

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

LA SINTESI DI ELEMENTI PESANTI ATTRAVERSO IL
PROCESSO DI CATTURA NEUTRONICA RAPIDA

Relatrice:

Prof.ssa Paola Marigo

Candidato:

Lorenzo Fiaccadori

ANNO ACCADEMICO 2022/2023

Indice

Abstract	1
Introduzione	1
1 Limiti della nucleosintesi nelle stelle	5
1.1 Energia di legame	5
1.2 Barriera di Coulomb	7
1.3 Effetto Tunnel	8
1.4 Processi di cattura neutronica	9
2 Sintesi dei nuclidi r	13
2.1 Il percorso del processo r	13
2.1.1 Catene isotopiche	13
2.1.2 Catene di decadimento β	14
2.1.3 Altri processi coinvolti	16
2.2 Abbondanze	17
2.2.1 Abbondanze di nuclidi nel sistema solare	17
2.2.2 Abbondanze di nuclidi nella nostra galassia	19
3 Ambienti astrofisici per la nucleosintesi di elementi pesanti	21
3.1 Supernove	21
3.2 Fusione di Stelle di Neutroni e GW170817	22
Conclusioni	25

Elenco delle figure

1.1	Sezione della tavola dei nuclidi che mostra i nuclidi con $A \leq 37$. I riquadri in blu rappresentano i nuclidi stabili, mentre quelli di altre colorazioni si riferiscono a nuclidi via via più instabili.	5
1.2	Energia di legame per nucleone E_B/A in funzione del numero atomico A . (Credit: LS Paraschiv et al. 2022)	6
1.3	Rappresentazione schematica dell'energia potenziale di due protoni separati da una distanza r . Quando la distanza è inferiore a r_n , vi è una forte attrazione dovuta all'interazione forte. La distanza r_c indica la distanza che raggiunge un protone con un'energia cinetica pari ad $\approx 1\text{keV}$	8
1.4	Abbondanze Y_i degli elementi e dei rispettivi isotopi nel sistema solare in funzione del numero di massa A_i . I rapporti tra le abbondanze sono ottenuti da spettri solari (Asplund et al., 2009; Lodders, Palme, and Gail, 2009). (Credit: Cowan et al., 2021)	10
1.5	Rappresentazione tridimensionale della tavola dei nuclidi dove viene evidenziata la porzione di nuclidi stabili al centro. (Credit: Dave Jacques, 1998)	10
2.1	La Figura mostra una generica catena isotopica in equilibrio $(n, \gamma) \longleftrightarrow (\gamma, n)$. Il riquadro evidenziato corrisponde all'isotopo in maggiore abbondanza. (Credit: Iliadis, 2007)	14
2.2	Trasferimento di materia da una catena isotopica alla successiva per mezzo di decadimento β^- . (Credit: Iliadis, 2007)	15
2.3	Percorso seguito dal processo r quando si incontra un numero neutronico magico per un intervallo $x \leq Z \leq y$ (Credit: Iliadis, 2007)	16
2.4	Sinistra: Scomposizione delle abbondanze del sistema solare relative ai nuclidi pesanti nei contributi forniti dal processo s (linea continua), processo r (puntini) e processo p (quadrati). (Credit: M. Arnould, 2007). Destra: Abbondanze solari dei nuclidi sintetizzati tramite processo r. Dati ottenuti da Cowan, Thielemann e Truran (1991) e Goriely (1999) (Credit: John J. Cowan, 2021)	18
2.5	Vengono qui mostrate le discrepanze tra la distribuzione delle abbondanze stellari e quella del sistema solare (linea tratteggiata). I dati stellari sono stati elaborati da Honda et al. (2007), Siqueira et al. (2013), Ivans et al. (2006). (Credit: Cowan et al., 2007)	20
3.1	Contributi all'abbondanza di nuclidi del processo r e del processo s nel sistema solare, confrontato con l'abbondanza nell'emissione di kilonova (linea tratteggiata), ottenuta da una simulazione (Siegel, Metzger, 2018)[36]	23
3.2	Nel grafico sono riportati i contributi della componente di disco e della componente dinamica sull'emissione di kilonova, in funzione della massa del sistema binario. Nel caso di GW170817, la massa da considerare è rappresentata dall'intervallo colorato in grigio. (Credit: Siegel et al., 2022)	24

Abstract

La tesi descrive ed approfondisce alcuni aspetti rilevanti del processo di cattura neutronica rapida, conosciuto come processo r, che porta alla sintesi degli elementi più pesanti del gruppo del ferro. Nel primo capitolo viene affrontata la nucleosintesi nelle stelle ed in particolare quali siano i limiti imposti dalla fisica che rendono impossibile la sintetizzazione degli elementi più pesanti in tale ambiente. Nel secondo capitolo la tesi si concentra sul processo di cattura neutronica rapida dal punto di vista fisico, con una successiva analisi delle abbondanze dei nuclidi nel sistema solare e nella nostra galassia. Infine la trattazione prosegue focalizzandosi sugli ambienti astrofisici nei quali è possibile identificare l'impronta del processo r ed in particolare sull'evento di fusione di due stelle di neutroni GW170817 in NGC 4993.

Introduzione

Una delle questioni fondamentali che l'astrofisica cerca di comprendere è come le stelle producano energia e formino gli elementi chimici che conosciamo. La tavola periodica ad oggi comprende 118 elementi, la cui presenza nell'Universo è documentata soltanto per i 94 più leggeri mentre i successivi sono stati sintetizzati esclusivamente in laboratorio ed hanno un'emivita decisamente inferiore ai primi. Ciò fa sì che la loro presenza in natura sia tutt'ora incerta.

Per una stella in equilibrio termico, è necessaria una fonte di energia interna per bilanciare la perdita di energia radiativa dalla superficie. Le reazioni termonucleari forniscono l'energia che viene irradiata dalla superficie stellare e la necessaria pressione interna che impedisce alle stelle di collassare gravitazionalmente. Infatti, tutte le stelle stabili mantengono un equilibrio idrostatico tra la pressione interna e la forza di gravità e ciò è espresso dalla legge $dP/dr = -\rho g(r)$. La pressione aumenta con la coordinata radiale che esprime la profondità all'interno della stella, in modo tale da bilanciare la forza di gravità che tende a comprimerla.

Nelle stelle ordinarie, dove vale la legge dei gas ideali, il processo di nucleosintesi è molto stabile: il tasso di reazioni nucleari si adatta per produrre esattamente la quantità di energia che la stella irradia dalla sua superficie. Le reazioni nucleari non determinano la luminosità della stella, bensì per quanto tempo quest'ultima sia in grado di sostenere la propria luminosità. In stelle composte da gas degeneri, invece, le reazioni nucleari sono instabili e possono dare luogo a lampi o addirittura esplosioni. Fatta eccezione per l'idrogeno, l'elio e parte del litio che sono di origine primordiale, gli elementi fino al ferro sono prodotti dalla fusione nucleare nei nuclei stellari, dove la temperatura e la pressione sono sufficientemente elevate da superare la barriera di Coulomb. Durante le fasi finali del ciclo vitale di una stella, i prodotti della nucleosintesi vengono diffusi nel mezzo interstellare (ad esempio attraverso esplosioni di supernova). La fusione nucleare nelle stelle ha inizio con la combustione dell'idrogeno e prosegue con atomi sempre più pesanti. Quando un combustibile viene esaurito, la stella si contrae sotto l'influenza della gravità e ciò comporta un aumento della temperatura costante fino a quando il bruciamento del combustibile successivo, precedentemente inattivo, viene innescato e ciò stabilizza la stella impedendo ulteriori contrazioni. A seconda della sua massa totale, una stella può attraversare diverse di queste fasi di combustione nucleare, la quale termina al raggiungimento degli isotopi che si trovano tra il ferro, il nichel e lo zinco, per i quali si ha la massima energia di legame per nucleone e la barriera di Coulomb rende impossibile la formazione di elementi più pesanti. Quando l'accensione del nuovo combustibile dà origine a una fase di bruciamento più avanzata nel core della stella, la fase precedente potrebbe non scomparire completamente, ma continuare in uno strato che circonda il nucleo. Il bruciamento dell'idrogeno rilascia più energia per unità di massa se confrontato con la combustione degli elementi più pesanti. Per questo motivo la stella consumerà l'idrogeno più lentamente rispetto alle altre specie chimiche per bilanciare la gravità e l'energia irradiata dalla superficie. Ciò fa sì che la grande maggioranza delle stelle osservabili stia correntemente bruciando idrogeno e vi è una bassa probabilità di osservare stelle negli stadi evolutivi più avanzati. Sebbene le stelle spendano la maggior parte della loro vita nella main sequence, sono gli stadi successivi a produrre la maggior parte degli elementi con numero di massa atomica A compreso tra 16 e 64 (Siegel, 2022)[35]. Per quanto riguarda invece la sintesi dei nuclei più pesanti ($A > 60$) è necessario un meccanismo completamente differente e la loro attuale abbondanza nell'Universo non può essere spiegata dalle reazioni di fusione nucleare che

vediamo nelle stelle. Questi nuclei pesanti vengono invece sintetizzati attraverso la cattura neutronica, per la quale la barriera di Coulomb non ha effetto. Esistono due principali processi di cattura elettronica: il processo s ed il processo r, ed è soprattutto su quest'ultimo che si focalizzeranno i prossimi capitoli, con l'intento di approfondire dunque la nucleosintesi degli elementi pesanti e l'identificazione del processo di cattura neutronica rapida in diversi ambienti astrofisici.

1. Limiti della nucleosintesi nelle stelle

In questo capitolo affrontiamo i limiti della fusione nucleare nelle stelle, soffermandoci sulle motivazioni che fanno sì che soltanto una frazione delle specie chimiche conosciute, possa essere formata tramite fusione nucleare durante l'evoluzione stellare.

1.1 Energia di legame

Un nuclide è individuato da tre parametri fondamentali:

1. Il numero atomico Z che indica il numero di protoni presenti nel nucleo di un atomo.
2. Il numero neutronico N che indica il numero di neutroni presenti nel nuclide.
3. Il numero di massa A definito come la somma:

$$A = Z + N \quad (1.1)$$

I nuclidi rappresentati dallo stesso numero atomico e neutronico possiedono le medesime proprietà nucleari mentre è sufficiente variare uno dei due parametri per ottenere proprietà nucleari differenti. Il numero atomico Z ed il numero neutronico N possono essere utilizzati per rappresentare i nuclidi esistenti in un grafico bidimensionale che prende il nome di tavola dei nuclidi che riporta N sull'asse delle ascisse e Z sull'asse delle ordinate. Ogni riquadro della tavola rappresenta un nuclide accompagnato dal corrispettivo numero di massa A .

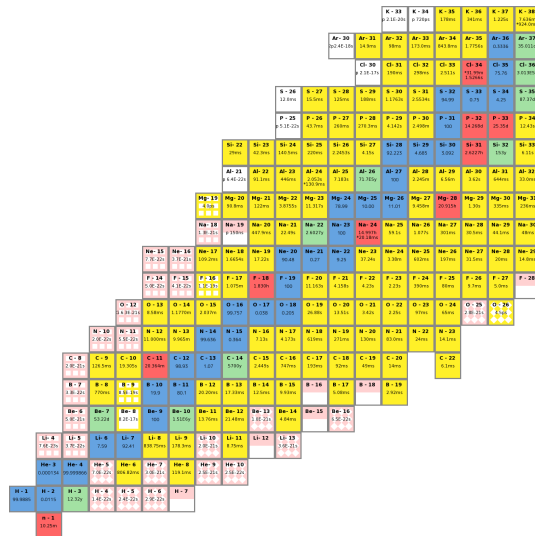


Figura 1.1: Sezione della tavola dei nuclidi che mostra i nuclidi con $A \leq 37$. I riquadri in blu rappresentano i nuclidi stabili, mentre quelli di altre colorazioni si riferiscono a nuclidi via via più instabili.

Le prime misurazioni della massa nucleare di un atomo hanno mostrato che la massa nucleare totale, m_{nuc} , è inferiore alla somma delle masse dei nucleoni costituenti (Meyer et al. 1955)[27]. Possiamo dunque scrivere

$$m_{nuc} = Zm_p + Nm_n - \Delta m \quad (1.2)$$

dove Δm è il difetto di massa, m_p indica la massa di un protone e m_n la massa di un neutrone (di conseguenza, Zm_p e Nm_n rappresentano la massa totale rispettivamente di protoni e neutroni). La quantità di energia ΔE associata al difetto di massa può essere ricavata tramite la relazione di Einstein $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$, con c velocità della luce nel vuoto, ed è definita come l'energia rilasciata con l'assemblamento di un dato nuclide a partire dai nucleoni costituenti e si può esprimere come:

$$[E_B(N, Z) = [(A_i - Z_i)m_n + Z_im_p - m_{nuc,i}]c^2 \quad (1.3)$$

In generale, per poter confrontare differenti nuclidi, si calcola l'energia di legame per nucleone E_B/A . Osservando come varia questa quantità all'aumentare del numero di massa A , si ottiene un profilo inizialmente ripido che via via si va ad appiattire in corrispondenza di valori di A tra 50 e 65 (LS Paraschiv et al. 2022)[33].

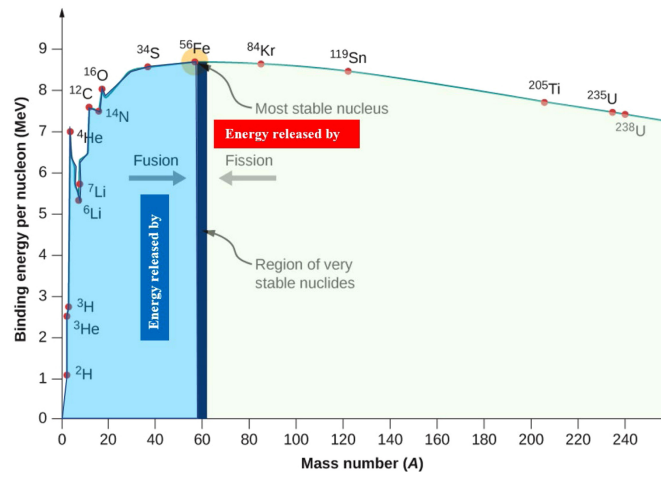


Figura 1.2: Energia di legame per nucleone E_B/A in funzione del numero atomico A . (Credit: LS Paraschiv et al. 2022)

La maggior parte dei nuclidi stabili ha un'energia di legame tra i 7 ed i 9 MeV per nucleone, fatta eccezione per i nuclei più leggeri che hanno energie minori. Il fatto che la crescita di E_B/A si arresti per $50 \leq A \leq 65$ indica che questi nuclidi hanno la massima energia di legame per nucleone. La natura favorisce l'abbondanza delle specie chimiche maggiormente legate e stabili, in particolare il ^{62}Ni , ^{58}Fe ed il ^{56}Fe (Audi et al. 2003)[4]. Questo particolare andamento rappresenta coerentemente l'azione a corto raggio dell'interazione nucleare forte: un nucleone subisce l'attrazione soltanto dei nucleoni più prossimi e, pertanto, il termine E_B/A satura al crescere di A . Per i nuclidi oltre il ^{56}Fe , l'energia decresce a causa dell'aumento di Z .

I processi nucleari rilasciano energia fintanto che l'energia di legame del prodotto è maggiore di quella dei reagenti. Di conseguenza, è possibile liberare energia nucleare dalla fusione dei nuclidi più leggeri del ferro oppure dalla fissione dei nuclidi più pesanti. Possiamo rappresentare una generica interazione nucleare con la forma:

$$X + a \rightarrow Y + b \quad (1.4)$$

In cui X , a , Y e b possono rappresentare, nuclidi, barioni, leptoni o fotoni. Nel caso in cui le specie X e a siano identiche alle specie Y e b , l'interazione prende il nome di scattering elastico o anelastico. In caso contrario, la notazione si riferisce ad una reazione nucleare. Se la specie b è un fotone, si tratta di una reazione di cattura radiativa, mentre se la specie a è un fotone, stiamo considerando una reazione di fotodisintegrazione. L'energia totale in una reazione nucleare deve essere conservata:

$$m_X c^2 + m_a c^2 + E_X + E_a = m_Y c^2 + m_b c^2 + E_Y + E_b \quad (1.5)$$

in cui $m_X c^2$, $m_a c^2$, $m_Y c^2$ e $m_b c^2$ rappresentano i contributi all'energia delle masse a riposo di reagenti e prodotti della reazione mentre E_X , E_a , E_Y e E_b sono le rispettive energie cinetiche. Dall'equazione 1.5 possiamo definire il Q-value di una reazione come:

$$Q_{Xa \rightarrow Yb} = m_X c^2 + m_a c^2 - m_Y c^2 - m_b c^2 = E_Y + E_b - E_X - E_a \quad (1.6)$$

La differenza di massa tra reagenti e prodotti rappresenta la quantità di energia rilasciata $Q_{Xa \rightarrow Yb}$. Se Q è positivo, la reazione rilascia energia ed è esotermica mentre in caso contrario, la reazione consuma energia ed è endotermica. Tranne che per alcune eccezioni, le reazioni nucleari nelle stelle sono esotermiche per cui la fusione di nuclei più pesanti del ^{56}Fe , che sarebbe un processo endotermico, non avviene in natura (Iliadis et al., 2007)[21].

1.2 Barriera di Coulomb

Nella sezione [1.1] abbiamo analizzato le reazioni nucleari dal punto di vista energetico. Vediamo ora quali sono i fenomeni elettromagnetici che regolano l'avvenimento della fusione nucleare nelle stelle e quali limitazioni vengono imposte. Poiché ciascun nuclide nel plasma stellare possiede una carica nucleare positiva, si instaura una forte repulsione elettrostatica fra i nuclei e, pertanto, affinché possa avvenire una reazione di fusione nucleare, è necessaria una elevata quantità di energia per avvicinare sufficientemente i nuclidi (distanza $r_n \leq 10^{-15}$ m) per superare la forza di Coulomb repulsiva e far sì che i nuclidi si leghino attraverso l'interazione forte. L'energia a disposizione dei nuclidi all'interno del plasma stellare è l'energia cinetica dovuta all'eccitazione termica (Böhm-Vitense, 1989)[9]. La temperatura del core delle stelle è dell'ordine di 10^7 K, per la quale è giustificata l'assunzione di gas ideale (Choppin et al. 2002)[14] il che fa sì che l'energia cinetica media di un nuclide possa essere calcolata attraverso:

$$E_{kin} = \frac{3}{2} k_B T \quad (1.7)$$

dove k_B indica la costante di Boltzmann e T la temperatura. Per la temperatura considerata di 10^7 K nel centro della stella, E_{kin} risulta dell'ordine di 1 keV. Per verificare se questa quantità è sufficiente per avvicinare i nuclidi, la confrontiamo con l'energia necessaria a superare la barriera di Coulomb che è fornita dalla relazione:

$$E_{cb} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_n} \quad (1.8)$$

dove $Z_i e$ è la carica positiva di ciascun nucleo i ed r_n è la distanza necessaria per avvicinare i nuclidi ed instaurare un'interazione forte (Böhm-Vitense, 1989)[9]. Per questa energia si ottiene un valore medio nel regime dei MeV

(Choppin et al. 2002)[14], pertanto, le energie cinetiche medie a disposizione nei core delle stelle sono al di sotto del livello di energia necessario a superare la barriera di Coulomb di tre ordini di grandezza. Sappiamo che le particelle nel plasma hanno una distribuzione delle velocità che obbedisce alla legge di Maxwell-Boltzmann:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} 4\pi v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad (1.9)$$

dove m indica la massa della particella presa in considerazione e v la sua velocità. Anche considerando la coda della distribuzione di Maxwell-Boltzmann a più alte energie, la frazione di particelle con $E_{kin} \leq E_{cb}$ è trascurabile (Böhm-Vitense, 1989)[9]. Non essendo questa energia sufficiente, è necessario considerare altri effetti che rendano una reazione termonucleare possibile nelle condizioni di tale ambiente astrofisico.

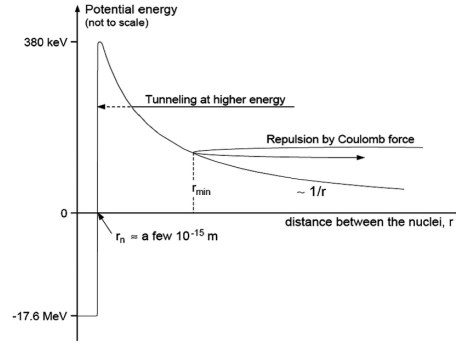


Figura 1.3: Rappresentazione schematica dell'energia potenziale di due protoni separati da una distanza r . Quando la distanza è inferiore a r_n , vi è una forte attrazione dovuta all'interazione forte. La distanza r_c indica la distanza che raggiunge un protone con un'energia cinetica pari ad $\approx 1\text{keV}$

1.3 Effetto Tunnel

La fisica classica non è in grado di spiegare come le reazioni possano avvenire nel core di una stella con una temperatura nell'ordine di 10^7 K. Nel 1927 il fisico britannico George Gamow fu il primo a sfruttare la teoria quantistica per descrivere l'effetto di una particella che attraversa una barriera energetica insormontabile a livello classico. Tale fenomeno prende il nome di effetto tunnel e si verifica grazie alle proprietà ondulatorie delle particelle, che consentono loro di manifestarsi come onde che si estendono oltre i limiti dell'oggetto fisico che le contiene. Nel caso della barriera di Coulomb, che si riferisce all'interazione elettrostatica tra particelle cariche, l'effetto tunnel può consentire ad una particella di superare questa barriera senza dover acquisire energia sufficiente per superarla fisicamente. Questo accade perché, a livello quantistico, le particelle non possono essere localizzate esattamente in un punto preciso ma si manifestano come funzioni d'onda che descrivono le loro probabilità di essere in una certa posizione (Gamow et al. 1928)[18]. Tale probabilità è proporzionale a:

$$P_t(V) \propto \exp\left(\frac{-4\pi^2 Z_1 Z_2 e^2}{h} \frac{1}{v}\right) \quad (1.10)$$

dove v è la velocità del nuclide, h la costante di Planck. La formula mostra che la probabilità di effetto tunnel decresce rapidamente all'aumentare del prodotto delle cariche e per basse velocità. Conseguentemente, ad una

temperatura inferiore corrisponde una probabilità di effetto tunnel minore che non è trascurabile soltanto per piccoli valori di $Z_1 Z_2 e^2$ come nel caso dei nuclidi di idrogeno. Nel caso di reazioni protone-protone, P_f è dell'ordine di 10^{-20} (Castell et al. 2013)[13]. In ogni caso, la probabilità di effetto tunnel non corrisponde alla probabilità che avvenga la reazione nucleare; quest'ultima è principalmente determinata dalla sezione d'urto e dalla distribuzione delle velocità dei nuclidi (Newton et al. 2007)[31]. In sintesi, quest'analisi rivela che la forte dipendenza energetica della probabilità di effetto tunnel causa tassi di reazione molto bassi all'interno del nucleo delle stelle a bassa massa, consentendo così una lenta combustione dell'idrogeno (Trixler, 2013)[41]

1.4 Processi di cattura neutronica

La probabilità di trasmissione attraverso la barriera di Coulomb decresce drasticamente con l'aumentare delle cariche nucleari. Per questo motivo, la sezione d'urto delle particelle cariche è troppo piccola alle tipiche temperature dei nuclei stellari per poter giustificare l'abbondanza di nuclidi con numero di massa $A \approx 60$. La situazione cambia se consideriamo reazioni nucleari indotte dai neutroni come meccanismo di sintetizzazione degli elementi più pesanti. I neutroni non risentono della barriera di Coulomb avendo carica neutra e, pertanto, anche a livelli moderati di energia, hanno sezioni d'urto sufficienti a giustificare la produzione di elementi pesanti. Possiamo quindi assumere che i nuclidi pesanti possano essere sintetizzati esponendo i nuclidi leggeri di partenza a fonti di neutroni (Iliadis, 2007)[21]. I due principali processi che coinvolgono la cattura di neutroni liberi sono il processo s (slow process) e il processo r (rapid process) dovuti rispettivamente a basse o alte densità neutroniche a disposizione nel mezzo. Nel processo s, che si verifica durante l'evoluzione stellare e attraverso nuclei vicini alla stabilità, c'è sufficiente tempo per l'avvenimento di un decadimento beta tra due catture neutroniche successive. La scala temporale del processo varia da centinaia a migliaia di anni. Per molti di questi nuclei sono disponibili dati sperimentali (Cowan et al., 2021)[16]. Per consentire la produzione dei nuclei più pesanti su una scala temporale di secondi, il processo r opera lontano dalla valle della stabilità, il che richiede alte densità di neutroni. Questo coinvolge nuclei altamente instabili, per i quali attualmente sono disponibili pochi dati sperimentali. Inoltre, la ricerca dell'origine stellare delle condizioni necessarie ha comportato un gran numero di speculazioni per molte decadi (Arnould et al., 2007)[2]. Ci sono in oltre osservazioni che indicano l'esistenza di un processo di cattura neutronica intermedio (i process) (Cowan et al., 2021)[16].

Le abbondanze degli elementi fino al ferro, risultanti dalle reazioni di particelle cariche nell'evoluzione e nelle esplosioni stellari, sono evidenziate in verde in Figura 1.4. I processi di cattura neutronica sono dati dalla sovrapposizione di catture neutroniche lente (processo s) nella combustione dell'elio nelle stelle (con massimi di abbondanza per i nuclei stabili che presentano una shell completa, evidenziati in turchese in Figura 1.4), e un processo rapido di cattura neutronica (processo r, evidenziato in rosa in Figura 1.4), che porta a massimi di abbondanza spostati verso nuclei più leggeri rispetto al processo s. Abbiamo menzionato come la densità neutronica abbia un ruolo chiave nei processi di cattura neutronica. Nel caso del processo s, supponiamo che un nuclide sia investito da un flusso di neutroni a bassa densità. Possiamo ottenere una stima di tale valore considerando le sezioni d'urto per la cattura neutronica. Se consideriamo i nuclidi con $A = 60 - 210$, con un'energia termica corrispondente alla distribuzione di velocità di Maxwell-Boltzmann dell'equazione 1.9, si ottiene in valore di:

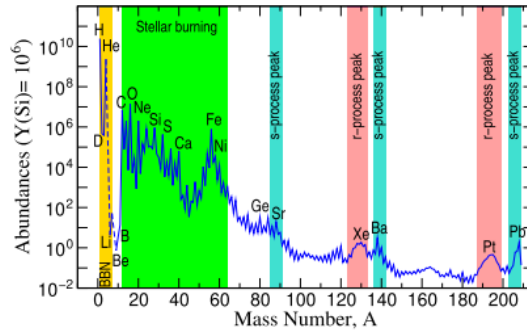


Figura 1.4: Abbondanze Y_i degli elementi e dei rispettivi isotopi nel sistema solare in funzione del numero di massa A_i . I rapporti tra le abbondanze sono ottenuti da spettri solari (Asplund et al., 2009; Lodders, Palme, and Gail, 2009). (Credit: Cowan et al., 2021)

$$\langle \sigma \rangle_T = \langle \sigma v \rangle / v_T \approx 100 mb \quad (1.11)$$

Dove $\langle \sigma \rangle_T$ rappresenta la sezione d'urto per la cattura neutronica alla temperatura T e $\langle \sigma v \rangle$ è il tasso di reazioni di cattura neutronica per particella. Se il flusso di neutroni è sufficientemente piccolo da far sì che la costante di decadimento β di qualsiasi nucleo instabile creato dopo la cattura di neutroni sia grande rispetto alla costante di decadimento della reazione (n, γ) in competizione ($\lambda_\beta \gg \lambda_{n\gamma}$), le successive catture di neutroni da parte di una catena di isotopi avvengono fino a quando si raggiunge un isotopo radioattivo, a quel punto avviene un decadimento β e viene innescata un'ulteriore catena di catture neutroniche (Iliadis, 2007)[21]. Per il processo s, i tempi di scala tipici del decadimento β dei nuclei radioattivi vicino alla valle di stabilità vanno da minuti a anni. Essendo che $\tau_\beta \ll \tau_{n\gamma}$, il tempo di scala per la cattura di neutroni deve quindi essere almeno $\tau_{n\gamma} \approx 10$ anni che restituisce un valore di densità $N_n \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Il processo s, pertanto, produce i nuclidi vicini al gruppo di nuclidi stabili mostrati in Figura 1.1 ed in Figura 1.5, senza mai raggiungere i nuclidi più ricchi di neutroni e nemmeno i più poveri.

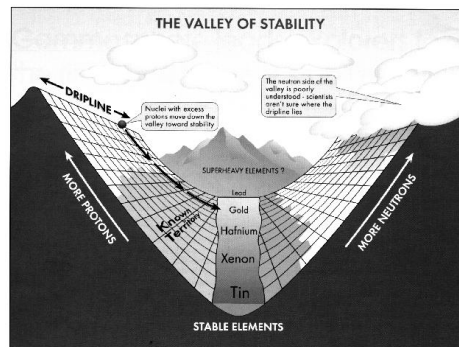


Figura 1.5: Rappresentazione tridimensionale della tavola dei nuclidi dove viene evidenziata la porzione di nuclidi stabili al centro. (Credit: Dave Jacques, 1998)

Dal punto di vista della sezione d'urto, saranno i nuclidi con la minore sezione d'urto ad accumularsi, mentre quelli con una sezione d'urto maggiore verranno rapidamente distrutti e raggiungeranno abbondanze inferiori. Nel processo r, i tempi di scala del decadimento β per i nuclei radioattivi lontani dalla valle di stabilità variano da

millisecondi a secondi. Poiché $\tau_\beta \gg \tau_{n\gamma}$, il tempo di scala medio per la cattura di neutroni deve quindi essere tipicamente $\tau_n \approx 10^{-4}$ o inferiore. In queste condizioni, si ottiene un valore di $N_n \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ o superiore come stima dell'ordine di grandezza della densità di neutroni nel processo r. Nei capitoli successivi analizzeremo nel dettaglio il processo per comprendere come e in quali ambienti astrofisici gli isotopi corrispondenti siano stati sintetizzati in natura (Iliadis, 2007)[21].

2. Sintesi dei nuclidi r

2.1 Il percorso del processo r

In questa sezione viene affrontato il modello chiamato *classical r-process model* per descrivere il processo r. Tale modello prevede alcune assunzioni preliminari, come ad esempio temperatura e densità di neutroni costante, l'arresto istantaneo del flusso di neutroni dopo un certo intervallo di tempo τ e infine le approssimazioni di *waiting point* e di *steady flow* che verranno discusse in seguito.

2.1.1 Catene isotopiche

Consideriamo un nuclide di partenza, ad esempio il ferro, esposto ad una temperatura costante superiore a 10^9K e ad un flusso neutronico con densità $N_n \geq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. In tale ambiente, entrambe le reazioni nucleari (γ, n) e (n, γ) sono più rapide dei decadimenti β^- poiché hanno un minor tempo di scala. L'evoluzione dell'abbondanza di una specie ${}^A_Z X$ è dato da:

$$\frac{dN(Z, A)}{dt} = -N_n N(Z, A) \langle \sigma v \rangle_{Z, A} + N(Z, A + 1) \lambda_\gamma(Z, A + 1) \quad (2.1)$$

dove $N(Z, A)$ indica la densità numerica del nucleo ${}^A_Z X$; $\langle \sigma v \rangle_{Z, A}$ rappresenta il tasso di reazione per una reazione di cattura neutronica per ${}^A_Z X$ e $\lambda_\gamma(Z, A + 1)$ è la costante di fotodisintegrazione del nucleo ${}^{A+1}_Z X$ (Iliadis, 2007)[21]. Nelle condizioni descritte, è possibile ricavare l'abbondanza relativa di due isotopi adiacenti ${}^A_Z X$ e ${}^{A+1}_Z X$, attraverso l'equazione di Saha:

$$\frac{N(Z, A + 1)}{N(Z, A)} = N_n \left(\frac{h^2}{2\pi m_{An} kT} \right)^{3/2} \frac{(2j_{Z, A+1} + 1)}{(2j_{Z, A} + 1)(2j_n + 1)} \frac{G_{Z, A+1}^{norm}}{G_{Z, A}^{norm}} e^{Q_{n\gamma}/kT} \quad (2.2)$$

L'equazione di Saha vale nel caso di equilibrio termico che possiamo supporre sia realizzato per N_n e T assunte. Si può notare quindi come il rapporto tra le abbondanze di due isotopi adiacenti dipenda dall'energia di separazione neutronica $Q_{n\gamma}$ nel corso del processo r. Nelle condizioni descritte, all'interno di una catena isotopica, la cattura neutronica e la fotodisintegrazione sono in equilibrio. Se tutti i valori di $Q_{n\gamma}$ in una certa catena isotopica si equivalessero e nel caso in cui ci trovassimo in condizioni di temperatura $T = 1.25\text{GK}$ e $N_n = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, otterremmo un valore di $Q_{n\gamma} \approx 3.0 \text{ MeV}$, per il quale dunque $N(Z, A + 1) \approx N(Z, A)$. In realtà sappiamo che i Q-values dei differenti isotopi non sono identici ma decrescono con l'allontanarsi dalla valle della stabilità, all'aumentare di N ($Q_{n\gamma} < 3.0 \text{ MeV}$, e quindi $N(Z, A + 1) < N(Z, A)$)(Iliadis, 2007)[21]. Di conseguenza, le abbondanze variano e mostrano un picco in corrispondenza di $Q_{n\gamma} = 3.0 \text{ MeV}$ (per le condizioni indicate, se dovessimo modificare T ed N_n si otterrebbe un diverso Q-value per il picco. In particolare un incremento di T favorirebbe $N(Z, A)$ mentre un incremento di N_n favorirebbe $N(Z, A)$)(Seeger et al., 1965)[34]. Bisogna considerare il *pairing effect* (o effetto di accoppiamento) che si riferisce alla tendenza dei nucleoni a formare coppie con spin opposto all'interno del nucleo atomico. Questo fenomeno è dovuto alla forte interazione tra i nucleoni attraverso la forza nucleare, che favorisce l'accoppiamento di nucleoni con spin opposto. Il pairing effect ha importanti implicazioni per le proprietà

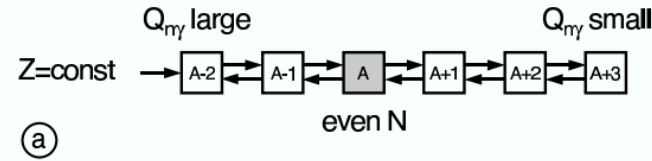


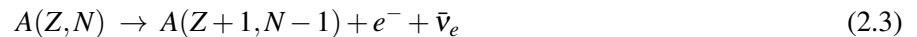
Figura 2.1: La Figura mostra una generica catena isotopica in equilibrio $(n, \gamma) \longleftrightarrow (\gamma, n)$. Il riquadro evidenziato corrisponde all'isotopo in maggiore abbondanza. (Credit: Iliadis, 2007)

dei nuclei atomici. In particolare, i nuclei con un numero pari di nucleoni tendono ad essere più stabili di quelli con un numero dispari, poiché i primi possono completare accoppiamenti di spin opposto a differenza dei secondi. Questo effetto è stato osservato sperimentalmente in diversi contesti, tra cui la distribuzione degli isotopi stabili, la distribuzione degli spin nucleari e la distribuzione dell'energia di eccitazione nucleare (Pal, Stamp, 1967)[32]. Conseguentemente, i nuclidi con un numero pari di neutroni hanno Q -values più piccoli rispetto ai nuclidi con N dispari e, pertanto, all'interno di una catena isotopica si avrà un massimo di abbondanza in corrispondenza dei nuclidi con un N pari (H. Beer, 2000)[7].

Gli isotopi con N pari per i quali vi è un massimo di abbondanza nella catena isotopica, rappresentano i cosiddetti *waiting points* dai quali il processo r ci aspettiamo continui attraverso catene di decadimenti β^- , i quali hanno tempi di scala sufficientemente lunghi da far sì che non venga alterata la distribuzione della catena isotopica.

2.1.2 Catene di decadimento β

Il decadimento β è un processo di decadimento radioattivo in cui un nucleo instabile emette una particella β , che può essere un elettrone o un positrone. Questo processo si verifica quando un nucleo ha un eccesso di neutroni o protoni rispetto alla sua stabilità nucleare ottimale. Il decadimento β avviene in due forme: il decadimento β^- e il decadimento β^+ . Nel decadimento β^- , un neutrone nel nucleo si trasforma in un protone e un elettrone, che viene emesso dal nucleo. Nel decadimento β^+ , un protone nel nucleo si trasforma in un neutrone e un positrone, che viene emesso dal nucleo. In entrambe le forme di decadimento, il nucleo emette anche un neutrino o un antineutrino, che trasporta l'energia e la quantità di moto necessarie per mantenere la conservazione dell'energia e della quantità di moto durante il processo di decadimento (JJ Thomson, 1897)[40]. Per il processo r , consideriamo il decadimento β^- :



Nel caso del decadimento beta, la costante λ_β indica il tasso di decadimento dell'isotopo radioattivo. Più precisamente, il tasso di decadimento viene espresso mediante l'emivita ($T_{1/2}$) dell'isotopo, che è il tempo necessario affinché la metà degli atomi radioattivi iniziali decada. La relazione tra la costante di decadimento λ_β e l'emivita $T_{1/2}$ è data da:

$$\lambda_\beta = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (2.4)$$

In altre parole, la costante di decadimento λ_β è una misura della probabilità di decadimento dell'isotopo radioattivo per unità di tempo. Più grande è la costante di decadimento, maggiore è la probabilità che l'isotopo decada in un dato intervallo di tempo (Morales et al., 2012)[28]. I decadimenti β^- trasferiscono la materia da una catena

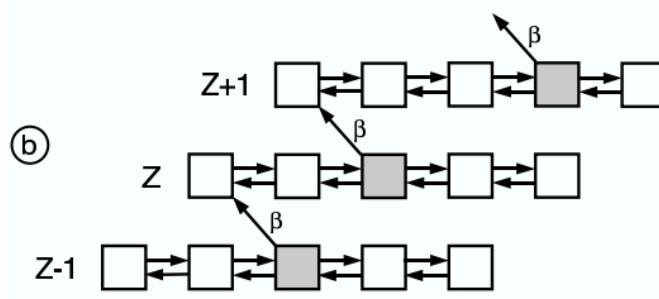


Figura 2.2: Trasferimento di materia da una catena isotopica alla successiva per mezzo di decadimento β^- . (Credit: Iliadis, 2007)

isotopica alla successiva, dove viene stabilito un nuovo regime di equilibrio indipendente dal precedente, dando forma al percorso seguito dal processo r. La probabilità totale di decadimento beta di una catena isotopica con un determinato valore di Z può essere definita come:

$$\lambda_Z = \sum_A p(Z, A) \lambda_\beta(Z, A) \quad (2.5)$$

dove $p(Z, A) = N(Z, A) / N_Z$ è la distribuzione di nuclidi all'interno della catena isotopica per dati valori di T e N_n normalizzata sull'abbondanza totale dell'elemento N_Z . Dall'equazione 2.5, si può ricavare l'evoluzione dell'abbondanza totale N_Z da:

$$\frac{dN_Z}{dt} = -\lambda_Z N_Z + \lambda_{Z-1} N_{Z-1} \quad (2.6)$$

dove $-\lambda_Z N_Z$ descrive il decadimento β^- della specie N_Z che viene tramutata nella specie N_{Z+1} , mentre il secondo termine descrive la ripopolazione della specie N_Z tramite decadimento della specie N_{Z-1} . Entrambe le equazioni 2.5 ed 2.6 determinano l'abbondanza di un determinato elemento N_Z (Iliadis, 2007)[21]. Bisogna imporre dei limiti al percorso del processo r ed in particolare sull'equazione 2.6 poiché vi deve essere un punto di partenza e di arrivo. Possiamo assumere che inizialmente tutti i nuclei appartengano ad un'unica catena isotopica caratterizzata da $Z = Z_0$: $N_Z(t = 0) = N_0$ per $Z = Z_0$ mentre $N_Z(t = 0) = 0$ per $Z \neq Z_0$. Le soluzioni delle equazioni differenziali sono (Bateman, 1910)[6].

$$N_{Z_0}(t) = N_0 e^{-\lambda_{Z_0} t} \quad (2.7)$$

$$N_Z(t) = N_0 \sum_{i=Z_0}^Z e^{-\lambda_i t} \frac{\lambda_i}{\lambda_Z} \prod_{j=Z_0, j \neq i}^Z \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \lambda_i} \quad (2.8)$$

Si può notare come l'abbondanza N_Z sia inversamente proporzionale alla corrispondente costante di decadimento $\beta^- \lambda_Z$. Vi è una condizione di equilibrio denominata *steady flow approximation* dovuta al fatto che si ottiene un flusso costante di decadimenti da una catena isotopica alla successiva, tale per cui $\frac{dN_Z}{dt} \approx 0$ e dopo un certo intervallo di tempo si ottiene $\lambda_Z N_Z = \lambda_{Z-1} N_{Z-1}$ (Iliadis, 2007; Cameron, 1957)[21][12]. Nel caso dei nuclidi con numeri neutronici magici $N = 50, 82, 126$, il processo r segue un percorso particolare. Quando la sequenza di nucleosintesi raggiunge uno di questi nuclidi, esso presenta una configurazione particolarmente stabile e di conseguenza la reazione (n, γ) possiede un Q-value piccolo, mentre il Q-value della reazione (γ, n) che ha portato alla sua formazione è maggiore. Possiamo prendere come esempio il palladio ${}_{46}^{128}\text{Pa}_{82}$ che è quindi la specie più abbondante della catena isotopica caratterizzata da $Z = 46$ e rappresenta un waiting point. Successivamente al

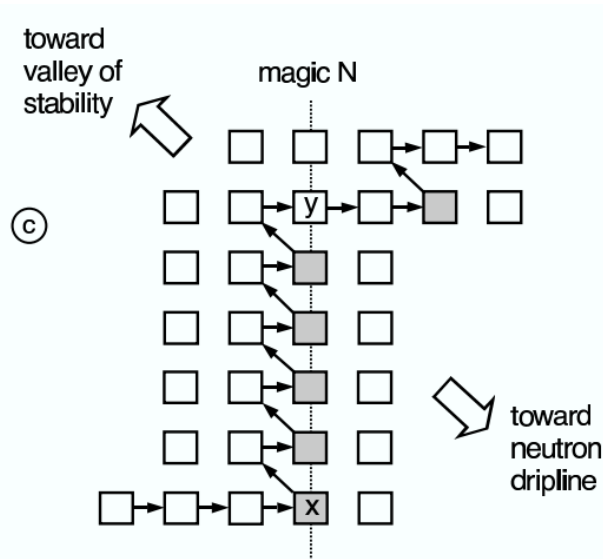


Figura 2.3: Percorso seguito dal processo r quando si incontra un numero neutronico magico per un intervallo $x \leq Z \leq y$ (Credit: Iliadis, 2007)

decadimento β^- a cui il ${}_{46}^{128}\text{Pa}_{82}$ va incontro, si passa alla catena isotopica con $Z = 47$, il cui waiting point sarà rappresentato dal nuclide con $N = 82$, ossia il ${}_{47}^{129}\text{Ag}_{82}$. Si incontra quindi una sequenza di waiting points con lo stesso numero neutronico magico ed il percorso risultante è una linea verticale come si vede in Figura 2.3. Mentre il processo r risale verticalmente la tavola dei nuclidi, il tempo di scala per i decadimenti β^- aumenta in quanto ci si avvicina sempre più alla valle della stabilità e ciò fa sì che per un certo nuclide y , vi sia abbastanza tempo per far avvenire nuovamente le catture neutroniche e il processo riprende il suo naturale percorso. In altre parole, il processo r si separa dal gruppo di isotoni con un numero neutronico magico nel momento in cui si raggiunge un punto sufficientemente vicino alla regione dei nuclei stabili. Se invece si arresta il flusso di neutroni, i nuclidi decadono mantenendo invariato il loro numero di massa A (Beer, 2000)[7]. Conoscendo le abbondanze dei vari isotopi al tempo τ in cui il processo r viene arrestato, si possono ricavare le abbondanze iniziali ad un certo valore di A attraverso:

$$N_{r,A} = \sum_Z N_Z(\tau) p(Z,A) \quad (2.9)$$

2.1.3 Altri processi coinvolti

Abbiamo fin'ora considerato soltanto la cattura neutronica ed il decadimento β^- come responsabili del delineamento del percorso del processo r. Esistono tuttavia altri processi che contribuiscono:

1. I decadimenti β^- possono produrre nuclei caratterizzati da uno stato *unbound*. Con *neutron unbound states* si intendono stati quantistici di un nucleo atomico che contengono un neutrone non legato al resto del nucleo e che quindi si comporta come una particella libera. Questi stati si verificano quando l'energia di legame del neutrone al nucleo è molto bassa o addirittura negativa, il che significa che il neutrone non è sufficientemente vincolato al nucleo da rimanere legato (Crisman et al., 2021)[15]. Se questi stati unbound sono popolati, può avvenire una emissione neutronica β -delayed (Iliadis, 2007)[21].

2. Per i nuclei con $Z > 80$, vi è la possibilità che una fissione β -delayed si verifichi più velocemente di un decadimento β^- . In seguito alla fissione di un nucleo con numero di massa A_{max} , vengono prodotti due nuclidi con numero di massa $A \approx A_{max}/2$ i quali vanno incontro a nuovi processi di cattura neutronica. Il numero di nuclidi nel processo-r viene dunque raddoppiato ad ogni ciclo con un tempo di scala $\tau_{cycle} \ll \tau$, che provoca una crescita notevole nel tempo delle abbondanze di tali nuclidi. Considerando l'equazione 2.6, è possibile aggiungere un termine che includa il contributo delle fissioni β -delayed (Seeger et al., 1965)[34].

3. Nel caso di nuclidi con $A > 210$, i decadimenti β^- si interrompono quando vengono prodotti nuclei β -stabili che possono essere emettitori di particelle α (Iliadis, 2007)[21]. Si tratta di isotopi radioattivi che emettono particelle α durante il loro decadimento radioattivo. Le particelle alfa sono costituite da due protoni e due neutroni, che formano un nucleo di elio-4. Questo fenomeno è responsabile della formazione di nuclidi come ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$ e ^{244}Pu caratterizzati da un lungo tempo di dimezzamento.

2.2 Abbondanze

Le osservazioni mirate al rilevamento delle abbondanze degli elementi nelle stelle nel corso del tempo hanno fornito nuove prove sulla natura e sull'estensione della nucleosintesi agli elementi pesanti. Per quanto riguarda i nuclidi sintetizzati tramite processo r non vi sono delle prove dirette correlate alla nucleosintesi durante l'evoluzione stellare, in quanto sarebbero necessari flussi neutronici particolarmente intensi ottenibili solo in eventi esplosivi. Alcuni elementi si formano quasi esclusivamente attraverso il processo r, come Eu, Os, Ir, Pt, Th e U e la loro presenza in stelle vecchie e molto povere di metalli (VMP) situate nell'alone galattico, è un chiaro indicatore del fatto che questo processo ha avuto luogo in eventi astronomici violenti all'inizio della storia della galassia (Snedden et al., 2008)[37] (Thielemans et al., 2017)[38].

2.2.1 Abbondanze di nuclidi nel sistema solare

Un grande sforzo è stato dedicato nel corso degli anni alla derivazione di un insieme significativo di abbondanze rappresentative della composizione della materia dalla quale si è formato il sistema solare circa 4,6 miliardi di anni fa. Tale materia è stata sintetizzata da una miscela di agenti di nucleosintesi che hanno contribuito alla sua composizione nel periodo approssimativo di 10 Gyrs trascorsi dalla formazione della nostra galassia (Arnould et al., 2007)[2]. La descrizione più dettagliata delle abbondanze a nostra disposizione è quella relativa al sistema solare poiché disponiamo di dati accurati anche a livello isotopico grazie ai risultati di misurazioni riguardanti l'atmosfera solare e una particolare classe di meteoriti rari, i condriti carbonacei CII, considerati come i campioni meno alterati della materia solare primitiva attualmente a disposizione. (Asplund et al., 2009; Lodders et al., 2009)[3][25]. I dati spettroscopici solari sono in buon accordo con i dati ottenuti dai meteoriti CII per una vasta gamma di elementi. Sono presenti alcune discrepanze che possono essere attribuite a difficoltà nell'analisi dei dati spettroscopici (Arnould et al., 2007)[2]. La distribuzione delle abbondanze nucleari del sistema solare presenta un picco centrato intorno al ^{56}Fe seguito da un ampio picco nella regione del numero di massa atomica $A \approx 80 - 90$, mentre doppi picchi si presentano per valori di $A = 130 - 138$ e $195 - 208$. Si è presto compreso che questi picchi forniscono una chiara dimostrazione dell'esistenza di una forte correlazione tra le abbondanze nel

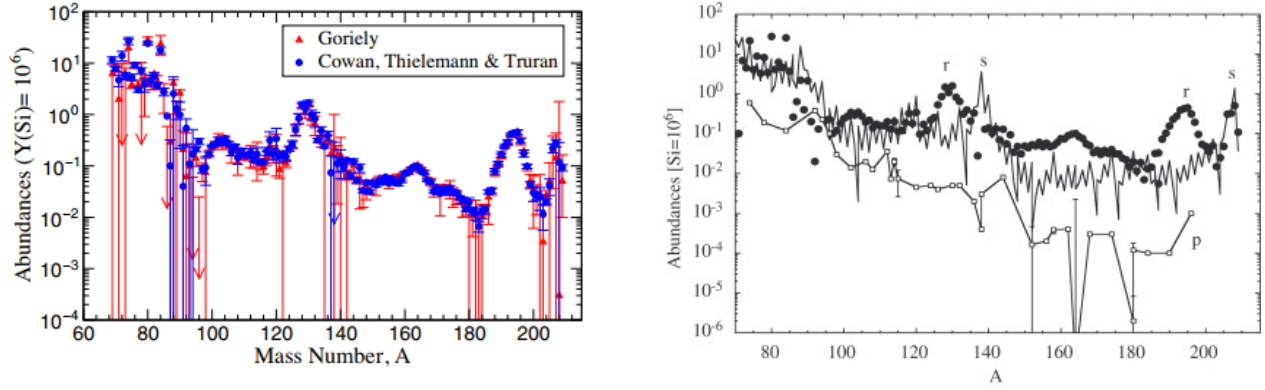


Figura 2.4: Sinistra: Scomposizione delle abbondanze del sistema solare relative ai nuclidi pesanti nei contributi forniti dal processo s (linea continua), processo r (puntini) e processo p (quadrati). (Credit: M. Arnould, 2007). Destra: Abbondanze solari dei nuclidi sintetizzati tramite processo r. Dati ottenuti da Cowan, Thielemann & Truran (1991) e Goriely (1999) (Credit: John J. Cowan, 2021)

sistema solare e i nuclei con shells chiuse. La distribuzione delle abbondanze nel sistema solare deve essere distinta in tre componenti derivanti dai contributi rispettivamente del processo s, r e p. Una rappresentazione di tale differenziazione è riportata in Figura 2.4. La Figura 2.4 mostra come circa la metà dei nuclidi siano originati dal processo s e l'altra metà dal processo r, mentre il contributo del processo p alle abbondanze nel sistema solare è in proporzione lo 0.1% del totale. Si nota inoltre come alcuni elementi siano dominati da nuclidi s o r e, pertanto, vengono chiamati elementi s o r. L'identificazione dei contributi del processo r alle abbondanze osservate viene di solito effettuata determinando prima le frazioni che hanno origine dal processo s (Arlandini et al., 1999; Kappeler, 1999; Burris et al., 1999; Iliadis, 2007)[21]. Il residuo è considerato il contributo del processo r solare.

$$N_r(A, Z) = N_{\odot}(A, Z) - N_s(A, Z) = N_{\odot}(A, Z) - \frac{\langle \sigma \rangle_{A,Z} N_s(A, Z)}{\langle \sigma \rangle_{A,Z}} \quad (2.10)$$

Nella Figura 2.4 si notano in particolare due picchi pronunciati per $A = 130$ e 195 , differenti da quelli del processo s di 10 unità di massa. Tali picchi sono causati dai numeri neutronici magici $N = 50, 81, 126$. Come visto nella sezione 2.1, l'abbondante flusso di neutroni, dà origine a nuclidi ricchi di neutroni, che nella tavola dei nuclidi sono rappresentati al di sotto della valle della stabilità, in particolare dove le abbondanze dei nuclidi corrispondenti ai numeri magici si accumulano. Questi nuclidi, se confrontati ai corrispondenti prodotti tramite processo s, contengono meno protoni e così si spiega il distacco dei picchi del processo r da quelli del processo s. Una volta terminato il flusso di neutroni, i nuclidi subiscono una serie di decadimenti β che porta ad un decadimento lungo catene isobarioniche (diverso numero di protoni e neutroni ma stesso numero di massa totale) fino a che non si arresta una volta raggiunto il nuclide più stabile. Di conseguenza, il processo r produce abbondanze relative a nuclidi che nella tavola dei nuclidi si trovano al di sotto della valle della stabilità. Se ciò dovesse verificarsi in tutti gli ambienti, potremmo usare la spettroscopia per ottenere informazioni riguardo alle abbondanze anche al di fuori del sistema solare. Il problema che riscontriamo è che, nonostante i nuclidi r ed s restino i medesimi anche al di fuori del sistema solare, diverse osservazioni mostrano come vi siano significative discrepanze tra le abbondanze trovate nei

vari ambienti astrofisici ed il sistema solare. Tali differenze si riscontrano sotto forma di anomalie isotopiche del sistema solare stesso, in stelle di differenti età, collocazione nella galassia e stadi di evoluzione. Le abbondanze del sistema solare non hanno dunque un carattere universale (Arnould et al., 2007)[2].

2.2.2 Abbondanze di nuclidi nella nostra galassia

Per poter tracciare il contributo dei processi r ed s alla composizione della nostra galassia, si fa riferimento a studi spettroscopici che, tuttavia, nella maggior parte dei casi, possono soltanto restituire le abbondanze elementali per le specie più pesanti del ferro. Infatti, la differenza di lunghezza d'onda prodotta dai diversi isotopi di un elemento è spesso troppo piccola per essere rilevata e distinta con chiarezza negli spettrogrammi. Le uniche eccezioni conosciute per nuclidi con $Z > 30$ sono rappresentate da Ba, Eu, Hg, Pt, Tl. Conseguentemente, i contributi dei processi r ed s alla composizione di una singola sorgente vengono valutati sulla base delle predizioni effettuate nel caso del sistema solare, sapendo che la produzione di un determinato nuclide può essere dominata da uno dei due processi. Il processo r viene solitamente tracciato attraverso l'europio (Eu), che si stima sia prodotto per l'80-100% dalla cattura neutronica rapida. L'identificazione di stelle ricche di nuclei prodotti tramite processo r è iniziata con la scoperta della sovrabbondanza di elementi formati per cattura neutronica nella stella gigante rossa HD 115444 (Griffin et al., 1982)[19], seguita dall'identificazione dell'andamento delle abbondanze tipico di un processo r nella stella gigante HD 122563. Una successiva analisi riguardante 20 giganti rosse povere di metalli (MP) ha portato alla scoperta anche in questo caso di una sovrabbondanza di nuclidi pesanti dal Ba ($Z = 56$) all'Eu ($Z = 63$), ossia le cosiddette terre rare (Cowan et al., 2021)[16]. Nel 2005 è stata introdotta una classificazione per tali stelle MP che le distingue in (Beers e Christlieb, 2005) [8]:

1. rI con $0.3 \leq [Eu/Fe] \leq +1.0$ e $[Ba/Eu] < 0$
2. rII con $[Eu/Fe] > +1.0$ e $[Ba/Eu] < 0$

L'osservazione di CS 22892-052 e di CS 31082-001 (Snedden et al., 1994 e Hill et al., 2002)[16] indicano un profilo di abbondanza relativo al processo r "completo", ossia sovrapponibile a quello del sistema solare. Le abbondanze totali delle terre rare appaiono inferiori a quelle solari ma con le stesse relative proporzioni. Questo è servito a indicare che tali stelle, probabilmente formatesi presto nella storia della galassia, hanno subito la contaminazione dovuta al processo r. In altre osservazioni (Cowan et al., 2021)[16], tuttavia, questi risultati non sono stati confermati e sono state evidenziate alcune discrepanze dal modello solare. Tali differenze si manifestano per lo più per i nuclei leggeri $Z \leq 50$, mentre è comune incontrare profili di abbondanza "troncati" per gli elementi più pesanti (Honda et al., 2006, 2007; Roederer, Cowan et al., 2010; Boyd et al., 2012)[16].

In Figura 2.5 si notano questi effetti, soprattutto nel caso di HD 122563 e HD 88609. Le stelle *metal poor* nella nostra galassia esibiscono un certo livello di abbondanze di elementi r. Recentemente sono stati individuati gli stessi elementi anche in galassie nane ultra-deboli (UFD), strutture di circa $10^4 M_{\odot}$. Ad oggi, più di 10 UFD con bassa metallicità sono state scoperte attorno alla nostra galassia e la maggior parte di esse presentano abbondanze di elementi r poco significative. Tuttavia, una di esse, Reticulum II, mostra una sovrabbondanza di elementi r, paragonabile a quella delle stelle più ricche della nostra galassia (r II) che sembra risalire ad un singolo evento primitivo. Prove sulla nucleosintesi galattica primitiva sono trovate anche attraverso il confronto di elementi con origini nucleosintetiche diverse. Elementi prodotti dalla fusione nucleare nelle stelle, come ad esempio il Mg,

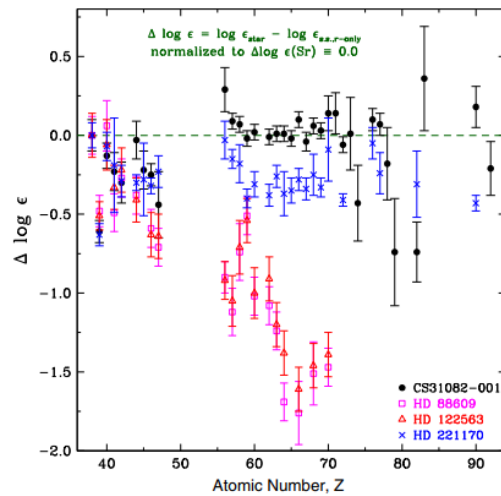


Figura 2.5: Vengono qui mostrate le discrepanze tra la distribuzione delle abbondanze stellari e quella del sistema solare (linea tratteggiata). I dati stellari sono stati elaborati da Honda et al. (2007), Siqueira et al. (2013), Ivans et al. (2006). (Credit: Cowan et al., 2007)

appaiono presto nell'evoluzione galattica per basse metallicità. Tali elementi hanno origine dalle stelle massive durante la loro evoluzione e vi sono poche differenze tra le loro abbondanze in diverse galassie. Nel caso invece di elementi r come ad esempio l'Eu, l'abbondanza presenta un forte scattering tra una galassia e un'altra. Ciò ci porta a concludere che gli elementi r pesanti vengano sintetizzati in rari eventi che contribuiscono con una significativa quantità di materia (Arnould et al., 2007; Cowan et al., 2021)[2][16]

3. Ambienti astrofisici per la nucleosintesi di elementi pesanti

Nella sezione 1.4 abbiamo affermato che la densità neutronica necessaria affinché possa essere innescato il processo r deve essere $N_n \geq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Identificare i siti astrofisici che possono produrre un tale flusso neutronico è ancora oggi un problema aperto (Thielemann et al., 2011; Cowan et al., 2021; Siegel, 2022)[39][16][35]. Le supernove di tipo II sono state a lungo considerate la principale fonte di elementi r, tuttavia, tale considerazione, comporta alcuni limiti osservativi e teorici (Siegel, 2022; Cowan et al., 2021, Arnould et al., 2007)[35][16][2]. La ricerca si è soffermata in modo particolare sulla nucleosintesi tramite processo r nei cosiddetti *neutrino-driven winds* che hanno origine da un'esplosione di supernova. I limitati prodotti di tali eventi e la relativa alta frequenza con cui avvengono, non sono consistenti con le osservazioni che invece sembrerebbero favorire l'esistenza di pochi eventi che producono grandi quantità di elementi r. Queste limitazioni non escludono tuttavia alcune rare tipologie di supernove come le *collapsars*. Più recentemente, la fusione di stelle di neutroni ha iniziato ad essere considerata come la principale fonte di materiale sintetizzato tramite processo r. Le osservazioni della prima fusione di stelle di neutroni GW 170817 hanno non solo fornito importanti prove della formazione di elementi r in questa tipologia di eventi, ma hanno anche indicato che tali fusioni potrebbero essere responsabili della produzione della maggior parte dei nuclidi r nell'Universo (Siegel, 2022)[35].

3.1 Supernove

lo sviluppo di simulazioni multidimensionali di trasporto di neutrini ha mostrato che il meccanismo di esplosione ritardata dei neutrini rimane lo scenario più promettente per spiegare le osservazioni; vedere Kotake et al. (2012), Burrows (2013, 2018, 2020), Foglizzo et al. (2015), Hix et al. (2016), Janka, Melson, and Summa (2016), Müller (2016), Janka (2017a), e Cabezón et al. (2018)[16] per revisioni. Queste simulazioni prevedono che dopo l'inizio dell'esplosione di supernova, si formi una proto-stella a neutroni (PNS) che entri nella cosiddetta fase di raffreddamento di Kelvin-Helmoltz emettendo circa 10^{53} erg attraverso radiazione neutrinica (Burrows, Vartanyan, 2021)[11]. Durante questa fase, che dura circa 10 secondi, la protostella a neutroni si deleptonizza (Burrows et al., 1981)[10], emettendo neutrini e andando a diminuire ulteriormente la propria pressione interna e provocando un ulteriore collasso sotto l'effetto della gravità. Le interazioni dei neutrini forniscono energia sufficiente negli strati esterni della PNS per far sì che la materia si disgreghi in un vento sospinto dai neutrini conosciuto come *neutrino-driven wind* (NDW) (Duncan et al., 1986; Nevins et al., 2023)[17][30]. Il NDW è principalmente alimentato dalle interazioni dei neutrini carichi di corrente, che possono sia riscaldare la materia che alterarne la frazione di neutroni e protoni. Se il vento diventa ricco di neutroni, c'è la possibilità che il gas in rapido deflusso subisca la nucleosintesi seguendo il processo r (Nevins et al., 2023)[30]. Il materiale emesso dalla proto-stella, mentre si raffredda, inizia a formare grandi quantità di particelle α . In un NDW ricco di neutroni, la grande maggioranza dei protoni è legata nelle particelle α e hanno luogo reazioni del processo tre α e successive catture α che portano alla formazione di una grande quantità di nuclidi, fino a che la temperatura del vento è sufficientemente alta (Woosley, Hoffman, 1992)[43]. A questo punto i neutroni liberi investono i nuclidi così prodotti e comportano la sintetizzazione di elementi più pesanti tramite il processo r (Meyer et al., 1992; Nevins et al., 2023)[26][30]. Il fattore che determina

se è possibile che vengano prodotti anche gli elementi più pesanti attraverso il processo r (*strong r-process*) è il rapporto tra il numero di neutroni liberi ed il numero di nuclidi: per poter sintetizzare nuclei con $A \approx 200$ è necessario avere ≈ 150 neutroni per nuclide (Iliadis et al., 2007)[21]. Tale rapporto può essere influenzato a sua volta principalmente da tre caratteristiche dell'ambiente astrofisico:

1. L'*electron fraction*, ossia il rapporto tra elettroni e barioni (i.e. neutroni e protoni) della materia. L'*electron fraction* è un indicatore dell'abbondanza di neutroni.

2. L'entropia del vento durante la formazione dei nuclidi (Hoffman et al., 1997)[20]. A temperatura costante, una maggiore entropia indica una minore densità. Le reazioni tre α che sintetizzano i nuclidi di partenza, necessitano di un'alta densità, pertanto, un'alta entropia danneggia e indebolisce il processo di produzione dei nuclidi e comporta un aumento del rapporto tra neutroni liberi e nuclidi, favorendo il processo r.

3. Il tempo di scala dinamico del vento che indica per quanto tempo il processo di sintesi dei nuclidi procede attraverso catture α . Un minore tempo di scala comporta la formazione di un minor numero di nuclidi e un aumento del rapporto neutroni/nuclidi.

Il rapporto tra il cubo dell'entropia e il tempo di scala dinamico è stato spesso utilizzato come criterio per verificare se un determinato ambiente astrofisico sia adeguato alla nucleosintesi r. (Woosley et al., 1996, Hoffman et al., 1997, Nevins et al., 2023)[20][43][30]. Diverse simulazioni hanno evidenziato come le condizioni necessarie affinché si possa verificare la nucleosintesi r di elementi pesanti sono difficilmente raggiungibili in quanto le entropie registrate non sono sufficientemente elevate e i tempi di scala dinamici non sono abbastanza brevi da compensare la bassa entropia, pertanto, non si verifica la produzione di elementi r pesanti (Woosley et al., 1996, Nevins et al., 2023)[20][30]. Si sostiene che la frazione totale di materia sintetizzata tramite processo r rispetto alla materia totale sia dell'ordine di $\sim 10^{-7}$, che corrisponde soltanto a $\sim 10^{-7} \cdot 10^{11} M_{\odot} \approx 10^4 M_{\odot}$ dove $10^{11} M_{\odot}$ è la massa totale della Galassia. Se stimiamo l'età della galassia di $\sim 10^{10}$ anni ed un tasso di esplosioni di supernova di $\sim 10^{-2} \text{ yr}^{-1}$, il contributo alla massa totale del processo r richiederebbe una produzione di $\sim 10^4 M_{\odot} / (10^{-2} \cdot 10^{10}) \approx 10^{-4} M_{\odot}$ per supernova. Questa stima suggerirebbe che il processo r possa avvenire solo in un piccolo sottoinsieme di esplosioni di supernova oppure che l'efficienza di produzione di nuclidi r sia dell'ordine di $\sim 10^{-4} M_{\odot}$. Il modello del NDW soddisfa le scale temporali, le condizioni di temperatura e di densità di neutroni per un processo r di tale intensità (*weak r-process*). (H. Beer, 2000)[7].

3.2 Fusione di Stelle di Neutroni e GW170817

Il 17 Agosto 2017, la rete di rilevatori LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) e Virgo ha osservato un segnale di onde gravitazionali causato dalla fusione di un sistema binario di stelle di neutroni (BNS) nella galassia ellittica NGC 4993 (Abbott et al., 2017)[1]. Questa scoperta ha segnato la prima osservazione diretta di una fusione di stelle di neutroni e ha fornito importanti informazioni sulla fisica delle stelle di neutroni, la formazione di elementi pesanti e la cosmologia. La campagna di monitoraggio elettromagnetico condotta ha rivelato che questo evento astronomico transiente ha subito una repentina evoluzione da emissione blu (con uno spettro che raggiungeva il picco alle lunghezze d'onda ottiche un giorno dopo la fusione) ad emissione rossa (con lo spostamento del picco spettrale verso il vicino infrarosso circa una settimana dopo l'evento) (Villar et al., 2017)[42]. Tale comportamento rappresenta la prima rilevazione inequivocabile di una kilonova (Li-Xin Li, 1998)[24] e dell'emissione

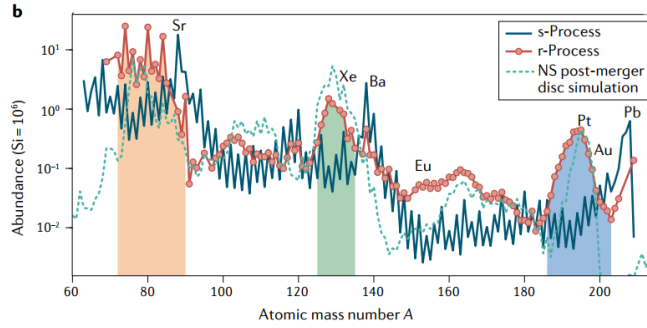


Figura 3.1: Contributi all'abbondanza di nuclidi del processo r e del processo s nel sistema solare, confrontato con l'abbondanza nell'emissione di kilonova (linea tratteggiata), ottenuta da una simulazione (Siegel, Metzger, 2018)[36]

quasi-termica alimentata dal decadimento radioattivo dei nuclei r sintetizzati nel plasma espulso dal sito di fusione durante o dopo la collisione (Siegel et al., 2022)[35]. In seguito alla scoperta di GW170817, le fusioni di stelle di neutroni sono diventate il primo e attualmente unico sito confermato per la sintesi di elementi pesanti mediante il processo di cattura rapida di neutroni (Banerjee et al., 2020)[5]. L'emissione di kilonova contiene impronte degli elementi r sintetizzati: la presenza di lantanidi e attinidi nei detriti della fusione aumenta l'opacità dell'eiezione di diversi ordini di grandezza rispetto agli elementi r leggeri. Ciò avviene poiché tali elementi popolano i propri orbitali di tipo f e la corrispondente emissione di kilonova risulta essere più longeva, debole e rossa, raggiungendo il picco nell'infrarosso su un tempo di scala di una settimana (Casen et al., 2013; Siegel et al., 2022)[22][35]. Osservazioni in infrarosso fino a 74 giorni dopo l'evento hanno fornito ulteriori prove per la formazione di elementi r tra il secondo ed il terzo picco (ossia per N compreso tra 82 e 126)(Kasliwal et al., 2022)[23] anche se le evidenze osservative dirette per la sintesi di alcuni specifici elementi r-process pesanti oltre il secondo picco, per esempio l'Au, rimangono elusive (Siegel et al., 2022)[35].

Le fusioni di stelle di neutroni generano un'espulsione dinamica di materia nell'istante della collisione stessa, tra cui una componente detta mareale molto ricca di neutroni "strappati" dalle superfici stellari a causa delle forze mareali durante la fusione, e una componente meno ricca di neutroni, di forma sferica, riscaldata dallo shock originante dalla collisione. Dopo la fusione, si genera un vento alimentato da neutrini e dai detriti della fusione provenienti dal disco di accrescimento. Tale vento è particolarmente ricco di neutroni e permette la sintetizzazione degli elementi più pesanti tramite il processo r. Le proprietà fisiche del materiale emesso, come ad esempio l'esatta quantità di materiale espulso, la sua composizione e velocità, non sono ancora state del tutto comprese in quanto non abbiamo a disposizione ad oggi un'equazione di stato della materia a densità supernucleare (Siegel et al., 2022)[35]. Le simulazioni hanno evidenziato come la componente di disco domini su quella dinamica, indipendentemente dall'equazione di stato assunta. Per un sistema di massa pari a quella di GW170817, si ottengono, con le dovute approssimazioni, i seguenti valori riguardanti la quantità di materia espulsa: $M_{disc} \sim 2 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ e $M_{dyn} \sim 5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ (Nedora et al., 2021)[29]. Tali valori sono compatibili e consistenti con le osservazioni effettuate su GW170817, pertanto, l'evento di kilonova potrebbe essere stato un avvenimento standard in termini del rapporto tra massa espulsa e massa iniziale totale e il rapporto tra componente di disco e dinamica. Il comportamento

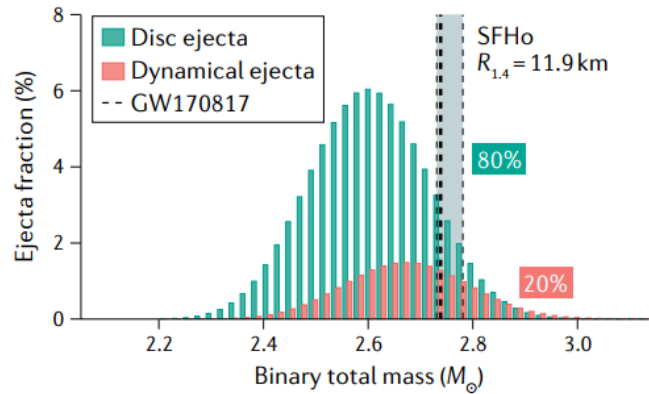


Figura 3.2: Nel grafico sono riportati i contributi della componente di disco e della componente dinamica sull'emissione di kilonova, in funzione della massa del sistema binario. Nel caso di GW170817, la massa da considerare è rappresentata dall'intervallo colorato in grigio. (Credit: Siegel et al., 2022)

osservato potrebbe quindi essere considerato come il modello di riferimento per tutti gli eventi simili che verranno osservati in futuro e ci porta a concludere che i venti originati dalle kilonove costituiscono ad oggi il principale sito di sintetizzazione degli elementi r pesanti nell'Universo. Verificare la suddetta affermazione sarà compito delle osservazioni combinate in campo elettromagnetico e in campo gravitazionale quando in futuro verranno identificati altri eventi di questa natura.

Conclusioni

La trattazione teorica del processo r ci insegna che qualora siano noti la densità di neutroni, la temperatura e l'esposizione neutronica, è possibile calcolare con precisione il percorso seguito dal processo r nella tavola dei nuclidi se ne conosciamo le proprietà nucleari. Il Q -value relativo alla cattura elettronica determina l'equilibrio tra le abbondanze isotopiche per ciascun elemento, mentre la quantità relativa di materia per un certo elemento Z dipende soltanto dalla probabilità che si verifichi un decadimento β^- nella catena isotopica. Le sezioni d'urto non influiscono se consideriamo la *waiting point approximation*; inoltre il tempo necessario per stabilire un equilibrio $(n, \gamma) \longleftrightarrow (\gamma, n)$ è trascurabile se comparato con il tempo di scala per un decadimento β^- che determina il rallentamento del processo r in direzione di nuclei più pesanti. All'aumentare della distanza dalla valle della stabilità, diminuisce il tempo di scala e il processo acquista velocità. I maggiori ritardi ci aspettiamo che siano in corrispondenza dei numeri neutronici magici, per i nuclei più prossimi alla stabilità, ossia ${}^{80}_{30}\text{Zn}_{50}$, ${}^{130}_{48}\text{Cd}_{82}$ e ${}^{195}_{69}\text{Tm}_{126}$. Ciò fa sì che vengano rilevati i picchi di abbondanza in prossimità di $A = 80, 130, 195$. Le proprietà nucleari non sono note dagli esperimenti poiché non è possibile produrre la maggior parte dei nuclidi coinvolti nel processo r in laboratorio, pertanto, si misurano le proprietà nucleari sfruttando modelli soggetti ad incertezze. Nel caso dei Q -values, vi è un'incertezza di $\approx \pm 0.5$ MeV e fenomeni come l'emissione di neutroni β -delayed possono essere previsti soltanto a 2-3 nuclei di distanza dalla valle della stabilità. Le osservazioni riguardanti le abbondanze di elementi r nel sistema solare e nella nostra galassia ci hanno permesso di evidenziare certe discrepanze tra diversi ambienti astrofisici e ciò ci permette di affermare che le abbondanze del sistema solare non hanno un carattere universale. Soprattutto nel caso degli elementi r pesanti, la loro distribuzione nell'Universo risulta essere particolarmente eterogenea: certi siti ne sono carenti mentre altri ne sono sovrabbondanti. Per questo motivo è lecito concludere che gli elementi r pesanti vengano sintetizzati in rari eventi che contribuiscono con una significativa quantità di materia. Le analisi dei siti astrofisici che portano alla nucleosintesi di elementi r , come supernove di tipo II e fusioni di sistemi binari di stelle di neutroni, hanno mostrato come questi contribuiscano in modo diverso alle abbondanze rilevate nell'Universo. In particolare le supernove appaiono meno efficaci e possono portare alla nucleosintesi di elementi r leggeri in quantità moderate, mentre la fusione di stelle di neutroni è responsabile della produzione degli elementi r più pesanti. Nel caso di GW170817, il comportamento osservato, ha permesso di affermare che i venti originati dalle kilonove costituiscono ad oggi il principale sito di sintetizzazione degli elementi r pesanti dell'Universo, nonché l'unico di cui vi siano delle evidenze osservative.

Bibliografia

- [1] B. P. Abbott et al. «GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral». In: Phys. Rev. Lett. 119 (16 ott. 2017), p. 161101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.161101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101>.
- [2] M. Arnould, S. Goriely e K. Takahashi. «The r-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries». In: Physics Reports 450.4 (2007), pp. 97–213. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.06.002>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157307002438>.
- [3] Martin Asplund et al. «The Chemical Composition of the Sun». In: 47.1 (set. 2009), pp. 481–522. DOI: 10.1146/annurev.astro.46.060407.145222.
- [4] G. Audi, A.H. Wapstra e C. Thibault. «The Ame2003 atomic mass evaluation: (II). Tables, graphs and references». In: Nuclear Physics A 729.1 (2003). The 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluations, pp. 337–676. ISSN: 0375-9474. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2003.11.003>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947403018098>.
- [5] Projjwal Banerjee, Meng-Ru Wu e Zhen Yuan. «Neutron Star Mergers as the Main Source of r-process: Natal Kicks and Inside-out Evolution to the Rescue». In: The Astrophysical Journal Letters 902.2 (ott. 2020), p. L34. DOI: 10.3847/2041-8213/abbc0d. URL: <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/abbc0d>.
- [6] H. Bateman.
Solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations. 1910.
- [7] Hermann Beer. «Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics». In: (2000).
- [8] Timothy C. Beers e Norbert Christlieb. «The Discovery and Analysis of Very Metal-Poor Stars in the Galaxy». In: 43.1 (set. 2005), pp. 531–580. DOI: 10.1146/annurev.astro.42.053102.134057.
- [9] Erika Böhm-Vitense. «Introduction to Stellar Astrophysics: Volume 3». In: 3 (1989).
- [10] A. Burrows, T. J. Mazurek e J. M. Lattimer. «The deleptonization and heating of proton-neutron stars». In: 251 (dic. 1981), pp. 325–336. DOI: 10.1086/159467.
- [11] Adam Burrows e David Vartanyan. «Core-collapse supernova explosion theory». In: Nature 589.7840 (2021), pp. 29–39.
- [12] A. G. W. Cameron. «NUCLEAR REACTIONS IN STARS AND NUCLEOGENESIS». In: Publications of the Astronomical Society of the Pacific 69.408 (giu. 1957), p. 201. DOI: 10.1086/127051. URL: <https://dx.doi.org/10.1086/127051>.
- [13] Lutz Castell e Otfried Ischebeck. «Time, quantum and information». In: (2013).
- [14] Gregory Choppin, Jan-Olov Liljenzin e Jan Rydberg. «Radiochemistry and nuclear chemistry». In: (2002).

- [15] D. Chrisman et al. «Neutron-unbound states in ^{31}Ne ». In: Phys. Rev. C 104 (3 set. 2021), p. 034313. DOI: 10.1103/PhysRevC.104.034313. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.104.034313>.
- [16] John J. Cowan et al. «Origin of the heaviest elements: The rapid neutron-capture process». In: Reviews of Modern Physics 93.1, 015002 (2021), p. 015002. DOI: 10.1103/RevModPhys.93.015002. arXiv: 1901.01410 [astro-ph.HE].
- [17] Robert C. Duncan, Stuart L. Shapiro e Ira Wasserman. «Neutrino-driven Winds from Young, Hot Neutron Stars». In: 309 (ott. 1986), p. 141. DOI: 10.1086/164587.
- [18] Condon G. Gamow Gurney. «Zur Quantentheorie des Atomkernes». In: Zeitschrift für Physik (1928).
- [19] R. R. Griffin, B. Gustafsson e T. Vieira. «HD 115444 – a barium star of extreme Population II». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 198.3 (mar. 1982), pp. 637–658.
- [20] R. D. Hoffman, S. E. Woosley e Y. -Z. Qian. «Nucleosynthesis in Neutrino-driven Winds. II. Implications for Heavy Element Synthesis». In: 482.2 (giu. 1997), pp. 951–962. DOI: 10.1086/304181. arXiv: astro-ph/9611097 [astro-ph].
- [21] Christian Iliadis. «Nuclear Physics of Stars». In: (2007).
- [22] Daniel Kasen, N. R. Badnell e Jennifer Barnes. «OPACITIES AND SPECTRA OF THE r-PROCESS EJECTA FROM NEUTRON STAR MERGERS». In: The Astrophysical Journal 774.1 (ago. 2013), p. 25. DOI: 10.1088/0004-637X/774/1/25. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/774/1/25>.
- [23] Mansi M Kasliwal et al. «Spitzer mid-infrared detections of neutron star merger GW170817 suggests synthesis of the heaviest elements». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters 510.1 (gen. 2019), pp. L7–L12.
- [24] Li-Xin Li e Bohdan Paczyński. «Transient Events from Neutron Star Mergers». In: The Astrophysical Journal 507.1 (set. 1998), p. L59. DOI: 10.1086/311680. URL: <https://dx.doi.org/10.1086/311680>.
- [25] K. Lodders e H.-P. Palme H. and Gail. «4.4 Abundances of the elements in the Solar System: Datasheet from Landolt-Börnstein - Group VI Astronomy and Astrophysics · Volume 4B: “Solar System” in SpringerMaterials (https://doi.org/10.1007/978-3-540-88055-4_34)». In: (). DOI: 10.1007/978-3-540-88055-4_34. URL: https://materials.springer.com/lb/docs/sm_lbs_978-3-540-88055-4_34.
- [26] B. S. Meyer et al. «R-Process Nucleosynthesis in the High-Entropy Supernova Bubble». In: 399 (nov. 1992), p. 656. DOI: 10.1086/171957.
- [27] NG Meyer e JHD Jensen. «Elementary theory of Nuclear Shell Structure Wiley». In: New York (1955).
- [28] A. I. et al. Morales. « β -decay studies of neutron-rich Tl, Pb, and Bi isotopes». In: Phys. Rev. C 89 (1 gen. 2014), p. 014324. DOI: 10.1103/PhysRevC.89.014324. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.014324>.

- [29] Vsevolod Nedora et al. «Mapping dynamical ejecta and disk masses from numerical relativity simulations of neutron star mergers». In: Classical and Quantum Gravity 39.1 (dic. 2021), p. 015008. DOI: 10.1088/1361-6382/ac35a8. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6382/ac35a8>.
- [30] Brian Nevins e Luke F Roberts. «Proto-neutron star convection and the neutrino-driven wind: implications for the r-process». In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 520.3 (feb. 2023), pp. 3986–3999.
- [31] Joseph R Newton et al. «Gamow peak in thermonuclear reactions at high temperatures». In: Physical Review C 75.4 (2007), p. 045801.
- [32] M.K. Pal e A.P. Stamp. «Pairing effects in nuclei described by the Hartree-Fock theory». In: Nuclear Physics A 99.2 (1967), pp. 228–240. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(67\)90338-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(67)90338-7). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947467903387>.
- [33] Lizica Simona Paraschiv, Spiru Paraschiv e Marcel Dragan. «A web application to calculate the mass defect and nuclear binding energy per nucleon». In: Energy Reports 8 (2022). Technologies and Materials for Renewable Energy, Environment and Sustainability, pp. 342–350. ISSN: 2352-4847. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.egy.2022.06.087>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2352484722012276>.
- [34] Philip A. Seeger, William A. Fowler e Donald D. Clayton. «Nucleosynthesis of Heavy Elements by Neutron Capture.» In: 11 (feb. 1965), p. 121. DOI: 10.1086/190111.
- [35] Daniel M. Siegel. «r-Process nucleosynthesis in gravitational-wave and other explosive astrophysical events». In: Nature Reviews Physics 4.5 (apr. 2022), pp. 306–318. DOI: 10.1038/s42254-022-00439-1.
- [36] Daniel M. Siegel e Brian D. Metzger. «Three-dimensional GRMHD Simulations of Neutrino-cooled Accretion Disks from Neutron Star Mergers». In: The Astrophysical Journal 858.1 (mag. 2018), p. 52. DOI: 10.3847/1538-4357/aabaec. URL: <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aabaec>.
- [37] Christopher Sneden, John Cowan e Roberto Gallino. «Neutron-Capture Elements in the Early Galaxy». In: Annual Review of Astronomy and Astrophysics - ANNU REV ASTRON ASTROPHYS 46 (set. 2008), pp. 241–288. DOI: 10.1146/annurev.astro.46.060407.145207.
- [38] F. -K. Thielemann et al. «Neutron Star Mergers and Nucleosynthesis of Heavy Elements». In: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 67 (2017), pp. 253–274. DOI: 10.1146/annurev-nucl-101916-123246.
- [39] F. -K. Thielemann et al. «What are the astrophysical sites for the r-process and the production of heavy elements?» In: Progress in Particle and Nuclear Physics 66.2 (apr. 2011), pp. 346–353. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2011.01.032.
- [40] Joseph John Thomson. «Discovery of the electron». In: Philosophical Magazine 44 (1897), p. 93.
- [41] Frank Trixler. «Quantum Tunnelling to the Origin and Evolution of Life». In: Current organic chemistry 17 (2013), pp. 1758–1770. DOI: 10.2174/13852728113179990083.

- [42] V. A. Villar et al. «The Combined Ultraviolet, Optical, and Near-infrared Light Curves of the Kilonova Associated with the Binary Neutron Star Merger GW170817: Unified Data Set, Analytic Models, and Physical Implications». In: The Astrophysical Journal Letters 851.1 (dic. 2017), p. L21. DOI: 10.3847/2041-8213/aa9c84. URL: <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/aa9c84>.
- [43] S. E. Woosley e Robert D. Hoffman. «The alpha -Process and the r-Process». In: 395 (ago. 1992), p. 202. DOI: 10.1086/171644.