

Kivétel a különlegesek között: Az Iax típusú szupernóvák luminozitás - sebesség relációjának vizsgálata

OTDK dolgozat

Bánhidi Dominik

Témavezető: Barna Barnabás, PhD

Fizikai Intézet & SZTE Bajai Obszervatórium

Természettudományi és Informatikai Kar

Szegedi Tudományegyetem



Szeged
2022

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	6
2. Elméleti háttér	7
2.1. Szupernóvák osztályozása	7
2.2. Termonukleáris szupernóvák asztrofizikája	8
2.2.1. Termonukleáris szupernóvák eredete	8
2.2.2. Fehér törpék	10
2.2.3. Sugárzáselméleti alapfogalmak	11
2.2.4. A robbanás mechanizmusa - a fehér törpe fúziós robbanása . .	13
2.2.5. A termonukleáris szupernóvák fénygörbéjének és spektrumának jellemzői	15
2.2.6. Az Iax szupernóvák fizikai paramétereinek közötti relációk	17
2.2.7. Egyszerűsített szupernóva modell	19
2.3. A TARDIS kód	22
3. Az SN 2014ck spektroszkópia tomográfiai elemzése	29
3.1. SN 2014ck	29
3.2. Korrekciók	31
3.2.1. Fluxus kalibráció	31
3.2.2. Tejútrendszerbeli vörösödés	31
3.2.3. Kozmológiai vöröseltolódás	32
3.2.4. Vörösödés a szupernóva galaxisában	32
3.2.5. Luminozitássűrűség előállítása	32
3.3. SN 2014ck spektrumok illesztése TARDIS kóddal	32
3.3.1. Az illesztett spektrumok	32
3.3.2. 2014.07.02-i (MJD=56840.52) spektrum	33
3.3.3. 2014.07.03-i (MJD=56841.52) spektrum	36
3.3.4. 2014.07.06-i (MJD=56844.52) spektrum	38
3.3.5. 2014.07.10-i (MJD=56848.49) spektrum	40
3.3.6. Sűrűség és abundanciaprofilok	41

4. Az Iax típusú szupernóvák luminozítás-sebesség relációjának vizsgálata	45
4.1. Iax szupernóva minta	45
4.1.1. SN 2002cx	45
4.1.2. SN 2005hk	46
4.1.3. SN 2008ha	46
4.1.4. SN 2010ae	47
4.1.5. SN 2011ay	47
4.1.6. SN 2012Z	47
4.1.7. SN 2015H	48
4.1.8. SN 2019muj	48
4.1.9. SN 2019gsc	48
4.1.10. SN 2020kyg	49
4.2. A luminozítás-sebesség reláció felülvizsgálatának eredményei	50
5. Összefoglalás	54
Bibliography	55
Köszönetnyilvánítás	60

1. fejezet

Bevezetés

A szupernóvák az univerzum legnagyobb energiájú kataklizmusok közé tartoznak, fényességük robbanást követően – mindössze néhány nap alatt erősen növekedve – akár a szülőgalaxisuk összfényességét is meghaladhatja. Ennek köszönhetően pedig különböző fizikai folyamatok tanulmányozhatók extrém körülmények között a segítségükkel, vagy éppen távolságot mérhetünk velük akár kozmológiai méretskálán is. Az ilyen egzotikus objektumok megfigyelése vezetett továbbá az Univerzum gyorsuló tágulásának a felfedezéséhez is ([23] és [21]), mely nem mellesleg a felfedezést tevő kutatócsoport vezetőinek Nobel-díjat eredményezett. Tanulmányozásuk olyan alapvető kérdésekre is választ ad, hogy hogyan jönnek létre az univerzumban az élet kialakulása szempontjából rendkívül fontos nehezebb elemek, illetve hogyan zárul a csillagfejlődés igen szép és érdekes körfolyamata a szupernóva lökéshullámok által. A szupernóvák egyik legnépesebb alosztályát képviselik az ún. termonukleáris (Ia típusú) szupernóvák, melyek esetében kettős rendszerben lévő fehér törpe fúziós robbanása zajlik le. Jelen dolgozat témája a termonukleáris szupernóvák egy speciális alosztályának, a hagyományos Ia szupernóváknál általában kisebb csúcs luminozitást és tágulási sebességet mutató Iax típusú szupernóvák spektrális vizsgálata. A nagyfokú diverzitást mutató objektumok fizikai paraméterei (pl. fényesebb objektumok nagyobb kinetikus energiájú robbanásokból származnak) közti szoros korreláció kézenfekvő lenne, ám a szakirodalomban megjelent eredmények jelentős szórással bíró mintát jeleznek. A sebesség-luminozitás összefüggés ellenőrzéséhez egy konkrét és több szempontból is érdekes példát, az SN2014ck szupernóvát választottam részletesebb tanulmányozásra. Dolgozatomban kitérek ezen szupernóvával kapcsolatban felmerülő kérdésekre és kételyekre, valamint bemutatom a szupernóva spektrumainak a TARDIS radiatív transzfer kódok segítségével történő vizsgálatát, végül az új eredmények felhasználásával a sebesség-luminozitás reláció felülvizsgálatát.

2. fejezet

Elméleti háttér

2.1. Szupernóvák osztályozása

A szupernóvákat színeképeik alapján eredetileg két nagy csoportba sorolják:

- **I-es típus:** Azok a szupernóvák, amelyek korai spektrumában nem tapasztalhatók hidrogén vonalak. Alosztályai:
 1. Ia: A spektrum szilícium vonalakat is mutat.
 2. Ib: Erős He I vonalak jellemzőek.
 3. Ic: Se szilícium, se hélium vonalak nem tapasztalhatók.
- **II-es típus:** Azok a szupernóvák, amelyek korai spektrumai hidrogén Balmer-sorozatának vonalait is mutatják. Emellett az idő előrehaladtával a Fe II és Ca II vonalak is fokozatos erősödést mutatnak. Alosztályai:
 1. IIb: a kezdetben erős hidrogén vonalak fokozatosan gyengülnek, miközben a He I vonalak erősödnek
 2. IIn: erős hidrogén emissziós vonalak jellemzőek.
 3. II-L: erős hidrogén vonalak mellett a maximum utáni konstans fényesség-csökkenés jellemző rájuk
 4. II-P: erősek a hidrogén vonalak, továbbá a maximum fényességet követően a fényesség egy ideig állandó, majd lineárisan csökken.

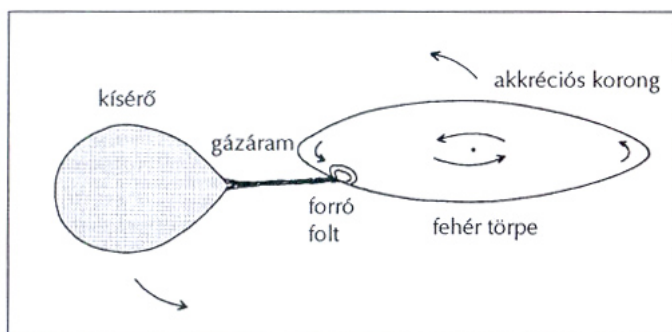
A későbbi vizsgálatok kimutatták, hogy a két nagy csoport esetében két, merőben más fizikai folyamatról van szó. A II-es, valamint az Ib és Ic típusú szupernóvákat kollapszár szupernóváknak is nevezzük, utalva arra, hogy a robbanást egy nagy tömegű magányos csillag magjának összeomlása (kollapszusa) okozza. Ezzel szemben az Ia szupernóvák esetében termonukleáris folyamatok okozzák a robbanást. Ugyanakkor megjegyzendő, hogy az Ia szupernóvák csoportja sem homogén, hanem további altípusokat különböztethetünk meg fényességük és színeképük alapján.

2.2. Termonukleáris szupernóvák asztrofizikája

2.2.1. Termonukleáris szupernóvák eredete

Az Ia típusú szupernóvák kialakulásához egy olyan kettős (vagy többes) csillagrendszer szükséges, ahol az egyik komponens egy elfajult állapotban lévő fehér törpe. Önmagukban a fehér törpék nem tudnak termonukleáris folyamatokat beindítani, hiszen azok a kis tömegű, Naphoz hasonló csillagok stabil fejlődési végállapotai, melyekben a hidrosztatikai egyensúlyt a gravitáció és elfajult elektrongáz nyomása biztosítja. A robbanáshoz szükség van egy, a fehér törpe tömegét valamilyen folyamattal növelő társcsillagra; a pontos folyamat azonban mind a mai napig az asztrofizika egyik nyitott kérdése. Jelenleg alapvetően két modell létezik:

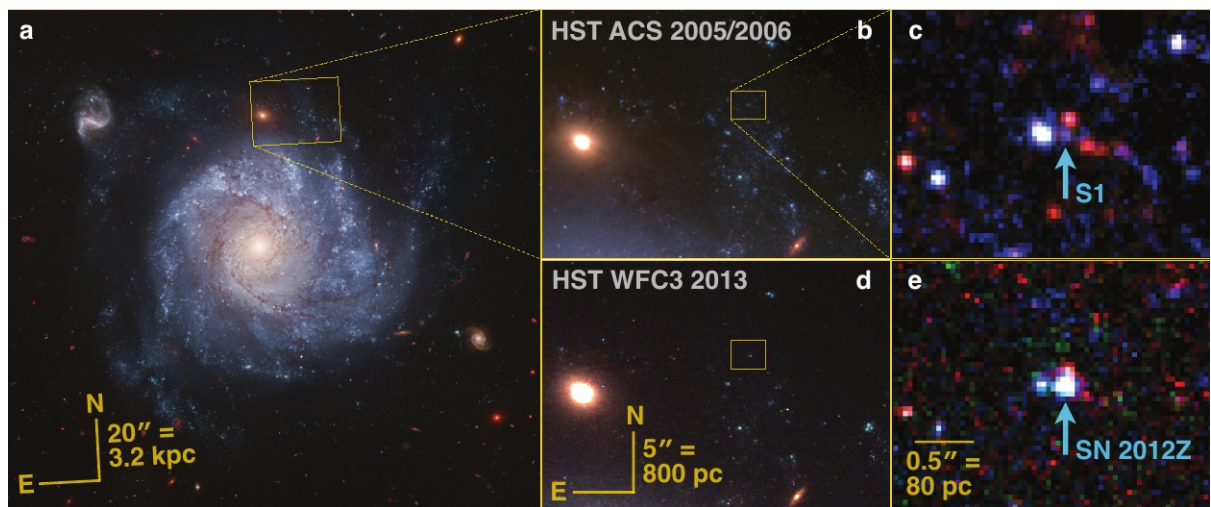
A szimplán degenerált modell (SD modell) szerint a fehér törpe társcsillaga egy, a Roche-térfogatát kitöltő fősorozati vagy óriásági csillag. Ennélfogva megindulhat az anyagáramlás a rendszer L_1 -es Lagrange pontján keresztül a fehér törpe felé és az így tudja megszerezni a robbanáshoz szükséges tömeget.



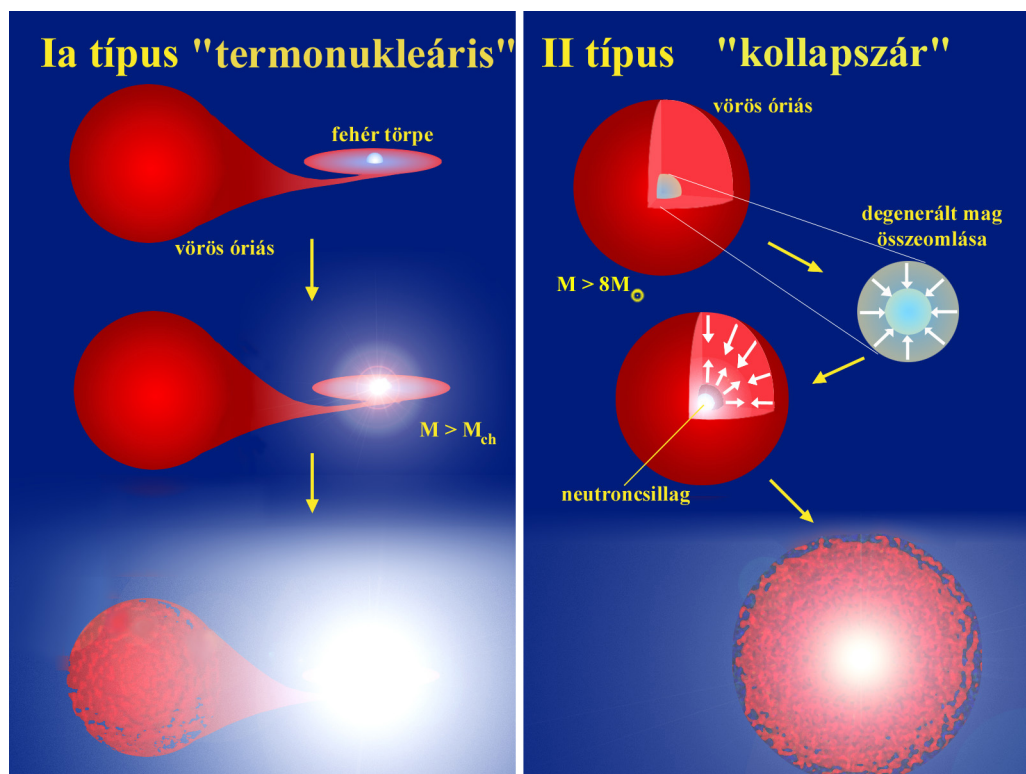
2.1. ábra. Kataklimikus kettős rendszer (<http://astro.u-szeged.hu/oktatas/tembevez.html>)

A szimplán degenerált modell megvalósulására van közvetlen megfigyelési bizonyíték. Az SN 2012Z Iax típusú, az NGC 1309 galaxisban felrobbant szupernóva progenitor rendszerét ugyanis a Hubble-űrtávcső nagy felbontású, robbanás előtti képein azonosítani lehetett [19]. McCully és mtsai. a szupernóva pozícióján találtak egy olyan csillagot, amely a fehér törpe tömegforrásaként szolgálhatott. A donorcsillag a szupernóva elhalványulását követően is detektálható volt (2.2 ábra). Ez az egyetlen termonukleáris eredetű szupernóva, amelynek progenitor rendszerét egyértelműen sikerült azonosítani.

Duplán degenerált modell (DD modell) szerint a kettős rendszer mindkét tagja egy fehér törpe, és a tömeg növekedés akkréciós folyamat vagy ütközés útján megy végbe. Ezt az elképzelést először Iben és mtsai. (1984) vetették fel [12].



2.2. ábra. Az SN 2012Z szupernóva pozícióján azonosított progenitor rendszer a robbanás előtt és azt követően a Hubble-űrtávcső képein. [19]



2.3. ábra. Az Ia típusú szupernóvák progenitorainak modellje (forrás: astro.u-szeged.hu)

2.2.2. Fehér törpék

A fehér törpecsillagok a Naphoz hasonló, kis tömegű csillagok ($M < 8M_{\odot}$) magjának stabil fejlődési végállapotai, melyek az aszimptotikus óriásági állapot során alakulnak ki [11]. A csillag magjában zajló fúziós folyamatok eredményeként főként C és O, kisebb részben Ne jön létre az alábbi fúziós folyamatokban:



így a keletkező fehér törpe anyagát is nagyrészt ezek az elemek adják. A fehér törpék kezdetben igen nagy felszíni hőmérséklettel (akár néhány százezer K) rendelkeznek annak ellenére, bennük fúziós folyamatok már nem zajlanak, hanem a magban és az azt körülvevő héjakban a korábbi fejlődési szakaszok során megtermelt energiát sugározzák ki. A hidrosztatikai egyensúlyt a gravitáció és a degenerált elektrongáz nyomása biztosítja. Degenerált állapotban a nyomás nem függ a hőmérséklettől, hanem csak a részecske-számsűrűségtől. Erre a többletnyomásra a kvantumfizika ad magyarázatot: az anyag fázisterét h^3 térfogatú cellákra felosztva, minden cellában csak két elektron tartózkodhat ellentétes spinnel a Pauli-féle kizárási elvnek megfelelően, így ha a plazma sűrűsége egy kritikus szint fölé növekszik (amikor is az elektronok átlagos távolsága összemérhetővé válik a De Broglie hullámhosszukkal), akkor a fermionok helye nagymértékben meghatározottá válik. Ez azonban azt is jelenti, hogy a Heisenberg-féle határozatlansági reláció miatt az impulzusok bizonytalansága növekszik. Az elektronok impulzusa a Fermi-impulzus:

$$p_F = h \cdot n_e^{1/3} \approx \Delta p \quad (2.4)$$

Az ebből a többletimpulzusból származó nyomás képes a gravitációt ellensúlyozni, kialakítva a hidrosztatikai egyensúlyt és a fehér törpe stabilitását.

A számítások alapján (amit a megfigyelések is alátámasztanak) a fehér törpék maximális tömege, az ún. Chandrasekhar-határ 1,4 naptömeg, de tipikusan 0,4-0,7 naptömeg közé esik a tömegük. Sugaruk 5000–12000 km lehet.

Mindaddig amíg egy fehér törpe összenergiája negatív, a fehér törpe stabil állapotban van. Tömegszerzés révén azonban a hőmérséklet és a sűrűség is növekszik, míg nem beindul a szén fúziója. A fehér törpe anyagának elfajult állapota miatt a felszabaduló energia nem a csillag tágulását okozza, hanem további hőmérsékletnövekedést. Az így beinduló újabb fúziós folyamatok megszaladása végül szétvetik a csillagot.

2.2.3. Sugárzáselméleti alapfogalmak

A sugárzásokkal kapcsolatos alapfogalmak közül az egyik legfontosabb a fluxus, amely az időegység alatt egységnyi felületen áthaladó elektromágneses energiát jelenti egy adott hullámhossz vagy frekvenciatartományban. Az egységnyi hullámhossz vagy frekvencia tartományra vonatkoztatva a spektrális fluxussűrűséget kapjuk:

$$F_\lambda = \frac{dE_\lambda}{dt A d\lambda} \quad (2.5)$$

Innen a teljes elektromágneses spektrumra vonatkozó ún. bolometrikus fluxus:

$$F_{bol} = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda \quad (2.6)$$

A nagy távolságok miatt a szupernóvák pontszerű forrásnak tekinthetők, így a mért fluxusból az objektum luminozitása:

$$L_\lambda = 4\pi d^2 F_\lambda \quad (2.7)$$

ahol is L_λ a forrás sugárzási teljesítménye (luminozitása) a λ hullámhosszon (vagy hullámhossz-tartományon), d a csillag távolsága. A csillagok és a szupernóvák fotoszférája jó közelítéssel hőmérsékleti sugárzók (eltekintve persze a részecskesugárzásoktól). Ennek oka a fotonok és az atomok/ionok közötti folyamatos interakciókban keresendő: a fotonoknak az atomok és ionok általi nagyszámú elnyelése, majd ki-sugárzása és mindeközben a fotonok korábbi tulajdonságainak elvesztése azt fogja eredményezni, hogy a közegben időegység alatt keletkező sugárzási energia pont egyenlő lesz az elnyelődő energiával, azaz mind a plazmát alkotó, mind pedig a sugárzási teret jelentő fotongáz részecskéinek energia szerinti eloszlása ugyanazzal a T hőmérséklettel lesz jellemezhető, azaz a sugárzás termalizálódik. Ezt a sugárzást hőmérsékleti sugárzásnak vagy feketetest-sugárzásnak nevezzük. Így a Planck-féle sugárzási törvényt felhasználva, amely szerint a T hőmérsékletű fekete test egységnyi felületének spektrális radianciája, azaz egységnyi hullámhosszon, egységnyi térszögre vett sugárzási teljesítménye:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1} \quad (2.8)$$

ahol h a Planck-állandó, c a fénysebesség vákuumban, k a Boltzmann-állandó. A Stefan-Boltzmann törvény értelmében:

$$\int_0^\infty B_\lambda(T) d\lambda = \sigma T^4 = \frac{L}{A} \quad (2.9)$$

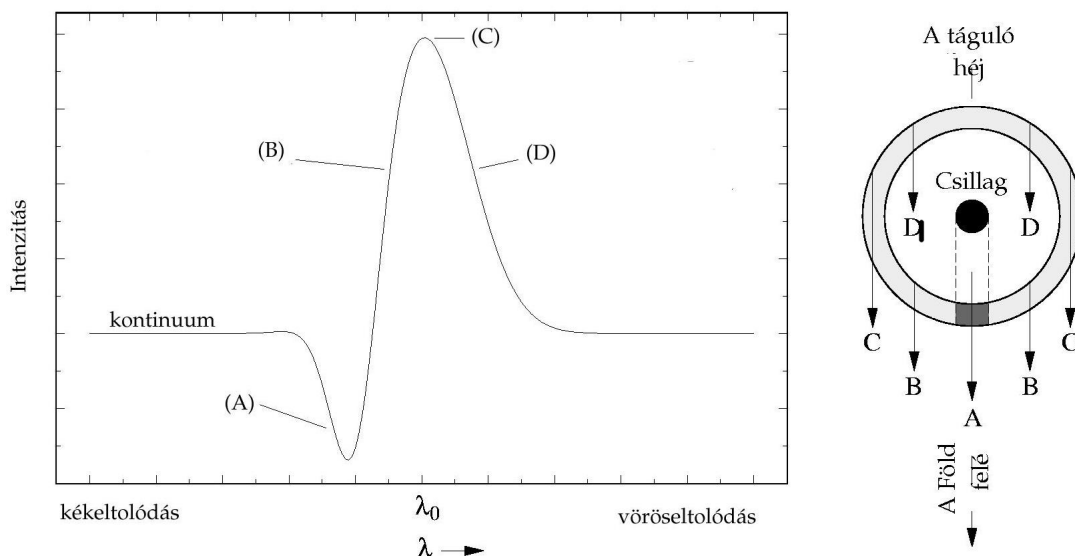
ahol σ pedig a Stefan-Boltzmann állandó, A pedig a sugárzó felület, ami a csil-

lagok és szupernóvák esetében a gömbnek tekintett fotoszféra felszínét jelenti. Az objektum pillanatnyi teljesítménye tehát:

$$L = 4\pi R_{phot}^2 \sigma T_{phot}^4 \quad (2.10)$$

A P Cygni-vonalprofil

A szupernóvák fotoszférikus fázisa során a spektrumban igen jellegzetes vonalprofilokat láthatunk, amelyet a 2.4. ábra mutat be.

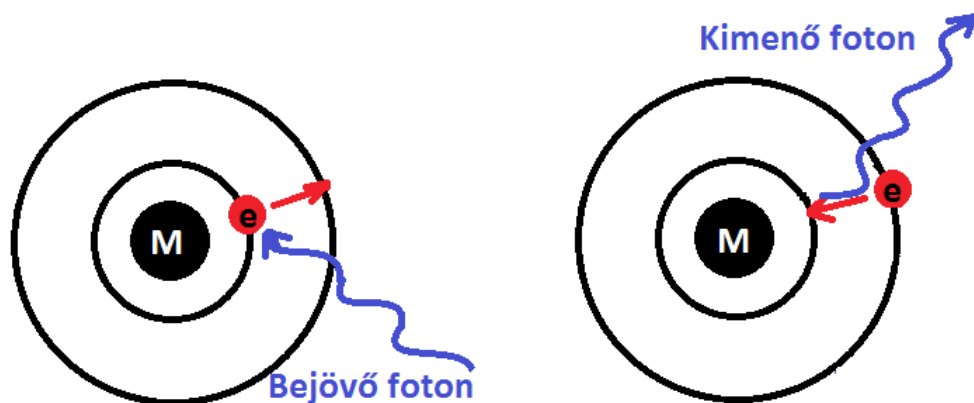


2.4. ábra. A P Cyg vonalprofil és kialakulása
(<http://astro.u-szeged.hu/oktatas/tembevez.html> és [11])

A rövid hullámhosszú oldalon abszorpciót mutató vonalkontúr a hosszú hullámhosszak felé haladva élesen és folyamatosan emissziós csúcsba alakul át. Mivel ennek első detektálása a P Cygni csillag esetében történt, a vonalprofil erről a csillagról kapta a nevét. A P Cygni-profil detektálása mindig azt jelzi, hogy a megfigyelt objektumot egy táguló, csak részben optikailag vékony anyagfelhő veszi körül, amelynek eredetüül általában a centrumban lévő objektumon, avagy az abban lezajlott valamilyen robbanási jelenség bizonyul. Így tehát a szupernóváknál is erős P Cygni-profilok dominálják a spektrumot a robbanást követő fotoszférikus fázisban. Az idő múlásával azonban a ledobódott anyagfelhő tágul, ezáltal ritkul és hűl. Mikor ez már annyira jelentőssé válik, hogy a fotoszféra eltűnik, a szupernóva belép a nebuláris fázisba, ahol már a P Cygni-profilokat emissziós spektrumvonalak váltják fel.

A vonalprofil kialakulása a nagy sebességgel táguló anyagburok és a fotonok közti kölcsönhatást leíró közelítéssel, az ún. rezonáns szórással magyarázható. Ennek

lényege, hogy az atom elnyel egy megfelelő energiájú fotont, ezáltal gerjesztődik; az így nyert többletenergiát azonban az atom azonnal és izotróp módon kisugározza egy ugyanilyen energiájú foton formájában (2.5. ábra). A profilban tapasztalható emissziós csúcsot a táguló, forró, diffúz gázfelhő azon tartományai okozzák, amelyek közel merőlegesen mozognak a látóirányunkra (azaz így nem esnek közvetlenül a szupernóva fotoszférája és a megfigyelő közé). A rezonáns szórás eredményeként olyan fotonok is eljuthatnak a megfigyelőhöz, amelyek a fotoszféráról eredetileg nem ebbe az irányba sugárzódtak ki.



2.5. ábra. A rezonáns szórás (forrás: Barna Barnabás)

Az abszorpciós komponenst a táguló anyagburoknak a megfigyelő felé mozgó – és éppen ezért kékeltoledott – tartományai okozzák, amikor is az itt lévő atomok kiszórják a látóirányból a diffúz gázfelhő mögötti fotoszférából kiinduló fotonokat.

A P Cyg profil segítségével a ledobódott anyag tágulási sebessége meghatározható a Doppler-effektus alapján. Az elnyelési komponenst a gázhéj pontosan látóirányunkba eső, közeledő része okozza, így ha kimérjük ennek kékeltoledódását, akkor a tágulási sebesség a következőképpen adódik:

$$v = c \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (2.11)$$

Szupernóvák esetében a burok tágulása homológ, azaz a tágulási sebesség a centrumtól mért távolsággal egyenes arányban áll, és jellemzően a tízezer km/s -os nagyságrendbe esik.

2.2.4. A robbanás mechanizmusa - a fehér törpe fúziós robbanása

Az Iax típusú szupernóvák luminozitás diverzitása miatt sok kérdés merül fel eredetükről, és a robbanási mechanizmusukról. Sokáig kérdéses volt, hogy az

Iax szupernóvák valóban termonukleáris robbanási folyamatok. Különösen a kis abszolút fényességű Iax szupernóvák esetében felmerültek olyan alternatív modellek, mint például speciális kollapszár szupernóvák (pl. elektron befogásos kollapszár szupernóvák), melyek képesek voltak az Iax-ek két szokatlan tulajdonságát is megmagyarázni: a kis luminozitást és azt, hogy hogyan történhet a robbanás egy csillagkeletkezési régióban. Mindazonáltal a normál Ia-k és az Iax-ek közti spektrális hasonlóságok, illetve azon hidrodinamikai szimulációk, amelyek alátámasztják a fehér törpék speciális termonukleáris robbanásai által produkált alacsony luminozitású szupernóvák létezését, együttesen erős bizonyítékot szolgáltatottak a hasonló eredetükre.

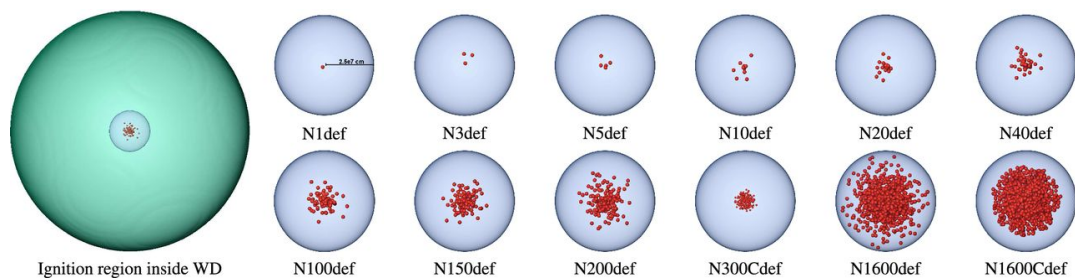
A legígéretesebb robbanási mechanizmus az Iax-ek tulajdonságainak magyarázatára az ún. tisztán deflagrációs robbanás. Ebben az esetben a fehér törpében a fúziós front a közegbéli hangsebességnél lassabban terjed és ennek eredményeképpen az nem képes végighaladni a burok teljes anyagán. Detonációnak nevezzük, amikor a fúzió frontja a közegbéli hangsebességnél gyorsabban terjed és gyakorlatilag a végighalad a fehértörpe teljes anyagán. Az elméleti modellek azt mutatják, hogy normál Ia szupernóvák megfigyelt tulajdonságait önmagában egyik forgatókönyv sem tudja megmagyarázni, és valószínűsíthetően egy kezdeti deflagrációból detonációba történő átmenet következik be.

A deflagráció kezdeti erőssége meghatározza a burok tágulási sebességét. Ezek a robbanási modellek közel konstans abundanciákat jósolnak. A deflagráció továbbá kis sűrűséget, valamint az Ia típushoz képest arányaiban magasabb abundanciákat eredményez a vas-csoport elemekre. Ez magyarázza, hogy ezen elemek vonalai miért vannak jelen végig a maximumot megelőző spektrumokban. Ugyanakkor ez a robbanási mechanizmus kisebb fotoszféra sebességeket ad, mint a hibrid deflagráció-detonáció modell, ami szintén megegyezik a mérési tapasztalatokkal. A kis kinetikus energia miatt létrejöhet egy maradvány objektum, melynek sugárzása magyarázatot nyújthat, hogy miért nincsen tisztán nebuláris fázis a késői epochák esetében sem, ugyanis a maradvány végig ad egy kontinuumot a spektrumban.

A deflagrációs robbanások eddigi legátfogóbb hidrodinamikai modellezését bemutató cikket Fink és mtsai. publikálták. [5] A szerzők egy tipikus paraméterekkel bíró fehér törpét vettek alapul. A centrumának közelében különböző számú gyújtási centrumot helyeztek el véletlenszerűen módon, amelyekkel a deflagráció erősségét parametrizálták, valamint ezek indították el a fúziós hullámot (2.6. ábra).

A tisztán deflagrációs robbanást elszenvedett fehér törpék a modell alapján már az Iax -ek esetében mért fényesség és luminozitás értékeket adták.

Érdekes eredménye volt a modellnek továbbá, hogy $N < 20$ gyújtási pont szám esetében a robbanást követően visszamarad egy maradvány objektum, ekkor a ledobódott burok tömege $0,08 - 0,86 M_{\odot}$ között van. Csak a legerősebb deflagrációjú $N > 100$ modellek adtak akkora kinetikus energiát, ami már képes volt teljesen szétvetni a fehér törpét. Az esetleges maradvány objektumok azonban magyarázatot



2.6. ábra. A deflagrációs modellek gyújtási pontjai a fehér törpe centruma körül (piros pontok). A kék körök egy mag centrumú, 250 km sugarú gömböt reprezentálnak, míg a zöld magát a robbanás előtt álló fehér törpét. A kék körök alatt lévő számok a gyújtási centrumok számát adják meg. [5]

adhatnak arra, hogy Iax-ek esetében miért nem figyelhetünk meg tisztán nebuláris fázist, a táguló burok anyaga által létrehozott nebuláris fázisú színekhez ugyanis hozzáadódik a maradvány objektum fotoszférikus fázisra jellemző komponense. További fontos eredmény, hogy az Iax típusú szupernóvák maximumkori színeképei közötti különbség főként a fizikai paraméterek eltéréséből, így a ledobódott anyag tömeg- és a fotoszféra sebességek közötti különbségekből adódik, mert a burok összetétele csak kis diverzitást mutat. A modellek által mutatott öt leggyakoribb kémiai elem abundanciája közel konstans, és ez anyagkeveredésre utal. A modellek teljes tartományában a radioaktív ^{56}Ni a leggyakoribb izotóp a maga 40-60% -os részaránnyal. A második leggyakoribb izotóp az oxigén nagyjából 20% -os részaránnyal, majd a szén 15%-os részaránnyal.

2.2.5. A termonukleáris szupernóvák fénygörbéjének és spektrumának jellemzői

Iax típusú szupernóvák

A szupernóva kereső programok idővel több olyan szupernóvát is felfedeztek, melyek színeképe sok egyezést mutatott az Ia típusú szupernóvákéval, különösen a vonalformáló elemek és ionok tekintetében, de sok más tulajdonságuk, például a fénygörbéik eltértek a normál Ia típusúaktól. Ezt a pekuláris alcsoportot az első ilyen felfedezett SN 2002cx [16] szupernóváról Iax altípusként vezették be, mivel feltehetően ezek is termonukleáris eredettel bírnak.

Az Iax és hagyományos Ia típusú objektumok között a maximális fényességben jelentős különbségek lehetnek. Általánosan elmondható, hogy az Iax szupernóvák maximális abszolút fényessége alacsonyabb, ám az alosztály eddig megfigyelt objektumai nagy diszperziót mutatnak az említett tulajdonság tekintetében: az eddigi legalacsonyabb luminozitással bíró Iax szupernóva az SN 2019gsc, melynek maximális

abszolút fényessége $M_{max,V} = -13.99$ mag volt [36], míg az eddig ismert legnagyobb luminozitású SN 2011ay esetében ez az érték $M_{max,V} = -18.39$ mag [33]. További eltérés a hagyományos Ia típustól, hogy az Iax szupernóvák fényessége a maximumot megelőzően gyorsabban változik (pl. a B szűrőben 8 és 16 nap közötti felfutási idő a jellemző), a fénygörbe felfutó ága meredekebb. Hasonlóan elmondható, hogy a maximumot követően gyorsabb a fénygörbe lefutása és a Phillips-relációt sem követik az Iax típusú objektumok [14]. Ezen felül az Arnett-modell alapján számított nikkel tömeg, illetve a szupernóva kinetikus energiája – ami a felfényesedési időből becsülhető –, a burok sebessége is mind elmaradnak az Ia típushoz képest, de ezen mennyiségek is széles skálán változhatnak. Az SN 2008ha esetében a nikkel tömeg: $M_{56Ni} = 0.003M_{\odot}$, a fotoszféra sebessége: $v_{phot} = 2500$ km/s [9], míg az SN 2011ay esetében a nikkel tömeg: $M_{56Ni} = 0.225M_{\odot}$, a fotoszféra sebessége: $v_{phot} = 9300$ km/s [33]. Ezek szerint a kinetikus energia túl kicsi ahhoz, hogy teljesen szétvesse a fehér törpét, és így a robbanást követően egy maradványobjektum visszamaradására valószínű, amelyre a jelen fejezet végén részletezett kései spektrumok is utalnak.

Az Iax szupernóvák színeképe sok egyezést mutat az Ia szupernóvák színeképével, különös tekintettel a vonalformáló elemekre és ionokra. Ez pedig azonos progenitorra utal. A maximum körül az Iax szupernóváknál is kimutathatók az IME-k vonalai, viszont különbség, hogy ezek relatív erőssége igencsak elmarad a vas-csoport elemek vonalaitól. További hasonlóság az normál Ia szupernóvával, hogy a maximumot követő néhány hétig P Cyg profilokat láthatunk a spektrumban, azonban az abszorpciós csúcsok kis kékeltoadásából arra következtethetünk, hogy a vonalformáló régiók és a fotoszféra is igen mélyen található a szupernóva légkörében. Tehát a fotoszféra sebessége is messze elmarad a normál Ia típusra jellemző értékektől, jellemzően még 9000 km/s -nál is kisebb. A vonalak azonban azt is megmutatják, hogy itt a hőmérséklet nem különbözhet jelentősen a normál Ia típusú szupernóváknál tapasztalttól. A P Cyg profilokra továbbá jellemzőek a keskeny abszorpciós komponensek, ami azt mutatja, hogy a vonalkeletkezés csak egy kis sebességintervallumú, szűk tartományban zajlik le. Ez pedig arra utal, hogy a hőmérséklet és sűrűség gradiens igen nagy. A kis erősségű vonalak miatt jelentős jelenség a vonalprofilok kialakulása szempontjából a fluoreszcencia is, amely során a kisugárzott foton energiája alacsonyabb lesz, mint az elnyelt fotoné volt. A vas-csoport elemei például a kezdetben UV tartományba eső fotonok jelentős részét az optikai tartományban sugározzák ki ily módon. Az Iax típusú szupernóvák kései spektrumaira az jellemző, hogy nem lépnek tisztán nebuláris fázisba. A spektrumban ugyanis még a robbanást követő 100 nap után is P Cygni vonalprofilok (pl. Fe II, Na I D és Ca II közeli infra vonalai) tapasztalhatók, miközben egyre erősödnek a tiltott emissziós vonalak (főként Ni II és Fe II tiltott átmenetei), melyeknek Doppler - kiszélesedése ~ 100 km/s nagyságrendű. A színekép ezen két eltérő tulajdonságokkal rendelkező komponense arra utal, hogy két különböző vonalformáló folyamat van jelen különböző helyen. [10] alapján a P Cygni

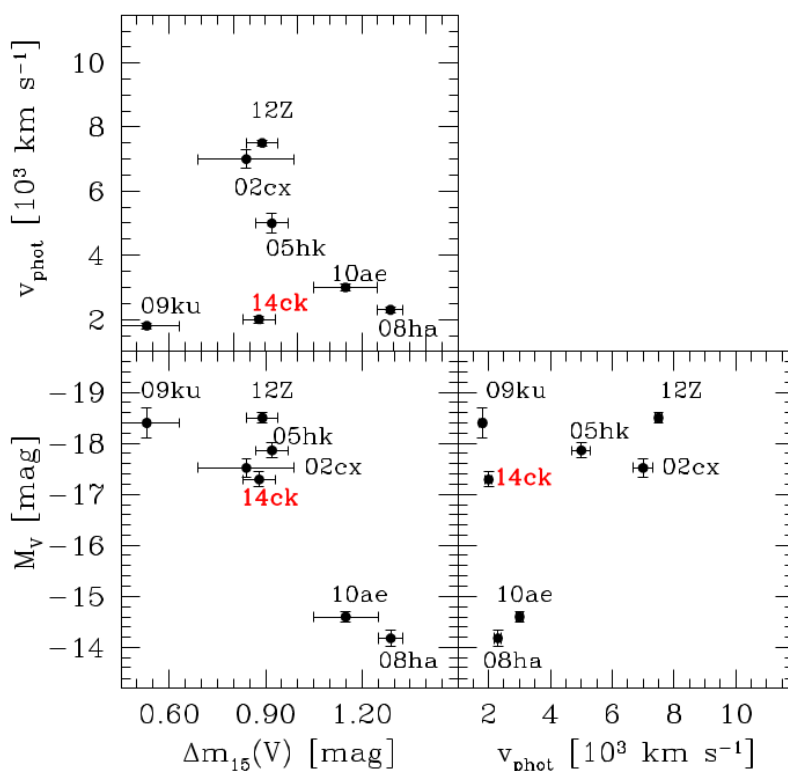
profilok egy olyan maradványobjektumtól származnak, amely optikailag vastag csillagszelet bocsát ki, mivel luminozitása meghaladja az Eddington-limitet. Ez biztosítja a spektrum kontinuumát, és a P Cygni vonalprofilokat. A külső, nagy sebességű és kellően felhígult tartományokban pedig megjelennek a tiltott átmenetek.

2.2.6. Az Iax szupernóvák fizikai paramétereinek közötti relációk

Az első megfigyelt Iax szupernóva az SN 2002cx volt [16], az Ia-k ezen alkategóriája erről a szupernóváról kapta az Iax elnevezést. A tranziens kereső programok komoly fejlődése (a távcsövek elérhető látómezejének növekedése, a szoftveres kereső és azonosító algoritmusok fejlesztése) azonban azt is eredményezte, hogy mostanra akkora számban ismerünk Iax szupernóvákat, hogy azok immáron a pekuliáris Ia szupernóvák legnépesebb csoportját alkotják. Ekkora minta esetében már statisztikai alapon lehetőség nyílik annak a vizsgálatára is, hogy ezen csoport képviselői a különböző fizikai paramétereikben mekkora hasonlóságot mutatnak, illetve bizonyos fizikai paraméterek között fennáll-e valamilyen reláció. Az egyes Iax szupernóvák részletes vizsgálatai megmutatták, hogy a különböző fizikai paraméterek tekintetében a csoport tagjai nagy diverzitást mutatnak, melyről már részletesen szóltunk a 2.2.5 alfejezetben.

A szakirodalomban már több vizsgálatot is találhatunk, melyek azt a célt tűzték ki, hogy keressenek és megvizsgáljanak az Iax-ek fizikai tulajdonságai között fennálló relációkat. Ezek közül kiemelkedően fontos a V szűrőbeli maximális abszolút fényesség és az ugyanehhez az időponthoz tartozó fotoszféra sebesség, melyet röviden luminozitás-sebesség relációnak hívhatunk. Az említett fizikai paraméterek közti erős korreláció esetében ugyanis az Iax szupernóvák is felhasználhatónak bizonyulnának extragalaktikus távolságmérésben. Másik két mennyiségpár az ún. $\Delta m_{15}(V)$ paraméter és a maximális V fényességkori fotoszféra sebesség vagy a maximális V abszolút fényesség. A $\Delta m_{15}(V)$ paraméter azt mutatja meg, hogy mekkora a maximumot követő 15 nap alatti fényességcsökkenés egy adott színszűrőben. Az egyik ilyen vizsgálatot mutatja be a 2.7. ábra melyet Tomasella és mtsai. végeztek el [35]. Hasonló vizsgálatokat mutatnak be a [29] és a [18] cikk is, de más színszűrőre és nem az összes, az adott cikk megszületéséig felfedezett Iax szupernóva segítségével.

A 2.7 ábra alapján elmondható, hogy a mennyiségpárok között a feltüntetett Iax szupernóvák alapján korrelációk állnak fent, ha a mintában az SN 2009ku-t és SN 2014ck-t nem vesszük figyelembe, amelyek messze kilógnak az Iax-ek luminozitás-sebesség eloszlásából a [20] és [35] alapján. Az SN 2009ku azonban a korreláció vizsgálatából kizárható, mivel a szerzők a tévesen azonosított Si II 6355 vonalat alkalmazták a fotoszféra sebességének becslésére, amelynek maximumot követő jelenléte kérdéses [33] alapján. Maximum közeli színek hiányában pedig a Si II λ 6355 vonal való sebessége vagy a teljes spektráltartomány szintézise nem is lehetséges. Az



2.7. ábra. A fotoszféra sebesség, az abszolút fényesség (és a fényességváltozás gyorsaságát leíró) Δm_{15} paraméterek közti reláció a 2014-ig felfedezett és vizsgált Iax szupernóvák alapján. Az értékek a robbanást követő 10 nap eltelte utáni állapotot tükrözik minden szupernóva esetén. [35]

SN 2014ck spektrumainak vizsgálatához Tomasella és mtsai. a 2.2.7 alfejezetben bemutatott, ún. egyszerűsített szupernóva modellen alapuló SYNOW kódot alkalmazták, amelynek realiztikussága a modellben alkalmazott közelítések és feltevések miatt elmarad az ún. radiatív transzfer kódokétól (pl. TARDIS, lásd 2.3). Más Iax szupernóva vizsgálatát célzó kutatások pedig, ha végeztek is spektrumillesztést valamilyen szintetizáló kód segítségével, általában nem a spektrummodellezésből kapott értékek alapján határozzák meg a fotoszféra sebességét a különböző epochák esetében, hanem valamely ion bizonyos abszorpciós vonalaira illesztett Gauss-profil alapján. Ez a módszer további kérdéseket vet fel. A különböző ionok a szupernóva atmoszférájában különböző radiális koordinátáknál, és így a homológ tágulás következtében különböző sebességeknél jelentkeznek a fehér törpe kezdeti abundanciái és a fúziós robbanás által meghatározott módon. Így viszont egy adott epochánál bizonytalanul lehet csak megmondani, hogy pontosan melyik ionra van vonalformáló régió éppen a fotoszféra határán. A másik és egyúttal nagyobb probléma, hogy a szupernóva robbanások során tapasztalható nagy robbanási energiák és sebességek miatt a különböző ionok vonalai közt átfedések jönnek létre, így profiljaik illesztése, és

centrális hullámhosszuk kimérése igen bizonytalan. A korábban felsorolt vizsgálatok, beleértve a 2.7 ábrán prezentált tanulmányt, a vonalprofil illesztési módszer alapján készültek el. A jelen dolgozat kitűzött célja a szakirodalomban elérhető eddigi luminozitás-sebesség relációk felülvizsgálata az előző vizsgálatok során alkalmazottakhoz képest realisztikusabb módszerekkel. Ehhez a 2.7 ábrán leginkább kilógó adatpontot szolgáltató SN 2014ck szupernóva TARDIS radiatív transzfer kóddal történő spektrumanalízisét végeztem el, ami a [35]-ben használt kódtól lényegesen realisztikusabb eredményeket ad. Ennél fogva a TARDIS illesztések alapján az SN 2014ck fotoszférikus sebessége is felülvizsgálható.

2.2.7. Egyszerűsített szupernóva modell

Az olyan asztrofizikai közegekben, mint amilyen egy szupernóva atmoszférája, vagy a csillagok anyaga, a sugárzási energiatranszfert, azaz az I_ν spektrális intenzitássűrűség ds úton a fény-anyag interakciók miatt fellépő változását a következő egyenlet írja le:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu \rho I_\nu + \rho j_\nu - \chi_\nu \rho (I_\nu - J_\nu) \quad (2.12)$$

ahol κ_ν az abszorpció, míg χ_ν a szórási koefficiens, j_ν az egységnyi tömegre vonatkozó emissziós koefficiens, J_ν a közepes intenzitás. A megfigyelő számára keletkező és elvesző sugárzás arányára bevezetve az S_ν forrásfüggvényt, (2.12) átrendezésével adódik, hogy:

$$\frac{1}{\rho(\kappa_\nu + \chi_\nu)} \frac{dI_\nu}{ds} = \frac{\chi_\nu J_\nu + j_\nu}{\kappa_\nu + \chi_\nu} - I_\nu = S_\nu - I_\nu \quad (2.13)$$

A továbbiakban – jó közelítéssel – a szupernóva-légkört plánparalel közegnek tekintve vezessük be az optikai mélységet, amely a sugárzási energia ds úton történő csökkenésére, azaz végsősoron a közeg átlátszóságára jellemző mennyiség:

$$d\tau_\nu = -(\kappa_\nu + \chi_\nu) \rho \cos(\Theta) ds \quad (2.14)$$

A színeképeknél egy adott hullámhosszon megfigyelhető optikai mélységhez a feketetest-sugárzás és az atomi elektron-átmenetek is hozzájárulnak. (2.14) összefüggés (2.13)-ba történő behelyettesítésével a transzfer egyenlet a

$$\cos(\Theta) \frac{dI_\nu}{ds} = S_\nu - I_\nu \quad (2.15)$$

alakot ölti, amelynek megoldása a következő:

$$I_\nu(\tau_b) = I_\nu(\tau_a) \cdot \exp\left(\frac{\tau_b - \tau_a}{\cos(\Theta)}\right) + \exp\left(\frac{\tau_b}{\cos(\Theta)}\right) \cdot \int_{\tau_b}^{\tau_a} S_\nu \cdot \exp\left(-\frac{\tau_\nu}{\cos(\Theta)}\right) \frac{d\tau_\nu}{\cos(\Theta)} \quad (2.16)$$

Ahogy már az előző fejezetekben bemutatásra került, a robbanás során ledobódott anyag két részre osztható, ezeket a tartományokat a fotoszféra felülete választja el egymástól. A burok fotoszférától beljebb levő tartománya a magas – és a centrum felé fokozatosan emelkedő – hőmérséklet miatt ionizált állapotú, a nagy számsűrűségű szabad elektronokon való Thomson - szórás azt eredményezi, hogy itt az opacitás olyan magas, hogy az anyag optikailag teljesen átlátszatlan. A robbanást követően kezdetben az egész anyag ebben az állapotban van. A burok tetején optikai mélység zérussá válik, így a megfigyelhető intenzitás:

$$I_\nu(0) = \int_0^\infty S_\nu \cdot \exp\left(-\frac{\tau_\nu}{\cos(\Theta)}\right) \frac{d\tau_\nu}{\cos(\Theta)} \quad (2.17)$$

Mivel a szupernóvák is pontforrásoknak tekinthetők, ezért a fotoszféra feléről érkező sugárzás fluxusát tudjuk detektálni. Bevezetve a $\cos(\Theta) = \mu$ jelölést, (2.17) fél-felszínre vonatkozó integrálja a fluxust adja meg:

$$F_\nu = 2\pi \int_0^1 I_\nu(0) \mu d\mu = 2\pi \int_0^\infty S_\nu \int_0^1 \exp\left(-\frac{\tau_\nu}{\cos(\Theta)}\right) d\mu \frac{d\tau_\nu}{\cos(\Theta)} \quad (2.18)$$

A továbbiakban tételezzük fel, hogy a forrásfüggvény lineáris függvénye az optikai mélységnek, azaz:

$$S_\nu = x \cdot \tau_\nu + y \quad (2.19)$$

(2.19) felhasználásával a fluxus:

$$F_\nu = \pi \left(\frac{2}{3}x + y \right) = \pi S \left(\tau_\nu = \frac{2}{3} \right) \quad (2.20)$$

A forrásfüggvény az optikailag vastag közegeknél jó közelítésnek bizonyuló lokális termodinamikai egyensúly miatt a Planck-függvény, tehát az optikailag vastag réteg sugárzása jó közelítéssel megfelel annak a fekete-testnek a sugárzásával, amelynek hőmérséklete megfelel a $\tau = 2/3$ optikai mélységnél lévő réteg hőmérsékletének. Ez a réteg maga a fotoszféra.

Az idő múlásával a burok tágul, emiatt annak anyaga hűl és sűrűsége gyorsan csökken. Ahol az atomok rekombinálódnak, ott az elektron sűrűség és így a Thompson szórás is lecsökken, a fotoszféra befelé húzódik. A fotoszféra fölé kerülő rétegek már optikailag ritkák, azaz átlátszóak. A burok ezen tartománya az atmoszféra, ahol a transzfer-egyenlet a következő alakot ölti:

$$I_\nu(0) = \int_0^{\tau_a} S_\nu \cdot \exp\left(-\frac{\tau_\nu}{\cos(\Theta)}\right) \frac{d\tau_\nu}{\cos(\Theta)} = S_\nu(1 - \exp(-\tau_a)) \quad (2.21)$$

Az atmoszférában lévő atomok elnyelik a megfelelő energiájú fotonokat, így spektrumvonalaiak ráülnek a fotoszféra Planck-függvénnyel leírható kontinuumára és kia-

lakítják a szupernóva spektrumát. A továbbiakban a számítások egyszerűsítéséhez használjuk fel a Sobolev-közelítést [27]: a sebességgradiens sokkal jelentősebb, mint a sebességturbulenciák. Az atomok nagy sebessége azt eredményezi, hogy a közepe szabad úthosszuk igen rövid, azaz gyakran ütköznek, aminek következtében rövid ideig vannak gerjesztett állapotban és a fény-anyag kölcsönhatások közül a rezonáns szórás a domináns, melyet a P Cyg vonalprofilt bemutató fejezetben már részletesen is kifejtettem. Rezonáns szórás esetében egy atomi energia-átmenetet csak olyan fotonok tudnak gerjeszteni, melyeknek a hullámhosszát a tágulás miatt fellépő Doppler-effektus úgy módosítja, hogy az eltolódott hullámhossz megegyezik a gerjesztéshez szükséges energiának – a 2.22 összefüggés által – megfeleltethető gerjesztési hullámhosszal.

$$E = h\nu = E_1 - E_2 \quad (2.22)$$

A transzfer - egyenletben továbbá a rezonáns szórás dominanciája miatt az abszorpciós és emissziós koefficiensek elhanyagolhatók és így a forrásfüggvény megegyezik az átlagos intenzitással:

$$S_\nu(r) = J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} I_{phot} d\Omega = \frac{I_{phot}}{4\pi} \cdot 2\pi \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_{phot}}{r} \right)^2} \right) \quad (2.23)$$

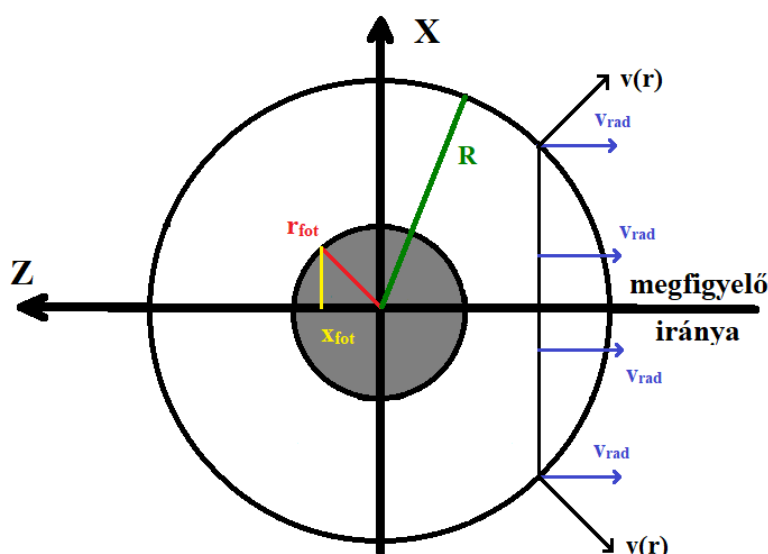
I_{phot} izotrópiája miatt, ez az ún. hígított Planck-függvény, amely tehát a forrásfüggvény a szupernóva atmoszférában és jó közelítéssel adja vissza a spektrum kontinuumát.

A tágulást akadályozó hatás hiányában a burok homológ módon tágul, amikor a tágulási sebesség arányos a középponttól mért távolsággal ($v_{phot} \propto r_{phot}$), és ekkor a megfigyelő számára azonos sebességű pontok egy, a látóirányra merőleges sík mentén helyezkednek el:

$$v_{rad} = v(r) \cos\phi = v(r) \frac{r}{r} \propto z \quad (2.24)$$

ahol r a vizsgált réteg sugara, z pedig a radiális koordinátája. A modell sematikus vázlatát a 2.8. ábra mutatja be.

A fotonok hullámhossza függ a radiális sebességtől, ami viszont az előbb bevezetett z radiális koordináta függvénye. A fotonok energiáját a hullámhossz határozza meg, így ez is radiális koordinátától függő mennyiség. Ezek alapján arra juthatunk, hogy egy tetszőleges ion atomi átmenetéhez tartozó vonalnak egy kiválasztott hullámhosszán bejövő fotonok ugyanazon a látóirányú síkon szenvedtek rezonáns szórás. A vonalprofilok kiszámításához így összegezni kell a beérkező sugárzást... Mindezen folyamatok eredménye tehát, hogy Sobolev-közelítésben a fotoszféra feketetett sugárzását leíró Planck-kontinuumra ráülnek az egyes atomok P Cygni profiljai.



2.8. ábra. Az egyszerűsített szupernóva modell sematikus vázlat. [4]

2.3. A TARDIS kód

Jelen fejezetben a modell spektrumokat szintetizáló kódokat mutatom be, melyeket a mért spektrumok illesztéséhez használtam a munka során. Ezek a kódok a bemenő, általunk állítható paraméterter alapján –az elméleti modelleket felhasználva– kiszámítják a szupernóva spektrumát. Feladatunk pedig annak a paraméterternek a megkeresése, amely esetében a modellezett spektrum a lehető legjobb illeszkedést mutatja a mért és megfelelő korrekciókon átesett spektrumra. Ha egy szupernóváról, a robbanástól eltelt különböző időpontokban felvett színeképeket illesztjük, akkor ezzel gyakorlatilag lehetőség nyílik a ledobódott burok különböző rétegeinek fizikai tulajdonságainak és az abundanciáinak feltérképezése. Ezt a fajta mérési módszert hívjuk spektroszkópia tomográfiának. A későbbi vizsgálataimhoz felhasznált szupernóvák egy részének a spektrumanalízisét egy másik, SYN++ nevű kóddal végezték. A SYN++ ([34] [25] [4]) kód egy C++ nyelven íródott, az egyszerűsített szupernóva modellen alapuló program, amely egy régebbi, SYNOW nevű kód továbbfejlesztett változata. Egy-egy szintetikus spektrum egy egyszerű személyi számítógép esetében is néhány másodperc alatt létrehozható, ez pedig a kód egy vitathatatlan előnye. A paraméterter változtatás utáni a gyors számítás miatt a mért spektrum leillesztése viszonylag gyorsan elérhető. Nagy hátránya viszont a TARDIS-hoz képest, hogy sokkal több feltételezést és közelítést tartalmaz, így az általa szolgáltatott paraméterek kevésbé realisztikus eredmények.

A minden egyes mikrofizikai folyamatot aprólékosan modellező, óriási számítási kapacitást igénylő, hidrokódok és a túl sok egyszerűsítést és közelítést tartalmazó szimulációk között elfogadható középútat kínálnak a radiatív transzfer kódok, amelyek

a sugárzás terjedését egy adott állapotú asztrofizikai közegben modellezzük. Munkám során a TARDIS ([15] [4]) nevű kódot használtam, ebben az alfejezetben pedig ezt szeretném bemutatni.

A TARDIS-t eredetileg termonukleáris szupernóvák spektrumainak szintetizálására, valamint a szintetikus spektrumok mért spektrumokkal való összehasonlítása alapján a megfigyelhető fizikai mennyiségek és paraméterek meghatározására fejlesztették. A Monte Carlo iterációs módszerrel működő kód a lokális termodinamikai egyensúly (LTE) feltételezésével számítja ki a spektrumokat a bemeneti paraméterek függvényében.

A kód egy dimenzióban modellezi a radiatív transzfert a ledobódott anyagban, melyet alsó és felső sebességhatárral megadott radiális cellákra osztunk. A TARDIS modellek futtatásához egyúttal be kell állítani számos, a teljes burokra vonatkozó globális, valamint az egyes cellákra vonatkozó lokális paraméterek értékét. Ezeket a jelen fejezet végén összegzem és mutatom be. LTE közelítés esetében az ionizációs és gerjesztési viszonyokat a sugárzási tér határozza meg, azaz ekkor a cellában két ionizációs szint populációjának arányát az asztrofizikából jól ismert Saha - egyenlet írja le:

$$\frac{N_{i+1}n_e}{N_i} = \frac{2Z_{i+1}(T_R)}{Z_i(T_R)} \cdot \left(\frac{2\pi m_e k T_R}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{\chi_i}{k T_R}\right) = \Phi_{i,T_R} \quad (2.25)$$

ahol n_e az elektronok számsűrűsége, T_R a sugárzási hőmérséklet, Z_i és χ_i az i -edik energiaszinthez tartozó partíciós függvény és ionizációs energia. Ekkor a Boltzmann -eloszlás alapján a gerjesztési energiaszintek számsűrűsége:

$$n_{i,j} = \frac{g_{i,j}}{Z_i} \cdot N_i \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon_{i,j}}{k T_R}\right) \Psi_{i,j} \quad (2.26)$$

A kód azonban képes a módosított nebuláris közelítés alkalmazására is:

$$\frac{N_{i+1}n_e}{N_i} = W \cdot [\delta\zeta_i + W(1 - \zeta_i)] \left(\frac{T_e}{T_R} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \Phi_{i,T_R} \quad (2.27)$$

ahol W a hígítási faktor, ζ_i azoknak a kombinációknak a száma, melyeknek az alapállapota az i -edik energiaszint, T_e az elektronhőmérséklet, a kód ezt $T_e = 0,9T_R$ értékűnek veszi. Ismét a Boltzmann -eloszlás alapján a gerjesztési energiaszintek számsűrűsége a hígítási faktorral súlyozva:

$$n_{i,j} = W \cdot \Psi_{i,j} \quad (2.28)$$

Emellett a kód az NLTE (azaz nem LTE) módban a statisztikus egyensúlyi egyenletek megoldásával képes kiszámítani a gerjesztési viszonyokat. Ez a mód realiz-

tikusabb volta ellenére csak megfelelő körültekintéssel, bizonyos ionok esetében alkalmazandó, hiszen az egyenletben szereplő Einstein-koefficiensek sok esetben nagy bizonytalanság mellett ismertek, több ion esetében elhanyagolható a különbség az LTE-hez képest, továbbá jelentősen növeli a numerikus igényt.

A kód bemeneti paraméterei közé tartozik, hogy hány foton csomag segítségével szintetizálja a spektrumot. Az N db foton csomag azonos energiájú, de eltérő frekvenciájú és radiális irányban terjednek, közben pedig megbonthatatlanok. A frekvencia szerinti eloszlásuk pedig a fotoszféra hőmérsékletének megfelelő Planck-függvényt követi. Ekkor egy foton csomag energiáját a luminozítás alapján a következő összefüggés adja meg az együttmozgó koordináta-rendszerben:

$$E = \frac{4\pi R_{ph}^2 \sigma T_{ph}^4}{N} \Delta t = \frac{L}{N} \Delta t \quad (2.29)$$

ahol a fotoszféra sugarát, R_{ph} -t a fotoszféra sebességéből és a robbanástól eltelt időből számítja ki a TRADIS, a fotoszféra hőmérsékletét, T_{ph} -t pedig a megadott luminozításhoz igazítja a kód az iterációk során.

A fotoncsomagok iránya random:

$$\mu = \cos\Theta = \sqrt{z} \quad (2.30)$$

ahol $0 < z \leq 1$.

A TARDIS figyelembe veszi a Thomson szórás jelenségét is, amely a fotonok és a szabad állapotú elektronok között jön létre. Ennek alapján az opacitás [17] nyomán a következőképpen írható fel:

$$\tau_e = \sigma_T n_e s D_\mu \quad (2.31)$$

ahol σ_T a Thomson-hatáskeresztmetszet, n_e az elektron számsűrűség, s a fotoncsomag által megtett úthossz, D_μ pedig az elektron Doppler-faktorja, amely így írható fel:

$$D_\mu = 1 - \mu \frac{v}{c} \quad (2.32)$$

Thomson szórás esetében a fotoncsomagok megőrzik a hullámhosszukat, a szórás során irányuk izotróp módon változik, így az irány szerinti izotróp eloszlásuk így írható fel:

$$\mu = -1 + 2z \quad (2.33)$$

Kötött-kötött átmenetek révén az atomok elnyelik a fotonokat, majd újra kibocsájtják azokat. A modellezés során három módot tudunk alkalmazni:

- **scatter:** a kód rezonáns szórást alkalmaz, a fotonok hullámhossza nem, csak az irányuk változik meg izotróp módon. A rezonáns szórást a 2.2.3. fejezet mutatja be részletesen.

- **downbranch:** Ez a mód a fluoreszcencia egyszerűsített modellje, melynek során a fotonok hullámhossza is megváltozik. A gerjesztett atomban az elektron végül, több lépésben – az eredeti fotonnál kisebb energiájú fotonok emittálásával – végül alapállapotba kerül vissza.
- **macroatom:** A downbranch mód komplexebb változata, realisztikusabb fluoreszcenciát megvalósító mód. Az atomban az elektron lépcsőzetesen kerül a magas energiájú gerjesztett energiaállapotból alacsonyabb energiájú állapotokba, de legvégül nem feltétlenül az alapállapotba. Így az atom által kezdetben elnyelt foton energiája –és így hullámhossza– nem egyezik meg a kibocsátott fotonok energiájával és hullámhosszával. Ennek a jelenségnek a keretében jellemzően az UV tartományba eső fotonok által gerjesztett atomok az optikai tartományban emittálják a fotonokat.

A fotoncsomaggal a radiális cellákon való áthaladás során különböző jelenségek történhetnek:

- Kötött-kötött kölcsönhatásba kerülhetnek az atomokkal
- Thomson -szórás léphet fel a szabad elektronokon
- Átléphetnek a következő radiális cellába

Azt, hogy az egyes fotoncsomagokkal melyik jelenség történik meg a kódnak kell megvizsgálnia. E célból a kód kiszámítja az összes interakciós módra az arra jellemző ún. karakterisztikus úthosszat. Az interakciós módok közül a cellaátmenetek karakterisztikus hosszát a legegyszerűbb meghatározni, mivel az gyakorlatilag megegyezik a fotoncsomag és az aktuális radiális cella határa közötti távolsággal, ezt a továbbiakban jelölje d_s . Azonban ennél a fotonok kölcsönhatás során bekövetkező lehetséges irányváltozást is figyelembe kell venni.

Ezután a kód a fotoncsomaggal együttmozgó koordináta rendszerben megkeresi a hullámhosszához legközelebbi, legkisebb energiájú (vörös oldali) átmenetet. A kötött-kötött átmenet karakterisztikus távolsága pedig az az úthossz lesz, amelyet megtéve a fotoncsomag hullámhosszának – burok tágulása miatt fellépő– Doppler - eltolódása olyan hullámhosszat eredményez, mely megegyezik az imént említett átmenet hullámhosszával. Jelölje ezt d_l .

Legvégül a sugárzás abszorpcióját leíró Beer-Lambert -törvény alapján a TARDIS random módon választ ki egy optikai mélységet (τ_n), amelyet a fotoncsomag elnyelődés nélkül meg tud tenni:

$$\tau_n = \ln(z) = k_e d_e \quad (2.34)$$

ahol k_e a Thomson -szóráshoz tartozó együttható, d_e pedig a karakterisztikus távolsága, $0 < z \leq 1$. Az itt használt Beer-Lambert -törvény:

$$F_\lambda = F_{\lambda,0} \cdot \exp(-\tau) = F_{\lambda,0} \cdot \exp\left(-\int_0^s \kappa \rho ds\right) \quad (2.35)$$

Ezek után a TARDIS összehasonlítja a d_s , d_l és d_e karakterisztikus távolságokat és aszerint, hogy melyik bizonyul a legkisebbnek, a következő eseteket tekintjük:

- Az atomi abszorpció létrejöhet akkor, ha a d_l távolság bizonyul a legrövidebbnek, ám ez még nem biztosítja azt, hogy valóban létre is jöjjön az említett interakció. A kód emellett kiszámítja a kötött-kötött átmenethez tartozó teljes optikai mélységet. Ennek egy részét az atomi elektron-átmenet Sobolev -féle optikai mélysége teszi ki, a fennmaradó részt pedig a fotoncsomag Doppler -eltolódásából származó optikai mélység adja:

$$\tau_t = \tau_S + \tau_D = \tau_S + \sigma_T n_e d_l \quad (2.36)$$

ahol τ_t a teljes, τ_S a Sobolev -féle, τ_D a Doppler -effektushoz tartozó optikai mélység. Az atomi átmenet akkor jön létre, ha $\tau_n < \tau_t$. Végül a fotoncsomagot az ion a választott interakció szerint bocsátja ki. Abban az esetben, ha a reláció fordítva teljesül, azaz $\tau_n > \tau_t$, akkor a τ_n értékét a TARDIS a τ_S értékével csökkenti, kiszámítja az új értékhez tartozó d_e távolságot, kiválasztja a hullámhossz szerinti következő atomi átmenetet, amely alapján d_l -t is újraszámítja. Ez egészen addig folytatódik, míg az atomi átmenet be nem következik vagy d_l már nem lesz minimális értékű a karakterisztikus hossza közül.

- Ha d_e távolság a legrövidebb, akkor ezt megtéve a foton végül Thomson -szórást szenved.
- Ha d_s távolság a legkisebb, akkor a foton eléri a modell atmoszféra aktuális cellájának a határát és átlép a következőbe. Ha a fotoszférán halad át, akkor elveszik, míg, ha a modell atmoszféra felső határát lépi át, akkor hozzájárul a spektrumhoz.

Az iteratív szimulációk futtatásához néhány paramétert inicializálni kell, mert a bemeneti paraméterek nem határozzák meg ezeket. Ilyen paraméterek például a kontinuumot leíró T_{phot} , a W hígítási faktor vagy a T_R sugárzási hőmérséklet. Az első iterációnál a TARDIS a fotoszféra hőmérsékletét a beállított luminozitásból (L) számítja ki:

$$T_{phot} = \left(\frac{L}{4\pi r_{phot}^2 \sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.37)$$

ahol d a szupernóva távolsága. Ez csak első közelítésben igaz a fotoszférán való áthaladásnál visszaszóródó –és ezért elvesző– fotonok következtében. Az első iterációt követően az aktuális iteráció fotoszféra hőmérsékletét az azt megelőző szimuláció során kijutó fotoncsomagok szerint állítja be a TARDIS, ügyelve arra, hogy a fotoncsomagok összenergiája kiadja a beállított luminozitást. A T_R sugárzási hőmérsékletet a kód konstansként kezeli a beállított értéknek megfelelően minden cellában. A hígítást pedig a következő formula szerint számítja a kód:

$$W(r) = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r_{phot}^2}{r^2}} \right) \quad (2.38)$$

Ezen két mennyiség értékét a kód iterációval határozza meg. Az iterációk végeztével a kód az új T_{phot} , T_r és W értékekkel újraszámolja a radiális cellákat leíró fizikai mennyiségeket. Az iterációk a burok anyagát leíró fizikai mennyiségek kellő pontosságú konvergenciáig folytatódik.

A TARDIS futtatásához számos paraméter értékét definiálnunk kell, többek között a modell atmoszféra struktúrájára vonatkozó mennyiségeket is:

- A fotoszféra hőmérséklete a luminozítás alapján
- A radiális cellák sebességhatárai
- Az atmoszféra sűrűségprofilja a radiális cellákra vonatkozó közepes sűrűségek megadásával. Ez a homológ tágulás miatt nem változik az időben. A sűrűségprofilra vonatkozó értékeket egy segédfájlban kell megadni a kód számára. Ezt egy – a témavezetőmtől kapott – python program végzi el néhány bemenő paraméter alapján, továbbá lehetőséget adva a sűrűségprofil deflagrációs modellek által mutatott levágásának alkalmazására is [1]. A sűrűségprofil számításának módját részletesen a 3.3.6 fejezet mutatja be.
- Az atmoszféra abundanciaprofilja a radiális cellákban lévő izotópok és azok részarányának megadásával. A kémiai elemek eloszlásának megadására két opció van:
 1. Uniform: Ez konstans abundanciákat jelent. Ebben az esetben minden egyes cellában ugyanazok az izotópok részarányai.
 2. Rétegzett burok esetében egy segédfájlban megadjuk minden egyes cellában az izotópok részarányát. Több epocha illesztésével gyakorlatilag a teljes anyagfelhő abundancia profilja feltérképezhető. A kód képes a radioaktív izotópok bomlásának figyelembe vételére.
- A robbanás óta eltelt idő a híguló anyagfelhő sűrűségprofilját skálázza.

- Mivel a TARDIS luminozitássűrűségeket számol, alapvetően fontos a szupernóva távolságának az ismerete.

Összefoglalva tehát elmondható, hogy a paraméterterünk igen sok dimenziós, különösen a rétegzett burok illesztési mód esetében. A paraméterek értékadásánál figyelembe kell venni a hidrodinamikai szimulációk eredményeit, de még így is jelentős a paraméterek közötti degeneráció. Ez okozza azt is, hogy a modell spektrumok illeszkedése nem jellemezhető egyetlen számmal. Innentől kezdve pedig az illesztések nehézsége világosan belátható: a szintetikus spektrumok illeszkedésének helyes értelmezése, a paraméterek megfelelő, realiztikus beállítása.

100 s			Index	Co	C	O	Na	Mg	Si	S	Ca	Fe56	Ni56
# index	velocity (km/s)	density (g/cm^3)											
0	3500.000	0.09304946316691709	0	0.035	0.040	0.400	0.000	0.003	0.200	0.050	0.060	0.750	0.750
1	3602.500	0.08915914156484495	1	0.035	0.040	0.400	0.000	0.003	0.200	0.050	0.060	0.750	0.750
2	3705.000	0.08543147111252097	2	0.035	0.040	0.400	0.000	0.003	0.200	0.050	0.060	0.750	0.750
3	3807.500	0.08185965149901452	3	0.060	0.040	0.400	0.000	0.003	0.200	0.080	0.060	0.450	0.500
4	3910.000	0.07843716672880749	4	0.060	0.040	0.400	0.000	0.003	0.200	0.080	0.060	0.450	0.500
5	4012.500	0.07515777323480068	5	0.060	0.040	0.400	0.000	0.003	0.150	0.025	0.030	0.250	0.300
6	4115.000	0.07201548848830534	6	0.060	0.040	0.400	0.000	0.003	0.150	0.025	0.030	0.250	0.300
7	4217.500	0.06900458008524168	7	0.060	0.040	0.400	0.000	0.003	0.150	0.025	0.030	0.250	0.300
8	4320.000	0.06611955528863461	8	0.060	0.040	0.400	0.000	0.003	0.150	0.025	0.030	0.250	0.300
9	4422.500	0.06335515100832886	9	0.060	0.040	0.400	0.000	0.003	0.150	0.025	0.030	0.250	0.300
10	4525.000	0.0606751630019488	10	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
11	4627.500	0.05739659100638513	11	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
12	4730.000	0.053365979384780535	12	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
13	4832.500	0.048769253452684805	13	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
14	4935.000	0.04380573476039685	14	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
15	5037.500	0.03867399787675737	15	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
16	5140.000	0.03355910786736952	16	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
17	5242.500	0.02862232991170795	17	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
18	5345.000	0.023994007906676194	18	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
19	5447.500	0.01976987166780001	19	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
20	5550.000	0.016010619665716572	20	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
21	5652.500	0.012744290717343634	21	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
22	5755.000	0.009970718082487598	22	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
23	5857.500	0.007667264442275166	23	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
24	5960.000	0.005795056648747498	24	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
25	6062.500	0.004305049678060231	25	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
26	6165.000	0.00314341620112577	26	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
27	6267.500	0.0022559467550683876	27	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
28	6370.000	0.0015913255705808978	28	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
29	6472.500	0.0011032970977883942	29	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
30	6575.000	0.0007518464411331045	30	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
31	6677.500	0.0005035806789994243	31	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
32	6780.000	0.0003315218887468245	32	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
33	6882.500	0.0002145154590688558	33	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
34	6985.000	0.00013642947892211703	34	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
35	7087.500	8.52827279742518e-05	35	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
36	7190.000	5.239829860856909e-05	36	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
37	7292.500	3.164291796716137e-05	37	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
38	7395.000	1.8781881812640776e-05	38	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250
39	7497.500	1.095733449470954e-05	39	0.030	0.050	0.850	0.000	0.003	0.050	0.010	0.005	0.050	0.250

2.9. ábra. A TARDIS radiális celláit definiáló bemeneti fájlok. Bal oldalon a radiális cellák abundanciáit definiáló fájl látható, míg a jobb oldalon a sűrűségprofil inicializáló fájl. Előbbinél a cellák sorszáma (index) után a cellákra vonatkozó abundanciák atomonként vannak felsorolva az oszlopokban. Utóbbinál a cellák sorszáma (index), a közepes sebesség és sűrűségérték látható.

3. fejezet

Az SN 2014ck spektroszkópia tomográfiai elemzése

3.1. SN 2014ck

Az SN 2014ck Iax típusú szupernóvát a Lick Observatórium szupernóva kereső programja (LOSS) fedezte fel 2014. június 29.47 UT -kor. A Katzman Automatic Imaging Telescope segítségével felvett fotometriai mérések szerint ekkor 16,4 mag volt a fényessége. A szupernóva az UGC 12182 spirálgalaxisban, annak centrumától mintegy 4.3'' -cel keletebbre és 0.5'' -cel északabbra tűnt fel. Más rendelkezésre álló adat híján a galaxis távolságát a Hubble - törvényből határozhatjuk meg, amely ($H_0 = 73 \pm 5$ km/s/Mpc Hubble paraméter mellett) 24.4 ± 1.7 Mpc -nek adódott. A pontosabb távolságérték érdekében a mért radiális sebességet korrigálták a Tejútrendszer Virgo szuper galaxishalmazban való sajátmozgására. A galaxis adatait a 3.1. táblázat foglalja össze.

A robbanási idő becsült értékét a [35] forrásból vettem át, ahol Tomasella és mtsai. a fotometriai adatsor elemzése alapján – a táguló tűzlabda feltételezéssel – arra jutottak, hogy a robbanás ideje $T_0 = 56828.2^{+2.7}_{-4.5}$ MJD-kor, azaz 2014.06.20.2 UT-kor volt. A táguló tűzlabda modell szerint a szupernóva robbanás ideje a fénygörbe felszálló ágára illesztett függvény segítségével adható meg:

$$m(t) = \alpha(t - t_0)^n \quad (3.1)$$

ahol $m(t)$ a fényesség a t időpontban, t_0 a robbanás ideje, α és az n kitevő konstansok. A kitevő értékét az említett cikkben $n = 2$ -nek vették. A robbanás idejének pontos meghatározása azért fontos, mert ez a spektrummodellezésnél bemenő paraméterként szerepel és igen fontos például a TARDIS esetében a sűrűségprofil idővel arányos hígításának kalkulálása szempontjából. A modellezések során a robbanástól eltelt időt az előbb említett időponttól vett eltérésnek vettem. A spektroszkópai meg-

Szülő Galaxis	UGC 12182
Galaxis típusa	Sbc
Heliocentrikus radiális sebesség	$1490 \pm 19 \text{ km/s}$
Távolságmodulus	$31.94 \pm 0.15 \text{ mag}$
Galaktikus extinkció (A_V)	$1.26 \pm 0.15 \text{ mag}$
Teljes extinkció (A_V)	$\approx 1.5 \pm 0.3 \text{ mag}$
SN típusa	Iax
R.A. (J2000.0)	22h 45m 38.88s
Dec. (J2000.0)	+73° 09' 42.7"
SN távolsága a galaxis centrumától	4.3" E, 0.5" S
A robbanás becsült ideje	$56828.2^{+2.7}_{-4.5}$ MJD
Az első detektálás ideje	56832.5 MJD
A V maximum ideje	56845.6 ± 0.1 MJD
M_V a maximumkor	$-17.29 \pm 0.15 \text{ mag}$
M_B a maximumkor	$-17.37 \pm 0.15 \text{ mag}$
L_{bol} a maximumkor	$1.91 \cdot 10^{42} \text{ erg/s}$

3.1. táblázat. Az SN 2014ck szupernóva és szülőgalaxisának adatai [35]

erősítés nem sokkal követte a felfedezést, a szintén a Lick Obszervatórium által felvett korai spektrum alapján az objektum egy maximum előtti Iax típusú szupernóva volt. Az SN 2014ck-t már alávették részletes analízisnek [35], viszont több szempontból is fontosnak tartottuk a mérési adatok felülvizsgálatát. Egyrésről a kutatócsoport a spektroszkópiai elemzést a SYN++ kód segítségével végezte el, így felmerül a kérdés, hogy a SYN++-nál realisztikusabb, bonyolultabb TARDIS kóddal milyen eredmények adódnak. A felülvizsgálatot az is indokolja, hogy az Iax szupernóvák közé a kutatócsoport eredményei alapján az SN 2014ck nem teljesen illik bele (lásd 2.2.6), ugyanis nem követi a luminozítás-sebesség relációt [1], amely a legtöbb Iax szupernóvára szoros korrelációt mutat. A feltételezett korrelációtól való eltérés azonban egyaránt származhat a távolságbecslés Hubble-Lemaitre - törvény használata miatt fellépő nagy bizonytalanságából vagy pedig a felvett spektrumok illesztésének hibáiból is, melyek forrása lehet például a SYN++ kód által alkalmazott jelentős közelítések. A fentiek alapján az SN 2014ck spektrumok TARDIS általi illesztése bőven szolgáltat tudományos motivációt.

3.2. Korrekciók

A továbbiakban a felvett, nyers szupernóva spektrumokon alkalmazandó és az analízist, valamint az illesztést megelőző korrekciókra szeretnék kitérni. Ezeket a korrekciókat a szükséges elvégzési sorrendben mutatom be, ami gyakorlatilag megegyezik a fényút megfigyelőtől a szupernóváig való visszakövetésével.

3.2.1. Fluxus kalibráció

A mért spektrumokra nemcsak a légkör van hatással, hanem maga a távcső, a spektrográf, az egyéb optikai elemek, a CCD kamera, valamint a helyszíni fizikai körülmények is. A spektrográf CCD kamerája által detektált spektrum ugyanis a valódi spektrum, valamint a felsorolt optikai elemek áteresztési függvények konvolúciója lesz:

$$F(\lambda)_{det} = \int_0^\infty F(\lambda)p(\lambda)o(\lambda)f(\lambda)k(\lambda)d\lambda \quad (3.2)$$

ahol $F(\lambda)$ a légkörön kívüli spektrum, $p(\lambda)$ a légkör, $o(\lambda)$ a távcső és egyéb optikai elemek, $f(\lambda)$ a szűrő áteresztési függvényei, $k(\lambda)$ a detektor kvantumhatásfok függvénye. A valódi, a használt eszközök valamint a légkör által torzítatlan spektrumot a fluxuskalibráció segítségével nyerhetjük vissza. Ez elvileg elvégezhető, ha külön-külön meghatároznánk a 3.2 -ben szereplő áteresztési függvényeket, a gyakorlatban azonban van ennél egyszerűbb lehetőség is. Ennek során a távcsővel egy ismert, kalibrált spektrummal rendelkező spektrális standard csillagról szintén felvesszünk egy spektrumot, jelölje ezt $F(\lambda)$. Ekkor – a csillag fluxuskalibrált, valódi spektrumának ismeretében ($S(\lambda)$) – a mérőrendszer és a légkör átviteli függvénye egyszerűen osztással adódik: $G(\lambda) = F(\lambda)/S(\lambda)$. Ezzel megszorozva a szupernóva spektrumát, a fluxuskalibrált spektrum előáll.

3.2.2. Tejútrendszerbeli vörösödés

Mikor a szupernóva fénye áthalad az intersztelláris térben található anyagon, egy része szóródik, elnyelődik. Összefoglalva ezt a jelenséget extinkciónak, vagy fénygyengülésnek nevezzük. Az extinkció erősen hullámhossz függő mennyiség és általában elmondható, hogy a megvalósuló Rayleigh - szórás miatt a rövidebb hullámhosszakon erősebb effektus. Ez azonban azt jelenti, hogy a fény az intersztelláris anyagon áthaladva vörösödést szenved el. Erre a jelenségre igen fontos korrekciót végezni, mivel alapvetően módosítja a szupernóva spektrumának kontinuumát, ami kiemelt jelentőséggel bír a TARDIS illesztéseknél. Ezt a korrekciót egy, a témavezetőmtől kapott és általam részben módosított, BASH környezetből futtathatóvá tett Python kód segítségével végeztem el, mely az extinkciós korrekciót a [6] részletes tanulmány

alapján végzi el.

3.2.3. Kozmológiai vöröseltolódás

Az univerzum tágulása miatt a szupernóva spektruma vöröseltolódást szenved, így fontos, hogy erre az effektusra is korrekciót végezzünk. Ennek módja a galaxis vöröseltolódásának ismeretében egyszerű. Az

$$1 + z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda} \quad (3.3)$$

összefüggés alapján a spektrum adatpontjainak hullámhossz értékeit $1 + z$ -vel osztva a vöröseltolódásra korrigált spektrum előáll.

3.2.4. Vörösödés a szupernóva galaxisában

A szupernóva galaxisában lévő intersztelláris anyag hasonlóan a Tejútrendszerbéli intersztelláris anyaghoz, extinkciót és vörösödést okoz, ahogyan azt a 3.2.2. alfejezetben már tárgyaltam. Erre az effektusra szintén korrigálnunk kell a mért spektrumokat.

3.2.5. Luminozitássűrűség előállítása

A TARDIS illesztések elvégzése előtt még szükség van egy további műveletre, amelyet a SYN++ kód esetében nem alkalmazunk. Mivel a TARDIS spektrális luminozitássűrűséget számít, a mért spektrum illesztéséhez a spektrális fluxussűrűségeket át kell konvertálni luminozitássűrűségekké a korrekciók elvégzése után. Jelölje F_λ a mért spektrum spektrális fluxussűrűség értékeit, ekkor a luminozitássűrűség értékeket a következő összefüggés segítségével kaphatjuk meg:

$$L_\lambda = F_\lambda \cdot 4\pi d^2 \quad (3.4)$$

ahol d a szupernóva távolsága.

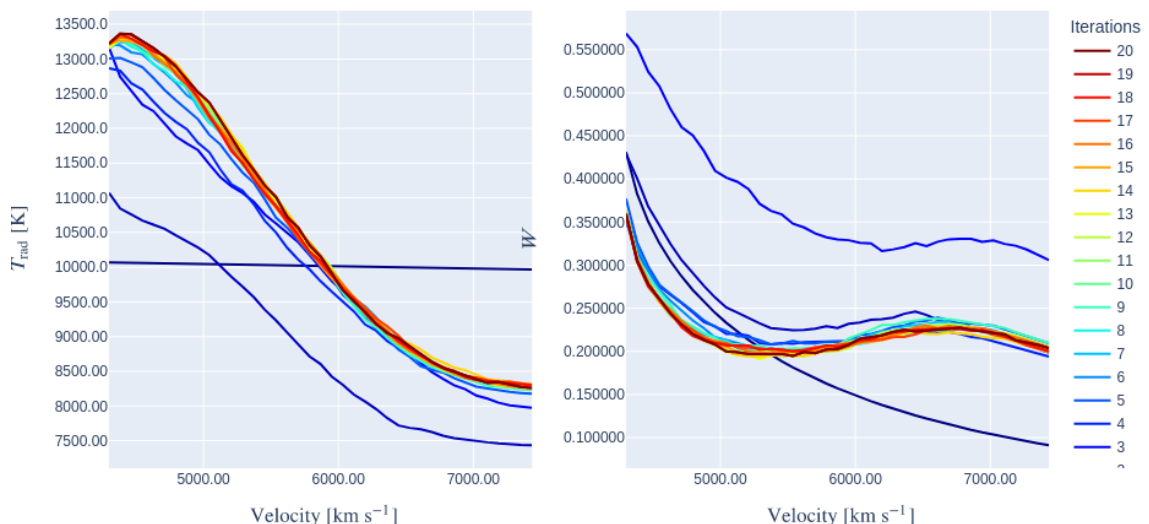
3.3. SN 2014ck spektrumok illesztése TARDIS kóddal

3.3.1. Az illesztett spektrumok

A vizsgált spektrumokat a Hawaii – szigeteken üzemelő, LCOGT 2.0 m átmérőjű távcső FLOYDS műszere segítségével vették fel. A spektrumuk felbontása egyaránt 13 Å, a hullámhossz tartomány pedig a 320 és 1000 nm közötti tartományt fedi le.

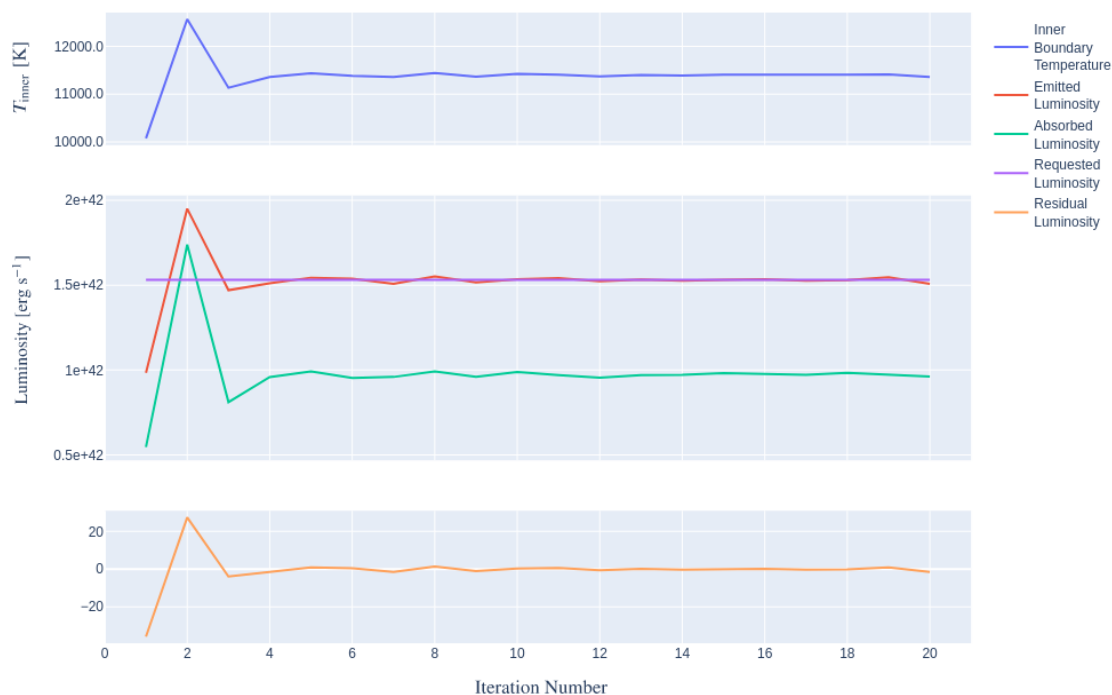
3.3.2. 2014.07.02-i (MJD=56840.52) spektrum

Mivel az SN 2014ck -ről készült első spektrum a rossz fluxuskalibráció miatt nem volt felhasználható, ezért az ehhez legközelebbi epocha spektrumát vizsgáltam a TARDIS segítségével. Ezt a spektrumot 2014.07.02-án vették fel. A 3.1 és 3.2 ábrákon láthatók a TARDIS működésének alapelemét bemutató konvergencia grafikonok. Az itt látható iterációs lépések során keresi meg a kód a legjobb T_{rad} sugárzási hőmérséklet, valamint a sűrűségprofilra jellemző W hígítási paraméter értéket a homolog tágulás sebességének függvényében, a 2.3 fejezetben prezentált módon. Emellett a 3.2 ábrán láthatjuk az iterációk során kapott fotoszféra hőmérséklet és luminozitás értékeket. Itt ezen paraméterek – végső, legmegfelelőbbnek bizonyuló értékhez – való konvergenciáját is megfigyelhetjük. A megfelelő korrekciók elvégzése után a legjobban illeszkedő TARDIS modell spektrumát mutatja be a 3.3 ábra.

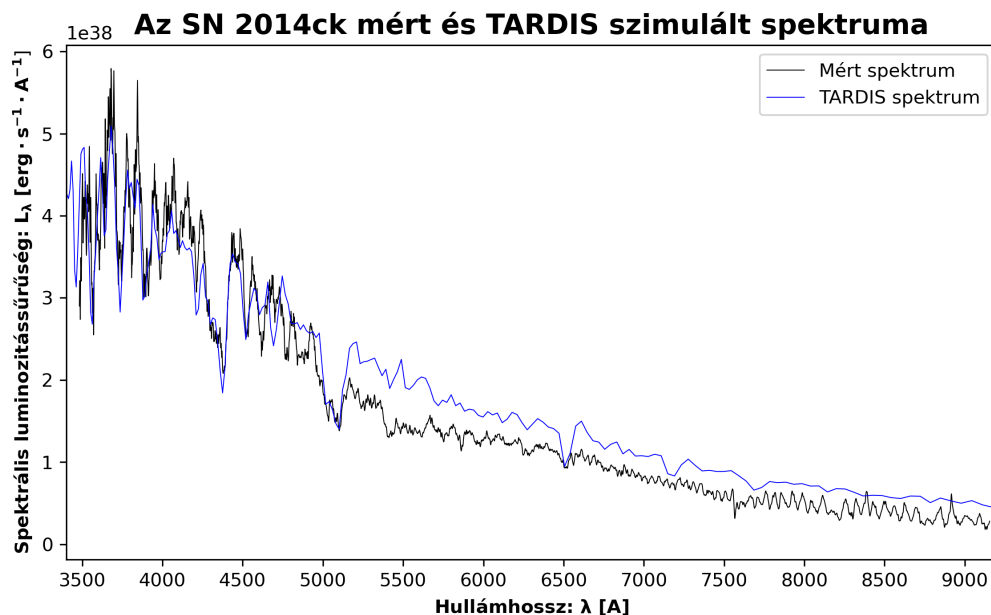


3.1. ábra. A T_{rad} sugárzási hőmérséklet és W hígítási paraméter konvergenciáját láthatjuk az iterációs lépések során.

A 3.3 ábrán látható, hogy a TARDIS által számított, legjobban illeszkedő spektrum kontinuum a hosszabb hullámhosszakon kissé nagyobb luminozitássűrűségnél található, mint a mért spektrum. Ennek oka egyrészt az, hogy a [35] -ből átvett színexcesszus értéke ($E(B-V) = 0.5$ mag) az illesztések szerint minden bizonnyal kissé túl lett becsülve, ami a mért spektrum vörösödés korrekciójakor a valóságnál valamivel meredekebb kontinuumot eredményezett. Másrészt pedig (realisztikusan) minden epochát ugyanazzal az abundancia és sűrűségprofillal illesztettem, hiszen azok nem változhatnak, és a későbbi epocháknál a kontinuum egzakt illesztéséhez az első spektrumnál kis eltérés elkerülhetetlen volt. Ez az eltérés azonban nem számottevő. Mindemellett az első spektrum egészen jól illeszthető volt a TARDIS

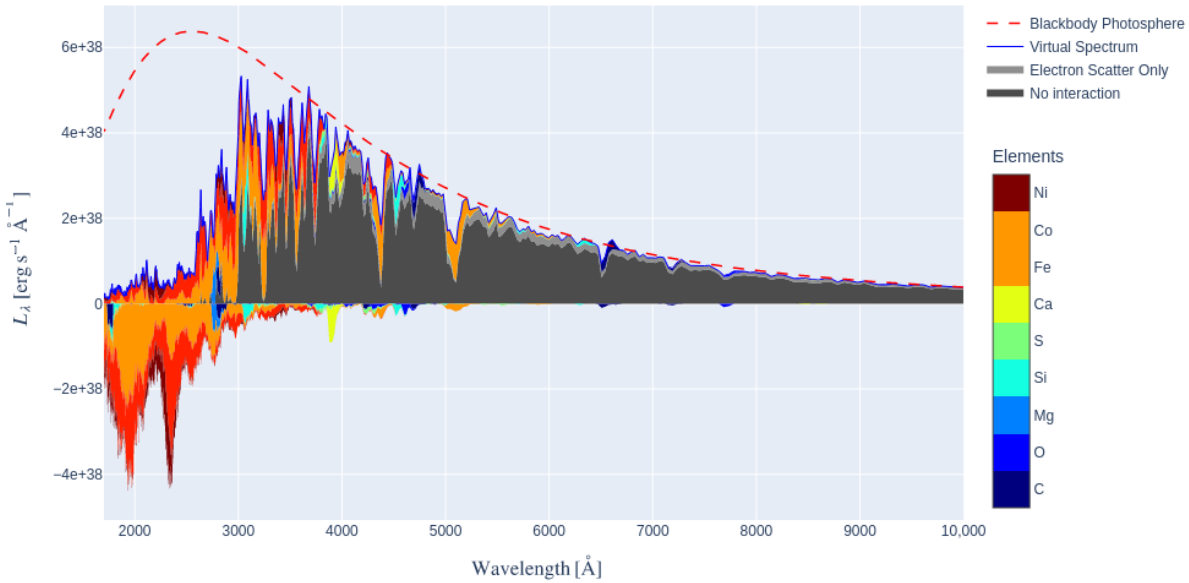


3.2. ábra. A fotoszféra hőmérséklet és a luminozítás konvergenciáját láthatjuk az iterációs lépések során.



3.3. ábra. Az SN 2014ck 2014.07.02 -i mért és a legjobban illeszkedő TARDIS szimulált spektruma

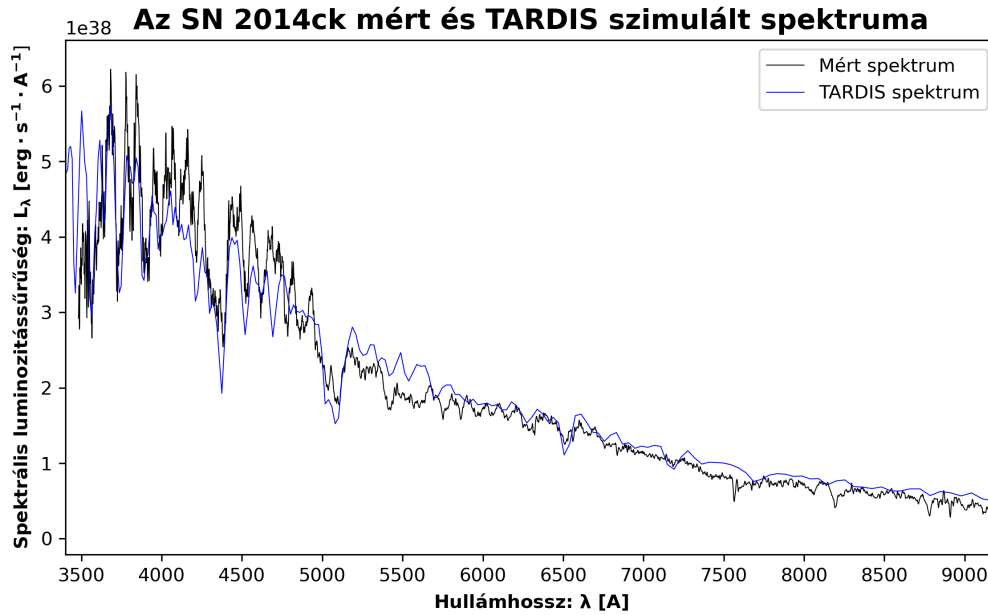
A 3.5 ábra egyrészt bemutatja a modell spektrumot, a fotoszféra hőmérsékletnek megfelelő Planck-függvényt, valamint a különböző színek a különböző fény-anyag kölcsönhatást szenvedett fotoncsomagok számára utalnak, azaz, hogy az egyes interakciók és egyes ionok milyen mértékben járultak hozzá a spektrumhoz a hullámhossz függvényében.



3.5. ábra. A modell spektrum részletes bemutatása. A kék folytonos vonal mutatja a modell spektrumot, a piros szaggatott vonal mutatja a fotoszféra hőmérsékletének megfelelő Planck-függvényt. Emellett a többi szín a különböző fény-anyag interakciók luminositássűrűségekhez való járulékát mutatja. A fekete szín azon fotoncsomagok számára utal, amelyek interakció nélkül sugárzódtak ki, a szürke szín a Thomson-szórást szenvedett fotoncsomagokra számára, míg a további színek a különböző atomokkal interakcióba került fotoncsomagok számát mutatja.

3.3.3. 2014.07.03-i (MJD=56841.52) spektrum

A második vizsgált spektrum egy nappal később került felvételre. Ez az első illesztett spektrumhoz időben közelinek számít, így lehetőséget ad az első spektrum illesztésének ellenőrzésére. Egy nap alatt nagy változások ugyanis nem következnek be, a paraméterter kis mértékű változtatása kielégítő illeszkedést kell, hogy adjon. A mért és a 3.2 fejezetben bemutatott korrekciókon átesett, valamint a TARDIS elemzés során kapott legjobban illeszkedő spektrumot mutatja be a 3.6 ábra.



3.6. ábra. Az SN 2014ck 2014.07.03 -i mért és a legjobban illeszkedő TARDIS szimulált spektruma

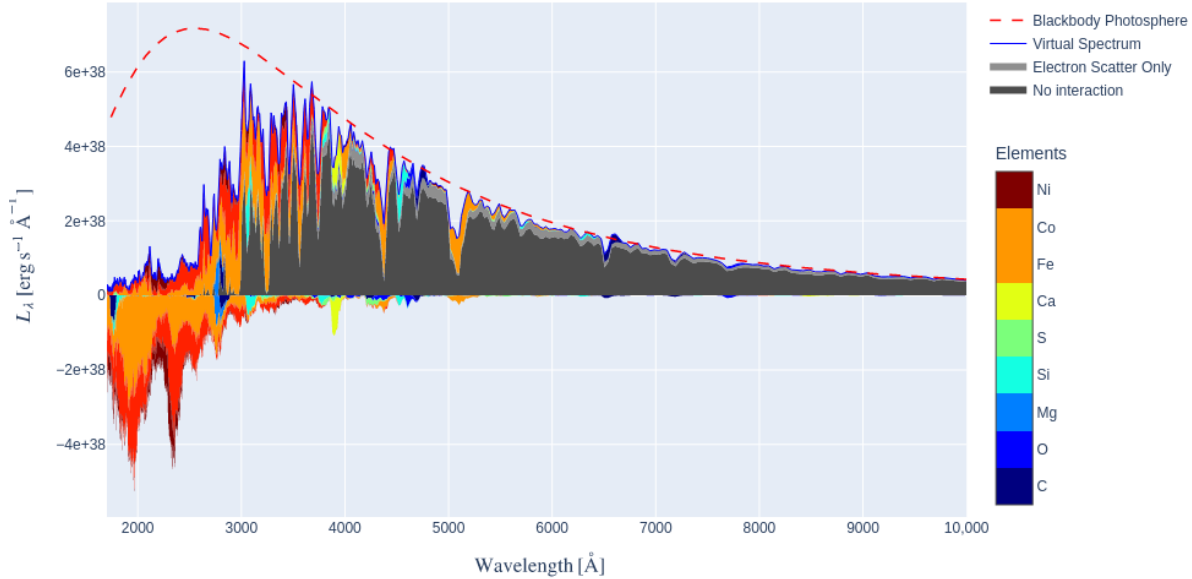
A 3.3.2-ben részletezett okok miatt a legjobban illeszkedő TARDIS spektrum a hosszabb hullámhosszakon még mindig kissé nagyobb luminozitássűrűséget eredményez, mint a mért spektrum. Az eltérés itt sem számottevő. Az időbeli közelség miatt a 3.6 spektrum ugyan azoknak az ionoknak a vonalait mutatja, mint a 3.3 spektrum, azonban a vonalak itt már erősebbek. A főbb vonalformáló ionok a következők: Si III, Ca II, Fe III, Fe II, S III, C II, O II, Si II. A Si II $\lambda 6355$ -ös vonal alig kimutatható.

A spektrumillesztésekből eredő paramétereket a 3.3 táblázat mutatja be:

t_{exp} [nap]	13.32
v_{phot} [km/s]	4200
T_{phot} [K]	11370
L [$\lg(L_{\odot})$]	8.65

3.3. táblázat. Az SN 2014ck 2014.07.03-i spektrumának TARDIS illesztéséből eredő paraméterek.

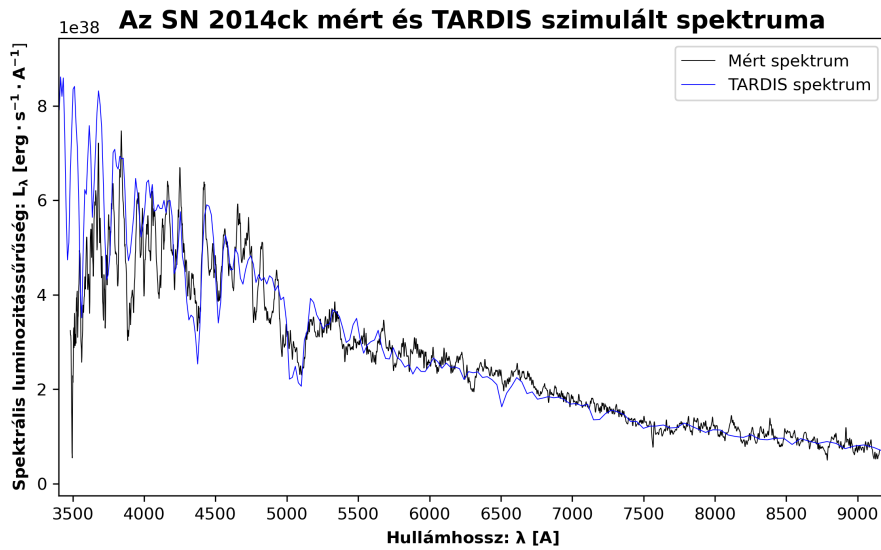
A 3.5 ábrához hasonlóan a 3.7 ábrán láthatjuk a szintetizált spektrumot, a fotoszféra hőmérsékletének megfelelő Planck-függvényt, valamint a különböző fényszóró anyag kölcsönhatások és elemek spektrumhoz való járulékát.



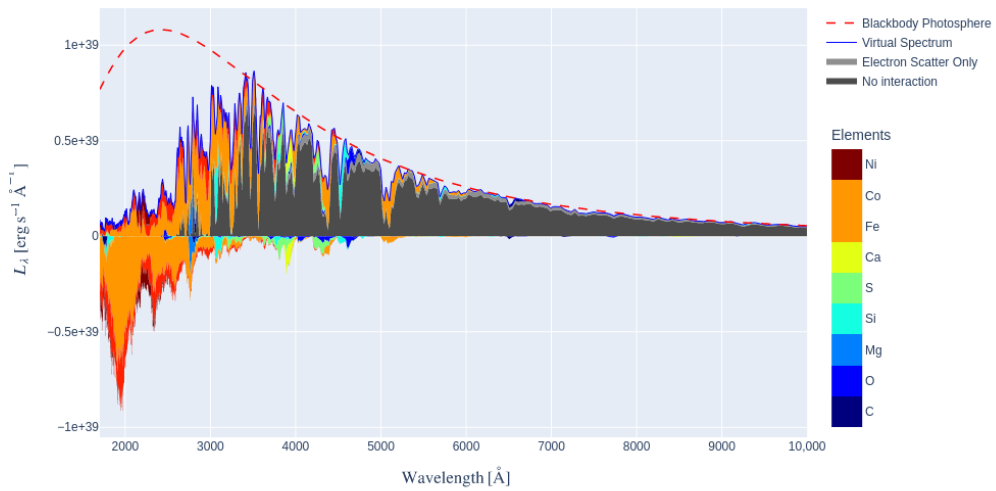
3.7. ábra. A modell spektrum részletes bemutatása. A kék folytonos vonal mutatja a modell spektrumot, a piros szaggatott vonal mutatja a fotoszféra hőmérsékletének megfelelő Planck-függvényt. Emellett a többi szín a különböző fény-anyag interakciók luminositássűrűségekhez való járulékát mutatja. A fekete szín azon fotoncsomagok számára utal, amelyek interakció nélkül sugárzódtak ki, a szürke szín a Thomson-szórást szenvedett fotoncsomagokra számára, míg a további színek a különböző atomokkal interakcióba került fotoncsomagok számát mutatja.

3.3.4. 2014.07.06-i (MJD=56844.52) spektrum

Az illesztés során az egyik legfontosabb lépés a maximum fényességhez legközelebbi spektrum leillesztése. A rendelkezésemre bocsátott spektrumok közül ez a 2014.07.06-i spektrum. A mért, mindennemű korrekción átesett, valamint a TAR-DIS modell spektrumot mutatja be a 3.8 ábra. Itt látható, hogy – az előző epochákkal megegyező abundancia és sűrűségprofillal – szimulált spektrum itt már minden hullámhossz tartományon jól illeszkedik a mért spektrumra. Az előző epochához hasonlóan sikerült kielégítő pontossággal leilleszteni a legtöbb spektrumvonalat is. A 3.3.2. és 3.3.3. alfejezetben említett ionok ennél a spektrumnál is erős vonalakat mutatnak. Lényeges különbség az előző epocha spektrumához képest, hogy már kimutathatóan megjelent a Si II $\lambda 6355$ -ös vonala is.



3.8. ábra. Az SN 2014ck 2014.07.06 -i mért és a legjobban illeszkedő TARDIS szimulált spektruma



3.9. ábra. A modell spektrum részletes bemutatása. A kék folytonos vonal mutatja a modell spektrumot, a piros szaggatott vonal mutatja a fotoszféra hőmérsékletének megfelelő Planck-függvényt. Emellett a többi szín a különböző fény-anyag interakciók luminositássűrűségeihez való járulékát mutatja. A fekete szín azon fotoncsomagok számára utal, amelyek interakció nélkül sugárzódtak ki, a szürke szín a Thomson-szórást szenvedett fotoncsomagokra számára, míg a további színek a különböző atomokkal interakcióba került fotoncsomagok számát mutatja.

A 3.5 ábrához hasonlóan a 3.9 ábrán láthatjuk a szintetizált spektrumot, a fotoszféra hőmérsékletének megfelelő Planck-függvényt, valamint a különböző fényanyag kölcsönhatások és elemek spektrumhoz való járulékát. Összehasonlítva a Planck-görbe maximumának hullámhosszát a 3.5 ábrával, jól látható, hogy a fotoszféra kisebb hőmérséklete és a Wien-törvény miatt az hosszabb hullámhosszon jelentkezik.

A spektrumillesztésekből eredő paramétereket a 3.4 táblázat mutatja be:

t_{exp} [nap]	16.32
v_{phot} [km/s]	3900
T_{phot} [K]	11689
L [$\lg(L_{\odot})$]	8.8

3.4. táblázat. Az SN 2014ck 2014.07.06-i spektrumának TARDIS illesztéséből eredő paraméterek.

3.3.5. 2014.07.10-i (MJD=56848.49) spektrum

Legvégül egy, a maximum után felvett spektrumot is megillesztettem a TARDIS segítségével, a fotoszféra alsóbb rétegeinek tomográfiájához. A 2014.07.10 -én felvett spektrumot és az elért legjobban illeszkedő TARDIS modellt mutatja be a 3.10. ábra.

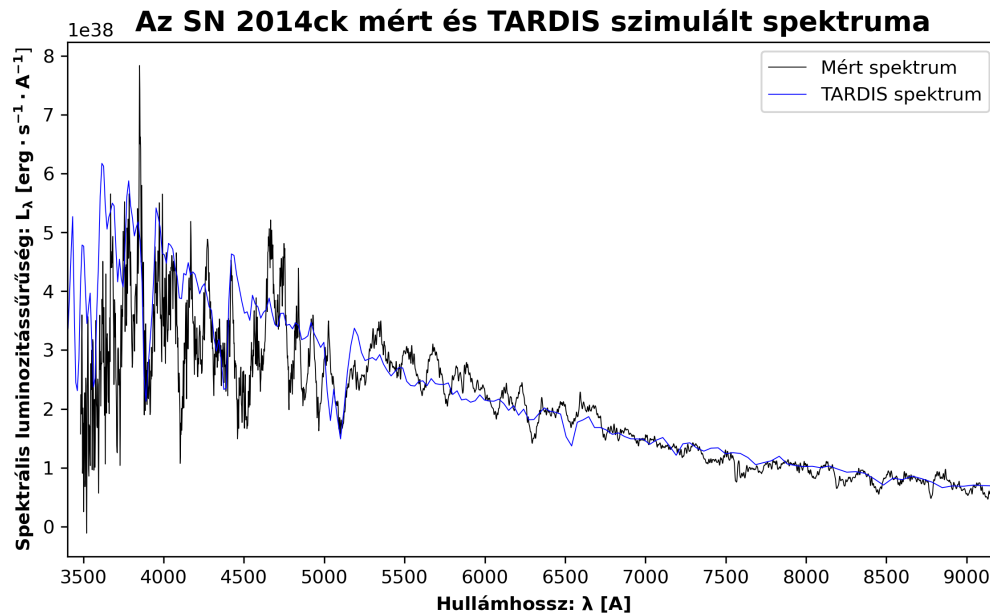
A legjelentősebb spektrumvonalak jó illesztése megadta a szupernóva atmoszférájának belsőbb régióinak fizikai állapotát és az abundanciáit. Az előző epochához képest több ion vonala is erősebb lett, leginkább szembeűnő a Si II $\lambda 6355$ -ös vonala.

A spektrumillesztésekből eredő paramétereket a 3.5 táblázat mutatja be:

t_{exp} [nap]	20.29
v_{phot} [km/s]	3500
T_{phot} [K]	9923
L [$\lg(L_{\odot})$]	8.68

3.5. táblázat. Az SN 2014ck 2014.07.10-i spektrumának TARDIS illesztéséből eredő paraméterek.

Végül pedig a 3.11. ábrán láthatjuk, a szintetizált spektrum és a fotoszféra hőmérsékletének megfelelő Planck-függvény mellett a különböző fényanyag interakciók és elemek spektrumhoz való járulékát.

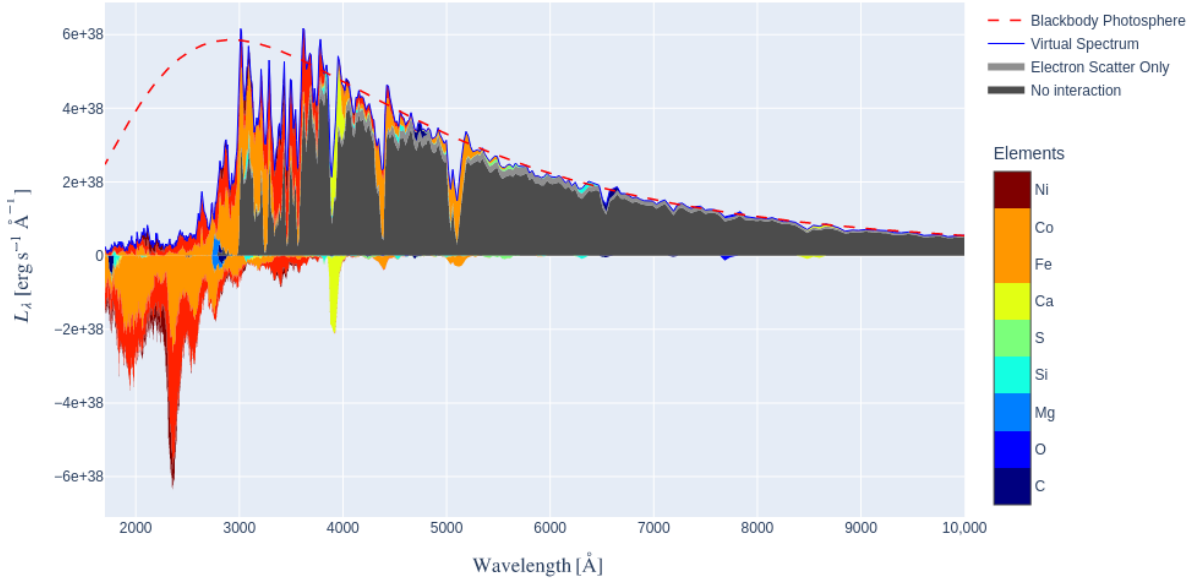


3.10. ábra. Az SN 2014ck 2014.07.10 -i mért és a legjobban illeszkedő TARDIS szimulált spektruma

3.3.6. Sűrűség és abundanciaprofilok

Jelen fejezetben mutatom be a TARDIS számára bemeneti (azaz illesztési) paraméterül szolgáló sűrűség és abundanciaprofilokat. Ezek – ellenben az egyes epocháknál bemutatott bemeneti paraméterekkel – minden epochára megegyeznek, hiszen sem a sűrűség sem az abundanciaprofil nem változik. A TARDIS a sűrűségprofilokat a robbanástól eltelt idő alapján hígítja illetve számol az abundanciaprofilban lévő radioaktív izotópok bomlásával is. A sűrűség és abundanciaprofil definiálása azt jelenti, hogy minden radiális cellára megadjuk az adott cellára vonatkozó közepes sűrűséget, illetve a kémiai elemek részarányát is.

A sűrűség és abundanciaprofilok létrehozásához egy python szkriptet használtam, amely a bemeneti paraméterek függvényében létrehozza a TARDIS szimulációkhoz szükséges bemeneti fájlakat. Ez a kód a sűrűségprofil számítását a következő módon végzi: attól függően, hogy hagyományos Ia avagy Iax típusú szupernóva spektrumát illesztjük le, a sűrűségprofil meghatározásához figyelembe kell venni a [5] cikkben bemutatott deflagrációs modellek által adott levágást (2.2.4). Iax típusú szupernóvák esetében ugyanis a 2.2.4 fejezetben tárgyalt módon a fehér törpe robbanási mechanizmusa eltér a hagyományos Ia szupernóvától. A deflagráció azt eredményezi, hogy a sűrűségprofil két függvény segítségével lesz leírható, nevezetesen a centrumtól a v_{lim} határsebességig a sűrűség exponenciálisan csökken, míg a v_{lim} felett már a de-



3.11. ábra. A modell spektrum részletes bemutatása. A kék folytonos vonal mutatja a modell spektrumot, a piros szaggatott vonal mutatja a fotoszféra hőmérsékletének megfelelő Planck-függvényt. Emellett a többi szín a különböző fény-anyag interakciók luminositássűrűségekhez való járulékat mutatja. A fekete szín azon fotoncsomagok számára utal, amelyek interakció nélkül sugárzódtak ki, a szürke szín a Thomson-szórást szenvedett fotoncsomagokra számára, míg a további színek a különböző atomokkal interakcióba került fotoncsomagok számát mutatja.

flagrációs modellek által meghatározott függvény szerint [1]:

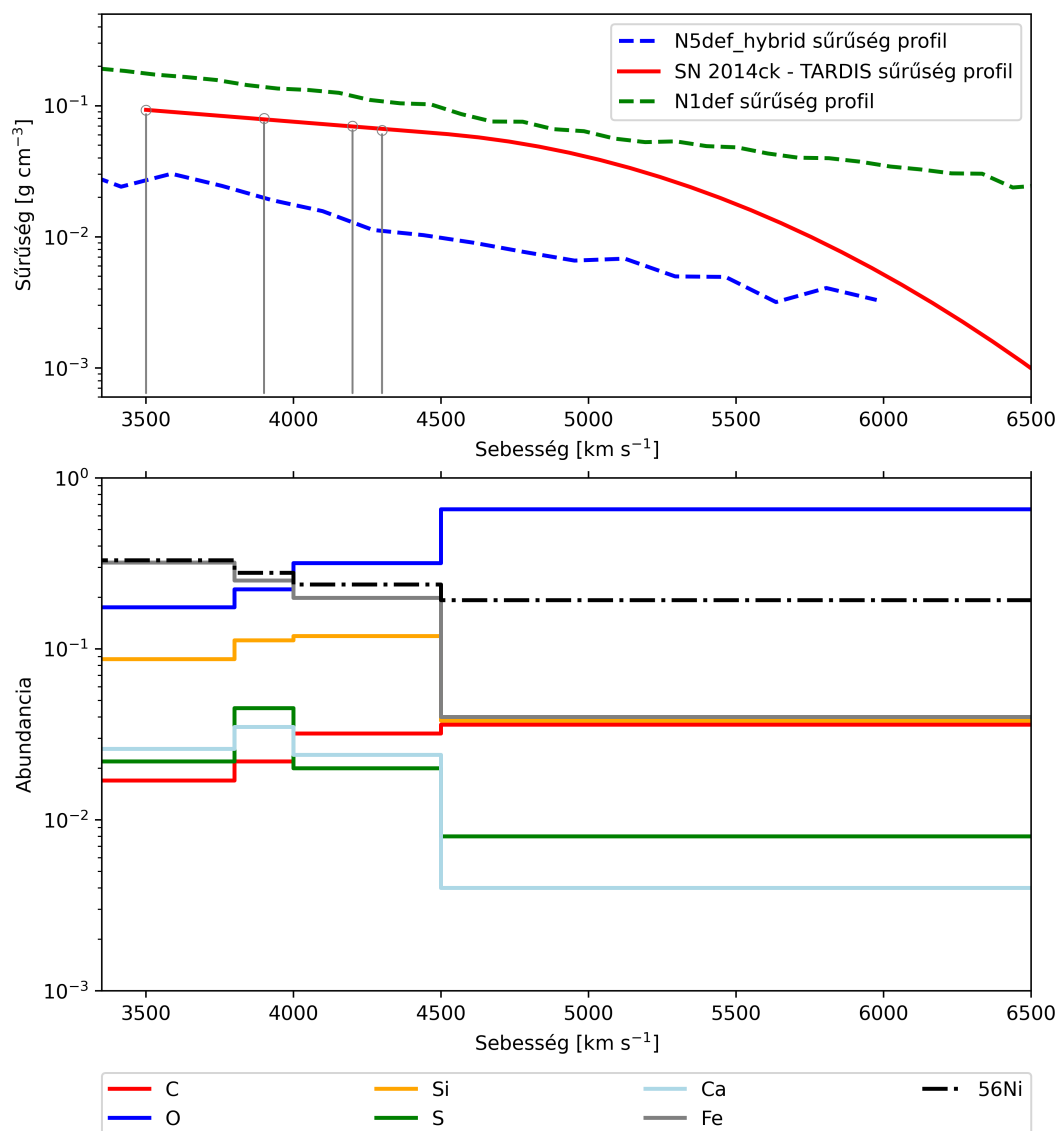
$$\rho(v) = \begin{cases} \rho_0 \cdot e^{-\frac{v}{v_0}} & \text{ha } v \leq v_{lim} \\ \rho_0 \cdot e^{-\frac{v}{v_0}} \cdot 8^{-\frac{8(v-v_{lim})^2}{v_{lim}^2}} & \text{ha } v > v_{lim} \end{cases} \quad (3.5)$$

ahol ρ_0 a referencia sűrűség a robbanás utáni 100s -nál, v_0 a referencia sebesség. Az illesztések alapján a sűrűségprofil meghatározó paraméterek értékei:

$\rho_0 [g/cm^3]$	0.40
$v_0 [km/s]$	2400
$v_{lim} [km/s]$	4500

A python szkript ezután a rétegek abundanciáit megadó fájlt is legyártja, amihez meg kell adni a sebességhatárok szerint az elemek és izotópok részarányát. A bemutatott paraméterértékek alapján számított sűrűségprofil és a spektrumillesztésekkel

feltérképezett abundanciaprofil látható a 3.12. ábrán. Ezen az ábrán jól megfigyelhetjük a különböző elemek rétegződéseit a szupernóva atmoszférájában. Az ^{56}Ni izotóp kiemelt jelentőségű a radioaktív bomlása során felszabaduló energia miatt. Bomlása miatt a Co mennyisége időben növekszik. Ez az izotóp az atmoszféra feltérképezett rétegeiben nagy részarányban van jelen. Az ^{56}Fe a 3500-4500 km/s-mos sebességtartományban jelentős rétegződést mutat, mely után a mennyisége valamelyest csökken, de az atmoszféra külsőbb rétegeiben is jelentős a részaránya. Ezzel ellentétben az O részaránya a külsőbb rétegekben a legnagyobb, míg mennyisége befelé csökken, de ott is jelentős mennyiségben van jelen. A deflagrációs modellek szerint nagy mennyiségben jön létre O . Jelentős a rétegződése a 4000 km/s-mos sebesség felett. Hasonló rétegződést mutat a C is. Jelentős spektrumformáló izotóp Si és a S is, melyek közül az előbbi nagyobb részarányban van jelen, mint a másik, rétegződésük azonban hasonló: mennyiségük a belsőbb tartományokban jelentősebb. csak ez az elem a külső rétegekben kisebb mértékben van jelen, mint a ^{56}Ni . A Ca a S -hez hasonló abundanciaprofilit mutat. Az abundanciatomográfia révén tehát feltérképezhetővé vált a szupernóva atmoszférája, illetve a deflagrációs fúziós front által a különböző rétegekben létrehozott elemek abundanciái is.



3.12. ábra. Felül: a spektrumillesztésekhez használt sűrűség-profil összehasonlítása a halványabb Iax-ekkel jó egyezést mutató N1def és N5def-hybrid hidrodinamikai modellekkel. A függőleges szürke vonalak a modell atmoszféra mintavételezési pontjait jelölik, ahol az illesztett színeképek fotoszférái is találhatóak. Alul: a szupernóva atmoszférájának tomográfias technikával feltérképezett kémiai abundancia-profiljának modellje.

4. fejezet

Az Iax típusú szupernóvák luminozítás-sebesség relációjának vizsgálata

Ebben a fejezetben az Iax típusú szupernóvákra vonatkozó és a 2.2.6 alfejezetben bemutatott luminozítás-sebesség reláció felülvizsgálata kerül bemutatásra. Dolgozatomban a nehezen mérhető luminozítás helyett az azzal – a bolometrikus korrekción és a Pogson-formulán keresztül – szoros kapcsolatban lévő maximális V abszolút fényességet, illetve annak az időpontjában vett fotoszféra sebességet vizsgálom. Először az irodalomban elérhető és a vizsgálathoz használt Iax szupernóva mintára térek ki. A maximális V abszolút fényesség - fotoszféra sebesség szerinti eloszlásból leginkább kilógónak mutató SN 2014ck TARDIS vizsgálatát a 3.3 fejezet mutatja be, amelynek eredményeit a reláció felülvizsgálatához használtam fel. Végül a bemutatott szupernóvák alapján a luminozítás-sebesség reláció felülvizsgálatára térek ki.

4.1. Iax szupernóva minta

A jelen alfejezet mutatja be a relációk vizsgálatához felhasznált szupernóvákat, valamint fizikai tulajdonságaikkal kapcsolatos, esetlegesen alkalmazott interpolációs, illetve extrapolációs számításokat vagy éppen átlagolásokat.

4.1.1. SN 2002cx

Az SN 2002cx, az első megfigyelt Iax típusú szupernóva, amely a CGCG 044-035 galaxisban robbant fel. A galaxis távolságmodulusa $\mu = 35.09 \pm 0.32$ mag $H_0 = 72 \pm 8$ km/s/Mpc értékű Hubble-paraméter mellett, a távolságmodulus hibája pedig tartalmazza mind a Hubble-paraméter hibáját, mind pedig a galaxis ≈ 700 km/s-mos pekuliáris sebességéből eredő hibát [16]. Az objektum részletes vizsgálatát Li és mtsai.

végezték el [16]. Elemzésük szerint a robbanás időpontja $T_0 = 52404.0$ MJD, míg a szupernóva maximális V abszolút fényességét $T_{V_{max}} = 52417.0 \pm 1.0$ MJD-kor érte el, melynek értéke $V_{max} = -17.55 \pm 0.34$ mag volt. A fotoszféra sebessége ugyanekkor az eredeti elemzés szerint $v_{ph} = 6400$ km/s-nak adódott. Barna és mtsai. (2018) a TARDIS kóddal történő illesztések alapján ugyanezen sebesség $v_{ph} = 7091$ km/s-nak adódott, amelyet lineáris interpolációval határoztam meg a robbanás kezdetétől számított $t_{exp} = 10,2$ nap és $t_{exp} = 23,2$ nap epochájú spektrumok [2]-ben elérhető spektrumillesztései alapján, annak ismeretében, hogy a V maximum $t_{exp} = 13$ napos epochánál következett be.

4.1.2. SN 2005hk

A szupernóva az UGC 272 galaxisban robbant fel (távolságmodulusa $\mu = 33.46 \pm 0.27$ mag $H_0 = 72$ km/s/Mpc értékű Hubble-paraméter mellett). A részletes vizsgálatát Sahu és mtsai. (2008), valamint Phillips és mtsai. (2007) végezték el [22, 26]. Elemzésük szerint a robbanás időpontja $T_0 = 53670.0$ MJD, míg a szupernóva maximális V abszolút fényességét $T_{V_{max}} = 53689.49 \pm 0.8$ MJD-kor érte el, melynek értéke $V_{max} = -18.08 \pm 0.29$ mag volt. Ezen felül a kutatások alapján $\Delta m_{15}(V) = 0.92 \pm 0.01$ mag. A fotoszféra sebessége ugyanekkor Sahu és mtsai. (2008) alapján $v_{ph} = 6167$ km/s, míg Phillips és mtsai. (2007) alapján $v_{ph} = 6385$ km/s. A két eltérő módszerrel (TARDIS, valamint SYNOW illesztések) kapott értékek jó egyezést mutatnak. Ezek az értékeket lineáris interpolációval kerültek meghatározásra, mivel Sahu és mtsai. (2008) esetében a V maximumhoz képesti -6 és +3 nap epocha során felvett spektrumokból származó értékek vannak feltüntetve, míg Phillips és mtsai. (2007) -4 és +44 nap epochához tartozó értékeket adtak meg. Barna és mtsai. (2018) TARDIS elemzése alapján a $v_{ph} = 6733$ km/s-nak adódott a maximum idején, amely a rendelkezésre álló adatpontok +19,5 napos epochára történő lineáris extrapolációval kapható meg.

4.1.3. SN 2008ha

Az SN 2008ha az UGC 12682 galaxisban tűnt fel, vizsgálatát a [7] cikkben találjuk. Ennek alapján a maximális V abszolút fényességét 54785.67 ± 0.48 MJD-kor érte el, melynek értéke az SN 2008ha esetében $V_{max} = -14.11 \pm 0.14$ mag. [31] szerint az SN 2008ha esetében $\Delta m_{15}(V) = 1.29 \pm 0.04$ mag. A fotoszféra V maximumkori sebessége az SN 2008ha-ra [7] és [8] eredményei alapján $v_{ph} = 3000$ km/s-nak adódik. A távolságmodulus értéke $\mu = 31.50 \pm 0.40$ mag a NASA Extragalactic Database (NED)-ben elérhető Tully-Fisher reláció alapján.

4.1.4. SN 2010ae

Az SN 2010ae az ESO 162-17 galaxisban robbant fel ($\mu = 30.19 \pm 0.20$ mag Tully-Fisher reláció alapján [37]). A szupernóvák részletes elemzése megtalálható [7] és [31] cikkekben. A maximális V abszolút fényességét 55254.74 ± 0.18 MJD-kor érte el, melynek értéke a [31]-ben feltüntetett csúcsluminozitásból számítva $V_{max} = -14.75 \pm 0.54$ mag. Az SN 2010ae maximális V abszolút fényességének számításakor a cikkben szereplő luminozitások közül az $E(B-V) = 0.62$ mag-ra vonatkozó értéket használtam fel. Megjegyzendő ugyanakkor, hogy a vörösödés meghatározott értéke nagy bizonytalansággal terhelt. Az SN 2010ae esetében $\Delta m_{15}(V) = 1.15 \pm 0.04$ mag. A fotoszféra V maximumkori sebessége az SN 2010ae-re [31] szerint a Ca II H&K, valamint a C II $\lambda 6580$ vonalak illesztései szerint $v_{ph} = 3200$ km/s, a Si II $\lambda 6355$ -ös vonal illesztései szerint pedig $v_{ph} = 4100$ km/s.

4.1.5. SN 2011ay

Az SN 2011ay az NGC 2315-ös galaxisban tűnt fel. Azt a szupernóvát részletes vizsgálatnak vetették alá mind a SYN++ [33], mind a TARDIS segítségével [3]. A [33] tanulmány alapján a robbanás ideje $T_0 = 55632.5 \pm 1.5$ MJD, a V maximum ideje $T_{Vmax} = 55653.6 \pm 0.4$ MJD, a maximális V abszolút fényesség $V_{max} = -18.39 \pm 0.18$ mag, míg $\Delta m_{15}(V) = 0.95 \pm 0.08$ mag. A SYN++ és SYNAPPS elemzés szerint a fotoszféra sebessége $v_{ph} = 9300$ km/s, míg [3] TARDIS-on alapuló vizsgálata alapján $v_{ph} = 8480$ km/s, amely a V maximumhoz időben legközelebbi két spektrum illesztéséből adódó sebességek segítségével a V maximum idejére végzett lineáris interpolációval adódik. A távolságmodulus $\mu = 34.87 \pm 0.15$ mag a Hubble-áramlás alapján, $H_0 = 67.8$ km/s/Mpc Hubble-konstans mellett (adat forrása: NED).

4.1.6. SN 2012Z

Az NGC 1309 galaxisban feltűnt szupernóva részletes vizsgálata, [32] cikk eredményei alapján a szupernóva robbanásának ideje $T_0 = 55952.8$ MJD, míg a V maximum ideje $T_{Vmax} = 55972.74 \pm 0.14$ MJD. Stritzinger és mtsai. (2015) alapján a szupernóva maximális V abszolút fényessége $V_{max} = -18.50 \pm 0.09$ mag volt és $\Delta m_{15}(V) = 0.89 \pm 0.01$ mag. A fotoszféra sebességére a kutatócsoport a különböző ionok, de leginkább a Ca II H&K, illetve Fe II $\lambda 4555$ ionok vonalillesztései alapján $v_{ph} = 8000-8500$ km/s intervallumbeli értékeket kapott. Ezek közül a Ca II H&K vonalak illesztéseiből kapott eredményeket használtam fel. Ennek a szupernóvának a TARDIS alapú vizsgálata is megtalálható a már több szupernóva esetében is idézett [2] cikkben. A V maximum idejéhez legközelebbi két spektrum TARDIS illesztéseivel kapott fotoszféra sebességekből lineáris interpoláció elvégzésével a V maximum idejére a fotoszféra sebesség $v_{ph} = 7763$ km/s-nek adódott. A szupernóva szülőgalaxisának távolságmodulu-

sa $\mu = 32.59 \pm 0.09$ mag cefeidákon alapuló távolságmérés (Ia kalibrált) alapján [24]. Mivel ez a mérési módszer pontos értékeket ad, a maximális V abszolút fényességek is kis hibával terheltek.

4.1.7. SN 2015H

Az SN 2015H az NGC 3464-ben robbant fel, amelynek a NASA Extragalaktikus Adatbázisban (NED) elérhető adatok szerint Tully-Fisher-reláción alapuló mérés szerint a távolságmodulus $\mu = 33.91 \pm 0.07$ mag. Vizsgálatát nehezítette, hogy a maximum előtt és utáni időszakban kizárólag SDSS r szűrőben felvett fotometriai adatok kerültek felvételre. A többszín fotometriai követés csak a maximum után kezdődött el. A szupernóva vizsgálatát Magee és mtsai. (2016) végezték el [18]. Az r sávban felvett fénygörbe alapján a robbanás ideje $T_0 = 57046 \pm 0.5$ MJD, az r maximum időpontja pedig $T_{rmax} = 57061.9 \pm 0.4$ MJD. A jelen dolgozatban elvégzett vizsgálatokhoz azonban a V szűrős eredményekre van szükség. Mivel V sávbéli mérések csak maximum utáni időszakból vannak, az SN 2015H V maximumának időpontját a következőképpen becsültem meg. A szakirodalomban elérhető Iax típusú szupernóvák közül az abszolút fényesség tekintetében az SN 2014ck a leginkább hasonló. [35] szerint az SN 2014ck V maximumát az SDSS r maximum előtt egy nappal érte el. Ennek alapján az SN 2015H-ra a V maximum időpontjának becsült időpontja $T_{Vmax} = 57060.9 \pm 0.4$ MJD. Hasonló módon és a NED-ben elérhető korrigált vöröseltolódás alapján az SN 2015H maximális abszolút V fényességét közel egyenlőnek vehetjük a maximális r abszolút fényességgel $V_{max} = -17.27 \pm 0.07$ mag. A Ca II H&K vonalak illesztésével az idézett kutatócsoport a maximum időpontjára $v_{ph} = 5800$ km/s-mot kapott. Ez az érték [2] TARDIS elemzések alapján $v_{ph} = 6188$ km/s, ami a maximum időpontjához időben legközelebb felvett spektrumok TARDIS illesztéséből eredő fotoszféra sebességek maximum időpontra vett lineáris interpolációjából adódik.

4.1.8. SN 2019muj

Az SN 2019muj a VV 525 galaxisban robbant fel, melynek ideje [1] alapján $T_0 = 58698.2 \pm 0.5$ MJD és a V maximum ideje $T_{Vmax} = 58709.3 \pm 0.7$ MJD. A maximális V abszolút fényesség $V_{max} = -16.42 \pm 0.06$ mag és $\Delta m_{15}(V) = 1.20$ mag az idézett cikk szerint. [1] TARDIS-szal végzett spektrumillesztései alapján a fotoszféra sebessége $v_{ph} = 4500$ km/s volt a V maximum idejekor. A galaxis távolságmodulusa $\mu = 32.61 \pm 0.43$ mag Tully-Fisher reláció alapján [28].

4.1.9. SN 2019gsc

Az SN 2019gsc az SBS 1436+529A galaxisban tűnt fel. Ezt a szupernóvát kettő kutatócsoport is elemezte: Srivastav és mtsai. (2020) [30] és Tomasella és mtsai. [36].

Jelen dolgozat szempontjából fontos megjegyezni, hogy Srivastav és mtsai. (2020) TARDIS elemzést is végeztek. A spektrumillesztések alapján a kutatócsoport a robbanás időpontjára $T_0 = 58630.5$ MJD értéket kapott. Mivel a szupernóváról csak SDSS szűrőkben végeztek fotometriai méréseket, így a V maximum időpontját a g maximum idejével közelítettem, mivel az SDSS g áteresztési hullámhossz-tartománya tartalmazza a Johnson-Cousins-Bessel V szűrő hullámhossz áteresztési tartományát. Így a V maximum időpontja közelítőleg $T_{V_{max}} = 58638,82$ MJD. Erre az időpontra lineárisan interpolálva Srivastav és mtsai. (2020) által a különböző epochájú spektrumok TARDIS illesztésével kapott fotoszféra sebességeket, a fotoszféra sebessége $v_{ph} = 2477$ km/s. Tomasella és mtsai. (2020) szerint ugyanez a Si II $\lambda 6355$ -ös vonal illesztése alapján $v_{ph} = 3500$ km/s. Akármelyik értéket is tekintjük, az SN 2019gsc az egyik legkisebb fotoszféra sebességet mutató Iax szupernóva az irodalomban elérhető Iax típusú szupernóvák között. Az SDSS g és r sávokban számolt maximális abszolút fényességekből ([36]) a [13]-ben szereplő transzformációs egyenleteket felhasználva a maximális V abszolút fényesség $V_{max} = -13.99 \pm 0.11$ mag. Az SDSS g sávban $\Delta m_{15}(g) = 1.08 \pm 0.06$ mag, míg SDSS r sávban $\Delta m_{15}(r) = 0.96 \pm 0.06$ mag [36]. A Tomasella és mtsai. (2020) által a NED adatbázisból átvett és [36]-ban szereplő adatok szerint az SBS 1436+529A galaxis Hubble-áram alapján $H_0 = 73$ km/s/Mpc mellett kapott távolságmodulusa $\mu = 33.60$ mag.

4.1.10. SN 2020kyg

Az SN 2020kyg az NGC 5012 galaxisban tűnt fel. A szupernóva részletes elemzését [29] cikkben találhatjuk. Ennek alapján a robbanás ideje $T_0 = 58988.0 \pm 1.5$ MJD. Mivel az SN 2020kyg-ről nincsenek közvetlen V szűrős mérések, a maximális V abszolút fényesség értékét a maximális SDSS g és r abszolút fényességekből [13]-ben bemutatott transzformációs egyenleteket felhasználva határoztam meg, amely $V_{max} = -14.9 \pm 0.11$ mag-nak adódott. A Si II $\lambda 6355$ vonal illesztése alapján a V maximumhoz időben legközelebbi spektrumokból kapott értékeket lineárisan interpolálva a V maximum idejére a fotoszféra sebessége $v_{ph} = 3975.8$ km/s adódik. A távolságmodulus $\mu = 33.18 \pm 0.43$ mag Tully-Fisher reláció alapján [28].

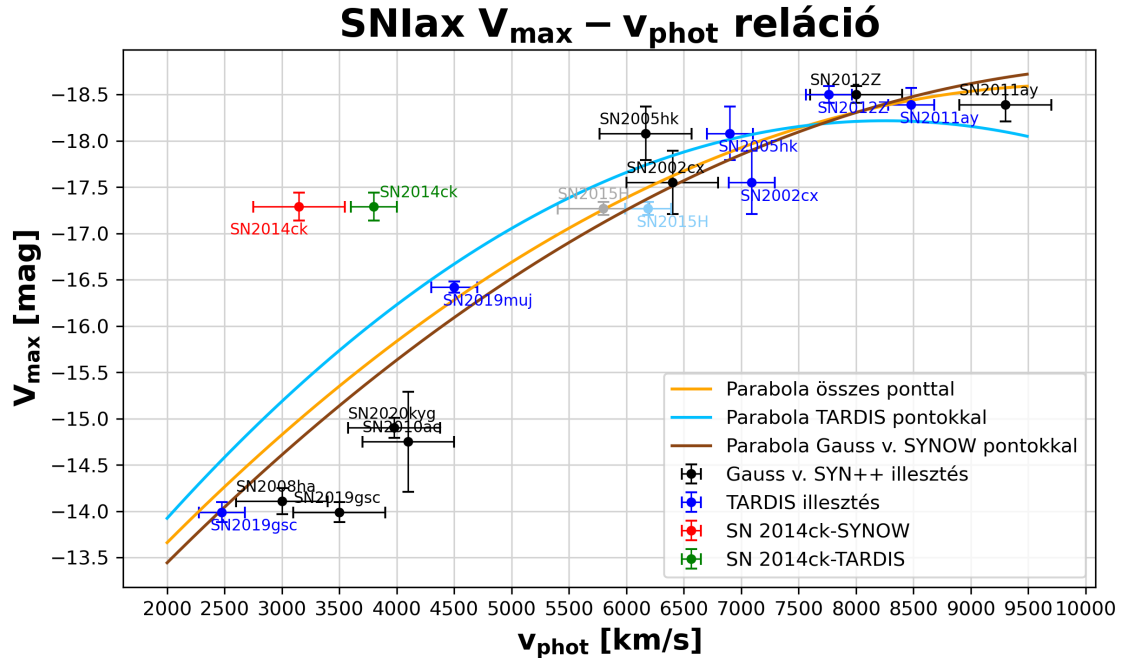
4.2. A luminozítás-sebesség reláció felülvizsgálatának eredményei

Az Iax szupernóvák maximális V abszolút fényessége és a V -maximumnál mért fotoszférikus sebessége közötti kapcsolat vizsgálatát a felhasznált Iax szupernóvák 4.1 fejezetben bemutatott adatainak összegzésével kell kezdeni, kiemelt figyelmet fordítva a maximális V abszolút fényességnek és a fotoszféra sebességének ugyanekkor. Mivel sebességértékek a különböző ionok vonalainak Gauss-profil illesztéséből, a spektrumok SYN++ és TARDIS illesztéséből is adódnak, a korreláció vizsgálható csak a Gauss és SYN++, vagy csak a TARDIS illesztésből adódó sebességeket felhasználva. További lehetőség, hogy egyszerre az összes módszerből eredő értékeket vizsgáljuk. A reláció vizsgálatához felhasznált és a 4.1 fejezetben részletezett Iax típusú szupernóvák adatait a 4.1 táblázat foglalja össze.

SN	Galaxis	μ [mag]	$T_{V_{\max}}$ [MJD]	$V_{\max}$ [mag]	V_{phot} [km/s]	V_{phot} (TARDIS) [km/s]	Referenciák
SN2002cx	CGCG 044-035	35.09 ± 0.32	52417.0 ± 1.0	-17.55 ± 0.34	6400	7091	[16]; [2]; 4.1.1
SN2005hk	UGC 272	33.46 ± 0.27	53689.49 ± 0.8	-18.08 ± 0.29	6167; 6385	6733	[22]; [26]; [2]; 4.1.2
SN2008ha	UGC 12682	31.50 ± 0.40	54785.67 ± 0.48	-14.11 ± 0.14	3000	-	[7]; [8]; [31]; 4.1.3
SN2010ae	ESO 162-17	30.19 ± 0.20	55254.74 ± 0.18	-14.75 ± 0.54	3200 (Ca II H&K); 4100 (Si II $\lambda 6355$)	-	[7]; [8]; [31]; 4.1.4
SN2011ay	NGC 2315	34.87 ± 0.15	55653.6 ± 0.4	-18.39 ± 0.18	9300	8480	[33]; [3]; 4.1.5
SN2012Z	NGC 1309	32.59 ± 0.09	55972.74 ± 0.14	-18.50 ± 0.09	8000 – 8500	7763	[32]; [2]; 4.1.6
SN2015H	NGC 3464	33.91 ± 0.07	57060.9 ± 0.4	-17.27 ± 0.07	5800	6188	[18]; [2]; 4.1.7
SN2019muj	VV 525	32.61 ± 0.43	58709.3 ± 0.7	-16.42 ± 0.06	-	4500	[1]; 4.1.8
SN2019gsc	SBS 1436+529A	33.60	SDSS g: 58638.82 SDSS r: 58641.40	-13.99 ± 0.11	3500	2477	[30]; [36]; 4.1.9
SN2020kyg	NGC 5012	33.18 ± 0.43	SDSS g: 58997.5 SDSS r: 59001.0	-14.9 ± 0.11	3975.8	-	[29]; 4.1.10
SN2014ck	UGC 12182	$56828.2^{+2.7}_{-4.5}$	56845.6 ± 0.1	-17.29 ± 0.15	3149	3700	[35]; 3.1

4.1. táblázat. Az Iax típusú szupernóvák luminozítás-sebesség relációjának vizsgálatához használt szupernóvák főbb adatai. A táblázatban feltüntetett adatok egy része lineáris interpolációból, extrapolációból illetve átlagolásból származik. Ezek az adott szupernóvánál részletesen bemutatásra kerültek a táblázat utolsó oszlopában feltüntetett alfejezetekben. Ugyanebben az oszlopban az adatok eredeti forrásai is megtalálhatóak. A táblázat 3. oszlopa a galaxis távolságmodulusát mutatja be, amelynek forrása az utolsó oszlopokban hivatkozott fejezetekben megtalálhatók. A V maximum idejére vonatkozó fotoszféra sebességek a 6. és 7. oszlopokban láthatóak, amelyek közül az előbbiben a különböző ionok vonalillesztéséből vagy SYN++ spektrumillesztésekből, míg az utóbbiban a TARDIS elemzésekből eredő sebességeket láthatjuk. Az utolsó sor a szokatlansága miatt kitüntetett SN 2014ck-t mutatja be, mely esetében a 3.3 fejezetben bemutatott TARDIS elemzésekből eredő fotoszféra sebességet is feltüntettem.

Az adatok összefoglalását követően az Iax minta $V_{max} - v_{phot}(t = T_{V_{max}})$ grafikonját a 4.1 ábra mutatja be:



4.1. ábra. Az Iax típusú szupernóvák maximális V abszolút fényesség - V maximum-kori fotoszféra sebesség grafikonja a szakirodalomban fellelhető összes olyan Iax szupernóvát magában foglalja, amely részletes spektroszkópai analízis tárgya volt. Fekete színnel kerültek feltüntetésre azok az adatpontok, amelyeknél a sebesség a Si II $\lambda 6355$ vagy a Ca II H&K vonalak Gauss illesztéséből vagy éppen SYN++ spektrumillesztésekből adódtak, míg kék jelöli a TARDIS spektrumillesztésekből eredő sebességértékkel rendelkező adatpontokat. Mivel az Iax mintában több szupernóva esetében is rendelkezésre állnak mindkét forrásból eredő sebességek, ezek a szupernóvák különböző színekkel kétszer is szerepelnek. Az ábra megkülönböztetett figyelmet fordít a relációból az eredeti elemzések szerint leginkább kilógó [35] SN 2014ck-nak, melyet az ábrán piros szín jelöl. Az SN 2014ck 3.3 fejezetben bemutatott TARDIS illesztéséből eredő sebességértékkel felvett adatpontját zöld szín jelöli. Narancssárga szín jelöli az összes adatpontra illesztett másodfokú függvényt, míg világoskék a csak TARDIS illesztésből adódó adatpontokra és barna a csak Gauss vagy SYN++ illesztésekből adódó adatpontokra illesztett parabolát.

A korreláció vizsgálata érdekében és figyelembe véve, hogy a maximális V abszolút fényesség logaritmikus mennyiség, az adatpontokra a következő másodfokú függvényt illesztettem:

$$V_{max}(v_{phot}) = av_{phot}^2 + bv_{phot} + c \quad (4.1)$$

Az együttthatók értékeit, valamint a hozzájuk tartozó varianciákat azokban a külön-

bőző esetekben, amikor az összes adatpontra egyszerre, vagy csak a TARDIS alapján kapott adatpontokra, vagy csak a Gauss és SYN++ illesztésekből eredő adatpontokra illesztjük meg a 4.1 függvényt, a 4.2 táblázat mutatja be.

v_{phot} forrása	a [mag · s ² /km ²]	Δa [mag · s ² /km ²]	b [mag · s/km]	Δb [mag · s/km]	c [mag]	Δc [mag]
Gauss, SYN++ és TARDIS illesztés	$7.8 \cdot 10^{-8}$	$6.2 \cdot 10^{-8}$	$-1.6 \cdot 10^{-3}$	$7.2 \cdot 10^{-4}$	-10.86	1.90
Gauss és SYN++ illesztés	$7.1 \cdot 10^{-8}$	$1.0 \cdot 10^{-7}$	$-1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	-10.68	3.3
TARDIS illesztés	$1.1 \cdot 10^{-7}$	$8.0 \cdot 10^{-8}$	$-1.8 \cdot 10^{-3}$	$8.9 \cdot 10^{-4}$	-10.74	2.23

4.2. táblázat. A különböző forrásokból származó adatpontokra illesztett 4.1 másodfokú függvények együtthatói és azok varianciái. Az első oszlopban feltüntetett Gauss illesztés a Si II $\lambda 6355$ -ös vonal, vagy a Ca II H&K vonalak profiljainak Gauss illesztéséből eredő fotoszféra sebességekre utal, míg a SYN++ és a TARDIS a velük elvégzett spektrumillesztésekből eredő fotoszféra sebességeket jelöli.

A 4.1 ábra és a 4.2 táblázat alapján a maximális V abszolút fényesség és a V maximumkori fotoszféra sebesség közötti reláció valóban fennállni látszik és sokkal erősebb a korreláció, mint azt az eddigi szakirodalmakban feltüntették (látsd. pl [35] vagy [29]). Ugyancsak látható, hogy amennyiben konzisztens módon csak a TARDIS illesztésekből eredő – és így realiztikusabb – fotoszféra sebességeket tekintjük, az együtthatók szórása csökkenthető és így a reláció pontosabban is megkapható. A Si II $\lambda 6355$ és a Ca II H&K vonalak Gauss illesztéséből eredő fotoszféra sebességek esetében az adatpontok szórása sokkal nagyobb, ami azt mutatja, hogy a módszer a fotoszféra sebességek meghatározására csak közelítésképpen alkalmazható és nagyobb hibával terhelt, mint a TARDIS illesztések. Ennek az lehet az oka, hogy a különböző ionok vonalai átfednek egymással és nem teljesen biztos, hogy a V maximum idején a Si és a Ca pontosan a fotoszféra sebességtartományában rétegződik. Az SN 2014ck a TARDIS elemzések alapján továbbra is a korrelációból kilógó objektumnak tűnik, habár sokkal kisebb mértékben, mint [35]-ben bemutatásra került. Ennek több lehetséges magyarázata is lehet:

- Ha az UGC 12182 galaxisnak jelentős a sajátmozgásából eredő radiális sebessége, akkor a Hubble-törvény alapján kapott távolság jelentősen nagyobb-nak adódhat, mint annak a valódi értéke. Ez pedig azt jelenti, hogy a mért látszó fényességek biztosításához nagyobb luminozitást kell feltételeznünk, mint a szupernóva valódi luminozitása és emiatt távolodik el a 4.1 grafikonon az illesztett görbétől.
- Az SN 2014ck valamilyen különleges lokális jellegzetességgel rendelkezik, amit nem vettünk figyelembe (pl. csillagközi anyag kölcsönhatás)

- Pontatlanságok a mérésben vagy az adatanalízisben

Ennek a kérdésnek az eldöntéséhez egy olyan Iax típusú szupernóvát kellene megvizsgálni, amelynek abszolút fényessége megegyezik az SN 2014ck abszolút fényességével. A közelmúltban fedeztek fel egy ilyen Iax típusú szupernóva: az SN 2022xlp, amelynek mérése és analízise a dolgozat elkészültekor még – aktív szupernóva lévén – folyamatban van. Mindenesetre a jövőben további Iax szupernóvák figyelembe vételével a nagyobb statisztikai mintával a korreláció tovább pontosítható lesz.

Az Iax típusú szupernóvák luminozítás-sebesség relációja azért nagyon jelentős, mivel egyrészt a paraméterek folytonos változása a teljes luminozítás-skálán további indirekt bizonyítékot jelent az Iax-ek közös eredetére nézve, másrészt pedig a korreláció kalibrálását követően a luminozítás-sebesség görbe távolságmeghatározására használható. A Hubble-feszültség (avagy az angol szakkifejezést alkalmazva: Hubble-tension) fennállásának fényében pedig minden független távolságmeghatározási módszer jelentős figyelemre tarthat számot a szakma részéről.

5. fejezet

Összefoglalás

A dolgozatomban az Iax típusú szupernóvákra vonatkozó esetleges luminozítás-sebesség reláció felülvizsgálatát tűztem ki célul. A reláció szempontjából leginkább kilógó SN 2014ck spektrumanalízisét felülvizsgáltam, az eredeti elemzésben [35] használt SYNOW kódnál realisztikusabb eredményeket szolgáltatató TARDIS radiatív transzferkód szinképilestése révén. Ennek alapján az SN 2014ck V maximumánál a fotoszféra sebességre nagyobb értéket állapítottam meg, ami valószínűbbé teszi a korreláció létezését. Ezt követően összegeztem és egységesítettem a szupernóvák maximumának V-színszűrőben mért fényességértékek (luminozítás) és ugyanezen időpontban mért fotoszféra sebességek szakirodalomban fellelhető adatait. Ez a szakirodalomban fellelhető eddigi legteljesebb minta, egyrészt a felhasznált Iax szupernóvák számát illetően, másrészt pedig a konzisztensebb módszerek (pl. csak V-színszűrős adatok alkalmazása, egységes sebességmeghatározási módszerek stb.) alkalmazása miatt. Az elemzéshez a szakirodalomban fellelhető TARDIS spektrumillesztésekből származtatott fotoszféra sebességeket is felhasználtam, valamint a különböző módszerekből eredő adatokat külön is megvizsgáltam a reláció szempontjából, amelyek eredményei összehasonlításra is kerültek. Ennek során megmutattam, hogy a maximum idején a V-színszűrőben mért abszolút fényesség és a fotoszféra sebesség között erősebb a korreláció, mint azt a szakirodalomban eddig feltételezték. Emellett az analízis rávilágított arra, hogy a fotoszféra sebességének a Si II $\lambda 6355$ -ös vonal és a Ca II H&K vonalak profiljainak Gauss-illesztéséből eredő sebességek nagy hibával terheltek a vonalak átfedései és az ionok nem teljesen pontosan ismert rétegződése miatt. A luminozítás-sebesség reláció jelentősége abban rejlik, hogy a fizikai paraméterek a diverz Iax-alosztály teljes egészében folytonosan változnak, ami közvetett módon alátámasztja ezen termonukleáris szupernóvák közös eredetét. Továbbá, a reláció precíz és nagyobb mintán elvégzett kalibrációja révén lehetővé válhat az Iax szupernóvák távolságainak független meghatározása, ami akár már a közeljövőben is komoly jelentősége lehet a Hubble-Lemaître-féle tágulási paraméter pontosításában is.

Irodalomjegyzék

- [1] Barnabás Barna, Tamás Szalai, Saurabh W. Jha, Yssavo Camacho-Neves, Lindsey Kwok, Ryan J. Foley, Charles D. Kilpatrick, David A. Coulter, Georgios Dimitriadis, Armin Rest, César Rojas-Bravo, Matthew R. Siebert, Peter J. Brown, Jamison Burke, Estefania Padilla Gonzalez, Daichi Hiramatsu, D. Andrew Howell, Curtis McCully, Craig Pellegrino, Matthew Dobson, Stephen J. Smartt, Jonathan J. Swift, Holland Stacey, Mohammed Rahman, David J. Sand, Jennifer Andrews, Samuel Wyatt, Eric Y. Hsiao, Joseph P. Anderson, Ting-Wan Chen, Massimo Della Valle, Lluís Galbany, Mariusz Gromadzki, Cosimo Inserra, Joe Lyman, Mark Magee, Kate Maguire, Tomás E. Müller-Bravo, Matt Nicholl, Shubham Srivastav, and Steven C. Williams. SN 2019muj - a well-observed Type Iax supernova that bridges the luminosity gap of the class. , 501(1):1078–1099, February 2021.
- [2] Barnabás Barna, Tamás Szalai, Wolfgang E. Kerzendorf, Markus Kromer, Stuart A. Sim, Mark R. Magee, and Bruno Leibundgut. Type Iax supernovae as a few-parameter family. , 480(3):3609–3627, November 2018.
- [3] Barnabás Barna, Tamás Szalai, Markus Kromer, Wolfgang E. Kerzendorf, József Vinkó, Jeffrey M. Silverman, G. H. Marion, and J. Craig Wheeler. Abundance tomography of Type Iax SN 2011ay with tardis. , 471(4):4865–4877, November 2017.
- [4] Barna Barnabás. Termonukleáris csillagrobbanások szupernóva-tomográfiája. SZTE Doktori Repozitórium, 2019.
- [5] Michael Fink, Markus Kromer, Ivo R. Seitenzahl, Franco Ciaraldi-Schoolmann, Friedrich K. Röpke, Stuart A. Sim, Rüdiger Pakmor, Ashley J. Ruiter, and Wolfgang Hillebrandt. Three-dimensional pure deflagration models with nucleosynthesis and synthetic observables for Type Ia supernovae. , 438(2):1762–1783, February 2014.
- [6] E. L. Fitzpatrick and D. Massa. An Analysis of the Shapes of Interstellar Extinction Curves. V. The IR-through-UV Curve Morphology. , 663(1):320–341, July 2007.

- [7] Ryan J. Foley, Peter J. Brown, Armin Rest, Peter J. Challis, Robert P. Kirshner, and W. Michael Wood-Vasey. Early- and Late-Time Observations of SN 2008ha: Additional Constraints for the Progenitor and Explosion. , 708(1):L61–L65, January 2010.
- [8] Ryan J. Foley, P. J. Challis, R. Chornock, M. Ganeshalingam, W. Li, G. H. Marion, N. I. Morrell, G. Pignata, M. D. Stritzinger, J. M. Silverman, X. Wang, J. P. Anderson, A. V. Filippenko, W. L. Freedman, M. Hamuy, S. W. Jha, R. P. Kirshner, C. McCully, S. E. Persson, M. M. Phillips, D. E. Reichart, and A. M. Soderberg. Type Iax Supernovae: A New Class of Stellar Explosion. , 767(1):57, April 2013.
- [9] Ryan J. Foley, Ryan Chornock, Alexei V. Filippenko, Mohan Ganeshalingam, Robert P. Kirshner, Weidong Li, S. Bradley Cenko, Peter J. Challis, Andrew S. Friedman, Maryam Modjaz, Jeffrey M. Silverman, and W. Michael Wood-Vasey. SN 2008ha: An Extremely Low Luminosity and Exceptionally Low Energy Supernova. , 138(2):376–391, August 2009.
- [10] Ryan J. Foley, Yen-Chen Pan, P. Brown, A. V. Filippenko, O. D. Fox, W. Hillebrandt, R. P. Kirshner, G. H. Marion, P. A. Milne, J. T. Parrent, G. Pignata, and M. D. Stritzinger. Ultraviolet diversity of Type Ia Supernovae. , 461(2):1308–1316, September 2016.
- [11] Michael Friedlander. An introduction to modern astrophysics, by Bradley W. Carroll and Dale A. Ostlie. *Physics Today*, 50(5):66–67, May 1997.
- [12] Jr. Iben, I. and A. V. Tutukov. Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass. , 54:335–372, February 1984.
- [13] Sebastian Jester, Donald P. Schneider, Gordon T. Richards, Richard F. Green, Maarten Schmidt, Patrick B. Hall, Michael A. Strauss, Daniel E. Vanden Berk, Chris Stoughton, James E. Gunn, Jon Brinkmann, Stephen M. Kent, J. Allyn Smith, Douglas L. Tucker, and Brian Yanny. The Sloan Digital Sky Survey View of the Palomar-Green Bright Quasar Survey. , 130(3):873–895, September 2005.
- [14] Saurabh W. Jha. Type Iax Supernovae. In Athem W. Alsabti and Paul Murdin, editors, *Handbook of Supernovae*, page 375. 2017.
- [15] Wolfgang E. Kerzendorf and Stuart A. Sim. A spectral synthesis code for rapid modelling of supernovae. , 440(1):387–404, May 2014.

- [16] Weidong Li, Alexei V. Filippenko, Ryan Chornock, Edo Berger, Perry Berlind, Michael L. Calkins, Peter Challis, Chris Fassnacht, Saurabh Jha, Robert P. Kirshner, Thomas Matheson, Wallace L. W. Sargent, Robert A. Simcoe, Graeme H. Smith, and Gordon Squires. SN 2002cx: The Most Peculiar Known Type Ia Supernova. , 115(806):453–473, April 2003.
- [17] L. B. Lucy. Monte Carlo techniques for time-dependent radiative transfer in 3-D supernovae. , 429:19–30, January 2005.
- [18] M. R. Magee, R. Kotak, S. A. Sim, M. Kromer, D. Rabinowitz, S. J. Smartt, C. Baltay, H. C. Campbell, T. W. Chen, M. Fink, A. Gal-Yam, L. Galbany, W. Hillebrandt, C. Inserra, E. Kankare, L. Le Guillou, J. D. Lyman, K. Maguire, R. Pakmor, F. K. Röpké, A. J. Ruiter, I. R. Seitenzahl, M. Sullivan, S. Valenti, and D. R. Young. The type Iax supernova, SN 2015H. A white dwarf deflagration candidate. , 589:A89, May 2016.
- [19] Curtis McCully, Saurabh W. Jha, Ryan J. Foley, Lars Bildsten, Wen-Fai Fong, Robert P. Kirshner, G. H. Marion, Adam G. Riess, and Maximilian D. Stritzinger. A luminous, blue progenitor system for the type Iax supernova 2012Z. , 512(7512):54–56, August 2014.
- [20] G. Narayan, R. J. Foley, E. Berger, M. T. Botticella, R. Chornock, M. E. Huber, A. Rest, D. Scolnic, S. Smartt, S. Valenti, A. M. Soderberg, W. S. Burgett, K. C. Chambers, H. A. Flewelling, G. Gates, T. Grav, N. Kaiser, R. P. Kirshner, E. A. Magnier, J. S. Morgan, P. A. Price, A. G. Riess, C. W. Stubbs, W. E. Sweeney, J. L. Tonry, R. J. Wainscoat, C. Waters, and W. M. Wood-Vasey. Displaying the Heterogeneity of the SN 2002cx-like Subclass of Type Ia Supernovae with Observations of the Pan-STARRS-1 Discovered SN 2009ku. , 731(1):L11, April 2011.
- [21] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and The Supernova Cosmology Project. Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. , 517(2):565–586, June 1999.
- [22] M. M. Phillips, Weidong Li, Joshua A. Frieman, S. I. Blinnikov, Darren DePoy, José L. Prieto, P. Milne, Carlos Contreras, Gastón Folatelli, Nidia Morrell, Mario Hamuy, Nicholas B. Suntzeff, Miguel Roth, Sergio González, Wojtek Krzemiński, Alexei V. Filippenko, Wendy L. Freedman, Ryan Chornock, Saurabh Jha, Barry F. Madore, S. E. Persson, Christopher R. Burns, Pamela Wyatt, David Murphy,

- Ryan J. Foley, Mohan Ganeshalingam, Franklin J. D. Serduke, Kevin Krisciunas, Bruce Bassett, Andrew Becker, Ben Dilday, J. Eastman, Peter M. Garnavich, Jon Holtzman, Richard Kessler, Hubert Lampeitl, John Marriner, S. Frank, J. L. Marshall, Gajus Miknaitis, Masao Sako, Donald P. Schneider, Kurt van der Heyden, and Naoki Yasuda. The Peculiar SN 2005hk: Do Some Type Ia Supernovae Explode as Deflagrations? *1*, , 119(854):360–387, April 2007.
- [23] Adam G. Riess, Alexei V. Filippenko, Peter Challis, Alejandro Clocchiatti, Alan Diercks, Peter M. Garnavich, Ron L. Gilliland, Craig J. Hogan, Saurabh Jha, Robert P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, David Reiss, Brian P. Schmidt, Robert A. Schommer, R. Chris Smith, J. Spyromilio, Christopher Stubbs, Nicholas B. Suntzeff, and John Tonry. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. , 116(3):1009–1038, September 1998.
- [24] Adam G. Riess, Lucas Macri, Stefano Casertano, Hubert Lampeitl, Henry C. Ferguson, Alexei V. Filippenko, Saurabh W. Jha, Weidong Li, and Ryan Chornock. A 3% Solution: Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3. , 730(2):119, April 2011.
- [25] Könyves-Tóth Réka. A szupernóva-robbanások során kidobódott tömeg és más fizikai paraméterek becslése . *SZTE Doktori Repozitórium*, 2021.
- [26] D. K. Sahu, Masaomi Tanaka, G. C. Anupama, Koji S. Kawabata, Keiichi Maeda, Nozomu Tominaga, Ken'ichi Nomoto, Paolo A. Mazzali, and T. P. Prabhu. The Evolution of the Peculiar Type Ia Supernova SN 2005hk over 400 Days. , 680(1):580–592, June 2008.
- [27] V. V. Sobolev. *Moving envelopes of stars*. 1960.
- [28] J. G. Sorce, R. B. Tully, H. M. Courtois, T. H. Jarrett, J. D. Neill, and E. J. Shaya. From Spitzer Galaxy photometry to Tully-Fisher distances. , 444(1):527–541, October 2014.
- [29] Shubham Srivastav, S. J. Smartt, M. E. Huber, K. C. Chambers, C. R. Angus, T. W. Chen, F. P. Callan, J. H. Gillanders, O. R. McBrien, S. A. Sim, M. Fulton, J. Hjorth, K. W. Smith, D. R. Young, K. Auchettl, J. P. Anderson, G. Pignata, T. J. L. de Boer, C. C. Lin, and E. A. Magnier. SN 2020kyg and the rates of faint Iax supernovae from ATLAS. , 511(2):2708–2731, April 2022.
- [30] Shubham Srivastav, Stephen J. Smartt, Giorgos Leloudas, Mark E. Huber, Ken Chambers, Daniele B. Malesani, Jens Hjorth, James H. Gillanders, A. Schultz, Stuart A. Sim, Katie Auchettl, Johan P. U. Fynbo, Christa Gall, Owen R. McBrien, Armin Rest, Ken W. Smith, Radoslaw Wojtak, and David R. Young. The

- Lowest of the Low: Discovery of SN 2019gsc and the Nature of Faint Iax Supernovae. , 892(2):L24, April 2020.
- [31] M. D. Stritzinger, E. Hsiao, S. Valenti, F. Taddia, T. J. Rivera-Thorsen, G. Leloudas, K. Maeda, A. Pastorello, M. M. Phillips, G. Pignata, E. Baron, C. R. Burns, C. Contreras, G. Folatelli, M. Hamuy, P. Höflich, N. Morrell, J. L. Prieto, S. Benetti, A. Campillay, J. B. Haislip, A. P. LaClutze, J. P. Moore, and D. E. Reichart. Optical and near-IR observations of the faint and fast 2008ha-like supernova 2010ae. , 561:A146, January 2014.
- [32] M. D. Stritzinger, S. Valenti, P. Höflich, E. Baron, M. M. Phillips, F. Taddia, R. J. Foley, E. Y. Hsiao, S. W. Jha, C. McCully, V. Pandya, J. D. Simon, S. Benetti, P. J. Brown, C. R. Burns, A. Campillay, C. Contreras, F. Förster, S. Holmbo, G. H. Marion, N. Morrell, and G. Pignata. Comprehensive observations of the bright and energetic Type Iax SN 2012Z: Interpretation as a Chandrasekhar mass white dwarf explosion. , 573:A2, January 2015.
- [33] Tamás Szalai, József Vinkó, Krisztián Sárneczky, Katalin Takáts, József M. Benkő, János Kelemen, Zoltán Kuli, Jeffrey M. Silverman, G. Howie Marion, and J. Craig Wheeler. The early phases of the Type Iax supernova SN 2011ay. , 453(2):2103–2114, October 2015.
- [34] R. C. Thomas, P. E. Nugent, and J. C. Meza. SYNAPPS: Data-Driven Analysis for Supernova Spectroscopy. , 123(900):237, February 2011.
- [35] L. Tomasella, E. Cappellaro, S. Benetti, A. Pastorello, E. Y. Hsiao, D. J. Sand, M. Stritzinger, S. Valenti, C. McCully, I. Arcavi, N. Elias-Rosa, J. Harmanen, A. Harutyunyan, G. Hosseinzadeh, D. A. Howell, E. Kankare, A. Morales-Garoffolo, F. Taddia, L. Tartaglia, G. Terreran, and M. Turatto. Optical and near-infrared observations of SN 2014ck: an outlier among the Type Iax supernovae. , 459(1):1018–1038, June 2016.
- [36] Lina Tomasella, Maximilian Stritzinger, Stefano Benetti, Nancy Elias-Rosa, Enrico Cappellaro, Erkki Kankare, Peter Lundqvist, Mark Magee, Kate Maguire, Andrea Pastorello, Simon Prentice, and Andrea Reguitti. Observations of the low-luminosity Type Iax supernova 2019gsc: a fainter clone of SN 2008ha? , 496(2):1132–1143, August 2020.
- [37] R. Brent Tully, Hélène M. Courtois, Andrew E. Dolphin, J. Richard Fisher, Philippe Héraudeau, Bradley A. Jacobs, Igor D. Karachentsev, Dmitry Makarov, Lidia Makarova, Sofia Mitronova, Luca Rizzi, Edward J. Shaya, Jenny G. Sorce, and Po-Feng Wu. Cosmicflows-2: The Data. , 146(4):86, October 2013.

Köszönetnyilvánítás

Nagyon köszönöm témavezetőmnek, Barna Barnabásnak azt a rengeteg segítséget, tudást, tanácsot amit a munka kezdete óta kaptam, ami nélkül ez a dolgozat semmiképpen sem készülhetett volna el. Köszönöm egyúttal azt is, hogy bevezetett a SYN++ és TARDIS kódok használatába és hogy felhívta a figyelmemet a határidőkre. Köszönöm Szalai Tamásnak, hogy a fizika BSc tanulmányaim alatt tanácsokkal segítette szakmai előrehaladásomat, lehetővé tette a szupernóvák spektrummodellezésébe, valamint a Bajai Obszervatórium 80cm-es távcsövével kapcsolatos szupernóva kutatásokba való bekapcsolódásomat, amely nagyot erősített a szupernóvák kutatása iránti lelkesedésemen. Nem utolsó sorban azt is köszönöm, hogy másodéves koromban TDK és OTDK versenyeken témavezetőmként segítette munkámat, amely az első szakmai dolgozatom megszületését eredményezte. Nagyon köszönöm Hegedüs Tibornak, hogy annak idején bevezetett engem a csillagászat világába és a Bajai Obszervatórium körüli munkákba. Szeretném megköszönni középiskolás fizikatanáromnak, Jaloveczki Józsefnek a sok segítséget, tudást, amit középiskolás éveim alatt nyújtott. Végül, de nem utolsó sorban nagyon köszönöm Szüleimnek azt a mérhetetlen támogatást és szeretetet, amit kaptam egész életem során, valamint barátnőmnek, Doroteának azt a sok türelmet, amit a dolgozat elkészítése során tanúsított.

A Kulturális és Innovációs Minisztérium ÚNKP-22-2-II kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával készült.



Új Nemzeti
Kiválóság Program



KULTURÁLIS ÉS INNOVÁCIÓS
MINISZTERIUM