

A meteoritokban található szupernóva szemcsék fosszilis lenyomatainak vizsgálata

Balázs Gábor Gergő



ELTE | TTK

Témavezetők:

Maria Lugaro

Tudományos Tanácsadó

Marco Pignatari

Tudományos Főmunkatárs

Eötvös Loránd Tudományegyetem

Természettudományi Kar

Fizikai és Csillagászati Intézet

2024

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
1.1. A nagy tömegű csillagok és a magösszeomlásos szupernóvák fejlődése és nukleoszintézise	2
1.2. A meteorit adatok vizsgálata és a Ni esete	7
1.3. Problémák, hiányzó tanulmányok és motiváció	10
2. A használt módszerek és modellek	11
2.1. A használt modellszettek	11
2.1.1. Rauscher 2002 (Ra02)	11
2.1.2. Pignatari 2016 (Pi16)	12
2.1.3. Sieverding 2018 (Si18)	12
2.1.4. Ritter 2018 (Ri18)	13
2.1.5. Limongi & Chieffi 2018 (LC18)	13
2.1.6. Lawson 2022 (La22)	13
2.1.7. Robbanási mechanizmusok	14
2.2. A SIMPLE Python kód	15
2.2.1. A szülőcsillagok szerepe	15
2.2.2. A többbrétegű struktúra és meghatározása	16
2.2.3. Radioaktív atommagok	17
2.2.4. A maradványtömegek meghatározása	19
3. A kapott eredmények és diszkusszió	20
3.1. A Ni profilok	20
3.2. A Ni meredekségek	22
4. Összefoglalás, konklúzió és jövőbeli tervek	25
5. Köszönetnyilvánítás	26
A. függelék: A többbrétegű struktúra és a Ni hozamok elemgyakoriságainak további ábrái	27
A.1. A többbrétegű struktúrára vonatkozó ábrák	27
A.2. A Ni izotópok elemgyakoriság profiljai	30
B. függelék: A Ni meredekségek további ábrái	33
C. függelék: Saját eredmények	36
C.1. Kérdések	36
C.2. Módszerek	36
C.3. Eredmények	36

Absztrakt

A szupernóva-robbanások során nagy mennyiségű anyag kerül ki a csillagközi térbe. Ennek az anyagnak egy része por, amely a keletkezése során fennálló környezet kémiai jegyeit hordozva beépülhet a meteoritokba és a korai aggregátumokba. Ezeket a porszemcséket meteoritokban tudják vizsgálni, pontosabban ezek kémiai lenyomatait. A meteoritok tömegspektroszkópiai elemzése során olyan izotópanomáliákat mutattak ki, amelyek olyan, szupernóvákban származó, akkréciós folyamatok révén a meteoritok anyatestével egyesült porszemcsékre vezethetők vissza. Mivel az anomáliákat okozó preszoláris szemcsék annak a környezetnek a kémiai összetételét őrizték meg, amelyben keletkeztek, ezért fontos információkat hordoznak magukban a Naprendszer kialakulása szempontjából. Ezen anomáliák eredetének feltárásához a meteoritok tömegspektroszkópiai elemzéséből kapott adatokat elméleti szupernóva modellekkel hasonlítják össze. Dolgozatomban a kondritokban talált Ni anomáliák eredetét vizsgálom, melyhez a szakirodalomban az utóbbi években publikált, hat különböző magösszeomlásos szupernóva modellkészletet használtam fel.

1. Bevezetés

1.1. A nagy tömegű csillagok és a magösszeomlásos szupernóvák fejlődése és nukleoszintézise

A nagy tömegű csillagok (amelyek kezdeti tömege $> 8-9 M_{\odot}$, Woosley et al., 2002) fontos szerepet játszanak az Univerzum kémiai fejlődésében. Ezek a csillagok olyan magfúziós folyamatok révén fejlődnek, amelyek során egyre nehezebb elemek keletkeznek. A végső fázisban egy Fe-mag keletkezik, amely nem bírja el a hatalmas gravitációs nyomást, és összeomlik. Ez az összeomlás egy robbanást vált ki, amelyet magösszeomlásos szupernóvaként (CCSNe) (Kippenhahn & Weigert, 1990) ismernek. Ezek a CCSNe-k felelősek a periódusos rendszerben található elemek felének előállításáért. A robbanás során kidobott anyag szétszóródik az űrben, hogy a jövőbeli csillagok és bolygók alapanyagát képezze.

A nagy tömegű csillagok fejlődését különböző fúziós folyamatok határozzák meg. Ezen folyamatok során a fúzió a csillag magjában zajlik, ahol a könnyebb elemek fúziója révén egyre nehezebb elemek jönnek létre. Amikor az adott fúziót hajtó üzemanyag mennyisége csökkenni kezd a magban, az adott fúziós folyamat a csillag tömegét tekintve konvektív héjak formájában kifelé tolódik, miközben a magban egy új fúziós folyamat indul be. Ez azt jelenti, hogy az előző fúziós folyamat során előállított elemek lesznek a fő energiatermelés üzemanyagai. Magukat az égési fázisokat 6 fő elem fúziója határozza meg: ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{20}Ne , ^{16}O és ^{28}Si (Kippenhahn & Weigert, 1990). Amikor egy nagy tömegű csillag a Hertzsprung-Russel-diagram a fősorozatára lép, a magjában a CNO-cikluson keresztül a ^1H fúziója megy végbe. A nagy tömegű csillagok esetében ez a folyamat több millió évig tart, ami nagyjából a csillag élettartamának 90%-át öleli fel. Ahogy a ^1H mennyisége csökken, és végül kimerül, a csillag nem képes elegendő

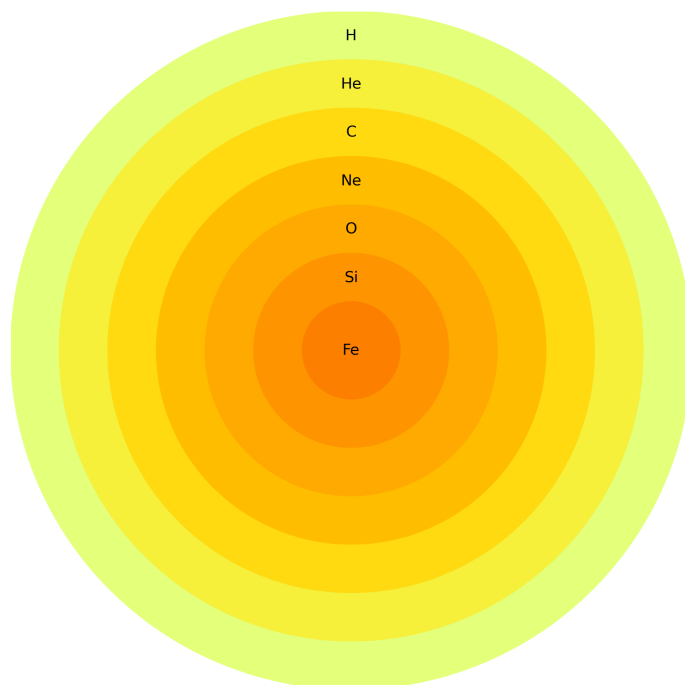
energiát termelni ahhoz, hogy egyensúlyát fenntartsa. Ennek eredményeképpen a csillag elkezd összehúzódni. Az összehúzódás hatására a csillag belsejében a sűrűség és a hőmérséklet addig növekszik, amíg a ${}^4\text{He}$ fúziója el nem kezdődik. Eközben az ${}^1\text{H}$ fúziója egy külső héjban fog folytatódni, míg a magban a 3α reakció révén a He fúziója veszi át a helyét. Ebben a fázisban a csillag sugara növekedni kezd, és a felszíni hőmérséklete csökken: a csillag vörös szuperóriássá válik. A magban a 3α reakció során ${}^{12}\text{C}$ keletkezik. Ahogy az ${}^{12}\text{C}$ mennyisége növekszik, a ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)$ reakció aktiválódik, és idővel átveszi a 3α folyamat helyét, mint fő energiaforrás. Ebben a reakcióban egy ${}^{12}\text{C}$ atommag befog egy α -részecskét, és stabil ${}^{16}\text{O}$ atommaggá alakul. Ennek a folyamatnak az aktiválása határozza meg a He égés végén a C/O arányt (deBoer et al., 2017). Mivel ekkor a magban a ${}^{12}\text{C}$ és az ${}^{16}\text{O}$ a legnagyobb mennyiségben előforduló elemek, e két elem aránya és a CO mag tömege határozza meg a csillag további fejlődését. Ettől kezdve a csillag fejlődése időben fokozatosan rövidülő összehúzódási, centrális és héjégési szakaszok sorozatával írható le. A következő égési szakaszban két ${}^{12}\text{C}$ atommag egy összetett ${}^{24}\text{Mg}$ maggá olvad össze, amelyből főként egy α -részecske és egy ${}^{20}\text{Ne}$, vagy egy proton és egy ${}^{23}\text{Na}$ keletkezik. Az endoterm csatorna is marginálisan aktiválódik, melynek során egy neutron és egy instabil ${}^{23}\text{Mg}$ atommag keletkezik (Pignatari et al., 2013). A C fúzió során keletkező neutronok, protonok és α -részecskék döntő fontosságúak lesznek számos különböző izotóp, például az ${}^{26}\text{Al}$ és a ${}^{30}\text{Si}$ termelődésében. A C égésből származó, a legnagyobb mennyiségben előforduló izotópok a ${}^{20}\text{Ne}$ és a ${}^{24}\text{Mg}$. Az ${}^{16}\text{O}$ -val együtt ezek az izotópok lesznek a Ne égés fő üzemanyagai. A Ne égése során az energiatermelés egyik domináns reakciója a ${}^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)$, ami azt jelenti, hogy a ${}^{20}\text{Ne}$ -t egy γ -foton fotodezintegrálja, és egy α -részecskét bocsát ki. A másik két domináns reakció a ${}^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)$ és a ${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma)$. A Ne égés végén a fő termékek az ${}^{16}\text{O}$, a ${}^{24}\text{Mg}$ és a ${}^{28}\text{Si}$. A másodlagos termékek az ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{30}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{58}\text{Fe}$ és a stabil Ni izotópok, kivéve a ${}^{58}\text{Ni}$. Ennek az égési szakasznak az egyik további, másodlagos terméke az ${}^{27}\text{Al}$. Az egyik fontos reakció ebben a fázisban az, amikor a ${}^{24}\text{Mg}$ atommagok befognak egy α -részecskét, ezzel ${}^{28}\text{Si}$ -t létrehozva. Ez lesz az egyik legnagyobb mennyiségben előforduló izotóp a Ne égésből az ${}^{16}\text{O}$ és a ${}^{24}\text{Mg}$ mellett. Ha a hőmérséklet eléri a 2 GK-t ($2 \cdot 10^9$ K), akkor beindul az O égés. Az ${}^{16}\text{O}$ fúziójának három fő nukleoszintetikus csatornája van, amelyek az ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, \alpha)$, az ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, p)$ és az ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, n)$. Az ebben a szakaszban keletkező fémek közül a legnagyobb mennyiségben a ${}^{28}\text{Si}$, a ${}^{30}\text{P}$, a ${}^{31}\text{P}$ és a ${}^{31}\text{S}$ keletkezik. Ezek bomlása során neutronok, protonok és α -részecskék szabadulnak fel, és ezekből a másodlagos termékek a ${}^{28}\text{Si}$ és a ${}^{32}\text{S}$ a többi izotóp közül, de ez a kettő adja a folyamat során létrehozott izotópok zömét (Woosley et al., 2002). Mivel ezután a mag nagy része ${}^{28}\text{Si}$ -ből áll, ez lesz a következő égési szakasz fő hajtóanyaga. Az előző folyamatokkal ellentétben a Si égése nem klasszikus fúziós folyamat. Ez a folyamat nagyrészt befogási folyamatok sorozatán alapul, amihez kisebb mértékben, de hozzájárul a ${}^{28}\text{Si}$ fotodezintegrációja is, amely további, a befogási folyamatokhoz szükséges részecskéket szabadít fel. Ezáltal több folyamat zajlik párhuzamosan. A ${}^{28}\text{Si}$ létrejöttéhez egy olyan reakcióra van szükség, amelyben a ${}^{24}\text{Mg}$ egy γ -fotonnal összeütközve egy α -részecskét lök ki, ${}^{20}\text{Ne}$ -t képezve. Ez a reakció nem dominál a Si égésében, mivel a ${}^{25,26}\text{Mg}(p, \alpha)$ és (n, α) reakciók is

lejátszódnak. Továbbá, mivel a Si égése nem két ^{28}Si atommag fúziójával jár, a fő végtermék nem ^{56}Ni , hanem ^{54}Fe vagy akár ^{56}Fe lesz (Woosley et al., 2002). Ezek a felsorolt égési fázisok a csillag magjában egyre rövidebb ideig képesek fenntartani az egyensúlyt. Az égési fázisokban felhasznált üzemanyagokat és azok felhasználásnak időtartamát (τ) a 1. táblázat foglalja össze.

Üzemanyag	T [MK]	τ [év]	Végtermék(ek)
H	40	$6,492 \cdot 10^6$	He
He	200	$6,519 \cdot 10^5$	C, O
C	800	$3,131 \cdot 10^2$	Ne, Mg
Ne	1600	0,634	O, Mg
O	2000	0,603	Si, S
Si, S	2600	$4,322 \cdot 10^{-3}$	Fe

1. táblázat. A különböző elemek fúziós ideje egy $Z = 0,02$ fémességű, 25 naptömegű csillagban Pignatari et al. (2016) alapján. A csillag teljes élettartama $7.168 \cdot 10^6$ év.

Amint a ^{28}Si mennyisége lecsökkent, beáll az úgynevezett nukleáris statisztikai egyensúly. Ez azt jelenti, hogy egy adott reakció és annak inverze egyensúlyban van. Ezen belül egy adott mennyiségű neutronfelesleg esetén a reakciókban a legszorosabban kötött atommagok keletkeznek. Neutron-proton egyenlőség esetén ez az ^{56}Ni . Nagyobb felesleg esetén ^{56}Fe is keletkezhet, de fontos megjegyezni, hogy a legszorosabban kötött atommag a ^{62}Ni (Thielemann & Arnett, 1985). A folyamat végén a csillag szerkezete az 1. ábrán is láthatóan többretegű lesz.



1. ábra. A „többretegű struktúrának” nevezett szerkezet a csillag fejlődésének végén, amelyben az egyes héjakat a bennük fuzionáló elem határozza meg, egészen a Fe-magig. Fontos megjegyezni, hogy az ábrán a héjak nem méretarányosak.

Amint azt a 1. ábra szemlélteti, a csillagban még a fejlődésének végső szakaszában is több elem fúziója zajlik a különböző héjaiban. Azonban, miután a magban telítődik a Fe, a csillag nem tudja megtartani a külső rétegeinek hatalmas súlyát, ezért a nagy tömegű csillagok életük végén magösszeomlást követően robbannak fel. Ezeket a szupernóvákat a szakirodalomban II-es típusú szupernóváknak nevezik, de emellett több más szupernóva típus is magösszeomlások szupernóva-robbanásból származtatható. A II-es típusú szupernóvák színképében hidrogénvonalak jelennek meg, ezzel szemben az I-es típusú szupernóváknál nincsenek hidrogénvonalak, ami arra utal, hogy a felrobbant csillag hidrogénben szegény objektum volt. Fontos azonban megjegyezni, hogy az I. típusú szupernóvák keletkezhetnek kettős rendszerekben bekövetkező fehér törpe robbanásokból (Ia típus) vagy olyan nagy tömegű csillagok magösszeomlásából, amelyek ledobták hidrogénburkukat (Ib és Ic típus) (Gal-Yam, 2017).

Miután a Fe-mag létrejött, a csillag magjában nem történik újabb energiatermelő folyamat. Ennek az az oka, hogy a Fe-nak van az egyik legnagyobb kötési energiája, ezért a csillagok általános állapotában nem lehet könnyen megsemmisíteni töltött részecske-reakciókkal. Ekkor, mivel már nincs olyan folyamat, amely fenntarthatná a csillag egyensúlyát, a gravitáció hatására a mag összeomlik. Eközben a Fe-mag a neutrínó-kibocsátástól hűlni kezd, és az elektronok degenerált állapotba kerülnek. Ez utóbbiak a mag összeomlása miatt emelkedő hőmérséklet és nyomás hatására felszabadulnak, így az atommagok és a protonok képesek befogni őket, ennek köszönhetően az elektronfrakció csökken. Maga az összeomlás adiabatikus ¹. Ez annak köszönhető, hogy a neutrínó-kibocsátás csökkenti az entrópiát, az elektronbefogás és a fotodezintegráció pedig növeli azt, így az entrópia állandó. Mivel nincs, ami lelassítaná a mag felé eső anyagot, a v sebesség arányos lesz az r sugárral. Ebből következik, hogy lesz egy olyan sugár, amely felett a sebesség meghaladja a hangsebességet (~ 1500 m/s). Mivel a hangsebesség felett a nyomáshullámok nem terjednek elég gyorsan ahhoz, hogy lelassítsák a mag felé eső anyagot, így az szabadon esik (Kippenhahn & Weigert, 1990). Eközben a magban a nyomás gyorsan emelkedik, és amikor a sűrűség eléri vagy meghaladja a $\rho \geq 1 \cdot 10^{11}$ g·cm⁻³ értéket, a neutrínók már nem tudnak kiszabadulni a magból. A magban a nyomás $2,5 \cdot 10^{14}$ g·cm⁻³-ig növekszik, ekkor az összeomlás megáll (Woosley et al., 2002). Ezután egy nyomáshullám kezd kifelé terjedni, ezt nevezik visszapattanásnak. Ahogy a nyomáshullám felgyorsul, meghaladja a hangsebességet, és lökéshullámmá válik. Ahogy terjed, leválasztja a csillag külső rétegeit a magról. Miközben a lökéshullám kifelé halad a csillag sugarában, energiát veszít, mivel az anyag tovább esik visszafelé a proto-neutroncsillag (PNS) felszíne felé, amelyet a lökéshullám az energiája által fotodezintegrál. A visszapattanást követő 100-200 ms alatt a lökéshullám eléri maximális sugarát, ami nagyjából 150-200 km (Kippenhahn & Weigert, 1990). Ha ez a megrekedt lökéshullám zsugorodni kezd, nem következik be robbanás, de ha a lökéshullám egy fűtési mechanizmusból energiát tud nyerni, akkor tovább terjedhet kifelé. Ez a fűtés a lökéshullám alatti területekről származó neutrínókból eredeztethető, amelyek az anyag lehűlése során bocsátódnak ki, de a PNS-ből kilépő neutrínókat az anyag elnyeli. Ennek az a következménye, hogy

¹Az adiabatikus jelen esetben az entrópia konstans értékét jelenti.

míg a belső régiókban az anyag hűlni kezd, addig a lökéshullámhoz közelebb felmelegszik. A melegedés oka, hogy a neutrínók nagyobb számban nyelődnek el, mint a kibocsátásuk. Ez a neutrínókból származó felmelegedés fog energiát biztosítani a lökéshullám terjedéséhez (Woosley et al., 2002).

Ahogy a lökéshullám terjed, helyileg megemeli a nyomást és a hőmérsékletet, ezzel robbanásos nukleoszintézist indítva el. Ez megváltoztathatja a kémiai összetételt is, különösen az anyagkibocsátás belső részeiben. Ez a hidrodinamikai egyenletek használata nélkül is kiszámítható a szimulációkban, feltételezve, hogy a lökéshullám gömbszimmetrikus és adiabatikus. Magának a lökéshullámnak köszönhető változásokat a Boccioli & Roberti (2024) cikk foglalja össze. Ennek alapján a lökéshullám áthaladásakor kapott sűrűség (ρ_{shock}) a következőképpen írható le:

$$\rho_{shock} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_{pre} \quad (1)$$

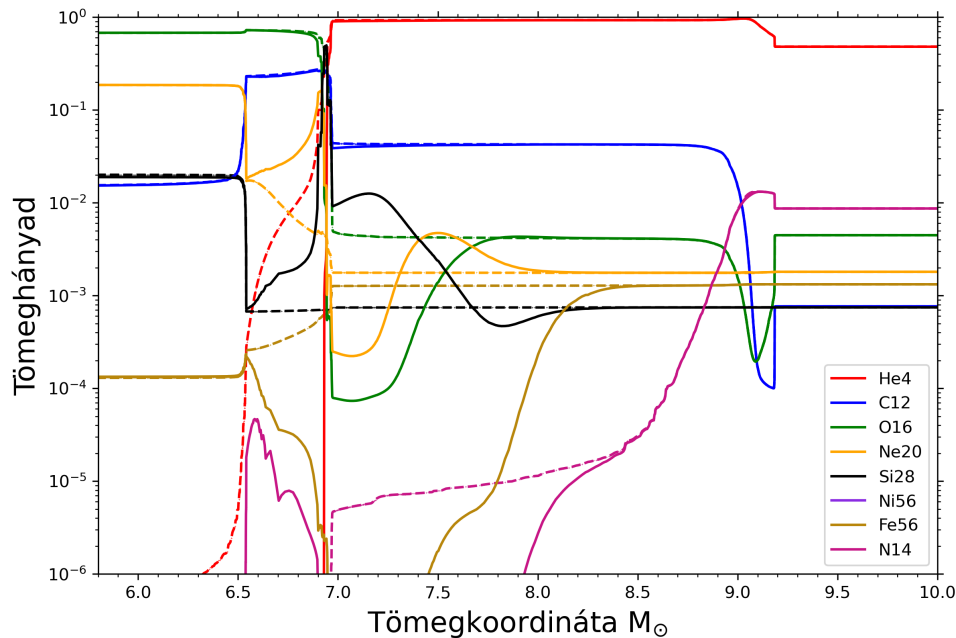
ahol ρ_{pre} a lökéshullám áthaladása előtti sűrűség, γ az adiabatikus index. Ennek értéke általában $4/3$ vagy $5/3$. Ez a kettő érték a γ szélső értékei, ahol a közeg a nem relativisztikus ideális gáz ($5/3$) és a relativisztikus gáz ($4/3$) között változik. Az érték kezdetben $5/3$ -hoz áll közelebb és $4/3$ felé csökken ahogy az anyag egyre relativisztikusabbá válik. Amennyiben a γ kisebb lesz mint $4/3$, a csillag elveszíti az egyensúlyát. Ez a γ minden pontban megadja a csillag anyagának a hőátadási képességét, tehát a lökéshullám áthaladásakor kapott sűrűség a hőátadástól és a kezdeti sűrűségtől függ. Ennek következtében a lökéshullám áthaladásakor a sűrűség lokálisan legalább négyszeresére ($5/3$), maximum hétszeresére ($4/3$) növekszik. (Chevalier, 1989; Veyro et al., 2019; Boccioli & Roberti, 2024). Emellett a lökéshullám okozta hőmérsékleti csúcsára (T_{shock}) is szükség van, ami pedig a következőképpen írható le (Boccioli & Roberti, 2024):

$$T_{shock} = \left(\frac{3}{2a} \right)^{1/4} [(\gamma + 1)\rho_{pre}]^{1/4} v_{shock}^{1/2} \quad (2)$$

ahol a a sugárzási sűrűségállandó. Ebből is látszik, hogy a hőmérséklet a hullám terjedési sebességével (v_{shock}) függ össze.

Ez a hőmérséklet- és nyomáskülönbség váltja ki a robbanásos nukleoszintézist, amely néhány másodpercig tart. A robbanáshoz kapcsolódó első égési folyamat a Si égése. A 4 GK ($4 \cdot 10^9 \text{ K}$) feletti hőmérséklet-tartományban részleges vagy teljes Si-égés valósulhat meg, ahol a Si protonokra, neutronokra és α -részecskékre bomlik, amelyek később a vascsúcs elemeivé alakulnak, és ezek mellett Ca, Ar és Si izotópok is keletkezhetnek. 3 és 4 GK között a hőmérséklettől függően a robbanásos részleges vagy teljes O égése lesz a főszerep, ami többnyire $24 < A < 44$ közötti atomtömegű elemeket hoz létre. Ekkor nagyrészt a ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar és ^{40}Ca izotópok keletkeznek. $1,7$ és 3 GK között a Ne és a C égése indul be. Az előbbi esetben létrejövő fő izotópok a ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{29}Si , ^{30}Si , ^{31}P és ^{37}Cl , az utóbbi esetében pedig a ^{20}Ne és ^{23}Na . $1,7 \text{ GK}$ alatt a hőmérséklet nem elég magas ahhoz, hogy újabb égési folyamatot indítson el. Az

intenzívebb szupernóva-robbanásokban azonban ekkora hőmérséklet alatt mind a He-, mind a H-héj esetében is bekövetkezhet robbanásos égési fázis. Ekkor a He-héj esetében például a ^{22}Ne befoghat egy α -részecskét, és egy neutron kibocsátásával ^{25}Mg -ot hozhat létre. Ez fontos például a Naprendszer kialakulása előtti szilíciumkarbid szemcsék gyakoriságának értelmezésében (Pignatari et al., 2018).



2. ábra. Elemgyakoriságok az elődcillag végső fejlődési fázisában (szaggatott vonal) és a szupernóva-robbanás után a kidobódott anyagfelhőben (folytonos vonal). Az ábra elkészítéséhez a Ritter et al. (2018b) 25 naptömegű modelljét használtam (lásd 2.1.4 szekció). Jelen ábrán a csillag $25 M_{\odot}$ és a kidobott anyag $12,81 M_{\odot}$ tömegeiből az 5.8 naptömegű és a 10 naptömegű tömegkoordináták közé eső elemgyakoriságait ábrázoltam.

A lökéshullám terjedésével a hőmérséklet, a nyomás és a sűrűség nagyjából állandó marad a következő zónákban, és csökken, ahogy az anyag szétterül és lehül. A CCSNe által kidobott anyagfelhő olyan izotópokból áll, mint a ^1H , ^4He , ^{16}O és ^{14}N . A kidobódott anyagfelhőben lévő fémek (amelyek főként ^{12}C , ^{27}Al , ^{28}Si , SiO , ^{56}Ni és ^{56}Fe) egy része porszemcsékbe kondenzálódik (Dwek & Arendt, 2015). Ezen izotópok közül például a ^{56}Ni mennyisége határozza meg a szupernóva fényességét és azt, hogy meddig marad kimutatható. Ezen porszemcsék jelei és nyomai megtalálhatók a meteoritokban, főként a szülőcsillagokban keletkezett izotóp anomáliáknak köszönhetően (Kleine et al., 2020).

1.2. A meteorit adatok vizsgálata és a Ni esete

A meteoritok a Naprendszer aszteroidáinak és bolygóinak töredékei, amelyek eredete a szülőégitestek ütközéseire vezethető vissza. Az utóbbi években a tömegspektrometria fejlődése lehetővé tette a meteoritminták részletes izotóp elemzését, feltárva az izotóp anomáliákat kü-

lönböző elemek, köztük a Ni esetében (lásd pl. Dauphas et al., 2024). Ezek az anomáliák rávilágítanak a Naprendszer belső részéből származó nem széntartalmú (NC) meteoritok és a Naprendszer külső részéből származó széntartalmú (CC) meteoritok izotóp összetételének különbségére (Budde et al., 2016). Úgy tűnik, hogy a NC és CC meteorit osztályok a protoplanetáris korong két különböző forrásából származó anyagot képviselnek. Feltételezik, hogy ezeknek a forrásoknak a kialakulását és elszigeteltségét befolyásolhatta a Jupiter korai jelenléte, amely több millió évig megakadályozhatta az anyag keveredését a korongon belül (Nanne et al., 2019). Korábbi tanulmányok a mért anomáliák egyik lehetséges eredetként a Naprendszer kialakulása előtt a csillagokban és a nagy tömegű csillagok szupernóva-robbanásakor végbemenő nukleoszintézis során keletkezett preszoláris szemcsék különböző populációit azonosították. Ezen forgatókönyv esetén a különbségeket a különböző nukleoszintetikus forrásokból származó preszoláris szemcsék heterogén eloszlása okozza (Kleine et al., 2020). Ezek a preszoláris szemcsék különálló kristályokként őrződtek meg bizonyos típusú meteoritokban, például a közönséges kondritokban (3. ábra). Az alacsony petrológiai osztályokba (3-4) tartozó közönséges kondritok minimális termikus változáson mentek keresztül, lehetővé téve számukra, hogy megtartsák az eredeti preszoláris szemcséket. Ezeknek a szemcséknek az izotópos összetétele jelentősen eltér a Naprendszerétől, mivel annak a csillagközi környezetnek a kémiai összetételét őrizték meg, amelyben keletkeztek.

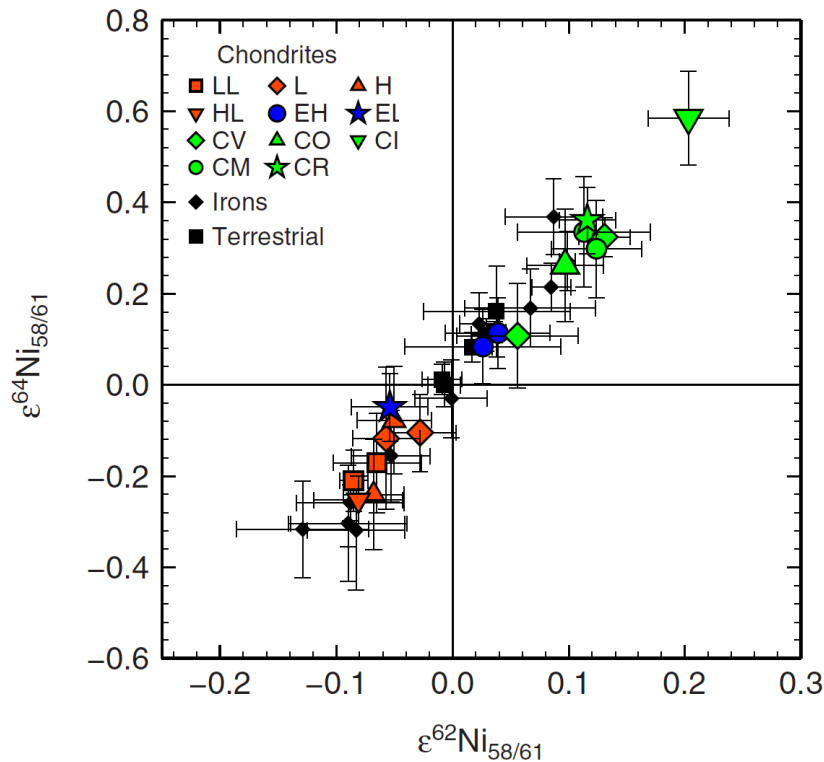


3. ábra. Egy közönséges L4 típusú kondrit, a NWA 14150 meteorit belső szerkezete. A képen jól látszanak a kondrumok, ami azt is jelenti, hogy az idők során kevés sokkhatás érte és nem mállott el. Az L4 besorolás a csekély mértékű termikus változásokat jelenti. A kondrumok általános mérete néhány mm, de középen egy nagyobb is látható. A kondrumok körül látható vékony porsáv az eredeti protoplanetáris korong anyaga. Szklenár Tamás fotója.

Mivel ezek az izotóp anomáliák meglehetősen elterjedtek, felhasználhatóak a meteoritok és a bolygók közötti kapcsolatok, valamint a protoplanetáris korong szállítási és keveredési fo-

lyamatainak vizsgálata során. Összességében a meteoritok izotóp anomáliái olyan információkat hordozhatnak, amelyek segítségével pontosabb modelleket lehet alkotni a bolygókeletkezés modellezésére (Kleine et al., 2020).

Az anomáliákat az izotóparányok standard földi értéktől való eltéréseként adják meg, továbbá a mért izotóparányokat belsőleg normalizálják ugyanazon elem egy másik izotóparányához viszonyítva a földi standard értékeinek felhasználásával. Ez a normalizálás azért szükséges, hogy szétválasztható és korrigálhatóak lehessenek a természetben előforduló és a műszeres tömegfüggő frakcionálási hatások (Lugaro et al., 2023). Az eredményül kapott variációkat az ε jelöli, ami a földi standard értékektől való eltérés tízezred részét jelenti. Alternatív megoldásként ez az eltérés kifejezhető a μ jelöléssel, ahol az arány $1\varepsilon = 100\mu$. Amikor két különböző izotóp izotóparányát egymáshoz viszonyítva ábrázoljuk, gyakran korrelációk figyelhetők meg, mint például a Ni izotópok esetében, amint azt a Steele et al. (2012) cikkben publikálták (lásd 4. ábra).



4. ábra. A Ni-re vonatkozó adatok a Steele et al. (2012) cikkből. Az ábra az $\varepsilon^{64}\text{Ni}$ és az $\varepsilon^{62}\text{Ni}$ közötti korrelációt mutatja a ^{58}Ni és a ^{61}Ni közötti izotóparánnyal normalizálva. Az adatokra illesztett egyenes meredeksége a cikkben $3,003 \pm 0,166$ -ot kaptak. A legtöbb adatpont kondrit meteoritokból származik, de az ábrán a Steele et al. (2011) cikkben a vasmeteoritokból kapott adatok is láthatóak, amelyek hasonló viselkedést mutatnak.

Az izotóp adatokra illesztett egyenes meredeksége közvetlenül összehasonlítható a CCSNe elméleti modelljeivel. A számítások során figyelembe kell venni, hogy a preszoláris szemcsék a meteoritoknak csak nagyon kis részét teszik ki. Ezek a szemcsék megtartották a kialakulásuk

idején meglévő izotóp összetételüket, de mivel beépültek a meteorit szülőégitestjébe, felhígultak (lásd pl. Lugaro et al., 2023). A szemcsék által okozott kis eltérések kimutatásához ezért a szupernóva-modellek adatait ún. referenciaanyaggal, a standard szoláris összetétellel kell hígítani (Simon et al., 2009). Ez a referencia a legtöbb modell esetében eltérő. A hígítást követően a meredekségek CCSNe modellekből történő levezetéséhez minden izotóparányra ki kell számítani az ϵ értékeket a Lugaro et al. (2023) cikkben található egyenlet alapján:

$$\epsilon E_{i,j}^{SMP} = \left[\left(\frac{r_{i,j}^{SMP}}{R_{i,j}^{STD}} \right) \left(\frac{r_{k,j}^{SMP}}{R_{k,j}^{STD}} \right)^{-Q_i} - 1 \right] \cdot 10^4, \quad (3)$$

ahol a Q_i kiszámítása a következőképpen történik:

$$\frac{\ln(m_i) - \ln(m_j)}{\ln(m_k) - \ln(m_j)},$$

ahol az m az adott i, j és k izotópok tömegére utal.

A 3. egyenletben az első zárójel a kérdéses izotóparányt jelöli, a második zárójel pedig ugyan azt, mint az első, de a belső normalizáláshoz használt izotópokra. Tehát az $r_{k,j}^{SMP}$ a k és j izotópok előfordulásának aránya a mintában (*SMP*), az $R_{k,j}^{STD}$ pedig a földi laboratóriumi standardból (*STD*) származó izotóparány. Ez a levezetés csak olyan elemek esetében alkalmazható, amelyeknek legalább 4 stabil izotópja van. Például a következőkben és a 4. ábrán a i a ^{64}Ni , a k a ^{58}Ni , a j pedig a ^{61}Ni izotópokat jelölik. A modellekből ily módon kapott, az $\epsilon^{64}\text{Ni}$ és az $\epsilon^{62}\text{Ni}$ közötti meredekségeket a tömegkoordináták függvényeként ábrázolom. Ez az elemzés azt mutatta, hogy a Ni anomáliáit valószínűleg a neutronszegény ^{58}Ni okozza (Steele et al., 2012), ami többnyire a nagy tömegű csillagok Si és O égése során keletkezik (lásd 3.1. szekció), ezért a 4. ábrán látható meredekséggel való egyezés a Si zónában várható.

1.3. Problémák, hiányzó tanulmányok és motiváció

Ahogy fentebb is említettem, az izotópanomáliák egyik lehetséges oka a szupernóva-robbanás során bekövetkező nukleoszintézis. Ezért a mért adatokat az elméleti szupernóva modellekkel szükséges összehasonlítani. Jelenleg azonban legfeljebb Rauscher et al. (2002) és Meyer et al. (1995) 2-3 szupernóva-modelljét használták fel ennek a forgatókönyvnek a vizsgálatára (pl. Steele et al., 2012). Azonban számos modell áll rendelkezésre a szakirodalomban, amelyeket különböző megközelítésekkel és kódokkal hoztak létre, és amelyek potenciálisan eltérő eredményeket mutathatnak a jósolt nukleoszintézisből kapott izotóparányokban. Ezek az eltérések a különböző modellek között eredhetnek az eltérő nukleáris reakciós rátákból, a szülőcsillagok evolúcióját befolyásoló csillagászati bizonytalanságokból, valamint a szupernóva-robbanás szimulálására alkalmazott különböző megközelítések miatt (Roberti et al., 2023). Ezért nem tudni, hogy a korábbi következtetések mennyire torzulhattak, hogy csak 2 vagy 3 szupernóva-

modellkészletet használtak a meteoritokból kapott adatokkal való összehasonlításához. A csillagszimulációkból származó elemgyakoriságokat viszont fel kell dolgozni ahhoz, hogy össze lehessen őket hasonlítani a meteoritmérésekkel, mivel az adatokat általában belsőleg normalizált értékeként adják meg, ahogyan azt a 1.2. szekcióban is részleteztem. Ehhez kifejlesztettünk egy Python kódot, amelyet SIMPLE-nek neveztünk el. Ezt a kódot a ChETEC-INFRA konzorciumon (<https://www.chetec-infra.eu/>) belül fejlesztette ki annak a kutatócsoportnak több tagja, köztük én is, amelynek én is tagja lehetek. A 2.1. szekcióban ismertetem a munkám során használt modelleket, a 2.2. szekcióban magát a SIMPLE kódot, a 3. szekcióban pedig a kóddal kapott adatokat és eredményeimet mutatom be.

2. A használt módszerek és modellek

2.1. A használt modellszettek

Munkám során 15, 20 és 25 naptömegű modelleket használtam hat különböző modellszettből, így összesen 18 modellt tartalmazott a használt adatbázis. Ezek mindegyike magösszeomlásos szupernóva modell, amelyekben a csillag a robbanás előtt nem forgott, illetve a fémessége a Napéval volt egyenlő. Az egyes modellszettek főbb tulajdonságait a 2.1.1.-2.1.6. szekciókban foglaltam össze. A 2.2. szekciótól kezdve a modellszettek az ábrák jelmagyarázataiban és a dolgozat további részeiben az itt bevezetett rövidítésekkel hivatkozom.

2.1.1. Rauscher 2002 (Ra02)

Ezt a szettet a Rauscher et al. (2002) cikkben publikálták. Ez a szettet széles körben használták és a mai napig is alkalmazzák a meteoritokban található nukleoszintetikus anomáliák eredetének tanulmányozására. A továbbiakban Ra02-ként fogok rá hivatkozni. A csillagok robbanás előtti fejlődését a Weaver et al. (1978) cikkben részletezett Kepler-kóddal számították ki $Z = 0,02$ kezdeti fémességgel (Anders & Grevesse, 1989). A robbanást a dugattyúhajtású mechanizmussal szimulálták, ahol egy ún. dugattyút helyeztek el a Fe-magon kívül, és annak pályáját úgy kalibrálták, hogy az egy rögzített kinetikus energiát érjen el (lásd 2.1.7. szekció). A 15 naptömegű modell esetében a dugattyú pályáját úgy kalibrálták, hogy megfeleljen az SN1987A szupernóva feltételezett kinetikus energiájának, amelyet 1,2 foe-ra becsültek ($1 \text{ foe} = 10^{51} \text{ erg}$). Ehelyett a 20 és 25 naptömegű modellekben az energiát 2,2 és 1,7 foe-ban rögzítették, hogy a robbanás során $0,1 M_{\odot} \text{ } ^{56}\text{Ni}$ lökődjön ki. A maradványtömegeket a dugattyúhajtású modellre vonatkozó feltételek alapján kapták meg. A végső tömegeket a robbanás utáni $2,5 \cdot 10^4$ másodpercben adták meg, és a relatív radioaktív bomlási hozzájárulást addig az időpontig vették figyelembe. A nukleoszintézist minden egyes időlépés után egy nagy adaptív hálózattal számolták, amely akár 2200 nukleáris fajt is tartalmazhat. A 20 naptömegű szülőcsillagra vonatkozó modellben a C és O égető héjak összeolvadása közvetlenül a robbanás előtt következik be. Ez

jelentős hatással van a szerkezetre, a szupernóva-robbanás terjedésére és a nukleoszintézisre (amint azt a 2.2.1. szekcióban részletezem).

2.1.2. Pignatari 2016 (Pi16)

Ezt a szettet a Pignatari et al. (2016) (Pi16) cikkben publikálták és részletezték. A modelleket a Genec kód (Eggenberger et al., 2008) segítségével szimulálták a Si égési fázis végéig. A kezdeti fémesség $Z = 0,02$ (GN93, Grevesse & Noels, 1993), az izotópok kezdeti eloszlását pedig a Lodders (2003) (L03) cikk alapján határozták meg. A szupernóva-robbanást szemi-analitikus módszerrel számolták, melyben a lökéshullám terjedésére a Sedov-féle robbanás-hullám (SBW) közelítést alkalmazták (lásd 2.1.7. szekció). A maradványtömegek meghatározására a Fryer et al. (2012) által alkalmazott számításokat vették igénybe. A lökéshullám kezdeti sebessége $2 \cdot 10^9$ cm/s, a maximális sebessége pedig $5 \cdot 10^9$ cm/s a viszkózus erők miatti lassulás szimulálása érdekében. A lökéshullám áthaladását követően az anyag adiabatikus hűlését a Fowler & Hoyle (1964) cikkben leírt adiabatikus exponenciális lecsengéssel szimulálták. A nukleoszintézist mind a szülőcsillagok fejlődése, mind a robbanás során a Multi-zone Post-Processing Network - Parallel kód (MPPNP, Pignatari & Herwig, 2012) segítségével utófeldolgozásban számolták, melynek során maximum 5234 nukleáris fajt és több mint 70 000 reakciót vettek figyelembe. A nukleoszintézist a robbanás után néhány másodpercig követték, az elemgyakoriságokhoz beleértve az addig tartó radioaktív bomlásokból származó hozzájárulásokat is.

2.1.3. Sieverding 2018 (Si18)

A Sieverding et al. (2018) modelleket (Si18) a Kepler (Weaver et al., 1978) kóddal szimulálták, mint a Ra02 szett esetében is. A Si18 modellekben a kezdeti fémesség $Z = 0,0149$ (L03). A Ra02-höz hasonlóan a robbanást a dugattyúhajtású mechanizmussal szimulálták. Ebben az esetben a dugattyút úgy kalibrálták, hogy mindhárom modell esetében 1,2 foe mozgási energiát kapjanak. A lökéshullám terjedését a külső H rész aljáig követték annak szimulálása során. Az elemgyakoriságokat is eddig adták meg, elhanyagolva a külső burok hozzájárulását. Ez pusztán a robbanás által létrehozott izotópok reális reprezentációját jelenti, viszont a H-ben gazdag burokban jelenlévő atommagok keletkezését alulbecsülheti. A nukleoszintézist a Ra02 modellekhez hasonlóan szimulálták. A többi modellhez képest a Si18 modelleknek az a különbsége, hogy számos frissített neutrínó-indukált reakciót tartalmaznak. A neutrínók által indukált nukleoszintézis a neutrínó luminozitástól függ, ezért a Sieverding et al. (2018) cikkben a neutrínók energiájának változtatásával paraméteres vizsgálatot végeztek a nukleoszintézisre vonatkozóan. Munkám során a legnagyobb neutrínóenergiájú modelleket használtam. A robbanást követően a nukleoszintézist $2,5 \cdot 10^4$ másodpercig követték, hasonlóan a Ra02 modellekhez.

2.1.4. Ritter 2018 (Ri18)

A Ritter et al. (2018b) (Ri18) által közzétett modelleket a MESA kóddal (Paxton et al., 2011) szimulálták. A Pi16 modellhez hasonlóan a kezdeti fémesség $Z = 0,02$ (GN93), az L03 izotópeloszlással. Mind a robbanást, mind a nukleoszintézist a Pi16 készlethez hasonlóan szimulálták. A 15 naptömegű modellben nem sokkal a robbanás előtt CO héjak összeolvadása következik be, ami jelentős hatással lesz a csillag szerkezetére és a nukleoszintézisre, hasonlóan a 20 naptömegű Ra02 modellhez. A Pi16 modellhez hasonlóan a nukleoszintézist a robbanás után néhány másodpercig követték, beleértve a radioaktív bomlásokból származó hozzájárulásokat is.

2.1.5. Limongi & Chieffi 2018 (LC18)

Az ebből a szettből használt modelleket a Limongi & Chieffi (2018) (LC18) cikkben publikálták egy nagyobb, különböző forgási sebességű és fémességű modellekből álló szett részeként. Ezekből az általam használt adatbázisban csak a $Z = 0,0135$ fémességű (A09, Asplund et al., 2009)), nem forgó modelleket használtam. A szülőcsillagokat a FRANEC kód akkori legújabb verziójával (Chieffi & Limongi, 2013) szimulálták. A robbanás terjedésénél a kinetikus bomba mechanizmust használták, melyben a Fe-magba némi kinetikus energiát szabadítanak fel, hogy a mag feletti összes anyagot kilökdjön (lásd 2.1.7. szekció). Ezen kívül a szerzők a keveredés és a visszahullás technikáját (M&F, Umeda & Nomoto, 2002) használták a robbanás aszimmetriáinak szimulálására. A M&F technika alkalmazása után határozták meg a maradványok tömegét, amelyek végső tömegét úgy adták meg, hogy a robbanás során és a visszahullást követően $0,07 M_{\odot} {}^{56}\text{Ni}$ lökődjön ki, hogy megfeleljen az SN1987A által termelt ${}^{56}\text{Ni}$ becsült mennyiségének. Az evolúció és a robbanás során végbemenő nukleoszintézist egy 335 nukleáris fajt és több mint 3000 nukleáris reakciót tartalmazó nukleáris hálózat alkalmazásával szimulálták, amely teljesen összekapcsolódott a hidrosztatikus és hidrodinamikai egyenletek megoldásával. A nukleoszintézist a Ra02 és Si18 modellekhez hasonlóan követték.

2.1.6. Lawson 2022 (La22)

A Lawson et al. (2022) által közzétett modellek az általam használt adatbázisban szereplő legfrissebbek. A szülőcsillagokat a Kepler-kód (Heger & Woosley, 2010) újabb verziójával szimulálták $Z = 0,02$ kezdeti fémességgel (GN93), az L03-ból származó izotópeloszlással. A robbanást egy 1D hidrodinamikai kóddal szimulálták, amely egy 3D konvektív áramlást utánoz (Fryer et al., 2018). Ez a szett több modellt tartalmaz, én viszont csak a három 15, 20 és 25 naptömegű modellt alkalmaztam, amelyek végső robbanási energiája közelítőleg azonos Si18 modellekéhez. A számítások során maximum 5000 nukleáris fajt használtak, amelyek bomlását a robbanás után néhány másodpercig vették figyelembe. A szülőcsillagok fejlődése során a nukleoszintézist az MPPNP kóddal számították, akárcsak a Pi16 és Ri18 modellek esetében. A robbanáskor végbemenő nukleoszintézist ehelyett a Tracer particle Post-Processing Network - Parallel kód (TPPNP, Jones et al., 2019) segítségével számították, az MPPNP-ben használt nuk-

leáris hálózattal. A Si18 modellekhez hasonlóan ezekben a modellekben is addig szimulálják a robbanást, amíg a hőmérséklet elég magas ahhoz, hogy a robbanásos nukleoszintézis mehesse végbe, és az elemhozamokat ennek megfelelően adják meg.

2.1.7. Robbanási mechanizmusok

Mivel nem létezik önkonzisztens módja annak, hogy az evolúció végső szakaszából természetes úton eljussunk egy nagy tömegű csillag felrobbanásáig, az elméleti modellekben a szupernóva-robbanást elő kell idézni. Erre számos (többé-kevésbé kifinomult) technika létezik, és a leírt 6 modellszett ezek közül többfélét alkalmaz. Szinte mindegyikben a lökeshullám gömbszimmetrikusan terjed, és nem veszik figyelembe a robbanás során fellépő többdimenziós jelenségeket, például a konvekciót. A legegyszerűbb megközelítés a **Sedov robbanáshullám** (Sedov, 1946), amely abból indul ki, hogy feltételezzük, hogy a lökés robbanáshullámként terjed (Pignatari et al., 2016; Ritter et al., 2018b; Roberti et al., 2024). Ez a módszer úgy írja le a lökeshullám terjedését a csillagszerkezeten keresztül, hogy a Sedov-féle lökeshullám-megoldást használja a csúcssebesség meghatározására, amikor az egyes rétegeket eléri a lökeshullám. Az erős lökeshatárok ezután lehetővé teszik a csúcshőmérséklet és sűrűség meghatározását, és így a nukleoszintézis kiszámítását. Ez az egyszerűsített megközelítés abban rejlik, hogy a lökés csúcspontjait analitikusan határozzák meg a Sedov-megoldással, majd exponenciális időbeli fejlődést alkalmaznak, elkerülve a differenciális hidrodinamikai egyenletrendszer megoldását.

Egy másik lehetséges mechanizmus az úgynevezett **dugattyúhajtású mechanizmus**. Ebben a mechanizmusban egy dugattyút a Fe-magon kívülre helyeznek egy adott tömegkoordinátára, ami általában a Si héj belső pereménél van. Ily módon a tömeghéjat mesterségesen kifelé mozgatják, szimulálva a lökeshullám terjedését (Woosley & Weaver, 1995).

A szupernóva-robbanások szimulálására kettő további mechanizmus a **kinetikus (Limongi & Chieffi, 2006)** és a **termikus (Tominaga et al., 2007) bomba mechanizmusok**. Ezekben a mechanizmusokban a robbanás energiája kinetikus vagy belső energiaként szabadul fel egy tetszőlegesen választott tömegkoordinátán a Fe-magban. A felszabaduló energia hatására kialakul egy lökeshullám, amely kifelé terjed a csillag szerkezetén belül. A lökeshullám további fejlődését ezután a hidrodinamikai egyenletek megoldásával adják meg.

A következő lehetséges mechanizmus a **konvekció által vezérelt robbanási mechanizmus**. Az előzőekkel ellentétben ez egy részletesebb robbanási modell, amelyben a neutrínók szerepét is utánozzák a számítások során. Ennek során főként a konvektív áramlásokat és a megrekedt lökeshullám mögötti turbulenciát használják fel a robbanás kiváltására azáltal, hogy a konvektív zóna belső részébe némi energiát juttatnak. A szupernóva-robbanást továbbra is 1D-ben szimulálják, de olyan módon, amely a többdimenziós eseteket utánozza. Fontos megjegyezni, hogy még mindig sok a bizonytalanság a neutrínók fizikájával kapcsolatban, különösen abban a tekintetben, hogy mennyi energiát tudnak átadni a lökeshullámnak, hogy az tovább tudjon terjedni.

2.2. A SIMPLE Python kód

Kutatásom során közreműködtem a Stellar Interpretation of Meteoritic Data és a PLOtting for Everyone (SIMPLE) Python kód fejlesztésében és tesztelésében, amellyel a jelen dolgozat eredményeit is kaptam. A kódot a ChETEC-INFRA támogatásával fejlesztette ki a budapesti csapat azzal a céllal, hogy létrehozzon egy eszközt a magösszeomlások szupernóva-modellekből kapott elemgyakoriságok vizsgálatára és meteoritokból származó mérési adatokkal való összehasonlítására. A kód képes elemgyakoriság diagramokat generálni és kiszámolni egy olyan reprezentációt az ábrázoláshoz, amely lehetővé teszi a kapott izotóparányok közvetlen összehasonlítását.

A kód fejlesztése során az elsődleges feladatom az volt, hogy igazoljam a számítások helyességét. Ezt a validációs folyamatot a Steele et al. (2012) és a Hopp et al. (2022) cikkekben található eredmények alapján végeztem el. A validálási folyamat során az ezekben a cikkekben szereplő ábrákat igyekeztem reprodukálni, amiket sikerült is megtennem. A validálást követően a kód akkori verziójának használata során szerzett tapasztalatok alapján elkezdtem a kód továbbfejlesztését, ami főként az ábrák finomítását és az azokat létrehozó programrészek fejlesztését és egyszerűsítését jelentette. Hogy ne csak a neve legyen SIMPLE hanem a használata is, a kód azon verziója, amelyet munkám során használtam teljes egészében egy bemeneti fájlra alapszik. Ezt a bemeneti fájlt úgy hoztam létre, hogy átláthatóbban lehessen definiálni a különböző izotópokat és meg lehessen adni, mely radioaktív izotópok hozzájárulását vegye figyelembe a kód. Ez a bemeneti fájl továbbá tartalmazza azt is, hogy az ábrázolás során melyik modelleket szeretnénk használni és melyik tömegre az elérhető három (15, 20 és 25 $M_{\odot}$) közül. Ezen felül ez a fájl tartalmazza, hogy milyen belső normalizálás mellett mely izotóparányokat szeretnénk vizsgálni. A fájl létrehozását követően a Python kódot úgy módosítottam, hogy a lehető leggyorsabban tudjon működni ezen fájl alapján.

Jelen dolgozat tárgyát a bevezetésben már említettem, miszerint a meteoritok méréseiből származó meredekség eredetét kutatom, melyhez szükség volt a kidobott anyag szerkezetének automatikus detektálására. Hogy a SIMPLE kód ezt is el tudja végezni, fejlesztettem egy algoritmust, amit a 2.2.2. szekcióban részletezek. Ennek alapján egy újfajta ábrázolást is hozzáadtam a kódhoz, hogy a szupernóva modellekből kapott meredekségeket zónánként tudjam vizsgálni (lásd 3.2. szekció). A SIMPLE kód elérhető a ChETEC-INFRA weboldalon: <https://www.chetec-infra.eu/resources/#simple>

2.2.1. A szülőcsillagok szerepe

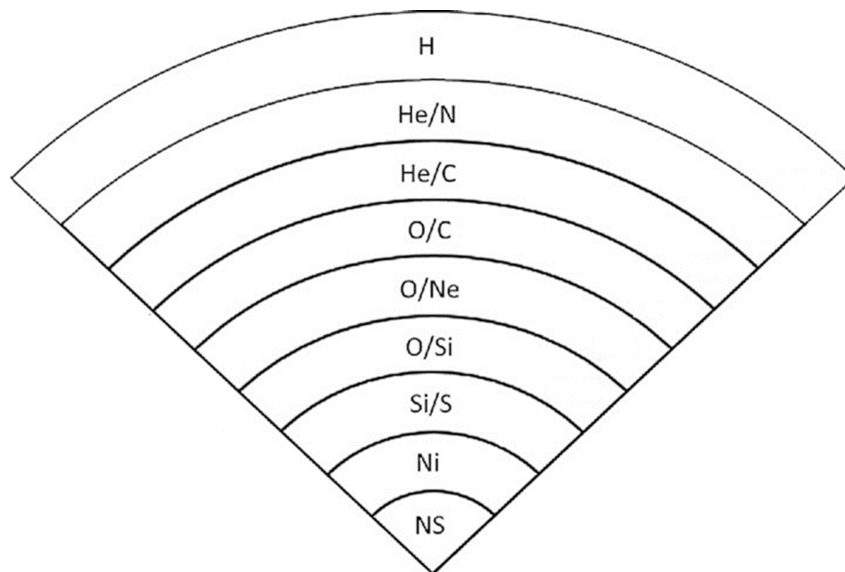
A szupernóvák elődcsillagainak szimulálásában számos bizonytalanság van, és számos tényező befolyásolhatja végső kémiai összetételüket. Az egyik a csillag kezdeti tömege. Munkám során 6 különböző modellt használtam egy kezdeti tömegre, és az eredmények jelentősen eltérnek. Ez például a különböző konvekciók, az evolúciós kódok és a nukleoszintézis szimulálásának különböző módszerei, valamint az eltérő reakciós ráták használatának köszönhető,

amint azt a fenti 2.1. szekcióban részleteztem. A konvekció különösen érdekes, mert lehetővé teszi a különböző elemek keveredését. Ez alapvetően többdimenziós probléma, de az 1D modellekben való felhasználáshoz ezt általában a keverési hossz elmélet (MLT) segítségével modellezik. Ennek használata során a vizsgált modellekben a konvekciót különböző szabad paraméterekkel szimulálták, és ez magyarázza a különbségeket. A keverés tekintetében fontos megemlíteni a konvektív határkeverést (CBM) is. Ez akkor fordul elő, ha a konvektív anyagnak elegendő lendülete van ahhoz, hogy túlnyúljon a konvektív zóna határán. Az eredmény egy nagyobb konvektív mag lesz, mivel keveredik a stabil zóna anyagával (Temaj et al., 2024; Anders & Pedersen, 2023). Ez erősen befolyásolja a konvektív mag méretét, a különböző égési fázisok időtartamát és végső soron a csillag kémiai összetételét (Cristini et al., 2019). Az egyik legnagyobb különbség, amelyet ezek a keveredési jelenségek okoznak, az O és C héjak összeolvadása egyes modellekben. Ez egy nagy konvektív zónát hoz létre, amelynek legszembetűnőbb eredménye az O/Ne réteg hiánya lesz a modellek esetében (pl. a 10d. és a 11a. ábrák) (Meakin & Arnett, 2006; Ritter et al., 2018a).

Fontos megjegyezni, hogy a modellek pontosabb összehasonlítása érdekében jobb lenne a CO mag méretét használni a kezdeti tömegük helyett, mert ez lehetővé tenné számunkra, hogy megszabaduljunk a fent leírt bizonytalanságok többségétől, mivel valójában a CO mag mérete szabályozza az égési szakaszokat a C égéstől, ahogy a csillag fejlődik. Ehhez azonban kifinomultabb modellhálózatra lenne szükség, és ez a SIMPLE kód jelenlegi állapotában nem megvalósítható.

2.2.2. A többrétegű struktúra és meghatározása

Amint azt az 1.1 szekcióban is említettem, a csillag a fejlődése során égési és összehúzóási fázisok sorozatán megy keresztül, a magban és a külső héjakban egyaránt. Egy adott égési fázis egy vagy több elemet nehezebb izotópokká alakít át. Az összehúzóási fázis akkor következik be, amikor az adott égési fázis üzemanyaga kimerül, és az összehúzóási hatására addig növekszik a hőmérséklet és a sűrűség, amíg a körülmények megfelelőek nem lesznek a nehezebb üzemanyag égési fázisának elindításához. Egy nagy tömegű csillagban ezek az égési és összehúzóási fázisok addig folytatódnak, amíg kialakul a Fe-mag. Ennek eredményeként egy nagy tömegű csillag végső szerkezete több rétegből fog állni, amely rétegekben a felszíntől a magig egyre nehezebb elemek fúziója fog zajlani. Viszont a Fe-mag a kialakulása után összeomlik és kiváltja a szupernóva-robbanást, amelyben robbanásos nukleoszintézis fog végbemenni. Az ennek során termelődő elemek részben módosítani fogják a többrétegű szerkezetet, de a visszahullás a PNS közelében is hatással van a végső szerkezetre. A végső szerkezetben található zónákat Schofield et al. (2022) cikkben megadott nevezéktan alapján azonosítottam, azaz az adott réteg domináns eleme(i) szerint. Az 5. ábra ezt az ábrázolást mutatja.



5. ábra. A szupernóva-maradvány többretegű szerkezetének sematikus ábrája a Schofield et al. (2022) cikkből.

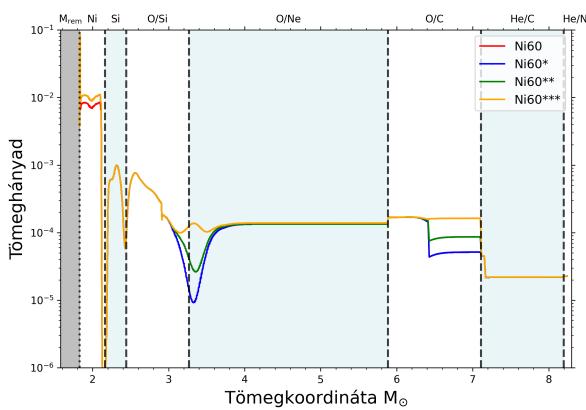
Ennek a struktúrának a detektálására és ábrázolására kifejlesztettem egy algoritmust a SIMP-LE kódon belül, amely nyomon követi az azonosításhoz használt izotópok közötti változásokat (lásd az A.1. szekciót), és amikor a domináns izotópok megváltoznak, az algoritmus ezt az indexet veszi határnak. Ezután az elemgyakoriságokat a tömegkoordináták függvényében ábrázolja, ahol a kód az észlelt indexek alapján ábrázolja a zónákat is. A szupernóvamodellek esetében használt tömegkoordináta a csillagba zárt kumulatív tömeget jelöli egy adott sugarú körön belül. A modellekben az elemgyakoriság diagramok megmutatják, hogyan oszlanak el az elemek és izotópok a kidobott anyagon belül, és a tömegkoordináta segít nyomon követni ezeket az eloszlásokat és változásokat a csillag szerkezetében (lásd az A.1. és az A.2. szekciókat).

Ez a fajta azonosítás az esetek többségében hatékonynak bizonyult. Az algoritmus ezen felül képes kezelni a CO héj összeolvadásokat is (például a Ri18 15 naptömegű és a Ra02 20 naptömegű modellek esetén), amikor az adott modell nem tartalmazta az O/Ne zónát. Továbbá képes kezelni azt is, hogy mivel néhány modell a H burok aljáig követte a nukleoszintézist, így azokban a H zóna nem szerepel. A struktúrák ábrái és különbségei az A.1 szekcióban találhatóak.

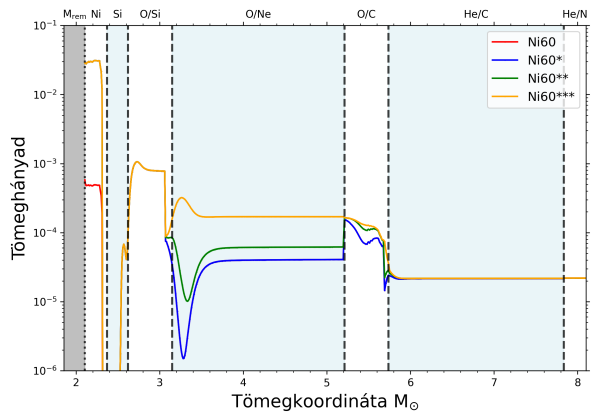
2.2.3. Radioaktív atommagok

Az anyagkidobódás szerkezetének meghatározása a stabil izotópokon alapul, de a stabil izotópok mennyisége nagymértékben függ a radioaktív izotópok mennyiségétől és bomlásától. A modellek változó számú magot vesznek figyelembe, ezért különös figyelmet kell fordítani a radioaktív izotópokra. A robbanás utáni időintervallum meglehetősen eltérő a modellek esetében, egyes modellek csak néhány másodpercet vesznek figyelembe, de a leghosszabb időintervallum is csak néhány óra. Ez azért fontos, mert például a ^{60}Ni esetében a modellekben használt időnél

jóval hosszabb felezési idejű elemek (példaként a ^{60}Fe -t fogom használni) szintén hozzájárulnak a stabil izotóp végső mennyiségéhez. Ez jelentős különbségeket eredményez a modellek végső kémiai összetételében a különböző időintervallumok miatt. Például a 6. ábra szignifikáns különbséget mutat az O/Ne zónában a ^{60}Fe eltérő termelése és hosszabb felezési ideje miatt. Eltekintve attól, hogy a ^{60}Fe termelése a csillag evolúciója során a modellekben eltérő, a különbség azon a tényen is alapul, hogy a Si18 modell (6b. ábra) az izotópok bomlását hosszabb időintervallumon veszi figyelembe, így ebben az esetben a ^{60}Fe bomlása jobban hozzájárul a modellben megadott ^{60}Ni végső mennyiségéhez. Ez az időskálabeli különbség azért jelentős, mert a La22 (6a. ábra) modell néhány másodperces időskálát használt, szemben a Si18 időskálával, amely $2,5 \cdot 10^4$ s. Ez a stabil izotópok végső mennyisége szempontjából fontos, mivel csak azon radioaktív izotópok bomlásából származó stabil végtermékeket adják hozzá a "nyers" izotópmennyiséghez, amelyek felezési ideje összemérhető a modellekben használt idővel. A többi radioaktív izotópot, amelyek bomlási ideje hosszabb, mint a modellek időskálája, a SIMPLE kódban mesterségesen adjuk hozzá a stabil izotópokhoz. Ez azt jelenti, hogy ha az adott radioaktív izotóp bármekkora mennyiségben megtalálható az adott tömegkoordinátán, akkor a kód ennek a mennyiségét hozzáadja a stabil izotóp mennyiségéhez.



(a) Lawson et al. (2022) $25 M_{\odot}$



(b) Sieverding et al. (2018) $25 M_{\odot}$

6. ábra. A különböző radioaktív izotópok hatása a ^{60}Ni elemgyakoriságára. A Ni60 és a Ni60* [^{60}Ni , ^{60}Cu , ^{60}Zn] között nincs látható különbség a Ni zónán kívül, mivel a Ni60*-hoz hozzáadott izotópok felezési ideje olyan rövid, hogy szinte azonnal elbomlanak. A Ni60** [^{60}Ni *, ^{60}Co] esetében a ^{60}Co hosszabb felezési ideje miatt van különbség, de a legnagyobb különbség a Ni60*** [^{60}Ni **, ^{60}Fe] mennyiségében van. Ez utóbbi azért különös, mert a ^{60}Fe felezési ideje több mint 2,6 millió év és ezt az időintervallumot egyik modell sem fedi le.

A Ni izotópanomáliák eredetének vizsgálata során figyelembe vettem a bomlásokból származó mennyiségeket is. A felhasznált radioaktív izotópokat és azok bomlási idejét a 2. táblázat foglalja össze.

Stabil izotópok	Radioaktív izotópok	$T_{1/2}^*$	Bomlás típusa
^{58}Ni	^{58}Cu	$(3,204 \pm 0,007) \text{ s}$	β^+
	^{59}Zn	$(182 \pm 0,18) \text{ ms}$	β^+
^{60}Ni	^{60}Cu	$(23,7 \pm 0,4) \text{ m}$	β^+
	^{60}Zn	$(2,38 \pm 0,05) \text{ m}$	β^+
	^{60}Co	$(1925,28 \pm 0,14) \text{ d}$	β^-
	^{60}Fe	$(2,62 \pm 0,04) \text{ My}$	β^-
^{61}Ni	^{61}Cu	$(3,339 \pm 0,008) \text{ h}$	β^+
	^{61}Zn	$(89,1 \pm 0,2) \text{ s}$	β^+
	^{61}Co	$(1,649 \pm 0,005) \text{ h}$	β^-
	^{61}Fe	$(5,98 \pm 0,06) \text{ m}$	β^-
^{62}Ni	^{62}Cu	$(9,673 \text{ m} \pm 0,008) \text{ m}$	β^+
	^{62}Zn	$(9,186 \pm 0,013) \text{ h}$	β^+
	^{62}Co	$(1,5 \pm 0,4) \text{ m}$	β^+
	^{62}Fe	$(68 \pm 2) \text{ s}$	β^-
^{64}Ni	^{64}Cu	$(12,701 \pm 0,002) \text{ h}$	β^-
	^{64}Co	$(300 \pm 3) \text{ ms}$	β^-

*Mértékegységek: ms = milliszekundum, s = másodperc, h = óra, d = nap, y = év és My = millió év. A táblázat a felezési időket 1 szigma hibával tartalmazza.

2. táblázat. A stabil Ni izotópok és azok a radioaktív izotópok, amelyek bomlása növeli gyakoriságukat. A ^{60}Fe hosszú felezési ideje miatt különleges. Az értékek a <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/> oldalról származnak.

2.2.4. A maradványtömegek meghatározása

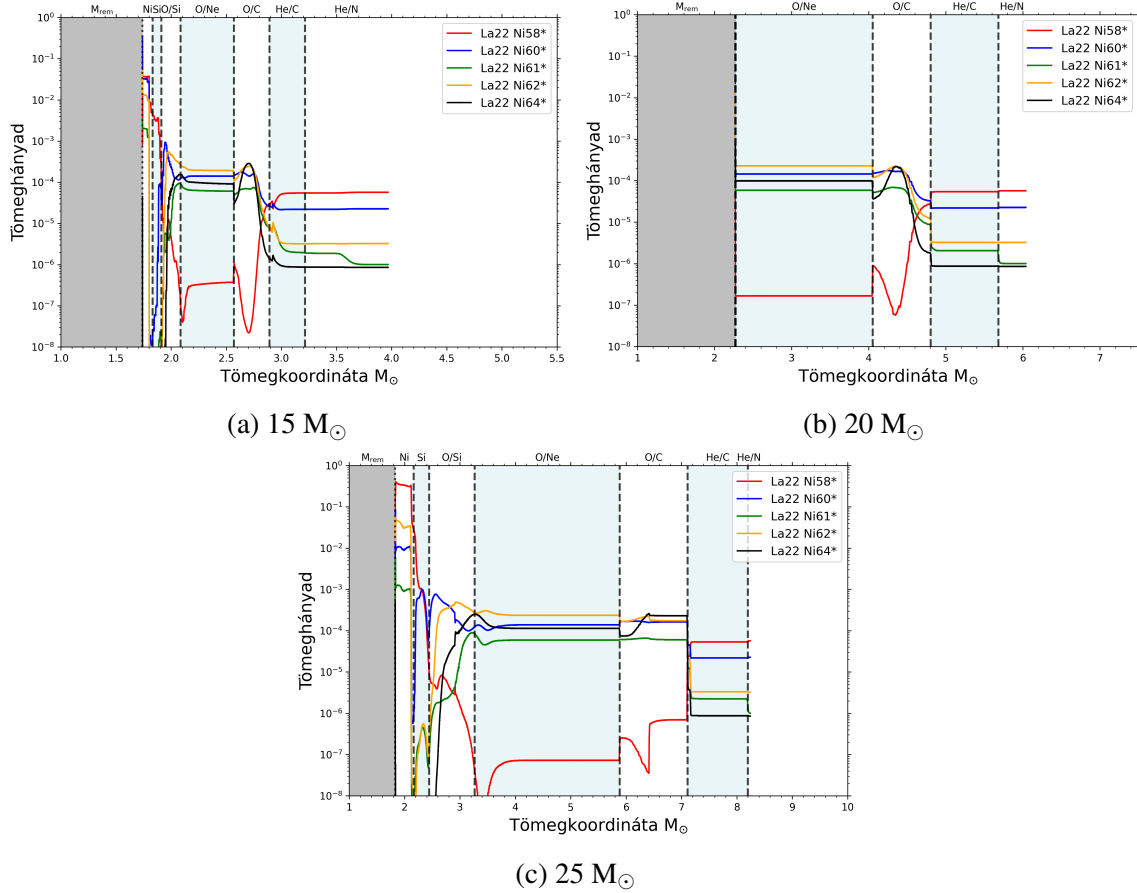
A robbanást követően visszamaradt kompakt objektum tömegét 4 különböző módon határozzák meg a használt modellekben. A Ritter et al. (2018b) és Pignatari et al. (2016) modellek ugyanazokat a maradványtömegeket használják, amelyek a Fryer et al. (2012) cikkben található képletek szerint definiálják. Ez a módszer a maradványok tömegét a kidobott anyag visszahullásának mértéke alapján határozza meg. Ez függ a robbanás energiájától, de független a szülőcsillag fémességétől. Egy másik meghatározás az, amit a Rauscher et al. (2002) és a Limongi & Chieffi (2018) cikkekben használtak. Ezekben a modellekben a maradványok tömegét úgy definiálják, hogy elég energiájuk legyen egy meghatározott mennyiségű ^{56}Ni kilökéséhez naptömegben. A Rauscher et al. (2002) által létrehozott 15 naptömegű modell és a Sieverding et al. (2018) modellek esetében azonban más típusú, rögzített maradványtömeget használnak. Ezt a tömeget a dugattyú rögzíti, hogy a szimulált robbanás elérje az SN1987A feltételezett energiáját, ami 1,2 foe. A tömegmeghatározás utolsó típusa az, amit a Lawson et al. (2022) cikk szerzői használtak. Ezekben a modellekben a maradványok tömegeit neutrínók által hajtott hidrodinamikai szimulációkból kapták meg.

3. A kapott eredmények és diszkusszió

3.1. A Ni profilok

A modellekből kapott elemgyakoriságok azt mutatják, hogy a stabil Ni izotópok főként két-
tő helyen képződnek a kidobódott anyagfelhőn belül (lásd 7. ábra). Ez azt is mutatja, hogy nem
minden égési folyamat változtatja meg a Ni mennyiségét, például a He/N zónában nem látha-
tó változás. A kidobódott anyag külső részeiben a Ni izotópok a neutronbefogási folyamatok
során képződnek. Ez nagyrészt a He égés során történik, ahol a befogott neutronok a CNO-
ciklus során létrehozott ^{22}Ne izotóptól származnak. Amikor a hőmérséklet eléri a 0,25 GK-t, a
 $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reakció beindítja a neutronbefogást (Pignatari et al., 2010). A He égés mellett
ez a folyamat a C égés során is jelen van, így ennek a folyamatnak a hatásai az O/Ne zónában is
megfigyelhetők. A He/C zónában a modellek csak alig látható változásokat mutatnak, ami ész-
revehető, az a robbanásos He égésből származik. Az ennek során kapott izotópok a ^{61}Ni , a ^{62}Ni
és a ^{64}Ni . A folyamat során a ^{58}Ni neutronokat fog be, így ennek az izotópnak a mennyisége
ezekben a régiókban lecsökken. A neutronbefogási folyamatok során a ^{56}Fe a nehezebb atom-
magok alapja, beleértve a neutronbefogási csatornák mentén található Ni izotópokat is, mivel a
 ^{56}Fe befogási szekvenciája fogja létrehozni a Ni számára szükséges izotópokat. Például a ^{60}Ni
 β -bomlás során keletkezik a $^{60}\text{Co}(n, \gamma)$ reakcióból származó $^{59}\text{Co}(n, \gamma)$ reakcióból, amely ^{60}Ni -
re bomlik. Ez a ^{60}Ni képes befogni egy másik neutron, és egy γ -fotont kibocsátva stabil ^{61}Ni
atommaggá válik. Ez látható az O/C és az O/Ne zónákban, függetlenül a modelltől és a csillag
kezdeti tömegétől. Az O/Ne zóna alján a robbanás nem okoz sok változást. Az O/Ne zóna mé-
lyebb részében robbanásos nukleoszintézis képes Ni izotópokat előállítani, de ebben a régióban
a ^{58}Ni megsemmisül a neutronbefogás miatt. Az O/Si zónán belül részleges robbanásos O égés
zajlik, ahol ^{58}Ni nem termelődik hatékonyan, és Ni többnyire ^{60}Ni és ^{62}Ni izotópok formájá-
ban keletkezik, amint az a 7. ábrán látható. Végül, szélsőségesebb körülmények között, ahol
robbanásos Si égés aktiválódik, az anyag először protonokra, neutronokra és α -részecskékre
bomlik. Ezután, amikor a hőmérséklet elkezd csökkenni, egyre nehezebb magok keletkeznek
különböző befogási folyamatok során, ami a vascsúcs elemeinek, köztük a stabil Ni izotópok
előállításához vezet. Ezek a folyamatok függetlenek a modellektől és a kezdeti tömegtől.

A szupernóva-robbanás során a ^{58}Ni izotópnak van a legnagyobb előfordulása, amint az a 7.,
a 13., a 14. és a 15. ábrákon látható, mivel ez az izotóp a nukleáris statisztikai egyensúlyból
(NSE) való α -ban gazdag befagyás során keletkezik. Ennek során más Ni izotópok is képződ-
nek, de kisebb mennyiségben. A lökéshullám terjedésével a nukleoszintézisben a robbanásos
Si-égés dominál, ahol a vascsúcs elemei, köztük a Ni izotópok, főként ^{58}Ni és ^{60}Ni keletkeznek.
A robbanásos nukleoszintézis során az anyagkidobódás külső részeiben nem keletkezik jelentős
mennyiségű Ni. Ezeknek a Ni izotópoknak a robbanás utáni végső elemgyakoriságát a 7., a 13.,
a 14. és a 15. ábrák mutatják.



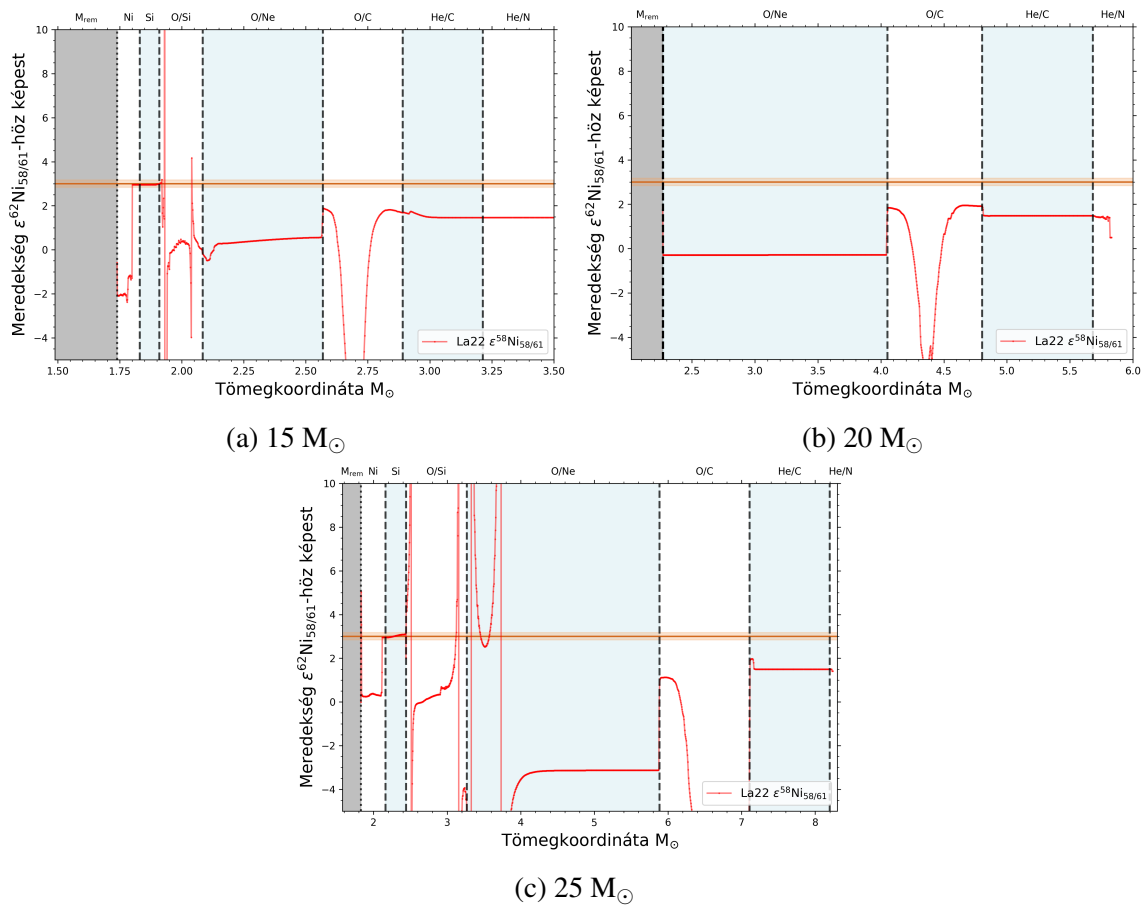
7. ábra. A szupernóva-robbanás során kidobott Ni izotópok elemgyakoriságai tömegarányok szerint a Lawson et al. (2022) modell alapján. Ebben a szettben a 20 naptömegű modell egy nem teljes szupernóva-robbanás, így a Ni izotópok mennyiségében bekövetkező változásokat csak a neutronbefogási folyamatok befolyásolják. A többi modell esetében megfigyelhető, hogy a Ni elemgyakoriságának változása nagyrészt a robbanásos nukleoszintézisnek köszönhető, amely nagyjából az O/Ne zónáig tudja hatékonyan befolyásolni a Ni izotópok termelését.

A vizsgált modellekben szinte hasonló folyamatok figyelhetők meg a Ni esetében, de az elemgyakoriságok erősen függenek a robbanási mechanizmustól és a maradvány tömegének meghatározásától. A vizsgált modellek közül 5 nem tartalmazza a Ni régiót. A használt adatbázisban lévő 15 naptömegű modelleket összehasonlítva a ^{58}Ni a leggyakoribb Ni izotóp, ott, ahol a legtöbb Ni izotóp keletkezik, kivéve a Si18 modell esetében (lásd 13c. ábra). Ez az anyagkidobódás belső részeiből, pontosabban a Ni zónából származik. Az Si18 modellben (13d. ábra) a ^{60}Ni termelése a legjelentősebb. Ez az izotóp a többi modell esetében is neutronbefogás során keletkezik, de jelentős mennyiség keletkezik a Ni és O/Si zónákban, ahol ^{60}Ni robbanásos Si égés során keletkezik. A ^{61}Ni és ^{62}Ni termelése minden modellben megfigyelhető a Ni zónában, modelltől függően további mennyiségek találhatók az O/C vagy He/C zónákban végbemenő neutronbefogásokból. Ezekkel az izotópokkal ellentétben a ^{64}Ni nagyrészt csak neutronbefogási folyamatok során keletkezik, és termelődése azokban a zónákban figyelhető meg, ahol a ^{61}Ni és a ^{62}Ni is keletkezik. Ezek a következtetések nem sokat változnak 20 $M_{\odot}$ esetében. A legnagyobb különbség a La22 modellben látható (7b. ábra), mivel ez a modell egy befejezet-

len szupernóva-robbanást mutat, ezért csak a neutronbefogási folyamatok járulnak hozzá a Ni izotópok mennyiségéhez. Ebben az esetben a ^{62}Ni lesz a leggyakoribb Ni izotóp. Egy másik különbség látható a Pi16 és Ri18 modellekben (14b. és 14d. ábrák), ahol a Ni zóna hiányzik a visszahullás miatt. A Pi16 modell tartalmazza a Si zónát, míg a Ri18 nem, de mindkettő mutat a robbanásos nukleoszintézisből származó Ni termelést. $25 M_{\odot}$ esetén a visszahullás mértéke még nagyobb, mindkét modell az O/Ne zónától kezdve tartalmazza a kidobódott izotópokat, így csak a neutronbefogási folyamatok járulnak hozzá a Ni elemgyakoriságaihoz (lásd 15. ábra).

3.2. A Ni meredekségek

Az 1.2. szekcióban részletezett meredekségek reprezentációját a 8. ábra mutatja. Itt a 4. ábra 3,003-as meredeksége narancssárga vonalként jelenik meg. Mint látható, ez a meredekség érték leginkább a Si zónában található. Az egyezés a ^{58}Ni izotópból származtatható, amely ebben a zónában robbanásos Si és O égés során keletkezik. Ez látható a 15 és 25 naptömegű modellek esetében, de a 20 naptömegű modell más eredményt mutat. A különbség oka az, hogy a modellben a robbanásnak nincs elég energiája ahhoz, hogy robbanásszerű nukleoszintézist indítson el, amikor a lökeshullám áthalad. Ezután feltettem a kérdést, hogy a többi modellkészlet adatai is ugyanezt az egyezést mutatják-e a Si zónában.



8. ábra. A Lawson et al. (2022) modellekből kapott meredekségek tömeg szerint.

A 16., 17. és 18. ábrákból látható, hogy a Si zónában lévő egyezés modell- és tömegfüggetlen, de 4 olyan modell van, amely nem rendelkezik ezzel a zónával. Az egyik a fent említett La22 20 naptömegű modell, ahol a robbanásnak nincs elég energiája ahhoz, hogy robbanás-szerű nukleoszintézist tudjon indítani, és ennek következtében ^{58}Ni -t hozzon létre. A Ri18 20 naptömegű modell esetén az O/Si zónának van egy kis része, ahol a meredekség konzisztens a várt értékkel. A 25 naptömegű modellek esetében a Pi16 és Ri18 modellekből nem érhető el a 3,003-as meredekség, mivel a kidobódott anyag nagy része visszahullik a formálódó neutroncsillag felszínére. Ezekben a modellekben a ^{58}Ni dúsulását mutató belső héjak teljesen visszahullanak, és a modellek az O/Ne zónának is csak töredékét tartalmazzák.

Az ábrák viszont azt mutatják, hogy a Ni elemgyakoriság mintázata nemcsak a Si zónában, hanem az anyagkidobódás más részein is konzisztens a megfigyelésekkel. A legbelsőbb zónákban, pl. a 16b. ábrán látható, hogy a Ni zónában is előfordulhat egyezés a részleges Si égés miatt. Az O/Si zónában is van egyezés, például a 17d. ábrán. Mint a Si zónában, ez is összefügghet a robbanásos Si és O égéssel és a ^{58}Ni termeléssel. A külső zónákban, ahogy például a 17a. és a 18d. ábrákon látható, a He/C és O/C zónákban is egyezést kapok. Ezekben a zónákban a lehetséges egyezések a C égés során végbemenő neutronbefogási folyamatoknak köszönhetőek. A folyamat során a ^{58}Ni mennyisége csökken, és a neutronban gazdag ^{62}Ni és ^{64}Ni izotópok végső elemgyakoriság aránya alapján megkapjuk a 3,003-as meredekséget. Az ezekből a reakciókból származó maradványok hordozhatnak olyan összetételt, amely a 8b. ábrán láthatóan, az O/Ne zónában hoz létre olyan értéket, amely megfelel a meteoritokban mért hibatartományon belüli meredekségének.

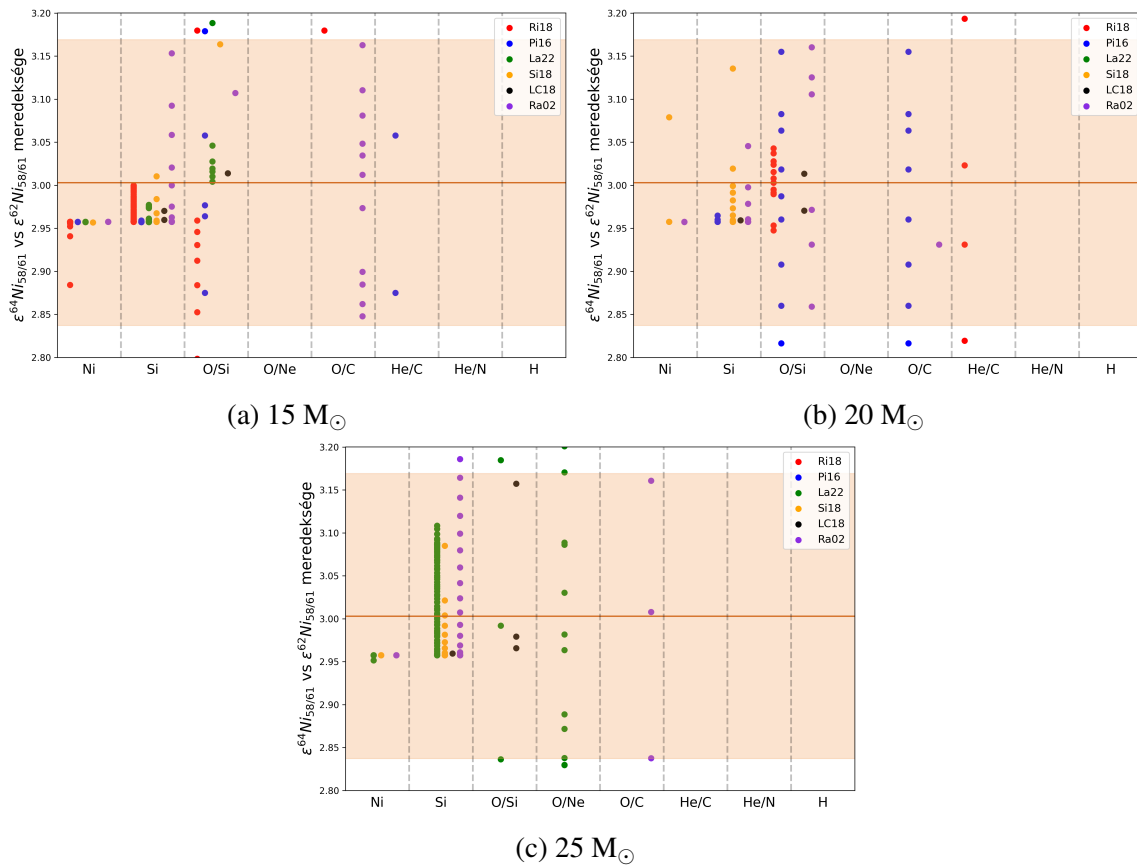
Összességében erős egyezést találni a Si zónában, míg a többi zóna modelljeiben nagy eltérések vannak. Például olyan pontokat is kaptam, amelyek konzisztensek a megfigyelt 3,003-as meredekséggel azokban a zónákban, ahol nem keletkezik ^{58}Ni , azaz az O/C zónában. Ennek további elemzéséhez létrehoztam a 9. ábrát és a 3. táblázatot.

	15 $M_{\odot}$		20 $M_{\odot}$		25 $M_{\odot}$	
Zónák	min	max	min	max	min	max
Ni	-2,379	2,957	-1,051	3,206	-1,7015	5,031
Si	-0,320	3,153	-1,326	12,271	-0,794	3,286
O/Si	-377,338	256,226	-155,417	452,748	-1053,561	123,368
O/Ne	-32,258	500,190	-7,056	1,3162	-8550,973	832,360
O/C	-274,040	46,035	-57,099	28,952	-112,907	56,335
He/C	-19,063	41,501	-62,485	90,035	-39,179	63,192
He/N	0,285	1,478	0	2,104	0,285	1,992

3. táblázat. Az $\epsilon^{64}\text{Ni}_{58/61}$ meredekségének minimuma és maximuma az összes modell esetében, a szülőcsillagok tömege szerint elkülönítve. A tartományok minden zónában lefedik a 3,003-as meredekséget, kivéve a He/N zónát és a 20 naptömegű szülőcsillag esetén az O/Ne zónát.

A táblázat létrehozásához az összes modellből kivettem a meredekség értékeket, és az egyes régióban található meredekségek minimumát és maximumát (3. táblázat) vizsgáltam. Ennek

alapján is modell- és tömegfüggetlen egyezés van Si régióban, azaz az anomáliát a robbanásos Si és O égésből származó szemcsék okozhatják. Az anyagkidobódás többi régiójában az egyezés a 3,003-as meredekséggel modell- és tömegfüggetlen. A táblázatban szereplő értékek alapján a 3,003-as meredekség robbanásos nukleoszintézisből az anyagkidobódás Ni zónájától egészen az O/Si zónájáig megkapható. Az O/Ne zónában a 3,003-as meredekség a 15 és 25 naptömegű modellekben található, míg a 20 naptömegű modellekben a meredekség mindig alacsonyabb. Ahogy fentebb is említettem, ez az egyezés a neutronbefogásos folyamatokból származik, amelyek a ^{62}Ni -t és a ^{64}Ni -t hozzák létre az O/C és He/C zónákban, a kezdeti csillagtömegtől és a modellektől függően. A legkülső régiókban, azaz a H és He/N zónákban a Ni izotópok kis eltéréseket mutatnak, vagy egyáltalán nem mutatnak eltéréseket a kezdeti elemgyakoriságokhoz képest, így ezekben a régiókban nem találtam egyezést. Mivel ebben az esetben csak a meredekségek minimális és maximális értékeit vettem figyelembe, és nem vizsgáltam, hogy vannak-e pontok a 3,003-as meredekség hibatarományán belül, ezért további elemzésre volt szükség. Ennek során minden modellre elvégeztem a 2.2.2 szekcióban leírt szerkezeti elemzést, majd zónánként ábrázoltam a meredekségeket. Az így kapott eredmények a 9. ábrán láthatóak. Az ábrák azt mutatják, hogy például a He/C zónában a 25 naptömegű szülőcsillag esetében a 3. táblázat szerint a meredekségek tartománya -39,179 és 63,192 között van, viszont a modellekből nem kaptam pontot a $3,003 \pm 0,166$ tartományok között.



9. ábra. A modellekből kapott meredekség értékek a Schofield et al. (2022) cikkben azonosított zónák szerint.

Összességében a 3. táblázat alapján előre jelzett egyezéseket a 9. ábra igazolta, kivéve a He/C zóna esetében 25 naptömegnél, ahol nem találtam adatpontokat hibahatáron belül. Ennek egyik oka lehet a modellek térbeli és tömegbeli felbontása. A kapott ábrák alapján egyértelműen látható, hogy a meredekség hibahatárán belüli adatpontok többsége az anyagkidobódás belső részeiben található. A 9. ábra a Si zóna modell- és tömegfüggetlen egyezését mutatja, de a Ni és O/Si zónákban is kaptam egyezést több modell esetében is. Azt, hogy a Ni zónában kapunk-e egyezést, a maradvány végső tömege határozza meg, mivel egyes modellekben a Ni zóna teljesen visszahullik a neutroncsillag felszínére. Az O/Si zóna esetében a korreláció az adott modell által alkalmazott robbanási energiától függ, bár vannak olyan modellek, ahol a visszahullás mértéke olyan magas, hogy az O/Si zóna is részben vagy teljesen visszahullik. Mindezek alapján ugyan arra a következtetésre jutottam mint a Steele et al. (2012) cikk szerzői, több modell elemzése alapján is. Sikerült megállapítanom, hogy fennáll annak a lehetősége, hogy a meteoritokban észlelt izotóp anomália neutronbefogási folyamatokból származhat, de nagy valószínűséggel az anyagkidobódás belső részeiből, a robbanásos Si és O égésből származik. Mivel ezekben a zónákban a ^{58}Ni izotóp a leggyakoribb a többi, stabil Ni izotóp közül, amelyek ezen a folyamatok során a leggyakrabban keletkeznek, valószínűleg ez az izotóp az anomáliák hordozója.

4. Összefoglalás, konklúzió és jövőbeli tervek

Steele et al. (2012) izotóp anomáliákat fedezett fel a Ni izotópok elemgyakoriságában a meteoritok tömegspektrometriai elemzése során. Ezeknek az észlelt Ni anomáliáknak az eredetét a mért adatokból származtatott meredekség segítségével vizsgáltam. A cikkben az észlelt anomáliák eredetét a magösszeomlásos szupernóvákban a robbanásos Si és O égés során keletkező ^{58}Ni izotóppal hozták összefüggésbe. Azonban ennek a forгатókönyvnek a vizsgálatára, miszerint az anomáliák egy magösszeomlásos szupernóvából eredeztethetők, a cikkben csak két modellszettet használtak. Azóta viszont számos új modellt hoztak létre a magösszeomlásos szupernóvák modellezésére. Még mindig vannak bizonytalanságok ezekkel a modellekkel kapcsolatban, és a különböző szerzők különböző módszereket alkalmaztak, ezért különbségek vannak a modellek elemi és izotóp hozamában és szerkezetében. Kutatásom során megvizsgáltam, hogy a Steele et al. (2012) cikkben publikált eredmények változhatnak-e különböző modellkészletek használata esetében, és hogy az újabb modellkészletek új lehetőségeket tárhatnak-e fel az anomáliák eredetét illetően.

Az újonnan kifejlesztett SIMPLE Python kóddal végzett kutatásom azt mutatja, hogy a modellek megfeleltetése a megfigyelt Ni anomáliákkal nem függ a szülőcsillag tömegektől és a modellektől, amikor robbanásos Si és O égés esetét vizsgáljuk. Az eredmények azt mutatják, hogy a csillag evolúciójának és nukleoszintézisének szimulálása során alkalmazott eltérő megközelítések ellenére valószínűleg a Si zónából származó porszemcsék felelősek a szakirodalomban dokumentált izotóp anomáliáikért. Mindazonáltal több modell vizsgálata feltárta, hogy

egyres modellek hasonló potenciális korrelációt mutatnak a kidobódott anyag külső régióiban is, ami arra utal, hogy a meteoritokban megfigyelt anomáliák a C égés során bekövetkező neutronbefogási folyamatokból is eredeztethetőek. Összefoglalva, a Ni izotóp anomáliákat a ^{58}Ni hordozhatja a kidobódott anyag belső részeiből, viszont találni egyezéseket a külső zónákban is, ahol a stabil Ni izotópok a neutronbefogási folyamatok során jönnek létre.

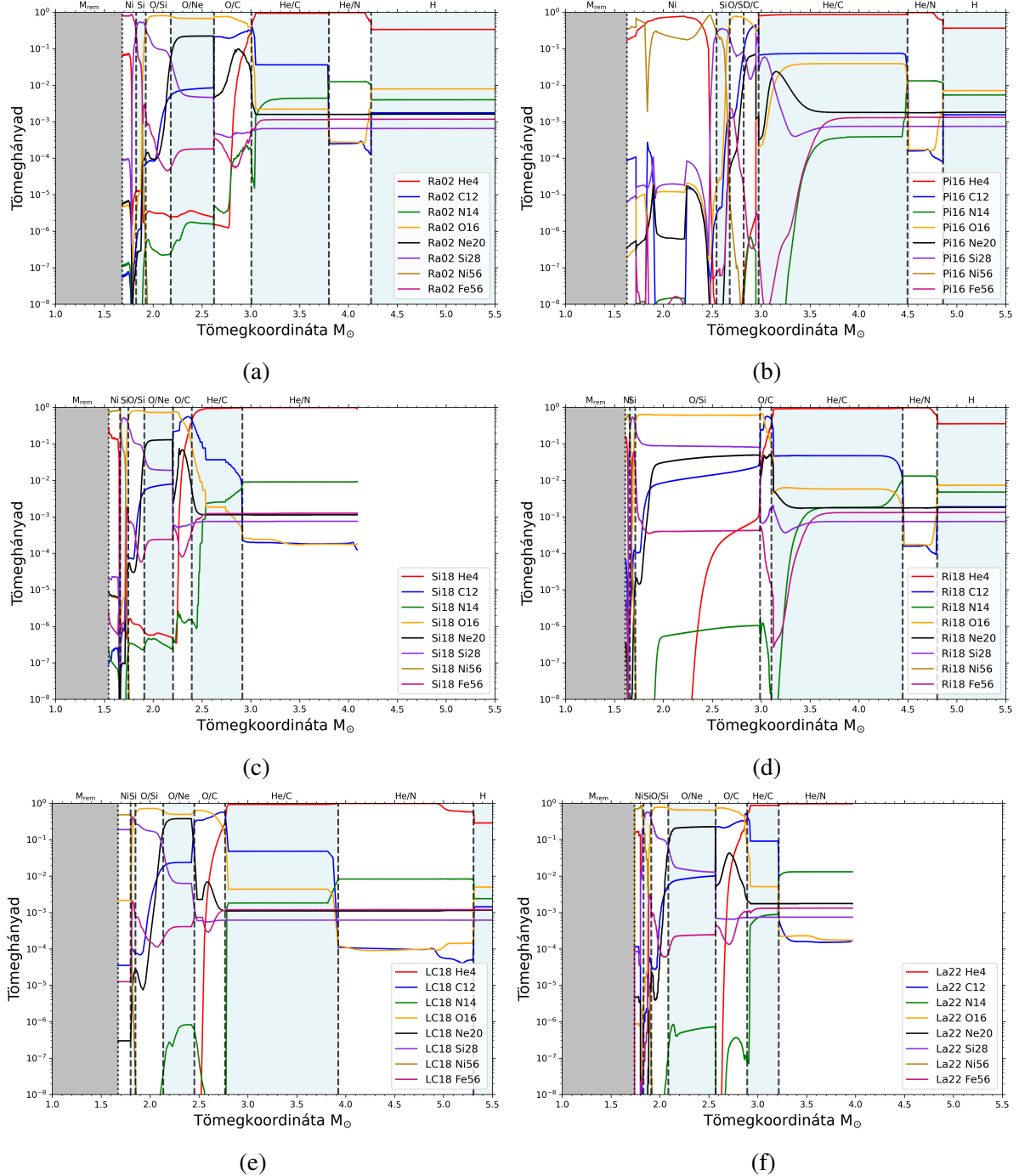
Ezen kutatómunka folytatásaként ugyanezt az elemzést fogom elvégezni a Fe izotópokra a korábban a Hopp et al. (2022) cikkben publikált eredmények alapján. Megkísérlem kideríteni, hogy a meteoritokban a Ni és a Fe esetében megfigyelt anomáliák egyidejűleg detektálhatóak-e a modellekben, ezáltal azonosítva a lehetséges közös eredetet.

5. Köszönetnyilvánítás

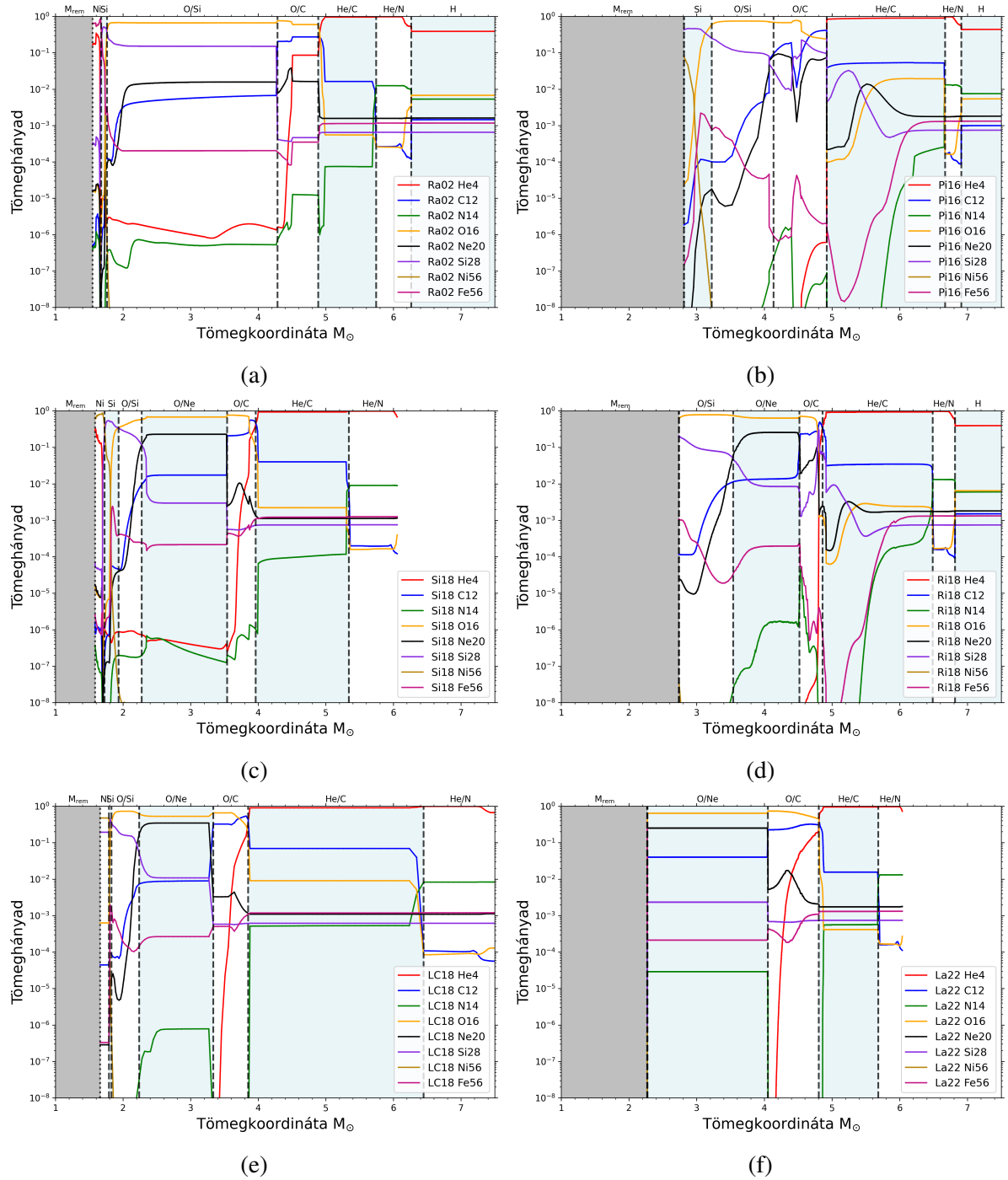
Szeretnék köszönetet mondani az MTA-CSFK Lendület Nukleáris Égés Csillagokban Kutatócsoport (<https://burningstars.konkoly.hu/hu/>) tagjainak, különösen a témavezetőimnek, Maria Lugaronak és Marco Pignatarinak a munkám során nyújtott iránymutatásokért. Ezen kívül köszönöm a HUN-REN CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet demonstrátor programja által nyújtott anyagi támogatást. A kutatás az Európai Unió Horizon 2020 kutatási és innovációs programja által támogatott ChETEC-INFRA (Projekt száma: 101008324) <https://www.chetec-infra.eu/> konzorcium keretében valósult meg.

A. függelék: A többretegű struktúra és a Ni hozamok elemgyakoriságainak további ábrái

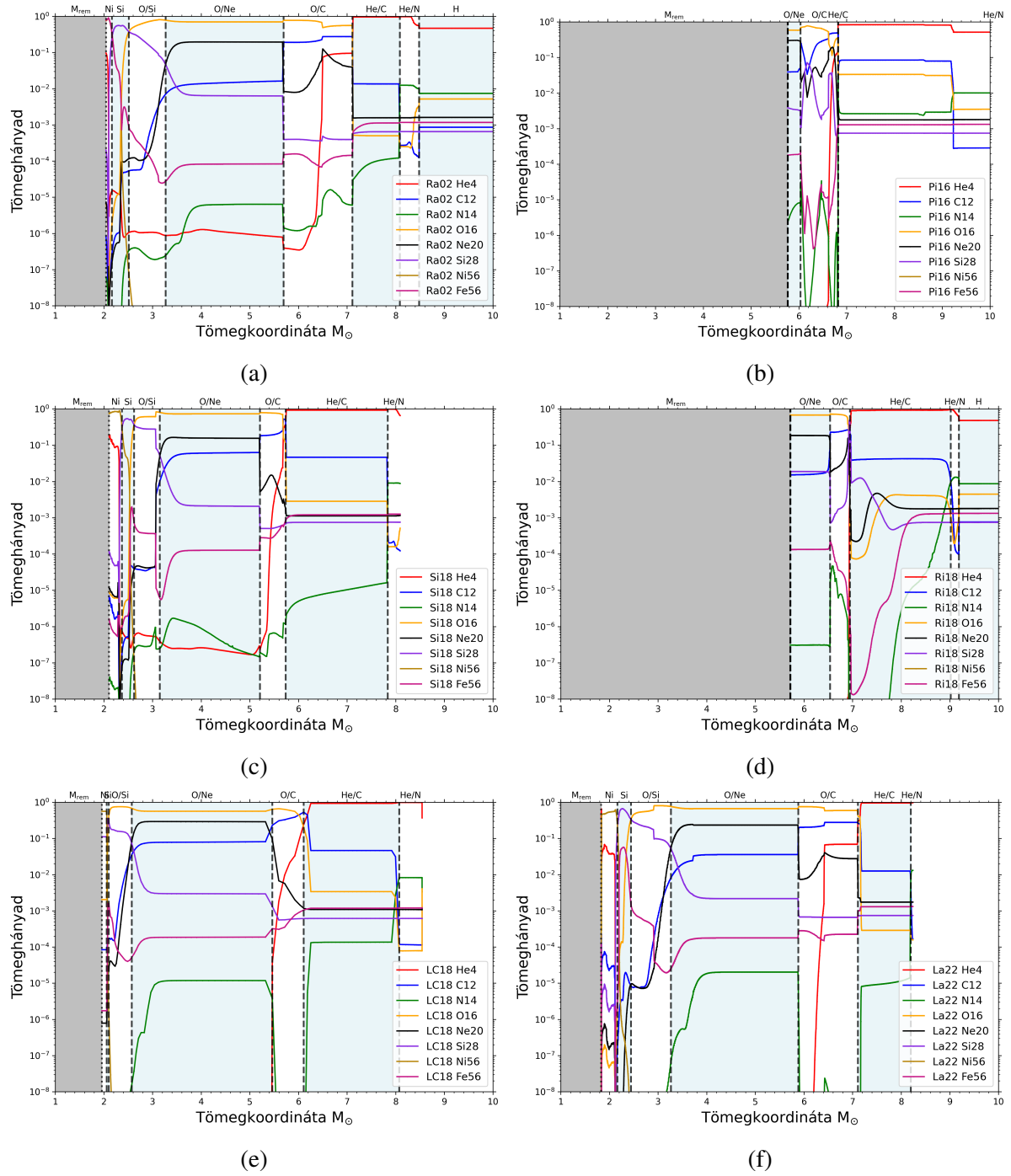
A.1. A többretegű struktúrára vonatkozó ábrák



10. ábra. Az azonosítására használt izotópok elemgyakoriság profiljai a különböző modellkészletekből egy 15 naptömegű csillag esetében. A Pi16 (b panel) és Ri18 (d panel) modellek CO héjak összeolvadásán mentek keresztül, ezért nem kapható meg az O/Ne zóna, helyette a modellek egy kiterjedtebb O/Si zónát mutatnak. A robbanás a Pi16 modell esetében energikusabb, ami nagyobb Ni zónát eredményez, ahol a ^{56}Ni mellett a α -részecskék a leggyakoribb fajok. Az x tengely rögzített tartománya azt is mutatja, hogy a kidobott anyag tömege modellenként változik.

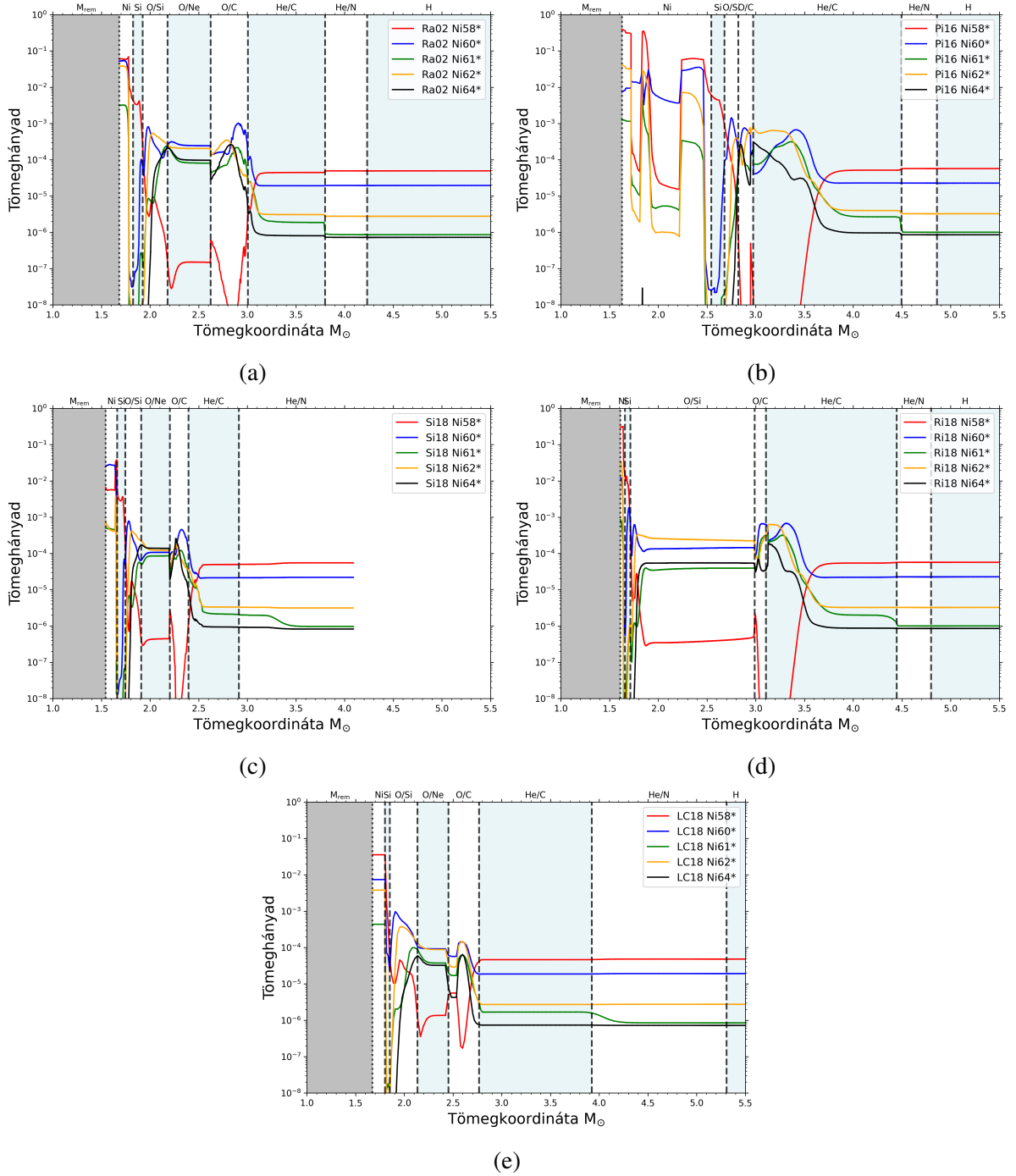


11. ábra. Mint a 10. ábra, de egy 20 naptömegű szülőcsillag esetére a különböző modellkészletekből. Ebben az esetben a Ra02 (a panel) modell az evolúciója során a CO héjak összeolvadásán megy keresztül, így az O/Ne zóna hiányzik, helyette egy kiterjedt O/Si zónát mutat. A visszahullás mértéke miatt a Pi16 modellből (b panel) hiányzik a Ni zóna, a Ri18 modellből (d panel) hiányzik a Ni és Si zóna, és a La22 modellben (f panel) a Ni, Si és O/Si zónák nem dobódnak ki.

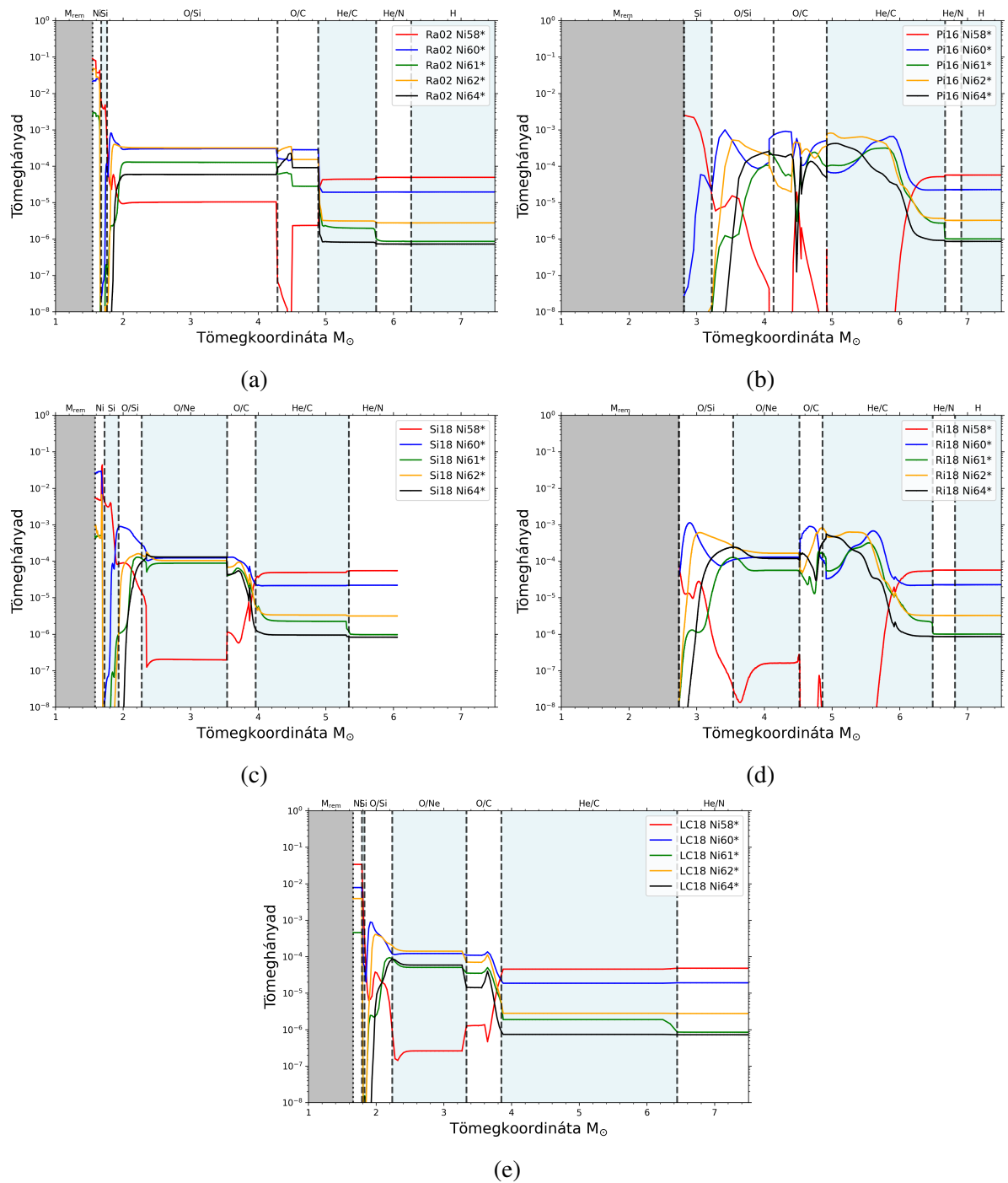


12. ábra. Hasonlóan az előző ábrákhoz, de egy 25 naptömegű csillag esetére a különböző készletekből. Jelentős visszahullás figyelhető meg a Pi16 (b panel) és Ri18 (d panel) modellekben.

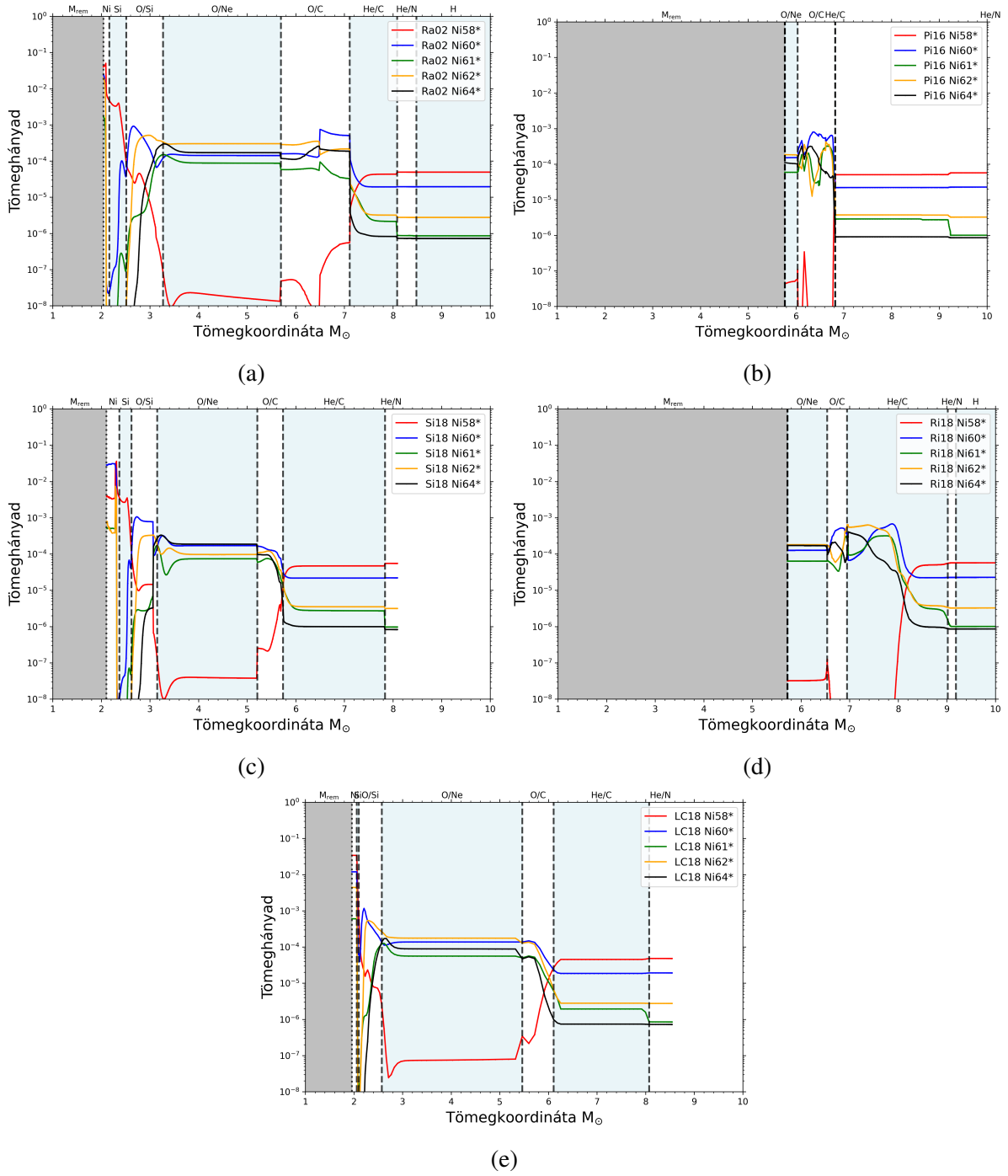
A.2. A Ni izotópok elemgyakoriság profiljai



13. ábra. A Ni izotópok elemgyakoriság profiljai egy 15 naptömegű csillagban a különböző modellkészletekből. A legtöbb modell azt mutatja, hogy a Ni zónában a ^{58}Ni a leggyakoribb Ni izotóp a kidobódott anyagfelhőben, kivéve a Si18 (c panel) modellt, ahol a ^{60}Ni tűnik a leggyakoribb. A * a jelmagyarázatban azt jelenti, hogy a 2. táblázat radioaktív izotópjait mesterségesen bomlasztottam stabil Ni izotópokká.

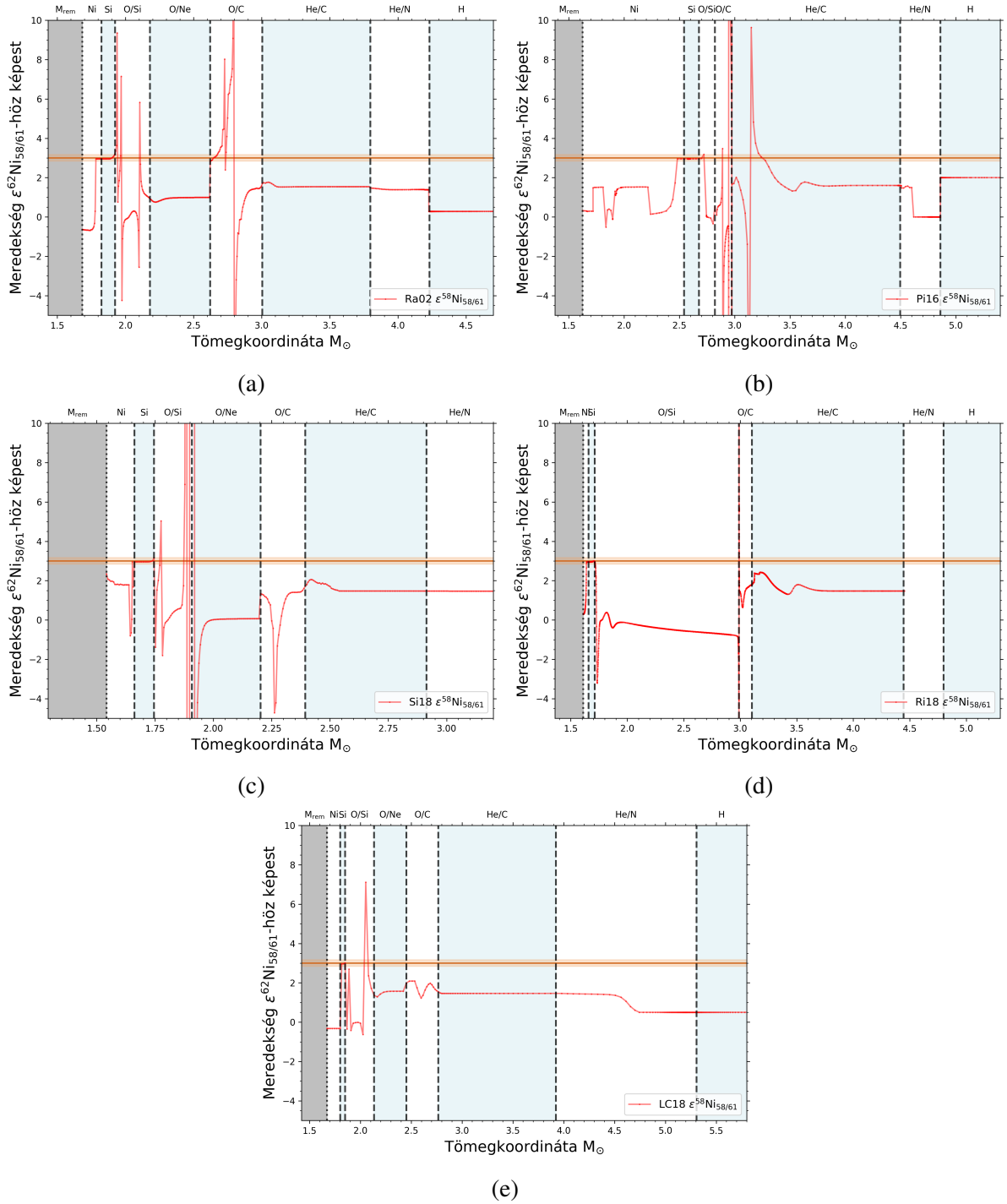


14. ábra. Ugyanaz, mint a 13. ábra de egy 20 naptömegű csillagra a különböző modellkészletekből.

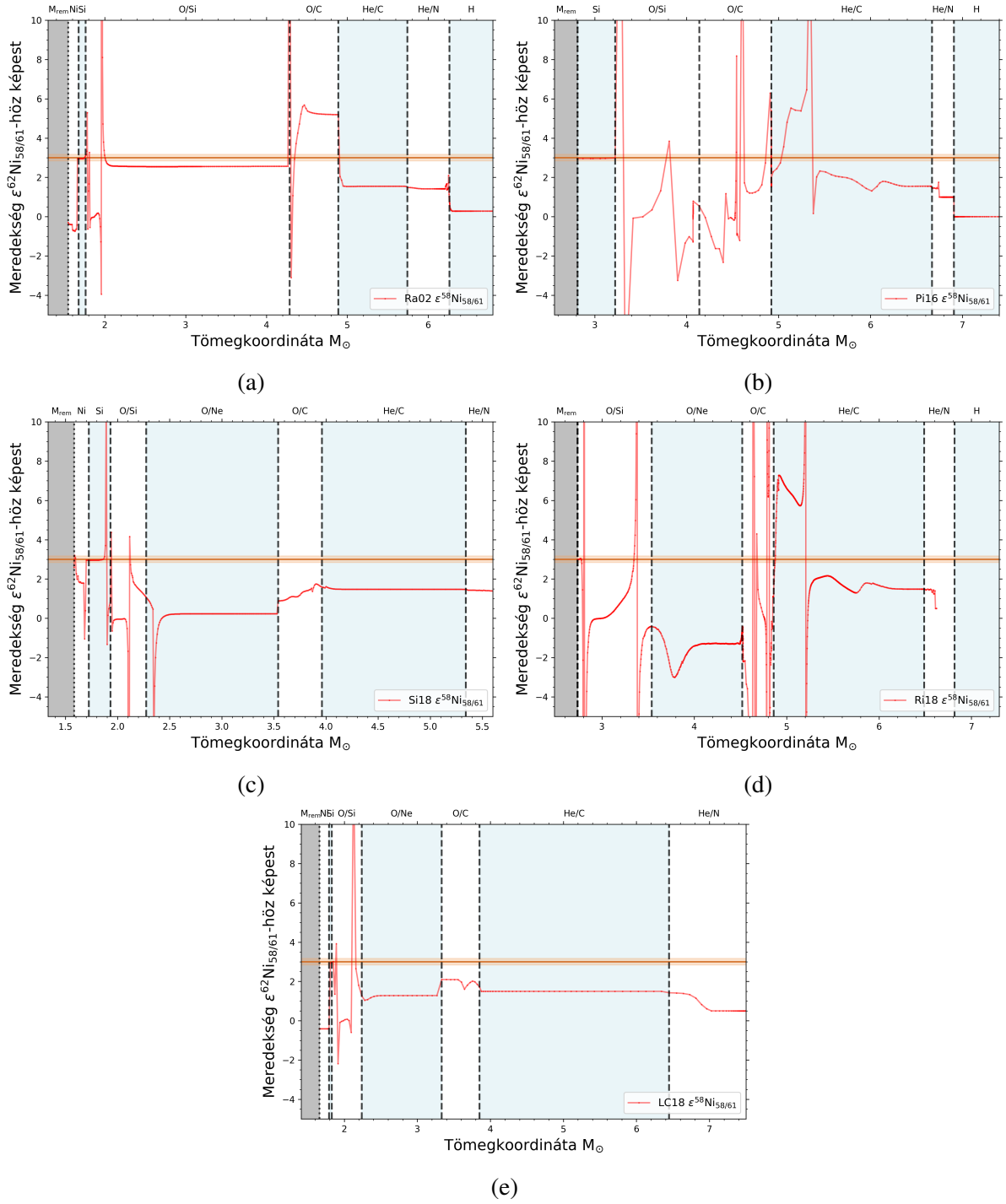


15. ábra. Ahogy az előző ábrákon, de egy 25 naptömegű csillag esetére. A Pi16 (b panel) és Ri18 (d panel) jelentős visszaesése azt eredményezi, hogy nincsenek Ni és Si zónák, ahol a Ni izotópok a robbanásos Si és O égésből származnának.

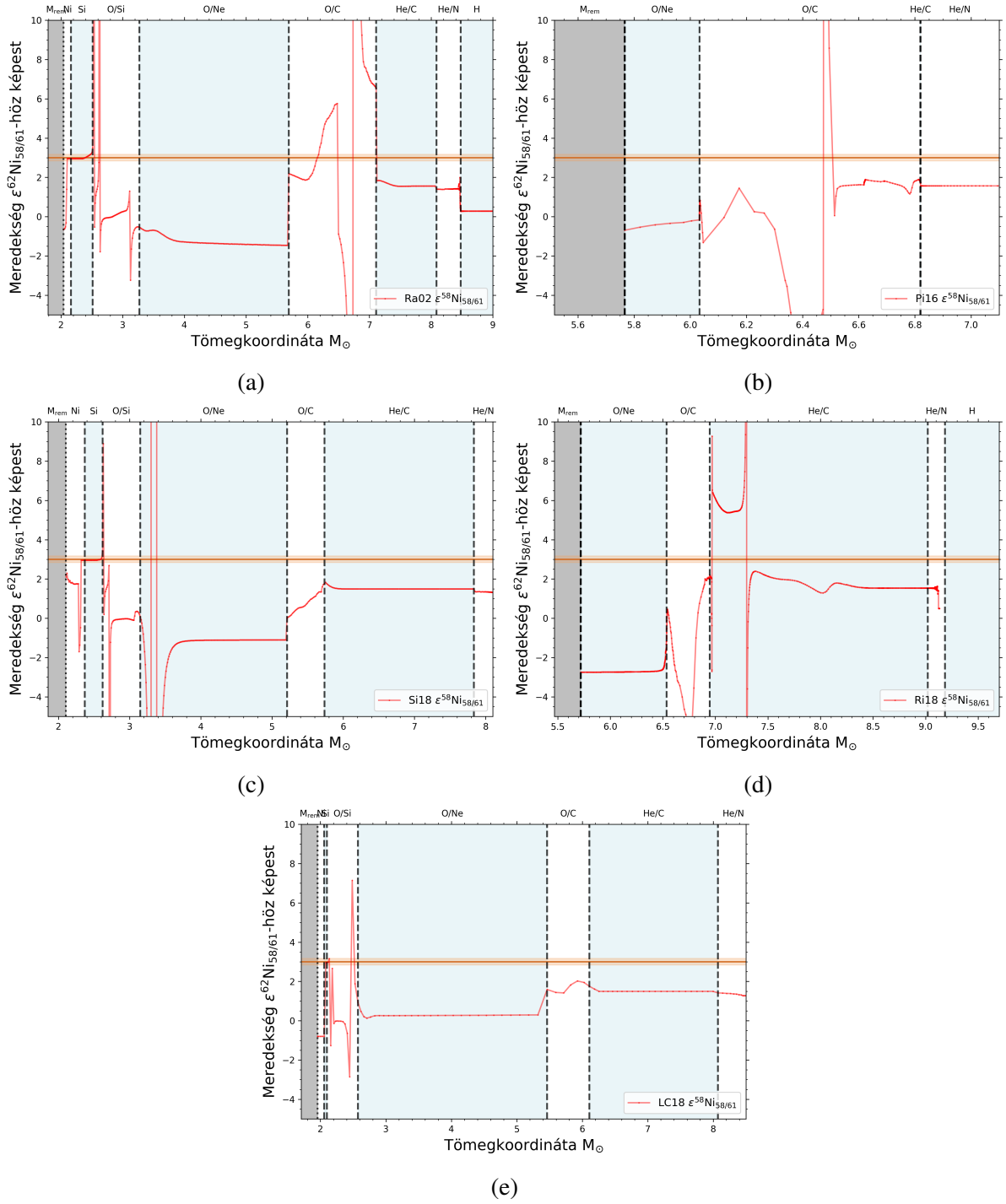
B. függelék: A Ni meredekségek további ábrái



16. ábra. Az $\epsilon^{64}\text{Ni}$ meredekségeinek értékei az $\epsilon^{62}\text{Ni}$ -höz viszonyítva, $^{58}\text{Ni}/^{61}\text{Ni}$ aránnyal normalizálva a különböző modellkészletekből származó 15 naptömegű csillag esetén. Az ábrákon a narancssárga vonal a Steele et al. (2012) által detektált 3,003-as meredekséget jelöli. A H burokból a meredekségek változásai a neutronbefogásoknak tulajdoníthatóak az anyagkidobódás belső részéig, ahol a robbanásos Si és O égés történik. A Si zónában minden modell széles tartományú egyezést mutat a narancssárga vonallal. Az x tartomány ezekben az esetekben automatikusan változik, hogy a meredekségeket könnyebben lehessen elemezni.



17. ábra. Egy 20 naptömegű csillag merekségeinek értékei a különböző szettekbelől. Az O/Si és Si zónákban minden modell egyértelműen konzisztens a meteoritokban észlelt értékkel.



18. ábra. A merekségi értékek a 17. ábrához hasonlóan ábrázolva egy 25 naptömegű csillag esetére. A hat modell közül mindegyik széles tartományú egyezést mutat, amely átfedi a Si zónát.

C. függelék: Saját eredmények

C.1. Kérdések

- Mi a detektált izotóp anomáliák potenciális eredete és milyen típusú porszemcse okozza őket?
- Egy kibővített adatbázis segítségével, amely 6 modellszett 15, 20 és 25 naptömegű modelljeit tartalmazza, melyek azok a potenciális egyezések, amelyek modellfüggetlenek és melyek, amik változnak a modellek között?

C.2. Módszerek

- Részvétel egy Python kód fejlesztésében, amellyel a kérdések megválaszolásához szükséges elemzéseket végeztem. A fejlesztés során az alábbiakat végeztem el:
 - A SIMPLE Python kód validálása a szakirodalomban található korábbi eredmények reprodukálása alapján.,
 - A validálási folyamatok során szerzett tapasztalatok alapján a kód használatának egyszerűsítése, főként egy bemeneti fájl létrehozásával és a kód a bemeneti fájlra alapuló működéséhez szükséges módosításával.,
 - A zónaelemző algoritmus létrehozása és tesztelése.,
 - A meredekségekre kapott adatpontok zónánként való ábrázolásának létrehozása a zónaelemző algoritmusra alapozva.
- Az elemgyakoriságokra és a meredekségekre kapott ábrák zónánként való elemzése.

C.3. Eredmények

- Több modell használata esetében is a Si zónából származó Ni a legvalószínűbb okozója a meteoritokban detektált anomáliáknak. Ez modelltől és kezdeti tömegtől független.,
- Több modell használata esetén azt az eredményt kaptam, hogy a kidobódott anyagfelhő külső részeiben is megkapom a 3,003-as meredekséget, tehát nem zárható ki az a lehetőség sem, hogy a külső zónákból származó porszemcse az anomália okozója. Ez esetben az anomália a neutronbefogási folyamatokból származtatható.,
- Mivel az elemgyakoriságok alapján a Ni a belső régiókban található meg a legnagyobb mennyiségben és mivel ezen belül a ^{58}Ni mennyisége a legnagyobb, ezért ezt az izotópot tudom azonosítani az anomáliák hordozójaként. Ez alapján az anomáliákat hordozó szemcse a magösszeomlásos szupernóva-robbanás során végbemenő robbanásos Si és O égések során keletkezhetett.,
- Az újabb modellek alkalmazásával és 6 különböző modellszett használatával kapott konklúziómmal sikerült megerősítenem a Steele et al. (2012) cikkben publikált eredményt.

Hivatkozások

- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197, doi: 10.1016/0016-7037(89)90286-X
- Anders, E. H., & Pedersen, M. G. 2023, *Galaxies*, 11, 56, doi: 10.3390/galaxies11020056
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481, doi: 10.1146/annurev.astro.46.060407.145222
- Boccioli, L., & Roberti, L. 2024, *Universe*, 10, 148, doi: 10.3390/universe10030148
- Budde, G., Burkhardt, C., Brennecka, G. A., et al. 2016, *Earth and Planetary Science Letters*, 454, 293, doi: <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.09.020>
- Chevalier, R. A. 1989, *ApJ*, 346, 847, doi: 10.1086/168066
- Chieffi, A., & Limongi, M. 2013, *ApJ*, 764, 21, doi: 10.1088/0004-637X/764/1/21
- Cristini, A., Hirschi, R., Meakin, C., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484, 4645–4664, doi: 10.1093/mnras/stz312
- Dauphas, N., Hopp, T., & Nesvorný, D. 2024, *Icarus*, 408, 115805, doi: 10.1016/j.icarus.2023.115805
- deBoer, R. J., Görres, J., Wiescher, M., et al. 2017, *Reviews of Modern Physics*, 89, 035007, doi: 10.1103/RevModPhys.89.035007
- Dwek, E., & Arendt, R. G. 2015, *ApJ*, 810, 75, doi: 10.1088/0004-637X/810/1/75
- Eggenberger, P., Meynet, G., Maeder, A., et al. 2008, *Ap&SS*, 316, 43, doi: 10.1007/s10509-007-9511-y
- Fowler, W. A., & Hoyle, F. 1964, *ApJS*, 9, 201, doi: 10.1086/190103
- Fryer, C. L., Andrews, S., Even, W., Heger, A., & Safi-Harb, S. 2018, *ApJ*, 856, 63, doi: 10.3847/1538-4357/aaaf6f
- Fryer, C. L., Belczynski, K., Wiktorowicz, G., et al. 2012, *ApJ*, 749, 91, doi: 10.1088/0004-637X/749/1/91
- Gal-Yam, A. 2017, *Observational and Physical Classification of Supernovae* (Springer International Publishing), 195–237, doi: 10.1007/978-3-319-21846-5_35
- Grevesse, N., & Noels, A. 1993, in *Origin and Evolution of the Elements*, ed. N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, & M. Casse, 15–25

- Heger, A., & Woosley, S. E. 2010, *ApJ*, 724, 341, doi: 10.1088/0004-637X/724/1/341
- Hopp, T., Dauphas, N., Spitzer, F., Burkhardt, C., & Kleine, T. 2022, *Earth and Planetary Science Letters*, 577, 117245, doi: 10.1016/j.epsl.2021.117245
- Jones, S. W., Möller, H., Fryer, C. L., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485, 4287, doi: 10.1093/mnras/stz536
- Kippenhahn, R., & Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution* (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990sse..book.....K>
- Kleine, T., Budde, G., Burkhardt, C., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, 216, 55, doi: 10.1007/s11214-020-00675-w
- Lawson, T. V., Pignatari, M., Stancliffe, R. J., et al. 2022, *MNRAS*, 511, 886, doi: 10.1093/mnras/stab3684
- Limongi, M., & Chieffi, A. 2006, *ApJ*, 647, 483, doi: 10.1086/505164
- Limongi, M., & Chieffi, A. 2018, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 237, 13, doi: 10.3847/1538-4365/aacb24
- Lodders, K. 2003, *ApJ*, 591, 1220, doi: 10.1086/375492
- Lugaro, M., Ek, M., Pető, M., et al. 2023, *The European Physical Journal A*, 59, 53, doi: 10.1140/epja/s10050-023-00968-y
- Meakin, C. A., & Arnett, D. 2006, *The Astrophysical Journal*, 637, L53–L56, doi: 10.1086/500544
- Meyer, B. S., Weaver, T. A., & Woosley, S. E. 1995, *Meteoritics*, 30, 325, doi: 10.1111/j.1945-5100.1995.tb01131.x
- Nanne, J. A., Nimmo, F., Cuzzi, J. N., & Kleine, T. 2019, *Earth and Planetary Science Letters*, 511, 44, doi: <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2019.01.027>
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, *ApJS*, 192, 3, doi: 10.1088/0067-0049/192/1/3
- Pignatari, M., Gallino, R., Heil, M., et al. 2010, *ApJ*, 710, 1557, doi: 10.1088/0004-637X/710/2/1557
- Pignatari, M., & Herwig, F. 2012, *Nuclear Physics News*, 22, 18, doi: 10.1080/10619127.2012.710142

- Pignatari, M., Hoppe, P., Trappitsch, R., et al. 2018, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 221, 37, doi: <https://doi.org/10.1016/j.gca.2017.06.005>
- Pignatari, M., Hirschi, R., Wiescher, M., et al. 2013, *ApJ*, 762, 31, doi: [10.1088/0004-637X/762/1/31](https://doi.org/10.1088/0004-637X/762/1/31)
- Pignatari, M., Herwig, F., Hirschi, R., et al. 2016, *ApJS*, 225, 24, doi: [10.3847/0067-0049/225/2/24](https://doi.org/10.3847/0067-0049/225/2/24)
- Rauscher, T., Heger, A., Hoffman, R. D., & Woosley, S. E. 2002, *The Astrophysical Journal*, 576, 323, doi: [10.1086/341728](https://doi.org/10.1086/341728)
- Ritter, C., Andrassy, R., Côté, B., et al. 2018a, *MNRAS*, 474, L1, doi: [10.1093/mnrasl/slx126](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slx126)
- Ritter, C., Herwig, F., Jones, S., et al. 2018b, *MNRAS*, 480, 538, doi: [10.1093/mnras/sty1729](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1729)
- Roberti, Pignatari, Marco, Lugaro, Maria, Fülöp, Zsolt, & Gyurky, Gyorgy. 2023, *EPJ Web Conf.*, 279, 09002, doi: [10.1051/epjconf/202327909002](https://doi.org/10.1051/epjconf/202327909002)
- Roberti, L., Pignatari, M., Fryer, C., & Lugaro, M. 2024, *A&A*, 686, L8, doi: [10.1051/0004-6361/202449994](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202449994)
- Schofield, J., Pignatari, M., Stancliffe, R. J., & Hoppe, P. 2022, *MNRAS*, 517, 1803, doi: [10.1093/mnras/stac2498](https://doi.org/10.1093/mnras/stac2498)
- Sedov, L. I. 1946, *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 10, 241
- Sieverding, A., Martínez-Pinedo, G., Huther, L., Langanke, K., & Heger, A. 2018, *ApJ*, 865, 143, doi: [10.3847/1538-4357/aadd48](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aadd48)
- Simon, J. I., DePaolo, D. J., & Moynier, F. 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, 707, doi: [10.1088/0004-637X/702/1/707](https://doi.org/10.1088/0004-637X/702/1/707)
- Steele, R. C. J., Coath, C. D., Regelous, M., Russell, S., & Elliott, T. 2012, *ApJ*, 758, 59, doi: [10.1088/0004-637X/758/1/59](https://doi.org/10.1088/0004-637X/758/1/59)
- Steele, R. C. J., Elliott, T., Coath, C. D., & Regelous, M. 2011, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 75, 7906, doi: [10.1016/j.gca.2011.08.030](https://doi.org/10.1016/j.gca.2011.08.030)
- Temaj, D., Schneider, F. R. N., Laplace, E., Wei, D., & Podsiadlowski, P. 2024, *A&A*, 682, A123, doi: [10.1051/0004-6361/202347434](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202347434)
- Thielemann, F. K., & Arnett, W. D. 1985, *ApJ*, 295, 604, doi: [10.1086/163403](https://doi.org/10.1086/163403)
- Tominaga, N., Umeda, H., & Nomoto, K. 2007, *ApJ*, 660, 516, doi: [10.1086/513063](https://doi.org/10.1086/513063)

- Umeda, H., & Nomoto, K. 2002, in *New Trends in Theoretical and Observational Cosmology*, ed. K. Sato & T. Shiromizu, 367
- Vieyro, F. L., Bosch-Ramon, V., & Torres-Albà, N. 2019, *A&A*, 622, A175, doi: 10.1051/0004-6361/201833319
- Weaver, T. A., Zimmerman, G. B., & Woosley, S. E. 1978, *ApJ*, 225, 1021, doi: 10.1086/156569
- Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015, doi: 10.1103/RevModPhys.74.1015
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181, doi: 10.1086/192237