

Szegedi Tudományegyetem
Természettudományi és Informatikai Kar
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Nagy sebességű vonalkomponensek képződése Ia típusú szupernóvákban

Készítette: Barna Barnabás, csillagász MSc szakos hallgató
Témavezető: Dr. Vinkó József, egyetemi docens

Szeged, 2014

Tartalmi összefoglaló

A szupernóvák felrobbanó csillagok, melyek rövid ideig az Univerzum legfényesebb objektumai közé tartoznak. Az utóbbi évtizedekben a szupernóvák számos altípusát különböztették meg fényességváltozásuk valamint kémiai összetételük alapján. Az egyik fő osztály az Ia típusú szupernóvák csoportja, melyek szülő objektumai (progenitorai) szoros kettős rendszerek fehér törpe csillagai; fő jellegzetességük pedig, hogy színeképük nem tartalmaz hidrogén vonalakat.

Munkám során Ia típusú szupernóvák színeképeit vizsgáltam: a spektrumok illesztésével megállapítottam a kémiai összetételüket, valamint a fotoszféra több fizikai paraméterét is. Dolgozatom fő célja ezek után olyan speciális, nagy sebességű színeképvonalak kimutatása volt, melyek a szupernóva felsőbb rétegeiben keletkeznek és a felfényesedés fázisában lehet őket megfigyelni. Ezek alapos tanulmányozása csak a közelmúltban kezdődött el, keletkezésükre, ahogy számos jellemzőjükre, még nincs széles körben elfogadott magyarázat. Összesen tizenegy szupernóva maximum fényességéhez közeli spektrumát vizsgáltam és mindegyikben kimutattam a nagysebességű ionizált kalcium (Ca II) vonalkomponens jelenlétét. A nagysebességű vonalak erőssége jelentős függést mutatott a vizsgált Ia szupernóva egyéb jellemzőitől.

Két szupernóva (SN 2009ig és SN 2010kg) esetében több, maximum előtti spektrum állt rendelkezésemre. A felfényesedési szakaszban több elem nagysebességű komponense is kimutathatóvá vált, valamint lehetőségem volt ezek időbeli fejlődését tanulmányozni.

Dolgozatom első két fejezetében rövid leírást adok a csillag-, azon belül is a spektrumvonalak keletkezéséről szupernóva atmoszférákban, különös tekintettel a P Cygni típusú vonalprofilok képződésére Ia szupernóva légkörökben. A harmadik fejezetben a munkám során használt Syn++ illesztőprogramot illetve annak praktikus használatát mutatom be. A negyedik fejezetben részletezem a tíz célobjektum esetében kapott szintetikus spektrumokat, míg az ötödik fejezetben a két időbeli felbontással is rendelkező szupernóva színeképének időbeli változásairól számolok be. Az utolsó, hatodik fejezetben összegzem az általam gyűjtött információkat.

Tartalomjegyzék

I.	<u>Bevezetés</u>	3
II.	<u>Színkép kialakulása szupernóva-légkörben</u>	4
	<u>Sugárzás terjedése szupernóva atmoszférákban</u>	4
	<u>Ia típusú szupernóvák spektruma</u>	7
III.	<u>Szupernóva spektrum illesztése a Syn++ programmal</u>	10
IV.	<u>Ca II nagy sebességű vonal viselkedése B_{\max} környékén</u>	13
V.	<u>Nagysebességű vonalak viselkedése a felfényesedési szakaszban</u>	18
	<u>SN 2010kg</u>	19
	<u>SN 2009ig</u>	23
	<u>Eredmények I. – Sebesség értékek</u>	23
	<u>Eredmények II. – Relatív elemgyakoriság értékek</u>	27
VI.	<u>Összegzés</u>	30
VII.	<u>Köszönetnyilvánítás</u>	32
VIII.	<u>Függelék</u>	33
IX.	<u>Hivatkozások</u>	39

I. Bevezetés

A szupernóvák kataklizmikus változócsillagok, melyek csillagok felrobbanásakor jönnek létre. Luminozitásuk hetekig egy galaxiséval vetekszik, nagyságrendileg összesen 10^{44} J energiát bocsátanak ki. A szupernóvákat progenitoraik alapján két nagy csoportba soroljuk, melyek robbanásának fizikai folyamata teljes mértékben különböző.

A csillagok kezdeti tömege a legtöbb esetben deklarálja azok végállapotát is. A nyolc naptömegnél is nagyobb csillagok esetében a nukleáris fűtőanyag elhasználása után nem keletkezik elég energia, amely ellenállna a nyomásnak, ezért a csillag magja összeroskad és egy elfajult neutronokból álló degenerált állapot, az ún. neutroncsillag jön létre. A külsőbb rétegekből ráhulló anyag visszapatann a szinte összenyomhatatlan neutroncsillagról és egy kifelé haladó lökéshullám indul el, ami ledobja a csillag burkát. Az ilyen mechanizmusú szupernóvákat nevezzük II-es típusúnak vagy kollapszár szupernóvának.

Az Ib altípusú szupernóvák progenitorai ugyan kisebb tömegűek, a robbanást azonban itt is az összeomló vasmag okozza. Lényeges különbség, hogy a csillagok a csillagszél vagy egy kettős rendszerben történő tömegátadás hatására még a robbanás előtt elvesztették külső hidrogénrétegüket. Az Ic típusú szupernóváknál már a héliumréteg is részben vagy teljes egészében eltűnt, így mindkét elem vonalai hiányoznak a robbanás utáni színeképből.

Az Ia típusú szupernóvák szülőobjektumai fehér törpecsillagok, melyek kis tömegű csillagok végállapotai. A fehér törpéket degenerált szén és oxigén alkotja. Az energiatermelésük megszűnt, így ezek az objektumok lassan - évmilliárdok alatt - kihűlnek. Ha azonban a fehér törpének van egy társcsillaga, úgy attól anyagot kaphat az L1 Lagrange ponton keresztül (Hillebrandt & Niemeyer, 2000). Ha az így szerzett tömeggel átlépi az ún. Chandrasekhar határt (1,4 naptömeg), az elfajult elektrongáz nyomása már nem tud egyensúlyt tartani a gravitációval, ezért a csillag összenyomódik és beindul a szén- illetve oxigén-fúzió. Az elfajult anyagban a fúzió erős pozitív visszacsatolású, a felszabaduló energia újabb fúziót kelt és az így megfutó magfúzió termonukleáris robbanást okoz.

Bár a robbanás egy alacsony tömegű csillagban jön létre, az abszolút fényessége eléri a -19 magnitúdót, ezzel az Ia típusúak a legfényesebb szupernóvák közé tartoznak. Fénygörbéjükre a meredek, 15-20 napos felfutás a jellemző, majd a maximum után viszonylag gyors, exponenciális csökkenést mutatnak. Mivel a progenitorok mind a Chandrasekhar-határt átlépő fehér törpék, ezért valószínű, hogy az Ia típusú robbanások között nincs szignifikáns különbség. A megfelelő korrekciók után standard gyertyaként távolságmérésre használhatóak, nagy fényességüknek köszönhetően még kozmológiai távolságskálán is (Perlmutter et al., 1999).

II. Színkép kialakulása szupernóva-légkörben

A csillaglégkörökben a sugárzás terjedését ds útszakaszon a transzfer-egyenlet írja le:

$$\frac{1}{\kappa_\nu + \chi_\nu} \left(\frac{dI_\nu}{ds} \right) = -I_\nu + S_\nu \quad (1)$$

ahol I_ν az egységnyi frekvenciatartományba eső sugárzás intenzitása, κ_ν az abszorpció, χ_ν pedig a szórás koefficiens. S_ν az ún. forrásfüggvény, amely a megfigyelő számára keletkező és elvesző fotonok arányát írja le, szintén egységnyi frekvenciatartományon. A sugárzás által megtett út meghatározása több problémát is felvet, ezért általában a merőleges irányban mért optikai mélységet használják helyette:

$$d\tau_\nu = -(\kappa_\nu + \chi_\nu) \cdot \rho \cdot \cos \theta \cdot ds \quad (2)$$

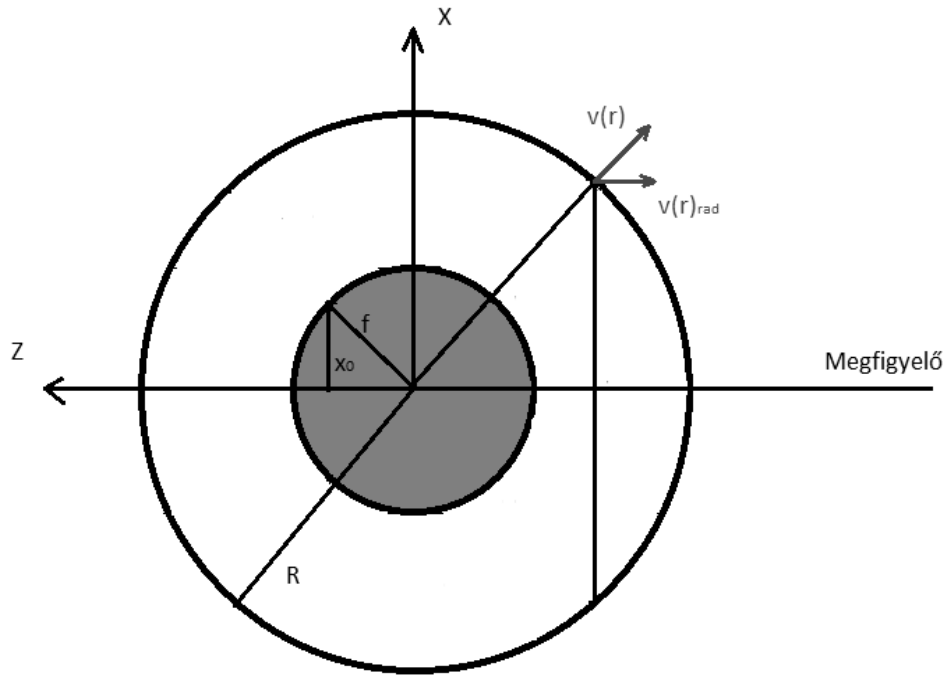
ahol θ a sugárzás terjedése és a radiális irány által bezárt szög, ρ pedig a közeg sűrűsége.

Megmutatható azonban, hogy szupernóvák légkörében a rezonáns szórás válik dominánssá, ezért nem kell megoldani a transzfer-egyenletet. Helyette az ún. Sobolev-közelítést (Sobolev et al., 1960) alkalmazva jelentősen egyszerűsödnek a számítások.

A sugárzás terjedése szupernóva atmoszférákban

A robbanást követően a szupernóva atmoszférája szinte teljesen ionizált, ami a szabad elektronokon történő Thompson-szórás miatt nagy opacitást eredményez, a légkör így szinte teljesen átlátszatlan. A lehülés folyamán az ionok rekombinálódnak, a légkör pedig fokozatosan, kívülről befelé haladva átlátszóvá válik. Azt a réteget, amely az ionizált gáz miatt kívülről átlátszatlan, fotoszférának nevezzük. Ezen belül a fotonok a szabad elektronokon szóródnak (Thompson-szórás), ez azonban a spektrum alakját nem, csak nagyságát változtatja meg. Az átlátszatlanság miatt a spektrumvonalak a fotoszféra feletti régiókban keletkeznek.

A fotoszféra feletti tartományban a rezonáns szórás dominál. A beérkező foton ugyan elnyelődik és gerjeszti az atomot, az viszont szinte azonnal visszaugrik alapállapotba, kisugározva egy, a beérkezővel megegyező dE energiájú foton. Az emisszió azonban izotrop, így összességében a rezonáns szórás nem változtatja meg a fotonok számát vagy energiáját, csak a terjedési irányukat.



1. ábra Szupernóvához rögzített koordináta-rendszer

A szupernóvák homológ módon tágulnak, vagyis egy réteg középponttól mért távolsága a tágulási sebességével is helyettesíthető:

$$v(r) = v(f) \cdot \frac{r}{f} \quad (3)$$

ahol f a fotoszféra távolsága a szupernóva középpontjától. Ebből következik, hogy az egyenlő radiális sebességű helyek a látóirányra merőleges síkok.

$$v_{rad} = v(r) \cdot \frac{z}{r} = v(f) \cdot v \cdot \frac{r}{f} \cdot \frac{z}{r} \sim z \quad (4)$$

A Sobolev-közelítésben egyszeres rezonáns szórást feltételezve, a megfigyelő irányába kisugárzott intenzitásra a következő kifejezés adódik:

$$I(\lambda) = S(\lambda) \cdot (1 - e^{-\tau(r)}) + I(\lambda, \infty) \cdot e^{-\tau(r)} \quad (5)$$

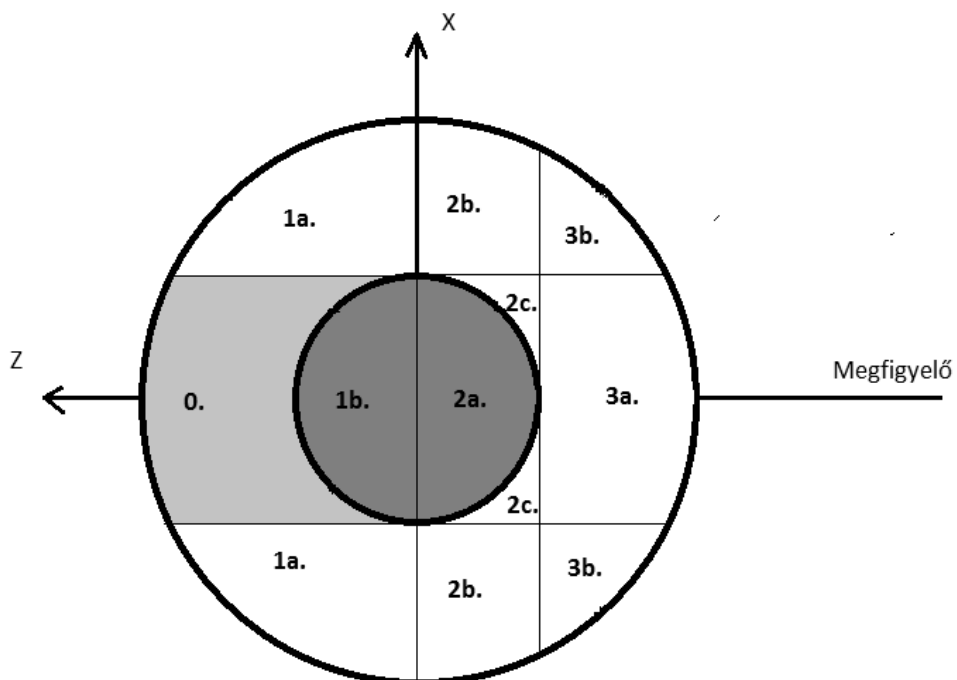
ahol r az (x,z) koordinátájú pontot jelöli az 1. ábra jelölései szerint, $\tau(r)$ az optikai mélység ebben a pontban a középponttól mérve, $I(\lambda, \infty)$ a végtelenből érkező intenzitás, $S(\lambda,r)$ pedig a forrásfüggvény, ami tiszta rezonáns szórás esetén a térszögre átlagolt intenzitással egyenlő az r koordinátájú pontban.

A homológ módon táguló SN atmoszféra optikai mélysége időben sem állandó, hanem folyamatosan csökken. A Sobolev-közelítés értelmében egy λ hullámhosszúságú abszorpciós vonal optikai mélysége:

$$\tau(t) = 0.026 \cdot f \cdot \lambda \cdot n_a \cdot \left(1 - \frac{g_a}{g_b} \cdot \frac{n_b}{n_a}\right) \quad (6)$$

ahol f az oszcillátorerősség, λ a hullámhossz mikronban, t az idő napokban kifejezve, n_a az adott átmenet alsó energiaszintjén lévő atomok koncentrációja $1/\text{cm}^3$ -ben, n_b a felső szinten lévő atomok koncentrációja, g_a és g_b pedig a kvantummechanikai statisztikus súlyok (Hatano et al., 1999b).

A rezonáns szórás minden foton esetében csak egyszer következik be, mert a foton energiájának pontosan a gerjesztési energiájával kell megegyeznie. A nagy sebességgradiens miatt más pozícióban lévő atomoknak már nagymértékben más a Doppler-eltolódása, így egy adott hullámhosszon csak az egyenlő radiális sebességű síkon mehet végbe a szórás. A beszóródás az adott atomra jellemző hullámhosszon megnöveli a fotonok számát, így emissziós vonal jön létre. A szupernóva megfigyelő felőli oldaláról (kékeltolódott rész) viszont a kiszóródás miatt a „vártnál” kevesebb foton jut ki, ez pedig (pszeudo-)abszorpciós vonalakat eredményez. A két hatás együttesen a ritka, táguló légkörökre jellemző P Cygni vonalprofilokat eredményez.



2. ábra Szupernóva felosztása a Sobolev-közelítés tagjai szerint.

A következőkben az 2. ábrán felvázolt három tartomány által keltett fluxust fogjuk összegezni. A 0-val jelölt tartomány a fotoszféra mögött helyezkedik el, így az itt szóródott fotonokat a fotoszféra kitakarja, ezért ennek a tartománynak nincs járuléka a megfigyelt fluxushoz.

Az 1. tartomány a $z > 0$ koordinátájú régió, a szupernóva megfigyelőtől távolabb eső félgömbje. A megfigyelt fluxus itt két komponensből áll: egyrészt közvetlenül a fotoszférán belülről (a fotoszféra félgömbjéből) érkező, nem szóródó fotonokból (1a.), valamint az azon kívüli régióban szóródó fotonokból (1b.).

$$F(\lambda) = \int_f^R 2\pi x \cdot S(r) \cdot (1 - e^{-\tau(r)}) dx + \int_0^f 2\pi x \cdot I_f(\lambda) dx \quad (7)$$

Itt $S(r)$ a tiszta szórásra jellemző forrásfüggvény, azaz az intenzitás térszögre vonatkozó átlaga az (x, z) koordinátájú pontban.

A második térfogat, amire integrálnunk kell a szupernóva azon kékeltolódott részei, melyekre $|z| < f$, vagyis a fotoszféra távolságán belül helyezkednek el. A fotoszféra komponens (más integrálási határok mellett) itt is jelen van (2a.), az azon kívüli régiót viszont két részre kell osztani annak megfelelően, hogy a foton keresztül megy-e a kiszóró tartományon (2b.) vagy sem (2c.). Ennek megfelelően az innen érkező fluxus:

$$F(\lambda) = \int_0^{x_0} 2\pi x \cdot I_f(\lambda) dx + \int_{x_0}^R 2\pi x \cdot S(r) \cdot (1 - e^{-\tau(r)}) dx + \int_{x_0}^f 2\pi x I_f(\lambda) \cdot e^{-\tau(r)} dx \quad (8)$$

ahol $x_0 = \sqrt{f^2 - r^2}$. A harmadik tartomány szintén kékeltolódott és közelebb van a megfigyelőhöz, mint a fotoszféra széle. Itt a fotoszférából érkező sugárzásából szórás által gyengített fluxusa mellett (3a.) az 1b. régióhoz hasonlóan kell összegezni a külsőbb régiókra.

$$F(\lambda) = \int_0^f 2\pi x I_f(\lambda) \cdot e^{-\tau(r)} dx + \int_0^R 2\pi x \cdot S(r) \cdot (1 - e^{-\tau(r)}) dx \quad (9)$$

Ia típusú szupernóvák spektruma

Az előző fejezetben tárgyalt Sobolev-közelítésből jól látszik, hogy a szupernóvák színeképe fekete test jellegű, melyekre ráakódnak a fotoszféra feletti tartományokban lévő atomok P Cygni vonalai. Az Ia típusú szupernóvák jellegzetessége, hogy színeképükből hiányzik a hidrogén és a hélium. A színeképvonalakat kizárólag ionok okozzák, a domináns elemek pedig a szilícium és a kalcium, melyek már a maximum fényesség előtt hetekkel markáns vonalakat okoznak a spektrumban és

változó intenzitással, de végig meg is maradnak. Külön kiemelendő a 6355 Å nyugalmi hullámhosszúságú Si II, valamint a 3945 Å Ca II H&K és 8579 Å Ca II triplet vonalak, mivel szinte teljesen mentesek az átfedésektől, így nagy pontossággal modellezhetőek. További gyakori elemek a kén, a magnézium, az oxigén, a titán és vas, utóbbi egy- és kétszeresen ionizált változatban egyaránt előfordul.

Az Ia típusú szupernóvák korai spektrumának jellegzetessége a nagy sebességű vonalak (High Velocity Feature, HVF) jelenléte. Ezek a színeképvonalak centruma több ezer km/s-al kékelteledőbb, mint a fotoszféra komponens (Photospheric Velocity Feature, PVF). A HVF és a PVF gyakran egymás mellett jelennek meg a spektrumban. Mivel a szupernóva légköre homológ módon tágul, a nagyobb tágulási sebesség egyben azt is jelenti, hogy a vonalat létrehozó ionok a fotoszféra feletti külsőbb rétegekben helyezkednek el. Az első publikációra 1999-ben került sor (Hatano et al 1999), melyben Ca II és Fe II nagysebességű komponenseit mutatták ki az SN1994D B-színben mérhető maximum fényesség (B_{\max}) ideje környékén felvett spektrumában. Az azóta kialakult konklúzió szerint minden Ia típusú szupernóva mutat Ca II HVF-t legalább a maximum fényességet megelőző hetekben, ami általában erős marad B_{\max} idejéig. Az elmúlt években több más ion esetében (Si II, Fe II, O I) is találtak HVF-et, ezek előfordulása azonban nem tűnik általánosnak minden altípusban, valamint az előforduló vonalak mindegyike lecseng B_{\max} idejére. Általánosságban elmondható, hogy a nagysebességű vonalkomponensek a maximális fényességhez közeledve folyamatosan zsugorodnak, ezzel párhuzamosan pedig a sebességük is csökken (Marion et al., 2013). Az V. fejezetben tárgyalt SN 2009ig és SN 2010kg esetében az effektust nekem is sikerült kimutatni.

A HVF-ek kialakulására egyelőre nincs széles körben elfogadott magyarázat. A teóriák egyik nagy csoportja sűrűség-növekedéssel (density enhancement) próbálja magyarázni a tapasztaltakat. A sűrűség kifelé csökkenő eloszlásában megjelenő lokális csúcs a lökeshullám által maga előtt tolt réteg miatt alakulhat ki (Gerardy et al., 2004), de alternatív elméletként felvetődött az aszimmetrikus robbanás lehetősége is.

A másik lehetőség a HVF-ek magyarázatára, hogy nem a légkör sűrűségében, hanem az egyes elemek eloszlásában adódnak lokális feldúsulások (abundance enhancement) a fotoszféra felett. Aszimmetrikus robbanás esetén a légkörön végigfutó fúziós hullám szférikusán nem egyenletesen alakítja ki szén és oxigén égéséből keletkező elemeket (Tanaka et al., 2008). Azokban a régiókban, ahol a fúzió jobban megszabad, a vas-csoport elemeiben (iron-group elements, IGE) feldúsult réteg alakulhat ki, míg a külsőbb rétegekben pedig közepesen nehéz ionok (intermediate mass elements, IME) jelennek meg. Ezen elméletet alátámaszthatja, hogy a nagysebességű vonalkomponensek hullámhosszain erős polarizációt mutattak ki, ami nem gömbszimmetrikus vonalformáló régiókra utalhat (Kasen et al., 2003).

III. Szupernóva spektrum illesztése a Syn++ programmal

Az előző fejezetben ismertetett Sobolev-közelítés viszonylag pontos eredményekkel bír, mindamellett pedig kellően egyszerű modell ahhoz, hogy kisebb kapacitású számítógépekkel szintetizálható legyen a spektrum. A Syn++ program (Thomas et al., 2011) a SYNOW program (Fisher et al., 1997) továbbfejlesztése, mely a Sobolev-közelítéssel számítja ki a (pszeudo-)abszorpciós vonalakat. A bemenő paramétereket egy `.yaml` kiterjesztésű szerkesztett adatfájlban kell megadni, két csoportban. A spektrumok egészére vonatkozó általános paraméterek:

<code>min_wl</code> : 3400	A színekép kezdetének hullámhossza (Å)
<code>max_wl</code> : 8600	A színekép végének hullámhossza (Å)
<code>wl_step</code> : 5.0	A számítás lépésköze (Å)
<code>bin_width</code> : 0.3	Az egyenlő opacitású rétegekre való felosztás lépésköze (kkm/s)
<code>v_size</code> : 100	Vonalformáló régiók száma
<code>v_outer_max</code> : 40.0	A legkülső számításba vett réteg sebessége (kkm/s)
<code>line_dir</code> :	Az atomi paramétereket tartalmazó fájl elérési útvonala
<code>ref_file</code> :	A referencia vonalak adatait tartalmazó fájl elérési útvonala
<code>form</code> : exp	Az opacitás változásának üteme
<code>v_ref</code> : 10.0	Referencia sebesség a parametrizációhoz (kkm/s)
<code>log_tau_min</code> : -2.0	Minimális integrált opacitás.
<code>mu_size</code> : 10	A forrás integráláshoz szükséges szögek száma.
<code>p_size</code> : 60	Fotoszferikus impakt paraméterek száma.
<code>flatten</code> : no	Kontinuum normalizált legyen-e a spektrum?

A következő paraméterhalmazt már az egyes spektrumok szerint kell változtatni:

<code>a0</code> :	A kontinuum alakját módosító konstans paraméter.
<code>a1</code> :	A kontinuum alakját módosító lineáris paraméter.
<code>a2</code> :	A kontinuum alakját módosító másodfokú paraméter.
<code>v_phot</code> :	Fotoszféra sebessége (1000 km/s).
<code>v_outer</code> :	A legkülső vonalformáló régió sebessége (1000 km/s).
<code>t_phot</code> :	A fotoszféra feketetest hőmérséklete (1000 K).

Az első három paraméter (a_0 , a_1 , a_2) egy hullámhossz alapú kvadratikus skálafüggvény paraméterei:

$$f(\lambda) = a_0 + a_1 \cdot \lambda + a_2 \cdot \lambda^2 \quad (10)$$

A Syn++ a kiszámolt szintetikus spektrumot a végén megszorozza ezzel a függvénnyel, melynek haszna, hogy módosítja a tisztán fekete-test kontinuumot, mivel a Syn++ nem képes NLTE atmoszférát modellezni.

Végezetül az egyes elemeket és az azokra vonatkozó jellemzőket kell megadni táblázatos elrendezésben. A megadott optikai mélység minden ion esetében a referenciavonalra (általában a legerősebb optikai tartományba eső vonal) vonatkozik, a többi vonal optikai mélységét pedig a program pedig a Boltzmann-eloszlás alapján számítja ki. Habár a szupernóva atmoszférája nem tekinthető tökéletes egyensúlyi rendszernek, a tapasztalat szerint a korai, fotoszférikus fázisban az atomi populációk eltérése a lokális termodinamikai egyensúlytól (local thermodynamic equilibrium, LTE) csak kismértékű. Ezért használhatja a Syn++ az energiaszintek relatív populációjának kiszámításához a Boltzmann-formulát:

$$\frac{n_a}{n_0} = \frac{g_a}{g_0} \cdot e^{(-\chi/k \cdot T)} \quad (11)$$

ahol T a gerjesztési hőmérséklet, n_0 az alapállapot koncentrációja, χ pedig a vizsgált átmenet alsó szintjének energiakülönbsége az alapállapottól, azaz a vonal gerjesztési potenciálja. Látható, hogy egy adott átmenet optikai mélysége egy adott időpontban a (6) és (11) képletek alapján a koncentráció, az oszcillátorerősség és a gerjesztési hőmérséklet függvénye. Ezek együttes időfüggése határozza meg az optikai mélység időbeli változását, ami a végeredményben a megfigyelt spektrális jellemzők, vagyis a szupernóva spektrum időbeli fejlődését eredményezi.

A fotoszféra felett az optikai mélység (τ) helyfüggését a program egy exponenciális függvénnyel közelíti:

$$\tau(r) = \tau_0 \cdot e^{-\frac{(v(r)-v_{ref})}{aux}} \quad (12)$$

ahol τ_0 és v_{ref} egy referencia-réteg optikai mélysége és sebessége (alapértelmezésben $v_{ref} = 10000$ km/s, lsd. fent), aux pedig az exponenciális függvény skálamagassága. Az egyes ionokra vonatkozó paraméterek sorrendben a következők:

`ions` : A légkörben jelenlévő vonalformáló ionok felsorolása ($100 \cdot Z + I$, ahol Z a rendszám, I az ionizáció foka, $I=0$ neutrális állapotra).

`active` : Kapcsoló, amellyel egyszerűen állítható, hogy a Syn++ használja-e az adott iont.

`log_tau` : Az adott ion referencia vonalára vonatkozó opacitás (τ_0) logaritmus v_{ref} értéknél.

`v_min` : Az adott ion légköri elhelyezkedésének alsó határa (kkm/s).

`v_max` : Az adott ion légköri elhelyezkedésének felső határa (kkm/s).

`aux` : Az opacitás exponenciális skálamagassága.

`temp` : A Boltzmann-eloszlás gerjesztési hőmérséklete az adott ionra (kK).

A Synapps a Syn++-t alapul vevő program, mely iteratív χ^2 -illesztéssel keresi a legjobb paraméterkombinációt. A felhasználó az összes felsorolt paraméter esetében megadhatja, hogy fixen kívánja-e hagyni, vagy illeszteni szeretné, ezen felül pedig beállítható az iteráció kiinduló értéke, valamint alsó és felső határa. A Synapps önmagában azonban nem elegendő a spektrum pontos illesztéséhez. Egy szupernóva légkörében akár tucatnyi ion is előfordulhat, melyek jelentős hatással vannak a színekpre, így összességében az illesztésnek egy több tíz dimenziós paraméterterben kell megfelelnie. Belátható, hogy egyfelől ez még egy modern számítógép estében is rengeteg számolási időt vesz igénybe, másrészt az iteráció „zsákutcába” futhat és nem találja meg a megfelelő paraméterkombinációt. Ezen okoknál fogva minden esetben először a Syn++ programmal kell modellezni a spektrumot és szemre olyan illesztést előállítani, melynek paraméterei már megfelelő kiindulópontként szolgálnak az iteráció számára. A Synapps futási ideje még ilyenkor is (színekpustól függően) több óra lehet, a kapott végeredményt pedig minden esetben érdemes felülvizsgálni újfent a Syn++-szal.

Az illesztéseket minden alkalommal a kontinuum területek beállításával kezdtem, ehhez az a_0 és τ_{phot} paramétereket hangoltam. Tipikusan ilyen hullámhossztartomány a Si II $\lambda 6355$ vonal vörös oldali szárnyától a Ca II (NIR) triplet-ig tartó szakasz, melyen csak a neutrális oxigén okozott gyenge abszorpciós vonalat. Következő lépésben a Si II $\lambda 6355$ és a Ca II H&K vonalak kerültek sorra, mivel ezek vonalai közel mentek az átfedésektől, így a paramétereik nagy pontossággal megállapíthatóak. Ezután következtek a S II $\lambda 5641$ és az Fe II $\lambda 5149$ hozzátevőleges beállításai, valamint a Si III vagy Mg II ionok hozzáadása, attól függően, hogy szemre melyik adott jobb illeszkedést a 4000 Å körüli csúcs vörös oldali leszálló ágán.

Korábbi tanulmányok megállapították, hogy a nagy sebességű vonalkomponensek fokozatosan gyengülnek és a maximum fényesség idejét csak az ionizált kalcium, illetve ritkább esetben az egyszerűen ionizált szilícium HVF-je éli meg, ennek megfelelően a maximumhoz közeli 10 spektrumban ezeken kívül nem állítottam be más nagy sebességű vonalkomponenst a Synapps-os illesztéshez. Bár Childress et al. (2013b) más módszerrel olyan eredményeket kapott, mely alapján a

PVF-ek sebessége sem állandó egyazon spektrumban, az eltérések kismértékűek voltak a fotoszféra sebességéhez képest. Mivel a Synapps nehezen kezeli egyazon ion két szabadon illesztendő sebességét, továbbá hogy csökkentsem a paramétertér dimenzióját, az illesztésekben a PVF komponensek sebességét a fotoszféra sebességéhez kötöttem. Az egyedüli kivételt az Si II jelentette, melynél szignifikáns eltérés adódott a vörös oldalán, ezért a fotoszférikus sebességét a Synapps lefutása után kézzel hangoltam.

A Synapps futtatásához minden paramétert illeszhetőnek állítottam be, a `v_max` és `v_outer` paramétereket leszámítva. Az egyre külsőbb régióknak mind kevesebb járulékuk van az integrálok során, ezért a szabad paraméterek számát csökkentendő érdemes egy kellően nagy (jelen esetben 40.000 km/s) értéket fixen beállítani. A Synapps bemeneti ionjai közé rendre felvettem a kétszeresen ionizált vasat is. Az Fe III optikai tartományban két széles és nagy ekvivalens szélességű vonalat hoz létre, melyek több vékony vonalat átfednek (S II, Fe II, Si III stb.). A kézzel történő beállítására ezért kevés esély van a Syn++-ban, ám több szupernóva esetében is nélkülözhetetlenek tűntek a Synapps első lefutása után. A bemeneti fájlban ezért minden esetben meghagytam az Fe III PVF és HVF-ét is, alacsony `log_tau` és `aux` értékekkel, mintegy finomhangoló paraméterként

IV. Ca II nagysebességű vonal viselkedése a B_{\max} környékén

Számos szakcikk tárgyalja az egyszerűen ionizált kalcium nagy sebességű vonalának jelenlétét. A Ca II H&K vonala, valamint a közeli infravörös triplet is markáns a maximum fényesség előtti színeképekben, továbbá mindkettő mentes más vonalak átfedésétől, így a HVF kimutatása jóval egyszerűbb a többi ionéhoz képest. Mazzali et al. (2005a) szerint továbbá minden Ia típusú szupernóva színeképében megtalálható a Ca II HVF egy héttel a maximum fényesség előtt, valamint ez az utolsóként eltűnő nagy sebességű komponens a teljes színeképben.

Munkám során összesen tíz Ia szupernóva maximumhoz közeli (± 3 nap) spektrumát reprodukáltam az előző fejezetben tárgyalt Syn++ programmal. A tíz programobjektum az elmúlt húsz évből származik; a spektrumok a UC Berkeley Supernova Database¹ -ből származnak (Silverman et al. 2012b), és témavezetőm bocsátotta őket rendelkezésemre. Elsődleges célom az volt, hogy a szintetikus spektrumok Ca II vonalai alapján megvizsgáljam, mely szupernóvák mutatnak erős HVF-eket, valamint hogy kimutatható-e összefüggés a vonalak erőssége és a szupernóva fényességcsökkenése között.

Szupernóva	Altípus	$\Delta m_{15}(B)$	Referencia
SN 1994D	normál Ia	1.357	UCB database
SN 1994S	normál Ia	0.979	UCB database
SN 1997do	normál Ia	1.040	UCB database
SN 2000dg	normál Ia	-----	UCB database
SN 2000fa	normál Ia	0.910	UCB database
SN 2002cf	Ia-91bg	1.864	UCB database
SN 2002dj	normál Ia	1.087	UCB database
SN 2012fr	normál Ia	0.850	Zhang et al. (2014)
SN 2009ig	normál Ia	0.890	Foley et al. (2012)
SN 2010kg	normál Ia	-----	NASA Extragalactic Database

1. táblázat A mintában szereplő tíz szupernóva adatai.

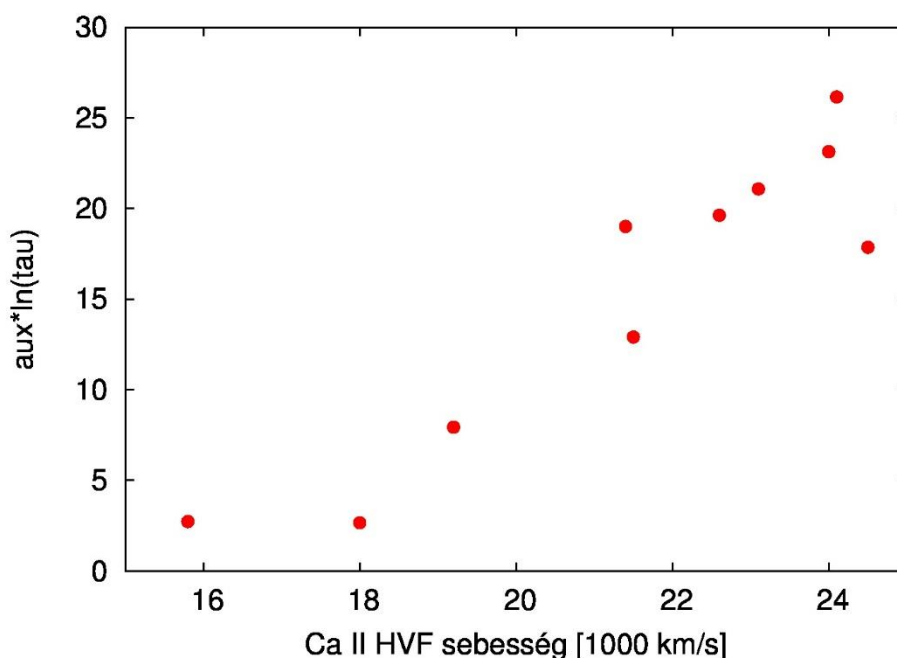
Childress et al. (2013b) 58 szupernóva B_{\max} -hoz közeli (-4 és +5 nap között) spektrumát vizsgálta a Si II $\lambda 6355$ és a Ca II NIR triplet abszorpciós profiljának illesztésével. Feltevésük szerint ebben a fázisban már csak az ionizált kalcium mutat nagy sebességű vonalat. A szilícium referenciavonalának illesztésével így precízen meghatározható a fotoszférikus sebesség, amely alapján pedig szétválasztható a Ca II NIR triplet két komponense. Az illesztésből kapott ekvivalens szélességek hányadosával definiálták a nagysebességű komponens erősségét:

¹http://hercules.berkeley.edu/database/index_public.html

$$R_{HVF} = \frac{EW[Ca II HVF]}{EW[Ca II PVF]} \quad (10)$$

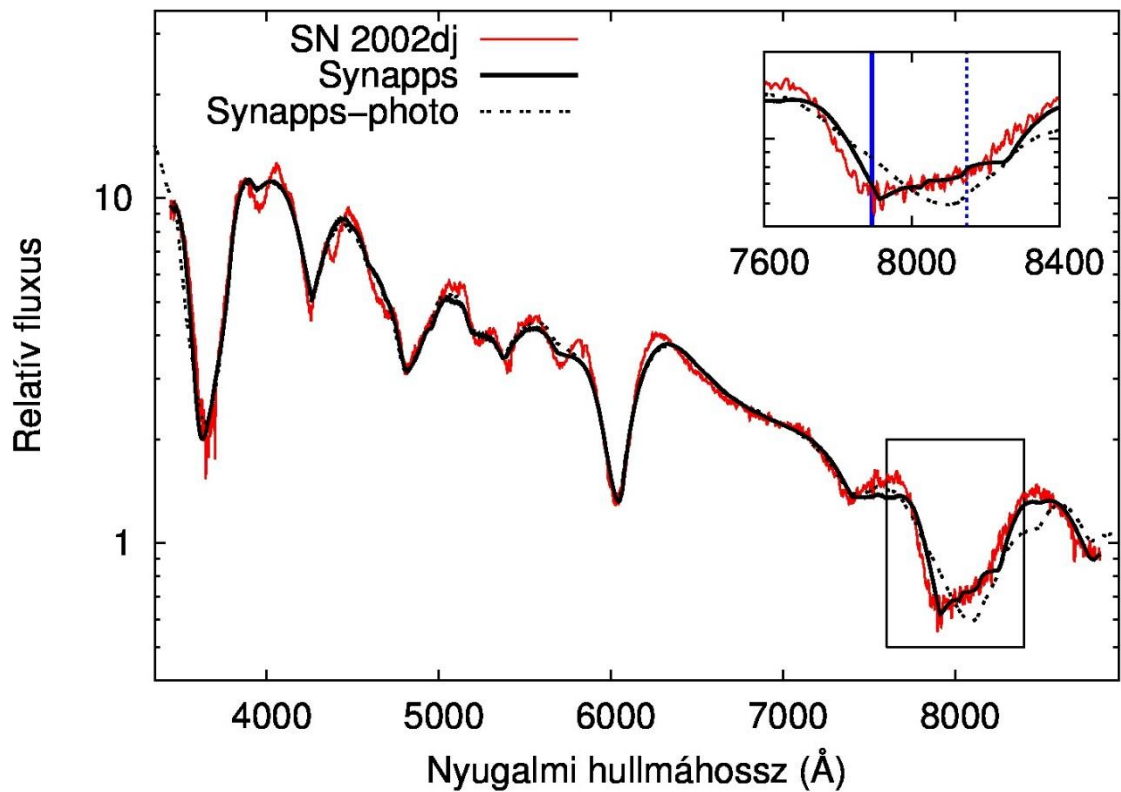
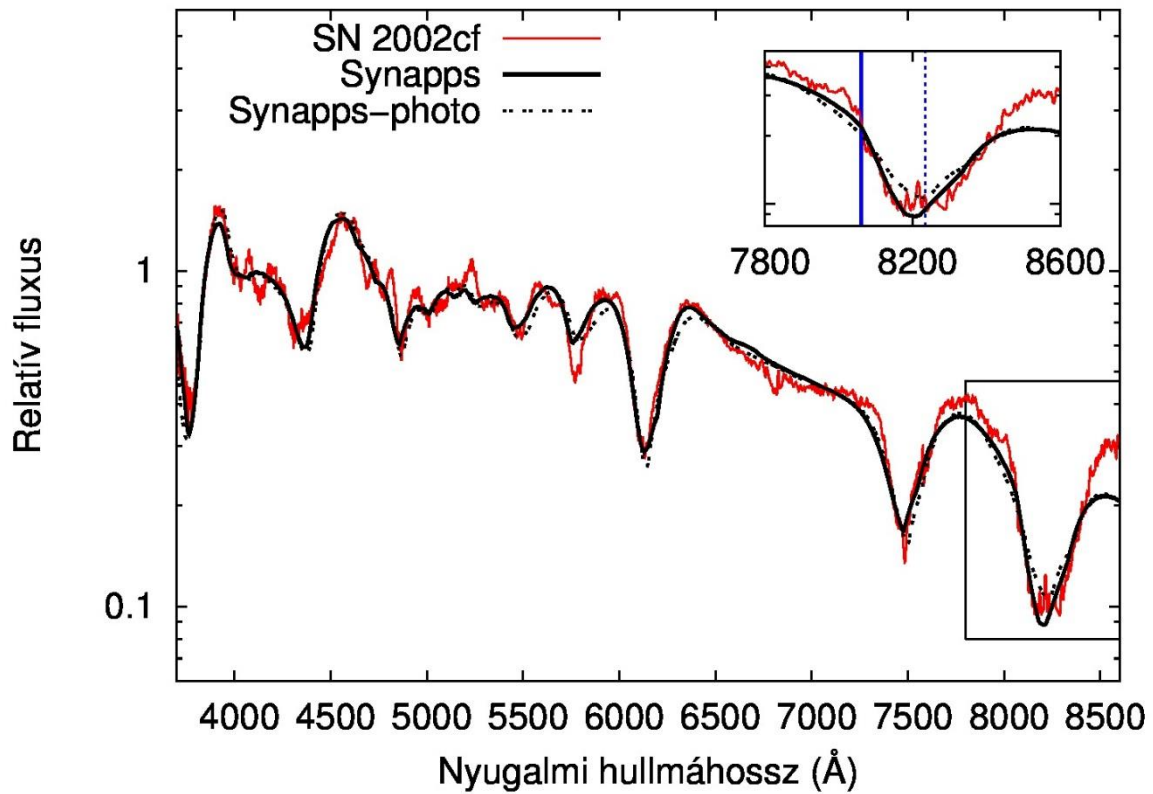
A cikk írói úgy találták, hogy ez a relatív HVF erősség fordított arányosságot mutatott a B-színben mért fényességcsökkenési paraméterrel ($\Delta m_{15}(B)$), mely megadja, hogy az elhalványulási szakaszban hány magnitúdóval csökken a szupernóva fényessége (B színszűrűben mérve). Továbbá a kapott eredmények (8. ábra) azt mutatták, hogy $\Delta m_{15}(B) > 1,4$ esetén már nem mutatkozik HVF a maximum fényesség környékén.

Mivel a Syn++ használata során nem az egyes vonalprofilokat illesztettem, ezért más módot kellett találnom a vonalerősségek jellemzésére. A \log_{τ} mennyiség használata kézenfekvő megoldás lenne, ez azonban erős korrelációt mutat az aux paraméterrel. A (9) képlet alapján az aux paraméter és az optikai mélység természetes alapú logaritmusának szorzata (a továbbiakban vonalerősség-paraméter) viszont már jól jellemezheti a referenciavonal erősségét. Ennek vizsgálatához a 4. ábrán a tíz vizsgált szupernóva Ca II HVF sebességének függvényében ábrázoltam a vonalerősség-paramétereket. A szakirodalom alapján a HVF sebességek (Marion et al., 2013) és a vonalerősségek (Childress et al., 2013b) a B_{\max} -hoz közeledve egyaránt csökkennek. Mivel az ábra két mennyisége között erős korreláció figyelhető meg, ezért az általam bevezetett vonalerősség-paraméter alkalmasnak tűnik a Ca II HVF-ek erősségének jellemezésére.



4. ábra A tíz vizsgált szupernóva Ca II HVF vonalerősség-paraméterei a HVF sebességének függvényében.

A Synapps-szal történő illesztés során mind a tíz színek esetében megengedtem az ionizált kalcium HVF-jének jelenlétét, ez azonban nem jelenti automatikusan, hogy a Ca II vonalainak kialakulásában jelentős szerepe van a nagysebességű komponensnek. A SN 1994S és a SN 2002cf esetében a HVF hozzájárulása gyakorlatilag elhanyagolható, míg a másik nyolc esetben elengedhetetlennek bizonyult az erős nagysebességű vonal. Az 5. és 6. ábrákon egy-egy példa látható (a többi szintetikus spektrum megtalálható a Függelék-ben), kiemelve a Ca II NIR triplet környékét. A jobb szemléltetés végett pontozott vonallal a tisztán fotoszférikus komponensekkel történő illesztést is ábrázoltam.

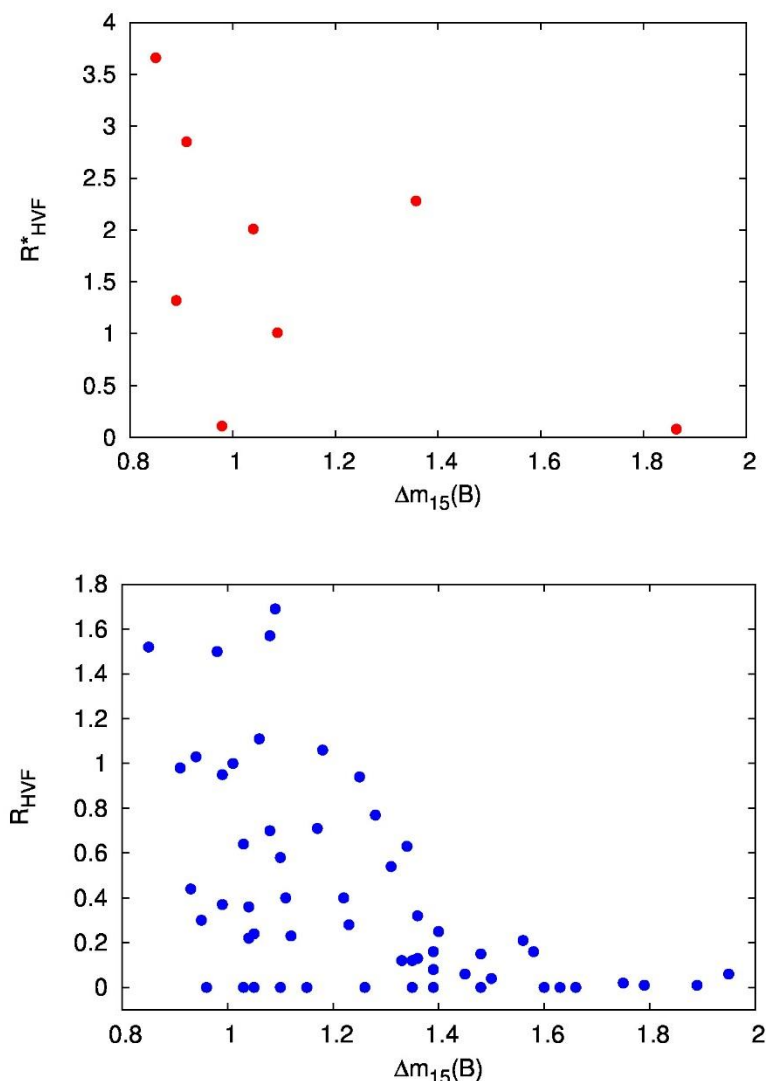


5-6. ábra Az SN 2002cf és az SN 2002dj színeke (piros vonal), valamint a Syn++ illesztések Ca II HVF-et használva (fekete vonal) és anélkül (fekete szaggatott). A jobb felső sarokban a Ca II NIR triplet környéke van felnagyítva, bejelölve a nagysebességű (kék vonal) és a fotoszferikus komponens (kék szaggatott) pozícióját.

A 7. ábrán az ionizált kalcium vonalerősség-paramétereinek hányadosát ábrázoltam a fényességcsökkenési ráta függvényében, hogy a lehető legpontosabban tudjam reprodukálni a Childress et al. (2013b) által közölt eredményeket.

$$R_{HVF}^* = \frac{aux \cdot \ln(\tau[Ca II HVF])}{aux \cdot \ln(EW[Ca II PVF])} \quad (11)$$

A hasonlóság a két eloszlás között egyértelmű, de az általam használt minta alacsony elemszáma miatt nem figyelhető meg határozott trend. Két esetben az $\Delta m_{15}(B)$ eléri a fentebb említett 1,4-es határt, amelynél már nem szabadna HVF-et észlelni és bár az SN 2002cf (pekuliáris altípusú) szupernóva megfelel ennek a kitételnek, az SN 1994D esetében a Ca II HVF továbbra is erősnek mutatkozik. Az eloszlások összehasonlítása végett az 8. ábrán látható a Childress et al. (2013b) által közölt eredmények (megjegyzendő, hogy a fentebb ismertetett módszerek miatt a HVF erősségre használt jellemzők nem egyeznek meg).



7-8. ábra A Ca II HVF erősségei a fényességcsökkenési ráta függvényében, az általam vizsgált (piros) és Childress et al. (2013) által vizsgált 56 szupernóva (kék) esetében.

V. Nagysebességű vonalak viselkedése a felfényesedési szakaszban

Az egyszeresen ionizált kalcium mellett több más ion esetében is detektáltak már nagysebességű vonalakat, ilyen az Fe II (Branch et al., 2003), az Si II (Matilla et al., 2005), az Si III, az S II (Marion et al., 2013), a Ti II (Silverman et al., 2013), az O I (Nugent et al., 2011), valamint a Mg II (Parrent et al., 2012). B_{\max} előtt két héttel még ezek a nagysebességű vonalak – kiegészülve a Ca II-vel – dominálják az Ia típusú szupernóvák színekeit, majd folyamatosan csökkenő sebesség mellett gyengülnek, és tűnnek el a maximum környékére (Childress et al., 2013ab). Fontos megjegyezni azonban, hogy – ellentétben az ionizált kalciummal – az említett ionok HVF-jeit nem sikerült az összes analizált szupernóva esetében kimutatni. Létezésük így nem tűnik egyetemesnek az Ia szupernóvák körében, ami megnehezíti a maximum előtti színepek reprodukálását. Felmerül továbbá a kérdés, hogy mutathatnak-e HVF-et a légkört alkotó többi elem, mint például az Fe III.

Az alábbiakban egyazon szupernóvák különböző fázisaiban felvett színepeinek illesztését mutatom be. Elsődleges célom a nagysebességű vonalak keresése volt. Első körben a fentebb felsorolt, már ismert HVF-képző ionokat igyekeztem kimutatni, majd megvizsgáltam annak a lehetőségét, hogy az eddig meg nem erősített HVF-ek javíthatnak-e az illesztéseken. A szintetikus spektrumok elkészítése után a HVF-ek időbeli lefutását vizsgáltam, különös tekintettel sebességükre és erősségükre.

Témavezetőm két szupernóváról, az SN 2009ig-ről és az SN 2010kg-ról összesen kilenc színepet bocsátott rendelkezésemre. Utóbbi a dolgozat írásakor még publikálatlan, a felhasznált spektrumai a Hobby-Eberly Telescope és a Swift űrtávcső méréseinek kombinálásából készültek.

SN 2009ig	T(B_{\max}): 2009.09.06.	Foley et al., 2012
Sorszám	Fázis (nap)	Felhasznált ionok
1.	-14	O I*, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, Si III*, S II, S II*, Fe II, Fe II*, Fe III
2.	-11	O I*, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, Si III*, S II, S II*, Fe II, Fe II*, Fe III, Fe III*
3.	-7	O I, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, Si III*, S II, Fe II*, Fe III, Fe III*
4.	-3	O I, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, Si III*, S II, Fe III

SN 2010kg	T(B _{max}): 2010.12.13.	Publikálatlan
Sorszám	Fázis (nap)	Felhasznált ionok
1.	-11	O I*, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, Si III*, S II(L), Fe II*, Fe III, Fe III*, Mg II, Mg II*
2.	-7	O I*, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, Si III*, S II(L), Fe II*, Fe III(L), Mg II, Mg II*
3.	-4	O I*, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, Si III*, S II(L), Fe II*, Fe III(L), Mg II, Mg II*
4.	-1	O I*, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, Si III(L), S II, Fe II, Fe II*, Fe III, Fe III*, Mg II, Mg II(L)
5.	+2	O I, Ca II, Ca II*, Si II, Si II*, Si III, S II, Fe II, Fe II(L), Fe III, Mg II

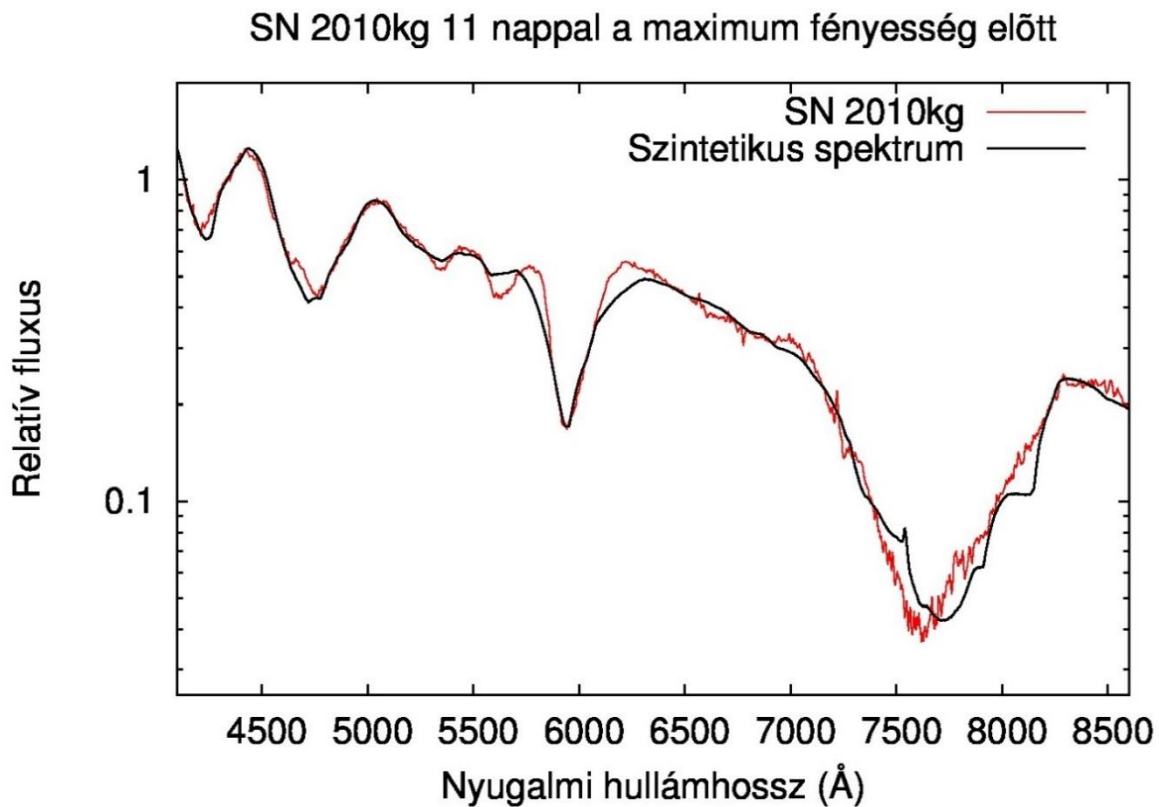
3-4. táblázat Az SN 2009ig és az SN 2010kg színképeinek adatai. A fázis a maximum fényesség ($T(B_{max})$) időpontjához van viszonyítva. Az illesztéshez felhasznált ionok között csak azok szerepelnek, melyeknek szignifikáns hozzájárulásuk van az adott spektrum legjobb illesztéséhez. A *-gal jelölt ionok HVF-ek, az (L)-lel jelöltek lebegő-komponensek.

SN 2010kg

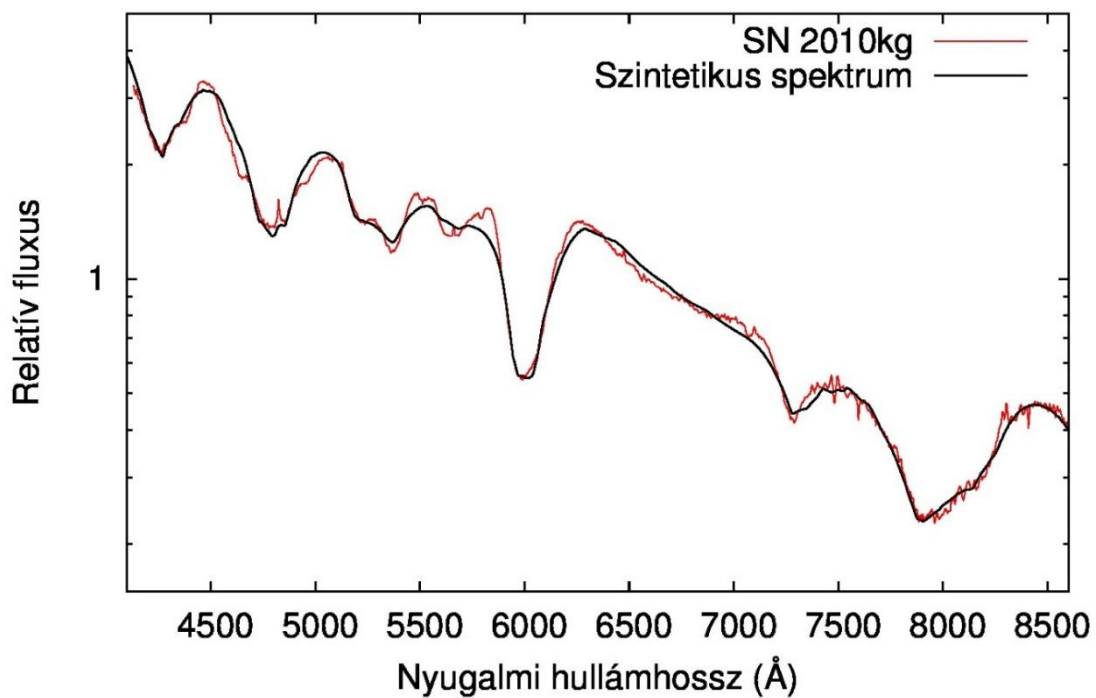
A 9-13. ábrákon láthatóak az SN 2010kg mért- és szintetikus spektrumai. Mind az öt esetben az átlagosnál jobb illeszkedést sikerült elérnem, ezáltal a HVF-ek sebességeit is pontosabban tudtam meghatározni. A színképek hátránya, hogy a spektrális lefedettség nem terjedt ki 4000 Å alá, ezért a kalcium H&K vonalát nem tudtam illeszteni. A Ca II NIR triplet azonban így is átfedés nélküli lehetőséget biztosított a kalcium ion két vonalkomponensének modellezésére. Az egyes vonalakat és jellegzetességeket majdnem mind sikerült előállítani; ez alól (szisztematikusan) kivételt képez az Si $\lambda 6355$ vörös oldali szárnya, az 5600 Å környékén található szilícium vonal, valamint a 4500 és 5000 Å közötti tartomány kisebb vonalcsúcsai. Megjegyzendő, hogy a fentebb leírtaknak megfelelően az Si II alsó sebességhatárát (a Synapps lefutása után a Syn++-szal) rendre megnöveltem a jobb egyezés végett.

További megfontolásokat kellett tenni az egyszeresen ionizált kén esetében, ahol az S II $\lambda 5462$ és az S II $\lambda 5641$ vonalak átfednek, ezért nagyon nehézkesé vált a régió Synapps-szal való

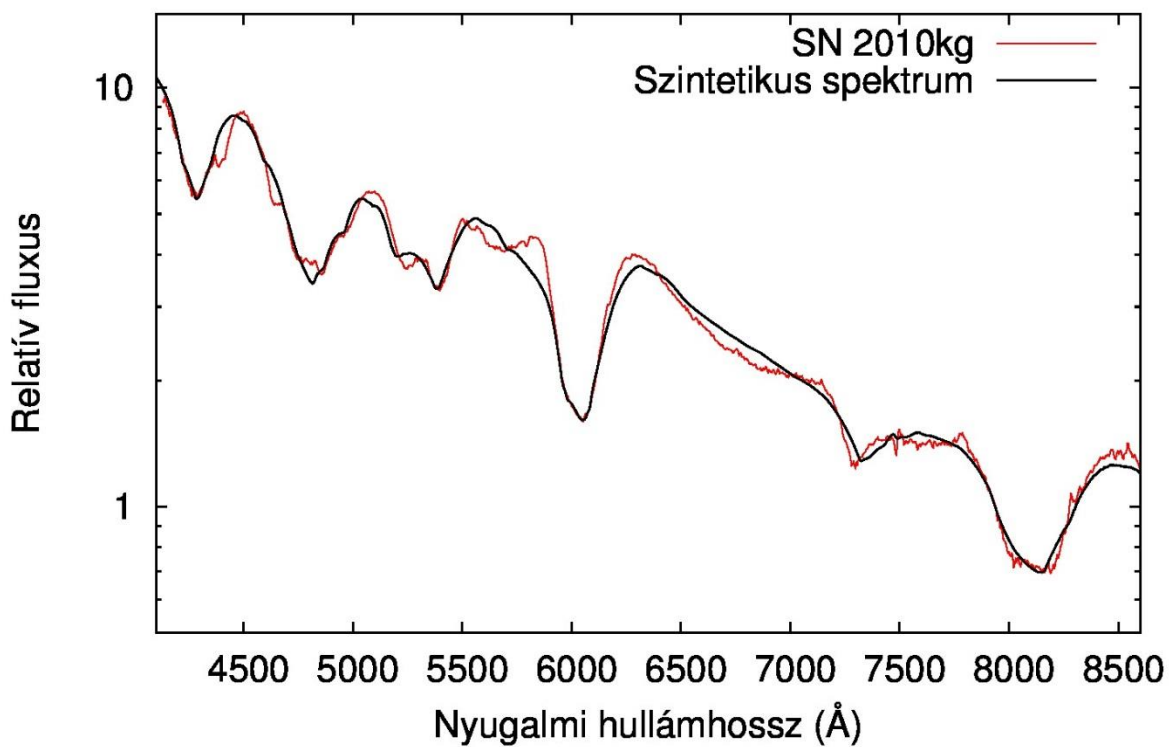
modellezése. A kezdeti próbálkozások után arra a következtetésre jutottam, hogy jobb illeszkedés érhető el (továbbá a Synapps számára is kedvezőbb) egyetlen, nem a fotoszféra sebességéhez kötött komponens használatával. Az így kapott S II sebességek (ahogy az lentebb látható) rendre a HVF és PVF sebességek között voltak. Mivel a szakirodalom a határozottan (5000 km/s-mal nagyobb sebességű) elkülönülő vonalakat nevezi HVF-nek, ezért a továbbiakban az ilyen *vonalakra lebegő-komponens*-ként fogok hivatkozni.



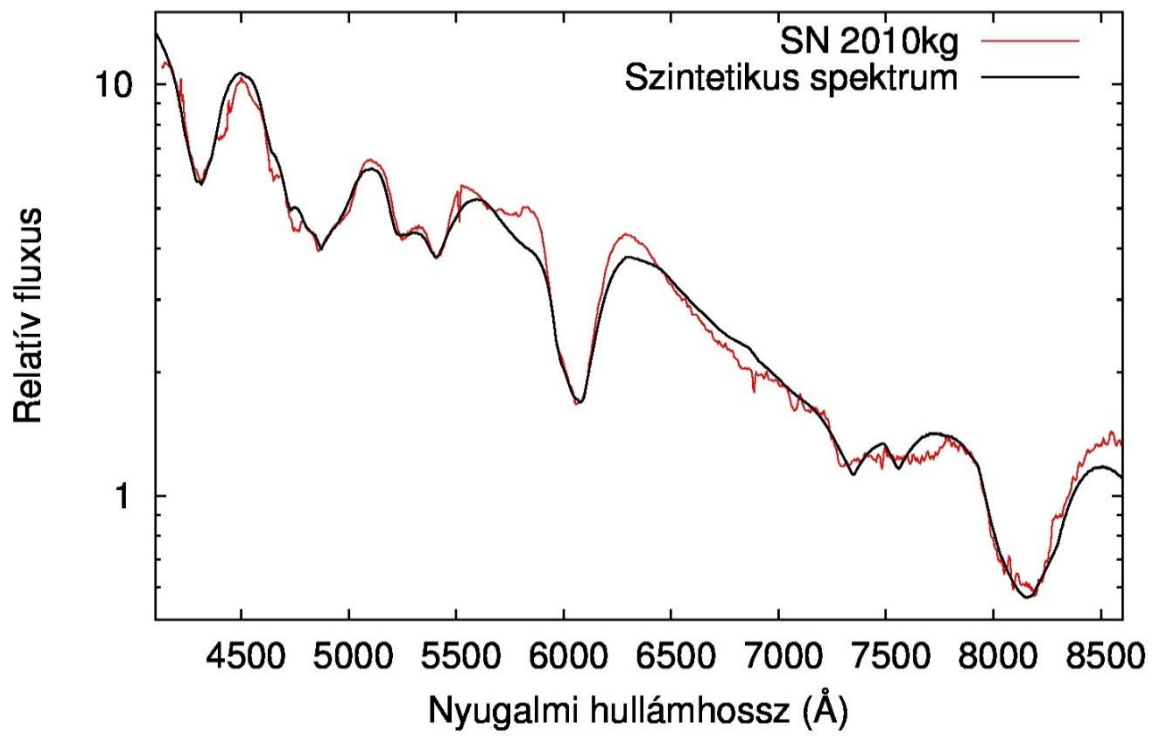
SN 2010kg 7 nappal a maximum fényesség előtt



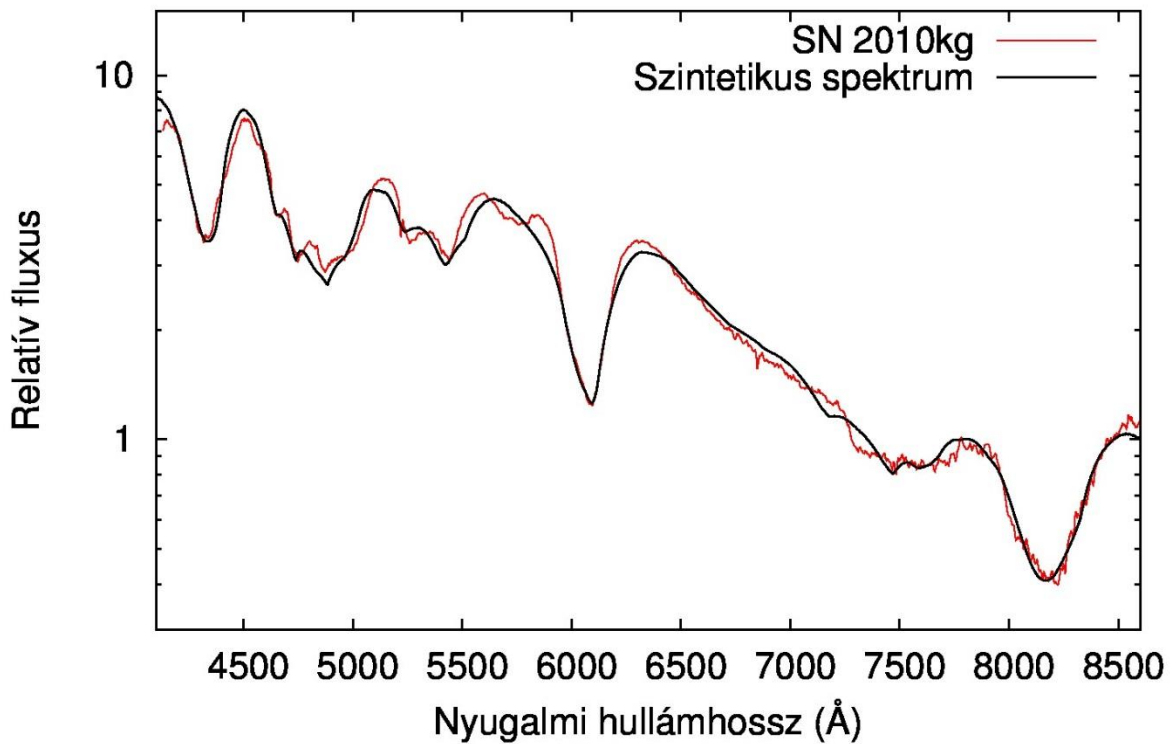
SN 2010kg 4 nappal a maximum fényesség előtt



SN 2010kg 1 nappal a maximum fényesség előtt



SN 2010kg 2 nappal a maximum fényesség után



9-13. ábra Az SN 2010kg öt spektruma (piros vonal), valamint azok Syn++-szal való illesztése (fekete vonal)

SN 2009ig

Az SN 2009ig négy spektrumának illesztései (lsd. Függelék) elmaradtak a várakozásoktól. Az 1. és 2. színek esetében a kontinuumot és a főbb vonalakat kellő pontossággal sikerült reprodukálni, de számos kisebb csúcs kimaradt az illesztésből. A 3. és 4. spektrumnál eltérések adódtak a kontinuum-tartományokon is, ilyen például a 4000 és 5500 Å közötti terület. Az utólagos (Synapps futása utáni) kézi javításoknak köszönhetően azonban a színek két domináns jellegzetességét, a Ca II H&K, valamint az Si II λ 6355 vonalakat kellően jól sikerült modellezni ahhoz, hogy a továbbiakban felhasználhassam ezen HVF-ek sebességét és vonalerősség-paramétereit.

A 4000 Å utáni leszálló ág elemzése azt mutatta, hogy az SN 2009ig légköre nem tartalmaz jelentős mennyiségű magnéziumot. Ezt leszámítva ugyanazok az ionok kerültek illesztésre, mint az SN 2010kg esetében. A kétszeresen ionizált vasat itt is finomhangoló paraméterként használtam, így annak jelenléte szintén bizonytalan. Továbbá, a modell spektrumok hiányosságai miatt nem zárható ki, hogy további Ia szupernóvára jellemző ionok (pl. szén, titán) szükségesek a az illesztések jövőbeni javításához.

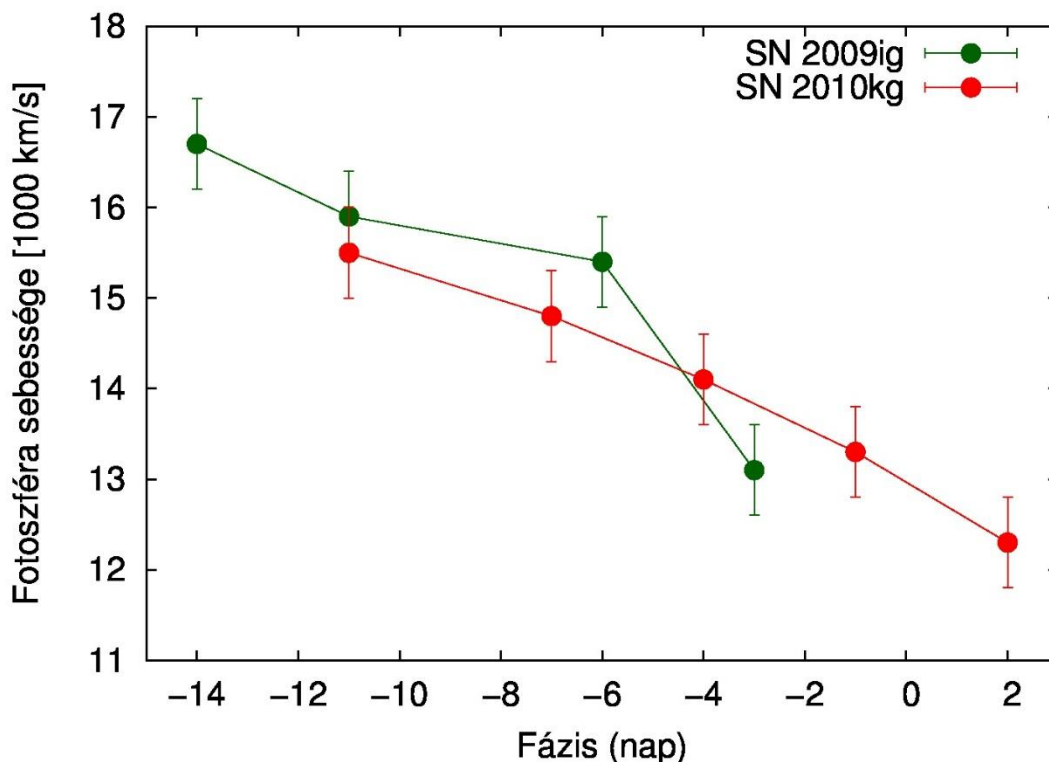
Eredmények I. – Sebesség értékek

A (3) képlet alapján a homológ módon táguló szupernóva légkörben az egyes rétegek tágulási sebessége átszámítható a robbanás középpontjától mért távolsággá. Így az alábbiakban ismertetett eredmények alapján a gömbszimmetrikus szupernóva légkör radiális modellje, valamint annak időbeli változása rekonstruálható.

A légkör legalsó, fekete-test sugárzó rétege a fotoszféra. A szakirodalom alapján a PVF komponensek sebességei a robbanást megelőző hetekben lassú (néhány ezer km/s-os) csökkenést mutatnak, B_{\max} előtt 3-4 nappal pedig bekonvergálnak egy hozzátevélegesen konstans sebességértékre, mely tipikusan 11000-13000 km/s (Marion et al., 2013; Zhang et al., 2014). Megjegyzendő, hogy a fentebb részletezett okok miatt a Synapps-os illesztések során minden ionra ugyanazon fotoszférikus (alsó-)sebességhatárt használtam (kivételem ez alól az Si II). Ezzel szemben a szakcikkek többségében, ahol a vonalkomponenseket külön illesztik, minden egyes spektrumvonalra önálló PVF sebesség határozható meg. Ugyanakkor ezek a sebességek nem különböznek jelentősen egymástól (legfeljebb néhány száz km/s-mal), így az általam meghatározott PVF sebességek viselkedése összevethetőek a szakirodalomban szereplőkével.

A 14. ábrán az SN 2009ig és az SN 2010kg fotoszféra-sebessége látható az idő függvényében. A két szupernóva ezen a téren (is) hasonló viselkedést mutat, az átfedő tartományon az adatpontok hibahatáron belül vannak egymáshoz képest. Habár több adatpont is található -4 napos fázis után, mindkét szupernóva folyamatosan csökkenő fotoszféra-sebességet mutat, melynek üteme lineáris.

Lehetséges magyarázat erre az ellentmondásra, hogy mindkét szupernóva az átlagosnál nagyobb kezdeti fotoszféra-sebességgel bír, a lassú csökkenés miatt pedig csak a maximális fényesség utáni időszakban érik el a későbbiekben konstans sebességhatárt. Ez egyben azt is jelentheti, hogy az Ia típusú szupernóvák esetében a fotoszféra 'megállapodása' nem közvetlenül időfüggő, hanem egy jól meghatározható sebességtartományhoz kötött.

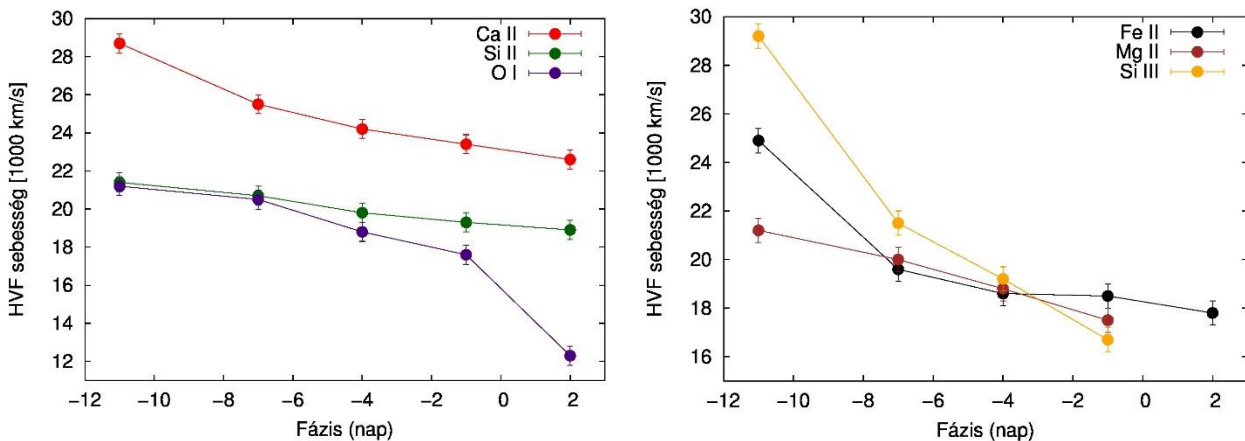


14. ábra Fotoszféra sebességek a B_{\max} időpontjához viszonyított fázis függvényében. A hibahatárok becslésen alapulnak, egységesen $\pm 500 \text{ km/s}$ nagyságúak.

A HVF-ek sebességeit már egyértelműen iononként kell vizsgálni, mivel több ezer km/s-os eltérések is adódnak az egyes elemek sebességei között. A Ca II nagysebességű komponense azért is lehet az utolsó hírmondója a HVF-eknek B_{\max} ideje környékén (lsd. előző fejezet) mert a felfényesedési fázisban más ionokkal összehasonlítva nagyobb sebességről és erősségről indult meg a gyengülése. A 15-16. ábrákon az SN 2010kg-ban azonosított hat HVF sebességeinek változását tüntettem fel (így például nem szerepel rajtuk a lebegő-komponensként számon tartott S II, illetve a nagy bizonytalansága miatt finomhangoló-paraméterként használt Fe III).

Mindegyik ion esetében csökkenő trend látszik, ennek lefolyásában azonban jelentős különbségek mutatkoznak. Az egyszeresen ionizált kalcium és vas HVF-ének kezdeti gyors süllyedése mérséklődik, a maximum fényesség idejére gyakorlatilag konstanssá válik, ezzel szemben a kétszeresen ionizált szilícium sebessége folyamatos és nagymértékű csökkenést mutat. Hasonló, ám jóval kevésbé meredek a magnézium sebesség-függvénye, mely tíz nap alatt nagyjából 3000 km/s-ot

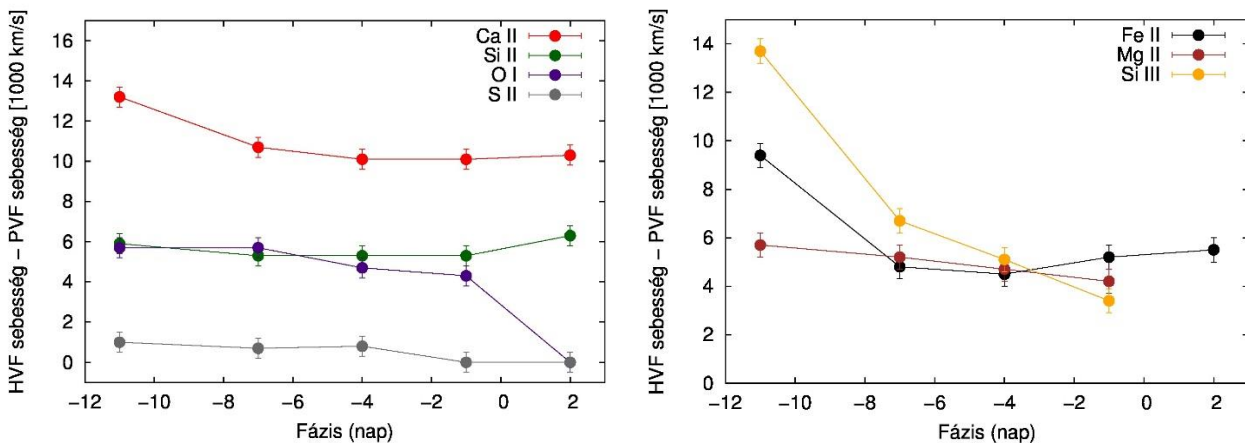
csökken. Utóbbi két ion a B_{\max} -ot követően már nem mutat szignifikáns HVF-et, vagyis a vonalformáló tartományban még nagy sebesség mellett 'fogy el' a sűrűség.



15-16. ábra Az SN 2010kg-ban azonosított hat ion HVF komponenseinek sebességei B_{\max} időpontjához viszonyított fázis függvényében. A semleges oxigént egy komponenssel illeszttem, ezért szerepel az utolsó adatpont a 15. ábrán.

Ez utóbbi szempontból érdekes a semleges oxigén $\lambda 7774$ vonalának illesztése, mely a Ca II H&K, valamint az Si II $\lambda 6355$ vonalához hasonlóan átfedés nélküli. A maximumot megelőző időszakban az Mg II-höz hasonlóan lassan, ám határozottan csökkenő sebességű HVF-et mutatott, de az illesztés során nem volt szükség fotoszférikus komponensre. Az utolsó, már B_{\max} utáni színekben még mindig jelen van az O I $\lambda 7774$, ezúttal azonban már a fotoszférával gyakorlatilag megegyező sebességen. A semleges oxigén vonalformáló tartománya tehát nem csak egyre mélyebbre kerül a légkörben, hanem a többi elem HVF-keltő tartományával ellentétben egészen a fotoszféráig jut el.

A többi ionhoz képest rendhagyó módon viselkedik az egyszerűen ionizált szilícium. Az általa mutatott HVF sebessége monoton csökken, ez a csökkenés azonban két hét alatt alig éri el az 1500 km/s-ot, így sebesség-függvénye alig különbözik a konstanstól. További információkat nyerhetünk, ha a nagy- és alacsony sebességű komponensek különbségét is megvizsgáljuk (17-18. ábra), mivel az Si II (a többi iontól eltérően) jobb illeszkedést mutatott 'egyedi' PVF sebességek mellett.

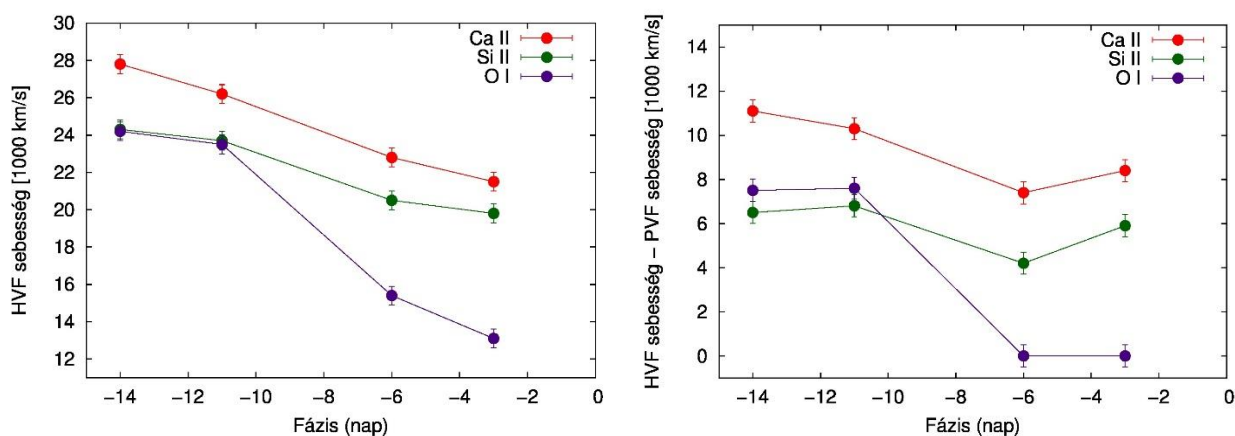


17-18. ábra Az SN 2010kg spektrumaiban azonosított ionok HVF és PVF sebességeinek különbsége B_{\max} időpontjához viszonyított fázis függvényében. A 17. ábrán szemléltettem az S II lebegő komponensét is.

Az Si II adatpontjai itt már egyértelműen konstans függvényt rajzolnak ki. A HVF és PVF komponensek közötti közel állandó sebességkülönbség épp ellentétes viselkedést mutat a semleges oxigénhez képest. Az ábrákról leolvasható, hogy a sebességkülönbségek a kalcium, a vas és a magnézium esetében is konvergálnak egy közel állandó értékre, míg a kétszeresen ionizált szilícium esetében a függvény csökkenése mérséklődik.

Az SN 2009ig kevésbé jól illeszkedő szintetikus spektrumai miatt csak a három, átfedés nélküli vonalakat okozó elemről (oxigén, kalcium és szilícium) tudtam érdemi információt kinyerni. Ezek sebességeiről szóló adatokat a 19-20. ábrán mutatom be. A Ca II és az Si II itt is monoton csökkenő trendet mutat, a két meredekség azonban jóval közelebb áll egymáshoz, mint az SN 2010kg esetében: a -8. napot megelőző időszakban nincs jele gyors süllyedésnek a kalcium HVF-jeinél, míg a szilícium sebessége csaknem 4000 km/s-ot csökken tizenegy nap alatt. A HVF és PVF sebességkülönbségeket vizsgálva itt is arra a következtetésre juthatunk, hogy egy 'együtt mozgó' rendszer alakul ki a fotoszféra és a felette lévő feldúsulások között.

A semleges oxigén vonala ezúttal is rendre egy komponenssel került illesztésre. Az első két adatpont (-11. nap előtt) hasonló viselkedést mutat, akárcsak az SN 2010kg-nál, vagyis az O I sebességei gyakorlatilag megegyeznek az Si II-ével. A HVF-ből PVF-be való átmenet azonban jóval a maximum fényesség időpontja előtt zajlik le. Ez az eredmény jobban hasonlít a szakirodalomban leírt általános HVF-fejlődésekhez, amelyek szerint B_{max} idejére már csak a Ca II és (ritkább esetben) az Si II nagysebességű komponensei maradnak meg a színeképekben. Ugyanakkor ellentmond az eddigi egyetlen O I HVF publikációnak (Parrent et al., 2012), amely a vonal időfejlődését vizsgálta. A (szintén Synapps illesztésekre alapozva) úgy találták, hogy a vonalkomponens csak megközelíti, ám nem éri a fotoszférikus sebességet, és a B_{max} után közel konstans sebességkülönbség (~4000 km/s) alakul ki közöttük.



19-20. ábra Az SN 2009ig-ben jól illesztett ionok HVF komponenseinek sebességei a B_{max} időpontjához viszonyított fázis függvényében. A semleges oxigént ezúttal is egy komponenssel illesztettem, ezért szerepel az utolsó két adatpont az ábrákon.

Az SN 2009ig remek lehetőséget nyújt, hogy a fenti eredményeimet összehasonlítsam más módszerrel kapott sebességekkel. Marion et al. (2013) egyedi vonalkomponensek illesztése alapján állapította meg a Ca II, Si II, Si III, Fe II, valamint S II HVF komponenseinek sebességét a -14. naptól kezdve a maximum fényességig, egy napos időfelbontással. Ugyanakkor nem jelezte a semleges oxigén korai nagysebességű vonalát, ezért a 4. táblázatban csak az egyszeresen ionizált szilícium és kalcium sebességeit hasonlítom össze.

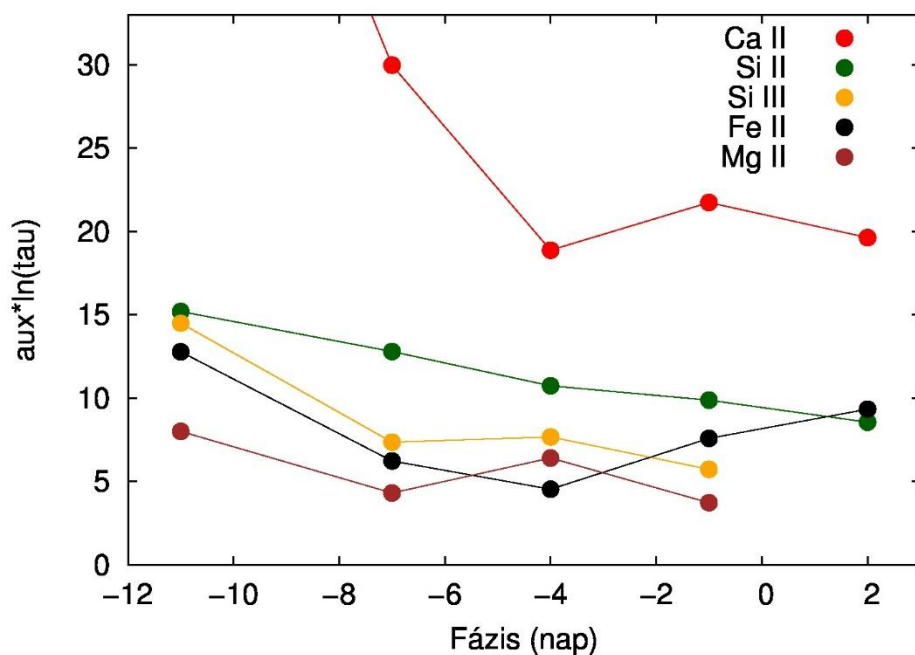
Fázis (nap)	Ca II _{Marion}	Ca II _{Barna}	Si II _{Marion}	Si II _{Barna}
-14	34.0	27.8	25.0	24.3
-11	31.0	26.2	22.5	23.0
-6	23.5	22.8	20.5	20.5
-3	21.5	21.5	-	19.8

4. táblázat Az SN 2009ig színképeinek Si II és Ca II HVF sebességei Marion et al. (2013) vonalprofil illesztése, valamint saját készítésű szintetikus spektrumok alapján. A sebességek 1000 km/s-ban értendők.

Az eredmények a becült (± 500 km/s-os) hibahatáron belül vannak egymáshoz képest, leszámítva a kalcium korai sebességeit. A jó összhangban lévő adatok is alátámasztják, hogy az SN 2009ig általában gyengébben sikerült illesztései ellenére is jól használhatóak az átfedés nélküli, erős vonalakra kapott paraméterek.

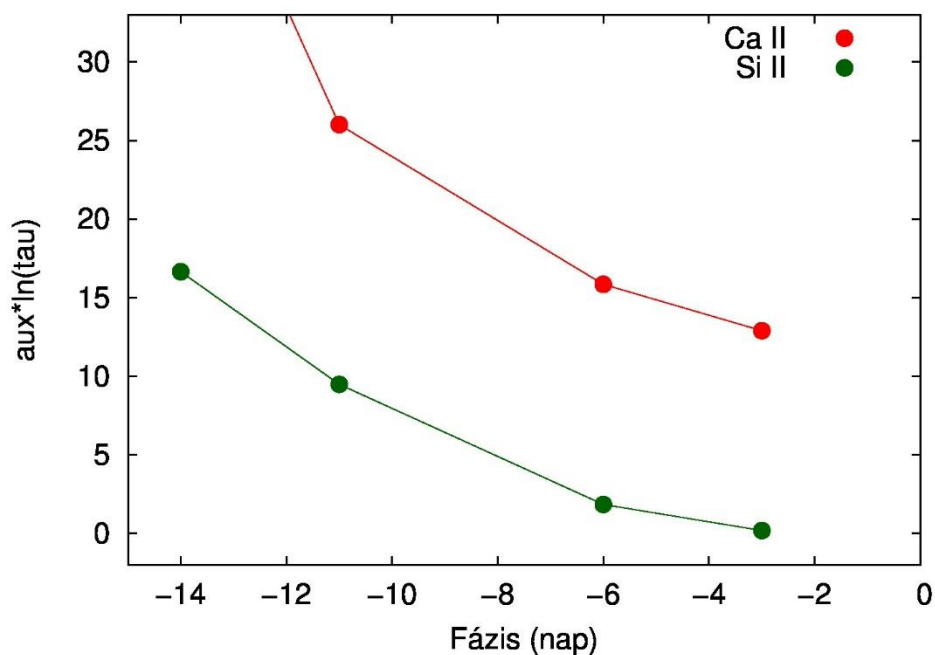
Eredmények II. – Relatív elemgyakoriság

A várakozások szerint a felfényesedési szakaszban a nagysebességű vonalak erőssége folyamatosan csökken. A IV. fejezetben bevezetett vonalerősség-paraméterek időbeli változását szemügyre véve (21. ábra) azonban csak kevés ion esetében fedezhető fel ez a trend. Az egyszeresen ionizált szilícium adatpontjai monoton csökkenést mutatnak, emellett pedig a kalcium és a kétszeresen ionizált szilícium mutat csökkenő trendet egy-egy kiszóró adatponttal. Mindez jól mutatja a vonalerősség-paraméter használatának korlátait. Míg a HVF sebességértékeket egyes rövid, átfedés nélküli felfutó vonalszakaszokon jól lehet (akár kézzel is) kalibrálni, a \log_{τ} és aux paraméterek által befolyásolt régiók szinte mindig átfedéssel terheltek. A vonalerősség-paraméter félempirikus képletében problémát okoznak a gyenge vonalak jellemzése is, mivel negatív \log_{τ} esetén az aux paraméter nem kompenzálja, hanem szorozza a negatív értéket. Összességében elmondható, hogy az általam bevezetett vonalerősség-paraméter csak az erős, közel átfedés nélküli vonalak esetében ad hiteles információt, ahol az opacitás már nem lineáris függvénye a vonalmélységnek. Gyengébb vonalakra megfontolandó az aux és τ paraméterek szorzata, esetleg már félempirikus paraméter.



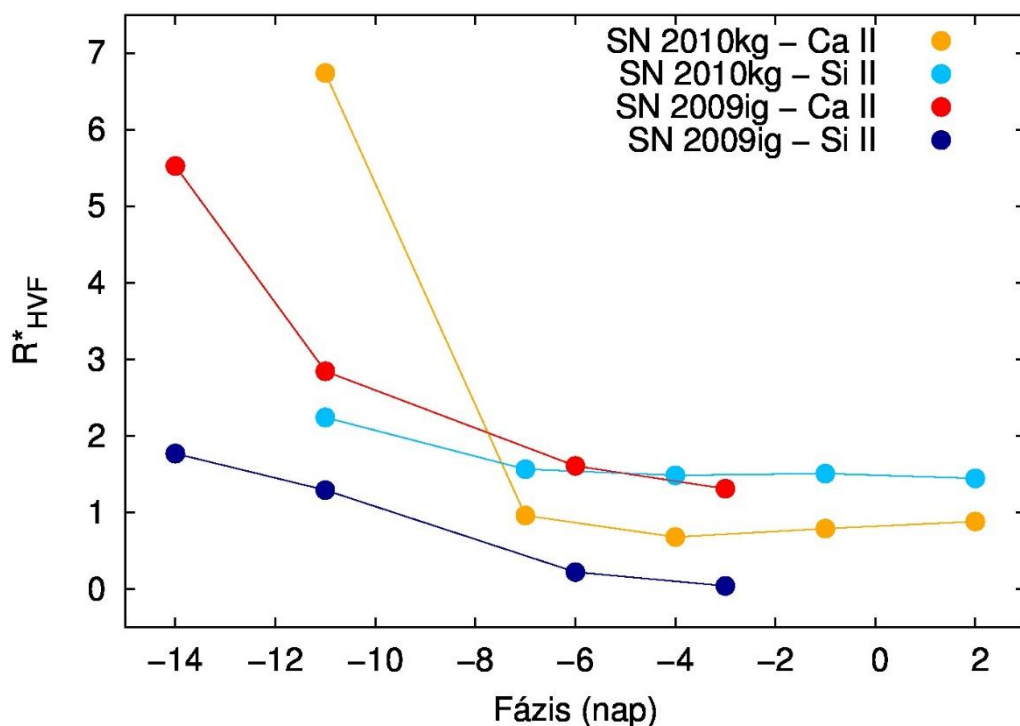
21. ábra Az SN 2010kg HVF komponenseinek vonalerősség-paraméterei a fázis függvényében. (Az első Ca II adatpont értéke 66,3.)

Mindezek ismeretében csak a Ca II és az Si II ionok abundanciáit érdemes ilyen módon vizsgálni. A 23. ábrán bemutatott relatív vonalerősségek további információkat nyújtanak az időbeli fejlődéssel kapcsolatban: a -7. naptól kezdődően mindkét ion esetében a vonalkomponensek arányai állandóak maradnak. Ez kitűnő összhangot mutat a 17. ábrán bemutatott eredményekkel és megerősíti az 'együtt mozgó PVF-HVF rendszer' ötletét. Figyelemreméltó, hogy míg a kalcium komponensek erősségei közel megegyeznek, a szilíciumnál a HVF vonalformáló tartománya tűnik erősebbnek.



22. ábra Az SN2009ig két erős, átfedés nélküli vonalakat produkáló ionjának vonalerősség-paraméterei a fázis függvényében. (Az első Ca II adatpont értéke 45,8.)

Végezetül 22-23. ábrákon az SN 2009ig esetében is felvázoltam a vonalerősség-paramétereket illetve a relatív vonalerősségeket. A két grafikon hasonló viselkedést mutat. Az Si II nagysebességű komponense gyakorlatilag elfogy a maximum idejére, ellentmondva ezzel az SN 2010kg esetében tapasztaltakkal, de alátámasztva Marion et al. (2013) megfigyelését. A Ca II HVF nem csak hogy jelentős marad, de dominál is a fotoszférikus komponens felett. Továbbá (a maximum fényesség környékéig) nem figyelhető meg a kalciumnál a -7. napot követő konstans szakasz, bár az R^*_{HVF} függvény ellaposodó trendet mutat.



23. ábra A két vizsgált szupernóva egyszeresen ionizált kalcium és szilícium relatív HVF erősségei a fázis függvényében.

VI. Összegzés

Munkám során tíz Ia típusú szupernóva színeképét modelleztem a Syn++ programmal. A spektrumok két csoportba sorolhatóak: mindegyik szupernóváról rendelkezésemre állt egy, a maximális fényesség környékén felvett színekép, míg két esetben több, ezt megelőzően készült spektrumot vizsgálhattam.

Az első csoport esetében a cél a fotoszféra és az esetlegesen jelen lévő kalcium HVF sebességeinek vizsgálata volt. Nyolc esetben egyértelműen kimutatható volt a nagysebességű (> 18000 km/s) Ca II jelenléte, míg két szupernóvánál ezek elhanyagolása nem okozott szignifikáns változást az illesztésekben. A Syn++ által az ionokra kinyert adatok alapján bevezettem a vonalerősség-paramétert ($\text{aux} \cdot \ln(\tau)$), mely megfelelően jellemzi a széles és átfedés nélküli vonalakat generáló ionok (Ca II, Si II) relatív koncentrációját. Továbbá megvizsgáltam és reprodukálni tudtam Childress et al. (2013b) által talált összefüggést a HVF erősségek és a fényességcsökkenési ráta ($\Delta m_{15}(B)$) között.

Az SN 2009ig esetében négy, az SN 2010kg esetében pedig öt spektrumot tudtam felhasználni a nagysebességű vonalak időfejlődésének vizsgálatához. Utóbbi szupernóva illesztései az átlagosnál jobban sikerültek, így több nagysebességű vonalat okozó ion is nagy biztonsággal azonosítható volt. A minden Ia típusú szupernóva korai színeképében feltűnő Ca II és Si II HVF-ek mellett nagysebességű Fe II, Mg II, Si III és O I vonalakat is találtam, utóbbi három ion HVF-re ezt megelőzően csak egy-egy példát találtam a szakirodalomban. Az SN 2009ig gyengébben sikerült illesztései ellenére is jól sikerült reprodukálni a az átfedés nélküli vonalakat létrehozó Ca II, Si II és O I paramétereit, ráadásul mindhárom nagysebességű komponens mutat. A Marion et al. (2013) cikkben leírtakkal összevetve újabb megerősítést nyert az általam használt módszer a sebességek megállapítására.

A fotoszféra sebessége az idővel lineárisan csökken, a két normál típusú Ia szupernóva esetében a trendek a hibahatáron belüli egyezést mutattak. A más cikkek által talált, $T(B_{\max})$ előtti konstans (10000-13000 km/s közötti) sebességre való bekonvergálásnak egyik esetben sem volt jele, ezért valószínűsíthető, hogy a fotoszféra 'megállapodása' nem idő-, hanem sebességfüggő.

Az egyes ionok HVF sebességei folyamatos, ám egyre lassuló csökkenést mutatnak. A HVF és PVF sebességek különbségéből az tűnik ki, hogy a maximum fényességhez közeledve egy állandó differencia alakul ki. Az eltűnő nagysebességű komponensek miatt ennek a HVF-PVF 'együtt mozgó' rendszernek a léte egyelőre kétséges, de a kalcium és a szilícium esetében bizonyosnak látszik.

Az ionok relatív gyakorisága mindkét szupernóvánál a HVF sebességekhez hasonlóan fejlődtek. A vonalerősség-paraméterek a két legerősebb ion, a Ca II és az Si II esetében is csökkenő, ám ellaposodó trendet mutattak. Bár jól látható, hogy mindkét ion esetében a nagysebességű komponens

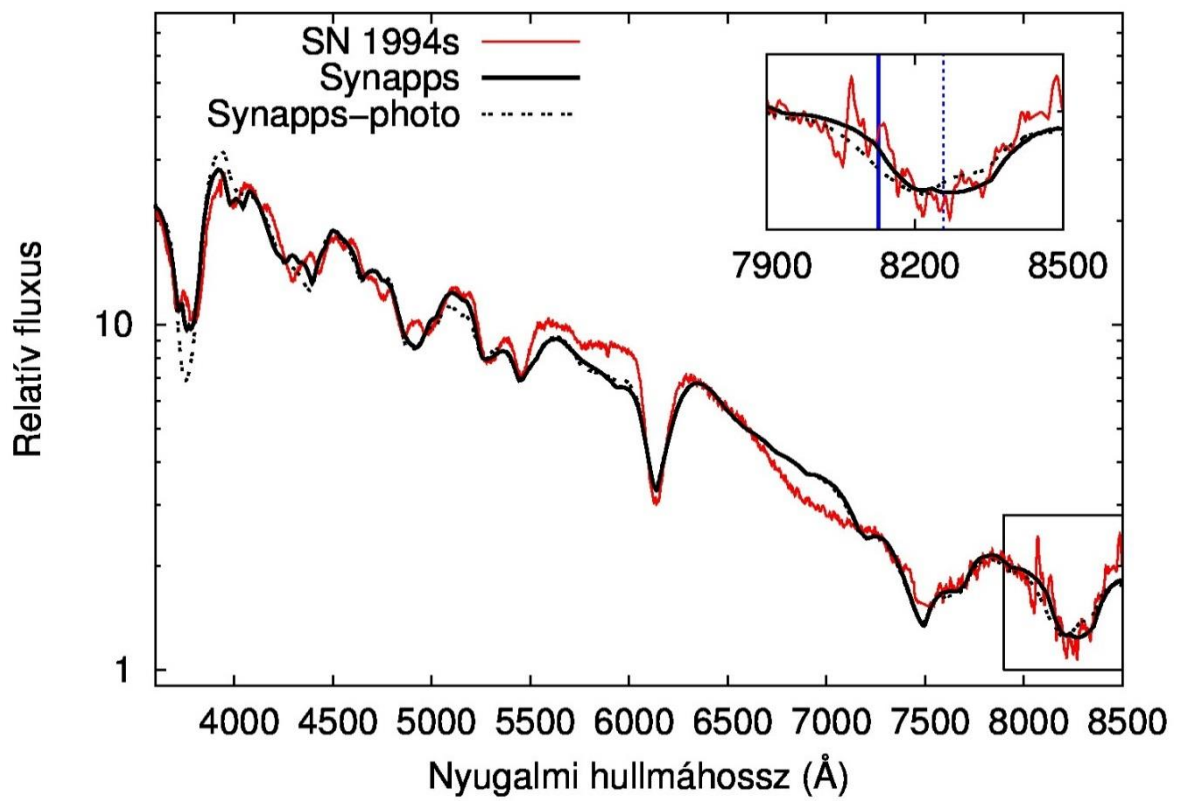
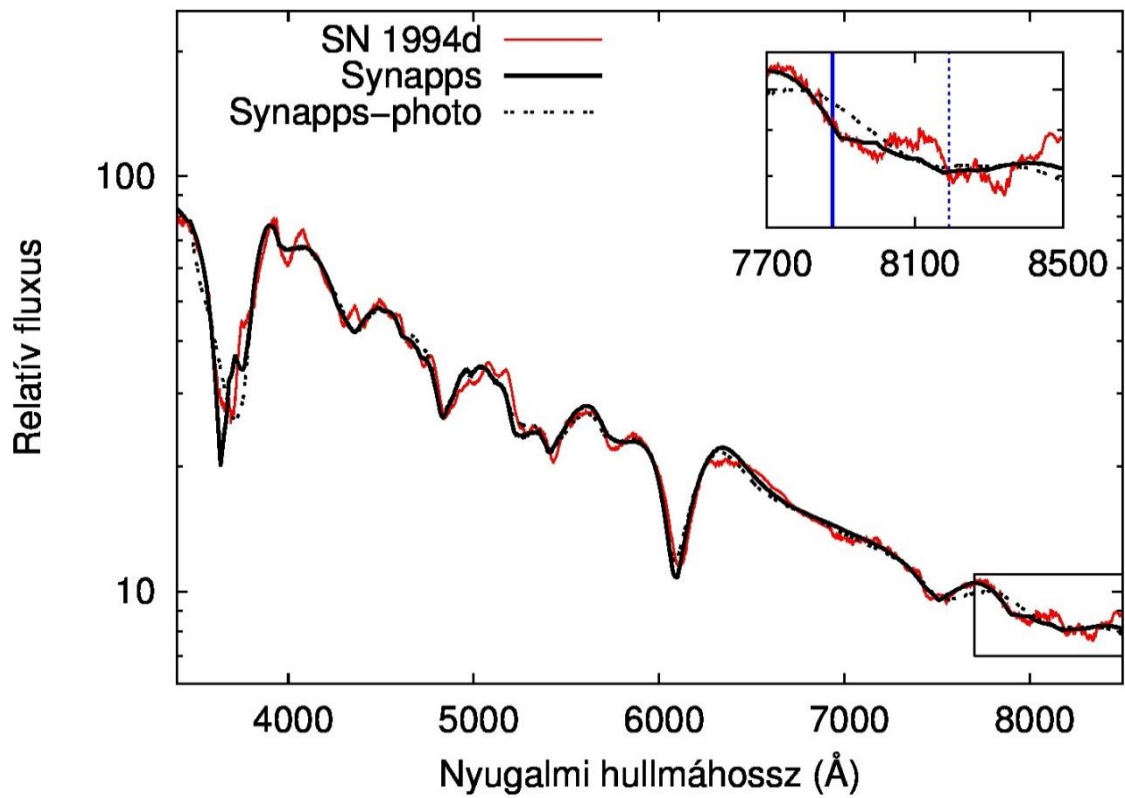
megéri a maximum fényesség idejét, ám nem egyértelmű, hogy a PVF valóban domináns-e már ebben a stádiumban.

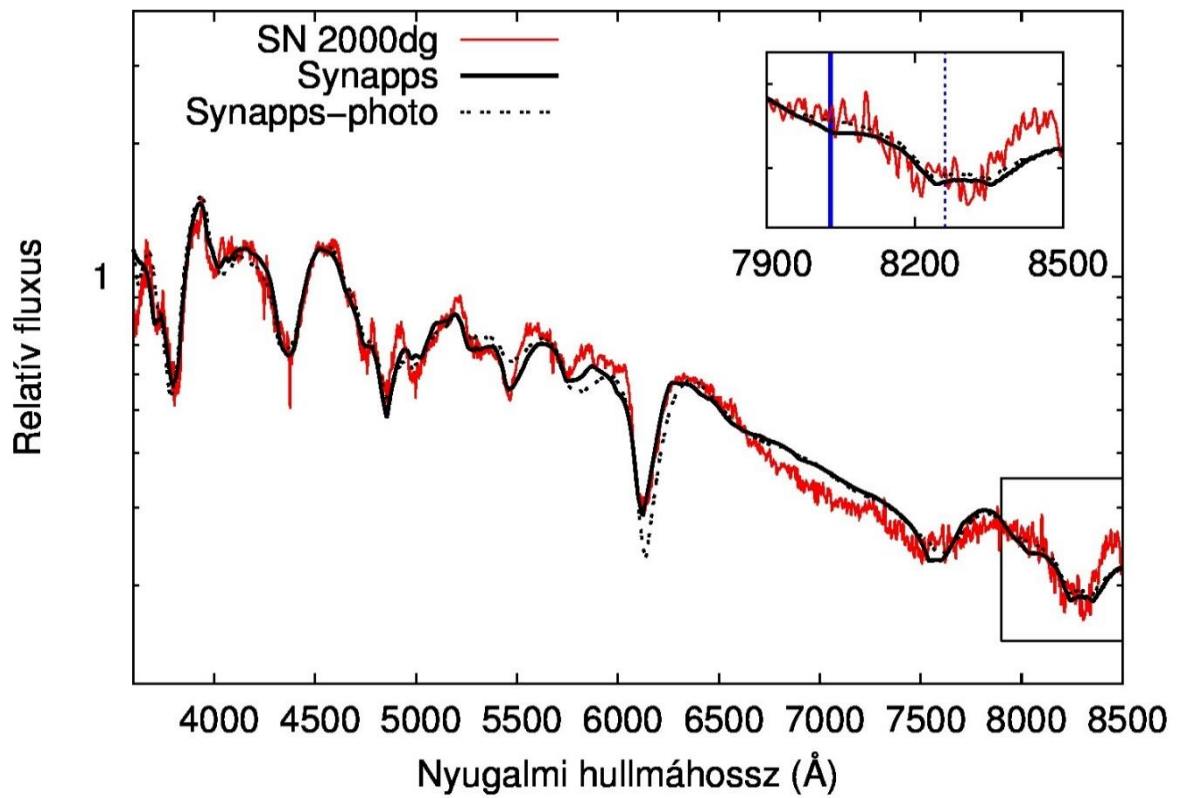
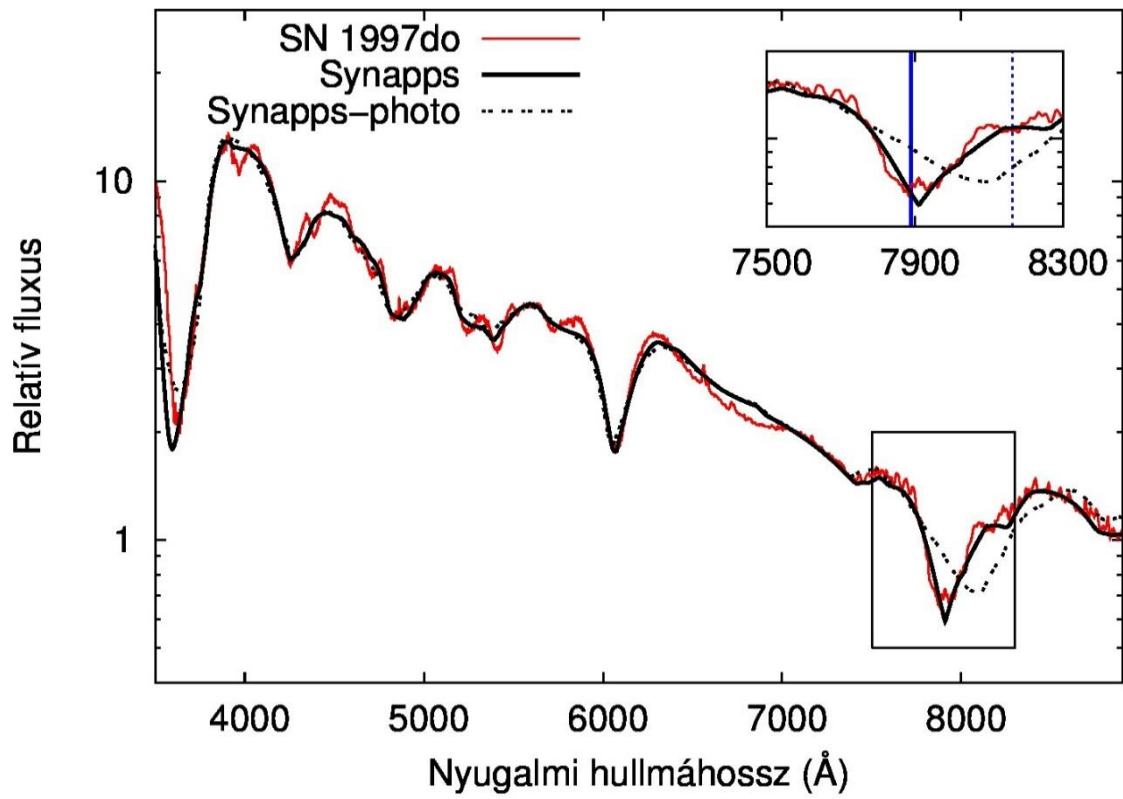
Összességében az előzetes célkitűzéseimet teljesítettem, néhány esetben pedig nem várt, ígéretes eredményekre sikerült jutnom. A témában való kutatásomat ezért a továbbiakban is folytatni fogom, elsősorban jobb időfelbontású B_{\max} előtti színekkel rendelkező szupernóvákkal, melyek esetében a fenti ötletek és elképzelések fizikailag jobban megalapozott elméletekké csiszolhatóak.

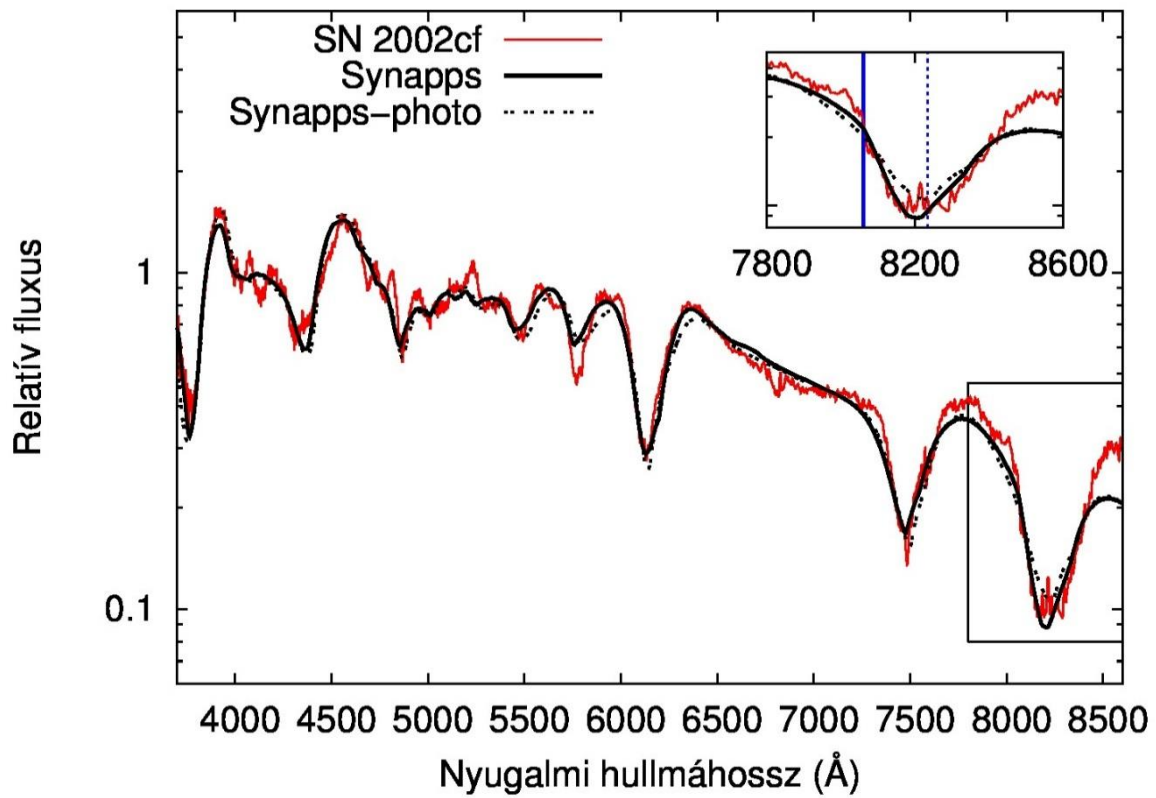
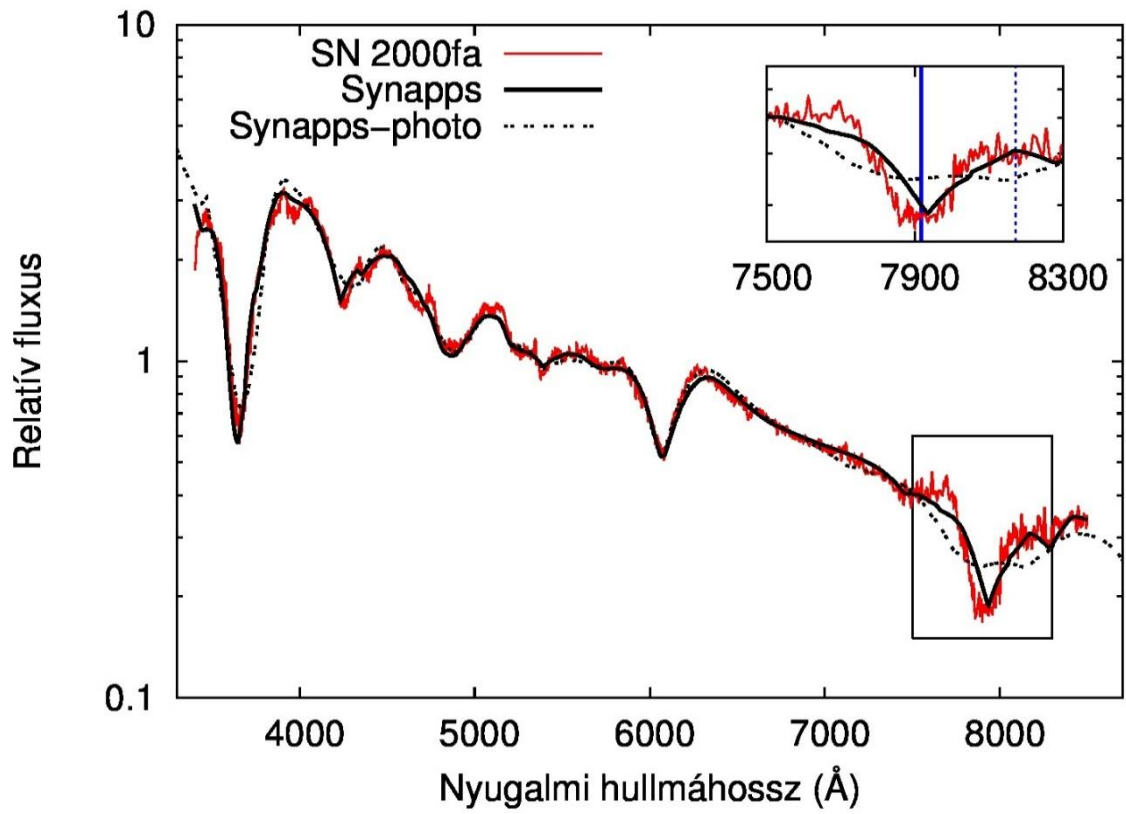
VII. Köszönetnyilvánítás

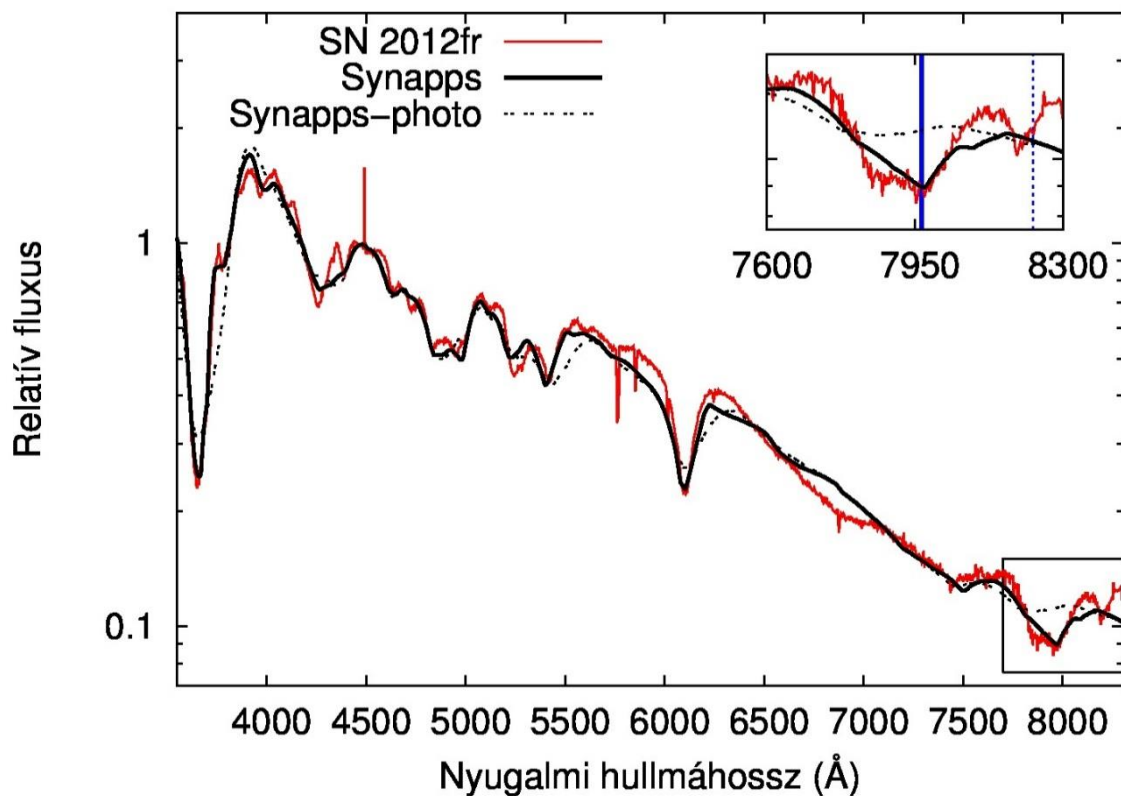
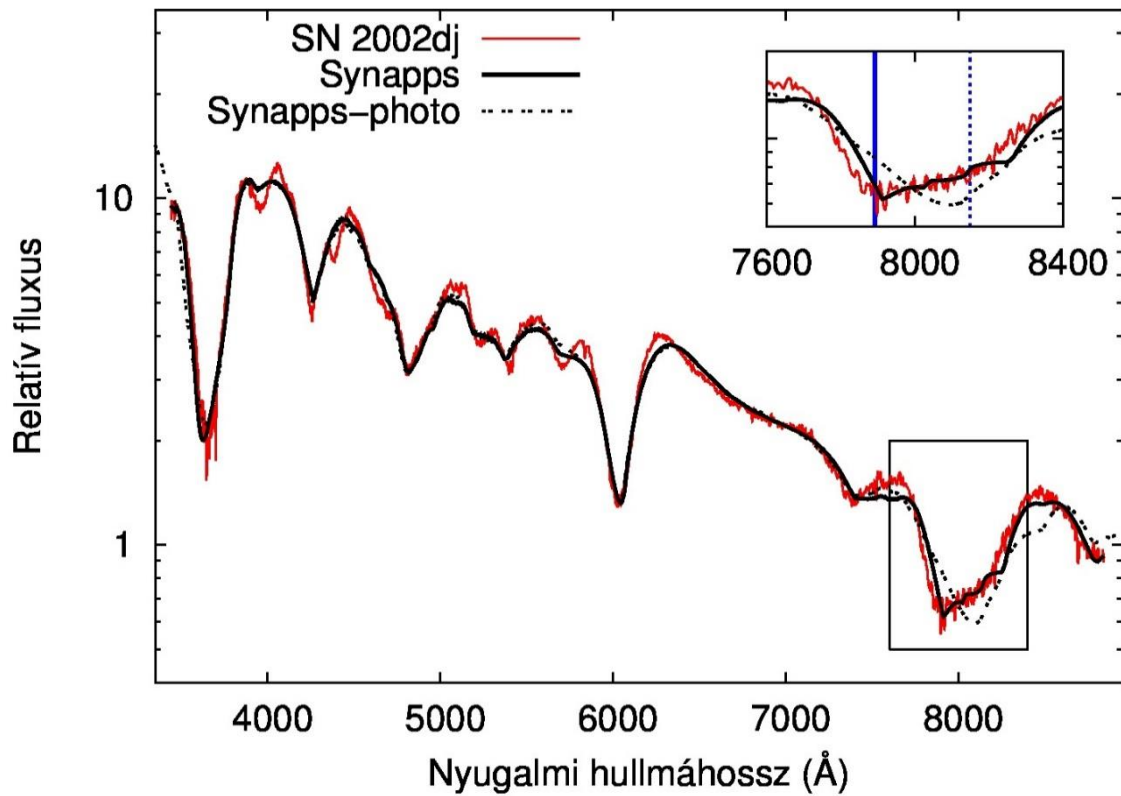
Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek a rengeteg hasznos tanácsért és biztatásért, valamint a rendelkezésemre bocsátott adatsorokért és programokért.

VIII. Függelék



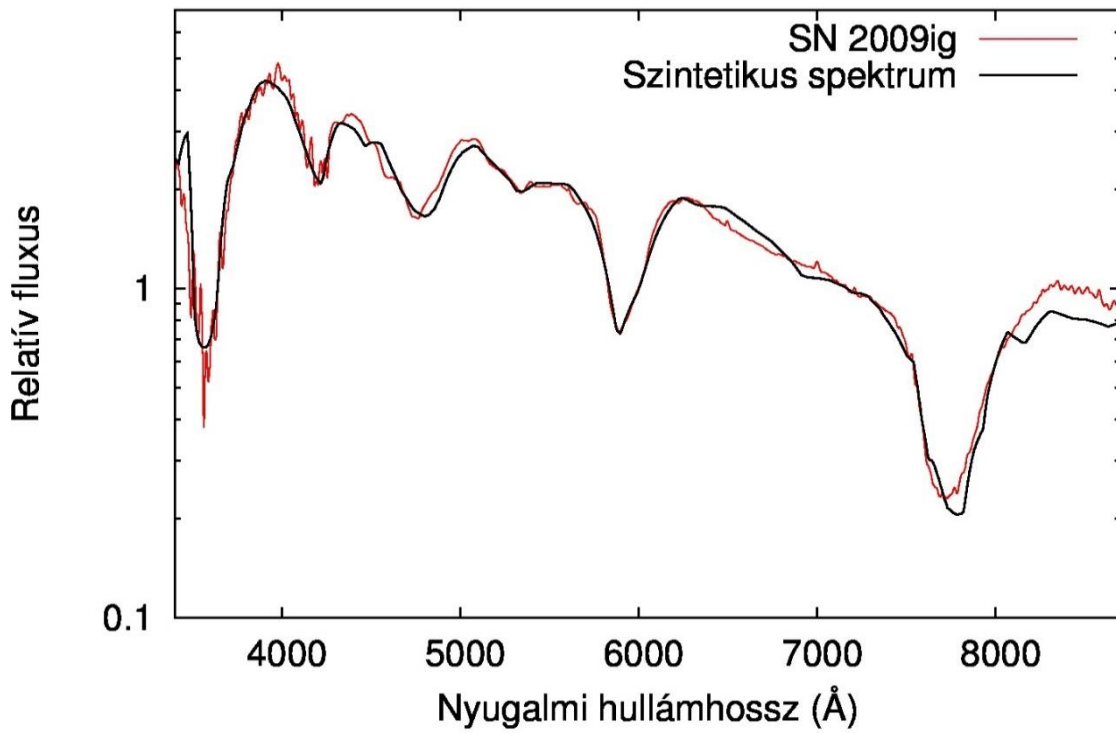




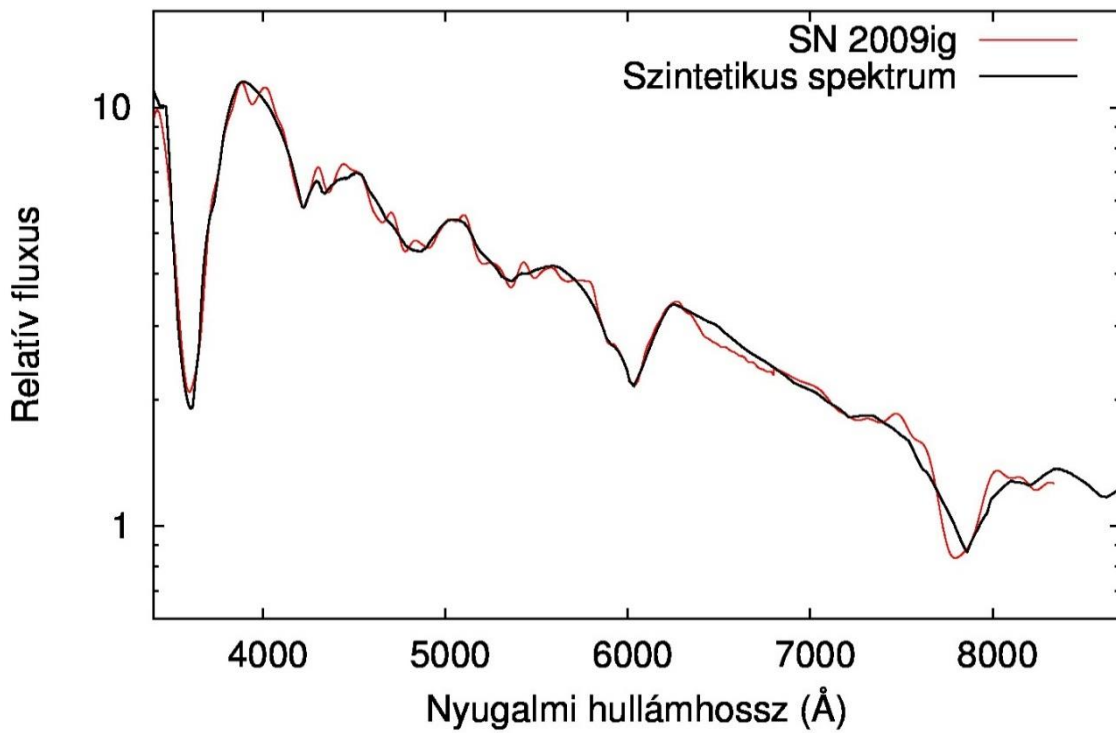


25-32. ábra A csak Bmax környéki színekkel rendelkező szupernóvák spektrumai (piros vonal), a legjobb illeszkedést adó szintetikus spektrumok (fekete vonal), valamint a csak fotoszférikus vonalakat tartalmazó szintetikus spektrumok (fekete szaggatott). A jobb felső a Ca II NIR triplet környéke van kiemelve, bejelölve rajta a HVF (kék vonal) és a PVF (kék szaggatott) komponensek pozícióját.

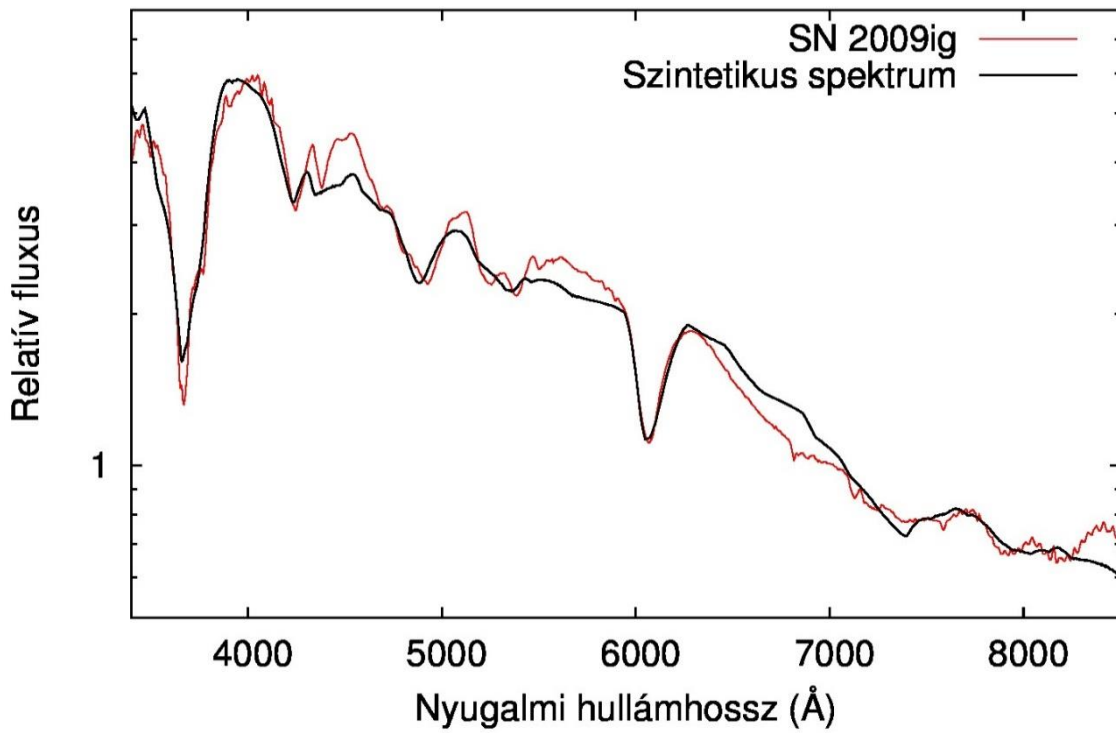
SN 2009ig 14 nappal a maximum fényesség előtt



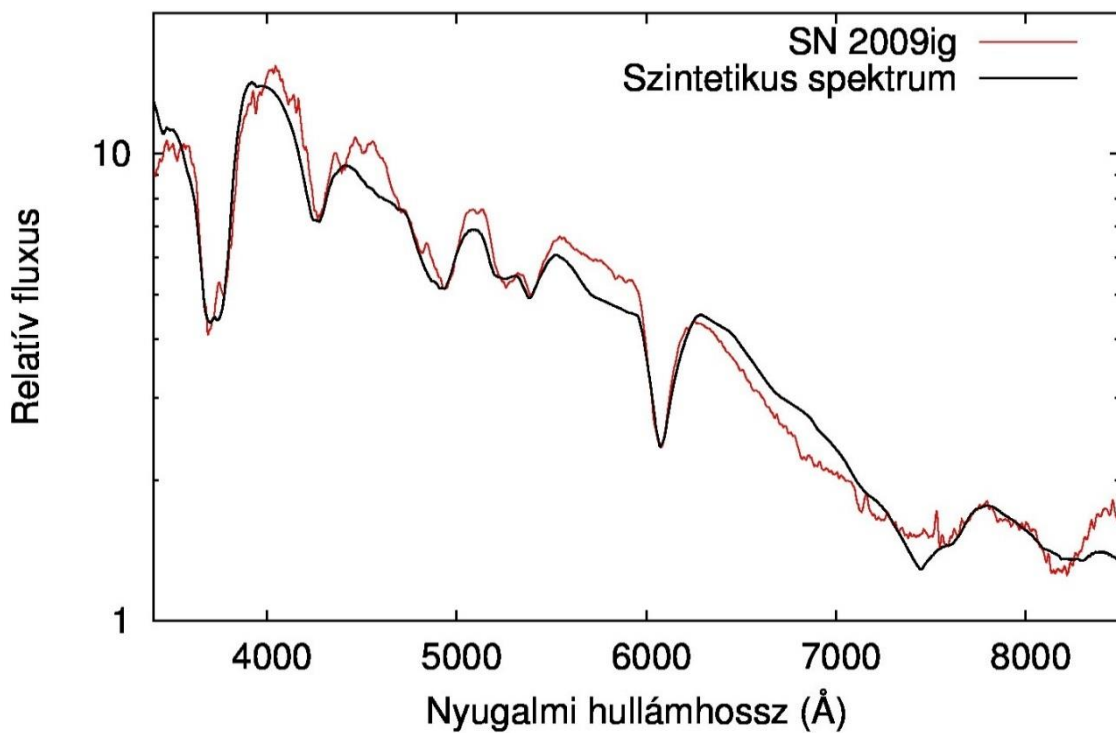
SN 2009ig 11 nappal a maximum fényesség előtt



SN 2009ig 6 nappal a maximum fényesség előtt



SN 2009ig 3 nappal a maximum fényesség előtt



33-36. ábra Az SN 2009ig négy színeke (piros vonal), valamint a Syn++-szal való illesztéseik (fekete vonal).

IX. Hivatkozások

- Branch, D., Garnavich, P., Matheson, T., et al. 2003, AJ, 126, 1489
- Childress, M. J., et al. 2013a, ApJ, 770, 29
- Childress, M. J., et al. 2013b MNRAS, 437, 338
- Fisher A., Branch D., Nugent P., Baron E., 1997, ApJ, 481, L89
- Foley, R. J., Challis, P. J., Filippenko, A. V., et al. 2012 ApJ, 744, 38
- Gerardy, C. L., et al. 2004, ApJ, 607, 391
- Hatano, K., Branch, D., Fisher, A., Baron, E., & Filippenko, A. V. 1999, ApJ, 525, 881
- Hatano et al. ApJ Suppl 121, 233, 1999b
- Hillebrandt, W., & Niemeyer, J. 2000, ARA&A, 38, 191
- Kasen, D., et al. 2003, ApJ, 593, 788
- Marion, G. H., et al. 2013, ApJ, 777, 40
- Mattila, S., et al. 2005, A&A, 443, 649
- Mazzali, P. A., Benetti, S., Altavilla, G., et al. 2005a, ApJ, 623, L37
- Nugent, P. E., et al., 2011, Nature, 480, 344
- Parrent, J. T., et al., 2012, ApJ, 751, 26
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, ApJ, 517, 565
- Silverman, J. M., et al. 2012b, MNRAS, 425, 1789
- Silverman, J. M., et al. 2013, MNRAS. 000, 1-18
- Sobolev, V. V. 1960, Moving Envelopes of Stars (Cambridge: Harvard Univ.)
- Tanaka, M., et al. 2008, ApJ, 677, 448
- Thomas R. C., Nugent P. E., Meza J. C., 2011, PASP, 123, 237
- Zhang, J. J., et al., 2014, arXiv:1403.0398v3