

Szegedi Tudományegyetem TTIK  
Optika és Kvantumelektronikai Tanszék

DIPLOMAMUNKA

**Szupernóvák keltette lökéshullámok kölcsönhatása sűrű  
csillagkörüli anyaggal**

Készítette: Nagy Andrea  
Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető: Dr. Vinkó József  
egyetemi docens

Szeged  
2012

# Tartalmi összefoglaló

A szupernóva-robbanások az Univerzum legnagyobb energiájú folyamatai közé tartoznak. Több fajtájuk ismert, dolgozatomban ezek közül a II<sup>n</sup> típusal foglalkoztam.

Diplomamunkámban R. A. Chevalier és C. Fransson 2001-es cikke alapján [3] megvizsgáltam, hogy a robbanáskor kialakuló lökéshullám és a csillagot körülvevő cirkumsztelláris anyag kölcsönhatása hogyan vezet a szupernóva extrém felfényesedéséhez.

Célom volt még egy, ezen az elképzelésen alapuló számítógépes program létrehozása, mely lehetőséget nyújt az elméleti modell és a mérések összevetésére.

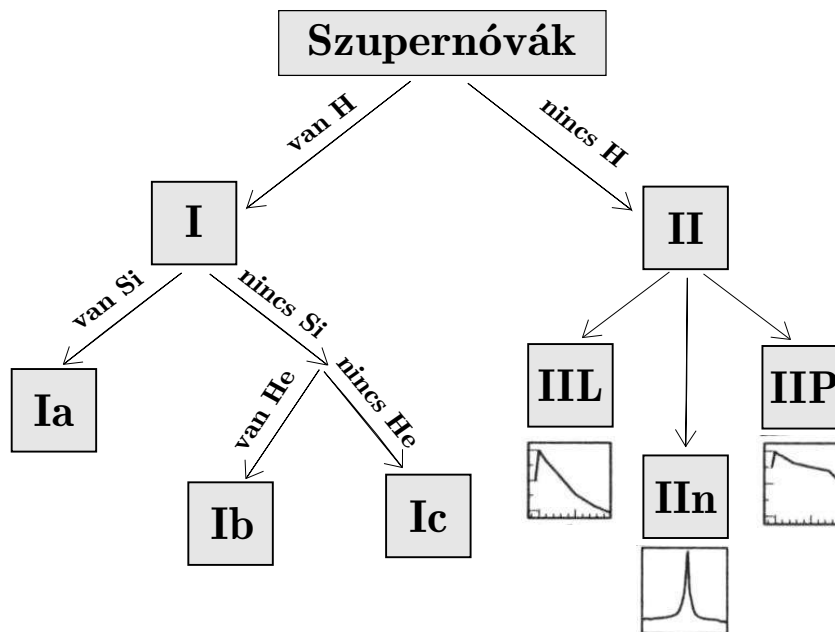
Végül megvizsgáltam, hogy a modell összhangba hozható-e a mérési eredményekkel és mik az elmélet korlátai.

# Tartalomjegyzék

<b>Bevezetés</b>	<b>3</b>
<b>1. Lökéshullámok a csillagok körüli anyagfelhőkben</b>	<b>6</b>
<b>2. IIn típusú szupernóvák fénygörbe modellje</b>	<b>8</b>
2.1. Analitikus megoldások . . . . .	8
2.1.1. Általános megoldás . . . . .	10
2.1.2. Speciális megoldások . . . . .	12
2.2. Numerikus közelítések . . . . .	13
<b>3. A program</b>	<b>15</b>
<b>4. Eredmények</b>	<b>17</b>
4.1. SN 2006gy . . . . .	17
4.2. SN 2006tf . . . . .	21
4.3. SN 2008am . . . . .	23
4.4. SN 2008es . . . . .	24
<b>Diszkusszió</b>	<b>26</b>
<b>Összefoglalás</b>	<b>28</b>
<b>Hivatkozások</b>	<b>29</b>
<b>Függelék: A program forráskódja</b>	<b>30</b>

# Bevezetés

A szupernóvák a kataklizmikus változócsillagok csoportjába tartoznak, fényességük rövid idő alatt jelentősen megnő, majd lassan elhalványul. Osztályozásuk a spektrum és a fénygörbe tulajdonságai alapján történik. Megfigyelési szempontból két fő csoportba oszthatók attól függően, hogy a spektrumukban megfigyelhetőek-e a hidrogén színekvonalai, vagy sem. Azokat a szupernóvákat, melyek spektrumában nincs jelen a hidrogén, I-es, amelyekében viszont jelen van, II-es típusúaknak nevezzük (1.ábra).



1. ábra. Szupernóvák osztályozása

Az I-es típusú szupernóvák a spektrum alapján további csoportokba oszthatók. Azok a szupernóvák, melyek spektrumában van egyszeresen ionizált Si vonal, az Ia, melyekében nincs Si, de van He, az Ib, és amelyikében egyik sincs, az Ic típusba sorolhatók.

Az Ia típusú szupernóvák progenitorai fehér törpe csillagok, melyek a 8 naptömegnél kisebb kezdeti tömegű csillagok fejlődésének végállapotai és főleg szénből és oxigénből állnak. Ezekben a csillagokban már nem zajlik energiatermelés, és az elfajult elektrongáz nyomása tartja fenn az egyensúlyt a gravitációval szemben. A fehér törpékre létezik egy tömeghatár, melynél a csillag még éppen stabil, ez az ún. Chandrasekhar-féle határtömeg (kb. 1,44 naptömeg). Ha a fehér törpe tömeg meghaladja ezt az értéket, akkor az elektrongáz nyomása már nem tudja meggátolni a gravitációs összehúzódást. Ennek hatására beindul a C és az O fúziója, ami robbanáshoz vezet, ezért ezt a típust szokás termionukleáris szupernóvának is nevezni. A jelenlegi elképzelések szerint egy fehér törpe akkor képes elérni a kritikus tömeget, ha egy szoros kettős rendszer tagja és anyag áramlik át rá a másik csillagról.

Az Ib és Ic típusú szupernóvák hasonló módon keletkeznek, mint a II-es típusúak, csak ezek a csillagok még a robbanás előtt megszabadulnak a külső burok egy részétől.

A II-es típusú szupernóvák szülő objektumai 8 naptömegnél nagyobb tömegű csillagok [1]. Ezek magja egy inaktív vasmag, mely egy idő után túl nagy tömegűvé válik és a saját súlya alatt összeroskad. Az ilyen magösszeomlással járó szupernóvákat kollapszárnak is szokás nevezni. Amikor a mag sűrűsége elér egy kritikus értéket ( $\sim 10^{10}g/cm^3$ ) beindul az inverz  $\beta$ -bomlás:



,ahol protonból és elektronból neutron és elektron neutrínó keletkezik. Ezt a folyamatot nevezzük neutronizációnak, aminek következtében kialakul a neutronokból álló mag. Az összeomlást a neutronok elfajulása állítja meg, ahol a degenerált neutrongáz nyomása tart egyensúlyt a gravitációval. Így jön létre a neutroncsillag, mely sűrűsége az atommag sűrűségének nagyságrendjébe esik. A külső rétegek szintén elkezdnek a centrum felé mozogni, de amikor elérik a magot, visszaverődnek róla. Ennek hatására lökéshullám indul meg a még befelé zuhanó rétegben, ami a külső régiók ledobódását eredményezi. Az összeomláskor keletkező energia elég lenne, hogy a csillag teljesen szétszóródjon, ám ez mégsem következik be, mivel léteznek energiaelnyelő mechanizmusok. Ilyen folyamat például a vasatomok fotobomlása, ahol foton hatására vasnál könnyebb magok keletkeznek. Energiát emészt fel a neutronizáció alatt keletkező neutrínók kisugárzódása, ill. a vasnál nehezebb elemek fúziója is.

A csillag robbanás előtti tömegétől függ, hogy a mag kollapszusa befejeződik-e a neutroncsillag állapotban. Ha az objektum kezdeti tömege kb. 15 naptömegnél nagyobb, akkor az elfajult neutrongáz nyomása sem elegendő, hogy ellenálljon a gravitációnak, azaz az összeomlás folytatódik és fekete lyuk jön létre [1].

A II-es típusú szupernóváknál is elkülöníthetünk 3 alcsoportot. A fénygörbe alakja alapján lehetnek II-L (lineáris) illetve II-P (platós) típusúak. Ezen kívül, ha a spektrumban keskeny emissziós vonalak figyelhetők meg, melyek csak kis mértékben vagy egyáltalán nem mutatnak P Cygni vonalprofil [4], akkor beszélhetünk IIn típusú szupernóváról. A P Cygni vonalak egy széles emissziós és egy ehhez képest kékeltolódott abszorpciós komponensből állnak. Az ilyen vonalprofil a nagy sebességgel táguló atmoszférákra jellemző [1],[4].

A IIn típusú szupernóváknál az elképzelések szerint a robbanáskor kidobódó anyag erősen kölcsönhat a sűrű cirkumsztelláris közeggel. Ez a csillagközi anyag a progenitor objektum csillagszele által, a fejlődés utolsó szakaszában kibocsátott anyagból jön létre. Ezen szupernóvák spektrumában az erős emissziós vonalak dominálnak, leginkább a  $H\alpha$  relatíve keskeny profilja figyelhető meg, mely ráakódik a spektrumra. Ez a típus innen kapta a nevét is, mivel az 'n' az angol 'narrow' (keskeny) kifejezésre utal. A megfigyelési adatok szerint néhány ilyen típusú szupernóva különösen nagy luminozitású a maximum

környékén. Valószínűleg ilyenkor a sűrű csillagközi anyagban létrejövő, a lökéshullám által indukált többletsugárzást látjuk. A IIn típusú szupernóvák fénygörbéje, maximális fényessége és elhalványodási üteme jelentős változatosságot mutat, valamint spektrumuk is igen heterogén lehet [4].

Az elmúlt néhány évben egyre több szuperfényes szupernóvát fedeztek fel. Ezek jelentős része, de nem mindegyikük IIn típusú, viszont általánosan jellemzi őket a -21 magnitúdót meghaladó abszolút fényesség. Ezeknek a szupernóváknak az átlagosnál jóval hosszabb ideig (kb. 50 napig) tart a maximális fényesség elérése és fénygörbéik halványodási üteme is lassabb, mint a szokásos. Jelenleg több elképzelés is van arra nézve, hogy ezeknél a tranzienseknél mi okozhatja ezt az extra fényességet [9]. Az egyik elmélet szerint 90-130 naptömegű csillagok összeomlása történik ilyenkor és ebben az esetben a lökéshullám és a csillagkörüli anyag erős kölcsönhatása eredményezi a nagymértékű felfényesedést. A másik magyarázat szerint a robbanás után visszamaradt magnetár (mágnesezett neutroncsillag) által keltett erős mágneses tér és a nagy mennyiségű töltött részecske kölcsönhatása következtében felszabaduló energia jelenti az extra fűtési mechanizmust [9].

# 1. Lökéshullámok a csillagok körüli anyagfelhőkben

Ha az áramló folyadék sebessége összemérhetővé válik a hang sebességével vagy meghaladja azt, a folyadék összenyomhatóságával kapcsolatos jelenségek előtérbe kerülnek. A hangsebesség feletti áramlások egyik leglényegesebb tulajdonsága, hogy lökéshullámok jöhetnek létre bennük [7]. A lökéshullám egy a termodinamikai közegben terjedő irreverzibilis diszkontinuitás, azaz olyan vékony felületréteg, amely két oldalán a sebesség és a termodinamikai paraméterek (nyomás, hőmérséklet, sűrűség, stb.) hirtelen ugrást szenvednek és melynek két oldala között anyag kicserélődés történik.

A lökéshullámok jelentős szerepet játszanak a csillagközi anyag fizikájában, mivel a csillagközi anyagban gyakran fordulnak elő lökés- vagy nyomáshullámok. A közegben lökéshullámot kelthet egy hirtelen erőteljes változás, robbanás vagy a lokális hangsebesség-nél gyorsabb mozgás. Lokális hangsebességnek a helykoordináták függvényének tekintett hangsebességet szokás nevezni. Ugyanis nagy sebességű áramlások esetén a tér egyes pontjaiban a hangsebesség változhat, mivel az őt meghatározó termodinamikai mennyiségek különbözőek lehetnek ezekben a koordinátákban [7]. Ilyen jelenségekre lehetnek példák a HII-zónák, a szupernóva maradványok vagy akár a szupernóva-robbanások is.

Ahhoz, hogy az asztrofizikában alkalmazzuk a lökéshullámokat, tisztában kell lennünk a lökéshullámok általános tulajdonságaival. A lökéshullámok vizsgálatához tegyük fel, hogy a közegben mindenhol megmarad a termodinamikai egyensúly, kivéve azt az infinitezimálisan vékony héjat, amit lökéshullámnak nevezünk. Ezt feltehetjük, mivel a mérések azt mutatják, hogy például a szupernóváról ledobott héj magával söpri a csillagközi anyagot és a gázt egy igen vékony rétegbe nyomja össze. Vegyünk két felületet a diszkontinuitás mindkét oldalán és tegyük fel, hogy a paraméterek változása ebben a tartományban történik. Stacionárius, azaz időben állandó lökéshullám esetén ezek a felületek egymáshoz képest változatlanok maradnak. A diszkontinuitáson való áthaladáskor a határfeltételeknek eleget kell tenniük a tömeg-, az impulzus- és az energiamegmaradás törvényeinek [8]. Ha a sebesség merőleges a diszkontinuitás felületére, akkor használhatunk a lökéshullámmal együtt mozgó koordináta-rendszert. A következőkben az 1-es index a lökéshullámfront előtti, míg a 2-es index a front utáni mennyiségekre vonatkozik. Így a tömeg-megmaradásra következő kifejezés adódik [6]:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (2)$$

, ahol  $\rho$  a sűrűség és  $v$  a sebesség. Az impulzus-megmaradásra az alábbi összefüggést kapjuk [6]:

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \rho_2 v_2^2 \quad (3)$$

, ahol  $P$  a nyomás. Az energia-megmaradás (egységnyi tömegre) pedig [6]:

$$U_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = U_2 + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} \quad (4)$$

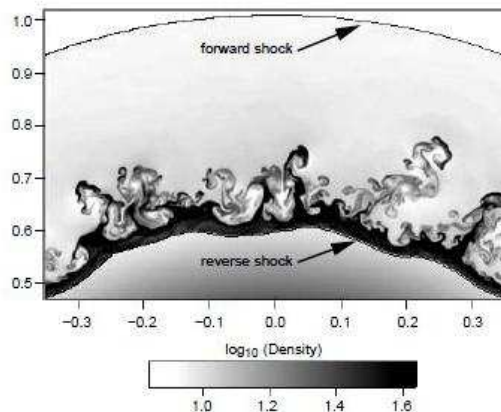
, ahol  $U$  a gáz belső energiája.

A fenti egyenletek csak abban az esetben érvényesek, amikor nincs sugárzás a közegben. A valóságban azonban a lökeshullám energiája sugárzásra vagy ionizációra is fordítható. A lökeshullám mögött a gerjesztett atomok sugároznak, ami jelentősen hűti a lökeshullám mögötti gázt. Ugyanakkor az ebből a térrészből származó sugárzás már a lökeshullám előtt eléri azt a tartományt, ahová a lökeshullám még nem ért el. Emiatt az ilyen lökeshullámok szerkezete jelentősen különbözik azokétól, amelyben nincs sugárzás. Ha nincsen sugárzás, akkor a diszkontinuitás vastagsága a részecskék szabad úthosszának nagyságrendjébe esik, míg ellenkező esetben a lökeshullámfront vastagsága ennél jóval nagyobb is lehet.



## 2. II típusú szupernóvák fénygörbe modellje

A szupernóva-robbanás során ledobott anyag beleütközik a cirkumsztelláris anyagba és meglöki azt, ebben a közegben alakul ki egy lökeshullámfront, ezt nevezi az angol szakirodalom forward shock-nak. A cirkumsztelláris anyag is meglöki a ledobódott anyagot, amiben szintén elindul egy lökeshullámfront, ami a csillag belseje felé mozog. Ezt nevezi az angol terminológia reverse shock-nak. Így létrejön egy olyan struktúra, mely a közegben egy előre és egy visszafelé terjedő lökeshullámot tartalmaz.



2. ábra. A kialakuló lökeshullám szerkezete elméleti számítások alapján [3]

### 2.1. Analitikus megoldások

Mivel egy ilyen robbanás meglehetősen bonyolult rendszert alkot, ezért a vizsgálatához bizonyos közelítésekkel kell élni. Jelen esetben például feltesszük, hogy a robbanás és a lökeshullám terjedése gömbszimmetrikusan történik, a tágulás homológ. A homológ tágulás azt jelenti, hogy az adott  $R$  sugárhoz tartozó sebesség arányos a sugárral és ez az arányosság az időben állandó [3], azaz:

$$V(R) = V_{SN}(t) \frac{R}{R_{SN}(t)} \quad (5)$$

, ahol  $V_{SN}$  a szupernóva maximális tágulási sebessége és  $R_{SN}$  a sugara egy tetszőleges  $t$  időpontban.

Ezen kívül tegyük fel, hogy a csillagközi és a robbanáskor kilökődött anyag sűrűségprofilja hatványfüggvény alakú [3]. Ez a feltevés a kollapszár szupernóváknál teljesül, amennyiben feltételezzük, hogy az általunk vizsgált lökeshullám sugara nagy a forrás méreteihez képest, de a forráshoz közel egy  $r_0$  tartományon belül a sűrűséget konstansnak tekintjük. Ezen kívül szükséges feltétel még, hogy a teljes robbanási energia a csillag centrumában keletkezik.

A cirkumsztelláris anyag (CSM) sűrűségét a következő összefüggés határozza meg:

$$\rho_{cs} = \frac{\dot{M}}{4 \pi w R_s^\alpha} \quad (6)$$

és a szupernóva maradvány sűrűsége a következőképpen írható fel, ha  $R > r_0$ :

$$\rho_{ej} = \frac{\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-3}}{R_s^n} \quad (7)$$

A fenti egyenletekben  $\dot{M}$  a tömegvesztési ráta,  $n$  a ledobódott anyag sűrűségeloszlását jellemző kitevő,  $\alpha$  a cirkumsztelláris anyag sűrűségeloszlását megadó kitevő,  $w$  a csillagszél sebessége,  $V_0$  a szupernóva maximális tágulási sebessége a  $t_0$  időpontban,  $t_0$  a CSM-kölcsönhatás kezdetéig eltelt idő,  $\rho_0$  a  $t_0$  időpontban a táguló gömbhéj centrális sűrűsége,  $R_s$  a lökéshullámfront sugara és  $t$  a robbanástól eltelt idő.

Ezen paraméterek segítségével a következő módon számolható ki a robbanáskor ledobódott tömeg:

$$M_{ej} = \int_0^{r_0} 4 \pi r^2 \rho_0 dr + \int_{r_0}^R 4 \pi r^{2-n} \rho_0 (V_0 t_0)^n dr \quad (8)$$

Az integrálás elvégzése után, amennyiben feltesszük, hogy  $r_0 = V_0 \cdot t_0$  :

$$M_{ej} = \frac{4 \pi \rho_0}{3(3-n)} \left( 3 (V_0 t_0)^n R^{3-n} - n (V_0 t_0)^3 \right) \quad (9)$$

Így végeredményként a következő közelítést kapjuk, ha  $R \rightarrow \infty$  és  $n > 3$ :

$$M_{ej} \approx \frac{4 \pi \rho_0}{3(n-3)} n (V_0 t_0)^3 \quad (10)$$

A táguló gömbhéj kinetikus energiája az alábbi egyenletek alapján határozható meg:

$$E_{kin} = \int_0^{r_0} 2 \pi r^2 \rho_0 \left( V_0 \frac{r}{R_{SN}(t_0)} \right)^2 dr + \int_{r_0}^R 2 \pi r^{2-n} \rho_0 (V_0 t_0)^n \left( V_0 \frac{r}{R_{SN}(t_0)} \right)^2 dr \quad (11)$$

Az integrálás után a végeredmény a következő, ha kihasználjuk, hogy a homológ tágulás miatt  $V_0/R_{SN}(t_0) = 1/t_0$ :

$$E_{kin} = \frac{2 \pi \rho_0}{5(5-n) t_0^2} \left( 5 (V_0 t_0)^n R^{5-n} - n (V_0 t_0)^5 \right) \quad (12)$$

Megoldásként az alábbi közelítő képletet kapjuk, amennyiben  $n > 5$ :

$$E_{kin} \approx \frac{2 \pi \rho_0}{5(n-5)} n V_0^5 t_0^3 \quad (13)$$

vagy amennyiben  $n = 5$

$$E_{kin} = \frac{2 \pi \rho_0}{5} V_0^5 t_0^3 \left( 1 + 5 \ln \left( \frac{R}{V_0 t_0} \right) \right) \quad (14)$$

A lökéshullámfront által a cirkumsztelláris anyagból összesöpört anyag tömegének meghatározása a következőképpen lehetséges:

$$M_{CSM} = \int_0^{R_s} r^{2-\alpha} \frac{\dot{M}}{w} dr \quad (15)$$

Az integrálást elvégezve:

$$M_{CSM} = \frac{\dot{M} R_s^{3-\alpha}(t_{max})}{w (3-\alpha)} \quad (16)$$

, ahol  $R_s(t_{max})$  a  $t_{max}$  időpontban mérhető lökéshullám-sugár.

### 2.1.1. Általános megoldás

Tegyük fel, hogy a lökéshullámfront egy vékony héjat alkot  $M_s$  össztömeggel,  $V_s$  sebességgel és  $R_s$  sugárral, és ezeket a mennyiségeket tekintjük a lökéshullámra jellemző adatoknak. A lökéshullámfront időbeli vizsgálatához meg kell oldani a meglökött héj mozgásegyenletét, mely a (3) egyenlet speciális esete és a következő alakban írható fel [3]:

$$M_s \frac{dV_s}{dt} = 4 \pi R_s^2 \left[ \rho_{ej} (V - V_s)^2 - \rho_{cs} V_s^2 \right] \quad (17)$$

,ahol  $V = R_s/t$  a szupernóva felhő homológ tágulásból származó sebessége az  $R_s$  helyen,  $t$  a robbanás óta eltelt idő,  $\rho_{ej}$  a kidobódott és  $\rho_{cs}$  a cirkumsztelláris anyag sűrűsége az  $R_s$  helyen.

Mivel a lökéshullám sugarának időbeli fejlődésére vagyunk kíváncsiak, ezért célszerű az előbbi mozgásegyenletet az alábbi alakba átírni [3]:

$$M_s \frac{d^2 R_s}{dt^2} = 4 \pi R_s^2 \left[ \rho_{ej} \left( \frac{R_s}{t} - \frac{dR_s}{dt} \right)^2 - \rho_{cs} \left( \frac{dR_s}{dt} \right)^2 \right] \quad (18)$$

Amennyiben ebbe az egyenletbe behelyettesítjük az össztömegre a két lökéshullámfront által összesöpört tömeget, valamint a csillagkörüli és a kidobódott anyag sűrűségére vonatkozó összefüggéseket, akkor a mozgásegyenlet a következőképpen alakul:

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\dot{M}}{w (3 - \alpha)} R_s^{3-\alpha} + 4 \pi \rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-3} \frac{R_s^{n-3}}{n-3} \right] \frac{d^2 R_s}{dt^2} = \\ & = 4 \pi R_s^2 \left[ \frac{\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-3}}{R_s^n} \left( \frac{R_s}{t} - \frac{dR_s}{dt} \right)^2 - \frac{\dot{M}}{4 \pi w R_s^\alpha} \left( \frac{dR_s}{dt} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (19)$$

,ahol a lökéshullám által összesöpört tömeg a cirkumsztelláris ( $M_{cs}$ ) és a két lökéshullámfront közötti ( $M_{rev}$ ) anyag tömegeként adódik:

$$M_s = M_{cs} + M_{rev} = \int_0^{R_s} 4 \pi r^2 \rho_{cs} dr + \int_{R_s}^{R_{SN}} 4 \pi r^2 \rho_{ej} dr \quad (20)$$

Az így előállított mozgásegyenletet kell megoldani  $R_s$ -re, hogy meg tudjuk határozni a lökéshullámfront sugarának időbeli alakulását. Speciális esetekben a mozgásegyenlet megoldható analitikusan. Ebben az esetben keressük a megoldást hatványfüggvény alakban, azaz legyen:

$$R_s = k t^\gamma \quad (21)$$

Így:

$$\frac{dR_s}{dt} = k \gamma t^{\gamma-1} \quad \text{és} \quad \frac{dR_s^2}{dt^2} = k \gamma (\gamma - 1) t^{\gamma-1} \quad (22)$$

Ezzel a differenciálegyenletet algebrai egyenletté lehet alakítani és végeredményként a következő megoldáshoz jutunk:

$$R_s(t) = \left[ \frac{4 \pi \rho_0 t_0^3 V_0^n w (3 - \alpha) (4 - \alpha)}{\dot{M} (n - 3) (n - 4)} \right]^{1/(n-\alpha)} t^{(n-3)/(n-\alpha)} \quad (23)$$

Ha  $\dot{M}/w$  értéke nagy, akkor a bolometrikus luminozitást a lökéshullám által keltett sugárzás fogja dominálni [3]. Ebben az esetben feltehetjük, hogy az általunk robbanásakor megfigyelt luminozitást teljes egészében a lökéshullám hozta létre, vagyis a kisugárzott energia a lökéshullám kinetikus energiájának termalizációjából adódik. Itt azzal a közelítéssel élünk, hogy a lökéshullám teljes luminozitása a centrum felé haladó lökéshullámtól (reverse shock) származik. Ez azért van így, mert az előre haladó lökéshullám egy ritkább közegben halad, mint a középpont felé haladó front, aminek következtében a reverse shock-tól származó tag dominálja a teljes kisugárzott energiát. A lökéshullám sugará-

nak ismeretében már meghatározhatóvá válik az általa keltett luminozitás is [3]:

$$L_{rev} = 2 \pi R_s^2 \rho_{ej} V_{rev}^3 \quad (24)$$

,ahol a csillag belseje felé haladó lökéshullám sebessége:

$$V_{rev} = \frac{R_s}{t} - \frac{dR_s}{dt} = \frac{R_s}{t} \left( \frac{3 - \alpha}{n - \alpha} \right) \quad (25)$$

Ennek az összefüggésnek a felhasználásával a luminozitás kiszámítására a következő formula adódik:

$$L_{rev} = 2 \pi \rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-6} R_s^{5-n} \left( \frac{3 - \alpha}{n - \alpha} \right)^3 \quad (26)$$

### 2.1.2. Speciális megoldások

Az előző részben tárgyalt egyenleteknek két asztrofizikailag szignifikáns megoldása létezik. Az egyik, amikor a csillagkörüli anyag sűrűségeloszlását megadó paraméter ( $\alpha$ ) éppen nulla, ami a konstans sűrűségű közegnek felel meg. A másik pedig, amikor  $\alpha = 2$ , ez tekinthető egy állandó tömegvesztéssel járó csillagszélnek, mivel ilyenkor a közeg tömegeloszlása lineáris lesz. Ezekben az esetekben az előző fejezetben tárgyalt összefüggések jelentősen leegyszerűsödnek [3].

Ha a tömegvesztési ráta nagyjából konstansnak tekinthető, akkor a cirkumsztelláris anyag sűrűsége a következőképpen adódik:

$$\rho_{cs} = \frac{\dot{M}}{4 \pi w R_s^2} \quad (27)$$

A kidobódott anyag sűrűségére itt is a korábban megadott összefüggést használjuk.

Ha a (17) mozgásegyenletben felhasználjuk, hogy a lökéshullám sugara hatványfüggvény alakú, akkor végeredményként a következő összefüggést kapjuk:

$$R_s(t) = \left[ \frac{8 \pi \rho_0 t_0^3 V_0^n w}{\dot{M} (n-3) (n-4)} \right]^{1/(n-2)} t^{(n-3)/(n-2)} \quad (28)$$

Amennyiben kihasználjuk ezt az alakot, a luminozításra egy jóval egyszerűbb egyenletet kapunk [3]:

$$L_{rev} = 4 \pi \rho_{ej} V_{rev}^3 \frac{R_s^2}{2} = \frac{(n-3) (n-4)}{4 (n-2)^3} \frac{\dot{M} V^3}{w} \quad (29)$$

## 2.2. Numerikus közelítések

Azokban az esetekben, amikor  $n$  értékei miatt a mozgásegyenletnek szingularitása van ( $n=3$ ,  $n=4$ ,  $n=\alpha$ ), a megoldások nem hatványfüggvény alakúak lesznek és analitikusan nem, csak numerikus közelítések segítségével oldhatók meg.

Ebben a három esetben a mozgásegyenlet alakja is változik, mivel a (18) képlet alapján a sűrűségekből származtatott tömegekre is más összefüggéseket kapunk. Az  $n=\alpha$  esetben az egyenlet első, míg a másik kettőnél a második tagja módosul.

- $n=\alpha$

$$M_{cs} = \frac{\dot{M} R_s^{3-n}}{w (3-n)} \quad (30)$$

- $n=4$

$$M_{ej} = \frac{4 \pi t_0^3 V_0^4 t}{R_s} \quad (31)$$

- $n=3$

$$M_{ej} = 4 \pi t_0^3 V_0^3 t \ln \left( \frac{R_{SN}}{R_s} \right) \quad (32)$$

Végeredményként a mozgásegyenletekre a következő egyenleteket kapjuk, mivel nem tudjuk kihasználni, hogy  $R_s$  hatványfüggvény alakú:

- $n=\alpha$

$$\frac{d^2 R_s}{dt^2} - \frac{n-3}{R_s} \left( \frac{dR_s}{dt} \right)^2 + \frac{2 k t^{n-4} (n-3)}{k t^{n-3} - \dot{M}/w} \frac{dR_s}{dt} - \frac{k t^{n-5} (n-3)}{k t^{n-3} - \dot{M}/w} R_s = 0 \quad (33)$$

,ahol  $k = 4 \pi \rho_0 t_0^3 V_0^n$

- n=4

$$\begin{aligned} \left( k t - \frac{\dot{M}}{w} \frac{1}{(\alpha - 3) R_s^{\alpha-4}} \right) \frac{d^2 R_s}{dt^2} - \frac{1}{R_s} \left( k t - \frac{\dot{M}}{w} \frac{1}{R_s^{\alpha-4}} \right) \left( \frac{dR_s}{dt} \right)^2 + \\ + 2 k \frac{dR_s}{dt} - \frac{k}{t} R_s = 0 \end{aligned} \quad (34)$$

,ahol  $k = 4 \pi \rho_0 t_0^3 V_0^4$

- n=3

$$\begin{aligned} \left( \frac{\dot{M}}{w} R_s^{3-\alpha} + k \ln \left( \frac{R_{SN}}{R_s} \right) \right) \frac{d^2 R_s}{dt^2} + \left( \frac{\dot{M}}{w} R_s^{2-\alpha} - \frac{k}{R_s} \right) \left( \frac{dR_s}{dt} \right)^2 + \\ + \frac{2 k}{t} \frac{dR_s}{dt} - \frac{k}{t^2} R_s = 0 \end{aligned} \quad (35)$$

,ahol  $k = 4 \pi \rho_0 t_0^3 V_0^3$

Ezek közül az n=3 esetben a ledobott anyag tömege a (8) egyenlet alapján:

$$M_{ej} = 4 \pi \rho_0 (V_0 t_0)^3 \left( \frac{1}{3} + \ln \left( \frac{R}{V_0 t_0} \right) \right) \quad (36)$$

Ez a kifejezés végtelenhez tart, ha  $R \gg (V_0 \cdot t_0)$ , ami azt jelenti, hogy ebben az esetben nincs fizikailag értelmes megoldás. Ha viszont egy kellően rövid időintervallumot veszünk (néhány 100 nap) és feltesszük, hogy  $R = R(t_{max})$ , akkor a logaritmus véges értéket ad. Ezért elméletileg ez az eset is használható fénygörbe illesztésre.

### 3. A program

Az általam írt C nyelvű program az előző részekben tárgyalt egyenletek megoldásával számol ki egy szimulált szupernóva-robbanást, valamint meghatározza a kialakult lökeshullámfront által keltett fényességet és luminozitást. Első lépésként a program egy külső fájlból olvassa be a lökeshullámra és a csillagközi anyagra jellemző konstansokat SI egységekben, melyeket rögtön át is vált a csillagászati szakirodalomban használt egységekre. Ezek a bemenő paraméterek a következők:

- Az  $n$  a kidobódott anyag sűrűségeloszlását megadó paraméter. Az elméleti modellek alapján: 7-12 [12],[5].
- Az  $\alpha$  a cirkumsztelláris anyag sűrűségeloszlását megadó paraméter. Általában  $\alpha = 2$  értéket használjuk, mivel ebben az esetben a közeg tömegeloszlása lineáris lesz.
- Az  $\dot{M}$  a tömegvesztési ráta  $M_{\odot}/\text{év}$  egységekben. A tömegvesztési ráta tipikus értéke  $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{év}$  [3].
- A  $w$  a csillagszél sebessége km/s egységekben, amely a spektroszkópiai mérések szerint 5-25 km/s [3]. A Wolf-Rayet csillagok esetében viszont elérheti az 1000 km/s-os értéket is.
- A  $V_0$  az szupernóva maximális tágulási sebessége a  $t_0$  időpontban, ami nagyságrendileg a  $10^4 - 10^5$  km/s-os tartományba esik.
- A  $t_0$  a robbanástól a cirkumsztelláris anyaggal történő kölcsönhatás beállásáig eltelt idő napokban. Ennek minimális értéke 5 – 10 nap a robbanást követően.
- A  $\rho_0$  a  $t_0$  időpontban a táguló gömbhéj sűrűsége, ami az egyenletekben egy konstans szorzófaktoraként jelenik meg és II típusú szupernóvákra  $10^{-11} - 10^{-12} g/cm^3$  nagyságrendbe esik.

A következő részben a programban megadtam az időbeli feloldás létrehozásának módját. Itt a számítási pontok számának változtatásával lehet állítani az időbeli feloldást, mely jelentősen növelheti a numerikus közelítés pontosságát. Ezzel megnő az iterációs pontok száma, vagyis kisebb lesz a lépésköz a számított értékek között. Ennek jelentősége igazán a robbanás szimulálásának kezdeti szakaszában van, mivel itt okoz nagy hibát a nem kellően finom időbeosztás.

Ezután a program végrehajt egy sor feltételvizsgálatot, hogy meghatározza a bemenő paramétereknek megfelelő mozgásegyenletet, vagyis eldönti, hogy a probléma az általános hatványfüggvény alakú megoldással meghatározható-e vagy valamely numerikus közelítésre van szükség. A megfelelően kiválasztott mozgásegyenletből meghatározza a lökeshullámfront sugarát minden időpillanatban. A numerikus közelítésnél az Euler-módszert programoztam be. Ilyenkor a másodrendű differenciálegyenletet visszavezetjük



két elsőrendűre és ezt a két elsőrendű differenciálegyenletet oldjuk meg numerikus integrálással. A másodrendű differenciálegyenlet általános alakja:

$$\frac{d^2r}{dt^2} + \frac{b}{a} \frac{dr}{dt} + \frac{c}{a} r = 0 \quad (37)$$

Legyen:

$$v(t) = \frac{dr}{dt} \quad (38)$$

differenciálegyenlet, majd alakítsuk át differenciaegyenletté, ekkor:

$$\Delta r = v \Delta t \quad (39)$$

Így:

$$\frac{d^2r}{dt^2} \approx \frac{\Delta v}{\Delta t} = - \left( \frac{b}{a} \frac{\Delta r}{\Delta t} + \frac{c}{a} r \right) \Rightarrow \Delta v = - \left( \frac{b}{a} \frac{\Delta r}{\Delta t} + \frac{c}{a} r \right) \Delta t \quad (40)$$

Minél kisebbre vesszük a  $\Delta t$  lépésközt, annál pontosabban megkapjuk az általunk keresett függvény értékét és így kielégítő pontosságú eredményt kaphatunk a megoldani kívánt problémára.

A program a luminozítás kiszámításához nem az előző részben tárgyalt egyenletet alkalmazza, mivel az csak a hatványfüggvény megoldás esetén lenne alkalmazható, hanem egy teljesen általános összefüggést használ. Így a luminozítás azonos egyenlet alapján határozható meg bármilyen bemenő paraméterek esetén, amennyiben azzal a közelítéssel élünk, hogy  $dR_s/dt \approx \Delta R_s/\Delta t$ , ahol  $\Delta t$  a programban alkalmazott időlépés,  $\Delta R_s$  pedig két egymás utáni időpillanatban kiszámolt lökeshullámsugár különbsége. Így a differenciálegyenlet algebrai egyenletté alakul. Ezzel a luminozítást az alábbi egyenlet segítségével számolhatjuk:

$$L = \frac{2 \pi \rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-3}}{R_s^{n-2}} \left( \frac{R_s}{t} - \frac{\Delta R_s}{\Delta t} \right)^3 \quad (41)$$

A program ezután kimenetként egy fájlba írja az összes időpontot a hozzájuk tartozó sugár, luminozítás és bolometrikus magnitúdó értékekkel együtt. Az így kapott adatok felhasználásával már létre lehet hozni a modell szupernóva fénygörbéjét és össze lehet hasonlítani, hogy a különböző bemenő paraméterek milyen hatással vannak annak alakjára és meredekségére. Lehetőség nyílik arra, hogy az így kapott fénygörbék és a mérési adatok összevetéséből becslést adjunk a szupernóva-robbanás fizikai tulajdonságait leíró mennyiségekre.

A program forráskódja a Függelékben található.

## 4. Eredmények

A mérések és a modell összevetésének célja az volt, hogy megvizsgáljam az előző fejezetekben tárgyalt modell alkalmazhatóságát szuperfényes szupernóvák esetében és meghatározzam az illesztés korlátait.

Mindegyik szupernóva esetében a mérési adatokra való illesztést úgy végeztem, hogy a bemeneti paraméterek összhangban legyenek a megfigyelési adatokkal. Így a bemenő paramétereket csak akkor vettem reálisnak, ha ezek az előző részben megadott tipikus értéktartományon belüliek voltak és az ezen adatokból előállított fénygörbe szemre a lehető legjobb illeszkedést adta a mérési adatokkal.

Az illesztések során először csak  $t_0$  és  $\alpha$  értékét tekintettem konstansnak, míg a többi paramétert változtattam. A későbbiekben lerögzítettem még  $\dot{M}$  és  $w$  értékét is, mivel azt tapasztaltam, hogy a fentiekben megszabott értékhatárok között ezek változtatása nem eredményez jelentős eltéréseket a fénygörbékben.

### 4.1. SN 2006gy

Az SN 2006gy jelű szupernóvát a Texas Supernova Search program fedezte fel a ROTSE-IIIb teleszkóp felvételein 2006 szeptember 18-án az NGC 1260-ban. A robbanás feltételezett időpontja 2006. augusztus 20 [12]. A robbanás korai szakaszában felvett spektrumban megjelenő keskeny hidrogén vonalak alapján ez a szupernóva a II<sub>n</sub> típusba lett besorolva. Az SN 2006gy a szuperfényes szupernóvák közé tartozik, mivel fényessége a maximum környékén elérte a -22 magnitúdót.

A szülő galaxis egy S0/Sa típusú galaxis, melynek vöröseltolódása a NED (NASA/IPAC Extragalactic Database) szerint  $z=0.01919$ . Ahhoz, hogy a szupernóva mért fényességét ( $m_R$ ) abszolút magnitúdó skálára transzformáljuk, meg kell határozni az objektum távolságát. Itt feltesszük, hogy a szupernóva távolsága megegyezik a szülő galaxis távolságával, ami a vöröseltolódás és a Hubble-törvény segítségével meghatározható:

$$d = \frac{z \cdot c}{H_0} \quad (42)$$

,ahol  $c$  a fénysebesség és  $H_0 = 73.8 \pm 24$  km/s/Mpc a Hubble-állandó [10]. Végeredményként azt kapjuk, hogy az SN 2006gy kb. 78 Mpc távolságban található. A felvételek szűrő nélkül készültek, de a CCD chip érzékenységi tartománya miatt nagyjából Johnson R szűrőnek felelnek meg. A vörösödési törvény használatával meg kell határozni az extinkció értékét ezen a hullámhossz tartományon. Smith és munkatársai a cikkükben a vörösödésre  $E(B-V)=0.74$  magnitúdós értéket adtak meg. Ebből az extinkció V szűrőre:

$$A_V = 3.1 \cdot E(B - V) \quad (43)$$

Ebból kiszámítható az R szűrőre vett extinkció, mivel tudjuk, hogy [11] :

$$A_R \approx 0.81 \cdot A_V \quad (44)$$

BC=0 bolometrikus korrekciót feltételezve ezeknek az adatoknak az ismeretében megkaphatjuk a szupernóva bolometrikus fényességét:

$$M_{bol} = m_R + 5 - 5 \log d[pc] - A_R \quad (45)$$

A bolometrikus magnitúdó és a luminozitás között fennálló összefüggésből a következőképpen lehet meghatározni a luminozitást:

$$L = L_{\odot} 10^{-\frac{M_{bol}-4.75}{2.5}} \quad (46)$$

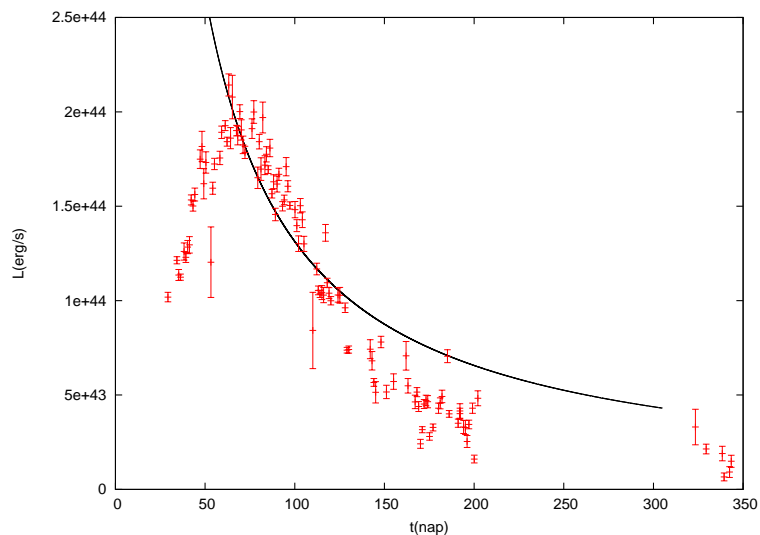
, ahol L a szupernóva és  $L_{\odot}$  a Nap luminozitása. Az ily módon kapott eredmények már alkalmasak a 2. fejezetben tárgyalt modellel történő összevetésre.

A dolgozatban felhasznált, eddig nem publikált méréseket a ROTSE-IIIb távcsővel készítették, és a témavezetőm bocsátotta a rendelkezésemre. A 2006gy jelű szupernóva esetében a ránézésre becsült legjobb illesztést az 1. táblázatban található adatok szolgáltatták.

	n	$\alpha$	$\dot{M}(M_{\odot}/\text{év})$	w(km/s)	$V_0(\text{km/s})$	$t_0(\text{nap})$	$\rho_0(g/cm^3)$
1. modell	5	2	$10^{-5}$	20	$3.6 \cdot 10^4$	5	$10^{-13}$
2. modell	6	2	$10^{-5}$	25	$4 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$
3. modell	5.5	2	$10^{-5}$	25	$2.15 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$

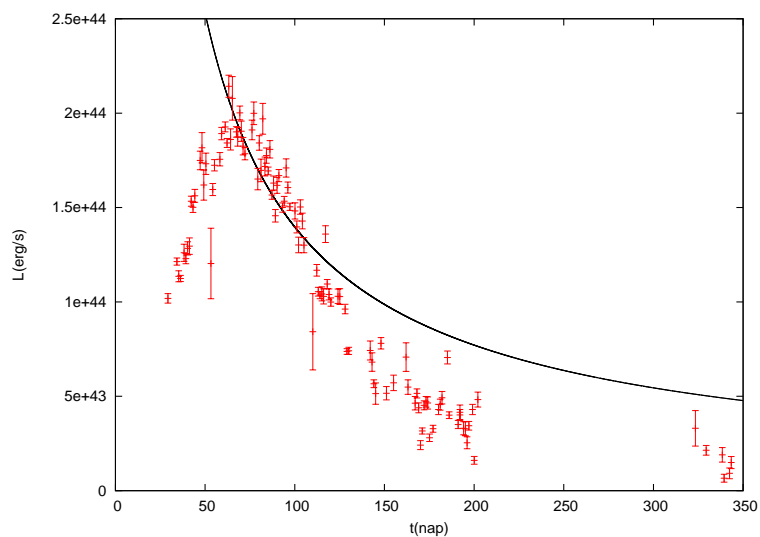
1. táblázat. Az SN 2006gy illesztési adatai

Ezek közül a 1.modellből származó görbe közelíti meg leginkább a valódi fénygörbét, ezt az illesztést az alábbi grafikon mutatja. A fénygörbe illesztésére csak a maximum utáni néhány tíz napot felölelő intervallumban van egyáltalán lehetőség. A fénygörbe felszálló szakaszának szimulálására azért nem alkalmas a használt modell, mert nem veszi figyelembe a sugárzás terjedését, elnyelődését a cirkumsztelláris anyagfelhőben.



3. ábra. A 2006gy fénygörbéjére legjobban illeszkedő modellgörbe

Az SN 2006gy jelű szupernóvánál megvizsgáltam azt az esetet, amikor  $\alpha \neq 2$ , tehát a cirkumsztelláris anyag nem egyenletes tömegkiáramlással jött létre. Ebben az esetben a legjobb illesztés a következő grafikonon látható.



4. ábra. Az SN 2006gy adatsor legjobb illesztése  $\alpha \neq 2$  esetben

Ehhez az eredményhez a következő bemenő paraméterek tartoznak:

n	$\alpha$	$\dot{M}(M_{\odot}/\text{év})$	w(km/s)	$V_0(\text{km/s})$	$t_0(\text{nap})$	$\rho_0(g/cm^3)$
6	2.5	$10^{-4}$	20	$1.8 \cdot 10^5$	5	$10^{-12}$

2. táblázat. Az SN 2006gy  $\alpha \neq 2$  illesztési adatai

Látszik, hogy az egyezés egy kicsit jobb, mint az  $\alpha = 2$  esetben, viszont a szupernóva tágulási sebessége extrém értékeket vesz fel ( $V_0 \simeq 2/3 \cdot c$ ), ahol már a relativisztikus hatásokat is figyelembe kéne venni, erre azonban ez a modell nem alkalmas.

A szupernóva által ledobott tömeg, a kinetikus energia és a cirkumsztelláris felhő tömegére kapott értékeket a következő táblázat foglalja össze:

	$M_{ej}(M_\odot)$	$E_{kin}(10^{51}\text{erg})$	$M_{CSM}(M_\odot)$
1. modell	2	187	0.09
2. modell	22	623	0.09
3. modell	30	410	0.093

3. táblázat.

Az 1. modell elvetése mellett szól, hogy  $2 M_\odot$ -nyi ledobott anyaghoz a  $10^{53}$  erg nagyságrendű mozgási energia érték túl nagynek tűnik, mivel az  $E = mc^2$  összefüggés alapján ekkora energiaértékhez kb. 0.1 naptömegnyi nyugalmi tömegű anyagnak kell átalakulnia energiává, de nem ismerünk olyan robbanási mechanizmust, amely képes ezt létrehozni.

Az SN 2006gy esetében megnéztem, hogy a legjobb illeszkedés esetén milyenek lesznek a bemeneti paraméterek, ha feltesszük, hogy a ledobott anyag tömege kb.  $100M_\odot$  volt. Ezt az esetet azért érdemes megvizsgálni, mert a szuperfényes szupernóvákra vonatkozó ún. párintabilitás elmélet jóval  $100M_\odot$  feletti progenitor tömegeket jósol [12]. Az 1. modell esetén nem lehet ilyen illesztési paramétereket találni, ezért itt a 3.modell adja a legjobb eredményt. Az ehhez tartozó bemeneti értékek a következők:

n	$\alpha$	$\dot{M}(M_\odot/\text{év})$	w(km/s)	$V_0(\text{km/s})$	$t_0(\text{nap})$	$\rho_0(g/cm^3)$
5.5	2	$5 \cdot 10^{-16}$	20	$6.46 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$
5.5	2	$5 \cdot 10^{-11}$	25	$2.99 \cdot 10^4$	5	$10^{-11}$
5.5	2	$5 \cdot 10^{-14}$	2000	$6.46 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$
5.5	2	$5 \cdot 10^{-9}$	2500	$2.99 \cdot 10^4$	5	$10^{-11}$

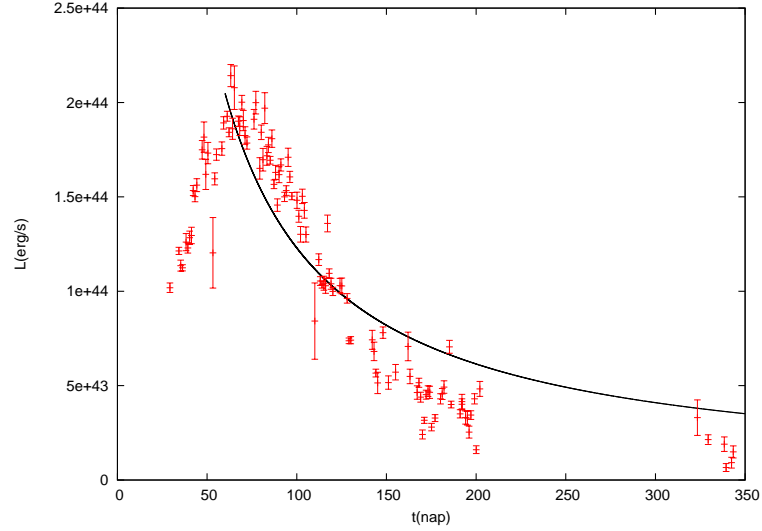
4. táblázat. Az SN 2006gy  $M_{ej} = 100M_\odot$  illesztési adatai

Ilyenkor csak abban az esetben lesz megfelelő az egyezés, ha a tömegvesztési ráta és a csillagszél hányadosa extrém kis értéket vesz fel ( $\dot{M}/w \sim 10^{-17} - 10^{-12}$ ).

Ennél a szupernóvánál megvizsgáltam, hogy milyen eredményre vezet az a feltevés, hogy a cirkumsztelláris anyag (CSM) nem a szupernóva közvetlen közelében helyezkedik el, hanem a robbanásnak időre van szüksége ahhoz, hogy a kölcsönhatás bekövetkezzen. Ebben az esetben a bemeneti paraméterek közül  $t_0$  értékét a fénygörbe maximumának időpontjával helyettesítettem.

n	$\alpha$	$\dot{M}(M_{\odot}/\text{év})$	w(km/s)	$V_0(\text{km/s})$	$t_0(\text{nap})$	$\rho_0(g/cm^3)$
5	2	$10^{-5}$	20	$8 \cdot 10^3$	60	$10^{-13}$

5. táblázat. Az SN 2006gy illesztési adatai távoli CSM esetén



5. ábra. A 2006gy fénygörbéjére legjobban illeszkedő modellgörbe távoli CSM esetén

Látszik, hogy hasonlóan jó illesztést lehet elérni ezzel a plusz előfeltétellel. Viszont ennek az elképzelésnek az a nagy előnye, hogy a legjobb illesztéshez kiszámolt fizikai paramétereket nem kell elvetni, mert itt hihető a ledobott anyag tömegéhez képest a kinetikus energia értéke. Ezek az adatok a következő táblázatban láthatók.

$M_{ej}(M_{\odot})$	$E_{kin}(10^{51}\text{erg})$	$M_{CSM}(M_{\odot})$
75	148	0.09

6. táblázat.

## 4.2. SN 2006tf

Az SN 2006tf is egyike a legfényesebb eddig felfedezett szupernóváknak. Az SN 2006tf jelzésű szupernóvat 2006. december 12-én fedezte fel a Texas Supernova Search program [13]. Az észlelés után 10 nappal készített spektrum alapján ezt a szupernóvat a IIn típusba sorolták. Az SN 2006tf egy  $z=0.074$  vöröseltolódással rendelkező halvány galaxisban tűnt fel, azaz a távolsága nagyjából 308 Mpc, ha a  $H_0$  Hubble-állandó értékét  $72\text{km/s/Mpc}$ -nek vesszük [13]. Így a szupernóva abszolút fényessége a maximum környékén elérte a  $-20.7$  magnitúdó körüli értéket.

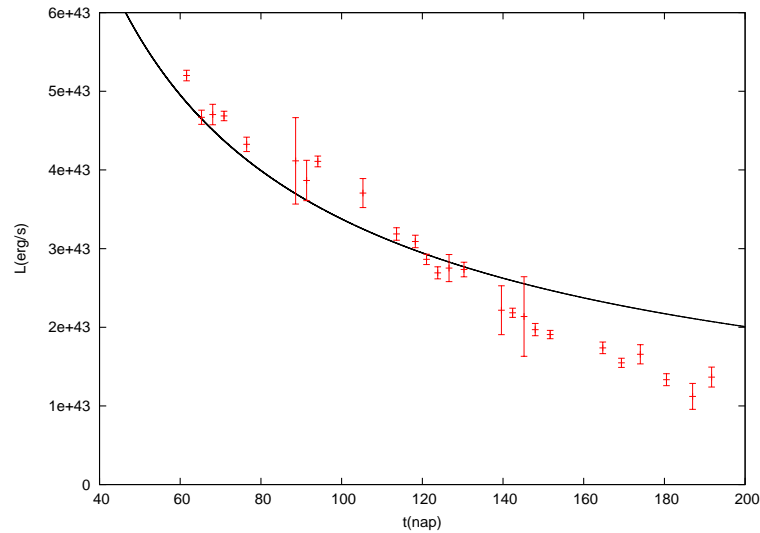
Az összevetéshez használt mérési adatokat a KAIT (Katzman Automatic Imaging

Telescope) készítette [13] . A 2006tf szupernóva esetében a legjobb illesztéseket az alábbi paraméterek adták:

	n	$\alpha$	$\dot{M}(M_{\odot}/\text{év})$	w(km/s)	$V_0(\text{km/s})$	$t_0(\text{nap})$	$\rho_0(g/cm^3)$
1. modell	7	2	$10^{-5}$	20	$4.2 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$
2. modell	6	2	$10^{-5}$	25	$2.95 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$

7. táblázat. Az SN 2006tf illesztési adatai

Mindkét esetben a fénygörbe maximuma utáni kb. 40 napban adja jól vissza a mérési adatokat az illesztés, de a későbbi szakaszban már a 2. modell ad jobb egyezést. A 2. modell bemeneti paramétereivel készített illesztés az alábbi ábrán látható.



6. ábra. Az SN 2006tf legjobb fénygörbe illesztése

A bemeneti paraméterek és a modell segítségével kiszámolt lökéshullám-sugár ismeretében kiszámítható a szupernóva-robbanáskor a csillagból kidobódott tömeg ( $M_{ej}$ ), a táguló gömbhéj kinetikus energiája ( $E_{kin}$ ) és a cirkumsztelláris anyag tömege ( $M_{CSM}$ ) is a (10), a (13) valamint a (16) egyenlet alapján. Ezeket az értékeket a következő táblázat foglalja össze:

	$M_{ej}(M_{\odot})$	$E_{kin}(10^{51}\text{erg})$	$M_{CSM}(M_{\odot})$
1. modell	22	463	0.04
2. modell	9	135	0.03

8. táblázat.

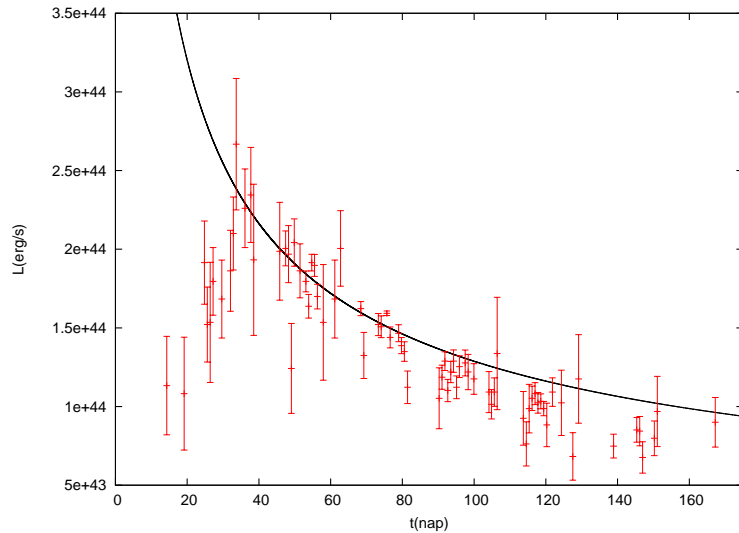
### 4.3. SN 2008am

Az SN 2008am egy II<sup>n</sup> típusba sorolt szupernóva, amit a ROTSE Supernova Verification Project (RSVP) fedezett fel. Az első felvételt a tranziensről a ROTSE-IIIb teleszkóp készítette 2008. január 10-én, majd kb. 200 napig történtek további fotometriai észlelések ugyanezzel a távcsővel [2]. Ez a szupernóva egy  $z=0.2338$  vöröseltolódású galaxisban robbant, azaz a luminozitás távolsága nagyjából 1130 Mpc. Az SN 2008am maximális fényessége  $-22.3$  magnitúdó körüli értéket mutatott. Ezzel a fényességgel az SN 2008am is a szuperfényes szupernóvák családjában tartozik. Az illesztéshez használt mérési adatok a ROTSE-IIIb készítette [2]. A 2008am jelű szupernóva esetében a legjobb illesztéseket az alábbi paraméterek adták:

	n	$\alpha$	$M(M_{\odot}/\text{év})$	w(km/s)	$V_0(\text{km/s})$	$t_0(\text{nap})$	$\rho_0(g/cm^3)$
1. modell	7.5	2	$10^{-5}$	20	$6.4 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$
2. modell	7.3	2	$10^{-5}$	20	$6.3 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$

9. táblázat. Az SN 2008am illesztési adatai

Ebben az esetben mindkét illesztés jó egyezést mutat a mérési adatokkal, de ez nem meglepő, mivel az általam vizsgált szupernóvák közül ennek a tranziensnek voltak a legnagyobbak a mérési hibái az objektum nagy távolsága miatt. A két fénygörbe közül egy kicsit jobb a 2.modellhez tartozó, de az eltérés nem szignifikáns. Az alábbi grafikonon az ebből származó illesztés látható.



7. ábra. Az SN 2008am legjobb fénygörbe illesztése



A (10), a (13) és a (16) egyenlet alapján a progenitorból kidobódó tömeg ( $M_{ej}$ ), a táguló gömbhéj kinetikus energiája ( $E_{kin}$ ) és a cirkumsztelláris anyag tömege ( $M_{CSM}$ ) ebben az esetben a következő lett:

	$M_{ej}(M_{\odot})$	$E_{kin}(10^{51}\text{erg})$	$M_{CSM}(M_{\odot})$
1. modell	74	3260	0.06
2. modell	72	3190	0.065

10. táblázat.

#### 4.4. SN 2008es

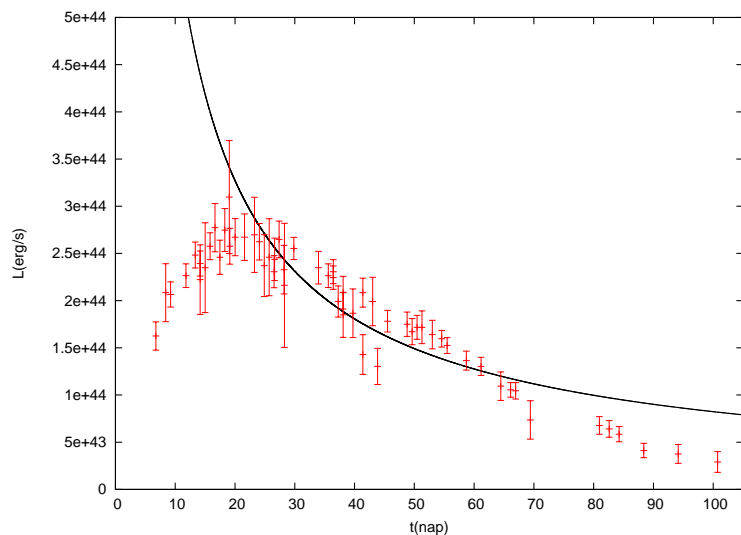
Az SN 2008es-t a ROTSE-IIIb (Robotic Optical Transient Search Experiment) teleszkóp fedezte fel 2008. április 26-án [5]. A ROTSE-IIIb az első megfigyelés után még kb. 50 napig folytatta ennek a tranziensnek a megfigyelését. Az SN 2008es egy szuperfényes szupernóva, melynek maximális vizuális magnitúdó értéke elérte a -22.2 magnitúdót. A fénygörbe és a spektrum együttes vizsgálata alapján ez a szupernóva a fényes II-L altípusba lett besorolva.

Az összevetéshez használt mérési adatokat a Gezari és munkatársai által publikált cikk [5] szolgáltatta. A 2008es jelű szupernóva esetében a legjobb illesztéseket az alábbi paraméterek adták:

	n	$\alpha$	$\dot{M}(M_{\odot}/\text{év})$	w(km/s)	$V_0(\text{km/s})$	$t_0(\text{nap})$	$\rho_0(g/cm^3)$
1. modell	5.5	2	$10^{-5}$	20	$2.8 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$
2. modell	7	2	$10^{-5}$	20	$5.4 \cdot 10^4$	5	$10^{-12}$

11. táblázat. Az SN 2008es illesztési adatai

Ebben az esetben az 1. modell adja a jobb illeszkedést, ami a 8. ábrán látható.



8. ábra. Az SN 2008es legjobb fénygörbe illesztése

A progenitorból kidobódó tömegre ( $M_{ej}$ ), a táguló gömbhéj kinetikus energiájára ( $E_{kin}$ ) és a cirkumsztelláris anyag tömegére ( $M_{CSM}$ ) a (10), a (13) illetve a (16) egyenlet felhasználásával a következő értékek adódtak:

	$M_{ej}(M_{\odot})$	$E_{kin}(10^{51}\text{erg})$	$M_{CSM}(M_{\odot})$
1. modell	8	192	0.03
2. modell	46	1630	0.03

12. táblázat.

## Diszkusszió

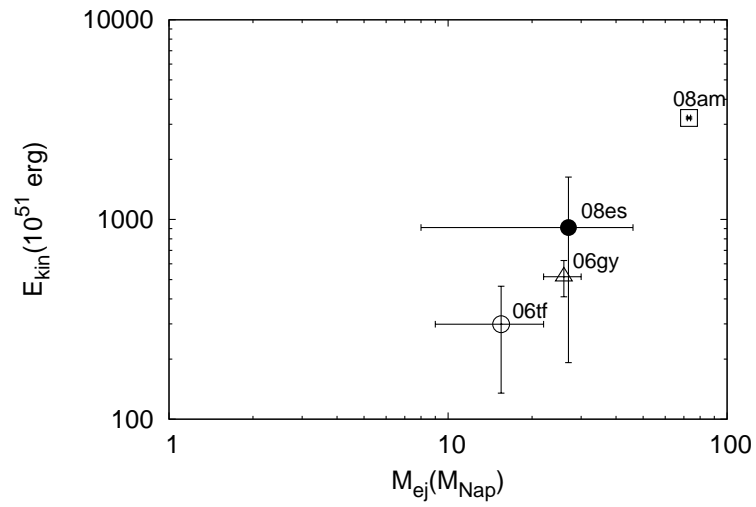
Az előbbieken tárgyalt elmélet sikere abban áll, hogy egyáltalán képes magyarázattal szolgálni a szuperfényes szupernóváknál megjelenő extrém maximális fényességre. Így első közelítésben egy lehetséges mechanizmust szolgáltat ezen objektumok fizikai paramétereinek meghatározására. Ennek a modellnek a nagy hibája, hogy nem képes a fénygörbe felfutó szakaszát meghatározni, mivel azzal a feltevessel él, hogy a csillagközi anyag és a lökeshullám kölcsönhatásából származó sugárzás azonnal megfigyelhető, azaz a cirkumsztelláris anyag optikailag vékony. Így az illesztésnél csak a fénygörbe maximumának környékén van esélyünk egyáltalán egyezést elérni. A fenti grafikonokból látszik, hogy a legjobb egyezést a maximum utáni kb. 40-80 napon belül kapunk. Ebből következik, hogy ez a modell nem képes átfogó képet adni a sugárzás terjedéséről, mivel a fénygörbe későbbi szakaszának leírására nem alkalmas. Látszik, hogy ez a modell egy lehetséges elképzelést nyújt, de a pontosabb leíráshoz szükség van más energiakeltő folyamatok feltételezésére is.

Az SN 2006gy-nál elvégzett illesztésből az is kiderül, hogy ennél a modellnél célszerű az  $\alpha$  értékét 2-nek venni, mivel ellenkező esetben a szupernóva tágulási sebessége fénysebességhez közeli értékeket vesz fel, aminek kezelésére ez a modell nem alkalmas a relativisztikus hatások megjelenése miatt. Az is látszik, hogy az elméleti jóslatokkal ellentétben akkor kapunk megfelelő egyezést, ha a robbanáskor ledobódó anyag sűrűségeloszlását megadó paramétert 7-nél kisebbnek vesszük, azaz jobb az illeszkedés, ha a sűrűséggradiens kisebb.

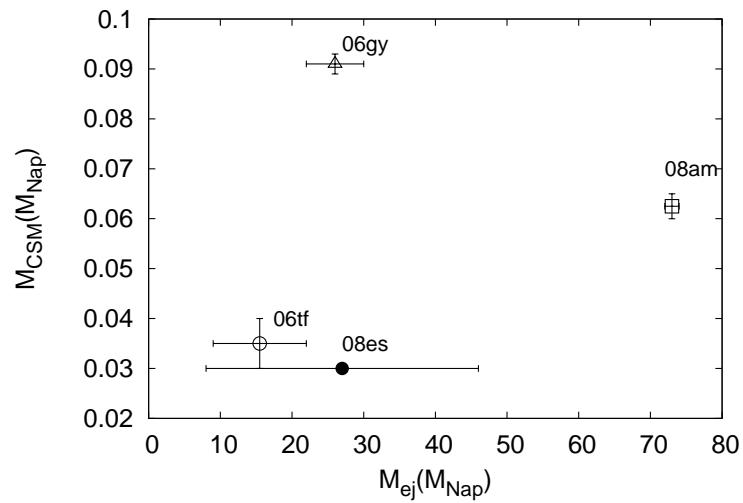
Fontos megfigyelés még, hogy a vizsgált szupernóvák ledobott anyagának bemeneti paraméterekből számolt tömege egyik esetben sem haladta meg a  $100M_{\odot}$ -t, ami összhangban van azzal a megfigyelési ténnyel, hogy az ilyen nagy tömegű csillagok igen ritkák. Viszont ha feltesszük, hogy a ledobott anyag tömege kb.  $100 M_{\odot}$  volt, akkor a tömegvesztési rátának kell extrém kicsinek lennie ( $\sim 10^{-11} - 10^{-9} M_{\odot}/\text{év}$ ). Ilyenkor egyenletes tömegvesztést feltételezve nagyságrendileg  $10^7 - 10^{10}$  év kell ahhoz, hogy a jelentős kölcsönhatáshoz szükséges cirkumsztelláris anyag a csillag környezetébe kerüljön. Ez túl sok idő egy ilyen nagy tömegű csillag fejlődési üteméhez képest, ezért ez az illesztés nem tűnik túl reálisnak.

A következő két ábra egyike a mozgási energia, míg a másik a cirkumsztelláris anyagfelhő tömegének értékét mutatja a ledobott tömeg függvényében. Látszik, hogy a ledobott tömeg növelésével nő a mozgási energia, de az anyagfelhő tömege független ennek értékétől. A kinetikus energia és a ledobott tömeg közti összefüggés megfelel az elvárásainknak, mivel tudjuk, hogy ezen két mennyiség között lineáris kapcsolat áll fenn. Ezzel szemben az, hogy a cirkumsztelláris és a ledobott anyag tömege nem mutat semmiféle korrelációt első ránézésre ellentmondásosnak tűnik, ugyanis egy nagyobb tömegű csillag a nagyobb sugárnyomás miatt több anyagot veszít, vagyis a két mennyiség valamilyen módon összefügg egymással. Ez az ellentmondás abból adódik, hogy a (16) egyenlet csak a kölcsön-

hatás kialakulásához minimálisan szükséges CSM tömeget képes meghatározni, vagyis a cirkumsztelláris anyagfelhő tényleges tömege a meghatározottnál jóval nagyobb értékű is lehet.



9. ábra. A mozgási energia függése a ledobott tömegtől



10. ábra. A cirkumsztelláris anyagfelhő tömegének függése a ledobott tömegtől

# Összefoglalás

Munkám során áttekintettem a szupernóva-robbanásban ledobott gázfelhő és a csillagkörüli anyagfelhő kölcsönhatásánál fellépő fizikai jelenségeket. A lökéshullám fékeződéséből megbecsültem a kisugárzott energiát. Ezt a modellt összevettem a 2006gy, a 2006tf, a 2008am és a 2008es jelű szupernóvák mérési eredményeivel. Ezen szupernóvák esetén az illesztési paramétereiből megbecsültem a csillagkörüli anyagfelhő minimális és a robbanáskor ledobó anyag tömegét, valamint a lökéshullámfrontok által létrehozott gömbhéj mozgási energiáját. Megállapítottam, hogy:

- az általam vizsgált modell alkalmas a szuperfényes szupernóvák extrém maximális fényességének magyarázatára
- a cirkumsztelláris anyag sűrűségeloszlását megadó paramétert célszerű 2-nek választani, mert ellenkező esetben a tágulási sebesség fénysebességhez közeli értékeket vesz fel
- a robbanáskor ledobott anyag sűrűségeloszlása határozza meg a fénygörbe meredekségét, ezért a vizsgált szupernóvák gyors halványodási üteme miatt ezt a paramétert célszerű 7-nél kisebbnek választani
- ezeknél a szupernóváknál a modell alapján kiszámolt, a robbanáskor ledobott anyag tömege egyik esetben sem haladta meg a párintabilitás elmélet által jósolt  $100M_{\odot}$ -t
- ha mégis  $100M_{\odot}$ -el történik az illesztés, akkor a tömegvesztési ráta kis értéke miatt a csillag teljes élettartama alatt nem kerül a cirkumsztelláris térbe a kölcsönhatás létrejöttéhez szükséges mennyiségű anyag
- hasonlóan jó egyezés érhető el a modell és a mérési adatok között, ha azzal a feltevéssel élünk, hogy a cirkumsztelláris anyag nem közvetlenül a csillag körül helyezkedik el és a kölcsönhatás létrejöttéig néhány tíz napnak el kell telnie

## Hivatkozások

- [1] B. Carrol and D. Ostlie: An Introduction of Modern Astrophysics, Addison-Wesley, 2007
- [2] E. Chatzopoulos et al., 2011, ApJ, 729, 143
- [3] R. A. Chevalier and C. Fransson: Supernova interactoin with a circumstellar medium. In Supernovae and Gamma-Ray Bursts, 2001.
- [4] A. V. Filippenko, 1997, Annu. Rev. Astron. Astrophys, 35, 309
- [5] S. Gezari et al., 2009, ApJ, 690, 1313
- [6] J. I. Katz: High Energy Astrophysics, The Benjamin/Cummings Publishing Co., 1986
- [7] Landau and Lifsic: Elméleti fizika VI, Tankönyvkiadó, 1980.
- [8] Marik Miklós: Fejezetek az elméleti asztrofizikából, Tankönyvkiadó, 1979
- [9] Quimby et al., 2011, Nature, 474, 487
- [10] Riess et al., 2011, ApJ, 730, 119
- [11] Schleger et al., 1998, ApJ, 500, 525
- [12] N. Smith et al., 2007, ApJ, 666, 1116
- [13] N. Smith et al., 2008, ApJ, 686, 467

## Függelék: A program forráskódja

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

#define N 100000

double n, alfa;
double dM, w;
double V0,t0;
double ro0;
double Rs[N],t[N];
double L[N];
double dRs[N];
double dt;
int adatbe()
{
FILE *f;
f=fopen("sn.dat","rt");
fscanf(f,"%lf %lf %lf %lf %lf %lf %lf ",&n ,&alfa, &dM, &w, &V0, &t0, &ro0);
dM=(1.9891*1e33/(365.25*24*3600))*dM;
w=1e5*w;
V0=1e5*V0;
t0=86400*t0;
fclose(f);
}
int time()
{
FILE *f;
int i;
for(i=0;i<N;i++)
{
t[i]=t0/86400.0+i*dt;
}
return i;
}
double shock(int T)
{
```

```

int i;
double k,c1,c2;
double K,h,v,dv,dR[N],r;
K=4.0*M_PI*ro0*pow(t0,3.0)*pow(V0,n);
if(n==alfa)
{
v=V0;
Rs[0]=V0*t0;
for(i=0;i<T;i++)
{
t[i]=86400*t[i];
h=K*pow(t[i],n-3.0)-dM/w;
dv=dt*((n-3.0)*v*v/Rs[i]-2.0*K*(n-3.0)*v*pow(t[i],n-4.0)/h
+K*(n-3.0)*pow(t[i],n-5.0)*Rs[i]/h);
v=v+dv;
dR[i]=v*dt;
Rs[i+1]=Rs[i]+dR[i];
dRs[i]=dR[i];
} }
else
{
if(n==3)
{
v=V0;
r=1e15;
Rs[0]=V0*t0;
for(i=0;i<T;i++)
{
t[i]=86400*t[i];
h=K*log(r/Rs[i])+dM*pow(Rs[i],3.0-alfa)/(w*(3.0-alfa));
dv=dt*(v*v*(K/Rs[i]-dM*pow(Rs[i],2.0-alfa)/w)/h-2.0*K*v/(t[i]*h)
+K*Rs[i]/(t[i]*t[i]*h));
v=v+dv;
dR[i]=v*dt;
Rs[i+1]=Rs[i]+dR[i];
dRs[i]=dR[i];
} }
else
{

```



```

if (n==4)
{
v=V0;
Rs[0]=V0*t0;
for(i=0;i<T;i++)
{
t[i]=86400*t[i];
h=K*t[i]-dM/(w*(alfa-3.0)*pow(Rs[i],alfa-4.0));
dv=dt*(v*v*(K*t[i]-dM/(w*pow(Rs[i],alfa-4.0)))/(Rs[i]*h)-2.0*K*v/h
+K*Rs[i]/(t[i]*h));
v=v+dv;
dR[i]=v*dt;
Rs[i+1]=Rs[i]+dR[i];
dRs[i]=dR[i];
} }
else
{
for(i=0;i<T;i++)
{
t[i]=86400*t[i];
k=4.0*M_PI*(3.0-alfa)*(4.0-alfa)*pow(t0,3.0)*pow(V0,n)*w*ro0/(dM*(n-3.0)*(n-4.0));
c1=1.0/(n-alfa);
c2=(n-3.0)/(n-alfa);
Rs[i]=(pow(k,c1))*(pow(t[i],c2));
if(i==0) dRs[i]=1e14;
else dRs[i]=Rs[i]-Rs[i-1];
} } } }
return T;
}
double luminozitas(int T)
{
int i;
double k,c1,c2,V,v;
for(i=0;i<T;i++)
{
k=2.0*M_PI*pow(t0,3.0)*pow(V0,n)*ro0;
c1=(2.0-n);
c2=(n-3.0);
V=Rs[i]/t[i]-dRs[i]/(dt*86400.0);

```

```

L[i]=k*(pow(Rs[i],c1))*(pow(t[i],c2))*pow(V,3.0);
}
return T;
}
int adatki(int k)
{
FILE *f;
int i;
double l[N],Llog[N],Mbol[N],dW;
f=fopen("sn_num.out","wt");
i=0;
for(i=0;i<k;i++)
{
t[i]=t[i]/86400;
Rs[i]=Rs[i]/1e15;
l[i]=L[i]/1e42;
Llog[i]=log10(L[i]);
Mbol[i]=4.75-2.5*log10(L[i]/(3.846*1e33));
fprintf(f,"%lf %lf %lf %lf %lf %lf \n",t[i],Rs[i],L[i],l[i],Llog[i],Mbol[i]);
}
fclose(f);
return i;
}
int main()
{
dt=0.001;
adatbe();
time(N);
shock(N);
luminozitas(N);
adatki(N);
}

```

## Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek a rengeteg segítségért és türelméért, melyet a dolgozat elkészítése során kaptam tőle.

Valamint szeretném megköszönni szüleimnek, akik mindig támogattak, és érdeklődtek a munkám iránt, még ha nem is mindig értették, amiről beszélek.

# Nyilatkozat

Alulírott **Nagy Andrea** Fizikus MSc szakos hallgató (ETR azonosító: NAAPADT.SZE) a „**Szupernóvák keltette lökéshullámok kölcsönhatása sűrű csillagkörüli anyaggal**” című diplomamunka szerzője fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések általános szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Szeged, 2012.május 18.

.....  
*a hallgató aláírása*