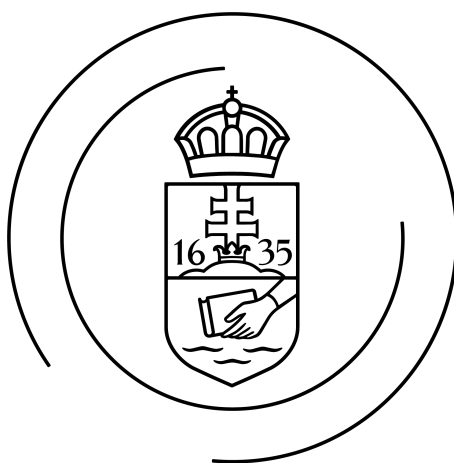


Országos Tudományos Diákköri Dolgozat

A SN 2019vxm kölcsönható szupernóva fotometriai elemzése



Lelkes Klára

ELTE TTK Fizika BSc III. évfolyam

Témavezető: Dr. Vinkó József,
tudományos tanácsadó, HUN-REN CSFK

2024, Budapest

Tartalomjegyzék

Kivonat	2
1. Elméleti asztrofizikai háttér	3
1.1. Kölcsönható, II ⁿ típusú szupernóvák	3
1.1.1. P Cygni vonalprofil	6
1.2. Lökéshullám terjedésének fizikája a csillagkörüli anyagfelhőben	7
1.2.1. Tágulási modell	8
1.2.2. Radioaktív bomlás	10
2. Mérési adatok feldolgozása	11
2.1. Szupernóva felfedezése és korábbi elemzései	11
2.2. Mérés körülményei	11
2.3. Adatfeldolgozás	12
3. Eredmények	15
3.1. Spektrális energiaeloszlás	15
3.2. Hőmérséklet meghatározása Planck-függvény illesztésével	16
3.3. Bolometrikus fénygörbe, luminozítás és értelmezése	17
3.3.1. Bolometrikus fénygörbe	17
3.3.2. Luminozítás meghatározása	19
3.3.3. Luminozítás a tágulási modell értelmében	21
3.3.4. A radioaktív bomlás hatása	22
3.4. A fotoszféra sugarának változása	24
3.4.1. A fotoszféra sugara	24
3.4.2. A fotoszféra tágulási sebessége	26
4. Összefoglalás	28
Köszönetnyilvánítás	29
Hivatkozások	30
Függelék	32
Saját eredmények	35

Kivonat

A dolgozatomban a SN 2019vxm kölcsönható szupernóva többszín-fotometriai elemzésével foglalkozom. Ez egy IIn típusú szupernóva, ami a magösszeomlásos szupernóvák kb. 10%-át teszi ki. A kölcsönható szupernóva táguló gázfelhője beleütközik a csillagkörüli anyagba (CSM), ami a csillag által korábban ledobott, lassabban mozgó anyag, ezáltal információt szolgáltat a nagy tömegű csillagok életvégi tömegvesztési folyamatairól, melyeket igen kevésbé ismerünk.

Dolgozatomban először az elméleti asztrofizikai háttérrel tekintem át: bemutatom a kölcsönható, IIn típusú szupernóvák tulajdonságait, a kölcsönható szupernóvák robbanásakor kialakuló lökéshullámfrontot és az azt jellemző tágulási modellt.

Munkám során célom volt az adatok feldolgozását követően a forrás spektrális energia-eloszlás-görbéjének előállítása, valamint a bolometrikus fénygörbe összeállítása és elemzése. Megvizsgáltam a fotoszféra tulajdonságait: hőmérsékletét, sugarát és tágulási sebességét.

A megfigyelt luminozitás és a táguló fotoszféra sugara alapján a szupernóva ledobott anyagának sűrűségeloszlása a szuperóriás csillagokra jellemző.

1. Elméleti asztrofizikai háttér

Az elméleti asztrofizikai háttér áttekintésénél és a fizikai modelleknél a Branch & Wheeler (2017) könyvének 6. és 14. fejezetében írottakat és Dr. Vinkó József MTA doktori értekezését vettem alapul.

1.1. Kölcsönható, II-n típusú szupernóvák

A szupernóva-robbanások csillagok életvégi robbanásai, amelyek hatalmas energiafelszabadulással járó folyamatok. A szupernóvák nagyon fényes tranziensek, rövid idő alatt felfényesednek, majd lassan halványulnak el.

Megfigyeléskor a szupernóvákat színeképük alapján két fő osztályba lehet csoportosítani: az I-es típusú szupernóvák spektrumában nem láthatóak a hidrogén színeképvonalai, a II-es típusúban viszont láthatóak. A robbanás mechanizmusa alapján is ketté lehet választani a szupernóvákat. Az Ia altípus mechanizmusa teljesen eltér a többi altípustól, ezek fehér törpék termonukleáris robbanásai. A többi altípusba tartoznak a magösszeomlások szupernóvák, amelyekben a vasmag kollapszusa idézi elő a robbanást.

A termonukleáris szupernóvák progenitorai fehér törpe csillagok. Ezek 8 naptömegnél kisebb kezdeti tömegű csillagok magjai, főleg szénből és oxigénből állnak életük végére. Fejlődésük végállapotakor már nem zajlik bennük energiatermelés. Az Ia típusú szupernóva-robbanás folyamata szoros kettős rendszerekben játszódik le. A fehér törpe anyagot kap a kísérőcsillagtól a belső Lagrange-ponton keresztül, a felé áramló anyag akkréciós korongot képez a fehér törpe körül. Akár több novakitörés is előfordulhat egy akkretáló fehér törpe élete során, viszont a leghevesebb robbanás akkor játszódhat le, amikor a fehér törpére olyan sok anyag kerül, hogy tömege megközelíti a Chandrasekhar-féle határtömeget. Ekkor a fehér törpe olyan sűrűvé válik, hogy belsejében megindul a szén és az oxigén fúziója nehezebb elemekké. Az elfajult állapotú anyagban a fúzió rendkívül heves robbanáshoz vezet, a fehér törpe szétrobban.

Az Ia-szupernóvák standard gyertyák, vagyis a tapasztalat azt mutatja, hogy a maximális abszolút fényességük korrelál a fénygörbájük halványodási ütemével. A fényesebb szupernóvák lassabban halványodnak, míg azok a szupernóvák, amelyeknek az abszolút csúcsfényessége kisebb, a halványodási üteme gyorsabb. Ennek segítségével, megfelelő kalibrációk után, igen pontos távolságmérésre alkalmasak.

A magösszeomlások szupernóvák szülőcsillagainak kezdeti tömege meghaladja a 8 naptömeget. Az ilyen csillagokban idővel beindul a szén, az oxigén, a neon, majd ezután újabb és újabb, egyre nehezebb elemek fúziója. A nehéz elemek fúziója egyre kisebb energiahozamú, emiatt az egyensúly fenntartása érdekében a fúziós ráta egyre növekszik. Az utolsó folyamat a Si-Fe fúzió, aminek karakterisztikus ideje kb. 2 nap. Kialakul a vasmag, ami további fúzióra már nem képes. Az idő múlásával gyarapszik a vasmag tömege, míg el nem éri a Chandrasekhar-tömeget. A magösszeomlások szupernóvák mechanizmusát a vasmag összeroppanása indítja be. Az összeomlás kevesebb, mint 1 másodperc alatt megtörténik, időskálája a szabadesési időskála. Beindul a neutronizáció, vagyis az inverz β -bomlás, amelynek során az elektronokból és protonokból neutronok képződnek. Kiala-

kul egy nagyon kemény neutronmag, amire ráhullanak a külső rétegek, visszapattannak a sűrű, összenyomhatatlan közegről és kidobódnak. A burok ledobódását az elméleti modellek még nem tudják leírni. A számítások szerint a neutrínóknak nagyon komoly szerepe kell, hogy legyen a folyamatban, de a részletek még nem tisztázottak (Burrows, 2021). A magösszeomlásos szupernóva-robbanás után visszamarad egy neutroncsillag, vagy ha a progenitor kezdeti tömege meghaladta a kb. 30 naptömeget, akkor fekete lyuk is kialakulhat.

A szupernóvák első osztályozása Rudolph Minkowski nevéhez kötődik. Az észlelt szupernóvákat két fő csoportra osztotta az alapján, hogy a spektrumukban található-e hidrogén vagy sem (Minkowski, 1941).

A szupernóvák típusai a színekp vonalak és a fénygörbe alakja alapján:

SN I-es altípusai:

- Ia: nincs H, nincs He, jelentős Si vonalak,
- Ib: nincs H, jelentős He vonalak,
- Ic: nincs H, gyenge He, gyenge Si vonalak.

SN II-es altípusai:

- IIP: erős H vonalak, a csúcsfényesség után egy ideig még kb. állandó a fényessége, platós a fénygörbéje,
- IIL: erős H vonalak, a csúcsfényesség után lineáris lecsengés jellemző a fénygörbéjére,
- IIb: kezdetben H, majd erős He vonalak,
- IIn: keskeny emissziós H vonalak.

A SN 2019vxx egy IIn típusú, kölcsönható szupernóva, ezért ezt a típust kicsit részletesebben mutatom be.

A IIn típusú szupernóvák a csillagászati események egy rendkívül különleges csoportját képviselik, melyek egyedülálló spektrális tulajdonságokkal rendelkeznek. Az altípus elnevezésében az „n” betűt azt jelzi, hogy ezeknek a szupernóváknak a spektruma keskeny (narrow) emissziós vonalakkal rendelkezik (Schlegel, 1990). Az 1. ábra szemlélteti a II és a IIn típusú SN spektruma közti eltérést, a IIn jellegzetes emissziós vonalait. A hidrogén emissziós vonalai jelentős információval szolgálnak a csillagok életének utolsó fázisairól. Elsődleges jellemzőjük, hogy ezeket a vonalakat a hidrogéntartalmú környezettel való kölcsönhatás generálja, ezáltal lehetővé téve a csillagok késői tömegvesztésének feltérképezését. A IIn szupernóvák csak spirálgalaxisokban fordulnak elő, de azon belül nem szorítkoznak magukra a spirálkarokra vagy a csillagkeletkezési régiókra, ami azt sugallja, hogy különböző típusú csillagokból származhatnak.

Ezeket kölcsönható szupernóváknak is nevezik, mert a keskeny emissziós vonalak nem magában a szupernóva ledobott anyagában alakulnak ki, hanem a szupernóvát körülölelő, sűrű csillagkörüli anyagban.

A nagy tömegű csillagok fejlődése során jelentős a tömegvesztés. A csillagszél formájában távozó anyag a robbanás előtt nem jut messzire. Ez alkotja a csillagkörüli, azaz cirkumsztelláris anyagot (CSM).

A csillagszél egy folyamatos gázáramlás, amely protonokból, elektronokból és fém-atomokból áll, változó sebességgel és eltérő mennyiségű részecskével, a csillag tömegének és hőmérsékletének függvényében. Befolyásolja az Univerzum kémiai fejlődését azáltal, hogy anyagot szállít a csillagközi térbe. A kiáramlás vagy a belső fúziós reakciók nyomása, vagy a csillag mágneses tere következtében alakul ki. A csillagszél igen intenzív a T Tauri-csillagoknál és a vörös óriásoknál, szuperóriásoknál, különösen a Wolf-Rayet csillagoknál.

A Nap és a hasonló tömegű csillagok esetében a csillagok mágneses tere hajtja a szelet. A mágneses tér kölcsönhatása lehetővé teszi a csillag külső rétegében lévő részecskék számára, hogy elegendő energiát szerezzenek a gravitáció leküzdéséhez, létrehozva ezzel a csillagszelet. Az ilyen típusú csillagok csak minimális tömegvesztést szenvednek el évente a csillagszél következtében.

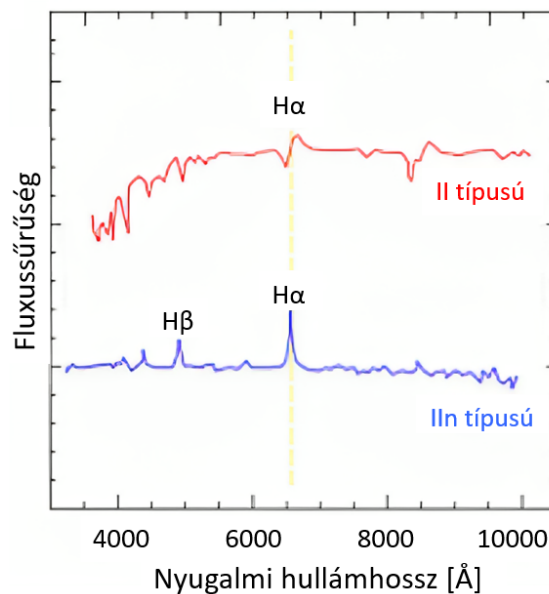
Ezzel ellentétben a nagyobb tömegű csillagok rendkívül erős csillagszeleket hoznak létre, amelyek a sugárnyomástól vezérelve mozognak. A csillag saját tömegének akár a felét is elveszítheti az élete során csillagszél formájában. Néhány esetben gyakorlatilag minden külső burkot lefúj a csillagszél, létrehozva ezzel a Wolf-Rayet típusú csillagokat. A csillagszél nagyon jelentős folyamat a csillagok életvégi szakaszában.

A IIⁿ szupernóvák spektrumai erős kék kontinuumot és erős UV-fluxust mutatnak a Lorentz-profilú emissziós H-vonalak mellett. A hidrogénszegény szupernóvákban is megjelenhet a CSM-kölcsönhatás, amikor a CSM nem hidrogénben, hanem héliumban gazdag. A kölcsönható szupernóvák időfejlődése általában lassabb, mint más típusú szupernóváké, és akár évekig is megfigyelhetők az optikai tartományban. A fotoszféra jó darabig a cirkumsztelláris felhőben van, magát a szupernóva-maradványt ilyenkor nem is lehet észlelni.

Változatos optikai fénygörbéket mutatnak. Általánosságban a IIⁿ típusú szupernóvákra kétféle felfényesedési idő jellemző: a rövid, kb. 20 nap körüli és a hosszú, kb. 50-60 nap körüli. A csúcsfényesség utáni szakasz elég változatos: néhány esetben hosszú, lassú csökkenést, másoknál pedig gyors, lineáris csökkenést figyeltek meg, amely emlékeztet a szupernóvák IIL altípusára. A csökkenés üteme jelentős eltéréseket mutat, 0,01 és 0,05 magnitúdó/nap között mozogva (Nyholm, 2020). A gyors csökkenés mértéke lehet 0,03 és 0,07 magnitúdó/nap közötti. A nagy csökkenési ütem hasonlít a IIP típusú szupernóvák plató utáni, zuhanó fényességszökkenésére. Az átlagos abszolút csúcsfényesség a B-szűrőben $M_B \simeq -18,7^m$.

A SN IIⁿ-k kategorizálása és megértése kihívást jelent, mivel néhány más típusú szupernóva is mutathat hasonló jelenségeket. Bizonyos körülmények között egy aktív galaxismag (akkretáló szupermasszív fekete lyuk) is hasonlíthat spektroszkópiailag és fotometriailag egy SN IIⁿ-hez. Például az SNe 1987F és 1988I eredeti besorolása „Seyfert 1” volt, később minősítették SNe IIⁿ-nek (Filippenko, 1989). Az összes megfigyelt magösszeomlós szupernóva körülbelül 10%-át teszik ki a IIⁿ típusúak. Mostanáig több, mint 70 SN IIⁿ objektumot azonosítottak, azonban a legtöbbjükét még nem vizsgálták alaposan (Branch & Wheeler, 2017).

A IIⁿ típusú szupernóvák jellemzően 25–40 naptömegű, vagy még nagyobb csillagokból jönnek létre (Smith, 2014). Ezeknek a szupernóváknak a progenitorai tehát szuperóriások,



1. ábra. II és IIn típusú SN spektruma közötti eltérés: SN II spektrum hidrogénvonalai markáns P Cygni profillal rendelkeznek, míg a SN IIn domináns emissziós hidrogénvonalakat mutat. Forrás: Swinburne University of Technology (<https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/t/Type+IIn+Supernova>)

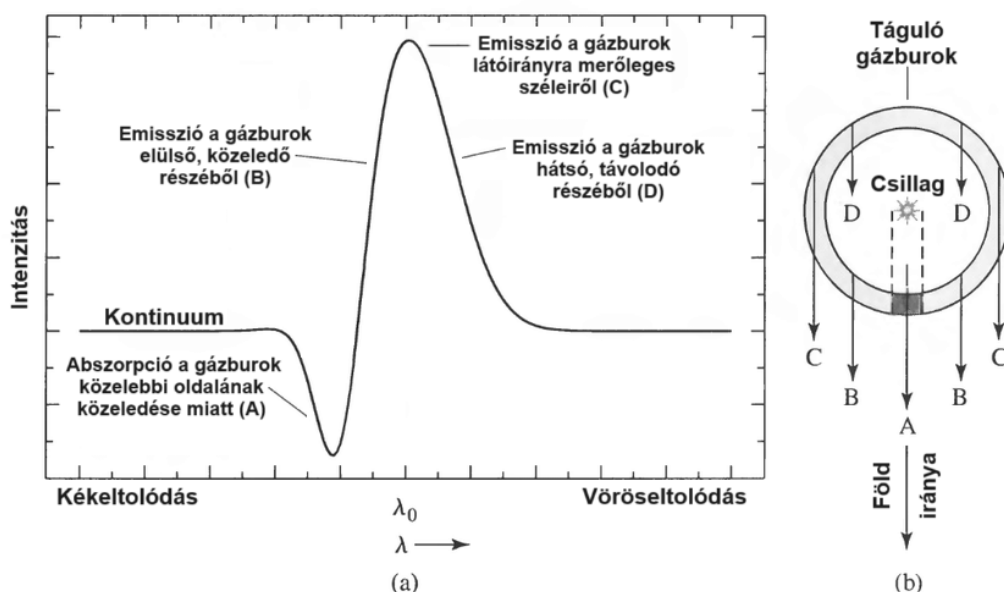
amik nagy tömegvesztési rátával és erős csillagszéllel rendelkeznek. A nagy tömegvesztés oka lehet kettősség is, mivel a nagytömegű csillagok többsége kettős vagy többes rendszer része.

A nagyon nagy tömegű csillagok fejlődése és a nagymértékű tömegvesztés folyamatai azonban a mai napig aktívan kutatott terület. Ehhez a kérdéshez tehát ennek a szupernóvának a megfigyelése is hozzájárul.

1.1.1. P Cygni vonalprofil

A P Cygni egy változócsillag a Hattyú csillagképben. Ez a kék hiperóriás B színkép-típusba tartozik és kb. 1,5 kpc távolságra található tőlünk (Israelian, 1999). A P Cygnit régen állandó névnek is nevezték, mert hasonló spektrális tulajdonságokkal és egyértelmű anyagkiáramlással rendelkezik.

A klasszikus P Cygni vonalprofil egy olyan spektroszkópai jelenség, mikor egy adott spektrális vonal profiljában mind az abszorpció, mind az emisszió megjelenik (lásd 2. ábra). Ez a jelenség úgy alakulhat ki, hogy a csillag körül van egy gázburok, ami távolodik a csillagtól. Az emissziós vonal a táguló gázfelhő fotoszférán kívüli részéből származik, mind a megfigyelőhöz közeledő, mind az attól távolodó részekben, és a nagy tágulási sebesség miatt erős Doppler-kiszélesedést mutat. Az abszorpciós komponens ezzel szemben csak abban a tartományban keletkezik, amely a megfigyelő és a fotosféra között helyezkedik el. Mivel ez a régió közeledik legnagyobb sebességgel a megfigyelő felé, az abszorpciós komponens erős kékeltoadást mutat az emissziós komponenshez képest. A kétféle vonalprofil eredője alakítja ki a jellegzetes P Cygni profilt (Robinson, 2007).



2. ábra. P Cygni vonalprofil

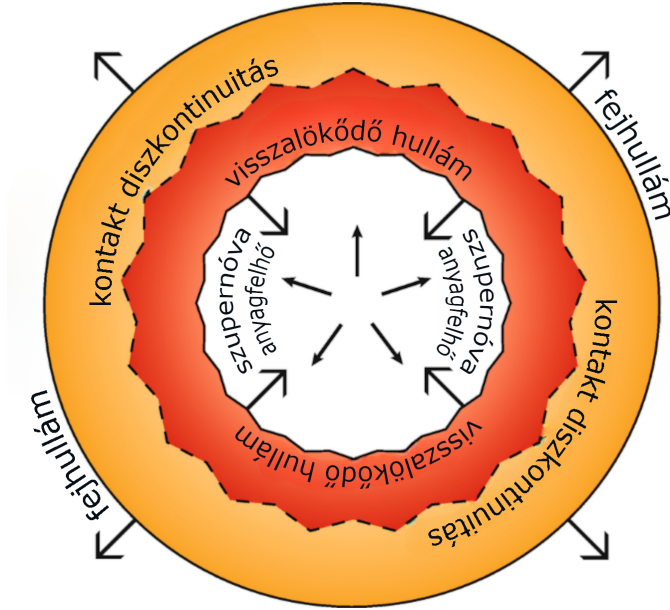
A központi csillag folytonos színeképehez hozzáadódik a táguló gázburok emissziója, ami folytonos átmenetet mutat a kék- és a vöröseltolódás között a burok ellentétes irányú mozgása miatt. A látóirányba eső rész alakítja ki a kékeltolódott abszorpciót. Az eredeti kép forrása: Carroll & Ostlie (2017)

Ezek a profilok hasznosak a különböző típusú csillagok csillagszelének tanulmányozásában. Leggyakrabban a fényes kék változócsillagok egyik jellemzője, de a szupernóvák spektrumában is ilyen alakú vonalak figyelhetők meg.

1.2. Lökéshullám terjedésének fizikája a csillagkörüli anyagfelhőben

A nagy tömegű csillagok fejlődésük végén csillagszél formájában anyagot veszítenek. Ennek következtében a csillag körül kialakul egy hidrogéndús anyagfelhő. A szupernóva-robbanás nem a vákuumba, hanem ebbe a cirkumsztelláris felhőbe történik. A IIⁿ típusú szupernóva-robbanások során erősen kölcsönhat a kidobódó anyag a sűrű cirkumsztelláris anyaggal. A kölcsönhatás következményei a szupernóva spektrumában is megjelennek. Az emissziós vonalak a lökéshullám által felfűtött és ionizált cirkumsztelláris anyag rekombinációja által alakulnak ki. A IIⁿ típusú szupernóvák esetében a cirkumsztelláris anyag főleg hidrogénből áll, ezért a Balmer-sorozat jelenik meg a spektrumban.

Az erős kölcsönhatás során kialakul egy jellegzetes, összetett lökéshullámfront, amely több komponensből tevődik össze (lásd 3. ábra). Az első komponens a fejhullám, ami egy kifelé terjedő lökéshullám, ez a cirkumsztelláris anyagban terjed. Amikor a táguló szupernóva burok eléri a cirkumsztelláris anyagot, meglöki a felhőt. Ekkor kialakul egy visszalökődő hullám, vagyis a cirkumsztelláris anyag visszahat a szupernóva-burokra. Ez egy befelé, a robbanás centruma felé terjedő hullám. A két hullám között pedig így létrejön egy határfront, ahol a termodinamikai mennyiségek (hőmérséklet, nyomás, sűrűség) és a



3. ábra. A lökeshullámfront szemléltetése. Az eredeti kép forrása: Vink (2020) (https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-55231-2_5)

sebesség ugrást szenvednek. A határfrent két oldala között anyag kicserélődés megy végbe. Ezt a határt nevezik kontakt diszkontinuitásnak.

1.2.1. Tágulási modell

A kialakult lökeshullámfront nagyon összetett. A tágulási modell segítségével jellemezhetjük (Nagy, 2011). A tágulási modell közelítésekkel él, például azzal, hogy a lökeshullámok gömbszimmetrikusan terjednek, a tágulás pedig homológ, vagyis a középponttól vett távolságban a sebesség arányos a sugárral és ez a lineáris kapcsolat az időben megmarad. A modell felteszi, hogy a robbanásakor felszabaduló energia a csillag középpontjában keletkezik. Illetve még az a feltétel szükséges, hogy a szupernóva ledobott burkának és a csillagszél által távozó, csillag körüli anyag sűrűségeloszlása hatványfüggvény alakú, ha a lökeshullám sugara jóval nagyobb, mint a csillagé. Feltesszük még azt is, hogy a lökeshullámnak definiált, infinitezimálisan vékony héjat leszámítva, mindenhol máshol megmarad a termodinamikai egyensúly. A kontakt diszkontinuitáson való áthaladáskor is érvényes lesz a tömeg-, az impulzus- és az energiamegmaradás törvénye.

A robbanás után rövid idővel a szupernóva-maradvány igen nagyra nő, elhanyagolhatóvá válik mellette a fejhullám és a visszalökődő hullám közötti távolság. Az alábbi hatványfüggvény írja le a lökeshullám középponttól vett távolságának időfüggését:

$$R_s(t) = \left[\frac{4\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n w(3-\alpha)(4-\alpha)}{\dot{M}(n-3)(n-4)} \right]^{1/(n-\alpha)} t^{(n-3)/(n-\alpha)}, \quad (1)$$

ahol w a csillagszél sebessége, $\dot{M}$ a tömegvesztési ráta, t_0 a cirkumsztelláris anyag kölcsönhatás kezdetéig eltelt idő, ρ_0 a táguló gömbhéj centrális belső részének konstans sűrűsége

a t_0 időpillanatban, V_0 ennek tágulási sebessége a t_0 időpillanatban, t a robbanástól eltelt idő, n a szupernóva táguló maradványának sűrűségeloszlását jellemző kitevő.

Feltesszük, hogy a CSM felhő sűrűsége egy hatványfüggvénnyel közelíthető:

$$\rho(r) \sim kr^{-\alpha}, \quad (2)$$

ahol a CSM anyagfelhő sűrűségeloszlását megadó kitevő az α paraméter. Ennek egyik speciális értéke, mikor éppen zérus, ez a megoldás írja le a konstans sűrűségű közeget.

A másik asztrofizikailag fontos paraméter érték az $\alpha = 2$. Ennek levezetéséhez írjuk fel a kiáramló anyag kontinuitási egyenletét:

$$dM/dr = 4\pi r^2 \rho, \quad (3)$$

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 \rho dr/dt, \quad (4)$$

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho w, \quad (5)$$

ahol $\dot{M} = dM/dt$ a tömegvesztési ráta, $w = dr/dt$ a kiáramló csillagszél sebessége.

Sűrűbb CSM esetén a felhő sűrűségét r távolságban az alábbi függvény adja meg:

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{\dot{M}}{w} \right) \quad (6)$$

$$\rho(r) \sim kr^{-2} \quad (7)$$

Ha $\dot{M}/w$ arány konstans, állandó a tömegvesztési ráta és a csillagszél sebessége, akkor a CSM sűrűségprofilja a távolság négyzetével fordítottan arányos.

A SN 2019vbm adatainak feldolgozása során α értékét kettőnek vettem, így a lökeshullám időfüggését leíró hatványfüggvény a következőképpen alakul:

$$R_s(t) = \left[\frac{8\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n w}{\dot{M}(n-3)(n-4)} \right]^{1/(n-2)} t^{(n-3)/(n-2)} \quad (8)$$

Ha feltesszük, hogy a $\dot{M}/w$ arány nagy, akkor a lökeshullám fűtése fogja dominálni a sugárzást, vagyis a megfigyelt luminozitás a lökeshullám kinetikus energiájának a termalizációjából adódik. Természetesen mindkét lökeshullám hozzájárul a szupernóva bolometrikus luminozitásához. Azzal a közelítéssel élünk, hogy a kisugárzott energia főleg a visszalökődő hullámtól származik. Ezt azért tehetjük meg, mert bár a fejhullám mögött a hőmérséklet igen magas, de az ritkább közegben halad, mivel a cirkumsztelláris anyag sűrűsége jóval kisebb a ledobott szupernóva-burokénál. Ennélfogva a fejhullám fékeződése miatti luminozitás kisebb. A visszalökődő hullám által keltett luminozitás jóval intenzívebb, ezért ez lesz a domináns a megfigyelt fényességben.

A lökeshullámfront által kisugárzott energia általános alakja a tágulási modell szerint:

$$L_{rev}(t) = 2\pi R_s^2 \rho_{ej} V_{rev}^3, \quad (9)$$

ahol ρ_{ej} a szupernóva-maradvány sűrűsége, V_{rev} a visszalökődő hullám sebessége.

Ezeket az alábbi módon becsülhetjük:

$$\rho_{ej} = \frac{\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-3}}{R_s^n} \quad (10)$$

$$V_{rev}(t) = \frac{R_s}{t} - \frac{dR_s}{dt} = \frac{R_s}{t} \left(\frac{3-\alpha}{n-\alpha} \right) \quad (11)$$

Kifejtve pedig a következő összefüggésre jutunk:

$$L_{rev}(t) = 2\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-6} R_s^{5-n} \left(\frac{3-\alpha}{n-\alpha} \right)^3 \quad (12)$$

Dolgozatomban $\alpha = 2$ feltételezéssel élek, így a lökéshullám által keltett sugárzás:

$$L_{rev}(t) = 2\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-6} R_s^{5-n} \left(\frac{1}{n-2} \right)^3 \sim t^{-3/(n-2)} \quad (13)$$

A cirkumsztelláris anyagot ez a sugárzás fűti, ezáltal ionizálja. A hidrogénben gazdag cirkumsztelláris felhőben így jellemző lesz a rekombináció, aminek következtében a Balmer-sorozatban jelenik meg az emisszió.

1.2.2. Radioaktív bomlás

A szupernóvarobbanás rendkívül összetett fizikai folyamatokat hoz létre, amely során rengeteg energia szabadul fel. A luminozítás mért értékét más mechanizmus is befolyásolja, a lökéshullám fűtése mellett. A robbanás során 56-os tömegszámú radioaktív nikkelt keletkezik. A robbanás következtében születő nikkelt 6,1 napos felezési idővel alakul át 56-os kobalttá, a nikkelt a robbanás után már egy hónappal szinte teljesen átalakul. A kobalt ehhez képest magas, 77,7 napos felezési idővel válik stabil vassá, általában elektronbefogással, kisebb valószínűséggel β^+ -bomlás útján, pozitronkibocsátással. Ez a folyamat további energiatermelést eredményez a SN maradványnak.

A radioaktív bomlás szerepe a kollapszár szupernóvák esetén akkor válik dominánssá, amikor a maradvány teljesen átlátszóvá válik, vagyis a nebuláris fázis beköszönt. Ebben a szakaszban, körülbelül 3-4 hónappal a robbanás után, a burok annyira kitágul és ritkul, hogy átlátszóvá válik. Ekkor a kobalt bomlása válik jelentőssé, és az egységnyi idő alatt kisugározott energia, vagyis a luminozítás (L), a radioaktív bomlási törvény alapján arányos a bomló anyagok mennyiségével. Ha nem lenne CSM felhő, akkor kb. 100 nap elteltével az egyetlen energiatermelő mechanizmus a kobalt bomlása lenne.

A radioaktív kobalt-bomlásból felszabaduló energia, követve a módszert, amit Bora Zsófia is használt (Bora, 2023):

$$L_{term}(t) = \frac{M_{Ni}}{M_\odot} \cdot \varepsilon_{Co} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{Co}}}, \quad (14)$$

ahol M_{Ni} a keletkezett nikkelt tömege, $\varepsilon_{Co} = 1,45 \cdot 10^{43}$ erg/s az egységnyi idő alatt felszabaduló energia, $\tau_{Co} = 111,3$ nap az átlagos élettartam.

2. Mérési adatok feldolgozása

2.1. Szupernóva felfedezése és korábbi elemzései

A SN 2019v_{xm} kölcsönható szupernóvát 2019. 12. 01, 00:57:36.000 (JD=2458818.54) időpontban fedezték fel az ASAS-SN-Paczynski teleszkóppal, amit Bohdan Paczynski lengyel csillagászról neveztek el. 2019. 11. 19, 03:21:36-kor történt az utolsó észlelés azon az égbolt területen, mikor még nem látszódott a szupernóva. Prof. Krzysztof Stanek, az ASAS-SN (All-Sky Automated Survey for Supernovae) csoport tagja jelentette be az új tranziens felfedezését. Felfedezéskor 15.4 magnitúdó volt a látszó fényessége Sloan g szűrőben, ahol a magnitúdó AB rendszerben van kifejezve.

A szupernóva koordinátái (J2000):

$$\text{RA} = 19:58:28.639 \text{ (299.61933)} \quad \text{DEC} = +62:08:16.04 \text{ (62.13779)}$$

A szupernóva szülőgalaxisa kérdéses¹. Amint az a 3. ábrán is látható, a szupernóva közelében elhelyezkedik néhány halvány galaxis, de nem egyértelmű, hogy melyikhez tartozik a vizsgált tranziens.

A klasszifikálást lehetővé tevő, $R \sim 130$ spektrális felbontású színeképet egy módosított ALPY spektrográf segítségével vették fel a Three Hills Observatory-ban². K. Z. Stanek a következő megállapítást tette az osztályozási tanúsítványban: „A spektrum a Balmer emissziós vonalakat mutatja 0,019 vöröseltolódás mellett. A spektrum hasonló a SN 1998S IIn típushoz 13 nappal a maximum előtt.” A SN 2019v_{xm} spektruma a 4. ábrán látható.

A jelen dolgozat beadásáig a SN 2019v_{xm} szupernóváról egy összefoglaló elemző cikk jelent meg, amelyben bemutatják a SN 2019v_{xm} és a SN 2020tlf optikai spektroszkópiai és fotometriai megfigyeléseit (Tsvetkov, 2024).

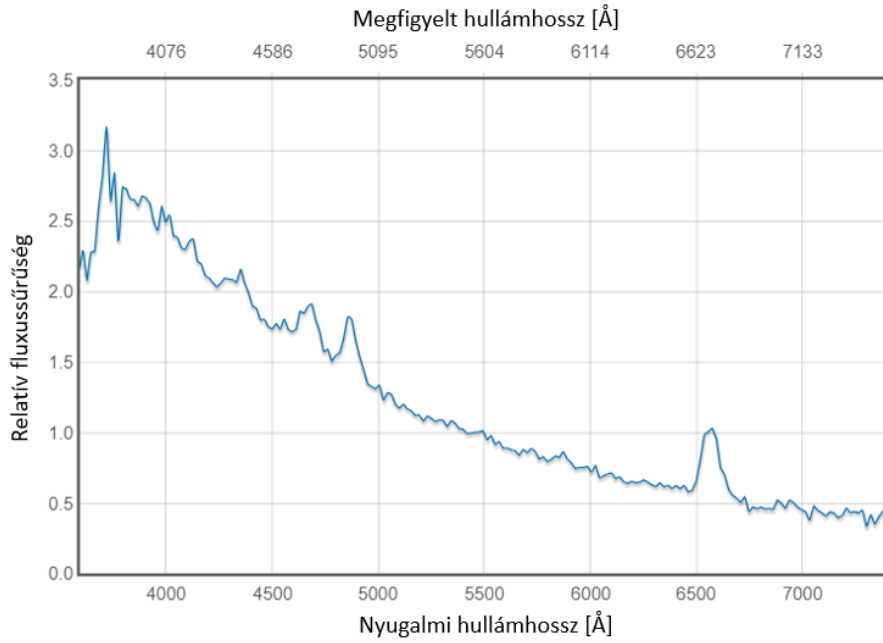
A SN 2019v_{xm} fotometriai megfigyelése 592 napig tartott, és két spektrumát készítették el. A látszó fényesség maximumát megmérték U , B , V , R és I sávban is ($m_V = 14,75 \pm 0,05$ mag; MJD 58843,8 $\pm$ 1,0). Meghatározták az abszolút magnitúdóját, ami igen magas értéket mutat: $M_V = -20.0$ mag. A fénygörbéket ~ 35 napos emelkedés és lassú fényességcsökkenés jellemzi, a csökkenési sebesség többszöri változásával. Az SN 2019v_{xm} színeképei erős hidrogén emissziót mutatnak keskeny csúcsokkal, a vonalak szélessége az SNe IIn típusokra jellemző.

2.2. Mérés körülményei

Az általam vizsgált felvételek a SN 2019v_{xm} kölcsönható szupernóváról a HUN-REN CSFK KTM CSI Piskésetetői Observatóriumában a 800 mm-es, Ritchey-Chrétien szerelésű távcsővel készültek (lásd 5. ábra). A robottávcsövet az Astro Systeme Austria (ASA AZ800) készítette el altazimut rendszerrel, és a beszerelése a Tranziens Asztrofizikai Objektumok GINOP pályázat keretében történt. A használt detektor hátsó megvilágítású, 15x15 μm -es pixelméretű, 2048x2048 pixeles CCD, amit -40°C -ra hűtenek.

¹lásd: <https://www.wis-tns.org/object/2019vxm>

²A mérés és műszer leírása: http://www.threehillsobservatory.co.uk/astro/spectroscopy_20.htm



4. ábra. A SN 2019vxx spektruma, amin már a felfedezés napján látszódnak a markáns emissziós hidrogénvonalak (Robin Leadbeater, 2019-12-01 17:28:00). Az adatok forrása: <https://www.wis-tns.org/object/2019vxx>

A megfigyelés során Bessel-féle B és V szűrőket, illetve a Sloan-féle g , r , i és z szűrőket használt a távcső (1. táblázat). Minden szűrőben 3-3 felvétel készült éjszakánként. Az expozíciós idő B szűrőben 5 perc, a többi szűrő esetében pedig 3-3 perc volt.

	B	g	V	r	i	z
λ [Å]	4380	4770	5450	6230	7630	9130

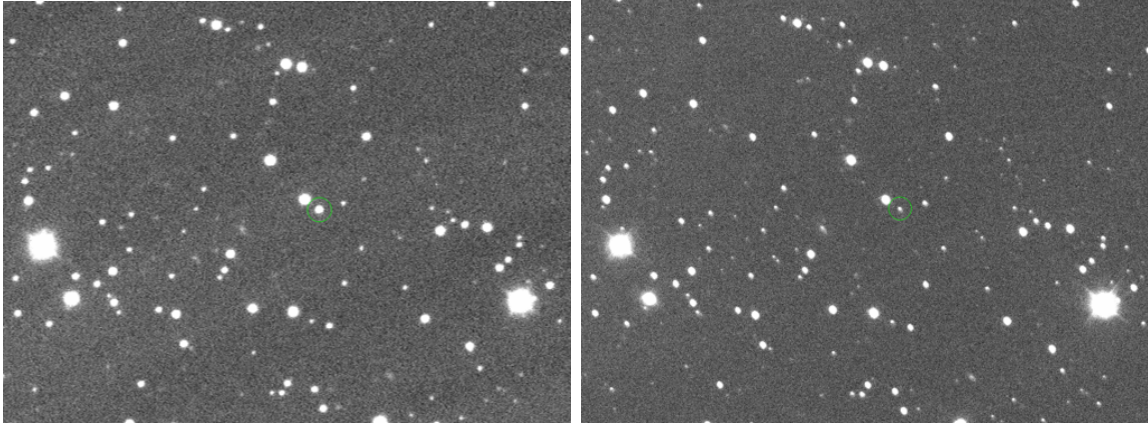
1. táblázat. Szűrők középhullámhosszai

A SN 2019vxx megfigyelése a Piszkestetői Obszervatóriumban 2019. 12. 03-tól 2022. 04. 04-ig tartott. Az adatfeldolgozás során használt felvételek 2019. 12. 03. - 2021. 09. 03. között készültek, későbbieknek túl kicsi a jel/zaj aránya. Az adatsor elején van egy közel 80 napos kihagyás (2019. 12. 06. - 2020. 02. 20. között). Ennek több oka is lehetett: egyrészt a nem megfelelő időjárási körülmények, másrészt a szupernóva elhelyezkedéséből adódóan, abban az időszakban nehezebben volt megfigyelhető az éjszakai égen.

2.3. Adatfeldolgozás

A nyers képek korrigálásához készültek kalibrációs képek: minden este bias és dark képek, pár hetente pedig flat felvételek. A nyers képek redukálását a robottávcső automata szkriptje végezte, ami az alábbi lépéseket tartalmazta:

- korrigálás a kalibrációs felvételekkel,
- korrigálás a geometriai elcsúszásra referencia csillagok segítségével.



5. ábra. A SN 2019vxm a Piszkestetői Observatórium RC80 távcsövével készült Sloan r szűrős felvételeken. A baloldali kép dátuma 2019. 12. 03., a jobboldalié pedig 2021. 03. 24. A szupernóvát zöld kör jelöli mindkét felvételen.

A nyers felvétel redukálása a kalibrációs képekkel:

$$\text{redukált} = \frac{\text{nyers} - \text{bias} - \text{dark}}{(\text{flat} - \text{bias} - \text{dark})_{\text{norm}}} \quad (15)$$

A standard transzformációt a robottávcső feldolgozó programja automatikusan végezte el: a látómezőben lévő csillagokat összevetette a Pan-STARRS katalógus magnitúdóival, és ebből átszámolta az instrumentális magnitúdókat standard magnitúdókká.

A forrás fényességét apertúra-fotometriával határoztam meg. Kiválasztunk egy meghatározott területet az égitest körül, amelyen belül a fényességet mérni szeretnénk. Ez az apertúra általában kör alakú. A környező területeken található háttérfényességet ki kell küszöbölni vagy kompenzálni, hogy a mérés pontos legyen. Ehhez felvesszünk egy koncentrikus körgyűrűt. A körgyűrű átlagfényességét beszorozzuk a területek arányával. A kör alakú apertúra fényességéből levonjuk a korrigált körgyűrű fényességét. Az apertúra-fotometriát témavezetőm kódjával végeztem el. Eredményül megkaptam a szupernóva fényességét, valamint annak hibáját a különböző szűrőkben a vizsgált napokon.

Témavezetőmnek egy másik kész scriptjével áttértem látszó magnitúdóból megfigyelt fluxussűrűségre, a kód kiszámolta a hibákat is a különböző szűrőkre. A script a magnitúdó-fluxus konverziót Bessell et al. (1998) és Tonry et al. (2012) formulái alapján számolta.

A kiértékelés során figyelembe vettem az idődilatáció jelenségét, amely amiatt lép fel, mert a távoluló Univerzumban egy adott idő alatt az objektum valamivel távolabb kerül a megfigyelőtől, így a fény egyre hosszabb és hosszabb utat fut be az észlelésig. A mért időtartamok ezért látszólag megnyúlnak a szupernóvához rögzített koordináta-rendszerben mérhető időtartamokhoz képest. Az erre korrigált fázis (φ) számításához referencia időpontnak (t_0) a felfedezés napját (2019. 12. 01.) választottam, mert se a robbanás pillanata, se a maximum ideje nem ismert pontosan. Áttértem a Julián-dátumra, ami megadja Kr. e. 4713. év január 1. déli 12 órától eltelt napok számát. Azzal az egyszerűsítéssel éltem, hogy átváltottam módosított Julián-dátumra (MJD), vagyis levontam belőle 2 400 000,5-et.

Ezek után a szupernóva fázisát az alábbi képlet adja meg:

$$\varphi = \frac{t - t_0}{1 + z}, \quad (16)$$

ahol z a vöröseltolódás, melynek értéke a SN 2019vxxm esetében $z = 0,019$.

A megfigyelt adatok korrigálása során az intersztelláris extinkció (A) hatását is figyelembe vettem. Az extinkció kiváltó oka az, hogy por található a forrás és a megfigyelő között. Ez a por főként a Tejútrendszerben van. A csillagközi porrészecskéken történő szóródás következményeként halványabbnak észleljük az objektumot. A szóródás mértéke hullámhosszfüggő. Az extinkció megadható különböző színsávokra, pl. A_B , A_V , ennyivel halványabbnak látszik a csillag magnitúdó-skálán. A por a rövidebb hullámhosszú sugárzást jobban szórja, mint a hosszabbat. Ennél fogva az intersztelláris extinkció vörösödést okoz a forrás spektrumában.

A vörösödést bármely színindexre lehet definiálni, pl. $B - V$ színindexre:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 = 0,091^m, \quad (17)$$

ahol a színindex a $B - V$ magnitúdóban, és a vörösödésmentes színindex a $(B - V)_0$.

Az extinkciót és a vörösödést az extinkciós törvény kapcsolja össze:

$$A_V = R_V \cdot E(B - V), \quad (18)$$

ahol R_V az extinkciós együttható. Az együtthatók meghatározásához a teljes galaktikus extinkciót tartalmazó Schalfy & Finkbeiner (2011) portérképet használtam (2. táblázat).

A vörösödés magyaráz az egyes extinkciók közötti különbség:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 = A_B - A_V \quad (19)$$

$$A_V = V - V_0 = 0,2821^m, \quad (20)$$

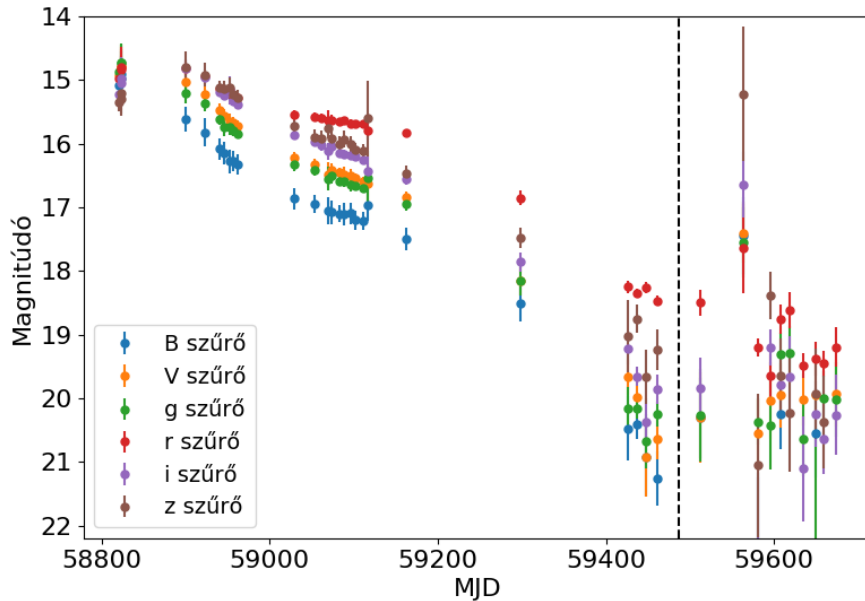
ahol V az égitest mért látszó fényessége, V_0 pedig a vörösödésmentes fényessége a V színsávban. A mért látszó fényességből ezért kivontam az extinkció értékét, hogy kisebb, vagyis fényesebb értéket kapjak, hisz a magnitúdóskála fordított.

színsáv	B	g	V	r	i	z
$R_{\text{színsáv}}$	4,1	3,75	3,1	2,575	1,943	1,453
$A_{\text{színsáv}}$	$0,3731^m$	$0,3412^m$	$0,2821^m$	$0,2343^m$	$0,1768^m$	$0,1322^m$

2. táblázat. Az intersztelláris extinkciós együtthatók és a meghatározott extinkció értékei különböző szűrők esetén. Adatok forrása: <https://ned.ipac.caltech.edu>

3. Eredmények

Az extinkcióra korrigált, különböző szűrőkben mért standard magnitúdók az idő függvényében a 6. ábrán láthatóak. Ezeknek a fénygörbéknek az analízisével foglalkoztam a továbbiakban, hogy meghatározzam a szupernóva fizikai paramétereit és azok időfejlődését.



6. ábra. Extinkció-korrigált magnitúdók az idő függvényében. Az adatfeldolgozás során 2021. 09. 03. (MJD 59460) utáni értékekkel nem számoltam, mert azoknak túl kicsi a jel/zaj aránya. Ezt a határt mutatja a függőleges, szaggatott, fekete vonal.

3.1. Spektrális energieloszlás

A megfigyelt hullámhossz és a megfigyelt fluxussűrűség is függ a z vöröseltolódástól, viszont a kettő mennyiség szorzata, a fluxus, vagy más néven spektrális energieloszlás (Spectral Energy Distribution, SED) már mentes a vöröseltolódástól (23. egyenlet). Ábrázoltam a tranziens spektrális energieloszlását minden vizsgált időpontban (7. ábra).

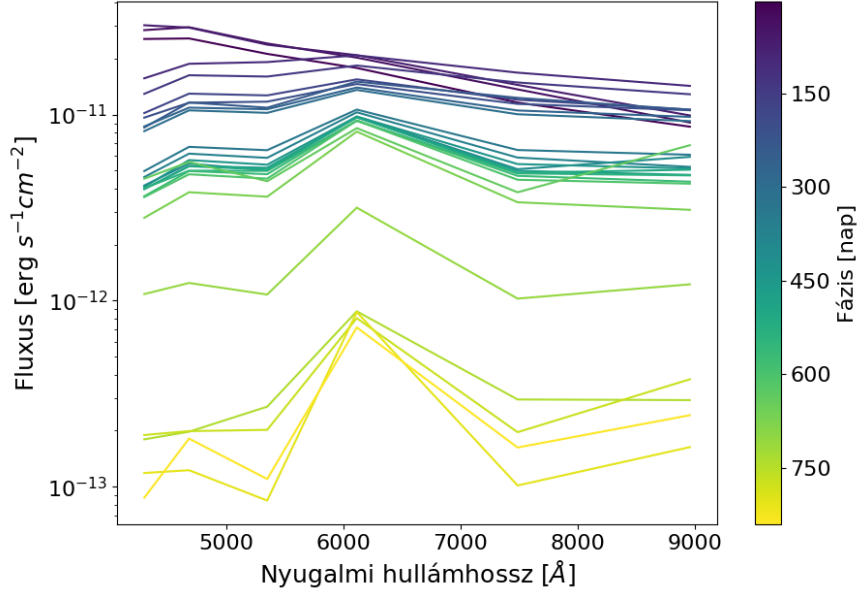
$$\lambda_l = \frac{\lambda_m}{1 + z} \quad (21)$$

$$F_l = F_m(1 + z) \quad (22)$$

$$\lambda_l F_l = \lambda_m F_m, \quad (23)$$

ahol λ_l a nyugalmi hullámhossz, λ_m a megfigyelt hullámhossz, F_l a valódi fluxussűrűség, F_m a megfigyelt fluxussűrűség.

A 7. ábrán az idő múlását a színskála jelzi. A kék görbék a szupernóva korai fázisát mutatják, amiket a kék kontinuum jellemez. Az alsó, sárga görbék a forrás késői szakaszát



7. ábra. A spektrális energiaeloszlásgörbe vörösetolódásra korrigálva 2019. 12. 03. - 2021. 09. 03. között. Az idő múlását a színskála jelzi. A kék görbék a SN korai, a sárga görbék a késői szakaszát mutatják, ahol egyre dominánsabb a hidrogén Balmer-alfa emissziós vonala.

jellemzik, amelyeket már a lapos kontinuum és a hidrogén Balmer-alfa emissziós vonala ír le. A $H\alpha$ vonala a 4. adatsornál jelenik meg és idővel egyre hangsúlyosabbá válik (2020. 02. 20. - 80. nap fázis). Innentől nem vettem figyelembe az r szűrő értékét a Planck-függvény illesztésénél. Ettől az időponttól változott meg erősen a fotoszférát jellemző mennyiségek viselkedése.

3.2. Hőmérséklet meghatározása Planck-függvény illesztésével

A feketetest-sugárzás az abszolút feketetest hőmérsékleti sugárzását írja le. Az abszolút feketetest egy ideális test, ami minden hullámhosszon elnyeli az elektromágneses sugárzást. A csillagok jó közelítéssel leírhatóak feketetestként. Az objektum megfigyelt fluxussűrűségét az alábbi összefüggés írja le:

$$f(\lambda) = \frac{R^2}{d^2} \pi B_\lambda(T), \quad (24)$$

ahol R a fotoszféra sugara, d a SN távolsága és $B_\lambda(T)$ a Planck-féle sugárzási függvény. Utóbbit a következő alakban írhatjuk fel:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B \lambda T}} - 1}, \quad (25)$$

ahol h a Planck-állandó, c a fénysebesség és k_B a Boltzmann-állandó.

A fotoszféra effektív hőmérsékletét és annak hibáját illesztéssel határoztam meg. Python notebookban definiáltam a Planck-függvényt (26. egyenlet). Minden vizsgált fluxussűrűség görbére illesztettem a 27. egyenletet.

$$B_\lambda(T) = \frac{b_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{b_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (26)$$

ahol $b_1 = 10^{-8} \cdot 1,1904397 \cdot 10^{27} [\text{\AA}^5]$ és $b_2 = 1,438769 \cdot 10^8 [\text{k} \cdot \text{\AA}]$. A relatív fluxussűrűséget ábrázoltam: leosztottam az adott hőmérsékletű Planck-függvényt a V szűrő ($\lambda_V = 5450 \text{\AA}$) fluxussűrűség illesztett értékével. A normálás miatt a Planck-függvény konstans a szorzója nagyságrendileg 1 körüli értéket vesz fel, nem változik nagy mértékben, egy paraméteres lesz így az illesztés. A görbe alakja a relatív értékek esetén is megmarad.

$$f(\lambda) = a \cdot B_\lambda(T) / B_{\lambda_V}(T), \quad (27)$$

Az illesztett görbéket a 8. ábrákon látható grafikonok szemléltetik.

Az illesztéseken is látszik, hogy a görbe maximuma idővel a hosszabb hullámhossz felé tolódik, alacsonyabb relatív fluxussűrűség értéket felvéve. Az illesztés során a 4. adatsortól (2020. 02. 20.) az r szűrő értékétől eltekintettem, mert onnantól már jelentős a $\text{H}\alpha$ emissziós vonal jelenléte. Az utolsó 3 adatsornál a z szűrő értékének nagy a hibája az adott értékhez viszonyítva, ezért azokat az értékeket sem vettem figyelembe. Az illesztéssel megkaptam a fotoszféra effektív hőmérsékletét és annak hibáját, ami a Függelékben, a 3. táblázatban található.

A fotoszféra effektív hőmérsékletének időfejlődése a 9. ábrán látható. Az ábrázolásakor a hibát nem tüntettem fel, mert alul lettek becsülve. A fotoszféra kezdetben nagyon forró, 10000 K feletti a hőmérséklete. A 4. adatpontnál, vagyis kb. a 80. napnál leesik 6000 K-re. Innentől nem mutat jelentős ingadozást a hőmérséklet.

3.3. Bolometrikus fénygörbe, luminozitás és értelmezése

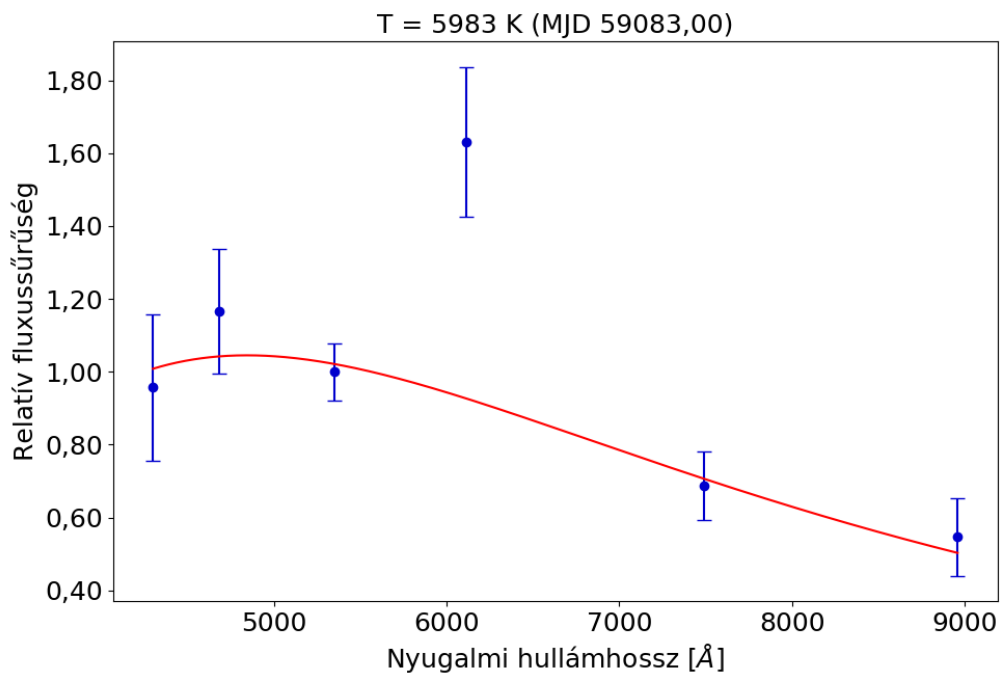
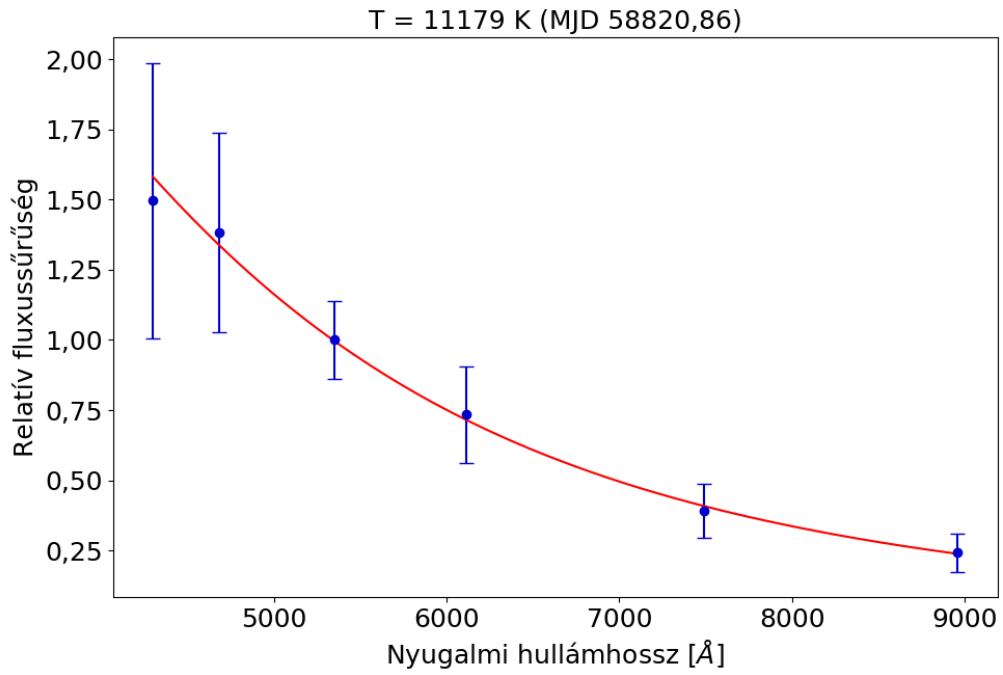
A szupernóva egységnyi idő alatt kibocsátott sugárzási energiája a luminozitás. A luminozitás meghatározásához és értelmezéséhez először a bolometrikus fluxust, azaz a teljes elektromágneses spektrumra kiintegrált fluxussűrűséget kellett kiszámítanom.

3.3.1. Bolometrikus fénygörbe

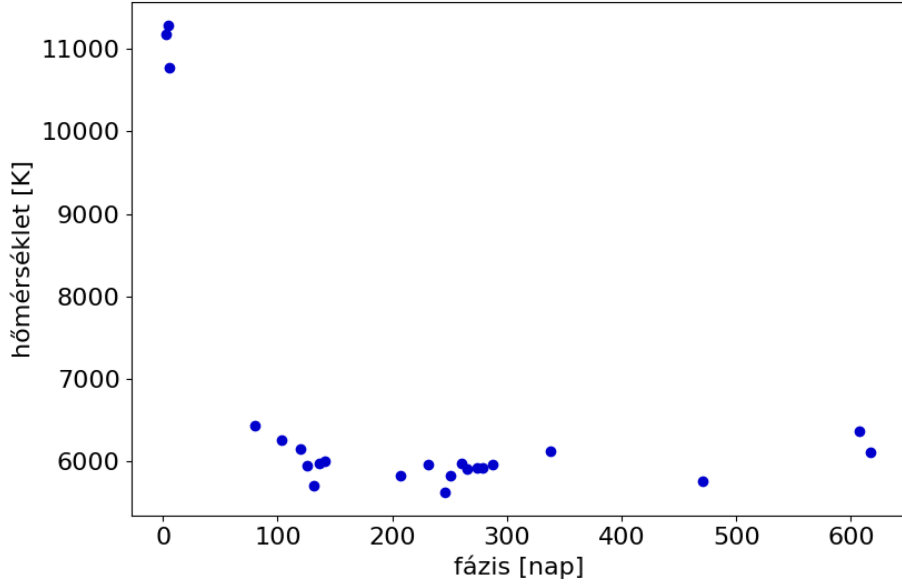
A bolometrikus fénygörbe előállításához minden vizsgált időpontban numerikus integrálással meghatároztam a bolometrikus fluxust. A B szűrő középhullámhosszánál rövidebb hullámhosszon kisugárzott fluxussűrűséget a 28. egyenlettel, a z szűrő középhullámhosszánál hosszabb hullámhosszon kisugárzott értéket pedig a 30. egyenlettel közelítettem. A két hullámhossz érték között pedig a trapéz módszert (29. egyenlet) alkalmaztam a számítás során.

$$T_0 = \frac{(\lambda_B - \lambda_0)F_B}{2}, \quad (28)$$

ahol $\lambda_B = 4380 \text{\AA}$, $\lambda_0 = 2000 \text{\AA}$, F_B a B szűrővel mért fluxussűrűség.



8. ábra. Relatív fluxussűrűségek eltérő időpontokban és a rájuk illesztett Planck-függvények, amelyekből meghatároztam a fotoszféra effektív hőmérsékletét.



9. ábra. A fotoszféra effektív hőmérséklete az idő függvényében.

$$T_i = \frac{(F_i + F_{i-1})(\lambda_i - \lambda_{i-1})}{2}, \quad (29)$$

ahol λ_i , λ_{i-1} egymást követő hullámhossz értékek és az azokhoz tartozó F_i , F_{i-1} fluxussűrűségek.

$$T_\infty = \frac{\lambda_z F_z}{3}, \quad (30)$$

ahol $\lambda_z = 9130 \text{ \AA}$, F_z a z szűrővel mért fluxussűrűség.

A fentebbi képletekkel meghatározott területek összege adja a bolometrikus fluxust, ami a 10. ábrán látható. A hibaszámítás során a fluxussűrűség értékek helyére a fluxussűrűség felső értékét vettem a hibával együtt. A területek összegéből levontam a hiba nélkül számolt bolometrikus fluxust, így megkaptam a bolometrikus fluxus abszolút hibáját.

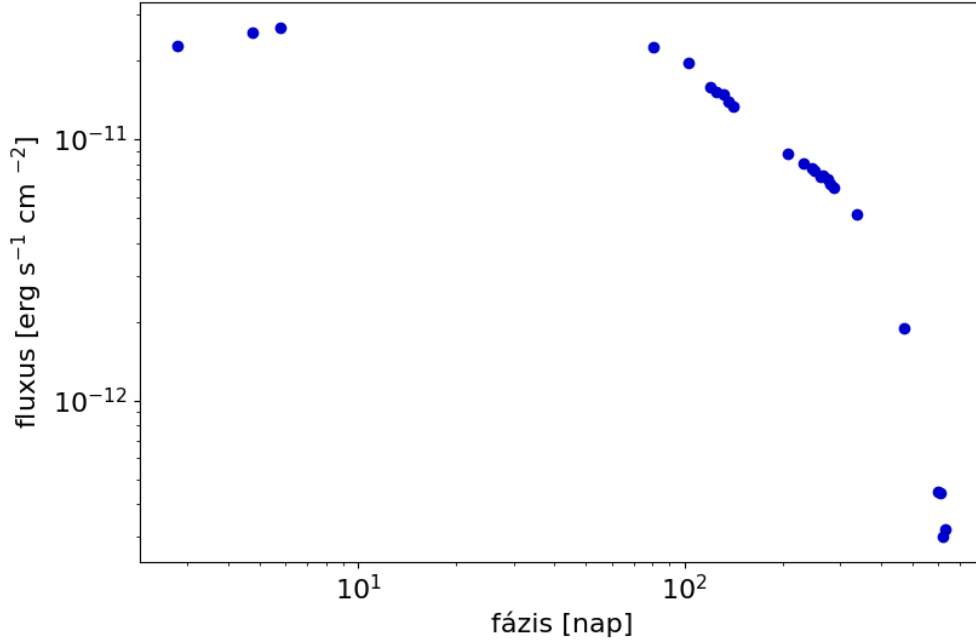
3.3.2. Luminozitás meghatározása

Ahhoz, hogy a forrás luminozítását meghatározzam a bolometrikus fluxusból, meg kellett becsülnöm a szupernóva távolságát. A szupernóva szülőgalaxisa kérdéses, ezért csak közelítő képleteket tudtam használni a távolság megbecsléséhez.

$$v = z \cdot c = 5696 \text{ km/s} \quad (31)$$

$$d = v/H_0 = 77,7 \text{ Mpc}, \quad (32)$$

ahol v a szupernóva radiális sebessége, a fénysebesség $c = 299\,792,458 \text{ km/s}$, d a szupernóva távolsága, és a Hubble-állandó $H_0 = 73,3 \text{ km/s/Mpc}$.



10. ábra. Bolometrikus fénygörbe: az integrálással meghatározott bolometrikus fluxus az idő függvényében.

A távolságbecslés során nem alkalmaztam hibaszámítást, mivel nem precíz számolással, hanem csak közelítéssel tudtam élni a távolság esetében. A közeli galaxisokra a vöröseltolódásból származó távolság elég pontatlan becslés, mivel a galaxisok pekuliáris mozgásának sebessége összemérhető a tágulásból származó sebességgel, és a mért vöröseltolódás mindkét mozgást tartalmazza.

A távolságmodulusz segítségével meghatároztam a szupernóva abszolút fényességét az alábbi képlet szerint:

$$m - M = -5 + 5 \log(d), \quad (33)$$

ahol $m_V = 14,78^m$ a V szűrőben, így az abszolút fényessége $M_V = -19,67^m$. A szupernóva megfigyelt maximális látszó fényességét g szűrőben mérték: $m_g = 14,72^m$, így $M_g = -19,73^m$. A szuperfényes szupernóvák közös tulajdonsága, hogy a maximális abszolút fényességük legalább -21 magnitúdó. A SN 2019vxn nem egy szuperfényes szupernóva, de egy elég fényes IIn szupernóva. A normál II-es típusú szupernóvák ennél átlagosan 2–2,5 magnitúdóval halványabbak csúcsfényességben. Ez is azt mutatja, hogy jelen van egy extra energiatermelő mechanizmus, a cirkumsztelláris anyagban terjedő lökéshullám fűtése.

A luminozitást az alábbi összefüggéssel határoztam meg:

$$L = F 4\pi d^2, \quad (34)$$

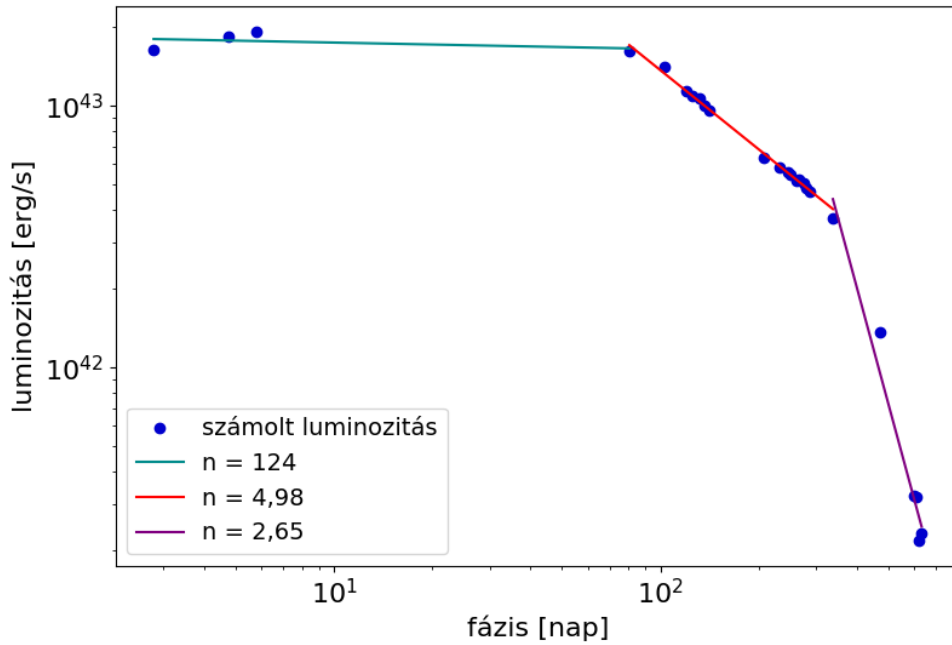
ahol L a luminozitás és F a bolometrikus fluxus értéke.

A luminozítás értékek hibáját csak az összeintegrált fluxusok relatív hibájából származtattam. A távolság hibáját nehéz becsülni, jelentős lehet benne a szisztematikus hiba. A számolt luminozítás és annak hibája a [Függelékben](#) található, a 4. táblázatban.

3.3.3. Luminozítás a tágulási modell értelmében

A tágulási modell értelmében azzal a közelítéssel éltem, hogy a visszalökődő lökeshullámtól származó fűtés dominál. Log-log skálán ábrázoltam a luminozítást az idő függvényében. A 11. ábrán látszik, hogy a két töréspont három szakaszra bontja a folyamatot. A töréspontoknál megváltozhattak az asztrofizikai körülmények.

A 80. nap környékétől elkezd csökkenni a luminozítás. Nagyjából 300 nap elteltével radikálisan megváltozott a luminozítás csökkenésének üteme.



11. ábra. A luminozítás az idő függvényében, és a luminozítás három szakaszára illesztett egyenesek. Az illesztés alapján határoztam meg az n paramétert, az SN táguló maradványának sűrűségeloszlását jellemző hatványkitevőt.

Az elméleti asztrofizikai háttérben említett összefüggés (13. képlet) paraméteresen a tágulási modell illesztéséhez:

$$L_{rev}(t) = a_L \cdot t^{m_L} \quad (35)$$

A fentebbi idő szerinti hatványfüggvény log-log skálán egy egyenesnek felel meg, ezért a 36. képlet szerint egy egyenest illesztettem mindhárom szakaszra.

$$\log(L_{rev}(t)) = m_L \cdot \log(t) + b_L \quad (36)$$

Illesztett egyenesek paramétereit a `curve_fit` függvény által meghatározott hibákkal:
 Első (cián) szakasz: $m_L = -0,02 \pm 0,17$, $b_L = 43,39 \pm 0,21$.
 Középső (piros) szakasz: $m_L = -1,00 \pm 0,02$, $b_L = 50,10 \pm 0,11$.
 Utolsó (lila) szakasz: $m_L = -4,61 \pm 0,52$, $b_L = 76,7 \pm 3,98$.

Az egyenes illesztésből kapott meredekség (m_L) megadja a hatványfüggvény kitevőjét, ebből számítható az n sűrűségeloszlás értéke az alábbi képlettel:

$$n = \frac{2m_L - 3}{m_L} \quad (37)$$

A fenti becslés hibáját a következő módon számítottam ki:

$$\Delta n = \left| \frac{dn}{dm} \Delta m \right| = \left| \frac{3\Delta m}{m^2} \right| \quad (38)$$

Első szakasz: $n = 124 \pm 866$.

Középső szakasz: $n = 4,98 \pm 0,05$.

Utolsó szakasz: $n = 2,65 \pm 0,06$.

A mérések alapján három különböző n sűrűségeloszlás paramétert kaptam, mert 37. összefüggés csak a visszalökődő hullám fűtéséből származó luminozitást adja meg. Az első szakaszra kapott nagyon magas érték és az óriási relatív hiba azt mutatja, hogy azt a részfolyamatot közel sem írja le a lökéshullám modell.

3.3.4. A radioaktív bomlás hatása

A valóságban jelen van más fűtési mechanizmus is, emiatt a mért értékek ezek együttes hatását mutatják.

A robbanás után extra fűtésekként jelenik meg a radioaktív elemek bomlásából felszabaduló energia. A radioaktív Ni-56 izotóp felezési ideje 6,1 nap, ez 80 nap elteltével már teljesen átalakulhatott radioaktív kobalttá. A luminozitást összevetettem a kobalt bomlásának az időfüggésével. Azt néztem meg, hogy a 80. napnál később van-e olyan szakasz, aminek a meredeksége összeegyeztethető a radioaktív kobalt bomlásával. Ha nem illeszkedik az adatokra a bomlás exponenciális görbéje, akkor magát a szupernóvát nem is láttuk, csak a felfűtött, ionizált cirkumsztelláris anyagfelhő sugárzását figyeltük meg.

Az alábbi egyenletet illesztettem a luminozitás 80. nap utáni három szakaszára:

$$L(t) = a_{Co} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{Co}}}, \quad (39)$$

ahol a_{Co} egy illesztési paraméter. A kobalt radioaktív bomlásának illesztése a 12. ábrán látható.

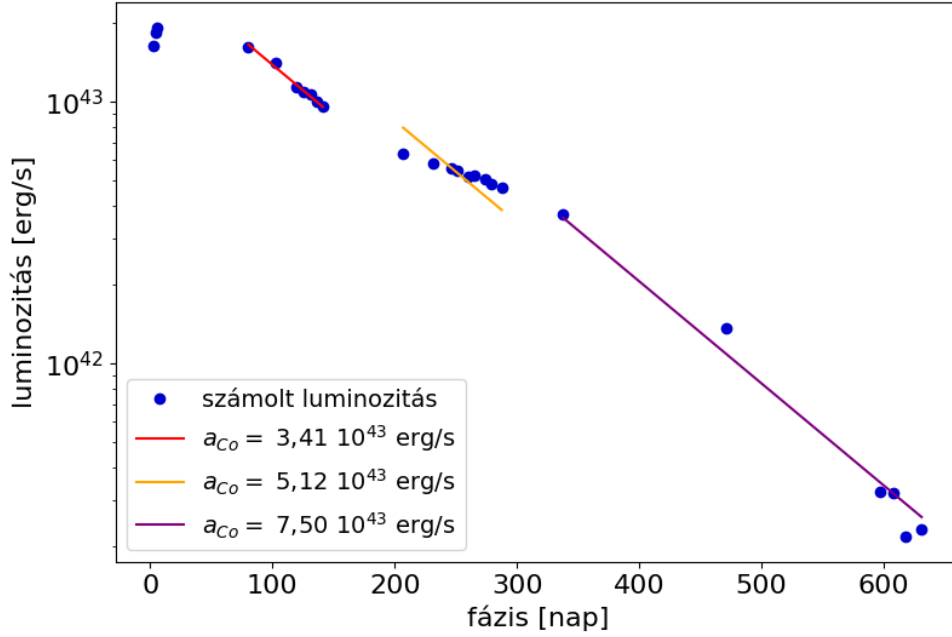
Illesztett a_{Co} paraméterek és hibáik:

Első (piros) szakasz: $a_{Co} = (3,41 \cdot 10^{43} \pm 3,0 \cdot 10^{41})$ erg/s.

Középső (sárga) szakasz: $a_{Co} = (5,12 \cdot 10^{43} \pm 2,46 \cdot 10^{42})$ erg/s.

Utolsó (lila) szakasz: $a_{Co} = (7,50 \cdot 10^{43} \pm 4,09 \cdot 10^{42})$ erg/s.

100 nap körül, az első (piros) szakaszon szépen illeszkedik a kobalt bomlásának az exponenciális görbéjével, a későbbi szakaszokon már nem. Ennélfogva az első szakaszon



12. ábra. A kobalt radioaktív bomlásának illesztése a luminozítás különböző szakaszaira, a 80. naptól kezdve. Az a_{Co} illesztési paraméter alapján adható meg a robbanás során keletkezett nikkelt tömege.

valószínű, hogy a kobalt bomlása jelentős hozzájárulást ad a luminozításhoz. Az erre a szakaszra illesztett paraméter segítségével megbecsültem a keletkezett radioaktív nikkelt tömegét:

$$M_{Ni} = \frac{a_{Co}}{\varepsilon_{Co}} \cdot M_{\odot}, \quad (40)$$

ahol $M_{\odot}$ a naptömeg.

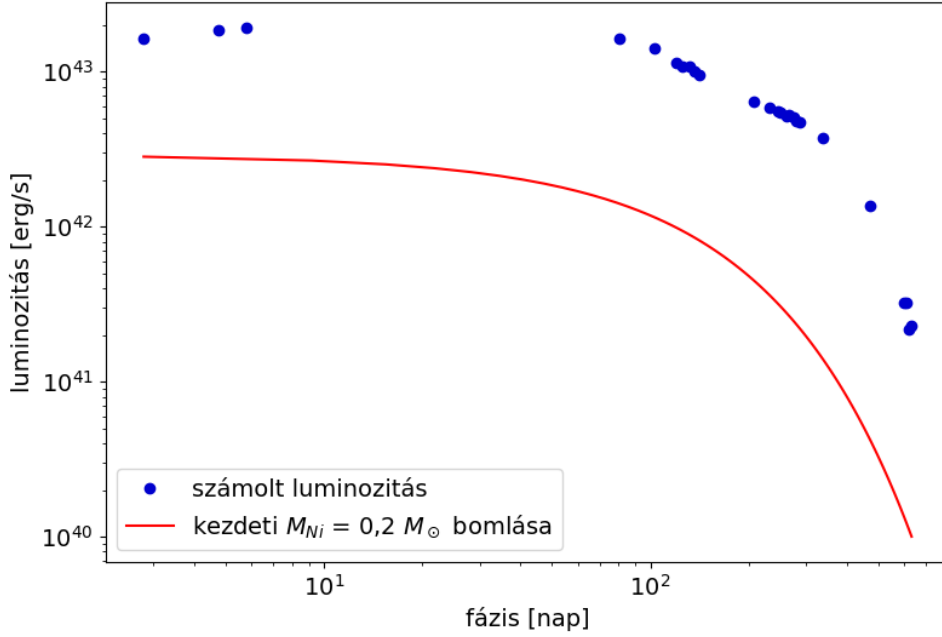
Hibaszámitás:

$$\Delta M_{Ni} = M_{Ni} \left| \frac{\Delta a_{Co}}{a_{Co}} \right| \quad (41)$$

A becsült nikkelt tömege és hibája:

$$M_{Ni} = 2,35 \pm 0,02 M_{\odot}.$$

A kapott nikkelt tömeg elég magas, jóval nagyobb a várt értéknél. A magösszeomlásos szupernóváknál a keletkezett nikkelt tömege maximum 1-2 tized naptömeg. Ez a magas érték arra utal, hogy ebben a szakaszban jelentős szerepet játszik a lökéshullám fűtése, és elhanyagolható a kobalt-bomlás fűtése. Ezt támasztja alá a 13. ábra. Az ábrán a piros folytonos vonal szemlélteti, hogy $M_{Ni} = 0,2 M_{\odot}$ kezdeti nikkeltömeg esetén mennyi luminozítás keletkezne. Látszik az ábrán, hogy egy nagyságrenddel kisebb a radioaktív bomlásból származó luminozítás, elhanyagolható a kobalt bomlása a CSM-kölcsönhatás mellett.



13. ábra. A számolt és a kobalt bomlásából származó luminozitás összehasonlítása. A radioaktív bomlás luminozitása egy nagyságrenddel kisebb, elhanyagolható a lökeshullám luminozitása mellett.

3.4. A fotoszféra sugarának változása

A fotoszféra jellemzéséhez meghatároztam annak sugarát is, a forrás luminozitásának és a fotoszféra hőmérsékletének időbeli változásának ismeretében.

3.4.1. A fotoszféra sugara

A Stefan–Boltzmann-féle sugárzási törvény értelmében a feketetest egységnyi idő alatt sugárzási teljesítménye arányos az abszolút hőmérséklet negyedik hatványával. Ezt matematikailag a következőképpen írhatjuk le:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (42)$$

ahol L a luminozitás, $\sigma = 5,67051 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$ a Stefan–Boltzmann-állandó, T a fotoszféra effektív hőmérséklete és R a keresett fotoszféra sugara.

Hibaszámítás:

$$\Delta R = \left| \frac{\partial R}{\partial L} \Delta L \right| + \left| \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T \right| = \left| \frac{\Delta L}{4\sqrt{\pi \frac{L}{\sigma} T^2}} \right| + \left| \sqrt{\frac{L}{\pi \sigma}} \frac{\Delta T}{T^3} \right| \quad (43)$$

A meghatározott sugár és annak hibája a [Függelékben](#) az 5. táblázatban található.

A fotoszféra sugara kezdetben gyors ütemben növekedett. A hiányzó méréspontok miatt nem lehet tudni, mikor állhatott meg az expanzió és milyen maximális sugarat ért el akkor a fotoszféra. 80 nap elteltével már megfordult a tágulás iránya, elkezdett összehúzódni a fotoszféra, ami utal rá, hogy addigra erősen megváltoztak az asztrofizikai körülmények (lásd 14. ábra).

Az első, táguló szakaszon azzal a közelítéssel éltem, hogy a fotoszféra sugara megegyezhetett a lökeshullámfront sugarával. A fotoszféra sugarának változását a tágulási időszak alatt leírhatjuk a tágulási modell alapján az elméleti asztrofizikai háttérben említett 8. képlet (hatványfüggvény) segítségével. Az összefüggés paraméteresen felírva:

$$R(t) = a_R \cdot t^{m_R} \quad (44)$$

A fotoszféra sugarát log-log skálán ábrázoltam, mert így a hatványfüggvény egyenessel írható le. Az illesztést az alábbi összefüggés alapján pythonban végeztem:

$$\log(R(t)) = m_R \cdot \log(t) + b_R \quad (45)$$

Az illesztett paraméterek hibával: $m_R = 0,34 \pm 0,03$ és $b_R = 13,20 \pm 0,17$.

Az illesztett egyenes meredekségéből kifejezhető az n sűrűségeloszlás paraméter:

$$n = (3 - 2m_R)/(1 - m_R) \quad (46)$$

Hibaszámítás:

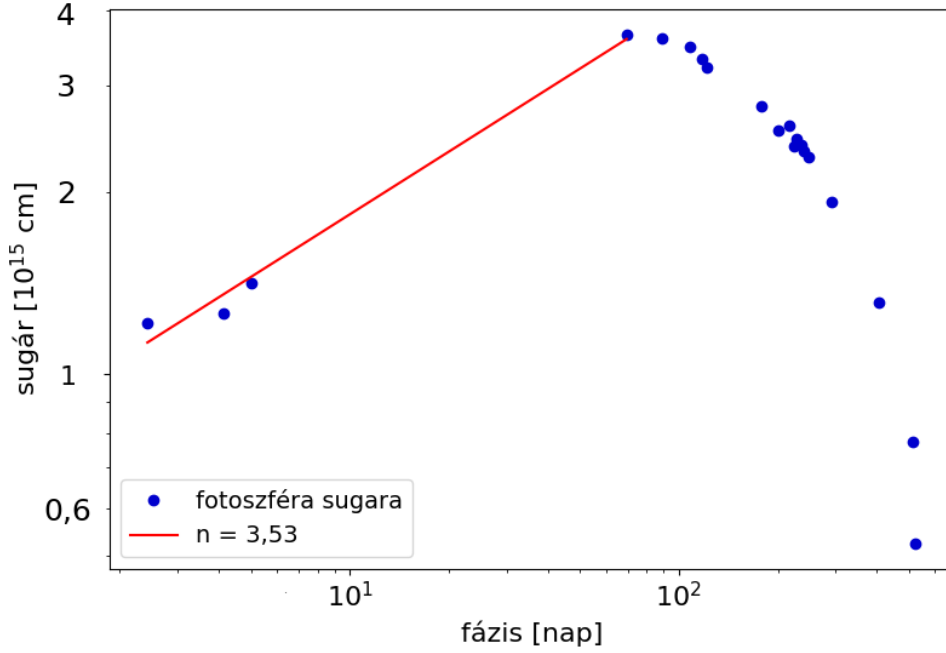
$$\Delta n = \left| \frac{\Delta m}{(m - 1)^2} \right| \quad (47)$$

Az illesztésből kiszámolt n kitevő értéke:

$$n = 3,53 \pm 0,07.$$

A fotoszféra sugarának tágulásából becsült n paraméter alapján a progenitor egy szuperóriás csillag lehetett. A 2-5 közötti érték ugyanis a szuperóriás csillagokra jellemző (Goldberg, 2022). Ebbe az intervallumba esik a luminozitásból becsült érték is.

Arra a kérdésre, hogy miért állhatott meg a fotoszféra expanziója, nincsen egyértelmű válasz, több magyarázat is lehetséges. Egyik oka az lehet, hogy a lökeshullám olyan sok cirkumsztelláris anyagot söpört össze, hogy a szupernóva ledobott burkának a tömege és az összetolt csillag körüli anyag tömege már összemérhetővé vált. Így a cirkumsztelláris anyag akár meg is állíthatta a lökeshullámot, mintha az egy falba ütközött volna. A másik elképzelés szerint a válasz az lehet, hogy a lökeshullám áthaladt a cirkumsztelláris felhőn, így nagyjából a visszalökődő hullám marad, amely a robbanás centruma felé, befelé terjed. Mindez a cirkumsztelláris anyagban zajlik, ezért nem tudjuk, hogy pontosan mi történik.



14. ábra. A fotoszféra sugara az idő függvényében és a kezdeti, táguló szakaszra illesztett egyenes. Az egyenes meredekségéből becslést lehet adni az n sűrűsgeloszlás paraméterre.

3.4.2. A fotoszféra tágulási sebessége

A fotoszféra sugarának változását a fotoszféra tágulási sebességével jól lehet szemléltetni. A sebességet úgy határoztam meg, hogy két szomszédos fázishoz tartozó sugarak értékének különbségét vettem (ΔR), majd az eltérést leosztottam az adott két fázis különbségével (Δt):

$$v = \Delta R / \Delta t \quad (48)$$

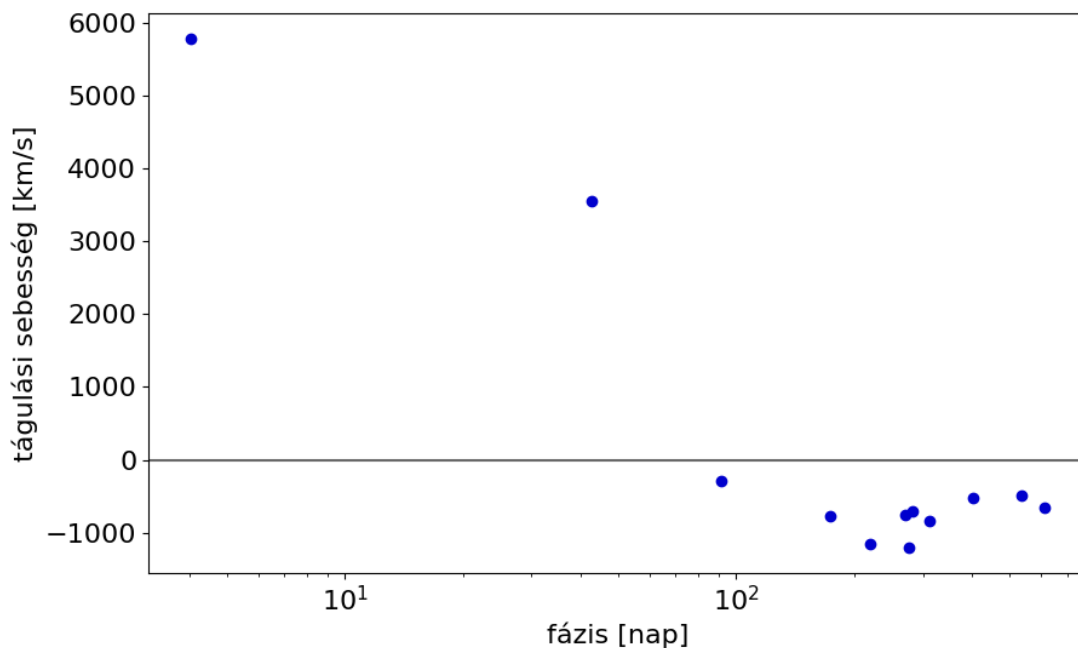
Hibaszámítás:

$$\Delta v = \left| \frac{\Delta R_{i+1}}{\Delta t} \right| + \left| \frac{\Delta R_i}{\Delta t} \right| \quad (49)$$

Amikor a két időpont között csak 1 nap eltérés van (mint pl. a 2. és a 3. adatpont között), az nagyon fölerősíti a hibát. Ilyenkor úgy jártam el, hogy a szóban forgó 2 adatpontot és a két fázist is átlagoltam.

A 15. ábrán látszik, hogy az elején magas, pozitív a tágulási sebesség, vagyis gyors ütemű volt a tágulás. A 80. naptól kezdve negatív értéket vesz fel a sebesség, vagyis megfordult az expanzió iránya. Innentől kezdve nagyságrendileg állandó sebességgel húzódik össze a fotoszféra, amelynek az átlagos értéke az adatok alapján -780 ± 180 km/s.

A fotoszféra fokozatos összehúzódása mögött a hidrogén ionizációs front állhat. A hidrogén ionizációs front robbanás centruma felőli oldalán ionizált állapotban van a hidrogén,



15. ábra. A fotoszféra tágulási sebessége az idő függvényében. A korai szakaszban pozitív, a későbbiben pedig negatívak a sebesség értékek, vagyis egy idő után megfordul az expanzió iránya, amikor már az összehúzódás jellemző a fotoszférára.

sok a szabad elektron. Ezek erősen szórják a fotonokat, ezért a sugárzás csak lassú diffúzióval terjed kifelé. A front másik oldalán a rekombináció miatt a hidrogén jórészt neutrális, kevés a szabad elektron, így a sugárzás sokkal szabadabban terjed. A hidrogén ionizációs front tipikusan 6000 Kelvin körüli hőmérsékletnél alakul ki, ami pont megegyezik a fotoszféra mért hőmérsékletével a kb. 120 napnál későbbi szakaszon. Ebből következően innentől kezdve valószínűleg a fotoszféra egybeesik a hidrogén ionizációs front pozíciójával. A fokozatosan hűlő táguló gázfelhőben az ionizációs front egyre beljebb tolódik, így fokozatosan egyre mélyebbre látunk a szupernóva táguló gázfelhőjébe. Ez azt is jelenti, hogy ezzel együtt a fotoszféra sugara is fokozatosan csökken.

4. Összefoglalás

Az adatok kiértékelése során megbecsültem a tágulási modell segítségével az n paramétert, ami a szupernóva ledobott anyagának sűrűségeloszlását jellemző hatványfüggvény kitevője. A megfigyelt luminozítás és a fotoszféra sugarának tágulása alapján is 2-5 közötti értéket kaptam. Ez az érték a szuperóriás csillagokra jellemző.

A bemutatott grafikonokon szembetűnő, hogy nagyjából a 80. nap környékén az asztrofizikai körülmények megváltoztak, hisz innentől a fotoszféra sugara elkezdett csökkenni, a tágulási sebesség iránya megfordult, a fotoszféra effektív hőmérséklete pedig leesett 6000 Kelvin körüli értékre. A fotoszféra innentől megegyezik a hidrogén ionizációs frontjával, hiszen nagyságrendileg azonos a hőmérsékletük, és ezen a szakaszon mindkettő összezsugorodik.

A megfigyelt luminozítás kialakításában jelentős szerepet játszik a lökeshullám fűtése mellett a radioaktív elemek bomlása is. A kobalt-bomlást leíró exponenciális görbéből becslést tettem a robbanáskor keletkezett nikkel tömegére, ami jóval magasabbnak adódott a várt értéknél. Ebből azt a következtetést lehet levonni, hogy a luminozításban a kobalt bomlása helyett elsősorban a lökeshullám fékeződése játszik nagy szerepet azon a szakaszon is.

A mérési adatok és az eredményeim alapján a SN 2019vxm paraméterei a IIn szupernóvákra jellemző nagyságrendűek. A normál II-es típusú szupernóváknál átlagosan 2 – 2,5 magnitúdóval fényesebb volt csúcspontjában, ami a cirkumsztelláris anyaggal való kölcsönhatásból adódhatott.

A továbbiakban tervezem a luminozítást más módon modellezni, ebből meghatározni a kölcsönhatás és a szupernóva további paramétereit. Ezek alapján meg fogom becsülni a CSM-felhőből összesöpört tömeget és a csillag kezdeti tömegét, hogy a progenitor össztömegét összevethessem a IIn modellekkel.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani Dr. Vinkó Józsefnek, témavezetőmnek, aki lehetővé tette számomra munkám sikeres elvégzését és dolgozatom megírását. Hálás vagyok azért, hogy szakmai tanácsaival, támogatásával és türelmével alapvetően hozzájárult szakmai fejlődéseemhez és kutatómunkámhoz.

Köszönet illeti azokat, akik az általam vizsgált szupernóvát mérték a Piszkéstetői Observatóriumban: Bódi Attila, Bora Zsófia, Cseh Borbála, Kalup Csilla, Könyves-Tóth Réka, Kriskovics Levente, Ordasi András, Pál András, Seli Bálint, Szabó Zsófia, Szakáts Róbert, Vida Krisztián, Vinkó József.

Valamint szeretném megköszönni Molnár Lászlónak motiváló szavait, tanácsait és a dolgozatom lektorálását.

Hivatkozások

Bessell, M. S., Castelli, F., Plez, B., 1998, "Model atmospheres broad-band colors, bolometric corrections and temperature calibrations for O - M stars", *Astronomy and Astrophysics*, 333, 231

Bora, Zs, 2023, "Ia típusú szupernóvák fénygörbéinek vizsgálata", csillagász MSc diplomamunka, Eötvös Loránd Tudományegyetem

Branch, D., Wheeler, J.C., 2017, "Supernova Explosions", *Astronomy and Astrophysics Library*, Springer

Burrows, A., Vartanyan, D., 2021, "Core-collapse supernova explosion theory", *Nature*, 589, 7840, 29-39

Carroll, B. W., Ostlie, D. A., 2017, "An introduction to modern astrophysics, Second Edition", Cambridge University Press

Filippenko, A. V., 1989, "The 'Seyfert 1' Optical Spectra of the Type II Supernovae 1987F and 1988I", *The Astronomical Journal*, 97, 726

Goldberg, J. A. et al., 2022, "Numerical Simulations of Convective Three-dimensional Red Supergiant Envelopes", *The Astrophysical Journal*, 929, 156

Israelian, G., de Groot, M., 1999, "P Cygni: An Extraordinary Luminous Blue Variable", *Space Science Reviews*, 90, 493

Minkowski, R., 1941, "Spectra of Supernovae", *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 53, 224

Nagy, A., 2012, "Szupernóvák keltette lökéshullámok kölcsönhatása sűrű csillagkörűli anyaggal", fizikus MSc diplomamunka, Szegedi Tudományegyetem
<http://astro.u-szeged.hu/szakdolg/nagyandrea-szdMSc/NagyAndrea-szdMSc.pdf>

Nyholm, A. et al., 2020, "Type IIIn supernova light-curve properties measured from an untargeted survey sample" *Astronomy and Astrophysics*, 637, 73

Robinson, K., 2007, "The P Cygni Profile and Friends. In: Spectroscopy: The Key to the Stars. Patrick Moore's Practical Astronomy Series", Springer

Schalfy, E. F., Finkbeiner, Douglas P. 2011, "Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD", *The Astrophysical Journal*, 737, 2

Schlegel, E. M., 1990, "A new subclass of type II supernovae?", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 244, 269

Smith, N., 2014, "Mass Loss: Its Effect on the Evolution and Fate of High-Mass Stars", *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52, 487

Tonry, J. L. et al., 2012, "The Pan-STARRS1 photometric system", *The Astrophysical Journal*, 750, 99

Tsvetkov, D. Y. et al., 2024, "SNe 2019vxx and 2020tlf: two luminous type II Supernovae with signatures of circumstellar interaction", *Astronomische Nachrichten*, 345, e20230166

Vink, J., 2020, "Supernova Remnant Evolution", *Physics and Evolution of Supernova Remnants*, *Astronomy and Astrophysics Library*, Springer, Cham

Vinkó, J., 2017, "Szupernóva-robbanások asztrofizikája", MTA doktori értekezés
<http://real-d.mtak.hu/1027/7/dc-1213-16-doktori-mu.pdf>

Függelék

Az általam számolt luminozitások, illetve a fotoszféra hőmérsékletének és sugarának változásai, valamint ezek hibái találhatók az alábbi táblázatokban.

MJD	fázis [nap]	T [K]	eT [K]
58820,86	2,80667	11179,31	0,44
58822,86	4,76938	11284,06	0,55
58823,9	5,78999	10778,70	0,33
58899,88	80,3533	6433,36	0,12
58922,94	102,983	6258,17	0,19
58940,0	119,725	6152,39	0,20
58945,97	125,584	5958,27	0,16
58951,96	131,462	5705,85	0,32
58956,91	136,32	5973,95	0,22
58961,96	141,276	6003,60	0,23
59028,9	206,968	5835,93	0,24
59054,01	231,609	5971,90	0,25
59068,94	246,261	5628,90	0,40
59073,93	251,158	5830,02	0,27
59083,0	260,059	5983,58	0,25
59088,03	264,995	5913,51	0,31
59096,97	273,768	5930,28	0,22
59101,97	278,675	5926,14	0,24
59110,97	287,507	5958,85	0,28
59162,01	337,596	6123,80	0,25
59297,91	470,962	5767,70	0,55
59436,97	607,429	6362,93	0,35
59447,05	617,321	6107,4	1,9

3. táblázat. A számolt hőmérsékletek és azok hibái

MJD	fázis [nap]	L [10^{42} erg/s]	eL [10^{42} erg/s]
58820,86	2,80667	16,4	2,4
58822,86	4,76938	18,4	5,2
58823,9	5,78999	19,2	7,1
58899,88	80,3533	16,2	3,0
58922,94	102,983	14,1	2,1
58940,0	119,725	11,4	1,2
58945,97	125,584	10,9	1,2
58951,96	131,462	10,8	1,7
58956,91	136,32	10,04	0,95
58961,96	141,276	9,59	0,95
59028,9	206,968	6,37	0,67
59054,01	231,609	5,81	0,53
59068,94	246,261	5,60	0,96
59073,93	251,158	5,45	0,65
59083,0	260,059	5,18	0,45
59088,03	264,995	5,24	0,58
59096,97	273,768	5,06	0,52
59101,97	278,675	4,84	0,41
59110,97	287,507	4,72	0,44
59162,01	337,596	3,72	0,40
59297,91	470,962	1,36	0,24
59426,01	596,673	0,32	0,12
59436,97	607,429	0,321	0,053
59447,05	617,321	0,218	0,071
59460,95	630,962	0,231	0,053

4. táblázat. A számolt luminozitások és azok hibái

MJD	fázis [nap]	R [10^{15} cm]	eR [10^{15} cm]
58820,86	2,80667	1,22	0,18
58822,86	4,76938	1,26	0,35
58823,9	5,78999	1,41	0,52
58899,88	80,3533	3,65	0,67
58922,94	102,983	3,59	0,53
58940,0	119,725	3,35	0,35
58945,97	125,584	3,48	0,39
58956,91	136,32	3,33	0,32
58961,96	141,276	3,22	0,32
59028,9	206,968	2,78	0,29
59054,01	231,609	2,53	0,23
59073,93	251,158	2,57	0,31
59083,0	260,059	2,38	0,21
59088,03	264,995	2,45	0,27
59096,97	273,768	2,40	0,25
59101,97	278,675	2,35	0,20
59110,97	287,507	2,29	0,21
59162,01	337,596	1,93	0,21
59297,91	470,962	1,31	0,23
59426,01	596,673	0,77	0,29
59460,95	630,962	0,60	0,14

5. táblázat. A számolt sugarak és azok hibái

Saját eredmények

A vizsgált tudományos kérdések:

- A SN 2019vxm többszín-fotometriai elemzése, amely egy csillagkörüli anyagfelhővel kölcsönható szupernóva.
- A vizsgált SN táguló gázfelhőjének n sűrűségparaméterének meghatározása.
- A luminozítás eredetének meghatározása: radioaktív bomlás vagy lökéshullám a csillagközi anyagban?

Alkalmazott módszerek:

- Planck-függvény illesztés,
- Numerikus integrálás, trapéz módszer,
- Tágulási modell illesztése,
- Kobalt radioaktív bomlásának illesztése.

A kapott eredmények:

- Meghatároztam a szupernóva spektrális energiaeloszlás görbáját és annak időfejlődését a vöröseltolódásra korrigálva.
- Kiszámoltam a bolometrikus fluxust minden vizsgált időpontban, illetve meghatároztam a fotoszféra hőmérsékletének időfejlődését.
- Meghatároztam a fotoszféra sugarának időfejlődését, és abból a fotoszféra tágulási sebességét. A fotoszféra a 80. naptól elkezdett összehúzódni, közel egyenletes sebességgel.
- A luminozítás időfejlődését is meghatároztam, és megállapítottam, hogy az n sűrűségeloszlás paraméter értéke 2 és 5 közötti, tehát a szupernóva progenitora szuperóriás csillag volt.
- Kiszámoltam a keletkezett nikkelt tömegét, amire $M_{Ni} = 2,35 \pm 0,02 M_{\odot}$ értéket kaptam: ez várhatóan egy nagyságrenddel több, tehát nem lehet a kobalt bomlása a szupernóva luminozításának forrása.