forgási periódusra 1–10 ms közti értékek adódtak. A fénygörbe időállandójából számolt buroktömegek 1 és $100 M_{\odot}$ közé estek, ami szintén realisztikus becslésnek tűnik. A 9.13. ábra jobb oldali grafikonján feltüntettem a forgó neutroncsillag elméletileg lehetséges maximális forgási energiájához ($E_{\max} \sim 10^{53}$ erg, Metzger et al., 2015) tartozó minimális periódust is. Látható, hogy az illesztésekből adódó paraméterek ezzel az elméleti fizikai korláttal is konzisztensek. A magnetármodell újabban egyre népszerűbb a SLSN-k fényváltozásának magyarázatára, ez azonban inkább csak a modell egyszerűségének, mintsem megalapozottságának köszönhető. A legnagyobb probléma, azon túl, hogy semmit nem mond a magnetár kialakulásának körülményeiről, éppen az, hogy túlságosan jól illeszthető bármilyen alakú és luminozitású fénygörbére. Az illesztési paraméterek mindig kb. a 9.13. ábrán látható tartomá-

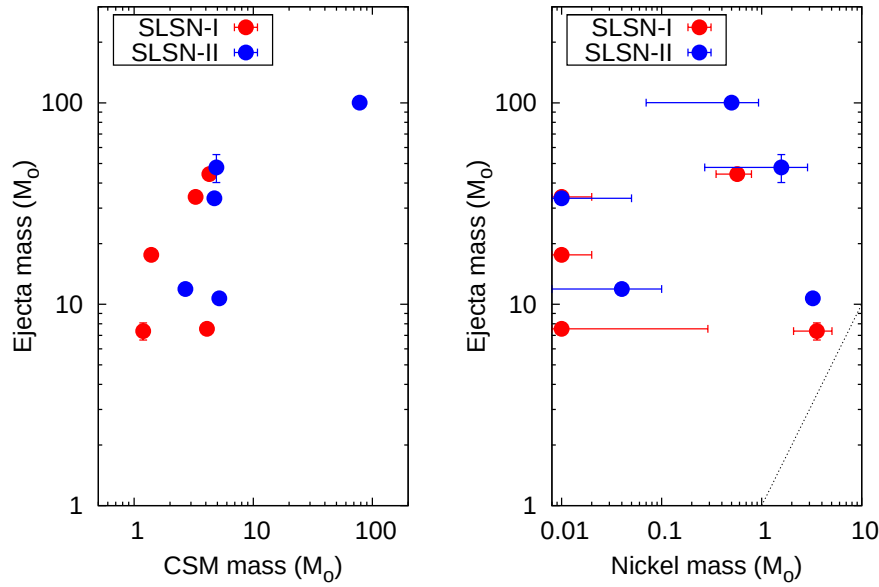


9.13. ábra. A magnetármodellben adódó paraméterek egymástól való függése: a ledobott burok tömege (bal oldal), illetve neutroncsillag kezdeti rotációs periódusa (jobb oldal) a mágneses tér indukciójának függvényében. Itt a szaggatott vonal az elméletileg lehetséges maximális rotációs energiához ($E_{\max} \sim 10^{53}$ erg) tartozó minimális periódust jelöli.

nyokba esnek, így igazából semmit olyat nem tudunk meg a magnetármodellből, ami bármiféle pro vagy kontra érvet/korlátot szolgáltatna a modell érvényességéről. Így az "Occam-féle borotvaelv" értelmében a magnetármodell a kevésbé preferált modellek közé sorolandó.

Harmadikként a leginkább összetett modellt, a CSM-kölcsönhatást feltételező modellt vizsgáltuk meg (3.1.6. fejezet). Ebben a luminozítás egy (jelentős) része az optikailag vastag CSM-felhőben termalizálódó lökéshullám energiájából származik, egy másik (kisebb) hányada pedig a SN-ban keletkező ^{56}Ni radioaktív bomlásából. Az 5.3. fejezetben közölt luminozításképletet a megfigyelésekre illesztve megállapítottuk, hogy a konstans sűrűségű (azaz a sűrűségprofilban $s = 0$ kitevőjű) CSM-felhővel számolt fénygörbe jobban leírja a méréseket, mint a $\rho \sim r^{-2}$ sűrűségprofilú ($s = 2$ kitevőjű) felhőből számolt görbe. A kapott eredményeket a 9.14. ábrán tüntettem fel, ahol látható, hogy ebben a modellben a tömegek mind fizikailag konzisztensek: mind a ledobott burok, mind a CSM-felhő tömege 1 és $100 M_\odot$ közöttinek adódott, valamint az összes optimális illesztésű modell teljesíti a $M_{\text{burok}} > M_{\text{Ni}}$ feltételt.

Ellentétben a magnetárral, a CSM-kölcsönhatás minden kétséget kizáróan jelen van a SLSN-II típusú objektumok fényváltozásában, ugyanis ezek spektruma a IIn típusú SN-kra emlékeztet, erős, keskeny H-emissziós vonalakkal. Hasonló jelek azonban a SLSN-I típusú szupernóvákban nem figyelhetők meg, ami arra utal, hogy ezek fényváltozását nem biztos, hogy CSM-kölcsönhatás okozza. Ennek ellenére a vizsgálatainkból megállapítottuk, hogy a SLSN-I objektumok fényváltozása származhat akár ilyen kölcsönhatási folyamatokból is, hasonlóan a SLSN-II objektumoknál

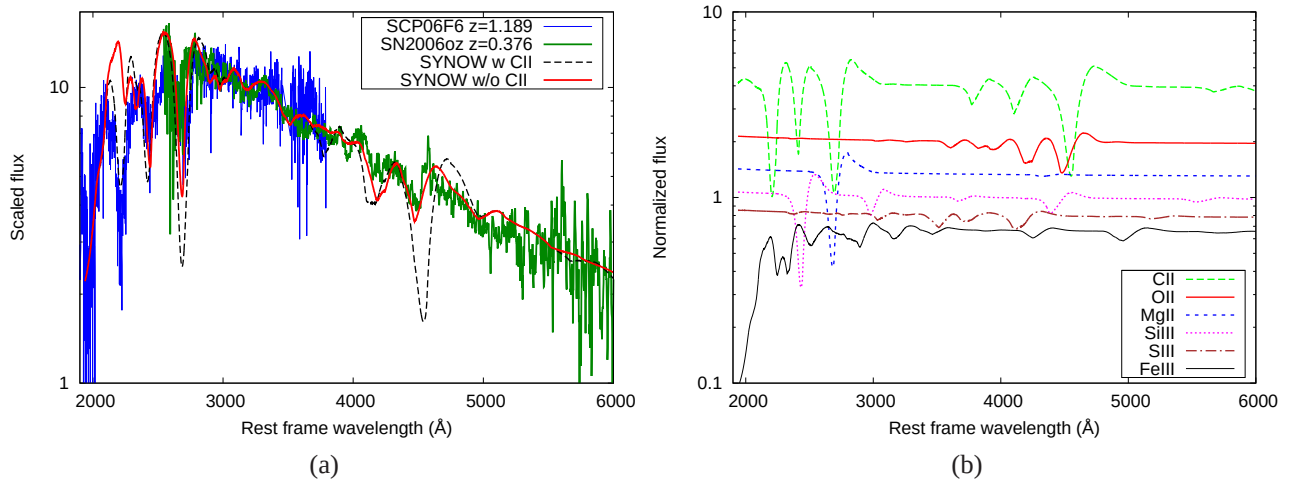


9.14. ábra. A CSM-kölcsönhatás modellben kapott paraméterek: a bal oldalon a ledobott burok tömege a CSM-felhő tömegének függvényében, a jobb oldalon ugyanez, de a modellben feltételezett radioaktív nikkelt tömegének függvényében.

megfigyelt esetekhez. Megjegyzendő, hogy a IIn színek hiánya nem feltétlenül utal a CSM-kölcsönhatás hiányára. Pl. az Ibn-típusú SN-kban keskeny He-emissziós vonalak jelennek meg, amelyek a hidrogénszegény, He-gazdag CSM-felhőben jönnek létre. A lehetőségeket továbbgondolva, egy szén/oxigén tartalmú CSM-felhővel történő kölcsönhatásban sem H-, sem He-vonalak nem jelennének meg, a szén és az oxigén rekombinációja pedig nem kelt olyan erőteljes emissziós vonalakat, mint a H, vagy a He. A C/O-gazdag CSM-felhő kialakulása persze ugyanúgy magyarázatra szorul, és az ismert csillagfejlődési, tömegvesztési folyamatokkal nehezen összeegyeztethető, de ennek vizsgálata nemcsak a SLSN-modellekkel foglalkozó cikkünk, hanem még a jelen dolgozat keretein is messze túlmutatna.

A Chatzopoulos et al. (2013) cikkben közölt konklúzióink szerint a CSM-kölcsönhatás a legvalószínűbb jelölt a SLSN-k fényváltozásának egységes magyarázatára. Ezt azonban a fentiek fényében fenntartásokkal kell kezelni. Az egyre újabb különlegességeket mutató SLSN-k listája évente bővül, így a közeljövőben jóval megalapozottabb megállapításokat tehetünk majd.

Egy másik részletes tanulmányban (Leloudas et al., 2012) egy olyan SLSN-t vizsgáltunk meg, melyet a SDSS-II SN programban fedeztek fel, de az automata klasszifikáló algoritmus nem tudta egyértelműen besorolni egyik osztályba sem. Társszerzőmmel, Giorgos Leloudasszal egymástól függetlenül SLSN-nek azonosítottuk, majd ezt részletes vizsgálatainkkal meg is erősítettük. Az objektum különlegessége az volt, hogy a fénygörbén csak a felszálló szakaszt sikerült kimérni, azt viszont a szokásosnál lényegesen jobb mintavételezéssel. Ebből megállapítható volt egy kezdeti, kb. 10 napig tartó "plató", amely után a fénygörbe erőteljes fényesedést mutatott. A kezdeti plató



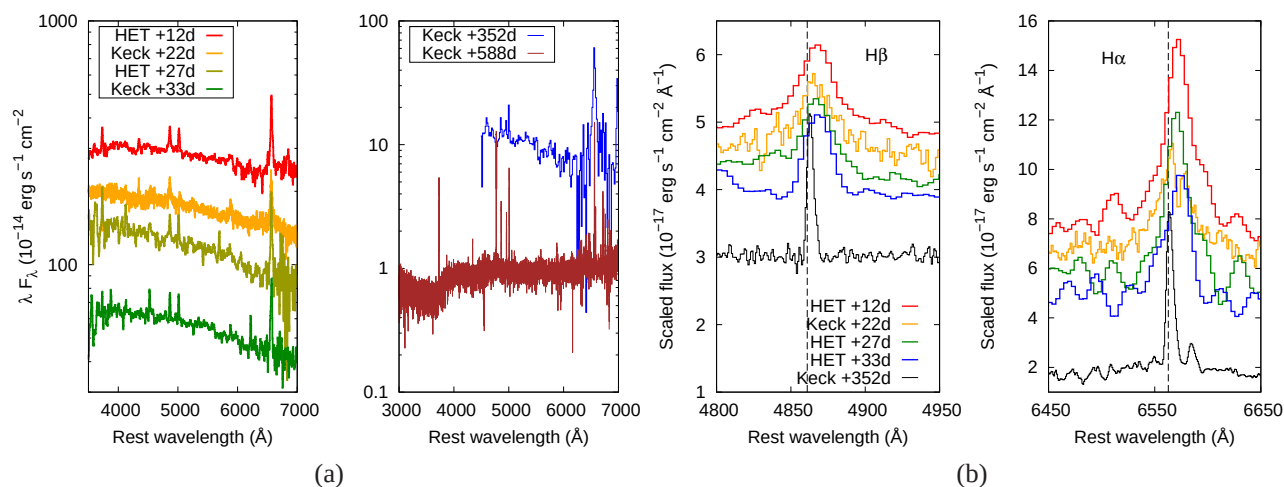
9.15. ábra. A SN 2006oz spektrummodellje. A mért spektrum (zöld görbe) és a SYNOW modellek (piros, ill. fekete görbe) a bal oldali ábrán láthatók, amely tartalmazza az SCP06F6 mért spektrumát is (kék görbe). A jobb oldali ábra a modellben szereplő ionok egyedi spektrumait mutatja.

lehetett a SN lökésfront és a CSM-felhő között kialakuló kölcsönhatásra utaló jel, vagy a II-P SN-knál tapasztalható rekombináció a CSM-felhőben, de ennek megerősítésére, vagy cáfolására nem állt rendelkezésünkre elegendő megfigyelési adat.

A saját munkám ennél az objektumnál az egyetlen mért spektrum modellezésére irányult. A 9.15. ábrán mutatom be a SYNOW programmal készített modellszámításomat: a bal oldali grafikonon a modell és a mért spektrum összehasonlítása látható, a jobb oldali ábra a modellben szereplő egyes ionok spektrumait mutatja külön-külön. A SN 2006oz mért spektruma mellett feltüntettem a SCP06F6 jelű SLSN spektrumát (Barbary et al., 2009) is, mindkettőt saját vöröseltolódására korrigálva. Látható, hogy a modellspektrum (piros görbe) konzisztens a megfigyelésekkel. A 4000–4500 Å tartományon található "W" alakzatot az ionizált oxigén (O II) jelenléte magyarázza, amelyet elsőként Quimby et al. (2011) azonosított más SLSN-I objektumok korai színpéjében.

Az O II mellett a modellben használtam még MgII, SiIII, SIII és FeIII ionokat is. Ezek azonban a vizsgált hullámhossztartományon belül főleg az ultraibolyában okoznak erősebb vonalakat, amely viszont kívül esik az SN 2006oz mért spektrumán. A SCP6F6 színpéjében viszont ezek is megjelennek, így azt feltételezve, hogy a két SN hasonló spektrumú, a kémiai összetételük is hasonló lehet. Ezt azonban további adatok híján nehéz megerősíteni, igaz, cáfolni is. Annyit mindenesetre sikerült kimutatnom, hogy más SLSN-kkel ellentétben az ionizált szén (CII) jelenléte a 2006oz mért spektrumában nem tapasztalható. Ez fontos empirikus korlátot jelenthet az ilyen SLSN-k elméleti robbanási modelljei számára.

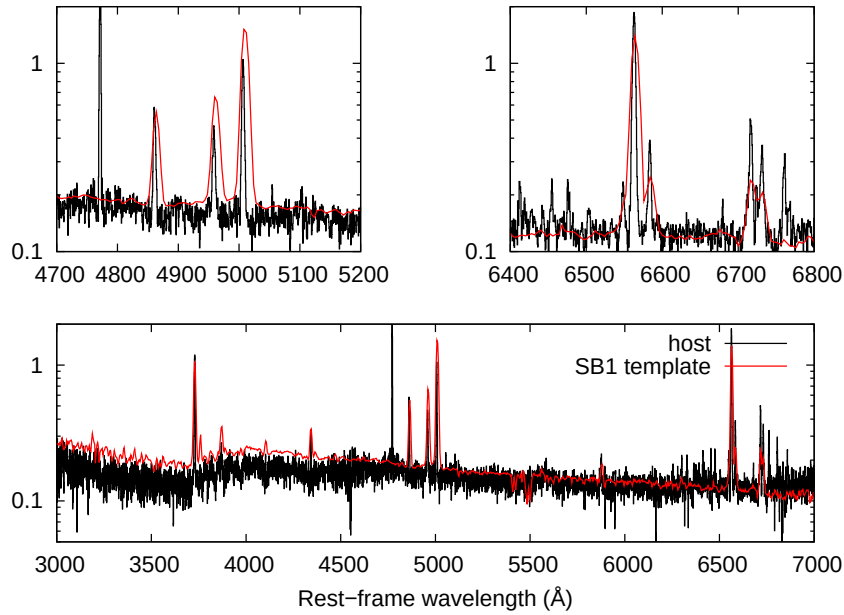
Egy SLSN-II típusú objektumról, a SN 2008am-ről szintén részletes fotometriai és spektroszkópiai megfigyelési anyag állt rendelkezésünkre, ezért ezt a SLSN-t is górcső alá vettük (Chatzopoulos et al., 2011). A társszerzőink közreműködésével a HET és a Keck teleszkópokkal készített



9.16. ábra. Bal oldal: a SN 2008am spektrális fejlődése. Jobb oldal: a Balmer-sorozat vonalprofiljainak változása időben.

színeképeket a 9.16. ábrán mutatom be. A bal szélső ábra a fotoszferikus fázis során készített spektrumokat mutatja. Jellemzőes a kék kontinuumra rakódó keskeny H- és He-emissziós vonalak, melyek alapján a spektrális osztály egyértelműen SLSN-II. Érdekes, hogy a spektrum jellege lényegében nem változott egy éven keresztül, amint azt a balról a második ábrán a 352 nappal a robbanás után készített Keck-spektrum illusztrálja. 588 nappal a robbanás után viszont már a transziens nem látható, a mért spektrum főleg a szülő galaxis színekéből áll. Ez a lassú, szinte állandó hőmérsékletet mutató spektrális fejlődés általában jellemző az erős CSM-kölcsönhatást mutató IIn típusú SN-kra, és a SN 2008am is teljesen beleillik ebbe a képbe. Ami a IIn-ekhez képest szokatlan, az az extrém nagy, -22 magnitúdót meghaladó csúcsfényesség. Ennek hagyományos Ni-Co radioaktív bomlással történő előállításához $19 M_{\odot}$ ^{56}Ni -re lenne szükség, ami sokkal több, mint amennyit az objektum fénygörbéjének időfejlődése alapján a ledobott tömegre kaphatunk.

A 9.16. ábra jobb oldali két grafikonján a H Balmer-sorozatának két legerősebb vonalának, a H α és a H β profiljának időfejlődése látható. Érdekes, hogy az észlelt spektrumok sem a maximum idején, sem a sokkal későbbi fázisban nem mutatnak P Cygni-típusú vonalprofilokat. Ebből arra következtettünk, hogy a robbanó objektumot körülvevő CSM-felhő végig optikailag vastag maradt, a táguló maradvány a fotoszferikus fázisban nem bukkant elő a CSM-felhőből. Habár az emissziós vonalak kezdetben szélesebbek (~ 1000 km/s a H α -ra, ~ 1700 km/s a H β -ra), majd idővel keskenyebbé válnak, ezen vonalszélességeknek a SN-knál megszokottól eltérően nincs köze a burok tágulási sebességéhez. Itt ugyanis a burkot egyáltalán nem látjuk, helyette az optikailag vastag CSM-felhőben zajló sugárzási transzport során történő kiszélesedés hatását észlelhetjük. Többféle mechanizmust is megvizsgálva végül a szabad elektronokon történő többszörös Thompson-szórás találtuk a legvalószínűbb vonalformáló folyamatnak. Ekkor az optikailag vastag közegben terjedő fotonok viszonylag gyakran Thompson-szórás szenvednek a sűrűn elhelyezkedő szabad elektro-



9.17. ábra. Alul: a SN 2008am szülő galaxisának mért spektruma (fekete görbe) és az erre illeszkedő SB1 típusú galaxis mintaspektruma (Kinney et al., 1996). A bal felső panel az [OIII] tiltott átmenetek tartományát, a jobb felső pedig a $H\alpha$ /[NII] tartományt mutatja kinagyítva.

nokon, így az elektronok sebességeloszlása Doppler-eltolódásként ráakódik a fotonokra, vonalkiszélesedést létrehozva. A szóráss nélküli (keskeny vonalprofilú) fotonok fluxusának és a teljes vonalfluxusnak arányára $U = (1 - e^{-\tau_T})/\tau_T$ adódik, ahol τ_T a Thompson-szórásra vonatkozó optikai mélység (pl. Smith et al., 2010). A mérésekből végül $\tau_T > 2$ alsó korlát adódott, ami teljesen összhangban van az optikailag CSM-felhőre vonatkozó alapfeltevessel (további részletekért lásd Chatzopoulos et al., 2011).

Szintén érdekes eredményre vezetett a SN 2008am gazdagalaxisának analízise. A 9.17. ábrán az erről készült Keck-spektrumot ábrázoltam az arra legjobban illeszkedő galaxis mintaspektrummal (Kinney et al., 1996). Az illesztett spektrum egy gáz-dominálta csillagontó (starburst) galaxisra utal, amelyben a por komponens csak kismértékű vörösödést okoz a látható tartományban. Az, hogy a gazdagalaxisban kiterjedt, aktív csillagképződés történik, összhangban van azzal a feltevessel, hogy a SN 2008am (és a SLSN-k általában) igen nagy tömegű csillagok felrobbanásával jönnek létre.

A gazdagalaxis emissziós vonalainak arányából, Pettini & Pagel (2004) formuláinak felhasználásával, becslést tettem a galaxis fémtartalmára. Ennek eredményeként a galaxis oxigéngyakoriságára $12 + \log(O/H) = 8,38 \pm 0,15$ adódott, ami szignifikánsan a szoláris oxigéngyakoriság ($8,7 \pm 0,1$) alatt van. Ha feltesszük, hogy a többi nehezebb elemnek az oxigénhez való relatív gyakorisága hasonló, mint a Napban, akkor a galaxis teljes relatív fémtartalmára $Z/Z_\odot \approx 0,4$ adódik. Eszerint a SN 2008am szülő galaxisának átlagos fémtartalma kb. a fele a Tejútrendszer I. populációs csillagainak átlagos fémtartalmának. Ez az eredmény érdekes, de nem meglepő, ugyan-

is több SLSN gazdagalaxisának hasonló vizsgálatából (pl. Neill et al., 2011; Lunnan et al., 2014; Leloudas et al., 2015) az az általános összkép rajzolódik ki, hogy a SLSN-k alacsony fémtartalmú, kis fényességű, erős csillagkeltést mutató galaxisokban keletkeznek.

Társszerzőink (Leloudas et al., 2015) azt is kimutatták, hogy a SLSN-I és SLSN-II típusú objektumok gazdagalaxisai határozottan elkülönülnek: előbbiek tendenciózusan olyan galaxisokban bukkannak fel, melyek emissziós vonalai extrém erősek, míg az utóbbiak galaxisai kevésbé fémszegények, bennük a csillagkeletkezési aktivitás relatíve alacsonyabb. Elképzelhető, hogy a galaxisok ezen tulajdonságai tükröződnek a bennük felbukkanó SLSN-k robbanó csillagainak tulajdonságaiban is. Eszerint a SLSN-I és II típusok statisztikailag különböző szülőobjektumok felrobbanásával keletkeznek. A nagy távolságok és a galaxisok halványsága miatt azonban a megfigyelt mintában egyelőre csak kb. kéttucatnyi objektum van, de a minta bővítésével a közeljövőben számos további érdekességre, új szempontra derülhet fény.

9.4. "Dougie"

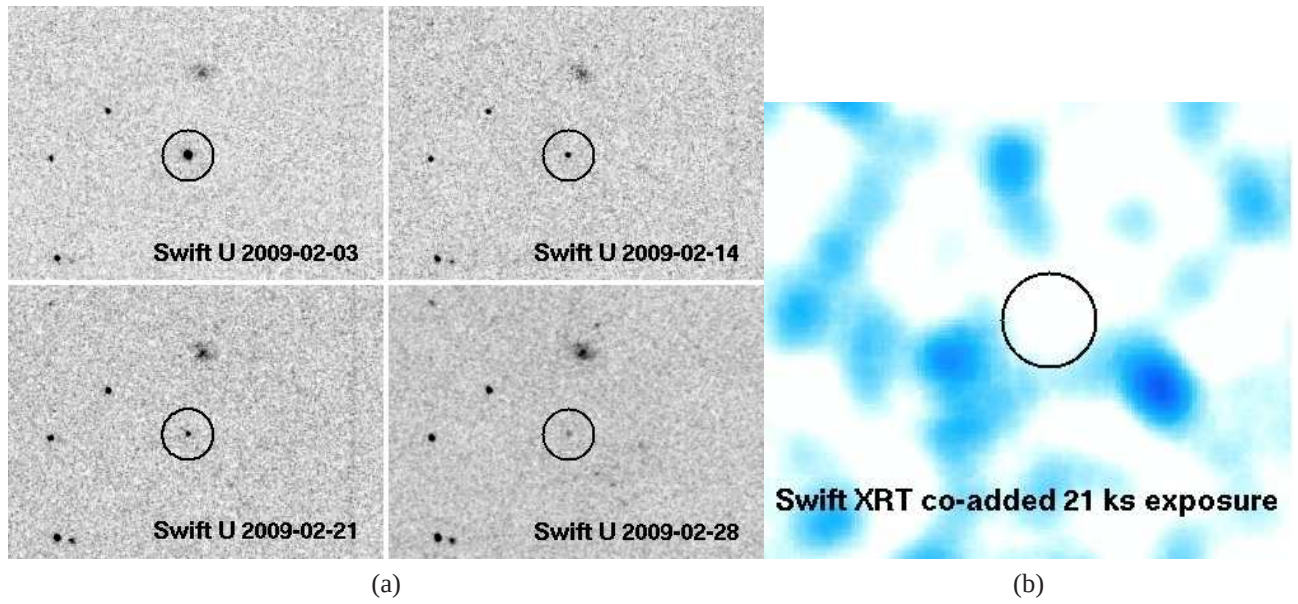
Egy tranziens objektumokkal foglalkozó kutató néha olyan esetekre bukkan, amelyek túlmutatnak az általa vizsgált jelenségek körén, és új távlatokat nyitnak számára. Ebben a fejezetben egy ilyen, sokáig rejtélyes objektummal kapcsolatos eredményeimről számolok be (Vinkó et al., 2015).

A ROTSE szupernóva-kereső program rutinszerű működése során Fang Yuan, a University of Michigan akkori PhD-hallgatója a 2009. január 21-én készült CCD-mérések között felfigyelt egy új, csillagszerű, egyértelműen tranziens objektumra. Az új objektum kb. 1,4 ívmásodpercre esett az SDSS J120847.77+430120.1 jelű halvány galaxistól, de annak fényességét sokszorosán felülmúlta. Miután az ellenőrző felvételeken is megtalálta az új objektumot, így megbizonyosodott róla, hogy valóban új tranziensről van szó, a program belső protokollja szerint² "Dougie"-nak nevezte el. A hivatalos neve ugyan ROTSE3J120847.9+430121 lett volna, de ez annyira kényelmetlennek bizonyult, hogy mindenki csak "Dougie"-ként kezdte emlegetni (később az *Astrophysical Journal*-ban megjelent cikkben is így neveztük). A továbbiakban én is ezen a néven fogok rá hivatkozni.

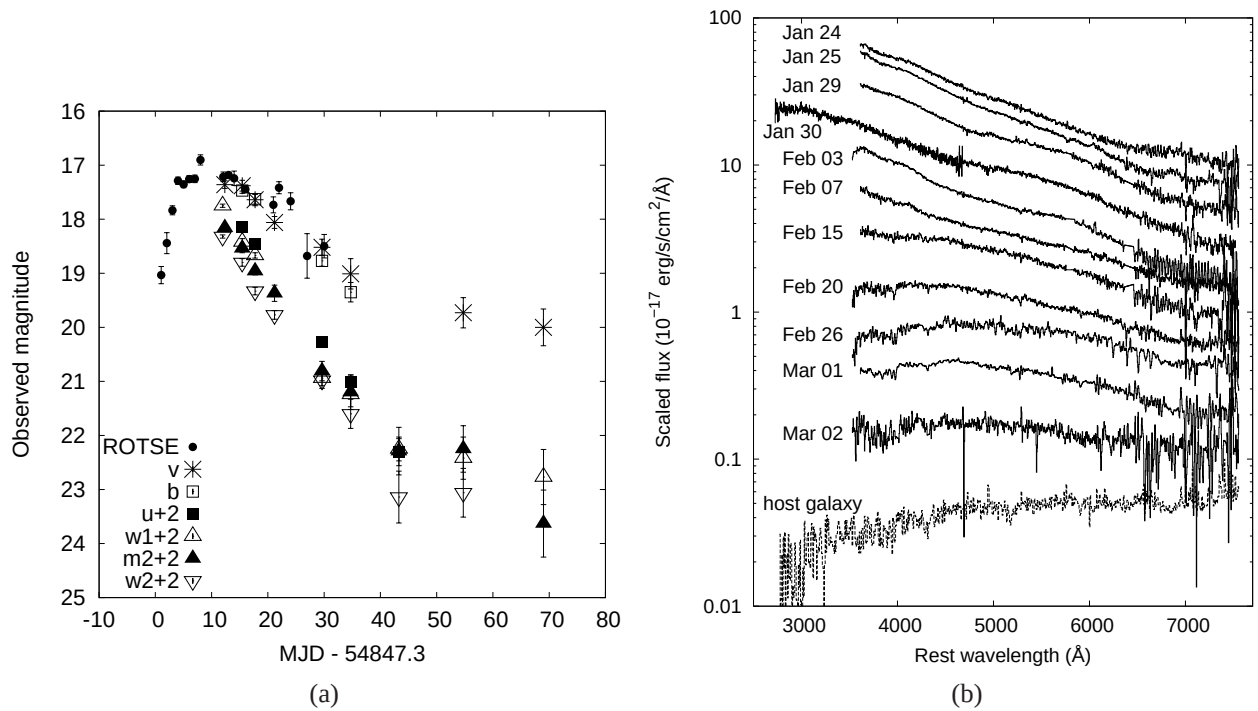
"Dougie" hivatalos bejelentéséhez szükség volt egy spektrum készítésére, ami a kutatócsoporton belül akkoriban az én feladatom volt. Az első spektrumot a texasi HET-tel 2009. január 24-én készítettük, amit további 11 színekép követett különböző műszerekkel. Már az első felvétel érdekessnek bizonyult: az új objektum egy kék színű, tiszta kontinuumot mutatott, mindenféle spektrumvonal nélkül. Ez alapján akár egy szokványos, korai fázisú II-P típusú SN is lehetett volna, de a későbbi mérések erre egyértelműen rációfoltak. "Dougie" egy folyamatosan csökkenő hőmérsékletű kontinuumsugárzó maradt a detektálhatósága során, és az optikai tartományban semmilyen spektrumvonalat nem sikerült azonosítani benne.

A ROTSE-IIIb teleszkóp szűrő nélküli sorozatfelvételei alapján egy kvázi-bolometrikus fény-

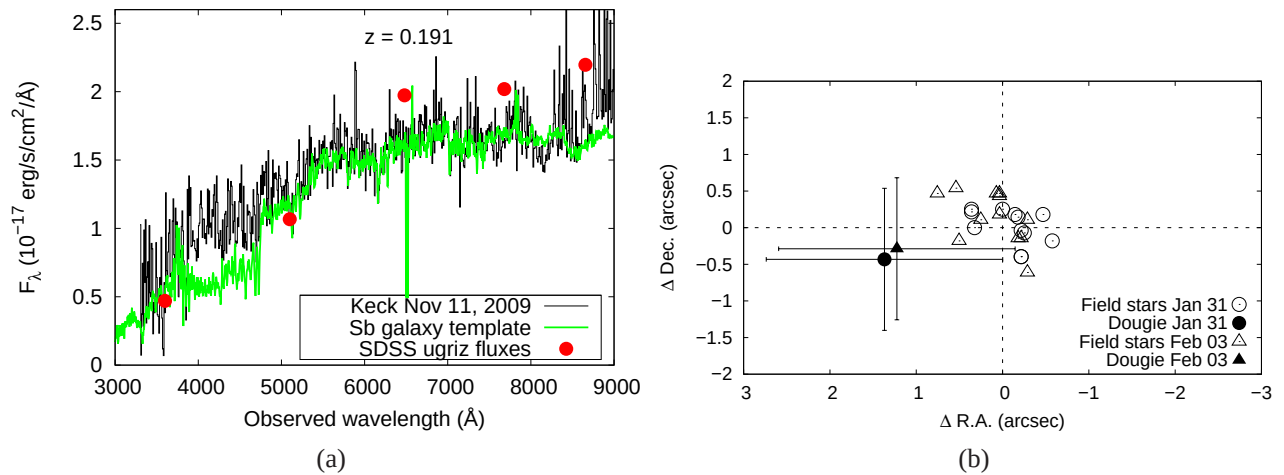
²A ROTSE programban akkoriban a *South Park* rajzfilmsorozat karakterei után neveztük el a felfedezett tranzieneket.



9.18. ábra. "Dougie" a *Swift* űrtávcső felvételein. Balra a UVOT kamera *U*-szűrős felvételeit ábrázoltam (a képmező mérete 5×4 ívperc), míg a jobb oldalon az XRT röntgéntávcsővel készült összesített expozíció látható. Mérhető röntgensugárzást nem sikerült detektálnunk, ebből a röntgenluminositás felső korlátjára $L_X < 6,6 \cdot 10^{42}$ erg/s adódott.



9.19. ábra. Bal oldal: "Dougie" fényváltozása a ROTSE és a *Swift* mérései alapján. Jobb oldal: a spektrumok időbeli fejlődése (Vinkó et al., 2015). A legalsó spektrum a gazdagalaxisról készült 10 hónappal a tranziens felfedezése után.



9.20. ábra. Bal oldal: "Dougie" gazdagalaxisának mért adatai a rájuk legjobban illeszkedő mintaspektrummal (zöld görbe). Jobb oldal: a tranziens és a gazdagalaxis fotocentrumának koordinátakülönbségei a *Swift* és az SDSS felvételek összehasonlításából. A tranziens a hibahatárral összemérhető eltolódást mutat a galaxis centrumához képest.

görbét sikerült összeállítanunk "Dougie"-ről, amelyet a *Swift* űrtávcsővel készített ultraibolya és optikai mérésekkel kombináltunk. Az egyedi fénygörbék a 9.19 ábra bal oldalán láthatók, míg a spektrumok az ábra jobb oldalán vannak feltüntetve (az adatsorok részleteiről lásd Vinkó et al., 2015).

A gazdagalaxisről csoportunk másik tagja, Robert Quimby a 10 m-es Keck teleszkóppal készített színképet 2009. november 11-én. A Kinney et al. (1996) cikkben szereplő galaxisspektrumokkal történő összehasonlítás után (9.20. ábra bal oldali grafikonja) megállapítottam, hogy ez egy passzív (tehát csillagfejlődési aktivitást nem mutató), Sb-típusú galaxis. Ez összhangban van az SDSS automata klasszifikációjával, ami szintén galaxisnak osztályozta az objektumot. A mintaspektrumokkal való keresztkorreláció alapján a legvalószínűbb vöröseltolódás $z = 0,191 \pm 0,022$, ami szintén jó egyezésben van az SDSS DR10 táblázatában szereplő fotometriai vöröseltolódással (foto- $z = 0,207 \pm 0,017$). A vöröseltolódásnak megfelelő luminozítás-távolság eszerint $D_L = 897$ Mpc (Λ -CDM kozmológiát és $H_0 = 73$ km/s/Mpc Hubble-állandót feltételezve).

A 9.20. ábra jobb oldala a tranziens és a gazdagalaxis centruma közti pozíciókülönbséget ábrázolja. Ezt úgy határoztam meg, hogy összevetettem a galaxis fotometriai centrumának (a fényességprofil középpontjának) koordinátáit a tranziens mért koordinátaival. Előbbit az SDSS adatbázisban szereplő r -szűrős kombinált felvételen mértem meg, majd ezt követően a *Swift*-felvételeken referenciacsillagokat azonosítottam, amelyek koordinátáit hozzáillesztettem az SDSS-felvételen is látszó ugyanazon objektumok koordinátaíhoz. Ezzel kiküszöböltem az SDSS és a *Swift* pozíciómérései közti relatív eltolódást. Az ily módon kalibrált *Swift*-felvételeken a tranziens pozícióját megmérve a 9.20. ábra jobb oldalán látható, fekete szimbólumokkal ábrázolt eltolódásokat kaptam (az üres szimbólumok a referenciaobjektumok pozícióinak mért különbségeit mutatják a

koordináta-korrektúra után – ezek szórása az egész pozíciómérési eljárás összesített hibáját jellemzi). Eredményem szerint "Dougie" pozíciója a hibahatárhoz közeli, de mérhető eltérést mutatott a galaxis fotometriai centrumához képest.

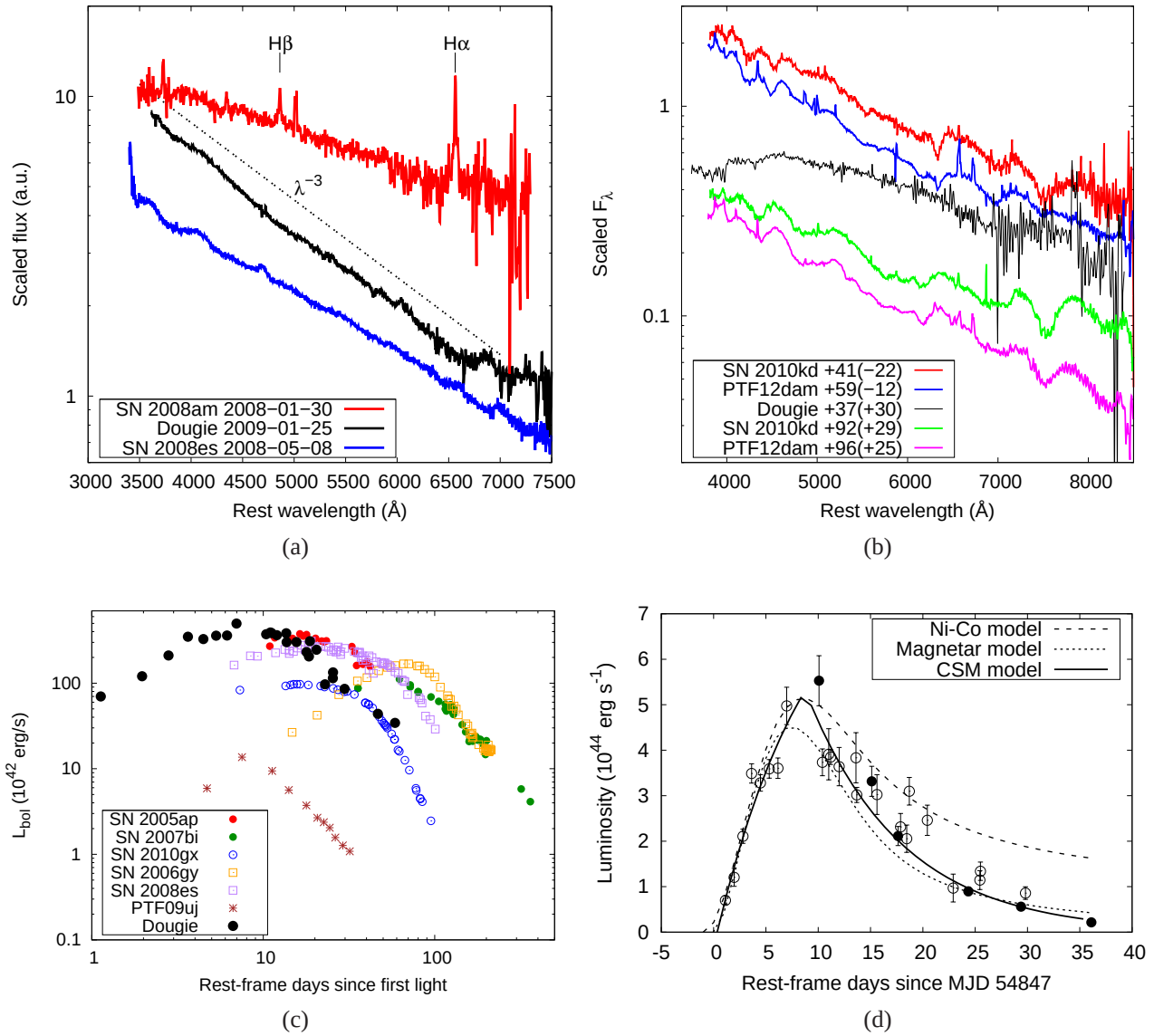
A fenti ~ 900 Mpc fotometriai távolság értelmében "Dougie" maximális abszolút fényessége $-22,3$ magnitúdó volt, ami messze felülmúlja a SLSN-k -21 magnitúdós küszöbfényességét. Ez alapján eleinte erős volt a gyanú, hogy "Dougie" egy különleges SLSN lehet. Ezt a hipotézist azonban sem a fotometriai, sem a spektroszkópiai méréseink nem támasztották alá. A 9.21. ábrán a felső sorban láthatók "Dougie" spektrumai más SLSN-k színeképeivel összevetve. A különbözőség szembeötlő: "Dougie" egyik SLSN típusra sem emlékeztet, holott azok egymáshoz igen hasonló spektrumokat mutatnak. A fénygörbékkel (alsó két ábra) hasonló a helyzet: "Dougie" fényváltozása sokkal rövidebb időskálájú, mint a legtöbb ismert SLSN, maximális fényessége ugyanakkor nagyobb. Mindebből azt a következtetést vontuk le, hogy "Dougie" valószínűleg nem SLSN volt.

Ennek ellenére megvizsgáltam, hogy vajon a 9.3. fejezetben már tárgyalt SLSN-modellek miként illeszthetők "Dougie" fénygörbéjére. A 9.21. ábra jobb alsó grafikonja mutatja az illesztés eredményeit. Habár a görbék és a mérési pontok illeszkedése elfogadható, a modellek egyike sem tekinthető konzisztensnek. A Ni-Co radioaktív bomlási modellben ugyanaz a probléma merül fel, mint más SLSN-eknél: a fénygörbe gyors időfejlődése kb. $\sim 1 M_{\odot}$ ledobott anyagot igényel, míg a maximális fényességhez $\sim 15 M_{\odot}$ kezdeti ^{56}Ni -tömeg kellene, ami nyilvánvaló ellentmondás. A magnetármódelben a tömeg szintén $1 M_{\odot}$ körüli, a kezdeti sugár viszont rendkívül nagynak, 10^{14} cm-nek adódott, ami nehezen feleltethető meg egy kollapszár SN konfigurációjának. A CSM-kölcsönhatás modell valamivel realisztikusabb paramétereket ($E \sim 0,8 \cdot 10^{51}$ erg robbanási energia egy $M_{\text{CSM}} \sim 2,6 M_{\odot}$ tömegű CSM-felhőbe juttatva) eredményezett (az ábrán is látható, hogy a fénygörbe hasonló alakú, mint a IIn típusú PTF09uj fényváltozása volt), itt azonban a legfőbb kifogás a CSM-kölcsönhatás során általában megjelenő keskeny emissziós vonalak teljes hiánya "Dougie" színeképeiben. A SLSN-modellek illesztési eredményei tehát megerősítették azt a gyanút, hogy "Dougie" nem szupernóva, hanem egy sokkal egyedibb, különlegesebb objektum volt.

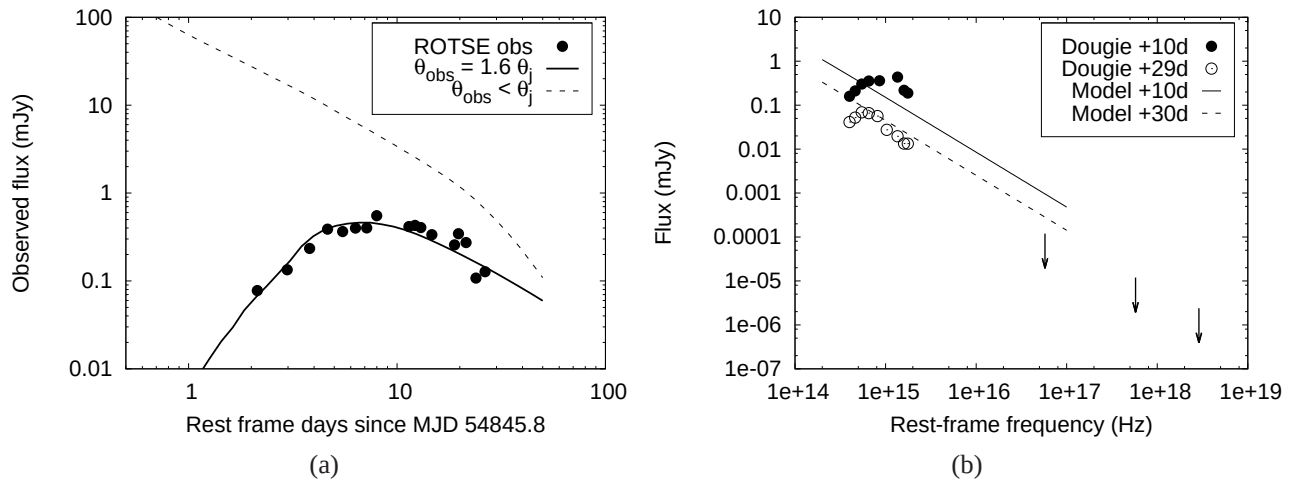
"Dougie" mivoltának kiderítéséhez sokféle tranziens objektum modelljét megvizsgáltam. Ezek sorrendben az alábbiak voltak:

- két neutroncsillag összeolvadása (merger-nova),
- gamma-kitörés utófénylése (orphan afterglow),
- árapály-katasztrófa (tidal disruption event, TDE) egy szupernagy tömegű fekete lyukhoz közel.

A neutroncsillagok összeolvadásának modelljét gyorsan elvetettem, mert Metzger & Piro (2014) számításai szerint ezek a tranziensek minden esetben igen gyors (10–20 óra) felfényesedést mutatnak, szemben "Dougie" kb. 10 napos felfényesedési idejével. Az egy nagyságrenddel hosszabb diffúziós időskála nem egyeztethető össze a két neutroncsillag összeolvadásakor várható körülményekkel, ezért ezt a modellt részletesebben nem is vizsgáltam tovább.



9.21. ábra. Bal felső: "Dougie" spektrumának (fekete görbe) összehasonlítása korai fázisú SLSN-II objektumokkal. A kék kontinuum hasonló, de a SLSN-II jellegzetes Balmer-emissziós vonalai hiányoznak. Jobb felső: "Dougie" spektruma (fekete görbe) 30 nappal a maximum utáni fázisban, más SLSN-I típusú objektumok színképeivel összevetve. Az egyes objektumok robbanás utáni fázisai (zárójelben a maximum utáni fázisai) napokban a bekeretezett feliraton vannak feltüntetve. "Dougie" egyetlen olyan spektrumvonalat sem mutatott, amely más SLSN-I objektumokban előfordul. Bal alsó: "Dougie" fényváltozása (fekete pontok) más SLSN-k fénygörbéjéhez képest fényesebb, és gyorsabb fejlődésű volt. Jobb alsó: a 9.3. fejezetben diszkutált SLSN-modellek illeszkedése "Dougie" fénygörbéjére. Az illeszkedés elfogadható, de egyik modell sem önkonzisztens (lásd a szövegben).



9.22. ábra. Bal oldal: "Dougie" mért fénygörbéje a rá illesztett GRB-utófénylés modellel. A szaggatott görbe azt az utófénylést mutatja, amit egy olyan megfigyelő látna, aki a részecskenyaláb (jet) nyílásszögén belül helyezkedik el, a folytonos görbe pedig azt, amikor az észlelő a jet nyílásszögének kb. másfélszeresének megfelelő irányból méri a fényváltozást. A felhasznált modellek van Eerten et al. (2012) szimulációi voltak.

A gamma-kitörés (gamma-ray burst, GRB) optikai utófénylése akkor jön létre, amikor a centrális objektumból kidobódó relativisztikus részecskenyaláb (jet) beleütközik a csillagkörüli anyagba, lelassul, és energiája termalizálódik. Az a megfigyelő, aki a nyaláb kúpszögénél kisebb szögből látja a jelenséget, a 9.22. ábra bal oldalán feltüntetett szaggatott görbének megfelelő fénygörbét észlelheti (ez az ún. azonnali, "prompt" emisszió). Viszont az a megfigyelő, aki a nyaláb kúpszögénél (az ábrafeliraton θ_j) nagyobb szögből észlel, a relativisztikus nyalábolás (relativistic beaming) miatt a prompt emissziót nem látja, csak később tapasztal egy lassan erősödő utófénylést, amikor az ő iránya belekerül az egyre lassuló nyaláb egyre táguló emissziós kúpszögébe. van Eerten et al. (2012) GRB-szimulációit felhasználva azt kaptam, hogy "Dougie" megfigyelt fényváltozását akkor lehet GRB-utófényléssel megmagyarázni, ha a megfigyelő iránya és a nyaláb közti szög legalább a nyaláb kúpszögének másfélszere volt. Ez konzisztens azzal a megfigyelési korláttal, hogy "Dougie" sem mérhető gammasugárzást, sem erős röntgenemissziót nem mutatott. Ennélfogva, ha "Dougie" egy GRB volt, akkor csakis a fentiek megfelelő oldalirányú (off-axis) kitörést mutathatott.

Sajnos azonban a viszonylag jól illeszkedő fénygörbe itt sem elegendő a végső konklúzióhoz, ugyanis a modellnek a spektrumokat is meg kell magyaráznia. Ebben viszont a 9.22. ábra jobb oldali grafikonjának tanúsága szerint a GRB-utófénylés sem aratott sikert. A GRB-utófény jóslott spektruma (folytonos és szaggatott vonal) a szinkrotronsugárzásnak megfelelően hatványfüggvény alakú az optikai és az UV-röntgen tartományban. Ezzel szemben a mért spektrum inkább egy magas hőmérsékletű Planck-görbére, vagy legalábbis valamilyen kék tartománybeli maximumot mutató görbére hasonlított, mintsem egy rövidebb hullámhosszak (az ábrán nagyobb frekvenciák)

felé csökkenő hatványfüggvényre. Az utófénylés-modell szerint az emisszió mértéke a röntgen-tartomány felé csökken, de az optikai tartományra illeszkedő modell az észlelt felső korlátoknál (az ábrán nyilak) magasabb röntgenemissziót jósol. Mindezeket összevetve végül arra a következtetésre jutottam, hogy a GRB-utófénylés egy lehetséges, de korántsem plauzibilis magyarázat "Dougie" valódi fizikai mivoltára.

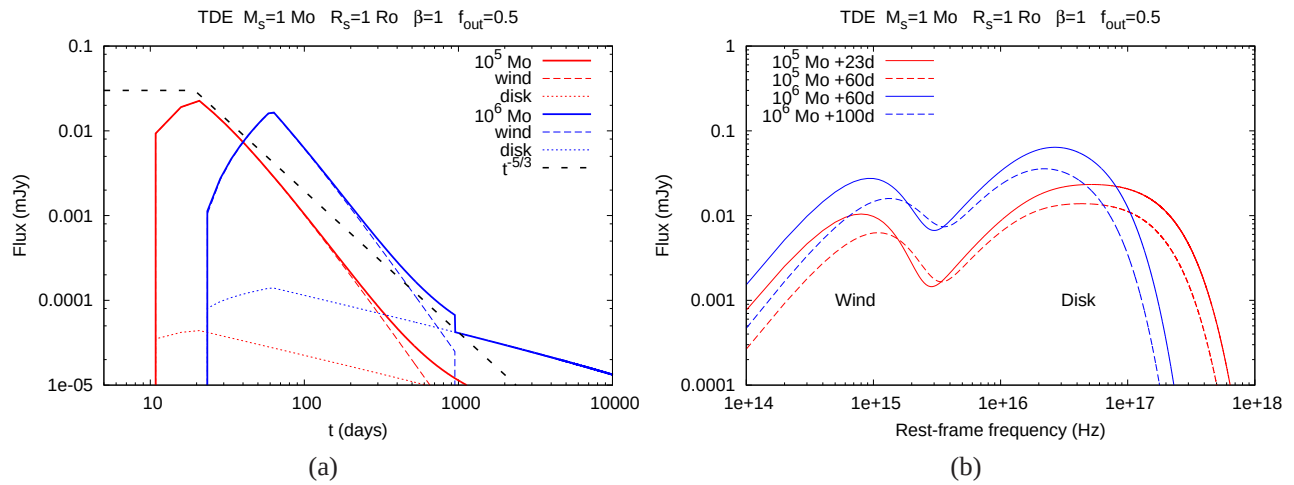
A vizsgált modellek közül a legjobb illeszkedést egyértelműen az árapály-katasztrófa (TDE) modell szolgáltatta, így társszerzőimmal közösen arra a konklúzióra jutottunk, hogy "Dougie" legnagyobb valószínűséggel egy ilyen esemény volt. Ez természetesen nem tekinthető 100%-osan bizonyosnak, de jelenleg ez a modell szolgáltatja a leginkább konzisztens magyarázatot "Dougie" megfigyelt jellemzőire.

TDE akkor következik be, amikor egy M_s tömegű, R_s sugarú, gravitációsan kötött objektum (pl. egy csillag) egy $M_h \gg M_s$ tömegű másik testet (pl. egy nagy tömegű fekete lyukat) az "árapály-sugárral" (tidal radius, $R_T = R_s(M_h/M_s)^{1/3}$, Rees, 1988) összemérhető távolságra megközelít. Ha a két test közötti minimális távolság R_p , az ütközési paramétert $\beta = R_T/R_p$ alakban definiálva, $\beta > 1$ esetben a fekete lyuk gravitációja legyőzi a csillag gravitációs kötési energiáját, és a csillag teljesen szétesik. $\beta < 1$ esetben részleges szétesés történhet, de ennek részletei sokkal kevésbé tisztázottak, mint a teljes szétesésé, ezért a továbbiakban azt feltételezem, hogy teljes szétesés történik (ez a jelenség "spagettizálódás" néven is ismert a fekete lyukakról szóló népszerűsítő- ismeretterjesztő irodalomban).

A széthulló csillagnak az az oldala, amelyik közelebb volt a fekete lyukhoz, a fekete lyuk körül pályára áll, és t_{min} idő elteltével elkezdi a fekete lyukra hullani. Körülbelül az eredeti csillagtömeg fele jut erre a sorsra. A tömeg másik fele eltávolodik a fekete lyuk teréből, és egy hiperbola pályán mozgó törmelékfelhővé válik. Egyszerűen belátható (pl. Lodato & Rossi, 2011), hogy $t_{min} \sim t_p(R_p/R_s)^{3/2}$, ahol $t_p = (GM_h/R_p^3)^{-1/2}$ a szabadesési időskála R_p távolságban.

A visszahulló anyag a pericentrumhoz érve a belső sűrűlódás következtében impulzusmomentumot veszít, és egy akkréciós korongot formál, amely gyorsan kiterjed az eseményhorizontig. A korong belső sugara kb. 3-szorosa a Schwarzschild-sugárnak ($3R_s = 6GM_h/c^2$), a külső része pedig kb. R_p -ig terjed ki. A korong azonban nem nyeli el a teljes visszahulló anyagot, csupán a legkorábban visszaérőt, így a később érkező anyagfelhő beleütközik a korongba, feltorlódik, felhevül és sugározni kezd. A kezdeti akkréciós ráta kb. $\dot{M} \sim M_s/3t_{min}$, ami jóval nagyobb is lehet, mint a fekete lyuk Eddington-rátája (az Eddington-luminozításhoz tartozó maximális akkréciós ráta), $\dot{M}_E = L_E/\eta c = 4\pi GM_h/\eta c \kappa$, ahol $\eta \approx 0,1$ a tömeg-akkréció sugárzás alakulásának hatásfoka, $\kappa = 0,4 \text{ cm}^2/\text{g}$ a teljesen ionizált H-plazma opacitása, c a fénysebesség. Az ilyen folyamatot szuper-Eddington-akkréciónak nevezik. Ennek jellegzetessége, hogy az egyre erősödő sugárnyomás a szó szoros értelmében kifújja a még befelé hulló anyagfelhő egy részét (részletesen lásd pl. Strubbe & Quataert, 2009). Ez a külső szemlélő számára egy robbanásszerű anyagkiáramlást jelent, hasonlót, mint egy SN-robbanás, csak természetesen más eredetűt.

A kifújó anyag nagy sebességgel távol, és jelentős tömege miatt optikailag vastag lesz. En-



9.23. ábra. Egy Nap-típusú csillag árapály-katasztrófája során keletkező fénygörbék (bal oldal) és spektrumok (jobb oldal) Lodato & Rossi (2011) modelljei alapján. A piros és kék görbék rendre a 10^5 ill. a $10^6 M_{\odot}$ -ű fekete lyukhoz tartoznak. A fénygörbéken a folytonos görbe az eredő luminozitást, a szaggatott görbe a szuper-Eddington csillagszél járulékát, míg a pontozott vonal az akkréciós korong járulékát mutatja. A fekete szaggatott vonal a kanonikus $t^{-5/3}$ meredekségű fényváltozást illusztrálja. A spektrumoknál a folytonos vonal a maximális optikai luminozitás idején, a szaggatott vonal egy későbbi időpontban várható spektrumot mutatja.

nek sugárzása főként az optikai tartományban egy gyors kezdeti felfényesedést okoz, amely egy maximumot követően halványodni kezd. A halványodás üteme hasonló az akkréciós ráta időbeli csökkenéséhez, $\dot{M}(t) = \dot{M}_{\max}(t/t_{\max})^{-5/3}$ (Rees, 1988), igaz, a kitevő a kanonikus $-5/3$ -tól kissé különbözni fog a különböző hullámhossztartományokon mért fénygörbéken (Lodato & Rossi, 2011). A szuper-Eddington-csillagszél hatásának lecsengése után az akkréciós korong luminozitása lesz a domináns, amely alacsonyabb, de jóval hosszabb ideig (akár évekig) fennmaradó, lassan csökkenő fényességet eredményez.

A fentieket jól illusztrálja a 9.23. ábra, ahol egy Nap-típusú csillagnak egy 10^5 és egy $10^6 M_{\odot}$ -ű szupernagy tömegű fekete lyuk terében bekövetkező árapály-katasztrófája során keletkező fényváltozást és spektrumot ábrázoltam Lodato & Rossi (2011) analitikus modellje alapján. A bal oldali ábrán a fénygörbék, a jobb oldalon pedig a spektrumok láthatóak. A fénygörbéken a kezdeti csúcsot a szuper-Eddington-akkréció okozta kifúvás kelti (szaggatott vonalak), az akkréciós korong hatása (pontozott görbék) csak jóval később jelentkeznek. Látható, hogy a kisebb tömegű fekete lyuk hamarabb kezdődő és rövidebb ideig tartó optikai csúcsot generál, mint a 10-szer

nagyobb tömegű. Ez előbbinek időskálája kb. hasonló "Dougie" megfigyelt fénygörbéjéhez. A spektrumokon főként az látszik, hogy az optikai tartományt teljesen a kifúvás ("wind") dominálja, a korong ("disk") hatása csak a röntgen- és gammatartományban jelentkezik. Az is jellegzetes, hogy a maximum után a spektrumok növekvő hőmérsékleteket mutatnak. Ez amiatt van, mert a fenti egyszerű modellben az idő múlásával a kifúvás optikai mélysége egyre csökken, emiatt

9.2. táblázat. "Dougie" TDE-modelljének fő paraméterei

Paraméter	érték	Megjegyzés
M_h	0,2	Fekete lyuk tömege ($10^6 M_\odot$)
M_s	0,8	Széteső csillag tömege ($M_\odot$)
R_s	0,9	Széteső csillag sugara ($R_\odot$)
R_T	56	árapálysugár ($R_\odot$)
β	0,97	ütközési paraméter (R_T/R_p)

egyre inkább a belső, magasabb hőmérsékletű rétegek válnak észlelhetővé. A valóságban azonban nem ilyen egyszerű a helyzet, a részletes numerikus szimulációk szerint lehetséges akár időben csökkenő (vagy stagnáló) hőmérséklet is bizonyos esetekben (lásd lentebb).

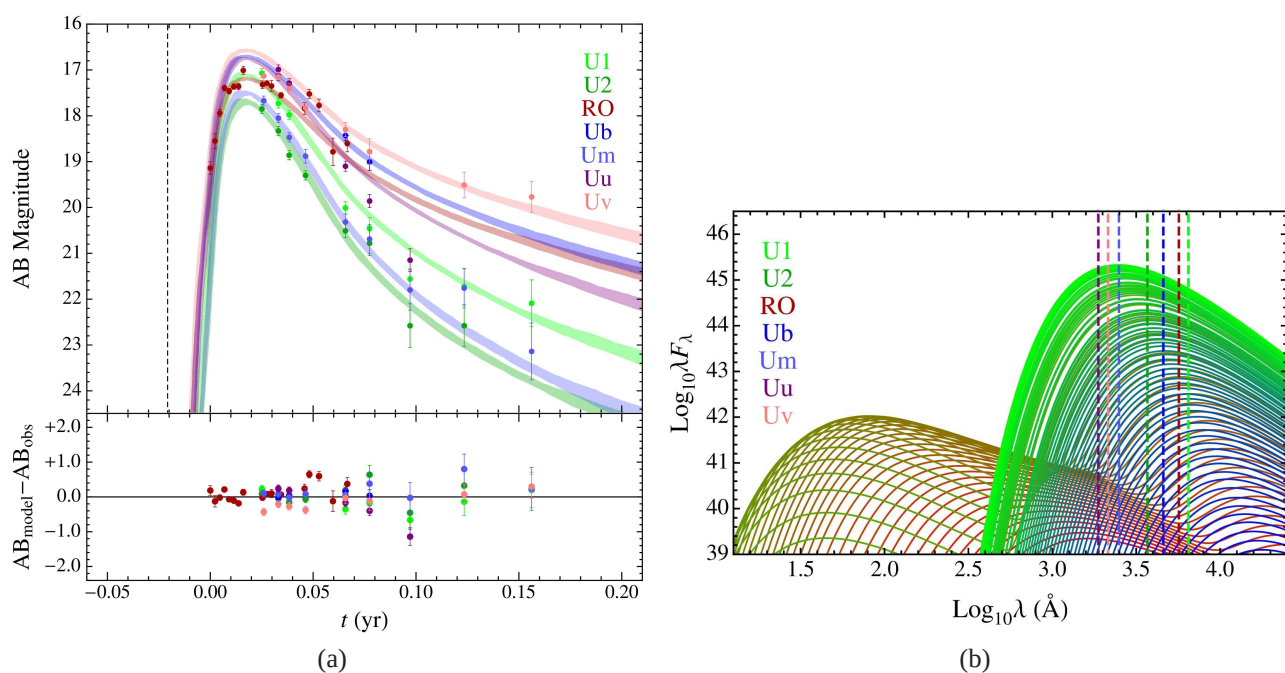
"Dougie" TDE-modelljét nem a 9.23. ábrán bemutatott egyszerű analitikus modellre, hanem társszerzőink, James Guillochon és Enrico Ramirez-Ruiz numerikus szimulációkra épülő, TDEfit nevű kódjára alapoztuk (Guillochon & Ramirez-Ruiz, 2013; Guillochon, Manukian & Ramirez-Ruiz, 2014). A konkrét modellezést társszerzőink végezték, ezért itt csak a végeredményt mutatom be, további részletek a Vinkó et al. (2015) cikkben szerepelnek.

A 9.2. táblázatban a megfigyelésekre legjobban illeszkedő modell főbb paraméterei találhatóak. Az illesztett fénygörbék és a modellből adódó spektrális energiaszórás-görbék a 9.24. ábrán láthatóak. Ezek alapján megállapítható, hogy "Dougie" megfigyelt jellemzői konzisztensek egy erős szuper-Eddington-akkréciót mutató TDE-vel. Az UV-optikai spektrumot a kidobódott anyag ("wind") komponens dominálja, ennek időfejlődése a szimulációk alapján egyre csökkenő hőmérsékletű feketetestre emlékeztet, ami ugyan ellentétes az egyszerű modell által jósolt egyre forróbbá váló SED-del (9.23. ábra), de összhangban van "Dougie" megfigyelt spektrális evolúciójával.

A fénygörbék megfigyelt időskálája ($t_{max} \sim 10$ nap) alapján a centrális fekete lyuk tömegének várható nagyságrendje $M_h < 10^6 M_\odot$. Valóban, a 9.2. táblázat alapján a legvalószínűbb érték $M_h \sim 2 \cdot 10^5 M_\odot$, de a Monte-Carlo-szimulációk alapján a szóba jöhető értékek tartománya $7 \cdot 10^4 < M_h < 1.5 \cdot 10^6 M_\odot$ -re terjed ki. Haring & Rix (2004) kalibrációja alapján a centrális fekete lyuk tömege korrelál a centrális dudor (bulge) tömegével:

$$\log(M_h/M_\odot) = 8,20(\pm 0,10) + (1,2 \pm 0,06) \cdot \log(M_{bulge}/10^{11} M_\odot) \quad (9.1)$$

Az SDSS-katalógus szerint a feltételezett gazdagalaxis fényessége $r \approx 20,3$ mag, amit összevetve a $D_L \sim 900$ Mpc luminozitás-távolsággal, a galaxis luminozitására $4,8 \cdot 10^9 L_\odot$ értéket kapunk. Mivel a galaxis Sb-típusú, a bulge aránya az összluminozitáshoz kb. 0,2 (pl. Binney & Merrifield, 1989). A tömeg-fényesség arányt ~ 5 -nek becsülve, 9.1 alapján a fekete lyuk várható tömegére $\sim 5 \cdot 10^6 M_\odot$ adódik. Megjegyzendő, hogy a fenti Haring–Rix-relációtól az egyes galaxisok akár ± 50 %-os eltérést is mutathatnak, így a centrális fekete lyuk becsült tömege marginálisan konzisztens a fenti illesztési eredménnyel.



9.24. ábra. "Dougie" TDE-modellje Guillochon, Manukian & Ramirez-Ruiz (2014) TDEfit kódja alapján. A bal oldali ábra az illesztett fénygörbéket, a jobb oldali a kapott spektrális energiaszórás-görbéket mutatja. A fénygörbén a különböző színek a különböző hullámhossztartományokat kódolják ("RO" a ROTSE R-szűrőre kalibrált méréseit, a többi a *Swift* optikai és ultrabolya szűrőit jelenti). A jobb oldali ábrán piros színnel a maximum előtti, zöld színnel a maximum körüli, kékkel pedig a késői fázisú SED-eket ábrázoltuk (Vinkó et al., 2015).

Egy másik érdekes lehetőség az, hogy az árapály-katasztrófa nem a központi fekete lyuknál történt, hanem egy másik, a centrumtól távolabbi, kisebb tömegű fekete lyuk terében. Erre utalhat az az eredményünk is, hogy a tranziens pozíciója és a galaxis fotocentruma nem esik egybe (9.20. ábra). Hasonló konfigurációjú, kisebb tömegű ($10^5 - 10^6 M_{\odot}$), nem centrális fekete lyukakat azonosítottak nemrég az NGC 3341 kölcsönható galaxisban, amelyek közül az egyik ráadásul Seyfert-2 típusú aktív (tehát akkretáló) galaxismag (Barth et al., 2008). Az ESO 243-49 galaxisban a közelmúltban felfedezett HLX-1 jelű ultrafényes röntgenforrás Webb et al. (2014) szerint egy $10^3 - 10^4 M_{\odot}$ -ű fekete lyuktól származó részecskenyaláb (jet) létevel magyarázható. Ezek a példák is alátámasztják, hogy a millió naptömegnél 1-2 nagyságrenddel kisebb tömegű, akár nem centrális pozíciójú fekete lyukak léte nem elképzelhetetlen.

"Dougie" felfedezésének idején (2009-ben) még pusztán 1-2 TDE-nek gondolt objektum volt ismert, főként úrfotometriából származó ultraibolya- és röntgenfénygörbék alapján. Az azóta eltelt néhány évben szinte gomba módra kezdtek szaporodni az irodalomban a "TDE-jelölt" (TDE candidate) tranziensek. Jelen sorok írásakor (2016 nyarán) James Guillochon online katalógusában³ 55 TDE-nek klasszifikált tranziens adatai szerepelnek. Habár ezek közül sokról nem lehet teljes bizonyossággal állítani, hogy valóban TDE, az objektumok gyorsan bővülő listája alátámasztja, hogy jóval gyakoribb jelenségről van szó, mint amit a korábbi, szórványos, véletlenszerű detektálások sejtetni engedtek. "Dougie" felfedezése jelentős hatással volt erre a területre, mert az elsők között világított rá arra, hogy a TDE-eket a pusztán kék kontinuumot, vagy csak 1-2 spektrumvonalat mutató, fényes extragalaktikus tranziensek között érdemes keresni.

³<https://tde.space>

10. fejezet

Kitekintés

Disszertációmban az elmúlt másfél évtizedben végzett tudományos kutatómunkám eredményeiről számoltam be.

Ezek mellett azonban még több más, nemzetközi együttműködésre alapuló szakmai projektben veszek részt, amelyekből a későbbiekben jelentős eredmények várhatók. Kitekintés gyanánt, a teljesség igénye nélkül, ezek közül említek meg kettőt.

A legjelentősebb ilyen projekt a Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX), amelyben 2009 óta veszek részt. Ez egy nagyszabású, innovatív égboltfelmérő program, amely 420 négyzetfoknyi célterületet spektroszkópiai úton kíván feltérképezni. Ehhez egy speciális multiobjektumspektrográf-komplexumot használ, amelyben 150 spektrográffal egyszerre 40 000 egyedi spektrumot lehet felvenni. A spektrográfokba vezető optikai szálak kötegei a HET távcső fókuszsíkjaiban mátrix-szerűen vannak elrendezve, ezáltal a 22 ívperc átmérőjű látómező kb. 1/7 részét lefedik. Az ezzel az eszközzel felvehető spektrumok tehát nem előre kiválasztott objektumokról készülnek, hanem a látómezőt "vakon" letapogatva, véletlenszerűen. A HETDEX tehát egy ún. "nem célzott felmérés" (untargeted survey), amely képes jelenleg ismeretlen objektumok felfedezésére, méghozzá spektroszkópiai úton.

A HETDEX eredeti célja olyan nagy vöröseltolódású galaxisok, ún. Lyman- α -emitterek felfedezése, amelyek Lyman- α -emissziója a vöröseltolódás miatt a látható tartományba, 350 – 550 nm közé tolódik. Ez praktikusán az $1,9 < z < 3,5$ vöröseltolódás-tartományban lehetséges. Az újonnan felfedezett Lyman- α -emitterek távolságából és az égbolton való térbeli eloszlásából a különböző kozmológiai modelleket lehet majd tesztelni. Így a HETDEX várhatóan nemcsak az Univerzum tágulását tudja majd kb. 1% pontossággal kimérni a fenti vöröseltolódások között, hanem az Univerzum görbültségét is kb. 0,1%-kal, ami egy nagyságrendnyi előrelépést jelent majd a jelenleg elérhető adatokhoz képest. Ennélfogva a HETDEX eredményei jelentősen bővíteni fogják a Világegyetem gyorsuló tágulásáról és a sötét energiáról szóló ismereteinket.

A grandiózus kozmológiai célok mellett a HETDEX számos más tudományos program számára szolgáltat majd felbecsülhetetlen mennyiségű új adatot, amelyek jelentősen profitálhatnak a HETDEX különleges adathalmazából. Sok egyéb projekt mellett ezek egyike az új tranziens ob-

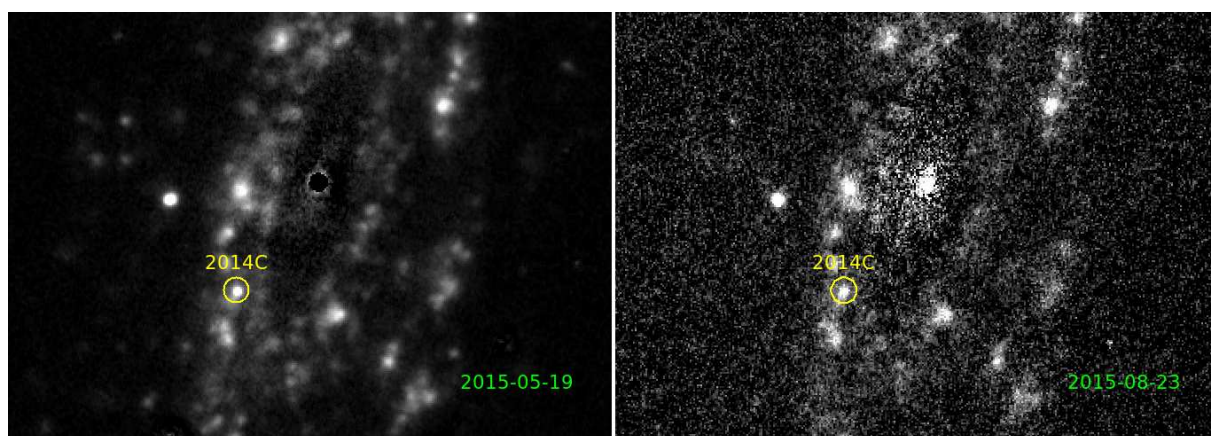
jektumok (elsősorban szupernóvák) felfedezésére irányuló program. Ennek alapötletét 2009-ben én vettem fel, amikor a University of Texas Csillagászat Tanszékén dolgoztam.

Új szupernóvák felfedezése a HETDEX projektben azért lehet érdekes, mert a szupernóvák azonosításához mindenképpen spektroszkópai észlelésre van szükség. A hagyományos, képalkotáson alapuló tranzienskereső programok manapság évente több ezer tranzienszt lokalizálnak, ezek jelentős része azonban klasszifikálatlan marad, mert egyszerűen nincs annyi spektroszkópai távcsőkapacitás a világon, amennyi elegendő lenne mindegyik új objektum kimérésére. Ezért az észlelők szelektálnak, ki-kí a lehetőségeinek, személyes érdeklődésének, műszerkapacitásának függvényében választja ki és klasszifikálja az új tranzienseket. A HETDEX mindezt szükségtelessé teszi, hiszen az új objektumról azonnal spektrum áll majd rendelkezésre. Mindemellett az is fontos, hogy a látómezőben (csaknem) bárhol elhelyezkedő új szupernóváról készül majd spektrum, nemcsak előre kiválasztott pozíciókban, pl. fényes galaxisok körül. Ezzel az észlelési stratégiával egyrészt statisztikailag jóval kevesebb mintavételi hibával terhelt adatokat kaphatunk a szupernóvák térbeli eloszlásáról, másrészt erősen megnő annak lehetősége, hogy valamilyen teljesen egyedi, korábban ismeretlen típusú tranziens objektumot találjunk.

A HETDEX-hez szükséges előkészítő munkát az elmúlt években több hazai és külföldi együttműködő partnerrel közösen végeztük el. Ennek során egyrészt a piszkéstetői Schmidt-távcsővel végigmértük a HETDEX két kijelölt célterületét (e hatalmas munka oroszánrészét fáradhatatlan kollégám, Sárneczky Krisztián végezte), és létrehoztunk egy CCD-felvételekből álló adatbázist, amely majd segítségünkre lesz az új objektumok azonosításánál. Az online elérhető katalógusok erre ugyanis nem elegendőek, főként az azokban lévő számos hiba és hiányosság miatt. Másrészt olyan eljárásokat és programokat fejlesztettünk ki, amelyekkel lehetővé válik a szupernóvák felfedezése a HETDEX spektrumai között. Mindkét alprojekt jelenleg is folyamatban van. A HETDEX (több évi csúszást követő) tervezett indulási dátuma 2016 ősze, így az eddigi fejlesztéseinket reményeim szerint hamarosan "élesben" is kipróbálhatjuk.

A másik projekt, amelyet röviden említék, az idős, több éves-évtizedes SN-k és a körülöttük lévő cirkumsztelláris anyagfelhő közti kölcsönhatás megfigyelésére irányul. Ehhez olyan SN-kat választottunk, amelyek Ib/c, vagy Ia típusúak voltak, tehát a robbanó objektum mindenképpen hidrogénszegény csillag volt. A csillagfejlődési elméletek szerint a hidrogénben gazdag korábbi csillaganyag az ilyen objektumokról még a robbanás előtt eltávozik, de a csillag körüli tartományban továbbra is jelen van. Amennyiben a nagy sebességgel táguló SN-robbanási felhő utoléri ezt a korábban kifújt, vagy ledobódott csillaganyagot, a heves ütközés ionizációt okoz a hidrogénben gazdag cirkumsztelláris anyagban, ami az azt követő hűlés és rekombináció során a hidrogén Balmer-sorozatán (főként a $H\alpha$ -ban) jelentkező emissziós vonalakat kelt. Hasonló jelenséget mutatott korábban a SN 1987A, ahol a robbanás előtt évezredekkel korábban ledobódott cirkumsztelláris gyűrűbe ütközött bele a SN táguló anyagfelhője (részletesebben lásd a 3.1.6. fejezetben).

A projekt ötlete és célja ennek a késői $H\alpha$ -emisszióknak a detektálása, ezáltal a korábban ledobódott cirkumsztelláris anyag helyzetének feltérképezése. Ennek érdekében 2014 óta végzünk



10.1. ábra. Az SN 2014C $H\alpha$ szűrőn keresztül 2015 májusában (bal oldal) és augusztusában (jobb oldal) készített CCD felvételei (utóbbi nagyon rossz időjárási körülmények között készült). A mérésekhez a McDonald Observatórium 2,7 m-es távcsövére szerelt DIAFI készülékét használtuk. Jól megfigyelhető a SN pozíciójában jelentkező $H\alpha$ -emisszió, ami több mint egy évvel a robbanást követően a cirkumsztelláris anyaggal történő kölcsönhatás miatt lép fel.

méréseket a texasi McDonald Observatórium 2,7 m-es távcsövével, a Virgo-halmaz vöröseltolódására hangolt speciális $H\alpha$ szűrőkkel. Az erre használt berendezés neve DIAFI (Direct Imaging Auxiliary Functions Instrument), ezért az egész projektet DIAFI-projektként emlegetjük.

A projekt előzetes eredményei közül illusztrációként a SN 2014C esetét mutatom be (10.1. ábra). Ez eredetileg Ib típusú, tehát hidrogénszegény SN volt, azonban nagyjából 100 nappal a robbanást követően erőteljes $H\alpha$ -emissziót kezdett mutatni (Milisavljevic et al., 2015). Az egyre erősödő $H\alpha$ emissziót a mi DIAFI programunk is detektálta a kb. 500 nappal a robbanás után készült felvételen (10.1. ábra bal oldal). A 3 hónappal későbbi felvételen (az ábra jobb oldalán) szintén még látható az emisszió. Ez az eset pontosan az elméletek által megjósolt módon ment végbe, a hidrogénszegény csillag robbanását követően a cirkumsztelláris anyagba beleütköző lökéshullám $H\alpha$ -emissziót hozott létre, amelyet az általunk használt mérési módszerrel is sikerült detektálni. Várhatóan a közeljövőben több más SN esetében tudunk majd hasonló jelenséget megfigyelni a mintegy 100 vizsgált célobjektum folyamatos követése során.

Köszönetnyilvánítás

Több évtizedes kutatómunka után, különösen akkor, ha az olyan széles körű hazai és nemzetközi együttműködések sorozatában valósult meg, mint az én esetemben, a részletes köszönetnyilvánítás hossza majdnem összemérhető lennie a disszertáció hosszával.

Ezért előljáróban és mindenekelőtt, külön felsorolás nélkül, általában szeretném kifejezni hálás köszönetemet, és reményemet a további gyümölcsöző együttműködésre, mindazon tisztelt kollégámnak, munkatársamnak, volt és jelenlegi hallgatónak, akikkel együtt dolgozhattam, és akik közreműködése nélkül a jelen disszertációban felsorolt eredmények töredéke sem jöhetett volna létre.

Szeretnék továbbá külön köszönetet mondani azon kollégáimnak, korábbi tanárainknak, hallgatóimnak, akikkel az évtizedek alatt a legszorosabb szakmai kapcsolatba kerültem, akiktől a legtöbbet tanulhattam, és akiknek a legtöbbet köszönhetek: korábbi oktatóim közül Dr. Szatmáry Károly egyetemi tanárnak és Dr. Bor Zsolt akadémikusnak (SZTE), korábbi doktori témavezetőmnek, Dr. Szabados Lászlónak (MTA CSFK), és korábbi hallgatóim, majd munkatársaim közül Sárneczky Krisztián tudományos segédmunkatársnak és Dr. Kiss L. László akadémikusnak (MTA CSFK). Külföldi partnereim közül külön köszönettel tartozom J. Craig Wheeler professzornak és Dr. Howie Marionnak (University of Texas at Austin), valamint Dr. Manos Chatzopoulosnak (University of Chicago).

Végül, de nem utolsósorban családomnak, feleségemnek, gyerekeimnek és szüleimnek szeretném megköszönni szerető támogatásukat, türelmüket és azt a határtalan bizalmat, amikor hosszú éveken keresztül elhitték nekem, hogy a kutatásra fordított rengeteg időm és energiám egyszer tényleg valami érdekes és értelmes eredményre fog vezetni.

Irodalomjegyzék

- [1] Aldering, G. et al. 2006, ApJ 650, 510
- [2] Arnett, W.D. 1980, ApJ 237, 541
- [3] Arnett, W.D. 1982, ApJ 253, 785
- [4] Arnett, W.D., Fu, A. 1989, ApJ 340, 396
- [5] Baade, W., Zwicky, F. 1934, Contrib. Mount Wilson Obs. Vol. 3, 73
- [6] Barbary, K. et al. 2009, ApJ 690, 1538
- [7] Barth, A. J. et al. 2008, ApJL, 683, L119
- [8] Benetti, S. et al. 2005, ApJ 623, 1011
- [9] Bersten, M. C. et al. 2012, ApJ 757, 31
- [10] Betoule, M. et al. 2014, A&A 568, 22
- [11] Binney, J., Merrifield, M. 1998, Galactic Astronomy (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press)
- [12] Bloom, J. S. et al. 2012, ApJ, 744, L17
- [13] Branch, D., Baron, E.A., Jeffery, D.J. 2003, in: Supernovae and Gamma-Ray Bursters (szerk. K. Weiler), Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 47
- [14] Branch, D. et al. 2005, PASP 117, 545
- [15] Branch, D. et al. 2006, PASP 118, 560
- [16] Bruzual, G, Charlot, S. 2003, MNRAS 344, 1000
- [17] Burns, C. R. et al. 2011, AJ 141, 19
- [18] Burns, C. R. et al. 2014, ApJ 789, 32
- [19] Burrows, A, 2013, Rev. Modern Physics 85, 245

- [20] Cao, Y. et al. 2015, ATel #7070
- [21] Capellaro, E. 2014 in: Supernova Environmental Impacts, Proc. IAU Symp. No. 296 (szerk. A. Ray & R.A. McCray), 37
- [22] Chatzopoulos, E. et al. 2011, ApJ 729, 143
- [23] Chatzopoulos, E., Wheeler, J.C., Vinkó, J. 2012, ApJ 746, 121
- [24] Chatzopoulos, E. et al. 2013, ApJ 773, 76
- [25] Chevalier, R.A., Fransson, C. 2003 in: Supernovae and Gamma-Ray Bursters (szerk. K. Weiler), Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 171
- [26] Chevalier, R.A., Irwin, C.M. 2011, ApJ 729, 6
- [27] Childress, M. J., Filippenko, A. V., Ganeshalingam, M., & Schmidt, B. P. 2014a, MNRAS 437, 338
- [28] Childress, M.J., Wolf, C., Zahid, H.J. 2014b, MNRAS 445, 1898
- [29] Childress, M.J. et al. 2015, MNRAS 454, 3816
- [30] Clocchiatti, A., Wheeler, J.C. 1997, ApJ 491, 375
- [31] Couch, S.M., Chatzopoulos, E., Arnett, W.D., Timmes, F.X. 2015, ApJ 808, 21
- [32] Crockett, R. M. et al. 2007, MNRAS 381, 835
- [33] Czekala, I. et al. ApJ 765, 57
- [34] Dessart, L. Hillier, D.J. 2005, A&A 439, 671
- [35] Dessart, L. et al. 2012, MNRAS 426, 76
- [36] Dessart, L., Blondin, S., Hillier, D. J., & Khokhlov, A. 2014, MNRAS 441, 532
- [37] Dhungana, G. et al. 2016, ApJ 822, 6
- [38] Duncan, J.C. 1921, Proc. of the National Academy of Sciences 7, 179
- [39] Eastman, R.G., Schmidt, B.P., Kirshner, R. 1996, ApJ 466, 911
- [40] Farkas, G.F. 2006, in: Ötvös Péter Festschrift (szerk. Font, Zs., Keserű, G.) Szeged, 47
- [41] Fesen, R.A., Saken, J.M., Hamilton, A.J.S. 1989, ApJ 341, L55
- [42] Filippenko, A.V. 1997, Ann. Rev. Astron. & Astrophys. 35, 309

- [43] Fisher, A., Branch, D., Nugent, P., Baron, E. 1997, *ApJL*, 481, L89
- [44] Folatelli, G. et al. 2014, *ApJL* 793, L22
- [45] Foley, R. J. et al. 2011, *ApJ* 732, 32
- [46] Foley, R. J. et al. 2012, *ApJ* 744, 38
- [47] Foley, R.J. et al. 2013, *ApJ* 767, 57
- [48] Fox, O.D. et al. 2015, *MNRAS* 447, 772
- [49] Fransson, C. et al. 2015, *ApJ* 806, 19
- [50] Fraser, M. et al. 2014, *MNRAS* 439, L56
- [51] Freedman, W. L. et al. 2001, *ApJ* 553, 47
- [52] Frieman, J. et al. 2008, *AJ* 135, 338
- [53] Gal-Yam, A. et al. 2009, *Nature* 462, 624
- [54] Gal-Yam, A. 2012, *Science*, 337, 927
- [55] Gerardy, C. L. et al. 2004, *ApJ* 607, 391
- [56] Gerke, J. et al. 2015, *ATel* #7069
- [57] Graur, O., Bianco, F.B., Modyaz, M. 2015, *MNRAS* 450, 905
- [58] Green, D.A., Stephenson, F.R. 2003, in: *Supernovae and Gamma-Ray Bursters* (szerk. K. Weiler), *Lecture Notes in Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 7
- [59] Guillochon, J., Manukian, H., Ramirez-Ruiz, E. 2014, *ApJ*, 783, 23
- [60] Guillochon, J., Ramirez-Ruiz, E. 2013, *ApJ*, 767, 25
- [61] Guy, J. et al. 2005, *A&A* 443, 781
- [62] Guy, J. et al. 2010, *A&A* 523, 7
- [63] Hamuy, M. Pinto, P. A. 2002, *ApJ* 566, L63
- [64] Haring, N., Rix, H. 2004, *ApJL*, 604, L89
- [65] Hartwig, E. 1885, *Astronomische Nachrichten* 112, 355
- [66] Hatano, K. et al. 1999a, *ApJ Suppl.* 121, 233

- [67] Hatano, K. et al. 1999b, ApJ 525, 881
- [68] Hayden, B. T. et al. 2010, ApJ 712, 350
- [69] Hogg, D.W. 1999, ArXiv:astro-ph/9905116
- [70] Howell, D.A. et al. 2006, Nature 443, 308
- [71] Howell, D.A. et al. 2009, ApJ 691, 661
- [72] Hoyle, F., Fowler, W.A. 1960, ApJ 132, 565
- [73] Hsiao, E. et al. 2007, ApJ 663, 1187
- [74] Hubble, E.P. 1929, ApJ 69, 103
- [75] Indebetouw, R. et al. 2014, ApJ 782, L2
- [76] Jeffery, D. J., & Branch, D. 1990, Supernovae, Jerusalem Winter School for Theoretical Physics, 149
- [77] Jha, S., Riess, A. G., & Kirshner, R. P. 2007, ApJ 659, 122
- [78] Kasen, D. et al. 2003, ApJ 593, 788
- [79] Kasen, D. 2010, ApJ, 708, 1025
- [80] Kasen, D., Bildsten, L. 2010, ApJ 717, 245
- [81] Kasliwal, M. et al. 2011, ApJ 730, 134
- [82] Kelly, P. et al. 2015, ATel #7082
- [83] Khokhlov, A. M. 1991, A&A 245, 114
- [84] Kinney, A.L. et al. 1996, ApJ 467, 38
- [85] Kirshner, R. P., Kwan, J. 1974, ApJ 193, 27
- [86] Kochanek, C.S., Szczygiel, D.M., Stanek, K.Z. 2011, ApJ 737, 76
- [87] Kulkarni, S.R. et al. 2007, Nature 447, 458
- [88] Kumar, B., Pandey, S. B., Sahu, D. K., et al. 2013, MNRAS 431, 308
- [89] Lampland, C.O. 1921, PASP 33, 79
- [90] Landau, L.D., Lifsic, E.M. 1980, "Elméleti Fizika VI: Hidrodinamika", Tankönyvkiadó, Budapest, 501

- [91] Law, N.M. et al. PASP 121, 1395
- [92] Leloudas, G. et al. 2012, A&A 541, A129
- [93] Leloudas, G. et al. 2015, A&A 574, 61
- [94] Li, W. et al. 2003, PASP 115, 453
- [95] Li, W. et al. 2006, ApJ 641, 1060
- [96] Littlefield, C. et al. 2012, AJ 143, 136
- [97] Littlefield, C. et al. 2013, AJ, 145, 145
- [98] Lodato, G., Rossi, E. M. 2011, MNRAS, 410, 359
- [99] Loebman, S. R. et al. 2015, AJ 149, 17
- [100] Lundmark, K. 1921, PASP 33, 225
- [101] Lunnan, R. et al. 2014, ApJ 787, 138
- [102] Maíz-Apellániz, J. et al. 2004, ApJL 615, L113
- [103] Maoz, D., Manucci, F., Nelemans, G. 2014, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 52, 107
- [104] Metzger, B. D., Margalit, B., Kasen, D., & Quataert, E. 2015, MNRAS 454, 3311
- [105] Margutti, R. et al. 2014, ApJ 780, 21
- [106] Marion, G. H. et al. 2013, ApJ, 777, 40
- [107] Marion, G. H. et al. 2014, ApJ 781, 69
- [108] Marion, G. H. et al. 2016, ApJ 820, 92
- [109] Mauerhan, J.C. et al. 2013, MNRAS 430, 1801
- [110] Mauerhan, J. C. et al. 2015, MNRAS 447, 1922
- [111] Maund, J. R., Smartt, S. J., Danziger, I. J. 2005, MNRAS 364, L33
- [112] Maund, J.R. et al. 2011, ApJ 739, L37
- [113] Maund, J. R. et al. 2015, MNRAS 454, 2580
- [114] Mazzali, P. A. et al. 2005, ApJ 623, L37
- [115] Mazzali, P. A. et al. 2007, Science 315, 825

- [116] McClelland, C. M. et al. 2010, ApJ 720, 704
- [117] McCully, C. et al. 2014, Nature 512, 54
- [118] Metzger, B. D., Piro, A. L. 2014, MNRAS 439, 3916
- [119] Milisavljevic, D. et al. 2015, ApJ 815, 120
- [120] Minkowski, R. 1941, MNRAS 53, 224
- [121] Minkowski, R. 1964, Ann. Rev. Astron. & Astroph. 2, 247
- [122] Moriya, T. et al. 2010, ApJ, 717, L83
- [123] Nadyozhin, D. K. 1994, ApJS 92, 527
- [124] Nadyozhin, D. K. 2003, MNRAS 346, 97
- [125] Nagy, A. 2012, Szupernóvák keltette lökéshullámok kölcsönhatása sűrű csillagkörüli anyaggal, Diplomamunka, Szegedi Tudományegyetem
- [126] Nagy, A. P., Ordasi, A., Vinkó, J., Wheeler, J. C., 2014, A&A 571, 77
- [127] Nagy, A. P., Vinkó, J. 2016, A&A 589, 53
- [128] Neill, J. D. et al. 2011, ApJ 727, 15
- [129] Nicholl, M. et al. 2013, Nature, 502, 346
- [130] Nomoto, K., Thielemann, F.K., Yokoi, K. 1984, ApJ 286, 644
- [131] Nugent, P. E. et al. 1995, ApJ 455, L147
- [132] Nugent, P. E. et al. 2011, Nature, 480, 344
- [133] Nugent, P. E., Kasen, D. 2013, Ann. Rev. Part. & Nucl. Sci. 63, 153
- [134] Ofek, E. O. et al. 2007, ApJ L, 659, L13
- [135] Parrent, J.T. et al. 2015, készülőben
- [136] Pastorello, A. et al. 2006, MNRAS 370, 1752
- [137] Pastorello, A. et al. 2009, MNRAS 394, 2266
- [138] Perlmutter, S. et al. 1997, ApJ 483, 565
- [139] Perlmutter, S. et al. 1999, ApJ 517, 565

- [140] Pskovskii, Ju. P. 1977, *Soviet Astronomy*, 21, 675
- [141] Quimby, R.M. et al. 2007, *ApJ* 668, L99
- [142] Quimby, R.M. et al. 2011, *Nature* 474, 487
- [143] Quimby, R.M. et al. 2012, *ApJ* 144, 177
- [144] Rees, M. 1988, *Nature*, 333, 523
- [145] Rest, A. et al. 2012, *Nature* 482, 375
- [146] Richardson, D., Jenkins, R.L.III, Wright, J., Maddox, L. 2014, *AJ* 147, 118
- [147] Riess, A.G., Press, W.H., Kirshner, R.P. 1996, *ApJ* 473, 88
- [148] Riess, A.G. et al. 2007, *ApJ* 659, 98
- [149] Riess, A.G. et al. 1998, *AJ* 116, 1009
- [150] Rushton, M. T. et al. 2005, *MNRAS* 360, 1281
- [151] Scalzo, R.A., Ruiter, A.J., Sim, S.A. 2014, *MNRAS* 445, 2535
- [152] Silverman, J.M. et al. 2013a, *ApJS* 207, 3
- [153] Silverman, J. M. et al. 2013b, *MNRAS* 436, 1225
- [154] Silverman, J. M. et al. 2015, *MNRAS* 451, 1973
- [155] Smartt, S. J. 2009, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.* 47, 63
- [156] Smith, N., McCray, R. 2007, *ApJ* 671, 17
- [157] Smith, N. et al. 2010, *ApJ* 709, 856
- [158] Smith, N. et al. 2007, *ApJ*, 666, 1116
- [159] Soderberg, A. M., Gal-Yam, A., Kulkarni, R.S. 2004, *GRB Coordinates Network No.* 2586
- [160] Strubbe, L. E., Quataert, E. 2009, *MNRAS*, 400, 2070
- [161] Szabó, Gy. M. et al. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 408, 915
- [162] Szalai, T. et al. 2011, *A&A* 527, A61
- [163] Szalai, T., Vinkó, J. 2012, *A&A* 549, A79

-
- [164] Szalai, T. 2013, Nagy tömegű csillagok végállapotai: szupernóva-robbanásokhoz kötődő porképződés és az LS 5039 gammakettős vizsgálata, PhD-értekezés, Szegedi Tudományegyetem
- [165] Szalai, T. et al. 2015, MNRAS 453, 2103
- [166] Takáts, K. 2013, II-es típusú szupernóvák távolságának meghatározása, PhD-értekezés, Szegedi Tudományegyetem
- [167] Takáts, K., Vinkó, J. 2012, MNRAS 419, 2783
- [168] Taubenberger, S. et al. 2013, MNRAS 432, 3117
- [169] Thomas, R. C., Nugent, P. E., Meza, J. C. 2011, PASP 123, 237
- [170] Thoene, C. et al. 2015, The Astronomer's Telegram, 8417
- [171] Turatto, M. 2003 in: Supernovae and Gamma-Ray Bursters (szerk. K. Weiler), Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 21
- [172] Valenti, S. et al. 2009, Nature 459, 674
- [173] Van Dyk, S.D. et al. 2011, ApJ 741, L28
- [174] Van Dyk, S.D., Matheson, T. 2012, ApJ 746, 179
- [175] van Eerten, H., van der Horst, A., MacFadyen, A. 2012, ApJ 749, 44
- [176] de Vaucouleurs, G., Corwin, Jr., H.G. 1985, ApJ 295, 287
- [177] Vinkó et al. 1999, Astronomy & Astrophysics, 345, 592
- [178] Vinkó, J. et al. 2001a, Astronomical Journal, 121, 3127
- [179] Vinkó, J. et al. 2001b, Astronomy & Astrophysics, 372, 824
- [180] Vinkó, J. et al. 2003, Astronomy & Astrophysics, 397, 115
- [181] Vinkó, J. et al. 2004, Astronomy & Astrophysics 427, 453
- [182] Vinkó, J. et al. 2006, MNRAS 369, 1780
- [183] Vinkó, J., Takáts, K. 2007, in: "Supernova 1987A: 20 Years After: Supernovae and Gamma-Ray Bursters", AIP Conference Proceedings Vol. 937, 394
- [184] Vinkó, J. et al. 2009, ApJ 695, 619
- [185] Vinkó, J. et al. 2010a, Central Bureau of Electronic Telegrams No. 2385, 1

- [186] Vinkó, J. et al. 2010b, Central Bureau of Electronic Telegrams No. 2386, 1
- [187] Vinkó, J. et al. 2012a, *Astronomy & Astrophysics* 540, 93
- [188] Vinkó, J. et al. 2012b, *Astronomy & Astrophysics* 546, A12
- [189] Vinkó, J., Sárneczky, K., Szing, A., 2015, *The Astronomer's Telegram* #7079
- [190] Vinkó, J., Sárneczky, K., Vida, K. 2015, *The Astronomer's Telegram* #7543
- [191] Vinkó, J. et al. 2015, *ApJ* 798, 12
- [192] Wang, L. et al. 2003, *ApJ* 591, 1110
- [193] Wang, X. et al. 2005, *ApJ* 626, 89
- [194] Webb, N. A. et al. 2014, *ApJL* 780, L9
- [195] Wheeler, J. C., Johnson, V., & Clocchiatti, A. 2015, *MNRAS* 450, 1295
- [196] Woosley, S., Heger, A., Weaver, T.A. 2002, *Rev. Modern Physics* 74, 1015
- [197] Woosley, S., Janka, T. 2005, *Nature Physics* 1, 147
- [198] Woosley, S. 2010, *ApJ* 719, 204
- [199] Yuan, F. et al. 2010, *ApJ* 715, 1338