

Szegedi Tudományegyetem Természettudományi és Informatikai Kar

Fizikai Intézet, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

DIPLOMAMUNKA

Nukleáris reakcióhálózatok hatása kollapszár szupernóvák fénygörbemodelleire

Készítette: Szányi Balázs

Csillagász MSc szakos hallgató

Témavezető: Dr. Nagy Andrea, tudományos munkatárs

Szeged

2021

Tartalomjegyzék

| | |
|--|-----------|
| 1. Bevezetés és célkitűzés | 2 |
| 2. Csillagfejlődés | 3 |
| 2.1. Protocsillag evolúciója | 3 |
| 2.2. Csillagfejlődés a fősorozaton | 5 |
| 2.3. Kis tömegű csillagok fejlődése a fősorozat után | 6 |
| 2.4. Nagy tömegű csillagok fejlődése a fősorozat után | 8 |
| 2.5. Kollapszár szupernóvák | 9 |
| 3. Magfúzió | 12 |
| 3.1. Magreakciók energetikája | 12 |
| 3.2. Magfúzió a csillagokban | 15 |
| 3.2.1. Hidrogénégés | 15 |
| 3.2.2. Héliumégés | 19 |
| 3.2.3. Héliumnál nehezebb elemek fúziója | 20 |
| 4. Modellezés | 22 |
| 4.1. Csillagfejlődés modellezése a MESA-val | 22 |
| 4.1.1. MESA modellek összeállítása | 22 |
| 4.1.2. Eredmények | 23 |
| 4.2. Szupernóva-robbanások modellezése a SNEC-el | 28 |
| 4.2.1. SNEC modellek összeállítása | 29 |
| 4.2.2. Eredmények | 31 |
| 4.3. Szupernóva fénygörbék analitikus modellezése az LC2-vel | 35 |
| 4.3.1. LC2 modellek összeállítása | 35 |
| 4.3.2. Eredmények | 36 |
| 5. Diskusszió, összefoglalás | 38 |
| Felhasznált irodalom | 39 |
| Köszönetnyilvánítás | 40 |
| Függelék | 41 |
| Nyilatkozat | 47 |

1. Bevezetés és célkitűzés

A csillagok belső szerkezetéről megfigyelések útján csak közvetett módon tudunk információt szerezni. Így ezen égitestek fizikai viszonyainak megismerésében egyre nagyobb szerephez jut a csillagok evolúciójának és belső szerkezetének numerikus modellezése. Egy, az erre a célra fejlesztett, és igen széles körben használt programcsomag a MESA¹. Az egyik legfontosabb tényező a csillag evolúciója során a magfúzió, ami a csillagok energiatermelő folyamata, és egyben meghatározza az égitest fejlődési állapotát is. A MESA-ban a fúzió beállítása ún. reakcióhálózatok alkalmazásával történik, amelyek tartalmazzák a szükséges magátalakulási folyamatokat, ezek energiatermelési rátáját, valamint a csillagban előforduló kémia elemek listáját is.

Tudományos diákköri munkám² célja a MESA által használt különböző reakcióhálózatok vizsgálata volt, ezen belül is első sorban azt tanulmányoztam, hogy ezek változtatása milyen hatással van a modellek végső kémiai összetételére. Diplomamunkám során ezt a projektet terjesztettem ki a nagy tömegű csillagmodellek szupernóva-robbanásainak vizsgálatával. A szupernóva-robbanások fénygörbéinek előállítására a SNEC³ nevű programot használtam, majd az így kapott luminozitás-idő grafikonokat a témavezetőm által írt, LC2⁴ elnevezésű fél-analitikus kóddal is reprodukáltam.

¹Paxton, B.; Bildsten, L.; Dotter, A.; Herwig, F.; Lesaffre, P.; Timmes F.: 2011, Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA). ApJS, 192:3

²Szányi, B.: 2020, Nukleáris hálózatok modellcsillagok kémiai szerkezetére gyakorolt hatása. TDK dolgozat, SZTE

³Morozova, V.; Piro, A. L.; Renzo, M., Ott, C. D.; et al.: Light Curves of Core-collapse Supernovae with Substantial Mass Loss Using the New Open-source SuperNova Explosion Code (SNEC). 2015, ApJ, 814,63

⁴Nagy, A. P.; Vinkó, J.: 2016, A two-component model for fitting light curves of core-collapse supernovae. A&A, 589, A53

2. Csillagfejlődés

2.1. Protocsillag evolúciója

A csillagok nagy tömegű ($10^3 - 10^5 M_\odot$) interstelláris molekulafelhőkben keletkeznek. Az ideális gáznak tekintett felhőben a gáz hőmérséklete egyensúly közeli állapotot tart a gravitációval, így érvényes a viriáltétel:

$$\Omega + 2U = 0, \quad (1)$$

ahol Ω a felhő gravitációs, U pedig a belső energiája. Ha ez az alapvetően stabil rendszer egy perturbáció hatására megbomlik, megindul a gravitációs összehúzódás. Ez akkor történik meg, amikor a felhő átlép egy kritikus tömeget, az ún. Jeans-tömeget:

$$M > M_J = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{5\bar{R}}{G\mu}\right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}} \rho^{-\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

ahol \bar{R} az egyetemes gázállandó, G a gravitációs állandó, μ az átlagos molekulásúly, ρ a molekulafelhő sűrűsége, T pedig a hőmérséklete. A gravitációs kollapszus első szakasza az *izotermikus összehúzódás*. Ugyanis kezdetben a felhő sűrűsége még kicsi ahhoz, hogy az összehúzódás során felszabaduló gravitációs energia elnyelődjön. Az energia szabadon (rendszerint infravörös sugárzás formájában) kisugárzódik, és a felhő hőmérséklete kvázi állandó marad. A sugár csökkenésével a sűrűség nő, így a Jeans-tömeg - a sűrűségfüggése miatt - csökken, a felhő egyes tartományai maguk is instabillá válnak, megindul a fragmentáció. Amint a sugarára teljesül, hogy

$$R \sim (M\kappa)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

ahol κ az opacitás, a felhő optikailag vastaggá válik, azaz már képes elnyelni a saját sugárzását. Ezt követi az *adiabatikus összehúzódás* szakasza. Adiabaticus folyamat esetén teljesül, hogy $T \sim \rho^{\gamma-1}$, ahol γ a felhő átlagos politróp kitevője (ideális gáz esetén a fajhőhányados), így a Jeans-tömegekre érvényes összefüggés a következő alakú lesz:

$$M_J \sim \rho^{\frac{3\gamma-4}{2}}. \quad (4)$$

A stabil egyensúly feltétele alapján $\gamma > \frac{4}{3}$, így a sűrűség növekedésével a Jeans-tömeg is nő, tehát leáll a fragmentáció, kialakul a protocsillag. A protocsillag luminozitása a felszabaduló gravitációs energiából származik, ami kezdetben elég nagy. Azonban a felhő alacsony hőmérséklete miatt az energiaterjedés konvekció útján történik. Ennek következtében a protocsillag olyan mértékben húzódik össze, amilyen ütemben a konvekció képes eltávolítani róla az energiát.

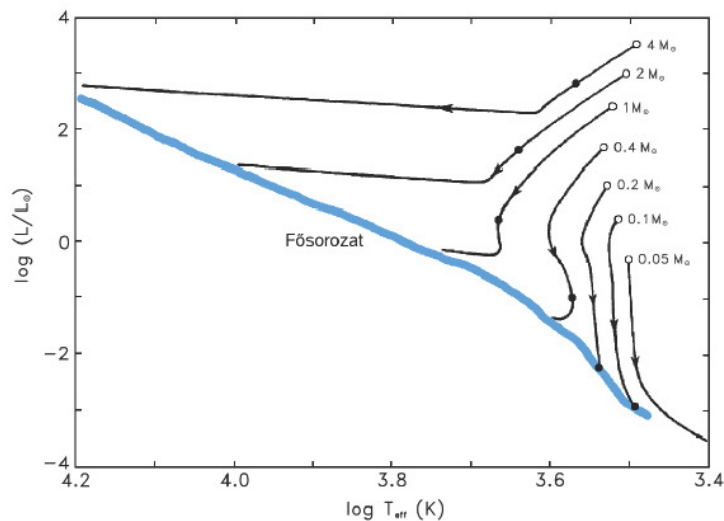
Teljesen konvektív csillagok luminozitására az alábbi összefüggés áll fenn:

$$L \sim M^6 T_{eff}^{-6}, \quad (5)$$

ahol a T_{eff} az effektív hőmérséklet. Tehát a lassú adiabatikus összehúzódás során a hőmérséklet növekedésével a luminozitás meredeken csökken, a protocsillag pedig a Hertzsprung–Russell-diagram (HRD) nagy luminozitású és alacsony hőmérsékletű tartományából közel függőlegesen halad a kisebb luminozitások felé. Ez a trajektória az ún. Hayashi-vonal. Amikor a hőmérséklet eléri a kb. 10^5 kelvint, a molekulák és atomok disszociálnak, illetve ionizálódnak, így csökken az opacitás, ezáltal a konvekció helyett a radiatív energiatranszport válik jelentősé. Ekkor a luminozitás tömeg- és effektív hőmérséklet függése az alábbi alakra változik:

$$L \sim M^{\frac{10}{3}} T_{eff}^{\frac{4}{3}}. \quad (6)$$

Azaz a hőmérséklet növekedésével a luminozitás is nőni fog, a protocsillag a HRD-n balra fordul, és amint a magban beindul a hidrogénfúzió, a csillag eléri a fősorozatot. A különböző tömegű csillagok főszorozatra történő ráfejlődését az 1. ábra mutatja.



1. ábra. Különböző tömegű csillagok ráfejlődése a főszorozatra (forrás: astro.u-szeged.hu)

2.2. Csillagfejlődés a fősorozaton

A fősorozat (Main Sequence, MS) a HRD bal felső sarkától a jobb alsó sarkáig átlósan húzódó, csillagokkal sűrűn benépesített sávja, melynek oka, hogy a csillagok életkoruk jelentős részét ebben az állapotban töltik. A csillagok az ún. nullkorú fősorozat (Zero Age Main Sequence, ZAMS) és a magyar terminológiában csak fősorozatnak nevezett Terminal Age Main Sequence (TAMS) között fejlődnek, előbbi a hidrogénfúzió beindulását, utóbbi a végét jelöli. A ZAMS és a TAMS közötti fejlődés a csillag kémiai összetételbeli változásának következménye, ami a csillagszerkezet átalakulását vonja maga után. Fősorozaton a magban csak hidrogénfúzió zajlik, így a μ_c átlagos centrális molekulásúly változását az alábbi differenciállal lehet felírni:

$$\frac{d\mu_c}{dt} = -\mu_c^2 \left[2 \frac{dX}{dt} + \frac{3}{4} \frac{dY}{dt} \right] = -\mu_c^2 \frac{5}{4} \frac{dX}{dt}, \quad (7)$$

ahol X a hidrogén, Y a hélium tömegszázaléka. Tehát a mag héliumtartalmának növekedése az átlagos molekulásúly növekedését vonja maga után. A

$$P_c = \frac{\rho_c}{\mu_c} \bar{R} T_c \quad (8)$$

állapotegyenlet alapján - ahol ρ_c a centrális sűrűség, T_c a centrális hőmérséklet - a mag P_c nyomása fordítottan arányos az átlagos molekulásúlyával. Hidrosztatikai egyensúly esetén a centrális nyomás állandó, így az átlagos molekulásúly növekedésével a hőmérsékletnek és a sűrűségnek is nőnie kell. A ρ_c és a T_c lassú növekedésére a fúzió reakciórátája is nő, ami tovább növeli a μ_c -t, így pozitív visszacsatolás alakul ki, a mag egyre gyorsuló ütemben égeti a hidrogént. A fenti folyamatra a kis tömegű csillagok luminozitásuk és sugaruk lassú növelésével reagálnak, így a

$$T_{eff} = \left(\frac{L}{4\pi\sigma R^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (9)$$

összefüggés értelmében - ahol σ a Stefan-Boltzmann állandó - az effektív hőmérsékletük jelentős mértékben nem változik. Nagy tömegű csillagok esetén a luminozitás igen nagyra nő, ami miatt az energiaterjedés csak konvekció útján tud megvalósulni. $20M_{\odot}$ körül a csillag luminozitása megegyezik a

$$L_E = \frac{4\pi G c M}{\kappa} \quad (10)$$

Eddington-féle kritikus luminozitással, ahol c a fénysebesség.

Mivel a növekvő luminozitást a reakcióráta nem tudja tovább növelni, így tömegvesztés indul be, ami a centrális sűrűség és hőmérséklet csökkenéséhez vezet, aminek hatására a fúzió is lelassul. Tehát nagy tömeg esetén nem alakul ki jelentős visszacsatolás. A luminozitás állandósága miatt ezen csillagok vízszintes irányban fejlődnek el a fősorozatról.

A fősorozati állapot végére a csillag magja egy közel izotermikus héliumgömbbé válik, ahol a centrális hőmérséklet még nem elég magas a héliumégés beindulásához. A fúzió az ezt övező hidrogéngazdag héjban zajlik, ami tovább növeli a mag tömegét, ami így zsugorodik és felmelegszik. A hidrogénhéj a héliummagra nyomást gyakorol, ezen nyomásnak egyensúlyban meg kell egyeznie a centrális nyomással. A külső nyomás azonban nem monoton növekszik, valamint létezik egy maximális értéke, amely a következő feltétel alapján határozható meg:

$$\frac{M_c}{M} \approx 0,54 \left(\frac{\mu}{\mu_c} \right)^2. \quad (11)$$

A számítások szerint az egyenlet $M_c \approx 0,1M$ esetén teljesül, azaz az izotermikus héliummag tömege a csillag tömegének maximum egytizede lehet. Ez az ún. Schönberg-Chandrasekhar-határ.

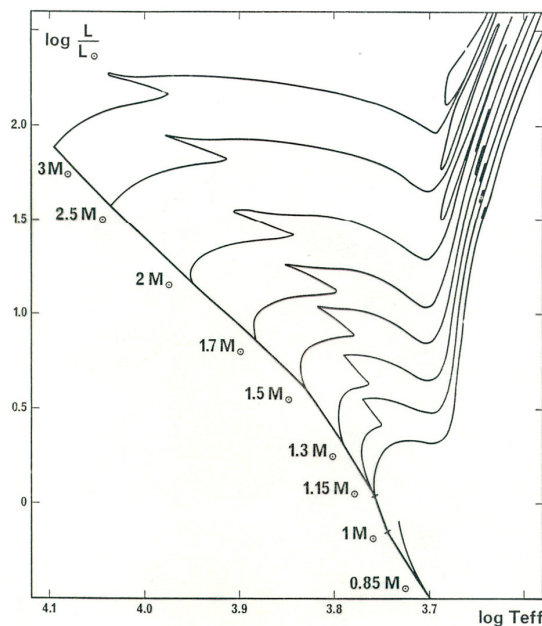
2.3. Kis tömegű csillagok fejlődése a fősorozat után

Ahogy az izotermikus héliummag tömege nő, egy idő után átlépi a Schönberg-Chandrasekhar-határt, így Kelvin-Helmholtz-időskálán összehúzódásba kezd. A mag egyre sűrűbb és forróbb lesz, ami fűti a hidrogénburkot, ahol így a fúzió egyre hevesebben zajlik. Az így keletkezett energia egy része a csillag külső részének tágulására fordítódik. A tágulás hatására a luminozitás és az effektív hőmérséklet csökkenni kezd, megnő az opacitás, ami egy konvektív réteg kialakulásához vezet a burookban. A konvektív réteg megállítja a tágulást, majd egészen a hidrogénhéjig lejutva, felkeveri a mélyebb rétegek anyagát a felszínre, ezáltal a csillag megfigyelt kémia összetétele megváltozik. Ez az *első felkeveredés (first dredge up)*.

A csökkenő hőmérséklet miatt a hidrogén rekombinálódik, ezáltal csökken a burok opacitása, az energia ki tud jutni a felszínre. A zsugorodó mag így növeli a luminozitást, míg az effektív hőmérséklet lényegében nem változik, a csillag a Hayashi-vonal mentén felfelé mozog a HRD-n, ez a *vörös óriáság (Red Giant Branch, RGB)*. A zsugorodó héliummag egy kritikus sűrűségnél degenerált lesz. Ekkor az elektronok Fermi-energiája összemérhetővé válik a termikus energiával. Az elfajult elektrongáz nyomása hozzáadódik a mag nyomásához, ami $0,5 M_{\odot}$ alatt megállítja a mag összehúzódását még a héliumfúzió előtt. $0,5 M_{\odot}$ felett az összehúzódás folytatódik, 10^8 kelvines hőmérsékletet elérve pedig beindul a 3α -folyamat. Mivel az elfajult anyag nyomása független a hőmérséklettől, a fúzió során termelt energia csak a hőmérsékletet

növeli, a nyomást nem, a mag nem kezd tágulásba. Az emelkedő T_c tovább gyorsítja a fúziót, ami robbanásszerűen indul be, ez az ún. *héliummag-felvillanás (He-core flash)*. A hőmérséklet emelkedésével megszűnik a degeneráció, a mag kitágul és lehűl, kialakul az új egyensúlyi konfiguráció: héliumégés a magban, és hidrogénfúzió a magot övező héjban. Ez a II. populációs csillagoknál a *horizontális ág (Horizontal Branch, HB)*, I. populációs csillagok esetén pedig az ún. *vörös hurok*.

A hélium égésével kialakul egy szénből és oxigénből álló inaktív mag (CO-mag), a fúzió a még héliumból álló héjban zajlik, ami egyre szűkül, ezáltal növelve az energiatermelést. Ez arra kényszeríti a felette lévő anyagot, hogy lehűljön, aminek hatására a burok kitágul. Ekkor a csillag a Hayashi-vonaltól balra, a vörös óriáság felé fejlődik, ez az *aszimptotikus óriáság (Asymptotic Giant Branch, AGB)*. A luminozitás ekkor a hidrogénegető héjból származik, ami tovább növeli a héliumhéj tömegét, ezáltal a csillag instabil lesz, ami termális pulzusokhoz vezet. A tömegnövekedés hatására a héliumhéj degenerált lesz, és idővel lejátszódik egy hasonló folyamat, mint a héliummagban, csak kisebb energiával. Ez a *héliumhéj-felvillanás (He-shell flash)*. A hirtelen energianövekedés a hidrogén- és héliumhéj közötti konvektív réteg kialakulásához vezet, amelynek mélysége a pulzusok erősségével egyre nő, és újra és újra felkeveri a csillagot (*második és harmadik felkeveredés*). A termális pulzusok tömegvesztést indukálnak, végül a csillagból csak a degenerált CO-mag marad, azaz kialakul a *fehér törpe*, ami a kis tömegű csillagok végállapota. A kis tömegű csillagok fősorozat utáni fejlődését a 2. ábra mutatja.

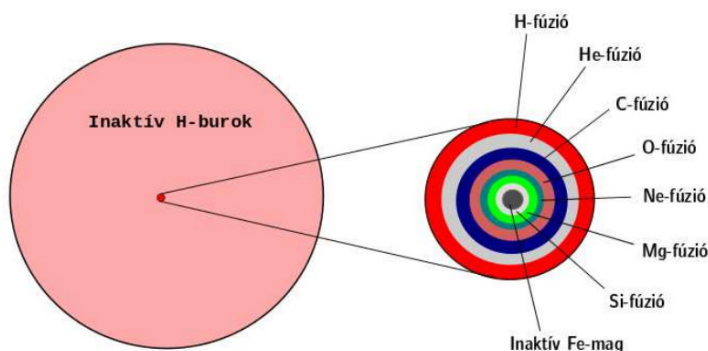


2. ábra. Különböző tömegű csillagok fejlődése a fősorozat után (forrás: astro.u-szeged.hu)

2.4. Nagy tömegű csillagok fejlődése a fősorozat után

Nagy tömegű csillagoknál a héliumfúzió még a degeneráció előtt megindul, így nincs héliummag-felvillanás. A csillag nem a horizontális ágra kerül, hanem a Hayashi-vonaltól eltávolodik a magasabb hőmérsékletek felé, ez az ún. *kék hurok*. A szén fúzióját követően a csillag ismét egy kék hurokra kerül, majd ez a folyamat újra és újra bekövetkezik, ahogy beindulnak a nehezebb elemek fúziói. Mivel a fúziók energiahozama egyre csökken, az egyensúly fenntartásához a fúziós rátának egyre magasabbnak kell lennie, így a csillag gyorsulva égeti nukleáris üzemanyagát. Végül kialakul egy inaktív vasmag, ami egyre nő és sűrűsödik, körülötte pedig hagymahéj-szerkezetben zajlik a kisebb elemek fúziója (3. ábra). A kb. 2×10^9 kelvin elérésevel a magban jelentősé válik a fotobomlás, ami kezdetben egyensúlyt tart a fúzióval. Mikor a magban a hőmérséklet átlépi a 8×10^9 kelvint, a sűrűség pedig a 10^{10} g/cm^3 -t, beindul a neutronizáció, azaz eltűnnek a szabad elektronok, így az elfajult elektrongázból származó nyomás lecsökken, és a vasmag összeroppan.

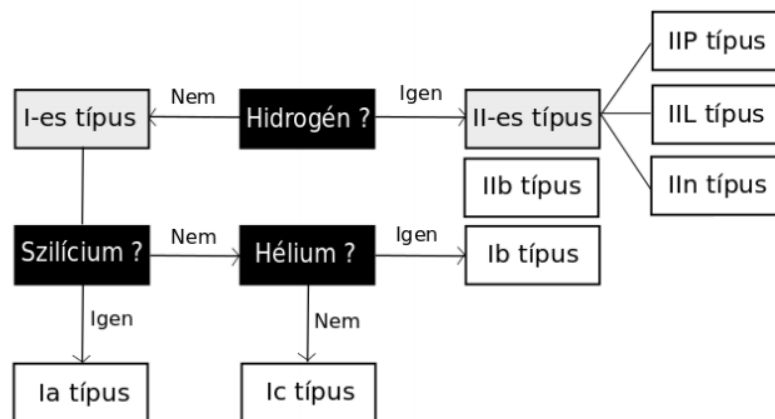
A vasmag tömege az összeomlás pillanatában kb. a fehér törpékre vonatkozó Chandrasekhar-tömeg ($1,44 M_{\odot}$). Mikor a neutronizáció teljessé válik, egy ekkora tömegű neutrongömb alakul ki, ez a *neutroncsillag*. Ha a kezdeti tömeg $20\text{-}30 M_{\odot}$ alatti, a kollapszust a neutronok elfajulása lelassítja, vagy akár meg is állítja. Azaz az ilyen csillagok végállapota egy neutroncsillag lesz. Ha a csillag tömege $20\text{-}30 M_{\odot}$ felett volt, akkor az összeomlást az elfajult neutrongáz nyomása sem tudja megállítani és *fekete lyuk* alakul ki.



3. ábra. A nagy tömegű csillagok jellegzetes hagymahéj-szerkezete (forrás: Kollapszár szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezése)

2.5. Kollapszár szupernóvák

A szupernóvákat színképük és robbanási mechanizmusok alapján is osztályozhatjuk. Attól függően, hogy színképükben található-e hidrogén vagy sem (4. ábra), II-es illetve I-es típusba sorolhatjuk őket. Fizikai megfontolás alapján termonukleáris (Ia típusú) és kollapszár (Ib, Ic, II-P, II-L, II_n, II_b) szupernóvákat különböztetünk meg. Munkám során ezen altípusok közül én az ún. II-P-vel foglalkoztam, melyek hidrogénben gazdag színképpel és platós fénygörbével rendelkeznek. A II-P-k a kollapszár szupernóvák leggyakoribb fajtái, minden bizonnyal vörös szuperóriás csillagok (8-25 M_{\odot}) végállapotai, melyek a robbanás előtt jórészt megtartották hidrogénburkukat.



4. ábra. A szupernóvák osztályozása (forrás: Kollapszár szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezése)

Az ilyen objektumok esetén a szupernóva-robbanás az alábbiak szerint zajlik. A vasmag összeomlása során kialakult neutroncsillag nyomása sokkal nagyobb, mint a buroké, így a behulló anyag a neutrongömbről visszapattan és tágulásba kezd. A táguló és a még befelé hulló burok összeütközik, és közöttük egy lökéshullám alakul ki. A lökéshullám kifelé terjedve összenyomja a burok anyagát, így egy magas hőmérsékletű táguló burok jön létre, amelyben fúzió is zajlik. A lökéshullám erősen sugároz, viszont a fotonok kezdetben csak lassú diffúzió útján képesek terjedni, így a lökéshullám gyorsabban mozog a saját sugárzásánál.

Amint a lökéshullám a burok külső része felé távolul, a csökkenő sűrűséggel a közepes szabad úthossz is megnő, a fotonok diffúziója felgyorsul és a lökéshullám láthatóvá válik, ez az ún. *shock breakout* avagy a *lökéshullám lecsatolódása*. Ennek feltétele:

$$\tau < \frac{c}{v_s} \quad (12)$$

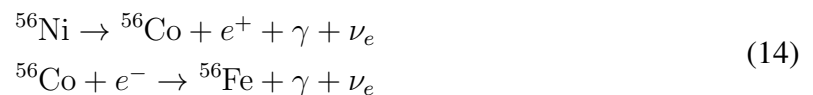
ahol τ a lökéshullám optikai mélysége, v_s pedig a sebessége.

A II-P típusú szupernóvák korai szakaszában a lökéshullám által felfűtött burok lassú diffúzióval kisugározza a termikus energiáját, továbbá energiaveszteséggel jár az adiabatikus tágulás is, mely során a burok hőmérséklete is csökken. A burok tágulására jellemző, hogy egy adott réteg expanziós sebessége arányos a középponttól mért távolsággal:

$$v(r) = v_{max} \frac{r}{R_{max}} \quad (13)$$

ahol v_{max} , R_{max} a külső réteg tágulási sebessége és sugara. Ennek az ún. homológ tágulásnak az egyik következménye, hogy a külső rétegek gyorsabban fognak lehűlni. Kezdetben a fotoszféra még a felszínnél található, így mikor ott a hőmérséklet a rekombinációs hőmérséklet alá csökken, a közeg átlátszóvá válik. Mivel az átlátszatlan térrész határát tekinthetjük a fotoszférának, a tágulás során ez a tartomány együttmozgó koordináta-rendszerben vizsgálva a centrum felé fog mozogni, mégpedig a hűlés ütemében. A fotoszféra mentén a hőmérséklet közel állandó, továbbá ez a befelé mozgás kompenzálni fogja a burok tágulásából adódó méretnövekedést, azaz egy konstans látszó méret és fényesség lesz megfigyelhető. Ez a szakasz a II-P szupernóváknál a *plató fázis*.

Amint a hőmérséklet a teljes burokban az ionizációs hőmérséklet alá csökken, a hidrogén rekombinálódik, aminek következtében eltűnnek a szabad elektronok. Az átlátszó burkot a robbanásakor keletkezett radioaktív nikkelt és kobalt bomlása fogja fűteni:

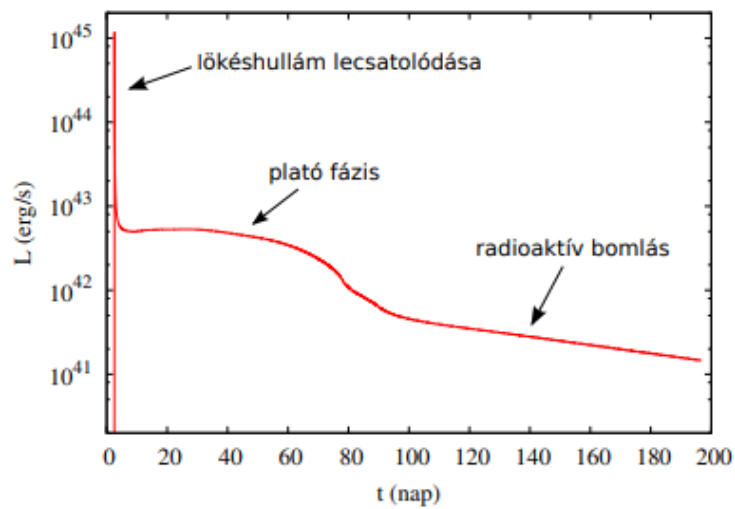


ahol a nikkelt bomlásának felezési ideje 6,1; míg a kobalté 77,7 nap. Ez a szakasz az ún. *nebuláris fázis*.

A radioaktív bomlás során keletkezett γ -fotonok elnyelődnek, majd termalizáció után optikai fotonként sugározódnak ki. A nebuláris fázisban a luminozitást a

$$L \sim \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (15)$$

összefüggés adja meg, ahol λ a kobalt bomlási állandója, N_0 pedig a nikkelt bomlásából keletkezett kobalt atommagok száma. A II-P típusú szupernóvák fényességváltozásának fázisait az 5. ábra mutatja.



5. ábra. II-P típusú szupernóvák fényességváltozásának fázisai (forrás: Kollapszár szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezése)

3. Magfúzió

3.1. Magreakciók energetikája

Az atommagok egymással vagy elemi részecskékkel történő ütközésének hatására végbemenő átalakulását nevezzük magreakciónak. Egy tipikus magreakció az alábbi formalizmussal írható fel:



ahol nagybetűk az atommagokat, kisbetűk pedig a részecskéket jelöli. Az ilyen reakciók által felszabadult Q energia a kötési energiák különbsége:

$$Q = \Delta E_b + \Delta E_Y - \Delta E_a - \Delta E_X. \quad (17)$$

A kötési energia az a minimális energiaérték, amivel a magból az összes nukleonja kiszakítható. Az atommag tömege mindig kisebb mint az őt alkotó nukleonok össztömege, ezért a mag kötési energiája a tömegdefektus alapján számítható ki. Az 56-os tömegszámú vasig az atommagok kötési energiája kisebb, mint az ütköző atommagoké, így a fúzió csak a vas-csoportig eredményez energiaszabadulást. Egységnyi térfogaton egységnyi idő alatt lejátszódó magreakciók száma az r reakcióráttával adható meg:

$$r = n_a n_X \int f(v) v \sigma(v) dv = n_a n_X \langle \sigma v \rangle, \quad (18)$$

ahol n_a a bombázó-, n_X a célrészecskék koncentrációja, v a bombázó részecskék sebessége, $f(v)$ a sebességeloszlás-függvény, $\sigma(v)$ a hatáskeresztmetszet, $\langle \sigma v \rangle$ pedig a sebességekre átlagolt hatáskeresztmetszet. A fenti összefüggések alapján megadható az egységnyi tömeg által 1 másodperc alatt termelt energia, az ún. energiakeltési ráta:

$$\epsilon = \frac{Qr}{\rho} = \frac{n_a n_X Q}{\rho} \langle \sigma v \rangle = \epsilon_0 \rho \lambda T^\nu, \quad (19)$$

ahol ρ az egységnyi térfogat tömege, λ a sűrűség-, ν a hőmérséklet hatványkitevője. A reakcióráttával a bombázott magok koncentrációjának időbeli változása is felírható:

$$\frac{dn_X}{dt} = -r = -n_a n_X \langle \sigma v \rangle. \quad (20)$$

A reakciók egyik fontos paramétere a *hatáskeresztmetszet*, ami egy valószínűség jellegű mennyiség. Értéke a σ_u klasszikus ütközési hatáskeresztmetszettől, a Coulomb-gáton történő átjutáshoz szükséges σ_a alagutazási valószínűségtől, illetve a Coulomb-gát hatásaitól független effek-

tusok energiafüggését tartalmazó $S(E)$ asztrofizikai S-faktortól függ:

$$\sigma(E) = S(E)\sigma_u\sigma_a = S(E)\frac{1}{E}\exp\left[-\frac{Z_1Z_2e^2\sqrt{2m}}{h\sqrt{E}}\right] = S(E)\frac{1}{E}\exp\left[-\frac{b}{\sqrt{E}}\right] \quad (21)$$

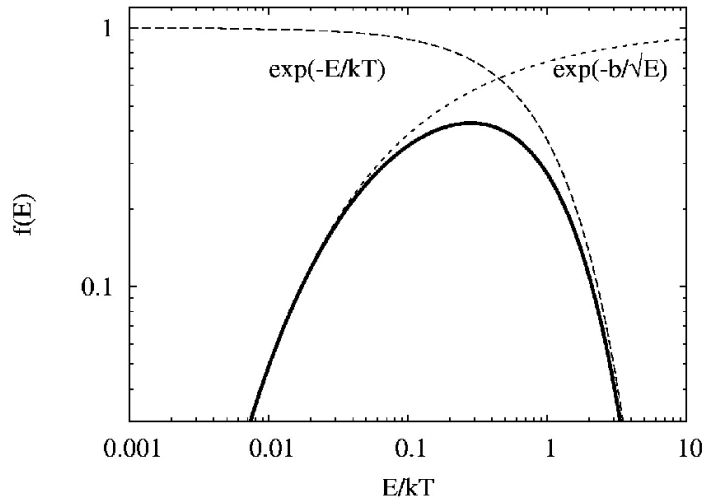
ahol E a bombázó részecske kinetikus energiája, Z az atommagok rendszáma, e az elemi töltés, m a redukált tömeg és h a Planck-állandó. Ha a részecskékre Maxwell-Boltzmann-sebességeloszlást feltételezünk, ekkor a sebességekre átlagolt hatáskeresztmetszet:

$$\langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{m\pi}\right)^{\frac{1}{2}}(k_B T)^{-\frac{3}{2}}\int_0^\infty S(E)\exp\left[-\frac{E}{k_B T} - \frac{b}{\sqrt{E}}\right]dE, \quad (22)$$

ahol k_B a Boltzmann-állandó. Az exponenciális kifejezés két tagja növekvő E esetén ellentétesen viselkedik, a két tényező szorzata így egy haranggörbét ad, aminek

$$E_0 = \left(\frac{bk_B T}{2}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (23)$$

maximumhelye adja az ún. *Gamow-csúcsot*.



6. ábra. A Gamow-csúcs (forrás: astro.u-szeged.hu)

Ha a Gamow-csúcs által lefedett energiatartományon az $S(E)$ csak kis mértékben változik, akkor beszélünk *nemrezonáns hatáskeresztmetszetről*. Ellentétben $S(E)$ a Gamow-csúcs körül éles maximumokat mutat, ez a *rezonáns hatáskeresztmetszet*. A magreakciók különféle energiákon különfélék lehetnek, így a teljes hatáskeresztmetszetet a rezonáns- és nemrezonáns függvények szuperpozíciója adja meg. A hatáskeresztmetszetek alapján megadható az energiakeltési ráta hőmérsékletfüggése. A ν kitevő értékét nemrezonáns esetben a

$$\nu = \frac{a_1}{3T^{\frac{1}{3}}} - \frac{2}{3} \quad (24)$$

összefüggés, rezonáns hatáskeresztmetszet esetén pedig a

$$\nu = a_2 \frac{E_r}{T} - \frac{3}{2} \quad (25)$$

egyenlet adja meg, ahol a_1, a_2 konstansok, E_r pedig a rezonancia energiája. Azaz a hőmérséklet nem tisztán hatványfüggvény szerint változik.

A termonukleáris reakciókban az erős és az elektromágneses kölcsönhatás mellett a *gyenge kölcsönhatás* is szerepet játszik, A β -bomlás alapreakciója:



ahol n^0 a neutron, p^+ a protont, e^- az elektront, és $\tilde{\nu}_e$ az antielektron-neutrínót jelöli. Ennek a kölcsönhatásnak a sebessége sok nagyságrenddel kisebb, mint a másik kettőé, így nem csoda, hogy a β -bomlás karakterisztikus időskálája kb. 10 perc. A gyenge kölcsönhatás által vezérelt folyamatok a β -bomlás reakcióegyenletének megfordításával, illetve átrendezésével megadhatóak, az adott részecskét antirészecske párjával helyettesítve.

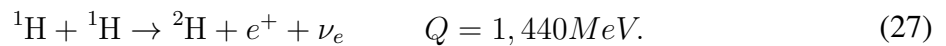
3.2. Magfúzió a csillagokban

3.2.1. Hidrogénégés

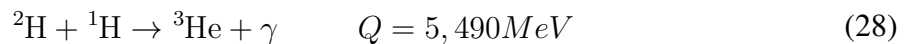
A hidrogén az Univerzum leggyakoribb eleme, a könnyű elemekhez (^2H , ^3He , ^4He , ^7Li) hasonlóan az ősrobbanás során jött létre. Azt a folyamatot, mely során 4 hidrogénmagból egy héliummag keletkezik, hidrogénfúzióknak nevezzük. Ez két eltérő mechanizmus útján mehet végbe.

pp-ciklus

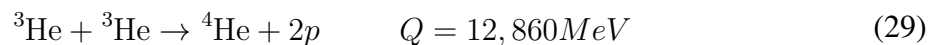
A *pp-* vagy *proton-proton-ciklus* három ágra bontható, ám ezen ágak első két lépése ugyanaz. Első lépésként két proton - avagy hidrogénmag - ütközése során deutron keletkezik:



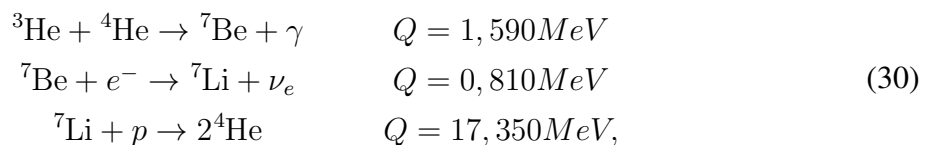
Ez egy nemrezonáns folyamat, ahol szerepet játszik a gyenge kölcsönhatás, a keletkező neutrínó a felszabadult Q teljes energiából kb. 265 keV-ot magával is visz. Emiatt a hatáskeresztmetszet elég alacsony, tehát a pp-ciklus első lépése lassan játszódik le. Karakterisztikus ideje 10^9 év, összemérhető a csillag nukleáris időskálájával. Ezt követően a keletkező deutron égése a protonkoncentráció és a nagyobb hatáskeresztmetszet miatt túlnyomórészt a



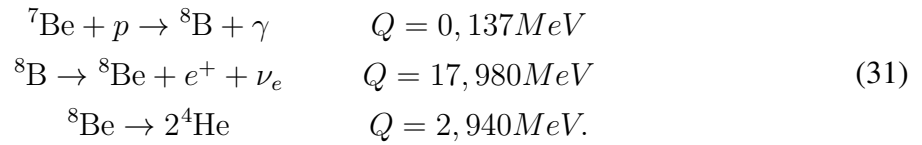
reakció alapján történik. A ciklus első két lépése egyensúlyi deutronkoncentrációhoz vezet. A keletkezett ^3He több úton alakulhat át héliummá, így megkülönböztethetünk ppI-, ppII-, és ppIII ágakat. Legnagyobb valószínűséggel a



folyamat megy végbe, mellyel teljessé válik ppI-folyamat. A hélium koncentrációjának növekedésével idővel a pp-ciklus II-es ága is beindul, az alábbi reakció formájában:



ahol a ${}^7\text{Be}$ bomlásának felezési ideje 53,29 nap. Hosszú élettartamának köszönhetően a ${}^7\text{Be}$ is befoghat egy protont, ami lehetőséget ad a harmadik ágnak:

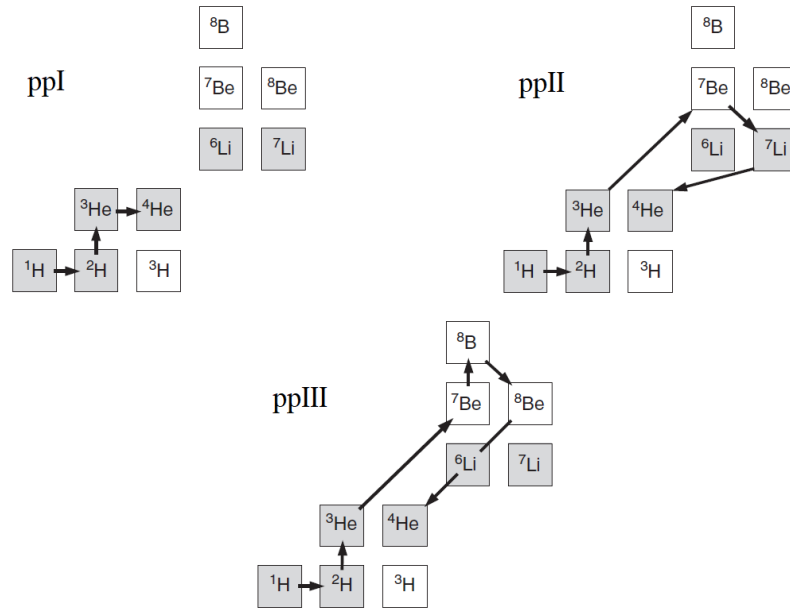


Itt a ${}^8\text{B}$ felezési ideje 1,1 másodperc, amely pozitron-bomlás után ${}^8\text{Be}$ -t hoz létre. Azonban ez az elem sem stabil, hanem spontán módon, szekundumos időskálán két α -részecskére hasad.

A teljes pp-ciklus energiahozama kb. 26,2 MeV. Itt fontos megjegyezni, hogy mindhárom ág nemrezonáns folyamatként megy végbe, azaz a ν kitevő növekvő hőmérséklet hatására csökken:

$$\nu_{pp} = \frac{11,27}{T_6^{\frac{1}{3}}} - \frac{2}{3},
 \tag{32}$$

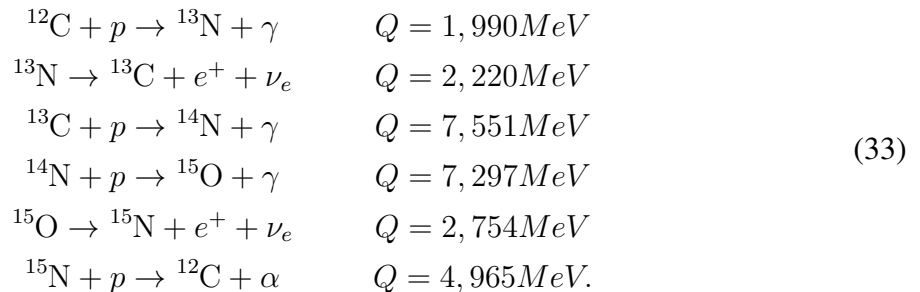
ahol T_6 a hőmérséklet 10^6 kelvin egységben. Ezáltal a reakció energiahozama csökken, az energiakeltési ráta ellaposodik.

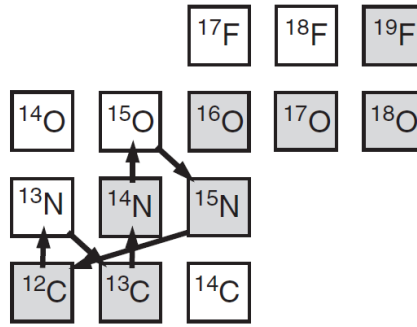


7. ábra. A proton-proton ciklus ppI-, ppII- és ppIII-ága (forrás: Nuclear Physics of Stars)

CNO-ciklus

Ha a csillag a hidrogénen és a héliumon kívül jelentős mennyiségben nehezebb elemeket (ún. fémeket) is tartalmaz, akkor a pp-ciklus mellett egy másik folyamat is képes hidrogénfúzióval energiát termelni, ez az ún. *CNO-ciklus*. Ebben a mechanizmusban a szén, az oxigén és a nitrogén csak katalizátorként szerepel. Fontos megjegyezni, hogy bár ezen elemek koncentrációja változik a ciklusok során, együttes arányuk a hidrogén- és héliumtartalomhoz képest változatlan marad. Hasonlóan a pp-ciklushoz, itt is több különböző ágat különíthetünk el, melyen a fúzió végbemehet, szám szerint négyet. Ezek közül a legvalószínűbb folyamat az ún. CNO1-lánc:



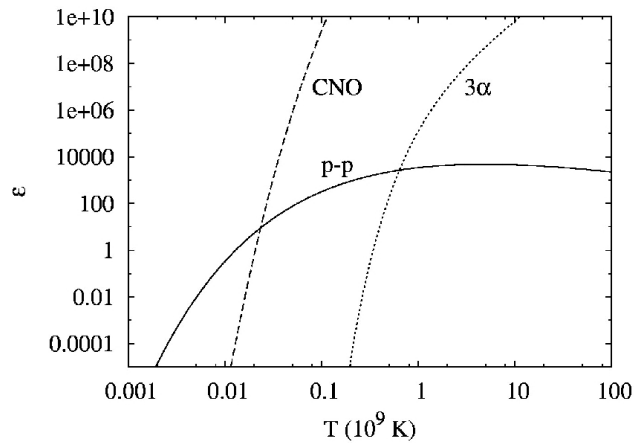


8. ábra. A CNO1-lánc (forrás: Nuclear Physics of Stars)

A teljes ciklus során felszabaduló energia kb. 25,0 MeV, ami hasonló érték mint a pp-ciklus esetén. További hasonlóság, hogy ez is egy nemrezonáns folyamat, azonban hőmérsékletfüggése a katalizátor elemek nagyobb töltése, és így magasabb potenciálgátja miatt sokkal erősebb:

$$\nu_{CNO} = \frac{50,80}{T_6^{\frac{1}{3}}} - \frac{2}{3}. \quad (34)$$

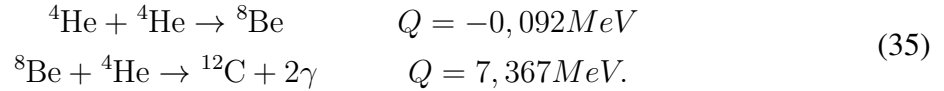
Jól látszik, hogy a hőmérséklet emelkedésével az energiakeltési ráta kevésbé laposodik el, mint a pp-ciklus esetén. A két hidrogénégető mechanizmus $T_6 = 20$ esetén egyezik meg, azaz ennél magasabb hőmérsékleten a CNO-ciklus válik a domináns energiatermelési folyamattá. A Napunk esetében a pp-ciklus és a CNO-ciklus egyaránt szerepet játszik, viszont $3 M_{\odot}$ felett már szinte csak a CNO-ciklus termel energiát.



9. ábra. A pp- és a CNO-ciklus, illetve a 3α -folyamat energiakeltési rátájának hőmérsékletfüggése (forrás: astro.u-szeged.hu)

3.2.2. Héliumégés

A hidrogén magbéli elfogyásával, amint a centrális hőmérséklet eléri a szükséges értéket (lásd 2.3. fejezet) beindul a hélium fúziója, ami az ún. 3α -folyamat útján megy végbe:

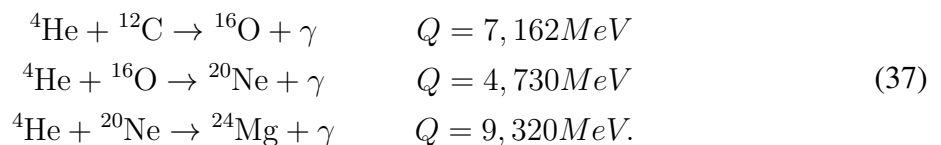


Ennek oka, hogy a ${}^8\text{Be}$ nem stabil, így egy lépésben a fúzió nem mehet végbe. Viszont még a ${}^8\text{Be}$ bomlása előtt van lehetőség, hogy egy újabb α -részecskével való ütközés során kialakuljon a ${}^{12}\text{C}$ egy speciális gerjesztett állapota, ami γ -fotonok kibocsátásával alapállapotú, stabil széné alakul. A gerjesztett állapotú ${}^{12}\text{C}$ keltése rezonáns folyamat, hőmérsékletfüggése erős:

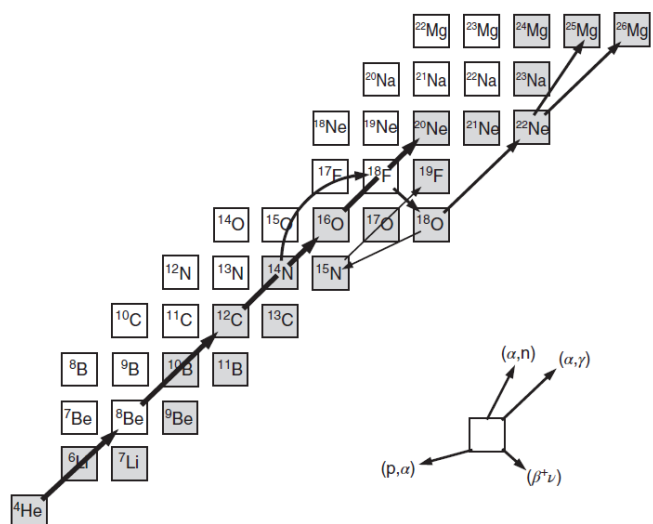
$$\nu_{3\alpha} = \frac{4,4}{T_9} - 3, \quad (36)$$

ahol T_9 a hőmérséklet 10^9 kelvin egységben. A három ${}^4\text{He}$ ütközésének feltétele miatt a sűrűségfüggés is erősebb, így a λ hatványkitevő értéke 2. Egy 3α -folyamat energiahozama kb. 7,27 MeV, közelítőleg a negyede a hidrogénfúzió hasonló értékének, az energiakeltési ráta pedig nagyjából az egytizede. Emiatt a héliumégésnek sokkal gyorsabban le kell zajlania, mint a H-égető fázisnak, hogy a csillag egyensúlyi állapota fennmaradjon.

A 3α folyamaton kívül a csillag fejlődésével a héliumfúzió részeként, α -részecskék befogásával további elemek keletkeznek:



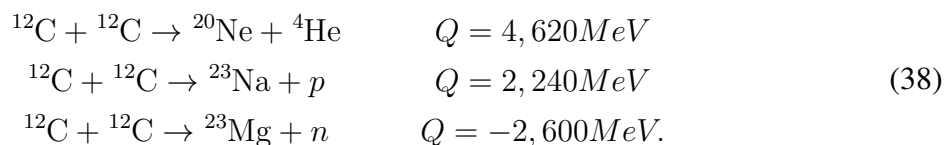
A ${}^4\text{He}$ befogását a csillag belsejében uralkodó viszonyok csak a magnézium keletkezéséig engedik. Ezen folyamatok nemrezonáns természetük miatt lassabban mennek végbe, így a két nehezebb elem (${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$) jelentős mértékben nem is keletkezik, a neon relatív tömege kb. 10^{-5} a magnéziumé pedig 10^{-11} lesz a fúzió végeztével. Ennek az egyik következménye, hogy a ${}^{12}\text{C}$ a Világegyetem harmadik leggyakoribb eleme.



10. ábra. A héliumfúzió reakciói (forrás: Nuclear Physics of Stars)

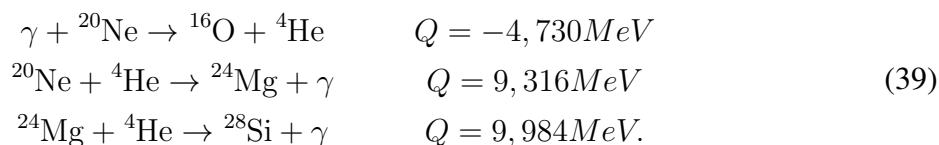
3.2.3. Héliumnál nehezebb elemek fúziója

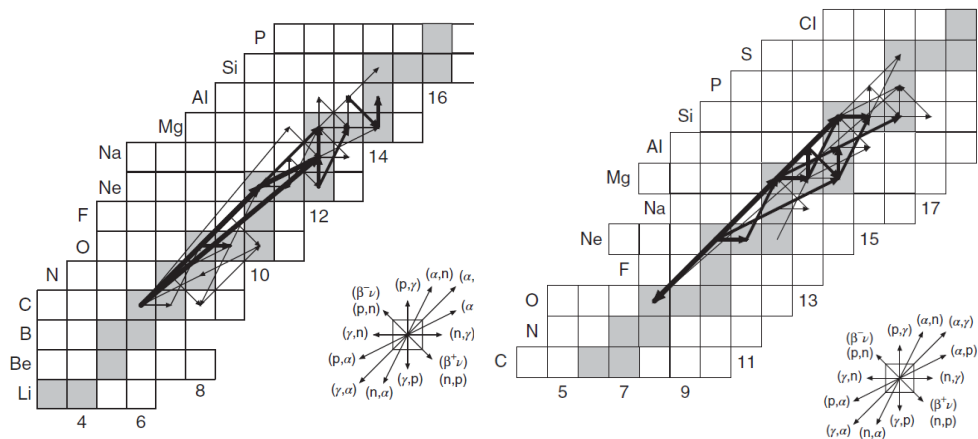
A héliumfúzió végeztével, ha a centrális hőmérséklet eléri a 6×10^8 kelvint, beindul a szén égése:



Ezen reakciók nemrezonáns hatáskeresztmetszettel rendelkeznek, de a hőmérsékletfüggésük miatt sokkal kevesebb energiát képesek termelni, mint az előző fúziós mechanizmusok. A ${}^{12}\text{C}$ égése 9 és $11 M_{\odot}$ közötti csillagok utolsó fúziós mechanizmusa.

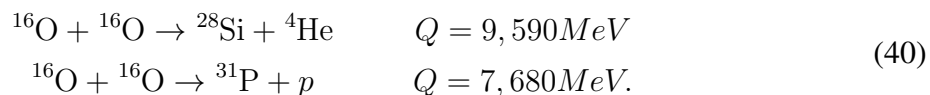
Ennél nagyobb tömegeknél a szénégést követően a csillagok magját főként ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{23}\text{Na}$ és ${}^{24}\text{Mg}$ alkotja. Ezek közül az oxigénhez tartozó potenciálgát a legkisebb, így ez következne a fúziós sorban, viszont mielőtt a centrális hőmérséklet elérné az ehhez szükséges 10^9 kelvint, a ${}^{20}\text{Ne}$ nagy energiájú γ -fotonok hatására könnyebb magokká esik szét. Ez a folyamat a *photodezintegráció*. A neon égésének elsődlegesen a következő reakciókat tekintjük:





11. ábra. A szén (bal panel) és a neon (jobb panel) égésének reakciói (forrás: Nuclear Physics of Stars)

Az emittálódott ${}^4\text{He}$ -t ekkora hőmérsékleten a magnézium is be tudja fogni, így növelve a mag ${}^{28}\text{Si}$ koncentrációját. A neon kimerülése után beindulhat az ${}^{16}\text{O}$ égése, amely legnagyobb valószínűséggel az alábbi módokon megy végbe:



Az oxigénfúzió befejeztével a magban a leggyakoribb két elem a ${}^{28}\text{Si}$ és a ${}^{32}\text{S}$ lesz. A szilícium a legellenállóbb elem a fotobomlásra, így ennek az elemnek a reakciórátája vezérli a nehezebb elemek kialakulását. $2,8 - 4,1 \times 10^9$ kelvin felett indul be a szilícium szétesése:



Az így keletkezett α -részecskék befogódással létrehozzák az elemeket a vas-csoportig. A szilícium égése nagyon kis energiahozamú a többi fúziós mechanizmushoz képest, így 1 napon belül végbemegy, amely után következik a csillagmag összeroppanása.

4. Modellezés

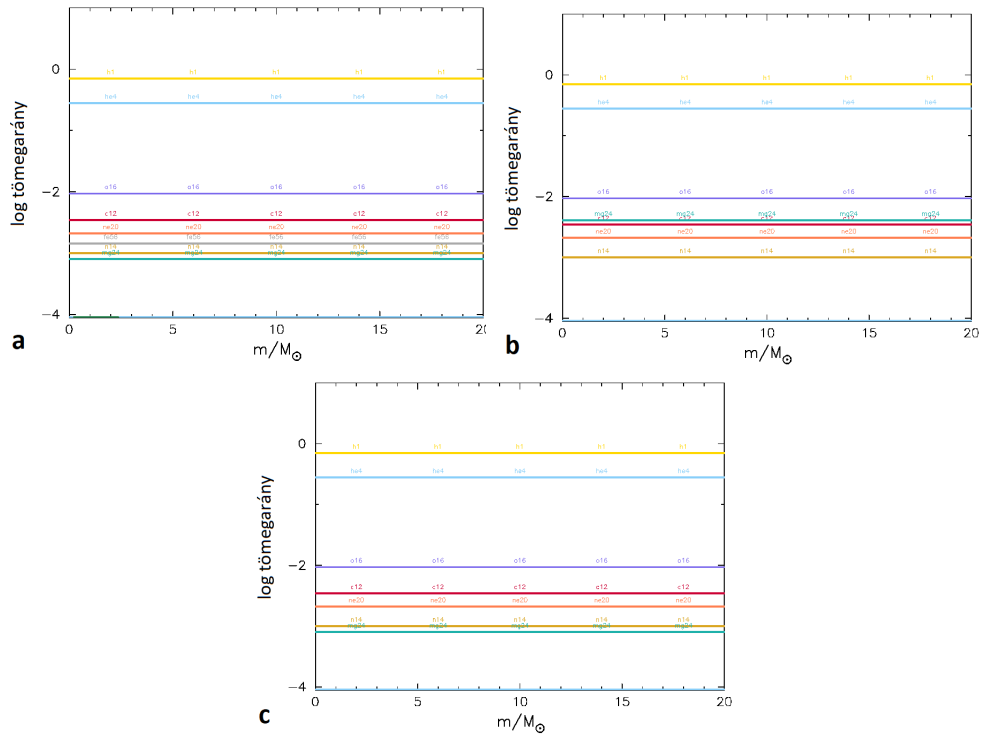
4.1. Csillagfejlődés modellezése a MESA-val

A MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics) egy nyílt forráskódú, folyamatos fejlesztés alatt álló, csillagok fejlődését és szerkezetét modellező egydimenziós programcsomag. A program magja ún. modulokból épül fel, amik biztosítják a csillag tulajdonságait leíró egyenleteket és a numerikus modellezéshez szükséges matematikai módszereket. Mindegyik modul különálló Fortran 95 könyvtárként jelenik meg, amik szabadon változtathatóak és kombinálhatóak, és így a MESA számos asztrofizikai objektum modellezésére használható. A legjelentősebb modulok az állapotegyenlet, az opacitás, a magreakció, a különböző kémiai elemek diffúziós paraméterei, és az atmoszféra határfeltételei meghatározására szolgálnak. Mivel elsődleges célom a reakcióhálózatok vizsgálata volt, így első lépésként a megfelelő modulok kombinálásával egy nagyon leegyszerűsített csillagmodellt hoztam létre, amely nem tartalmazza a forgást, a tömegvesztést és a mágneses teret sem.

4.1.1. MESA modellek összeállítása

A MESA számos reakcióhálózatot tartalmaz, sőt akár saját, általunk megválasztott elemeket és reakciókat tartalmazó nukleáris hálózat alkalmazására is lehetőség van. Emellett képes egy adott reakcióhálózat használatával protocsillag állapotól egészen a végállapotig lefuttatni a modellt, de akár a fejlődési állapot szerint is válthatunk az egyes előre definiált reakcióhálókok között. A váltásra a fősorozati állapot elérése után, valamint a szén-, illetve oxigénfúzió beindulása előtt van mód. Az egyes reakcióhálózatok összetettsége változó, akadnak egyszerű, tetszőleges csillag modellezéséhez használható, illetve specifikus, csak bizonyos elemeket és azok égésének mechanizmusait tartalmazóak is.

A szakirodalomban az egyik leginkább elterjedt reakcióhálózat a nyolc kémiai elemet (^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg), továbbá a pp- és a CNO-ciklus reakciót tartalmazó *'basic.net'*. Fontos megjegyezni, hogy a reakcióhálózatban nem szereplő elemek is keletkezhetnek a modellezés során. Előnye, hogy a kevés alkalmazott elem miatt a számítási igénye alacsony. A *'basic.net'* egy kibővített formája a *'co_burn.net'*, ami egy további elemet, a szilíciumot, illetve a hélium, a szén és az oxigén égésének összetettebb reakcióit is tartalmazza. Nagy tömegű csillagok esetén a legelterjedtebb reakcióháló az *'approx21.net'*, ami a vasig bezárólag 21 kémiai elemet és azok izotópjait tartalmazza. Ezen reakcióhálózatok kezdeti elemeloszlását szemlélteti a 12. ábra.



12. ábra. Az alkalmazott elemek kezdeti tömegaránya 'approx21.net' (a), 'basic.net' (b) és 'co_burn.net' (c) esetén

A modellezést 12, 15, 20, 25 és 30 naptömegben végeztem el, azon felül, hogy a modelleket az említett reakcióhálózatokkal futtattam végig, készült modell a szénfúzió beindulása előtt 'basic.net'-ről 'approx21.net'-re, és 'co_burn.net'-re történő váltással is. A legösszetettebb modell során a 'basic.net'-el történő H-He-égés után a szén fúziója 'co_burn.net'-el, a magasabb rendű égések pedig 'approx21.net'-el kerültek lefuttatásra. 12 és 15 naptömegben a modellek sikeres futtatása végett egy korrekció, a konvektív túllövés beállítására is szükség volt.

4.1.2. Eredmények

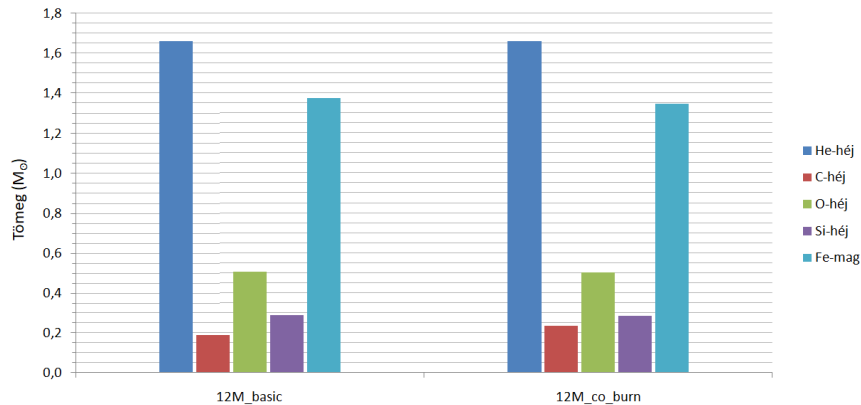
Nagy tömegű csillagok szupernóva-robbanásban fejezik be az életüket, így ezen MESA modellek végét a vasmag összeomlása jelenti. Ennek következtében a futtatások a leállási feltételként beállított centrális hőmérsékleti kritérium elérésével álltak le, viszont akadtak olyanok, amelyek nem eredményeztek összehasonlításra alkalmas adatokat. 12 M_{\odot} esetén, a 6 lehetséges modellből három (a két 'approx21.net'-et tartalmazó, és a 'basic.net'-ről 'co_burn'-re váltó) esetén a szén-, vagy a szilíciumhéj tömege két lépés között nullára zuhant, ami valamely numerikus hibára utal. Ilyen jellegű probléma lépett fel, a '15M_basic_co_burn' és a '20M_co_burn' modelleknél is. A sikeres modellek főbb jellemzőit tartalmazza az 1. táblázat.

| MESA modell | Kor (10^6 év) | T_{eff} (K) | L ($10^3 L_{\odot}$) | R (R_{\odot}) |
|----------------------------|------------------|---------------|--------------------------|---------------------|
| 12M_basic | 16,409 | 3 256 | 76,796 | 872 |
| 12M_basic_co_burn_approx21 | 16,409 | 3 256 | 76,796 | 872 |
| 12M_co_burn | 16,386 | 3 250 | 76,401 | 873 |
| 15M_approx21 | 12,068 | 3 235 | 127,750 | 1 139 |
| 15M_basic | 12,047 | 3 234 | 126,704 | 1 135 |
| 15M_basic_approx21 | 12,047 | 3 232 | 126,560 | 1 136 |
| 15M_basic_co_burn_approx21 | 12,047 | 3 234 | 126,704 | 1 135 |
| 15M_co_burn | 12,057 | 3 230 | 126,722 | 1 138 |
| 20M_approx21 | 8,979 | 3 574 | 122,350 | 913 |
| 20M_basic | 9,370 | 3 478 | 166,227 | 1 124 |
| 20M_basic_approx21 | 9,370 | 3 471 | 165,227 | 1 125 |
| 20M_basic_co_burn | 9,370 | 3 477 | 166,583 | 1 126 |
| 20M_basic_co_burn_approx21 | 9,370 | 3 478 | 166,227 | 1 124 |
| 25M_approx21 | 7,477 | 3 468 | 276,483 | 1 458 |
| 25M_basic | 7,244 | 3 554 | 214,653 | 1 223 |
| 25M_basic_approx21 | 7,244 | 3 549 | 214,017 | 1 225 |
| 25M_basic_co_burn | 7,244 | 3 548 | 213,006 | 1 223 |
| 25M_basic_co_burn_approx21 | 7,244 | 3 554 | 214,653 | 1 225 |
| 25M_co_burn | 6,888 | 3 487 | 228,640 | 1 312 |
| 30M_approx21 | 6,194 | 3 478 | 373,475 | 1 685 |
| 30M_basic | 6,017 | 3 485 | 339,310 | 1 600 |
| 30M_basic_approx21 | 6,017 | 3 493 | 343,519 | 1 602 |
| 30M_basic_co_burn | 6,017 | 3 489 | 343,094 | 1 605 |
| 30M_basic_co_burn_approx21 | 6,017 | 3 485 | 339,310 | 1 602 |
| 30M_co_burn | 5,942 | 3 496 | 324,871 | 1 556 |

1. táblázat. A MESA modellek legfontosabb fizikai paramétereit

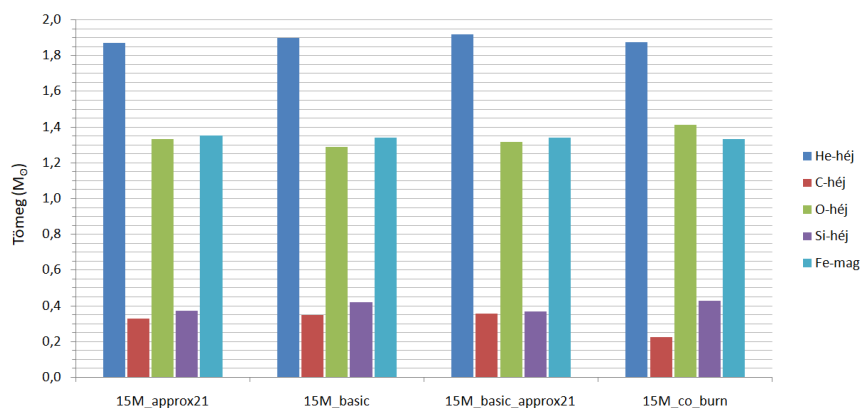
Az adatokat tekintve megfigyelhető az életkor, a fényesség és a sugár tömegfüggése. Az modellek effektív hőmérsékletét tekintve vörös szuperóriás csillagokról beszélhetünk. A 'basic.net'-el kezdődő modelleket összehasonlítva, kisebb eltérés mutatkozik a tulajdonságokban, mint akkor, ha az egy reakcióhálózatot tartalmazó modelleket vetjük össze. Azaz a magasabb rendű égések kevésbé befolyásolják a fejlődést, ami nem meglepő, hisz a csillag életkorának jelentős részét a hidrogén- és a héliumégető állapot teszi ki. Ez a jelenség különösen szembeűnő ha a 'basic.net' modelleket hasonlítjuk össze a 'basic_co_burn_approx21' modellel. A végső tulajdonságokban - és a belső szerkezetben is - a két reakcióhálózatbeli váltás semmit sem befolyásol. Ez csak úgy lehetséges, hogy a 'co_burn.net' a szén és oxigénégető fázisban, az 'approx21.net' pedig a magasabb fúziós folyamatokban használja ugyanazokat a reakciókat, mint a 'basic.net'. Ezáltal a komplexebb elemtáblázat használata nem okoz előnyt az ilyen konfigurációban.

Összességében elmondható, hogy a protocsillag állapotól 'approx21.net'-el futtatott modellek térnek el a leginkább az átlagtól, szembetűnően idősebb, kisebb effektív hőmérsékletű de nagyobb luminozitású és sugarú csillagokat eredményeztek. Ez alól kivétel a $20 M_{\odot}$, ahol az eltérés minden paraméteren ellentétes irányba figyelhető meg. A 'co_burn.net' modellek esetén általános érvényű megfigyelés nem tehető, 25 és 30 naptömegben tapasztalható eltérés a 'basic.net'-es modellekkel szemben, de nem olyan mértékben, mint az 'approx21.net' esetében.



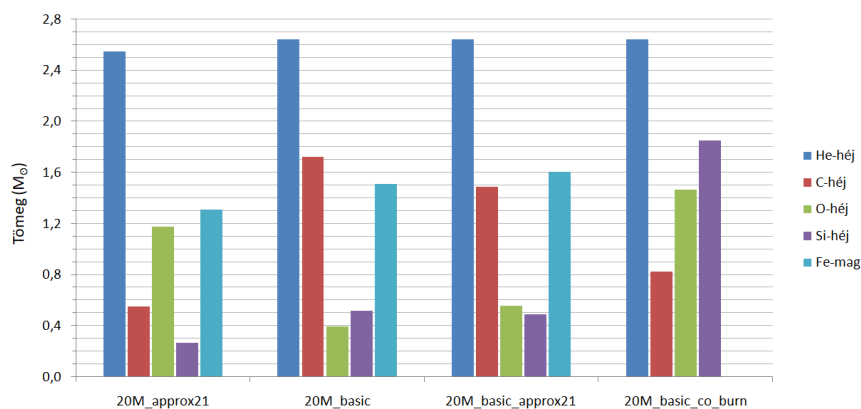
13. ábra. A héjak és a vasmag tömegei 12 naptömegű modellek esetén

Tekintsük meg most a kémiai összetételüket. A 3 reakcióhálózatot tartalmazó modellt az azonos adatok miatt egyik tömegnél se ábrázoltam. 12 és $15 M_{\odot}$ esetén (13. és 14. ábra) nincs jelentős különbség a modellek között. Ennek oka lehet a már említett konvektív túllövés alkalmazása is. A héliumhéjra és a vasmagra minden vizsgált esetben igaz lesz, hogy a reakcióháló nem változtat különösebben a tömegükön. A 'co_burn.net' hatása azonban ezen a két tömegben eltérő: 12 naptömegben növeli a szénhéj tömegét, míg az oxigénhéjén jelentősen nem változtat. 15 naptömegű modelleknél viszont a szénhéj tömegének nagyobb léptékű csökkenése figyelhető meg, az oxigénhéjra gyakorolt ellenkező hatása mellett.



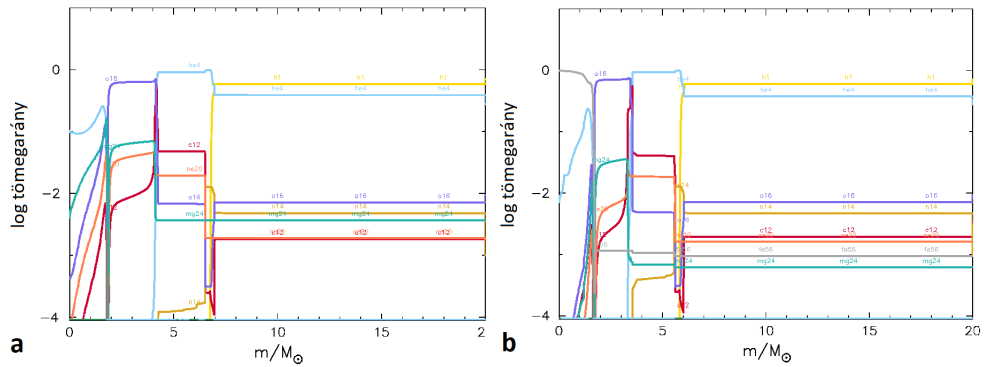
14. ábra. A héjak és a vasmag tömegei 15 naptömegű modellek esetén

Ezzel szemben 20 naptömegnél már komolyabb eltérések figyelhetők meg a modellek között (15. ábra). Az 'approx21.net' alkalmazása hasonló eredményre vezet, mint 15 naptömegnél a 'co_burn.net' használata. Kiemelendő, hogy a különböző régiók össztömegét tekintve az 'approx21.net'-el futtatott modellben ez az érték majd 1 naptömeggel kisebb a 'basic.net'-es modellekkel szemben, viszont ez a reláció a nagyobb tömegeken meg fog fordulni. További érdekesség, és ez a következő tömegeken is megfigyelhető lesz, hogy 'basic.net'-ről 'co_burn'-re történő váltás nem eredményezi a vasmag kialakulását.



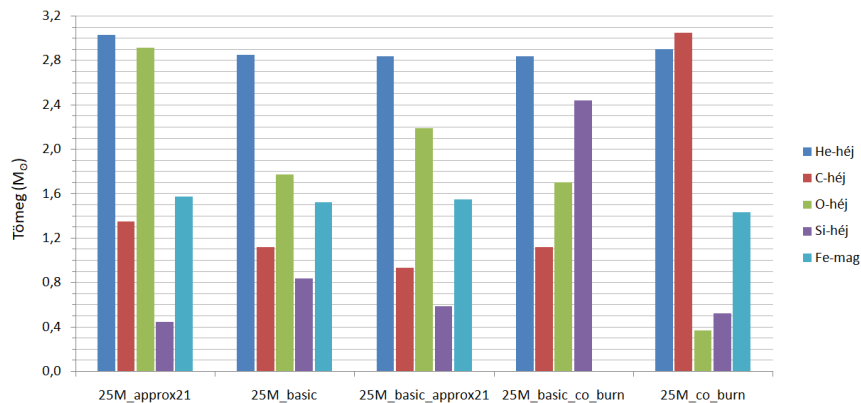
15. ábra. A héjak és a vasmag tömegei 20 naptömegű modellek esetén

Összehasonlítva a csak 'co_burn.net'-et tartalmazó modellel (16. ábra) megfigyelhető, hogy csak az előbbi konfiguráció nem tartalmazza a vasként definiált nehezebb elemeket, így a modellezés során ezt a váltást nem célszerű elvégezni. Azáltal, hogy a tisztán 'co_burn.net'-el futtatott modell tartalmaz magas rendszámú izotópokat, az eltérés forrása a reakcióhálóba épített héliumégető mechanizmus. A 'basic.net' által a He-fúzió során legyártott izotópokból a 'co_burn.net' nem tudja felépíteni a nehezebb elemeket.



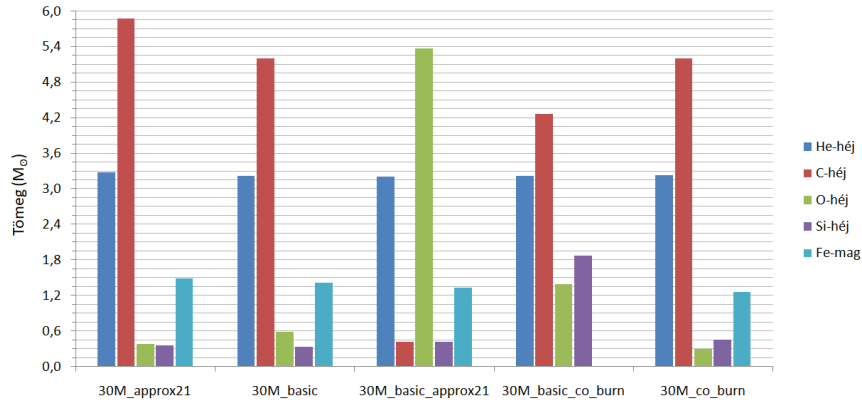
16. ábra. A 'basic.net_co_burn.net' (a) és a 'co_burn.net' (b) modellek végső kémiai összetételének összehasonlítása $20 M_{\odot}$ esetén

A 25 naptömegű futtatások esetén (17. ábra) az 'approx21.net' használta továbbra is a nagyobb tömegű oxigénhéjat eredményez a többi modellhez viszonyítva, viszont az előző tömegérték tárgyalásánál említett hatása a szénhéjra már nem figyelhető meg. A 'co_burn.net' alkalmazása lényegesen magasabb szén-, illetve alacsonyabb oxigénhéjat eredményez, ami ellenkezője a 15 naptömegű modelleknél megfigyelt jelenségnek.



17. ábra. A héjak és a vasmag tömegei 25 naptömegű modellek esetén

A legmagasabb vizsgált csillagtömegnél, 30 naptömeg (18. ábra) a legnagyobb szerkezetbeli átrendeződést a reakcióháló közötti váltás eredményezte. Az egy nukleáris hálózatot tartalmazó modellekre igaz, hogy a C-héj tömege a legmagasabb az összes réteg közül, viszont a O- és a Si-héj egymáshoz viszonyított aránya ezek között is változatos. A váltások a C-héj tömegét csökkentik, míg az O-héjét növelik.



18. ábra. A héjak és vasmag tömegei 30 naptömegű modellek esetén

4.2. Szupernóva-robbanások modellezése a SNEC-el

A MESA-hoz hasonlóan a SNEC (SuperNova Explosion Code) szintén egy egydimenziós, nyílt forráskódú programcsomag, ami szupernóva-robbanások hidrodinamika fejlődésének modellezését teszi lehetővé. A SNEC ezt a kontinuitási egyenlet, a mozgásegyenlet (Euler-egyenlet), az energiaegyenlet, továbbá a sugárzási transzferegyenlet numerikus integrálásával végzi el. A program Lagrange-formalizmusban oldja meg ezeket az egyenleteket, azaz az idő mellett a tömeg is független változónak tekinthető. A Lagrange-képben a kontinuitási egyenlet:

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi\rho r^2}, \quad (42)$$

az Euler-egyenlet:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -4\pi r^2 \frac{\partial}{\partial m} (P + q) - \frac{Gm}{r^2}, \quad (43)$$

és az energiaegyenlet:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \epsilon_{Ni} + \frac{P}{\rho} \frac{\partial \ln \rho}{\partial t} - 4\pi r^2 q \frac{\partial v}{\partial m} - \frac{\partial L}{\partial m}, \quad (44)$$

ahol v az adott tömegelem sebessége, q a viszkozitása, ϵ a tömegegységre jutó energia, míg ϵ_{Ni} a radioaktív nikkeltől származó energiatermelési rátája. Az egyenletekben szereplő nyomás meghatározása beállítástól függően az ideális gáz állapotegyenlete mellett a Paczynski-féle állapotegyenlet¹² alapján is történhet:

¹²Paczynski, B.: 1983, Models of X-ray bursters with radius expansion. ApJ, 267, 315

$$P = P_{ion} + P_e + P_{rad} = n_{ion}k_B T + n_e k_B T + \frac{aT^4}{3}, \quad (45)$$

ahol P_{ion} az ionok, P_e az elektronok, míg P_{rad} a sugárzás járuléka. A sugárzási transzferegyenlet pedig a következőképpen adható meg:

$$L = -(4\pi r^2)^2 \frac{\lambda a c}{3\kappa} \frac{\partial T^4}{\partial m}, \quad (46)$$

ahol a a sugárzási állandó, κ a Rosseland-féle átlagos opacitás, λ pedig egy hőmérséklet-, sűrűség-, és opacitásfüggő állandó.

4.2.1. SNEC modellek összeállítása

A SNEC-ben a fénygörbe előállítása szempontjából fontos a magösszeomlást megelőző állapot fizikai viszonyainak leírása. A SNEC egyik nagy előnye, hogy képes a csillagfejlődési kódok által létrehozott modellek kezelésére, így a MESA modellek kimeneti fájljaiból a SNEC bemeneti fájljai egyszerűen megadhatóak. A '.short' kiterjesztési fájlokkal a csillag fontosabb fizikai paramétereinek (hőmérséklet, sűrűség, opacitás) térbeli eloszlását adhatjuk meg, míg a '.iso.dat' kiterjesztésű fájlokban a kémiai elemek abundanciáját adhatjuk meg tömegelemenként. Utóbbi esetben lehetőségünk van magunk megválasztani hány, és melyik kémiai elem abundanciáját adjuk meg. A minél pontosabb modellezés érdekében én a vasig bezárólag a 21 legjelentősebb izotóp értékeit használtam.

A bemeneti fájlokon túl, a robbanás tulajdonságait a 'parameters' nevű, egyszerűen szerkeszthető, szöveges dokumentumban tudjuk megadni. A lökéshullám tulajdonságainak leírására két mód is adódik, az ún. 'Piston Explosion', ahol a robbanás energiáját egy dugattyú sebességével és mozgásának időtartamával adhatjuk meg, továbbá az ún. 'Thermal Bomb', ahol a program a betáplált energiát exponenciális függvény alapján osztja el a mag környezetében. A betáplált energia az utóbbi esetben a MESA modell teljes (gravitációs+belső) energiájának és a 'parameters'-ben megadott robbanási energiának a különbségétől függ. A modellezés során a 'Thermal Bomb' sémát alkalmaztam, továbbá a legtöbb beállítást az alapértelmezett értéken hagytam, csak a robbanás energiáját és a nikkeltömeget változtattam meg. A SNEC nem használ reakcióhálózatokat a robbanás során keletkezett nikkelt meghatározásához, hanem az M_{Ni} bemeneti értékét felhasználva végzi el a szükséges számításokat. Említésre méltó paraméter még a kialakuló neutroncsillag tömege, valamint az adatsor hossza. Ez előbbit 1,4 naptömegben, utóbbit pedig 200 napban fixáltam a futtatások során.

A MESA adatokból kinyert információk alapján a 'basic_co_burn' továbbá a 'basic_co_burn_approx21' modelleket a fénygörbe-modellezésnél már nem vettem számításba. A fénygörbemodelleket eredendően három-három II-P-kre jellemző robbanási energia és kezdeti nikkeltömeg mellett terveztem elvégezni, ezek $1,3 \times 10^{51}$, $1,6 \times 10^{51}$, és $1,9 \times 10^{51}$ erg, illetve 0,012, 0,034, 0,079 M_{\odot} voltak. Azaz MESA modellenként 5 különböző SNEC fénygörbe készült volna (3-3 modell fix energia, majd nikkeltömeg mellett), 20 M_{\odot} felett viszont a legtöbb konfiguráció esetén a futtatási idő több napot vett volna igénybe modellenként, így ezen modellek vizsgálatát csak egy adott energián és nikkeltömegen végeztem el. Így összességében 42 modell került létrehozásra, melyek listáját a 2. és 3. táblázat tartalmazza.

| # | MESA modell | $M_{Ni} (M_{\odot})$ | $E_r (10^{51} \text{ erg})$ |
|----|--------------|----------------------|-----------------------------|
| 1 | 12M_basic | 0,034 | 1,300 |
| 2 | 12M_basic | 0,012 | 1,600 |
| 3 | 12M_basic | 0,034 | 1,600 |
| 4 | 12M_basic | 0,079 | 1,600 |
| 5 | 12M_basic | 0,034 | 1,900 |
| 6 | 12M_co_burn | 0,034 | 1,300 |
| 7 | 12M_co_burn | 0,012 | 1,600 |
| 8 | 12M_co_burn | 0,034 | 1,600 |
| 9 | 12M_co_burn | 0,079 | 1,600 |
| 10 | 12M_co_burn | 0,034 | 1,900 |
| 11 | 15M_approx21 | 0,034 | 1,300 |
| 12 | 15M_approx21 | 0,012 | 1,600 |
| 13 | 15M_approx21 | 0,034 | 1,600 |
| 14 | 15M_approx21 | 0,079 | 1,600 |
| 15 | 15M_approx21 | 0,034 | 1,900 |
| 16 | 15M_basic | 0,034 | 1,300 |
| 17 | 15M_basic | 0,012 | 1,600 |
| 18 | 15M_basic | 0,034 | 1,600 |
| 19 | 15M_basic | 0,079 | 1,600 |
| 20 | 15M_basic | 0,034 | 1,900 |

2. táblázat. A futtatott SNEC modellek

| # | MESA modell | $M_{Ni} (M_{\odot})$ | $E_r (10^{51} \text{ erg})$ |
|----|--------------------|----------------------|-----------------------------|
| 21 | 15M_basic_approx21 | 0,034 | 1,300 |
| 22 | 15M_basic_approx21 | 0,012 | 1,600 |
| 23 | 15M_basic_approx21 | 0,034 | 1,600 |
| 24 | 15M_basic_approx21 | 0,079 | 1,600 |
| 25 | 15M_basic_approx21 | 0,034 | 1,900 |
| 26 | 15M_co_burn | 0,034 | 1,300 |
| 27 | 15M_co_burn | 0,012 | 1,600 |
| 28 | 15M_co_burn | 0,034 | 1,600 |
| 29 | 15M_co_burn | 0,079 | 1,600 |
| 30 | 15M_co_burn | 0,034 | 1,900 |
| 31 | 20M_approx21 | 0,034 | 1,300 |
| 32 | 20M_approx21 | 0,012 | 1,600 |
| 33 | 20M_approx21 | 0,034 | 1,600 |
| 34 | 20M_approx21 | 0,079 | 1,600 |
| 35 | 20M_approx21 | 0,034 | 1,900 |
| 36 | 20M_basic | 0,034 | 1,900 |
| 37 | 20M_basic_approx21 | 0,034 | 1,900 |
| 38 | 25M_basic | 0,034 | 1,900 |
| 39 | 25M_basic_approx21 | 0,034 | 1,900 |
| 40 | 30M_basic | 0,034 | 1,900 |
| 41 | 30M_basic_approx21 | 0,034 | 1,900 |
| 42 | 30M_co_burn | 0,034 | 1,900 |

3. táblázat. A futtatott SNEC modellek (folytatás)

4.2.2. Eredmények

A 4. táblázatban ismertetem az összehasonlításra alkalmas $1,9 \times 10^{51}$ erg robbanási energiájú és $0,034 M_{\odot}$ nikkeltartalmú SNEC modellek paramétereit, ahol R_0 a kezdeti sugarat, M_{ej} a ledobódott anyag tömegét, E_b a maradvány teljes energiáját, míg a E_t a szupernóva teljes energiáját jelöli. M_{ej} megegyezik a maradvány tömegével, ami a csillag és a neutroncsillag tömegének különbsége, E_t pedig a betáplált energiával. Az E_b negatív mivoltát az okozza, hogy a SNEC a gravitációs energiát negatívként számolja, ami abszolút értékben pedig nagyobb a belső energiánál.

| MESA modell | R_0 (10^{13} cm) | M_{ej} (M_\odot) | E_b (10^{51} erg) | E_t (10^{51} erg) |
|--------------------|-----------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| 12M_basic | 6,072 | 11,6 | -1,301 | 3,201 |
| 12M_co_burn | 6,079 | 11,6 | -1,202 | 3,102 |
| 15M_approx21 | 7,925 | 13,6 | -1,686 | 3,586 |
| 15M_basic | 7,909 | 13,6 | -1,832 | 3,732 |
| 15M_basic_approx21 | 7,913 | 13,6 | -1,792 | 3,692 |
| 15M_co_burn | 7,925 | 13,6 | -1,844 | 3,744 |
| 20M_approx21 | 6,361 | 18,6 | -1,043 | 2,943 |
| 20M_basic | 7,832 | 18,6 | -2,552 | 4,452 |
| 20M_basic_approx21 | 7,836 | 18,6 | -2,831 | 4,731 |
| 25M_basic | 8,519 | 23,6 | -4,190 | 6,090 |
| 25M_basic_approx21 | 8,531 | 23,6 | -3,344 | 5,244 |
| 30M_basic | 11,144 | 28,6 | -2,287 | 4,187 |
| 30M_basic_approx21 | 11,161 | 28,6 | -2,091 | 3,991 |
| 30M_co_burn | 10,835 | 28,6 | -2,130 | 4,030 |

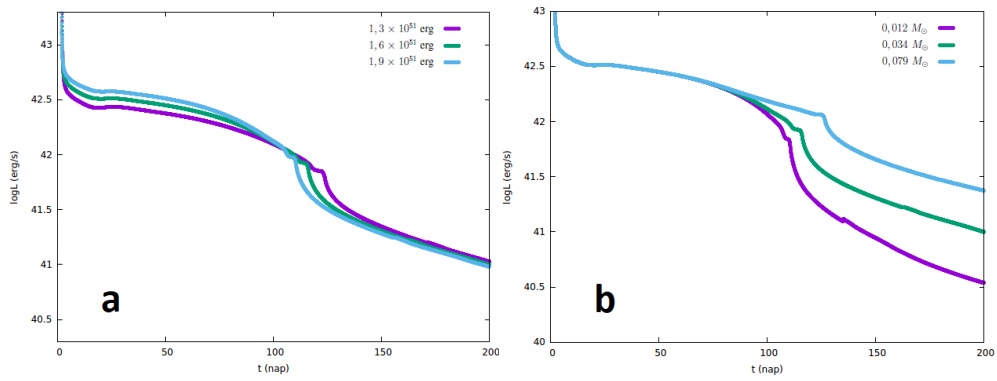
4. táblázat. Az $1,9 \times 10^{51}$ erg robbanási energiájú és $0,034 M_\odot$ nikkeltartalmú SNEC modellek paraméterei

A robbanási energia és a nikkeltömeg fénygörbére gyakorolt hatását a '20M_approx21' modell adataival szemléltetem (19. ábra). Az így készült SNEC futtatások paramétereit a 5. táblázat tartalmazza.

| Mesa modell | R_0 (10^{13} cm) | M_{ej} (M_\odot) | M_{Ni} (M_\odot) | E_r (10^{51} erg) | E_t (10^{51} erg) |
|--------------|-----------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| 20M_approx21 | 6,361 | 18,6 | 0,034 | 1,300 | 2,343 |
| 20M_approx21 | 6,361 | 18,6 | 0,012 | 1,600 | 2,643 |
| 20M_approx21 | 6,361 | 18,6 | 0,034 | 1,600 | 2,643 |
| 20M_approx21 | 6,361 | 18,6 | 0,079 | 1,600 | 2,643 |
| 20M_approx21 | 6,361 | 18,6 | 0,034 | 1,900 | 2,943 |

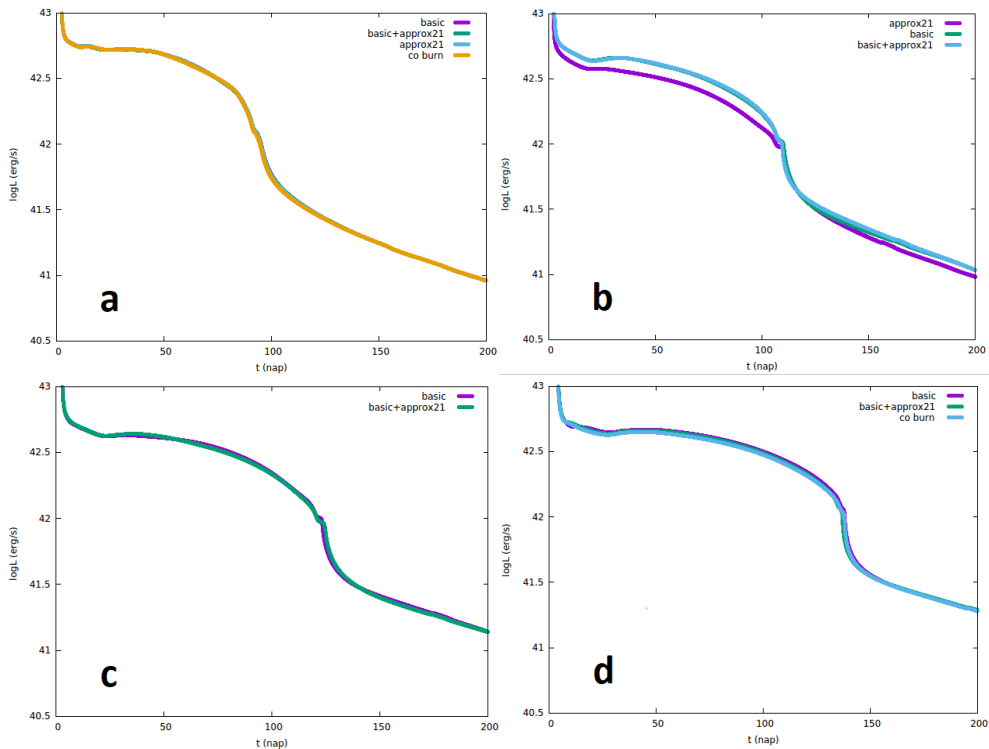
5. táblázat. A '20M_approx21' modellek végső paraméterei

Az energia változtatása legfőképpen a plató fázisra van hatással, az energia növelésével a plató fázis hossza csökken, viszont a luminozitás nő, ami teljesen összhangban van az elméletek jóslataival. Emellett azonban az is megfigyelhető, hogy a robbanás energiájának nem csak a fénygörbe kori szakaszára, hanem a nebuláris fázis elejére is hatása van. A radioaktív nikkelt mennyisége ezzel szemben a plató fázist egyáltalán nem befolyásolja. A késői szakaszt teljes mértékben a nikkelt és a bomlásából keletkezett kobalt mennyisége határozza meg, ami visszaköszön az eredményekben, nagyobb nikkeltömeghez nagyobb luminozitású nebuláris fázis társul. A tapasztaltak az összes modell esetén megegyeznek (lásd A függelék).



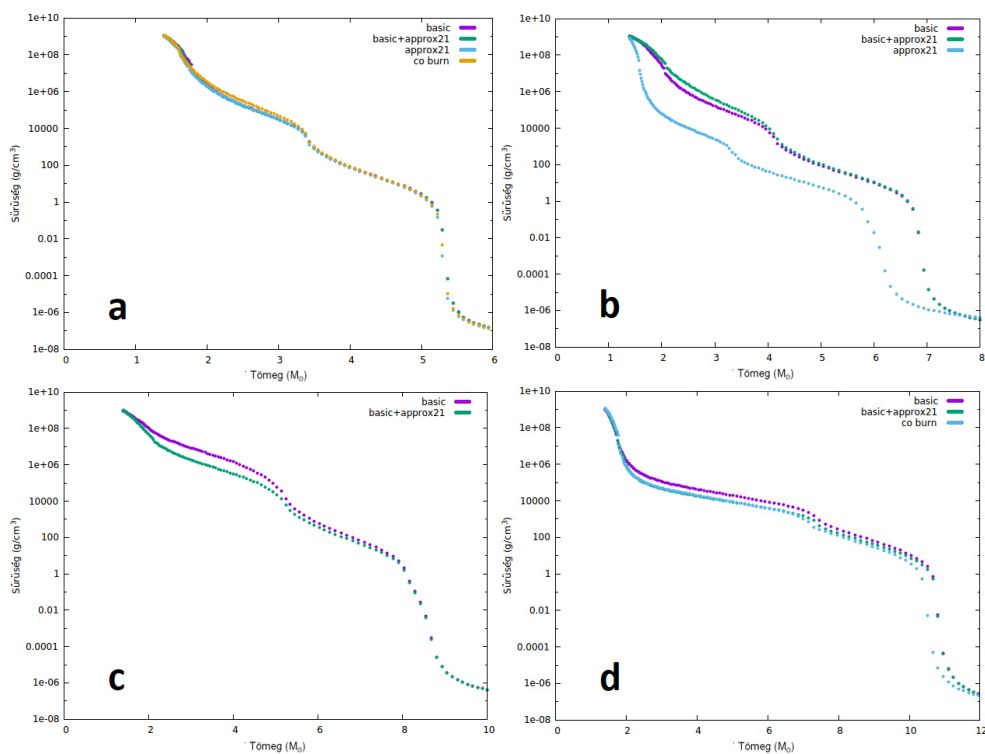
19. ábra. Különböző energiákkal (a) és nikkeltömegekkel (b) kapott fénygörbék összehasonlítása a '20M_approx21' modell esetében

A SNEC által létrehozott fénygörbék összehasonlítását a 15 naptömegű modellekkel kezdeném (20. ábra, a panel). Jól megfigyelhető, hogy a négy fénygörbe gyakorlatilag fedi egymást, azaz számottevő különbség nem tapasztalható. Ezen modellek esetén a kémiai szerkezetben sem tapasztaltam szignifikáns eltérést. A fénygörbéket szigorúbban vizsgálva, a 'co_burn' modell fénygörbéje különbözik leginkább az átlagtól, ahol a kémiai szerkezetben is relatíve nagyobb eltérés volt tapasztalható. A két, 12 naptömegű modell fénygörbéje hasonlóan az előbb tárgyalt esethez, szembetűnő eltérést nem mutat.



20. ábra. A 15 (a), 20 (b), 25 (c) és 30 (d) naptömegű modellek fénygörbéi

20 M_{\odot} felett viszont látható különbségek tapasztalhatóak. A '20M_approx21' modell fénygörbéje sokkal laposabb a másik két modelléhez képest, amelynek oka a lényegesen kisebb E_b (4. táblázat). A 'basic' és a 'basic_approx21' modelleket összehasonlítva 20 és 25 naptömegben (20. ábra, b és c panel) a plató fázis hossza korrelál a teljes energiával, nagyobb energia esetén rövidebb. 30 M_{\odot} esetén ez a korreláció megfordul (20. ábra, d panel), energia szerint növekvő sorrendben nő a plató fázis hossza is. A szupernóva teljes energiája azonos robbanási energia alkalmazása mellett csak a maradvány teljes energiájától függ, ami visszavezethető a kémiai szerkezetre.



21. ábra. A 15 (a), 20 (b), 25 (c) és 30 (d) naptömegű modellek sűrűségeloszlása

A 15 naptömegben vizsgálva az energiát viszont megfigyelhető, hogy adódnak hasonló eltérések a modellek között, mint 20 M_{\odot} felett, a fénygörbére ez itt még sincs hatással. A modellek sűrűségeloszlását vizsgálva viszont adódhat válasz erre az ellentmondásra (21. ábra). 15 naptömegben a 4 modell közül egyedül a '15M_co_burn' esetében figyelhető meg enyhe eltérés, viszont ez az a modell, amelynek a fénygörbéje leginkább eltér az átlagtól.

20, 25 és 30 naptömegben a fénygörbében érzékelhető különbségek megfeleltethetők a sűrűségeloszlásban tapasztalt eltérésekkel, sőt mi több 30 naptömegben a luminozításhoz hasonlóan a sűrűségprofilban is egy fordított trend figyelhető meg. Ennek oka lehet, hogy ez a tömeg már túl van a II-P szupernóva progenitorok elméleti tömegének felső határán ($25 M_{\odot}$). A teljes energia, és így a belső energia tömegfüggése 12 és $25 M_{\odot}$ között egyenes arányos, viszont 30 naptömegben ez sem teljesül, lényegesen kisebb belső energiájú modellek születtek mint 25 naptömegben, ami szintén magyarázatot adhat a megfigyelt jelenségre.

4.3. Szupernóva fénygörbék analitikus modellezése az LC2-vel

Az LC2 egy fél-analitikus, szupernóvák fénygörbéinek modellezésére alkalmas kód, amely Arnett és Fu elméleti modelljén¹³ alapul. A kód gyorsan és hatékonyan képes fénygörbét létrehozni, illetve segítségével nagyságrendi becsléseket is lehet tenni a szupernóva fizikai paramétereiről.

4.3.1. LC2 modellek összeállítása

A feladat a SNEC numerikus modelljei során kapott fénygörbék reprodukálása volt. A modellezés ebben az esetben a szupernóva paramétereinek beállításával történik. A bemeneti értékek közül a rekombinációs hőmérsékletre, az opacitásra, és a gamma-szivárgás időskálájára minden esetben egy általános értéket használtam, ezek 6000 K , $0,34 \text{ cm}^2/\text{g}$ és 10^5 nap voltak. A gamma-szivárgás a nikkelt és a kobalt bomlásából származó γ -fotonokra jellemző mennyiség, ami megadja azon fotonok rátáját, amelyek azelőtt kijutnak a közegből, mielőtt termalizáció révén leadhatnák az energiájukat. Fix paraméter volt a nikkeltömeg értéke, amire itt is a SNEC-ben beállított értéket használtam. Ennek oka, hogy a nikkeltömeg pontosan meghatározható mennyiség a szupernóva fénygörbék tekintetében, így a numerikus és a fél-analitikus modellek között ebben nem szabadna eltérésnek lennie. Az R_0 kezdeti sugár a MESA-modellekből került beállításra, így a legjobb illeszkedést a ledobott anyag M_{ej} tömegének, valamint a szupernóva belső (E_{th}) és kinetikus (E_{kin}) energiájának változtatásával próbáltam elérni. A modellezés során a kialakuló gyorsan forgó neutroncsillagból (magnetár) származó energiájárulékot, és a sűrűségprofil alakját nem vettem számításba.

¹³Arnett, W. D; Fu, A.: 1989, The Late Behavior of Supernova 1987A. I. The Light Curve, ApJ 340, 396

4.3.2. Eredmények

Reprodukálás céljából általánosságban az $E_r=1,9 \times 10^{51}$ robbanási energiájú és $M_{Ni}=0,034 M_{\odot}$ nikkeltömeggű modelleket vettem alapul, a '15M_basic' modellek esetén pedig az összes modellre elvégeztem az illesztést. A nikkeltömeg és a robbanási energia változtatásának befolyása minden SNEC modell esetén hasonló tapasztalatokhoz vezetett, így ennek a feladatnak az elvégzését csak az említett modellnél éreztem szükségesnek. Annak fényében, hogy a 12 és 15 naptömeggű modellek fénygörbéiben nincs különbség, ezeken a tömegeken csak egy modell esetén reprodukáltam a fénygörbét. Az eredményeket a 6. és 7. táblázatban foglaltam össze.

| MESA modell | R_0 (10^{13} cm) | M_{ej} (M_{\odot}) | E_{th} (10^{51} erg) | E_{kin} (10^{51} erg) | E_t (10^{51} erg) |
|--------------------|-----------------------|--------------------------|---------------------------|----------------------------|------------------------|
| 12M_basic | 6,069 | 7,0 | 1,20 | 3,10 | 4,30 |
| 15M_basic | 7,905 | 9,5 | 1,40 | 3,80 | 5,20 |
| 20M_approx21 | 6,358 | 14,5 | 1,58 | 5,10 | 6,68 |
| 20M_basic | 7,828 | 14,5 | 1,68 | 5,55 | 7,23 |
| 20M_basic_approx21 | 7,832 | 14,5 | 1,68 | 5,70 | 7,38 |
| 25M_basic | 8,515 | 18,6 | 1,87 | 6,70 | 8,57 |
| 25M_basic_approx21 | 8,526 | 18,4 | 1,80 | 6,60 | 8,40 |
| 30M_basic | 11,140 | 23,4 | 1,95 | 8,05 | 10,00 |
| 30M_basic_approx21 | 11,160 | 23,4 | 1,95 | 8,20 | 10,15 |
| 30M_co_burn | 10,835 | 23,4 | 1,95 | 8,12 | 10,07 |

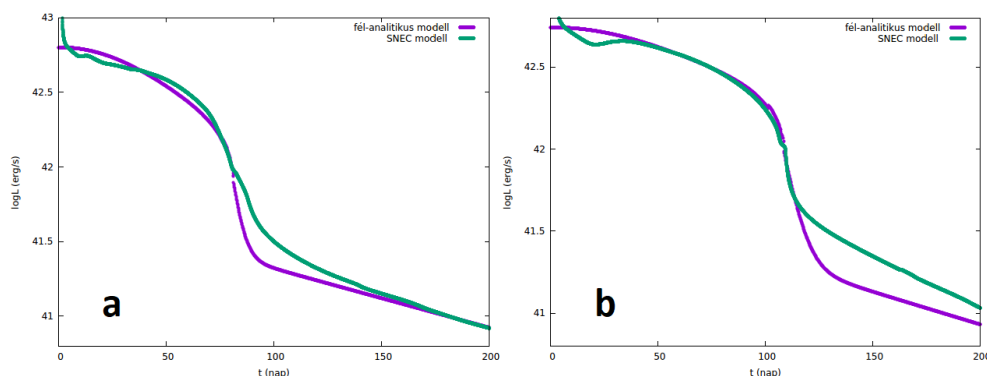
6. táblázat. Az LC2 modellek paraméterei

| MESA modell | M_{Ni} (M_{\odot}) | E_{th} (10^{51} erg) | E_{kin} (10^{51} erg) | E_t (10^{51} erg) |
|-------------|--------------------------|---------------------------|----------------------------|------------------------|
| 15M_basic | 0,034 | 1,10 | 2,87 | 3,97 |
| 15M_basic | 0,012 | 1,25 | 3,33 | 4,58 |
| 15M_basic | 0,034 | 1,25 | 3,33 | 4,58 |
| 15M_basic | 0,079 | 1,25 | 3,20 | 4,45 |
| 15M_basic | 0,034 | 1,40 | 3,80 | 5,20 |

7. táblázat. Az LC2 modellek paraméterei a '15M_basic' modell esetén

Összehasonlítva a SNEC (4. táblázat) és az LC2 modellek eredményeit, az látható, hogy a fél-analitikus modell lényegesen kisebb ledobódott anyagot jósol, ami a szakirodalomban jól ismert probléma, és feltehetőleg a konstans Thomson-opacitás eredményezi¹⁴. A két kód energiamentiségei nem feleltethetők meg egymásnak, így összehasonlítás céljára a teljes energia mennyisége célszerű. Az LC2 kód alkalmazása nagyobb teljes energiát eredményez, az eltérés a tömeggel kvázi arányosan változik. Ez alól a 30 naptömegű modellek a kivételek, ahol a két érték között lényeges eltérés van, viszont a SNEC fénygörbéknél tapasztalt ellentmondást feloldja.

Az illesztést kvalitatív szempontból a '12M_basic' és a '20M_basic_approx21' modellek fénygörbéinek bemutatásával illusztrálom (22. ábra). Előbbi esetben az adatsor hossza elegendő volt ahhoz, hogy a nebuláris fázisban a görbék illeszkedjenek, ez nagyobb tömegen már nem teljesül, de a görbék meredekségéből következtethető a két görbe összeérése. A feladat során az alábbi elvet követtem: elsődleges célnak a plató fázis hosszának pontos meghatározását tekintettem, és azután a paraméterek finomhangolásával igyekeztem a lehető legpontosabban reprodukálni a plató fázis átlagos luminozitását.



22. ábra. Az LC2 és a SNEC fénygörbék a '12M_basic' (a) és a '20M_basic_approx21' (b) modell esetében

Ami szembetűnő, hogy lényeges különbség adódik a hidrodinamikai és a fél-analitikus megközelítési mód által létrehozott fénygörbék korai szakaszában. Az analitikus modellek a lökés hullám lecsatolódását nem tartalmazzák, továbbá a plató fázis lefutása egyenletes, míg a numerikus modellek elején a lecsatolódás után egy kisebb fényességnövekedés is tapasztalható. Hasonló különbségek figyelhetők meg az itt most bemutatásra nem kerülő további illesztések esetében is, melyek a B. függelékben kaptak helyet.

¹⁴Utrobin, V. D.; Chugai, N. N.: High mass of the type IIP supernova 2004et inferred from hydrodynamic modeling. 2009, A&A, 506, 829

5. Diskusszió, összefoglalás

Diplomamunkámban összefoglaltam a csillagfejlődés, a kollapszár szupernóvák és a magreakciók elméleti alapjait. A feladatom ismertetése során bemutattam a modellezés során alkalmazott programokat, a modellezés menetét, majd a futtatások eredményeit. Dolgozatomat a konklúziók ismertetésével zárom.

Az eredmények összefoglalását a MESA modellekkel kezdeném. A reakcióhálózatokat vizsgálva kijelenthető, hogy a csillag fejlődését jelentősen nem befolyásolják. Kiderült, hogy a szakirodalomban leggyakrabban alkalmazott 'basic_co_burn_approx21' beállítás semmit nem befolyásol az alap, 'basic.net'-es modellekhez képest. A 'basic_co_burn' beállítás alkalmazása nem javasolt, hisz azok a kódok amik le is futottak, a 'vasat' nem tartalmazták. 12 és 15 naptömegben kevesebb modell futott le hiba nélkül, továbbá nagy fluktuáció nincs a megfigyelt összetételekben, így ezen a tartományon még nincs komoly jelentősége a nukleáris hálózatok megválasztásának. Ennél magasabb tömegértéken viszont minden beállítás komoly eltéréseket eredményez, így a szerepüket tekintve nem elhanyagolhatóak.

Ezeket a tapasztalatokat látszanak megerősíteni a SNEC alkalmazásával készített robbanási modellek is. 12 és 15 naptömegben az egyes SNEC fénygörbék között minimális eltérések adódtak, míg $20 M_{\odot}$ felett a különbségek szemmel láthatóvá váltak. A megfigyelt különbségek korrelálnak a teljes és így a belső energiával is, ami visszavezethető a MESA modellek kémiai szerkezetére. A fénygörbék energetikája által okozott különbségeket erősítik az LC2 modellel történő illesztések is, ami a 30 naptömegben megfigyelhető eltérő viselkedést is magyarázza. Összegzésként elmondható, hogy a MESA-ban alkalmazott reakcióhálózatok a modelles csillagok kémiai szerkezetében okozott eltérései a szupernóvává válása után hatással vannak a felrobbanó objektum fénygörbéjére.

Felhasznált irodalom

- 1 Paxton, B.; Bildsten, L.; Dotter, A.; Herwig, F.; Lesaffre, P.; Timmes F.: 2011, Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA). *ApJS*, 192:3
- 2 Szányi, B.: 2020, Nukleáris hálózatok modellcsillagok kémiai szerkezetére gyakorolt hatása. TDK dolgozat, SZTE
- 3 Morozova, V.; Piro, A. L.; Renzo, M.; Ott, C. D.; et al.: 2015, Light Curves of Core-collapse Supernovae with Substantial Mass Loss Using the New Open-source SuperNova Explosion Code (SNEC). *ApJ*, 814,63
- 4 Nagy, A. P.; Vinkó, J.: 2016, A two-component model for fitting light curves of core-collapse supernovae. *A&A*, 589, A53
- 5 Szatmáry, K.; Vinkó, J.; Gergely, Á. L.; Keresztes, Z.: 2013, *Asztrofizika. Elektronikus tananyag*, SZTE
- 6 Nagy, A.: 2016, Kollapszár szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezése. PhD. értekezés, SZTE
- 7 Erdei, E. Sz.: 2016, Nagy tömegű csillagok modellezése és szupernóva-robbanásaik vizsgálata. Diplomamunka, SZTE
- 8 Vinkó, J.: 2017, Szupernóva-robbanások asztrofizikája. MTA doktori értekezés, MTA
- 9 Boyd, R. N.: 2008, *An Introduction to Nuclear Astrophysics*. The University of Chicago Press
- 10 Iliadis, C.: 2015, *Nuclear Physics of Stars*. Wiley-VCH
- 11 Gyürky, Gy.: 2001, Magreakció vizsgálatok a nukleáris asztrofizika területén. PhD. értekezés, DE
- 12 Paczynski, B.: 1983, Models of X-ray bursters with radius expansion. *ApJ*, 267, 315
- 13 Arnett, W. D; Fu, A.: 1989, The Late Behavior of Supernova 1987A. I. The Light Curve, *ApJ* 340, 396
- 14 Utrobin, V. D.; Chugai, N. N.: 2009, High mass of the type IIP supernova 2004et inferred from hydrodynamic modeling. *A&A*, 506, 829

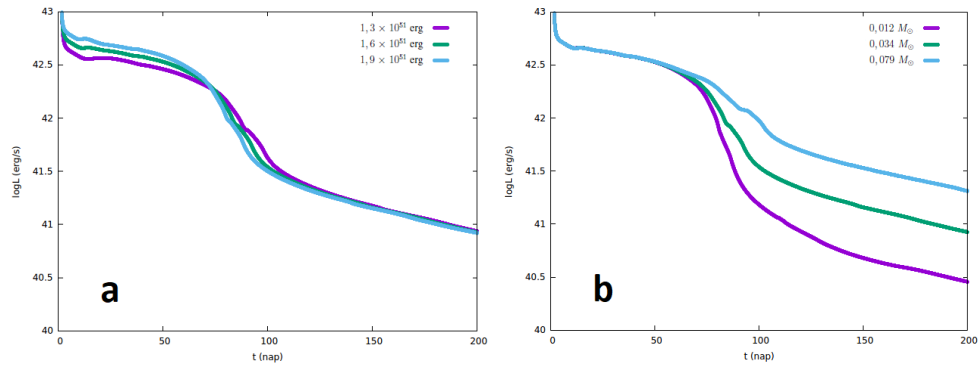
Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom Dr. Nagy Andreának a diákköri- és diplomamunkám során nyújtott folyamatos szakmai segítségeiért, a MESA, a SNEC és az LC2 kód használatához kapcsolódó útmutatásaiért, a rendszeres konzultációs lehetőségekért, továbbá a dolgozatom folyamatos lektorálásért.

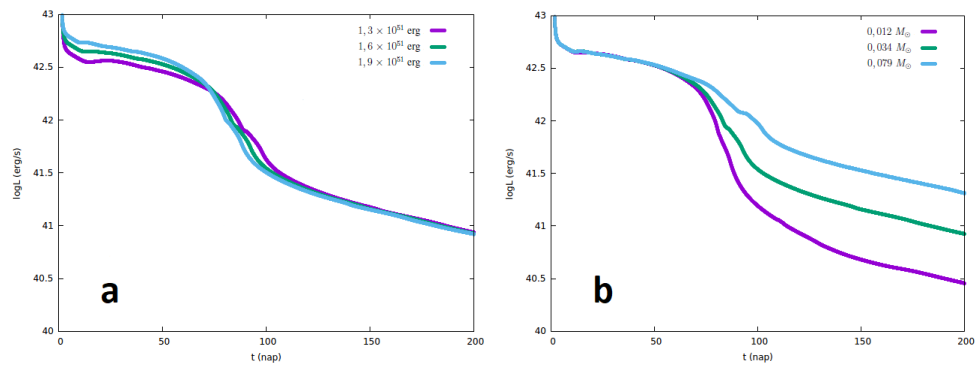
Függelék

A. SNEC fénygörbék

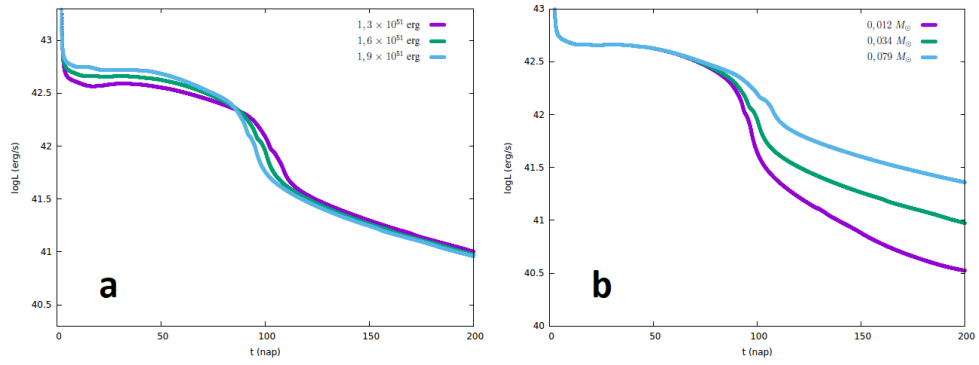
További, a dolgozatban nem ábrázolt SNEC fénygörbék.



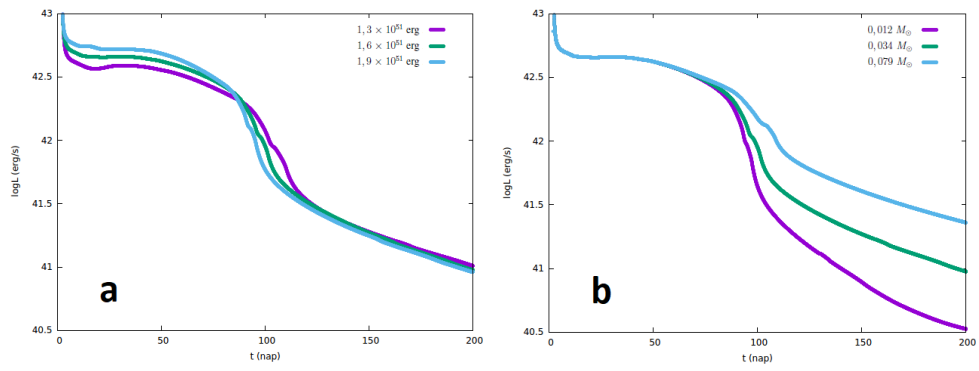
23. ábra. Különböző energiákkal (a) és nikkeltömegekkel (b) kapott fénygörbék összehasonlítása a '12M_basic' modell esetében



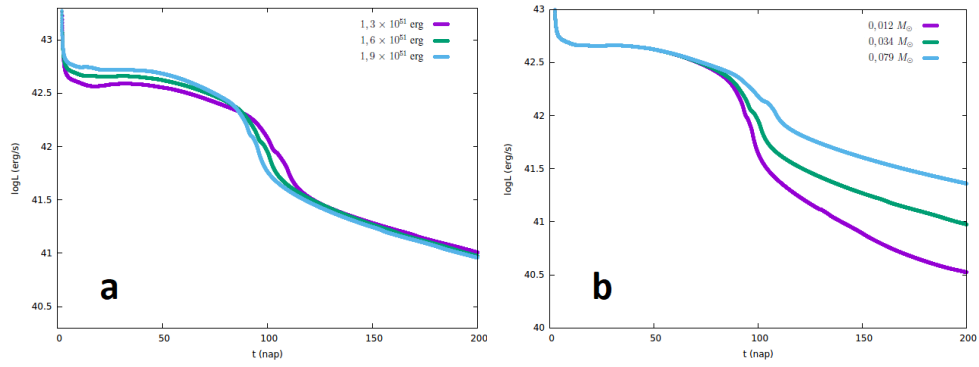
24. ábra. Különböző energiákkal (a) és nikkeltömegekkel (b) kapott fénygörbék összehasonlítása a '12M_co_burn' modell esetében



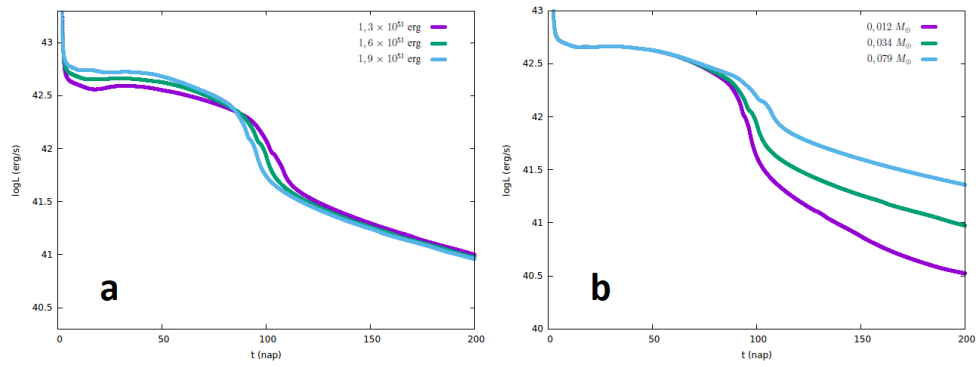
25. ábra. Különböző energiákkal (a) és nikkeltömegekkel (b) kapott fénygörbék összehasonlítása a '15M_approx21' modell esetében



26. ábra. Különböző energiákkal (a) és nikkeltömegekkel (b) kapott fénygörbék összehasonlítása a '15M_basic' modell esetében



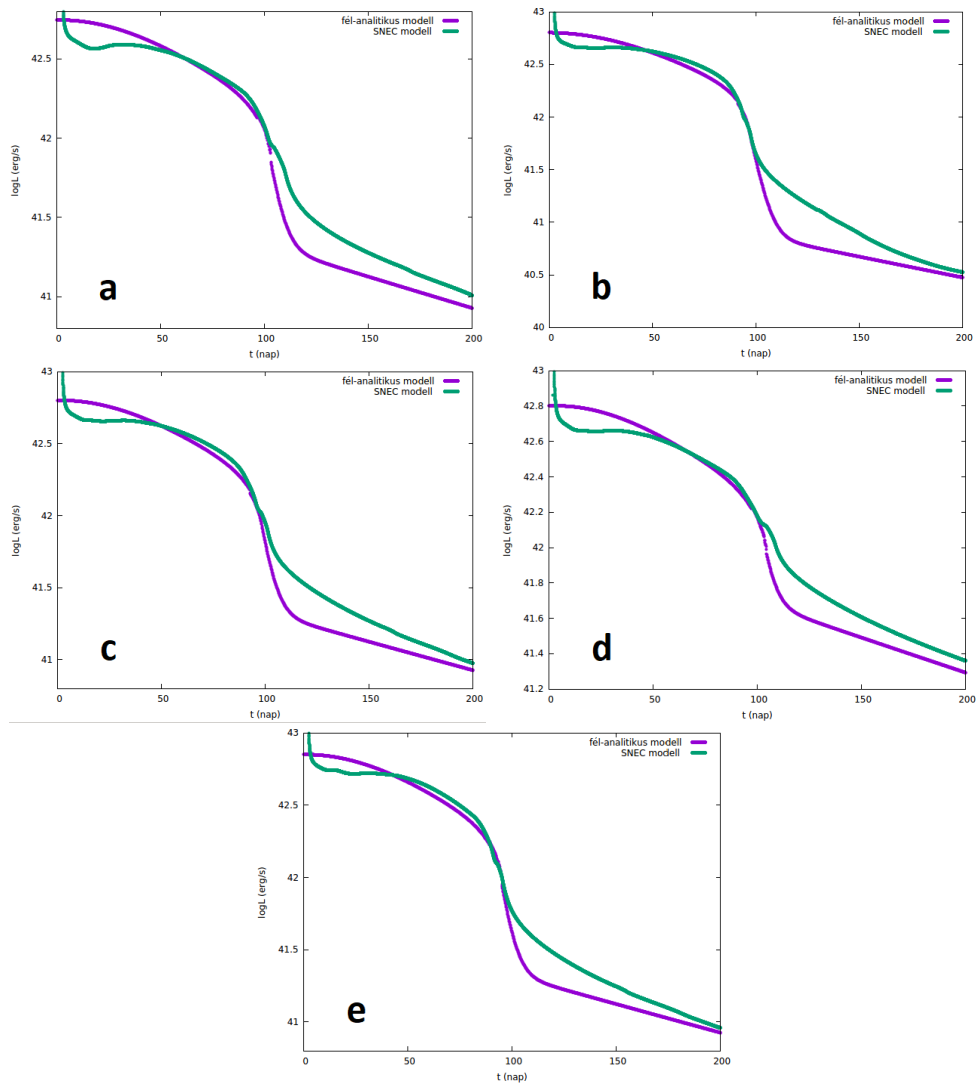
27. ábra. Különböző energiákkal (a) és nikkeltömegekkel (b) kapott fénygörbék összehasonlítása a '15M_basic_approx21' modell esetében



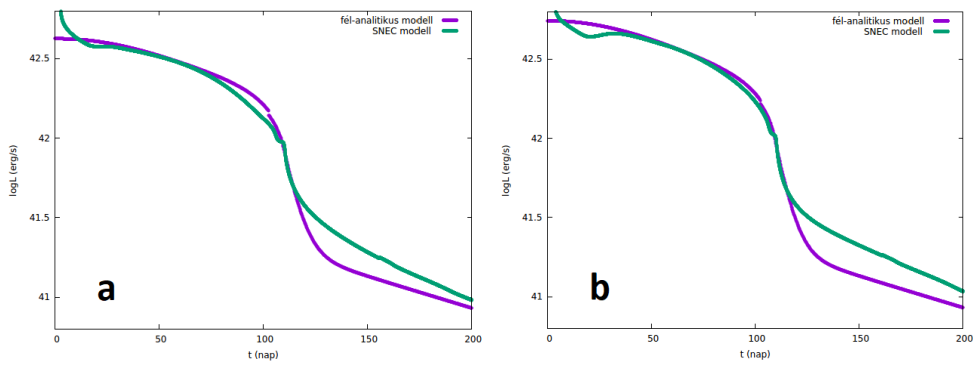
28. ábra. Különböző energiákkal (a) és nikkeltömegekkel (b) kapott fénygörbék összehasonlítása a '15M_co_burn' modell esetében

B. LC2 fénygörbék

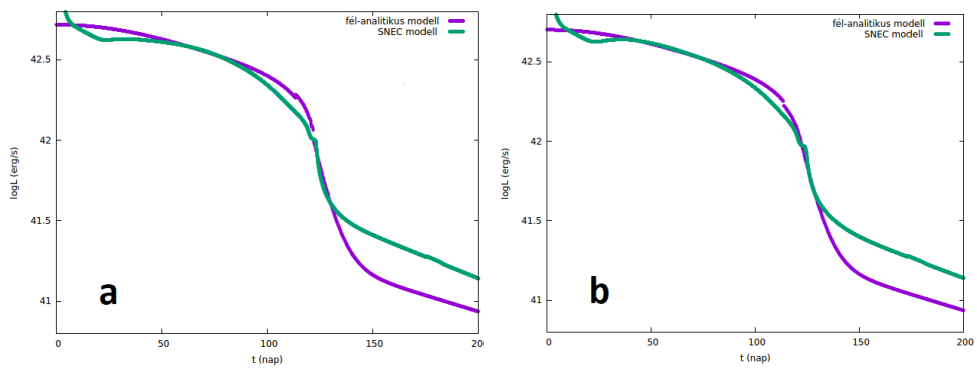
További, a dolgozatban nem ábrázolt LC2 illesztések a SNEC modellek fénygörbéivel.



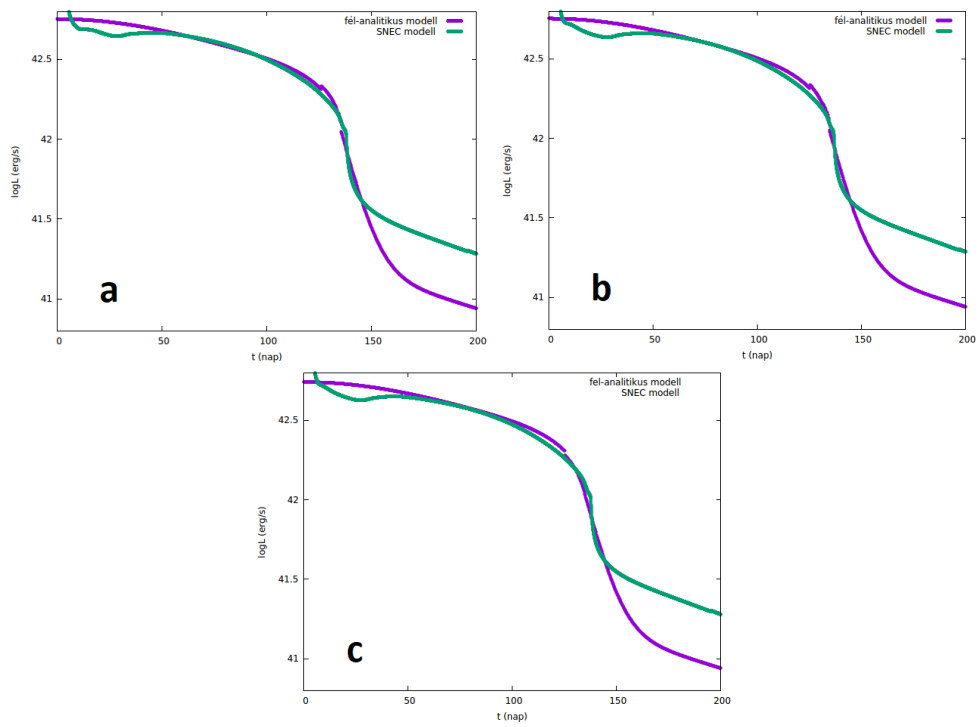
29. ábra. Az LC2 és a SNEC fénygörbék $1,3 \times 10^{51}$ (a), $1,6 \times 10^{51}$ (b), (c), (d) és $1,9 \times 10^{51}$ (e) erg robbanási energia, illetve $0,012$ (b), $0,034$ (a), (c), (e) és $0,079$ (d) M_{\odot} nikkeltömeg mellett a '15M_basic' modell esetében



30. ábra. Az LC2 és a SNEC fénygörbék '20M_approx21' (a) és a '20M_basic' (b) modell esetében



31. ábra. Az LC2 és a SNEC fénygörbék a '25M_basic' (a) és a '25M_basic_approx21' (b) modell esetében




32. ábra. Az LC2 és a SNEC fénygörbék a '30M_basic' (a), '30M_basic_approx21' (b) és a '30M_co_burn' (c) modell esetében

Nyilatkozat

Alulírott Szányi Balázs Csillagász MSc szakos hallgató (Neptun azonosító: E1N554) a "Nukleáris reakcióműveletek hatása kollapszár szupernóvák fénygörbemodelleire" című diplomamunka szerzője 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, 2021. 05. 21.

Aláírás:

Szányi Balázs