



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

**Nucleosintesi tramite processo r
nei merger di stelle di neutroni**

Candidato:

Lodovico Capuano

Matricola 1123527

Relatore:

Professoressa Paola Marigo

A Mariangela, ai miei genitori.

Sommario

In questo lavoro mi propongo di trattare il meccanismo di cattura neutronica rapida (processo r) come fondamentale mezzo della natura per la sintesi di elementi pesanti, focalizzandomi, in particolare, su uno dei siti astrofisici che si ritiene lo ospitino: il merger di stelle di neutroni.

La nostra conoscenza di questo fenomeno astrofisico si fonda su modelli teorici sviluppati attraverso simulazioni numeriche, che devono trovare un accordo con le evidenze ricavate attraverso lo studio di alcuni osservabili.

Il primo capitolo è un'introduzione ai processi di nucleosintesi, in cui viene descritto anche un importante osservabile, cioè la distribuzione delle abbondanze degli elementi chimici nel sistema solare.

Segue, nel secondo capitolo, una descrizione fisica dei processi di cattura neutronica lenta e rapida, in cui vengono illustrate le grandezze e le equazioni fondamentali con cui questi processi vengono formalizzati e quantificati, assieme ad una rassegna degli ambienti astrofisici proposti come siti.

Il terzo capitolo è dedicato al merger di sistemi binari di oggetti compatti e alle varie modalità in cui espellono materiale (espulsione dinamica e vento) nello spazio. Questi meccanismi sono, infatti, intimamente legati alla nucleosintesi che ospitano.

Il quarto capitolo si sofferma su un altro importante osservabile del processo r , ovvero la controparte elettromagnetica del merger di stelle di neutroni: un transiente conosciuto in letteratura come kilonova. Nel corso del capitolo vengono trattate le caratteristiche spettrali, i meccanismi di emissione proposti teoricamente e, soprattutto, l'opacità. Quest'ultima grandezza, infatti, risulta un efficace metodo per tracciare la presenza di elementi sintetizzati dal processo r . In particolare, i lantanidi ($58 \leq Z \leq 70$) in virtù della loro configurazione elettronica producono un incremento di opacità notevole rispetto agli elementi del gruppo del ferro e costituiscono, pertanto, un importante indicatore della cattura neutronica rapida.

Nel quinto capitolo si analizza l'impatto dei merger di stelle di neutroni nell'evoluzione chimica delle galassie e vengono esposti alcuni importanti vincoli quantitativi. Sono, infine, messi in luce i punti critici e l'origine delle incertezze che ad oggi influenzano i nostri progressi in questo ambito di ricerca.

Indice

1	Introduzione	5
2	Processi di cattura neutronica	9
2.1	Concetti generali	9
2.2	Il processo s	11
2.2.1	Descrizione analitica	11
2.2.2	Siti astrofisici	14
2.3	Il processo r	15
2.3.1	Differenze col processo s e approccio empirico	15
2.3.2	Processo r canonico	15
2.3.3	Arresto del processo e ruolo della fissione	17
2.3.4	Siti astrofisici	19
3	Sistemi binari di oggetti compatti	21
3.1	Oggetti compatti e onde gravitazionali	21
3.2	Vento dal disco di accrescimento	22
4	Emissione di kilonova	25
4.1	Caratteristiche generali	25
4.1.1	Proprietà dello spettro	25
4.1.2	Fonti energetiche e termalizzazione	28
4.2	Opacità	29
4.2.1	Trasporto radiativo in un'espansione omologa	29
4.2.2	Opacità di espansione per righe di assorbimento	31
4.2.3	Effetto del processo r	32
5	Vincoli e conseguenze per l'arricchimento chimico galattico	37
5.1	Rate density di NS mergers	37
5.2	Incertezze e prospettive	39

Capitolo 1

Introduzione

A partire dalle abbondanze primordiali, la sintesi di elementi procede all'interno delle stelle tramite fusione nucleare fino alla produzione del ferro nelle stelle sufficientemente massicce. Da questo punto in poi la fusione non avviene più spontaneamente dal momento che diverrebbe endotermica, ovvero richiederebbe energia dall'ambiente anziché produrne. Se studiamo l'andamento dell'*energia di legame per nucleone* (principale indicatore della stabilità di un nucleo) al crescere del numero di massa, osserviamo, infatti, un picco in corrispondenza del ferro. (figura 1.1).

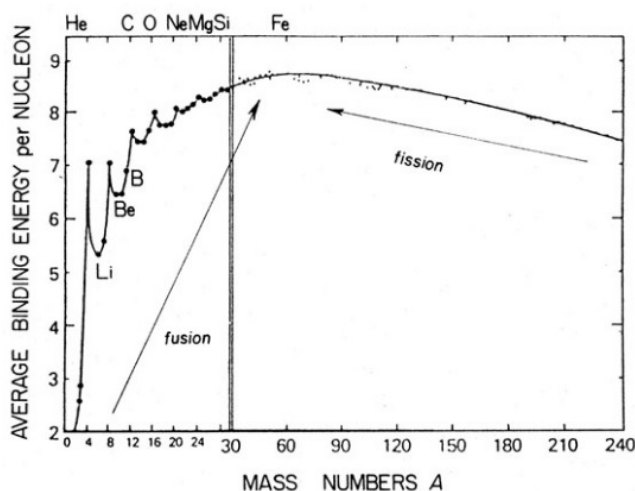


Figura 1.1: energia di legame per nucleone al crescere del numero di massa A. Immagine tratta da <https://clay6.com/qa/69492/plot-a-graph-showing-the-variation-of-binding-energy-per-nucleon-as-a-funct>.

La sintesi di elementi a destra del picco del ferro deve dunque avvenire tramite processi diversi dalla fusione nucleare, ovvero attraverso la cattura neutronica (processi *s* ed *r*) e protonica (processo *p*), quest'ultima meno probabile a causa della *repulsione coulombiana* tra nucleo e protone.

Il discrimine tra i due processi di cattura neutronica è il tempo scala su cui si sviluppano rispetto al decadimento β . Esistono tre tipi di tali decadimenti:

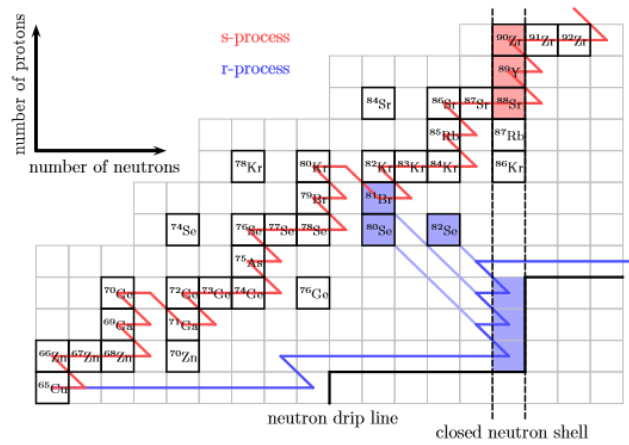


Figura 1.2: percorsi di sintesi s ed r sulla carta dei nuclidi (Lippuner 2018).

1. β^- : un neutrone decade in una coppia elettrone-protone, piú un antineutrino elettronico, è il decadimento piú importante nel percorso di sintesi degli elementi pesanti;
2. β^+ : un protone decade in una coppia neutrone-positrone, piú un neutrino elettronico;
3. β inverso, o cattura elettronica: un protone e un elettrone danno origine ad un neutrone con emissione di un neutrino elettronico. Rappresenta un processo chiave nel collasso di stelle massicce con conseguente esplosione di supernova e formazione di un oggetto compatto.

Il *processo s* (slow) avviene su un tempo scala minore di quello del decadimento β , pertanto il percorso di sintesi s sulla tavola dei nuclidi evolverà sempre nei pressi della valle di stabilità.

Al contrario il *processo r* (rapid) procede su tempi scala inferiori a quelli dei decadimenti, dunque i percorsi di sintesi r si distanzieranno sensibilmente dalla valle di stabilità producendo atomi fortemente β -instabili, fino alla *dripline* dei neutroni (figura 1.2).

Le dinamiche fisiche di questi processi di nucleosintesi sono responsabili di un andamento delle abbondanze marcatamente piccato sui numeri di massa dei nuclei con configurazioni piú stabili, ovvero in corrispondenza dei numeri neutronici cosiddetti *magici* 50, 82, 126 (figura 1.3) secondo l'interpretazione del modello nucleare a *shell*. L'andamento delle abbondanze osservate rappresenta, assieme alle proprietà spettrali dei siti astrofisici interessati, il principale osservabile per lo studio della nucleosintesi (Vassh et al. 2018).

Dalla figura (1.3) si possono notare i tre picchi dei processi r ed s in posizione reciprocamente sfasate, fenomeno strettamente legato alla fisica di questi meccanismi di sintesi, come approfondiremo nel prossimo capitolo. Tra il secondo e il terzo picco esiste, inoltre, quello che viene chiamato picco delle *terre rare* ad $A \sim 160$, corrispondente ad una regione nucleare prodotta nella competizione

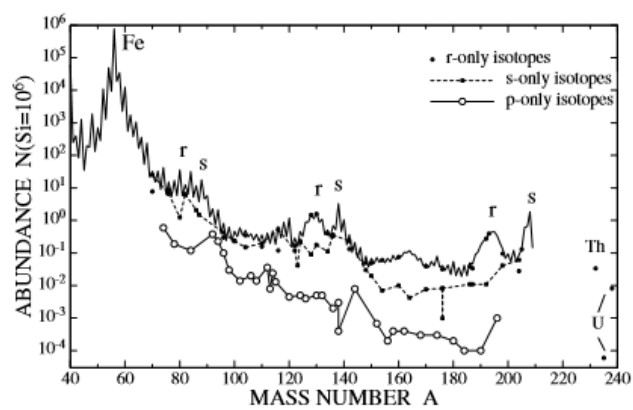


Figura 1.3: Abbondanze nel sistema solare di elementi sintetizzati tramite i processi s, r (e p) (Beer 2001).

tra cattura neutronica e decadimenti, successivamente alla fase di *congelamento* del processo *r* (vedi capitolo 2).

Capitolo 2

Processi di cattura neutronica

2.1 Concetti generali

Qualitativamente l'incremento nel tempo dell'abbondanza N di una certa famiglia di nuclei dipenderà da una serie di processi. Alcuni di essi avranno come risultato la produzione di nuovi nuclei di tale famiglia, altri tenderanno a eliminarli, pertanto la nostra espressione avrà l'aspetto di una somma algebrica di termini di *creazione* e di *distruzione* (Beer 2001):

$$\frac{dN}{dt} = -(\text{distruzione}) + (\text{creazione}). \quad (2.1)$$

Per entrare nel dettaglio definiamo ora alcune grandezze. Descriviamo i neutroni come particelle di *quadrimpulso* $\kappa^\mu = (\kappa^0, \vec{\kappa}) = (\varepsilon/c, \vec{\kappa})$, dove ε rappresenta l'energia. La loro densità numerica è data dall'integrale nello spazio dei momenti:

$$n_n = \int \frac{d^3\kappa}{(2\pi\hbar)^3} f_n(\vec{\kappa}) \quad (2.2)$$

dove f_n è una funzione peso normalizzata e h la costante di Planck. Ovviamente $n = n(t)$ è una funzione del tempo.

Definiamo ora il tasso di cattura neutronica:

$$\lambda^n = n_n \langle \sigma_{n\gamma} v \rangle \quad (2.3)$$

dove $\sigma_{n\gamma}$ è la sezione d'urto di cattura neutronica radiativa, mentre $v \equiv \partial_{|\vec{\kappa}|}(c\kappa^0)$ è la velocità del neutrone incidente. Il prodotto dei due termini è mediato assumendo che il gas di neutroni possa essere descritto da una *statistica di Maxwell-Boltzmann* ($f_n(\vec{\kappa}) = f_{MB}(\vec{\kappa})$), ovvero,

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{n\gamma} v \rangle &= \int f_{MB}(\vec{\kappa}) \sigma(\vec{\kappa}) v(\vec{\kappa}) d^3\kappa = \\ &= (2\pi\mu k_B T)^{-3/2} \int_0^\infty \exp(-|\vec{\kappa}|^2/2\mu k_B T) \sigma(\vec{\kappa}) v(\vec{\kappa}) 4\pi |\vec{\kappa}|^2 d|\vec{\kappa}|. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Nell'ultimo passaggio è stato esplicitato l'elemento di volume d^3k nello spazio dei momenti in coordinate polari ($d|\vec{\kappa}|$, $|\vec{\kappa}|d\theta$, $|\vec{\kappa}|\sin\theta d\phi$) e integrato sull'angolo solido $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$.

Si può dimostrare che la sezione d'urto per neutroni *termici* segue l'andamento $\sigma \sim v^{-1}$, il che permette di semplificare i termini nell'integrale. In questo modo possiamo anche definire una sezione d'urto media che chiameremo MAC (Maxwellian averaged cross-section) e indicheremo semplicemente con σ :

$$\sigma \equiv \frac{\langle \sigma_{n\gamma} v \rangle}{v_T}, \quad (2.5)$$

dove $v_T = (2k_B T / \mu)^{1/2}$ è la *velocità termica* della distribuzione di Maxwell-Boltzmann, mentre $\mu = (m_{nucleo} m_n) / (m_{nucleo} + m_n)$ è la massa ridotta, T la temperatura assoluta e k_B la costante di Boltzmann. Osserviamo che per nuclei pesanti la massa ridotta può in buona approssimazione essere sostituita con la massa del neutrone, col notevole vantaggio di rendere σ completamente indipendente dalle proprietà dei singoli nuclei.

Il tasso di cattura neutronica espressa in funzione della MAC diventa dunque:

$$\lambda^n = n_n v_T \sigma \quad (2.6)$$

A questo punto sfruttando l'ipotesi di equilibrio termodinamico, che abbiamo già introdotto con la distribuzione di Maxwell Boltzmann, possiamo mettere in relazione il tasso di una reazione nucleare con quello della reazione inversa. Nel nostro caso, ad esempio, la reazione (γ, n) di fotodisintegrazione può essere descritta come il processo inverso alla reazione (n, γ) di cattura neutronica radiativa, pertanto dalla fisica statistica si ottiene la relazione (Beer 2001):

$$\lambda_{A,Z}^{\gamma n} = \frac{n_n N_{A-1,Z}}{N_{A,Z}} \langle \sigma_{n\gamma} v \rangle_{A-1,Z}. \quad (2.7)$$

In questo caso si parla più precisamente di *equilibrio nucleare statistico* (NSE), ovvero, in principio, il dispendio energetico per costruire un nucleo (Z, N) a partire da Z protoni e N neutroni deve essere nullo. Questa condizione può essere espressa come (Lippuner 2018):

$$(Z, N) \rightleftharpoons Z[p] + N[n] \quad (2.8)$$

oppure in funzione del *potenziale chimico* $\mu_i \equiv (\frac{\partial U}{\partial n_i})_{S,V,n_{j \neq i}}$ (con U energia interna, V volume e n_i densità numerica):

$$\mu_i = Z_i \mu_p + N_i \mu_n. \quad (2.9)$$

In queste condizioni la concentrazione di neutroni n_n e dei nuclei $N_{A,Z}$ e $N_{A-1,Z}$ è ben descritta da un'equazione di Saha nucleare:

$$\frac{n_n N_{A-1,Z}}{N_{A,Z}} = \frac{(2\pi\mu k_B T)^{3/2}}{h^3} \frac{g_n g_{A-1,Z}}{g_{A,Z}} \exp(-B_{n,A,Z} / k_B T). \quad (2.10)$$

dove $B_{n,A,Z}$ è l'energia di legame del neutrone nel nucleo con numero di massa A , h la costante di Planck, μ massa ridotta del sistema *neutrone + nucleo* $(A-1)$, $g_n = 2$ peso statistico del neutrone e

$$g_{A,Z} = \sum_i (2j_{i,A,Z} + 1) \exp(-E_{i,A,Z} / k_B T) \quad (2.11)$$

la funzione di partizione del nucleo A con $j_{i,A,Z}$ e $E_{i,A,Z}$ rispettivamente spin ed energia dello stato eccitato i .

Le ipotesi per il NSE sono soddisfatte laddove la frequenza dei processi di *scattering* mediati da forze nucleari ed elettromagnetiche conduce le particelle all'equilibrio termodinamico molto prima che possa essere raggiunto quello chimico, dove, cioè, l'abbondanza di ogni specie nucleare è totalmente determinata da temperatura, densità e *frazione elettronica* $Y_e \equiv (Z/A)^{-1}$ (Lippuner 2018). L'esempio astrofisico principale è rappresentato dalle stelle massicce giunte alla sintesi del ferro al termine dei cicli di fusione.

In certi ambienti astrofisici, definiti *freddi* (Vassh et al. 2018), tuttavia, il NSE può essere mantenuto su tempi scala relativamente brevi, ovvero i processi di fotodisintegrazione crollano presto al di fuori dell'equilibrio, lasciando i decadimenti β a competere con la cattura neutronica. Citiamo, infine, un tipo di equilibrio meno diffuso in ambito astrofisico, l'*equilibrio termico debole*. Esso coinvolge, a differenza del NSE, le interazioni deboli e si sviluppa nei sistemi in cui i neutrini prodotti dai decadimenti β rimangono intrappolati. Questo richiede densità elevatissime e condizioni termodinamiche pressochè costanti per tempi scala sufficienti. In questo tipo di sistema i neutrini seguono tipicamente una distribuzione di Fermi-Dirac, propria dei fermioni in condizioni degeneri $f_{FD} = \{1 + \exp[(E - \mu_\nu)/k_B T]\}^{-1}$ (Arcones et al. 2018). La condizione per l'equilibrio termico debole è:

$$\mu_e + \mu_p = \mu_\nu + \mu_n. \quad (2.12)$$

Ponendo il potenziale chimico dei neutrini uguale a zero si ottiene la condizione per il cosiddetto *equilibrio β dinamico*, comunemente usato nella descrizione di stelle di neutroni.

2.2 Il processo s

2.2.1 Descrizione analitica

Vogliamo ora calcolare l'evoluzione di una data abbondanza di nuclei soggetti al processo di cattura neutronica *lento*.

Riscriviamo dunque l'equazione (2.1) alla luce della fisica sviluppata nel corso del paragrafo precedente:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{s,A,Z}}{dt} = & \lambda_{A-1,Z}^n N_{s,A-1,Z} - \lambda_{A,Z}^n N_{s,A,Z} + \\ & + \lambda_{A,Z-1}^\beta N_{s,A,Z-1} - \lambda_{A,Z}^\beta N_{s,A,Z} + \\ & + (\text{termini di arresto per decadimento } \alpha \text{ per } A > 209) \end{aligned} \quad (2.13)$$

I termini $\lambda_{A,Z}^\beta$ e $\lambda_{A,Z-1}^\beta$ rappresentano il tasso di decadimenti β e sono ovviamente nulli laddove abbiamo a che fare con un nucleo β -stabile. Nelle condizioni tipiche del processo s vale la condizione $\lambda_{A,Z}^\beta > \lambda_{A,Z}^n$, che corrisponde alla definizione di cattura neutronica *lenta*. Tuttavia il tasso di decadimenti β lungo la valle di stabilità, dove il percorso di sintesi s si evolve, può presentare

¹si noti che la ricchezza di neutroni cresce al diminuire di Y_e .

variazioni di ordine considerevole e questo comporta la possibilità che in alcuni punti $\lambda_{A,Z}^\beta \simeq \lambda_{A,Z}^n$. In tali casi il percorso di sintesi subisce delle ramificazioni. Ci proponiamo ora di costruire un sistema di equazioni differenziali che descriva l'evoluzione temporale di un sistema di nuclei pesanti a partire dal ferro (^{56}Fe). Useremo come variabile indipendente l'*esposizione neutronica* definita come:

$$\tau \equiv v_T \int_0^t n_n(t') dt'. \quad (2.14)$$

Si può verificare che dimensionalmente corrisponde a un numero di neutroni per unità di superficie ed è proporzionale all'integrale $\int \phi(t') dt'$, dove ϕ è il *flusso neutronico* in una distribuzione di Maxwell-Boltzmann (Iliadis 2015).

Come funzione incognita del sistema, invece, definiamo la quantità $\Psi_x = \sigma_x N_x / N_0$, dove σ_x e N_x sono rispettivamente la sezione d'urto MAC e l'abbondanza del nucleo x , mentre N_0 è l'abbondanza di nuclei "progenitori". Nella scrittura del sistema di equazioni useremo i seguenti pedici: A per indicare un nucleo stabile, A' per indicare un radionuclide ($\lambda_{A',Z}^\beta \simeq \lambda_{A',Z}^n$), A'' per indicare un nucleo stabile formato nella proporzione della ramificazione in corrispondenza del nucleo A' e, infine 56 e A''' per indicare rispettivamente il ferro e un altro isotopo progenitore.

Il sistema assume dunque la forma:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\sigma_{56}} \frac{d\Psi_{56}}{d\tau} = -\Psi_{56} \\ \vdots \\ \frac{1}{\sigma_A} \frac{d\Psi_A}{d\tau} = \Psi_{A-1} - \Psi_A \\ \vdots \\ \frac{1}{\sigma_{A'}} \frac{d\Psi_{A'}}{d\tau} = \Psi_{A'-1} - \left(1 + \frac{\lambda_{A'}^\beta}{\lambda_{A'}^n}\right) \Psi_{A'} \\ \frac{1}{\sigma_{A''}} \frac{d\Psi_{A''}}{d\tau} = \frac{\lambda_{A'}^\beta}{\lambda_{A'}^n} \Psi_{A'} - \Psi_{A''} \\ \vdots \\ \frac{1}{\sigma_{A'''}} \frac{d\Psi_{A'''}}{d\tau} = -\Psi_{A'''} \end{array} \right. \quad (2.15)$$

Può essere scritto in maniera compatta usando la notazione matriciale: $\frac{d\bar{\Psi}}{d\tau} = \mathbf{M}\bar{\Psi}$ dove \mathbf{M} è la matrice dei coefficienti.

Poichè abbiamo a che fare con un sistema lineare a coefficienti costanti, è possibile trovare un integrale generale esponenziando \mathbf{M} , ovvero, secondo la definizione:

$$\exp(\mathbf{M}\tau) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\mathbf{M}\tau)^n}{n!} = \mathbf{A} \exp(\mathbf{B}\tau) \mathbf{A}^{-1}. \quad (2.16)$$

dove \mathbf{B} è una matrice diagonale tale che $\mathbf{B} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{M} \mathbf{A}$ e \mathbf{A} è la matrice (invertibile) degli autovettori di \mathbf{M} .

Ricordando la definizione di Ψ possiamo quindi riscrivere la soluzione in funzione del vettore delle abbondanze \bar{N} come:

$$\bar{N}(\tau) = (\boldsymbol{\sigma})^{-1} \mathbf{A} \exp(\mathbf{B}\tau) \mathbf{A}^{-1} \boldsymbol{\sigma} \bar{N}_0. \quad (2.17)$$

$\boldsymbol{\sigma}$ è la matrice delle sezioni d'urto MAC e \bar{N}_0 è il vettore delle condizioni iniziali che possiamo assumere diverso da zero solo nella componente del ferro.

$$\bar{N}_0 = (N_{56}(0), 0, \dots, 0) \quad (2.18)$$

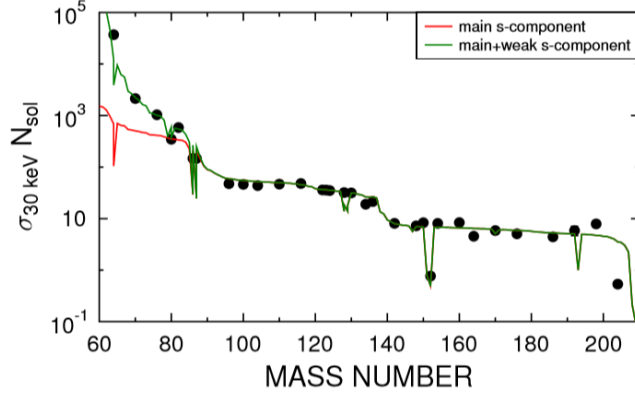


Figura 2.1: Andamento del prodotto $N\sigma$ con il numero di massa. Sono presenti ramificazioni laddove la curva presenta dei crolli bruschi. Si osservi l'irripidirsi della curva dovuto al processo s debole che al di sotto di $A = 90$ domina rispetto alla componente principale. Le regioni piatte della curva corrispondono al regime di *flusso stazionario* $N\sigma \approx \text{costante}$ (Reifarh et al. 2014).

Questo tipo di soluzione è efficace per descrivere il caso di processo s *debole*, cioè nell'intervallo di numeri di massa $56 - 90$ e dallo zolfo al calcio, dove i nuovi nuclei si possono considerare come il risultato di un'esposizione neutronica *unica*. Nella cosiddetta componente di sintesi *principale*, tuttavia, la situazione è più complessa ed è necessario considerare una sovrapposizione di esposizioni neutroniche.

Supponendo che tali esposizioni seguano una distribuzione $\rho(\tau)$ le equazioni precedentemente impostate vanno opportunamente integrate. Consideriamo il caso del nucleo stabile A lungo il suo percorso di sintesi (chiaramente in assenza di ramificazioni), l'equazione differenziale integrata sulle esposizioni si presenta così:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_A} \int_0^\infty \rho(\tau) \frac{d\Psi_A(\tau)}{d\tau} d\tau &= \\ &= \int_0^\infty \rho(\tau) \Psi_{A-1}(\tau) d\tau - \int_0^\infty \rho(\tau) \Psi(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Il primo membro può essere integrato per parti e porge:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\sigma_A} \Psi_A(0) \rho(0) - \frac{1}{\sigma_A} \int_0^\infty \Psi_A(\tau) \frac{d\rho(\tau)}{d\tau} d\tau &= \\ &= \sigma_{A-1} N_{s,A-1} - \sigma_A N_{s,A} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Sappiamo dalle misure di abbondanze nel sistema solare che il valore del prodotto σN_s (per nuclei sintetizzati dal processo s) decresce in modo abbastanza regolare col numero di massa A (figura 2.1), pertanto occorre una distribuzione $\rho(\tau)$ che sia monotona decrescente. Useremo la seguente definizione di ρ :

$$\frac{d\rho(\tau)}{d\tau} = -\tau_0^{-1} \rho(\tau) \quad \longrightarrow \quad \rho(\tau) = \rho_0 e^{-\tau/\tau_0} \quad (2.21)$$

dove il parametro τ_0 rappresenta l'esposizione neutronica media e determina con velocità la distribuzione va a zero, mentre ρ_0 è il rapporto tra l'abbondanza di

progenitori N_0 e τ_0 . Per quanto riguarda il termine N_0 possiamo andare più nel dettaglio: supponiamo che la popolazione iniziale di nuclei sia esclusivamente costituita da ^{56}Fe e chiamiamo f la frazione di questi nuclei soggetta alla sequenza di esposizioni neutroniche, allora $N_0 = fN_{s,56}^{seed}$. Dalla formula (2.20) otteniamo per il nucleo stabile A la formula di ricorsione

$$\left(1 + \frac{1}{\tau_0 \sigma_A}\right) \sigma_A N_{s,A} = \sigma_{A-1} N_{s,A-1} + \tau_0^{-1} N_{A,0}. \quad (2.22)$$

da cui la soluzione generale per un percorso di sintesi tramite processo s in assenza di ramificazioni (Iliadis 2015):

$$\sigma_A N_{s,A} = \frac{f N_{s,56}^{seed}}{\tau_0} \prod_{j=56}^A \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{1}{\tau_0 \sigma_j}\right)\right]}. \quad (2.23)$$

Alla stessa maniera possono essere ricavate formule ricorsive che descrivano i casi dei nuclei A' , A'' , A''' e, adottando nuovamente la notazione matriciale, si può scrivere nel modo più generale

$$(\mathbf{M} - \mathbb{I}_n \tau_0^{-1}) \boldsymbol{\sigma} \bar{N} = (-\tau_0^{-1}) \boldsymbol{\sigma} \bar{N}_0; \quad (2.24)$$

dove \mathbb{I}_n è la matrice identità della dimensione n del sistema. E' possibile discutere l'evoluzione delle abbondanze di isotopi stabili secondo l'equazione (2.22) al variare del prodotto $\sigma_A \tau_0$:

1. $\sigma_A \tau_0 \gg 1$: in questo caso i nuclei A situati lungo il percorso di sintesi sono caratterizzati dalla proporzionalità inversa $N_A \sim \sigma_A^{-1}$, mentre si può dimostrare che l'abbondanza di nuclei situati al di fuori di tale cammino tende ad annullarsi;
2. $\sigma_A \tau_0 \approx 1$: in questo caso tutti gli isotopi stabili risultano fortemente sensibili all'esposizione media τ_0 . Il processo di sintesi nella sua globalità è, dunque, governato da questo tipo di nuclei chiamati *bottle neck isotopes*. Ad esempio i nuclei Sr, Y, Zr, Ba, La, Ce, ^{208}Pb che corrispondono, intuitivamente ai numeri neutronici magici e, dunque, ai picchi nella curva delle abbondanze, rivestono questo ruolo nella componente principale di sintesi s ;
3. $\sigma_A \tau_0 \ll 1$: la dipendenza dalla sezione d'urto diventa trascurabile, lasciando come unico parametro $\tau_0(T)$. In altre parole l'abbondanza di nuclei stabili di questo genere è funzione delle sole proprietà termodinamiche del sistema.

2.2.2 Siti astrofisici

1. componente s debole: è situata soprattutto nelle fasi evolutive successive alla *sequenza principale* di stelle massive ($M \geq 15 M_\odot$), dal bruciamento dell'He al C e al Ne.

La principale sorgente di neutroni è rappresentata dall'isotopo ^{22}Ne con la reazione $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ derivante dai prodotti del ciclo CNO tramite la catena $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$;

2. componente *s* principale: avviene principalmente nella fase di *thermally pulsing AGB* di stelle di massa media ($4M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$) e piccola ($1M_{\odot} \leq M \leq 4M_{\odot}$) dove le sorgenti neutroniche dominanti sono rispettivamente $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ e $^{13}\text{C}(\alpha, n)$. Nel secondo caso il ^{13}C è sintetizzato a partire dal ^{12}C tramite la catena $^{12}\text{C}(p, n)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ grazie alla presenza di protoni portati nell'involuppo da meccanismi convettivi e diffusivi.

2.3 Il processo *r*

2.3.1 Differenze col processo *s* e approccio empirico

Il processo *r* richiede temperature e disponibilità di neutroni liberi maggiori rispetto agli ambienti dove si sviluppa la cattura lenta, in particolare $T > 10^9 \text{K}$ e $n_n > 10^{20} \text{cm}^{-3}$. In queste condizioni il tempo scala di sintesi raggiunge l'ordine di 10^{-4}s , nettamente inferiore alle *emivite* del decadimento β , che si aggirano tra i 10^{-1}s e i 10^{-3}s . Flussi neutronici di questa portata fanno sì che vengano rapidamente sintetizzati nuclei a destra della valle di stabilità con percorsi ben diversi da quelli del processo *s*. Gli approcci per quantificare le abbondanze nel contesto della cattura rapida di neutroni sono sostanzialmente due.

Il primo è l'*approccio empirico* secondo il quale si ottiene la distribuzione del processo *r* tramite la formula

$$N_{r,A,Z} = N_{\odot,A,Z} - N_{s,A,Z} \quad (2.25)$$

ovvero sottraendo alle abbondanze misurate nel sistema solare i contributi calcolati per il processo *s*. Questo ragionamento, chiaramente, non tiene conto del *processo p*, in quanto esso, come già affermato, ha un impatto trascurabile rispetto alla cattura neutronica.

Dalla figura 1.3 si può osservare che i picchi prodotti dal processo *r* sono sempre prossimi a quelli dovuti al processo *s*, ma spostati a numeri di massa inferiori. Questo comportamento fa supporre che i picchi siano, come nel caso della cattura lenta, dovuti ad una particolare stabilità in corrispondenza dei numeri magici.

Gli spostamenti si giustificano considerando che i nuclei magici prodotti con la cattura rapida sono situati a destra della valle di stabilità e risultano fortemente carenti di protoni. Quando il flusso neutronico termina, essi sono soggetti, pertanto, a una serie di decadimenti β^- lungo *catene isobariche*, cioè ad *A* costante fino al raggiungimento della stabilità. Va sottolineato, inoltre, che le abbondanze osservate sono del tutto scorrelate dalle sezioni d'urto di cattura radiativa, ma dipendono fortemente dalle proprietà dei radionuclidi sintetizzati sul lato ricco di neutroni della tavola.

2.3.2 Processo *r* canonico

Il secondo modello è chiamato processo *r canonico* e si basa nuovamente su una descrizione analitica del fenomeno a partire da alcune considerazioni fondamentali. Supponiamo di trovarci in un contesto termodinamico in cui temperatura

e densità numerica di neutroni siano costanti e sufficientemente elevate da innescare un processo di cattura rapida. In questa situazione, non solo il tempo scala di decadimento è superiore a quello di cattura neutronica, ma anche a quello della reazione contraria di fotodisintegrazione. L'evoluzione dell'abbondanza di una certa specie nucleare $X_{A,Z}$ è descritta, nella forma più generale, dall'equazione

$$\begin{aligned} \frac{dN_{r,A,Z}}{dt} = & \lambda_{A-1,Z}^n N_{r,A-1,Z} - \lambda_{A,Z}^n N_{r,A,Z} + \lambda_{A+1,Z}^n N_{r,A+1,Z} - \lambda_{A,Z}^{\gamma n} N_{r,A,Z} + \\ & + \lambda_{A,Z-1}^\beta N_{r,A,Z-1} - \lambda_{A,Z}^\beta N_{r,A,Z} + \\ & + (\text{termini di arresto dovuti alla fissione ad } A > 260). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Se consideriamo una *catena isotopica*, cioè a Z costante, all'interno della quale i termini di decadimento sono nulli, osserviamo che avvicinandosi alla condizione di equilibrio $\lambda_{A,Z}^n \simeq \lambda_{A+1,Z}^{\gamma n}$ la derivata temporale tende ad annullarsi. Quando i termini di decadimento iniziano a dominare si verifica il passaggio alla catena isotopica successiva, secondo la formula

$$\frac{dN_{r,Z}}{dt} = \lambda_{Z-1}^\beta N_{r,Z-1} - \lambda_Z^\beta N_{r,Z}. \quad (2.27)$$

Il pedice A non compare nell'ultima relazione perchè si intende sommato su tutti i valori che assume all'interno di una catena. La situazione fisica è la seguente: il processo r crea a partire da un nucleo con Z protoni, isotopi sempre più ricchi di neutroni finchè non si raggiunge l'equilibrio tra cattura e fotodisintegrazione e un decadimento β^- fa da ponte con la catena isotopica $Z + 1$ dove un nuovo equilibrio viene raggiunto e così via.

Questo equilibrio prima del decadimento è proprio la condizione di NSE, perciò all'interno di una catena le abbondanze numeriche dei diversi isotopi sono funzioni esclusivamente dei parametri termodinamici T e n_n che abbiamo supposto costanti. Assegnato dunque un valore a tali parametri e supponendo che l'energia di legame del neutrone $B_{n,Z}$ sia la stessa per tutti gli isotopi di una catena, che equivale a imporre $N_{Z,A} \simeq N_{Z,A+1}$, si può risolvere l'equazione di Saha per $B_{n,Z}$.

In realtà l'assunzione $N_{Z,A} \simeq N_{Z,A+1}$ è valida in una regione intermedia tra la valle di stabilità e la dripline dei neutroni. Infatti sappiamo che l'energia di legame decresce andando via via verso isotopi meno stabili e quindi le abbondanze saranno sbilanciate a favore del nucleo $X_{Z,A}$ nei pressi della valle di stabilità e a favore di $X_{Z,A+1}$ accostandosi alla dripline. Questa descrizione è evidentemente una semplificazione in quanto trascura effetti di parità dei nuclei, ma permette di comprendere il comportamento generale delle distribuzioni isotopiche di equilibrio sulla tavola dei nuclidi.

Per scrivere in una forma ancora più compatta l'evoluzione temporale dell'abbondanza numerica definiamo la *probabilità totale di decadimento* β^- a Z fissato come:

$$\lambda_Z \equiv \sum_A p(Z, A) \lambda_{Z,A}^\beta = \sum_A \frac{N_{Z,A} \lambda_{Z,A}^\beta}{N_Z}. \quad (2.28)$$

e quindi l'equazione (2.27) diventa:

$$\frac{dN_Z}{dt} = -\lambda_Z N_Z + \lambda_{Z-1} N_{Z-1}. \quad (2.29)$$

Quest'ultima relazione descrive l'abbondanza *elementale* senza considerare gli isotopi, mentre l'equazione di Saha fornisce le abbondanze isotopiche per ogni elemento. Come condizione al contorno possiamo prendere, analogamente a quanto fatto col processo s , $Z(t=0) = Z_0$ con $N_Z(t=0) = 0$ per $Z = 0$ e nullo per altri valori. Ciò equivale a richiedere che all'istante iniziale tutti i nuclei si trovino in una medesima catena isotopica.

Si dimostra che la *soluzione di Bateman* riportata in seguito determina il sistema con queste condizioni al contorno (Iliadis 2015):

$$\begin{cases} N_{Z_0}(t) = N_0 e^{-\lambda_{Z_0} t} \\ N_Z(t) = N_0 \sum_{i=Z_0}^Z e^{-\lambda_i t} \frac{\lambda_i}{\lambda_Z} \prod_{j=Z_0}^{j \neq i} \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \lambda_i} \end{cases} \quad \text{per } Z \neq Z_0 \quad (2.30)$$

Queste equazioni si autoregolano, ovvero, come già accennato, tendono ad annullare la derivata temporale.

Un'abbondanza complessiva dovuta al processo r a un tempo fissato t_0 può essere calcolata sommando su tutti i valori di Z esistenti a quell'istante.

2.3.3 Arresto del processo e ruolo della fissione

La cattura di neutroni giunge al termine nel momento in cui l'esposizione τ si esaurisce e questo può accadere in diversi modi a seconda delle caratteristiche dell'ambiente astrofisico in cui il processo ha luogo (tempo scala, frazione elettronica, entropia specifica). Il modo più immediato per studiare i vari casi di arresto è basarsi sul parametro (n/s) , ovvero neutroni catturati per *seed nucleus* (Shibagaki et al. 2016, Mendoza-Temis 2017). In questo modo emergono tre classi di ambienti:

1. $(n/s) \sim 50$, processo r *debole*: arriva a sintetizzare nuclei fino ad $A \sim 125$;
2. $(n/s) \sim 100$, processo r *principale*: la sintesi raggiunge i due picchi di abbondanza a $A = 130$ e $A = 195$, richiede una frazione elettronica inferiore a $Y_e^{crit} \sim 0,25$ (Rosswog et al. 2018);
3. $(n/s) \sim 1000$, processo r *con ciclo di fissione*: il percorso di sintesi procede lungo la dripline fino a raggiungere $A \sim 300$, regione in cui si innesca la fissione nucleare.

Vediamo più nel dettaglio l'ultima classe. I frammenti della fissione subiscono a loro volta un'esposizione neutronica che può essere sufficiente a portarli ad una nuova fissione. Dopo circa due cicli del genere si osserva che la *distribuzione dei frammenti di fissione* (FFD) diviene il principale responsabile dell'andamento dell'abbondanza nucleare, che smette in questo modo di dipendere dal flusso di decadimenti β .

I meccanismi di fissione che intervengono nel percorso di sintesi r sono essenzialmente tre (Vassh et al. 2018): spontaneo, indotto da neutroni, β -indotto e hanno conseguenze notevoli (Vassh et al. 2018) sia nell'andamento della abbondanze finali, fornendo una sorgente di neutroni liberi a sostegno di una cattura neutronica tarda, che nella forma dell'emissione elettromagnetica associata al

merger di stelle di neutroni (si veda il capitolo 4).

La fissione spontanea possiede tassi che rimangono trascurabili fino a numeri atomici $Z < 100$ e ha quindi, rispetto agli altri meccanismi, un'influenza molto minore sulla modellazione delle abbondanze tra il secondo e il terzo picco.

Il meccanismo di fissione n -indotta domina nella prima fase del ciclo, fintantochè vale il NSE, prima che inizino i decadimenti e si affermi il meccanismo di fissione β -indotta (o β -delayed fission) (figura 2.2). Quest'ultimo è un processo in due passaggi che accoppia decadimento- β e fissione. Un nucleo progenitore (Z, A) che subisce un decadimento- β^\pm , infatti, può generare un nucleo $(Z \mp 1, A)$ con una certa probabilità di fissione. Si tratta di un canale di decadimento a bassa energia il cui studio rappresenta una notevole sfida sperimentale dal momento che il decadimento α è tipicamente più probabile (Mumpower et al. 2018). Questo meccanismo di fissione può avvenire anche nella forma *multi-chance β -delayed fission* in cui la tradizionale fissione β -indotta coinvolge nuclei prodotti in seguito a emissione di neutroni da parte dei progenitori (Mumpower et al. 2018).

L'arresto del processo di sintesi in generale può essere suddiviso in diverse fasi. Si definisce *congelamento* il punto in cui il rapporto (n/s) raggiunge un valore unitario. In questa fase la disponibilità di neutroni liberi è drasticamente ridotta e questo conduce ad un punto critico in cui il tempo scala del decadimento β diventa inferiore a quello di cattura neutronica. Infine, il tempo scala per considerare l'abbondanza *finale* viene posto convenzionalmente a un miliardo di anni (Mendoza-Temis 2017).

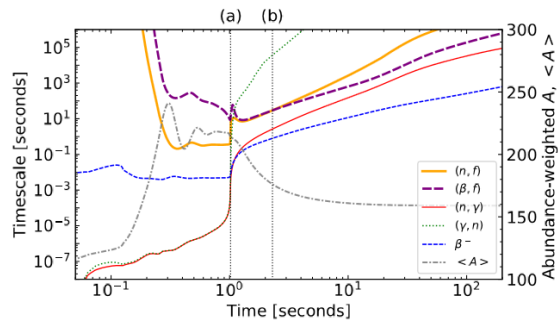


Figura 2.2: Tempi scala di diversi processi nucleari in atto nel merger di stelle di neutroni in funzione del tempo. Le linee verticali (a) e (b) rappresentano rispettivamente il termine del NSE e il punto in cui la fissione β -delayed diventa più rapida di quella n -indotta (Mumpower et al. 2018).

2.3.4 Siti astrofisici

La ricerca di un ambiente astrofisico adatto per l'innesco del processo r è più delicata, in quanto le condizioni fisiche richieste sono estreme. Vi sono, ad ogni modo, numerosi candidati a livello teorico, anche se non tutti sono stati ugualmente suffragati dalle osservazioni. Gli esempi principali sono (Lippuner 2018):

1. getti e materiale ricco di neutroni espulso da supernovae;
2. modelli di Big Bang disomogeneo;
3. nova outburst;
4. innesco violento di bruciamenti nei nuclei stellari, He flash;
5. dischi di accrescimento di oggetti compatti;
6. espulsione di materiale dalla coalescenza e conseguente fusione di oggetti compatti in un sistema binario.

Studi recenti hanno mostrato che gli unici siti attendibili si riducono alle *core-collapse supernovae* (CCSN) e al *merger di stelle di neutroni* (Lippuner 2018).

Le stelle massicce ($M \geq 8M_{\odot}$) riescono a sviluppare temperature nucleari sufficienti a completare i cicli di fusione fino alla formazione di un nucleo inerte di ferro. A questo punto si innesca il collasso gravitazionale in cui hanno un ruolo chiave il *decadimento β inverso* ($p + e^{-} \rightarrow n + \nu_e$) e la fotodisintegrazione. Il primo causa un calo del numero di elettroni liberi, indebolendo il contributo di pressione degenera e favorendo, al contempo, un processo di *neutronizzazione*. Il secondo sottrae energia al campo di radiazione causando un crollo nel contributo di pressione dei fotoni e incrementa, invece, la disponibilità di protoni liberi che verranno trasformati in neutroni dal decadimento β inverso. Durante il collasso il libero cammino medio dei neutrini è ridotto drasticamente a causa delle densità estremamente elevate, portando queste particelle ad un accoppiamento con la materia. Si ha in questa fase un equilibrio termico-debole. Quando la densità raggiunge gli ordini nucleari, l'equazione di stato evolve verso una condizione di incomprimibilità generando un oggetto compatto centrale. La materia in caduta subisce un *rimbalzo* che si propagherà verso l'esterno sotto forma di onde di pressione ad altissima velocità. Se la massa della stella progenitrice non è sufficiente a produrre subito un buco nero, si avrà la formazione di una *proto-neutron star* (PNS). Conclusosi il collasso, si assiste ad un nuovo disaccoppiamento tra neutrini e materia sulla superficie della PNS ($\mu_{\nu} \sim 0$, equilibrio β -dinamico) che porta ad un raffreddamento (*deleptonizzazione*) fino alla formazione di una stella di neutroni (Limongi e Chieffi 2007, Arcones et al. 2018).

Il vento causato dalla fuga di neutrini dalla superficie si presenta come un possibile sito per il processo r , ma simulazioni recenti hanno evidenziato che in queste

condizioni la nucleosintesi riesce a raggiungere numeri di massa $A \sim 130$, non arrivando a sintetizzare gli elementi del terzo picco (Lippuner 2018, Mendoza-Temis 2017).

Un processo *r completo* potrebbe essere raggiunto, invece, nei getti polari di un *collasso magnetorotazionale*, ovvero in alcuni casi di esplosioni di supernovae generate da progenitori con intensi campi magnetici e una rapida rotazione del nucleo (Lippuner 2018, Cescutti et al. 2018, Côté et al. 2018b).

Capitolo 3

Sistemi binari di oggetti compatti

3.1 Oggetti compatti e onde gravitazionali

Date le condizioni stringenti richieste per avere un processo r completo nelle CCSN, il merger di due oggetti compatti appare l'unico sito sicuro per la sintesi di elementi oltre un certo numero di massa, fatta eccezione per fenomeni fortemente peculiari (Lippuner 2018).

In particolare, se le componenti debole e principale del processo r possono essere contestualizzate sia in una CCSN, sia in un NSM, i cicli di fissione che permettono la sintesi del terzo picco possono svilupparsi solo in quest'ultimo ambiente, grazie all'elevatissimo (n/s) (Shibagaki et al. 2016).

Essendo, dunque, totalmente supportati per quanto riguarda i parametri fisici, i NSM avrebbero un unico argomento a sfavore sul versante dei tempi scala. Il tempo richiesto per osservare questi fenomeni è, infatti, considerevolmente superiore rispetto alle esplosioni di supernova, il che risulta in disaccordo con la presenza nella galassia di elementi del terzo picco fin da tempi molto antichi (Shibagaki et al. 2016, Hotokezaka et al. 2015).

Rimandando al capitolo 5 per una discussione più dettagliata in merito, ci occupiamo ora di fornire una panoramica sintetica su alcuni aspetti dinamici dei sistemi binari di oggetti compatti che possono avere interessanti conseguenze sulla nucleosintesi.

Qualora due stelle massicce siano formate in un sistema binario e vadano indipendentemente in contro ad un collasso, hanno origine due corpi compatti legati. Tale sistema emette, tramite onde gravitazionali, la potenza (Hobson et al. 2018)

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{G(\ddot{J}_{ij}\ddot{J}^{ij})}{5c^9} \quad (3.1)$$

dove \ddot{J}^{ij} *tensore momento di quadrupolo ridotto* derivato tre volte rispetto al tempo, che contratto con se stesso porge una grandezza scalare, e G la costante di gravitazione universale. Il sistema, analogamente ad un dipolo oscillante di cariche elettriche, perde energia attraverso l'emissione di onde riducendo l'ampiezza di oscillazione, finchè non si giunge alla fusione (*merger*) dei due componenti in un tempo scala fortemente dipendente dai parametri orbitali (Shibagaki

et al. 2016).

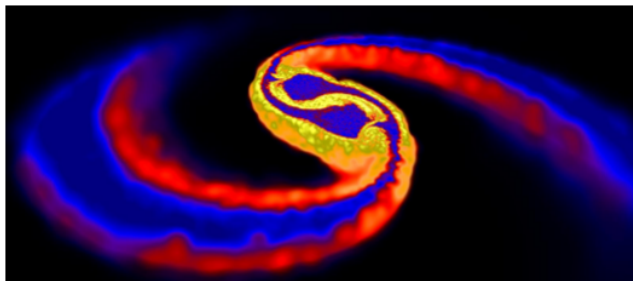


Figura 3.1: simulazione del profilo di densità nel merger di due NS. Sono ben visibili le code mareali. Immagine tratta da <http://users.monash.edu.au/~dprice/research/nsmag>

Sappiamo dalle simulazioni numeriche che il materiale emesso dinamicamente nel processo di fusione può essere suddiviso grossomodo in due categorie (Lippuner 2018, Tanaka 2016):

1. *code mareali*: si possono osservare sia in un sistema di due NS che in un sistema BH-NS e sono costituite dai residui della distruzione mareale che, non più legati gravitazionalmente, vengono diffusi nello spazio circostante. Il materiale espulso per questa via si distribuisce prevalentemente sul piano orbitale (figura 3.1);
2. materiale espulso nella collisione: si ha solo in un sistema di due NS e coinvolge l'interfaccia di scontro tra i due oggetti. In questo caso i detriti si concentrano principalmente nelle direzioni polari.

La massa di materiale espulso va tipicamente da $10^{-4} M_{\odot}$ a $10^{-2} M_{\odot}$, fino a $0,1 M_{\odot}$ nel caso di un sistema BH-NS in cui il buco nero ha uno spin elevato, mentre la velocità di espulsione caratteristica è $0,2c-0,3c$ (Lippuner et al. 2017).

3.2 Vento dal disco di accrescimento

Una volta avvenuta la fusione dei due corpi avremo come risultato un buco nero oppure una *hypermassive neutron star* (HMNS). Questo secondo oggetto sopravvive per un breve tempo prima di collassare a sua volta in buco nero. Attorno a questi oggetti si forma un disco di accrescimento, da cui può essere nuovamente espulso materiale. Questo avviene nel momento in cui l'energia interna del disco aumenta e, conseguentemente, la materia non risulta più legata; si parla in questo caso di *vento*. I principali meccanismi di riscaldamento del disco sono la deposizione di neutrini emessi dalla superficie del corpo centrale durante la deleptonizzazione (figura 3.2), l'attrito viscoso e la ricombinazione α . Restringendo il campo ai sistemi di due NS, nello studio dell'evoluzione dinamica del disco e delle conseguenti fasi di espulsione di materiale si possono distinguere tre tempi scala (Lippuner et al. 2017):

1. *tempo orbitale*: è calcolato in riferimento al parametro R_d , cioè il raggio del *picco di densità* (tipicamente $R_d \sim 50$ km) e alla massa dell'oggetto centrale che, come anticipato, può essere un buco nero o una HMNS:

$$t_{orb} \simeq 3 \left(\frac{R_d}{50 \text{ km}} \right)^{3/2} \left(\frac{3 M_\odot}{M_C} \right)^{1/2} \text{ ms}; \quad (3.2)$$

2. *tempo termico*: è legato all'energia interna iniziale del disco ($e_{i,d}$), accumulata durante il merger e ad una tipica *luminosità neutrिनica* $L_{\nu,52}$ (misurata in $10^{52} \text{ erg s}^{-1}$) da cui il disco viene irradiato. Ad esso corrisponde una prima fase di espulsione:

$$t_{th} \simeq 30 \left(\frac{M_d}{0.03 M_\odot} \right) \left(\frac{e_{i,d}}{10^{19} \text{ erg g}^{-1}} \right) \left(\frac{2}{L_{\nu,52}} \right) \text{ ms}; \quad (3.3)$$

3. *tempo viscoso*: è il tempo scala dopo il quale si assiste a una seconda fase di espulsione dovuta all'aumento locale di entropia specifica per dissipazione viscosa nel trasporto del momento angolare attraverso il disco. Dipende dal *parametro di viscosità* α e dallo schiacciamento del sistema espresso dal rapporto altezza/raggio H/R :

$$t_{visc} \simeq 200 \left(\frac{0.03}{\alpha} \right) \left(\frac{0.3}{H/R} \right)^2 \left(\frac{R_d}{50 \text{ km}} \right)^{3/2} \left(\frac{3 M_\odot}{M_C} \right)^{1/2} \text{ ms}; \quad (3.4)$$

Per la definizione dei coefficienti numerici nelle tre relazioni matematiche, oltre ai valori tipici con cui sono normalizzate le grandezze che compaiono esplicitamente, sono state considerate un'entropia specifica iniziale di $8k_B(\text{barione})^{-1}$ e una frazione elettronica iniziale $Y_e = 0,1$. Notiamo che il tempo scala termico

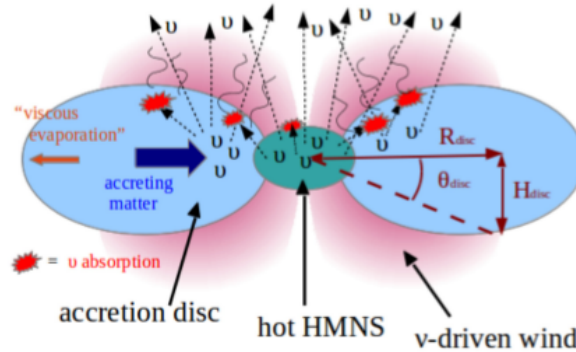


Figura 3.2: riscaldamento del disco di accrescimento tramite deposizione di neutrini rilasciati dalla superficie del corpo compatto centrale (Lippuner 2018).

è l'unico a non dipendere esplicitamente dalle caratteristiche del corpo centrale, ma solo da quelle del disco stesso (tra cui la massa), mentre gli altri due essendo correlati alla dinamica dell'orbita coinvolgono inevitabilmente la massa del buco nero o della HMNS.

Il materiale espulso dal disco di accrescimento sotto forma di vento si differenzia sotto diversi aspetti da quello espulso per via dinamica durante l'ultima fase di coalescenza e collisione. In questo caso gli intervalli di massa espulsa e velocità sono rispettivamente $10^{-2} M_{\odot} - 10^{-1} M_{\odot}$ e $0,05c - 0,1c$ (Kasen et al. 2017).

Per concludere aggiungiamo che il materiale espulso nelle varie forme può ospitare diversi livelli di processo r a seconda della frazione elettronica da cui è caratterizzato. Le regioni dove avviene una deposizione di neutrini maggiore, infatti, presentano una frazione elettronica più elevata a causa dell'azione delle interazioni deboli. Questo fattore inibisce la cattura neutronica, non permettendo la sintesi degli elementi più pesanti. Al contrario, la parte di materiale espulso a bassa frazione elettronica riesce verosimilmente a produrre un processo r completo. L'innalzamento di Y_e nel materiale espulso è favorito se la HPNS prodotta nel merger ha un tempo di vita considerevole prima di collassare in un buco nero, in virtù di un'irradiazione neutrinica prolungata. Un accordo col pattern di abbondanze del sistema solare è stato trovato per modelli di HMNS con tempi di vita $\tau_{HMNS} < 10$ ms (Lippuner et al. 2017).

La composizione chimica risultante nel materiale espulso è, dunque, strettamente legata alle dinamiche fisiche del merger e della fase di accrescimento successiva e può essere studiata, come vedremo nel prossimo capitolo, attraverso la controparte elettromagnetica dell'evento.

Capitolo 4

Emissione di kilonova

4.1 Caratteristiche generali

4.1.1 Proprietà dello spettro

Il fenomeno astrofisico dato dal collasso di un sistema binario di oggetti compatti può essere studiato per via *multimessenger*, ovvero accanto al segnale gravitazionale è possibile rilevare una controparte luminosa.

La ricerca di questo segnale elettromagnetico è, peraltro, di vitale importanza per la localizzazione della sorgente di onde gravitazionali, in quanto la sola rilevazione di queste ultime non consente una sufficiente risoluzione spaziale. In questo modo è, invece, possibile individuare la galassia ospite e costruire modelli accurati sul contesto astrofisico in cui queste onde sono state prodotte (Tanaka 2016).

Alcuni segnali elettromagnetici associabili ad un merger di oggetti compatti sono *gamma ray burst corti* (durata < 2 s), raggi X, emissione radio di sincrotrone e emissione di *kilonova* o *macronova* (Pian et al. 2017, Lippuner 2018, Tanaka 2016). In questo capitolo parleremo approfonditamente di quest'ultimo segnale, vista la sua grande rilevanza nello studio della nucleosintesi.

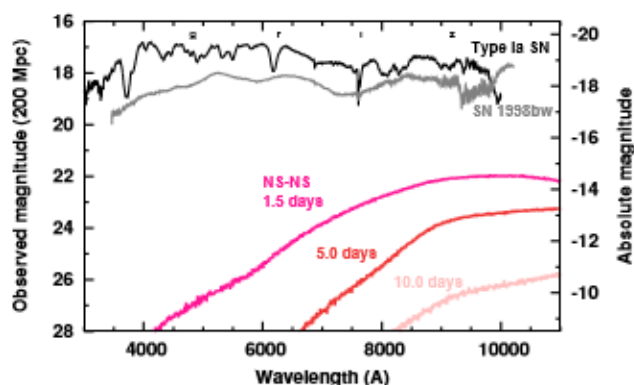


Figura 4.1: confronto tra il modello di kilonova APR4-1215 e gli spettri delle SN 2005cf e 1998bw (Tanaka 2016).

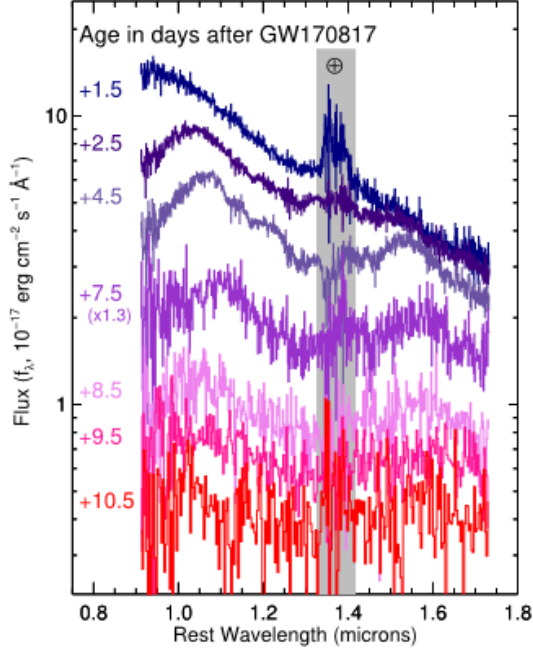


Figura 4.2: Sequenza spettrale a partire dal momento della rilevazione delle onde gravitazionali dell'oggetto GW170817 osservata dal telescopio Gemini-South. Il riquadro in grigio rappresenta la banda di assorbimento dovuta al vapore d'acqua atmosferico tra le bande J e H. Si può notare il crollo del rapporto segnale rumore col passare dei giorni e lo spostamento del picco di emissione a maggiori lunghezze d'onda (Chornock et al. 2017).

Il primo fenomeno di questo genere ad essere osservato fu la controparte elettromagnetica dell'evento GW170817, rilevato da LIGO/Virgo il 17 agosto 2017 e attribuito allo scontro di due NS, nominata AT2017gfo. Si tratta di un'emissione *transiente* (la curva di luce si evolve in un tempo scala di circa una settimana), analoga al caso delle supernovae, ma sensibilmente meno intensa ($10^{-1} - 10^{-2}$ volte) e con un picco situato tra il rosso ottico e il vicino infrarosso.

Una volta conclusasi l'espulsione di materiale nel merger, possiamo assumere che l'espansione diventi *omologa*, ovvero inizi a evolvere con un legge di proporzionalità diretta tra velocità e raggio grazie all'assenza di forze.

Questa ipotesi ci permette di fare una semplice stima del tempo scala della curva di luce e di derivare altre proprietà dello spettro. Il tempo di diffusione dei fotoni è $t_{diff} = (R/c)\tau$, dove $\tau = \chi\rho R$ è la *profondità ottica* e χ l'opacità misurata in $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$. Usando la proprietà di omologia e supponendo che la distribuzione di massa sia grossomodo omogenea possiamo scrivere (Tanaka 2016):

$$t_{diff} \simeq \frac{3\chi M_{ej}}{4\pi cv}. \quad (4.1)$$

Confrontando questo tempo scala col tempo dinamico del materiale espulso $t_{dyn} = R/v$ otteniamo il tempo caratteristico della curva di luce:

$$t_{luce} \simeq \left(\frac{3\chi M_{ej}}{4\pi cv} \right)^{1/2} \quad (4.2)$$

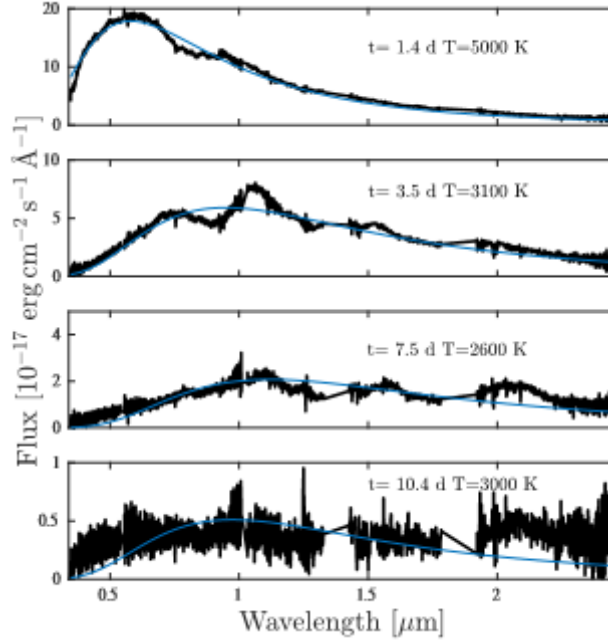


Figura 4.3: Spettro della kilonova AT2017gfo fittato con curve di corpo nero a giorni diversi (Waxman et al. 2018).

Che coincide col tempo scala che impiega il mezzo in espansione a diventare trasparente alla propagazione dei fotoni.

La luminosità bolometrica della curva può essere stimata come $L \simeq M_{ej}\dot{\epsilon}$, dove $\dot{\epsilon}$ è l'energia rilasciata dai decadimenti per unità di tempo e di massa.

Nelle condizioni fisiche in cui si trova il materiale emittente nei primi giorni dopo il merger è ragionevole supporre una condizione di equilibrio termodinamico locale (LTE) che comporta una forma spettrale approssimativamente di tipo *planckiano* (figura 4.3), ovvero

$$B_\nu(T) = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (4.3)$$

dove B_ν è la brillantezza per unità di frequenza. La legge di Stefan-Boltzmann $L = 4\pi R^2 \sigma_{SB} T_{eff}^4$ ci offre, quindi, una stima della temperatura effettiva (Kasen et al. 2013):

$$T_{eff} \simeq \left(\frac{M_{ej}\dot{\epsilon}}{\sigma_{SB}vt} \right)^{1/4}. \quad (4.4)$$

Da queste relazioni risulta che a distanza di circa un giorno la temperatura effettiva del materiale emittente è $T_{eff} \sim 10^3/10^4$ K, mentre la densità $\rho \sim 10^{-16}/10^{-12}$ g cm⁻³. A circa venti giorni dall'inizio dell'emissione il materiale sarà abbastanza rarefatto da diventare completamente trasparente ai fotoni (fase nebulare).

La massa di materiale espulso in un merger di oggetti compatti è generalmente inferiore a quella rilasciata da una supernova (tipicamente $M_{ej,SN} \sim 1,4M_\odot$

per una SN di tipo Ia) e questo trova riscontro in una luminosità inferiore e in un tempo scala più rapido (Tanaka 2016).

Al contrario la velocità di espansione è generalmente più elevata ($v_{ej,SN} \sim 0,03c$) e questo si ripercuote sulla forma dello spettro rendendola più liscia.

Infatti, se nello spettro delle SN sono ben identificabili alcune righe di assorbimento, la distribuzione in frequenza dell'emissione di kilonova risulta quasi priva di *features*, soprattutto nel primo periodo di tempo (figura 4.1).

L'ultima differenza sostanziale sta nelle sorgenti dominanti di opacità. Sia nelle SN che nelle Kilonovae prevale un assorbimento *pseudo-continuo* dovuto al mescolamento delle righe di assorbimento, tuttavia lo sviluppo di un processo r più completo nei NSM, incrementando il numero di specie atomiche oltre il picco del ferro, fa sì che l'opacità sia più marcata in quest'ultimo tipo di transiente. In particolare a partire da $A \simeq 140$ le opacità si distanziano sensibilmente da quelle degli elementi del gruppo del ferro, dato il numero sempre più cospicuo di possibili transizioni *bound-bound*.

Dagli ultimi studi è emerso che il miglior accordo coi dati osservativi è fornito da modelli che considerano lo spettro di kilonova come la somma di due componenti indipendenti (Chornock et al. 2017, Kasen et al. 2017). Dal punto di vista teorico questo approccio è giustificato con l'esistenza di due diversi contributi di materia espulsa che presentino un'indipendenza cinematica e nella distribuzione spaziale.

Nello specifico si distinguono:

1. una *componente blu* dovuta alla porzione di materiale espulso che presenta una più alta frazione elettronica a causa dell'irradiazione di neutrini. È il caso del materiale eiettato nelle due direzioni polari dall'interfaccia di collisione o separatosi dalla regione di accrescimento come vento. In questi ambienti può svilupparsi solo un processo r debole. Questa componente spettrale domina nei primi due-tre giorni e presenta uno spettro liscio e piccato nel visibile a causa di elevate velocità e di un minore arricchimento di elementi pesanti;
2. una *componente rossa* dovuta principalmente alle code mareali. Inizia a dominare dal terzo/ quarto giorno e presenta alcune *features* e un picco nel vicino infrarosso a causa della minore velocità e dell'arricchimento di elementi ad alti numeri di massa.

Sebbene la seconda componente debba esistere già dai primi istanti di vita della kilonova non c'è traccia di essa negli spettri dei primi giorni. Questo fenomeno è dovuto probabilmente all'assorbimento (*curtain*) da parte del materiale della prima componente prima che la profondità ottica sia sufficientemente bassa per far trasparire il contributo rosso (Chornock et al. 2017, Tanaka 2016).

4.1.2 Fonti energetiche e termalizzazione

Il tasso di riscaldamento della kilonova può essere espresso generalmente nella forma:

$$\dot{Q}(t) = \sum_i f_i(t) \dot{\epsilon}_i(t) M_{ej}, \quad (4.5)$$

che coincide approssimativamente con la luminosità bolometrica. Il termine f rappresenta l'efficienza di termalizzazione ovvero il rapporto per ogni canale i tra l'energia depositata nel materiale e quella che abbandona il sistema. La sommatoria va estesa a tutti i canali: decadimenti β , decadimenti α e fissione spontanea. Il fattore $\dot{\epsilon}_i(t)$ è nuovamente la potenza per unità di massa liberata dal canale i e, supponendo che la frazione elettronica Y_e del materiale segua una distribuzione normale, può essere ottenuta dall'integrale

$$\dot{\epsilon}_i(t) = \int dY_e \dot{\epsilon}_i(t, Y_e) G(Y_e | Y_{e,0}, \Delta Y_e^2), \quad (4.6)$$

dove $G(Y_e | Y_{e,0}, \Delta Y_e^2)$ è la gaussiana normalizzata centrata in $Y_{e,0}$ e di larghezza ΔY_e^2 (Wu et al. 2018).

Le catene di decadimenti β dominano la produzione di energia della kilonova nei primi giorni, quando le densità sono sufficienti da rendere efficiente il trasporto conduttivo di energia tramite gli elettroni di tali decadimenti. In tempi avanzati, col crollo della densità dovuto all'espansione ($\rho(t) \sim t^{-3}$) iniziano ad essere rilevanti i contributi di decadimenti α di nuclei con numeri di massa $220 < A < 230$ (^{222}Rn , ^{223}Ra , ^{224}Ra e ^{225}Ac) e della fissione spontanea, in particolare degli isotopi ^{254}Cf (californio) $^{259,262}\text{Fm}$ (fermio) (Wanajo et al. 2014). I decadimenti β producono elettroni e neutrini ad energie comprese tra $\approx 0,1$ MeV e 10 MeV, mentre i decadimenti- α e la fissione spontanea liberano frammenti rispettivamente dell'ordine di 5 MeV e 100 MeV, pertanto anche con abbondanze relative ridotte gli elementi pesanti possono avere conseguenze notevoli sull'energetica dei transienti elettromagnetici (Hotokezaka et al. 2015).

I nuclei in stati eccitati prodotti dai decadimenti ritornano al livello fondamentale con emissione di raggi- γ ad energie comprese tra le decine di KeV e i MeV (corrispondenti alle differenze tra livelli energetici nucleari). Solo una frazione a_γ di questi fotoni ad alta frequenza viene deposta nel materiale in espansione, principalmente tramite effetto Compton, i restanti escono dal sistema insieme ai neutrini. Questa frazione dipende fortemente dalle caratteristiche fisiche e di composizione del materiale attraversato.

Il tasso di riscaldamento può essere quindi espresso come la somma dei diversi contributi:

$$\dot{Q}(t) = \dot{E}_e(t) + a_\gamma \dot{E}_\gamma(t) + \dot{E}_\alpha(t) + \dot{E}_{fis}(t). \quad (4.7)$$

i primi due, che rappresentano elettroni e raggi- γ hanno un andamento temporale $\sim t^{-1.3}$, mentre il terzo e il quarto (rispettivamente decadimenti- α e fissione spontanea) evolvono con una legge $\sim t^{-1}$ (Hotokezaka et al. 2015).

4.2 Opacità

4.2.1 Trasporto radiativo in un'espansione omologa

In sistemi che si espandono con un elevato gradiente di velocità, i fotoni sono soggetti ad un progressivo spostamento Doppler rispetto al mezzo in cui si propagano. In questo modo la probabilità che un fotone venga assorbito da una transizione atomica cresce significativamente, ampliando il contributo delle righe all'opacità globale di sistemi in espansione rapida rispetto a oggetti statici come le stelle.

Questo effetto può essere trattato assumendo (Wagoner et al. 1991):

1. espansione omologa e a simmetria sferica,
2. contributi di *redshift gravitazionale* trascurabili,
3. una velocità di espansione $v \sim (\partial_r v)r$ che soddisfi $v_T \ll v \ll c$. In questo modo l'effetto Doppler termico è trascurabile rispetto a quello del moto collettivo.

È possibile definire un sistema di riferimento comovente col materiale in espansione. Nel passare da questo sistema a quello dell'osservatore le quantità di interesse subiscono evidentemente delle trasformazioni in accordo con la relatività ristretta. In particolare siano I , S e χ rispettivamente *intensità specifica*, *funzione sorgente* e opacità e si indichi con l'apice 0 il riferimento comovente (omettendo per comodità la dipendenza dalla frequenza). Allora (Jeffery 1995):

$$I^0 = \eta^3 I, \quad S^0 = \eta^3 S, \quad \chi^0 = \eta^{-1} \chi \quad (4.8)$$

dove abbiamo definito $\eta \equiv \nu_0/\nu = \gamma(1 - \mu\beta)$, con μ coseno direttore radiale, $\beta \equiv v/c$ e γ fattore di Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

La dipendenza angolare del campo di radiazione è racchiusa nel termine μ che trasforma nel seguente modo:

$$\mu^0 = \frac{\mu - \beta}{1 - \mu\beta} \quad \longrightarrow \quad d\mu^0 = \eta^{-2} d\mu \quad (4.9)$$

Conviene scrivere l'equazione del trasporto nel riferimento comovente, dove le quantità considerate godono di isotropia. La formulazione matematica dell'equazione può essere, inoltre, notevolmente ridotta trascurando i termini del secondo ordine in β (Baron et al. 1996):

$$(\mu + \beta) \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} - \frac{\beta}{r} \left(\frac{\partial I_\nu}{\partial \ln \nu} - 3I_\nu \right) = \chi_\nu (S_\nu - I_\nu) \quad (4.10)$$

dove la dipendenza temporale è implicita in β , pertanto i contributi non statici sono descritti dai termini in cui compare la velocità. In particolare $\beta \partial_r I_\nu$ rappresenta l'*avvezione*, $(\beta\nu/r) \partial_\nu I_\nu$ lo spostamento Doppler e $-3(\beta/r) I_\nu$ l'*aberrazione*.

Per utilizzare operativamente l'opacità, può essere agevole servirsi di una media ottenuta su tutte le frequenze. Esistono principalmente due definizioni di opacità media, con proprietà differenti (Marigo et al. 2009):

1. media di Rosseland:

$$\frac{1}{\chi_R} \equiv \frac{\int_0^\infty d\nu \left(\frac{1}{\chi_\nu} \right) \frac{\partial B_\nu}{\partial T}}{\int_0^\infty d\nu \frac{\partial B_\nu}{\partial T}} = \left(\frac{4\sigma_{SB} T^3}{\pi} \right)^{-1} \int_0^\infty d\nu \left(\frac{1}{\chi_\nu} \right) \frac{\partial B_\nu}{\partial T}, \quad (4.11)$$

si tratta di una media armonica, ponderata con la derivata della curva di Planck rispetto alla temperatura. Questa definizione favorisce gli intervalli spettrali dove l'assorbimento è *basso* ed è efficace in ambienti astrofisici dove vale l'approssimazione di *trasporto diffusivo* di energia (DA). Può essere interpretata come una media del libero cammino medio di un fotone;

2. media di Planck:

$$\chi_P = \frac{\int_0^\infty d\nu \chi_\nu B_\nu(T)}{\int_0^\infty d\nu \chi_\nu} = \left(\frac{\sigma_{SB} T^4}{\pi} \right)^{-1} \int_0^\infty d\nu \chi_\nu B_\nu(T), \quad (4.12)$$

è una media diretta e risulta più accurata nelle regioni dove *non* vale la DA.

Nella trattazione seguente useremo entrambe le definizioni.

4.2.2 Opacità di espansione per righe di assorbimento

Le righe di assorbimento contribuiscono all'opacità *statica* complessiva nei termini $\chi_k \nu_k \phi(\nu - \nu_k)$, con ϕ profilo di riga normalizzato $\int_0^\infty \phi(\nu' - \nu_k) d\nu'$ (Karp et al. 1977).

L'opacità della riga prodotta nella transizione tra i livelli i e j , è data dalla formula (Wagoner et al. 1991)

$$\chi_k = \frac{\pi e^2 f_{ij} n_i}{m c \nu_k} \left(1 - \frac{g_i n_j}{g_j n_i} \right) \quad (4.13)$$

dove e e m sono rispettivamente carica e massa dell'elettrone, f_{ij} la *forza dell'oscillatore* e $\nu_k = (\Delta E_{ij}/h)$ frequenza caratteristica.

Consideriamo ora la frequenza del fotone che si propaga come una funzione della distanza, ovvero $\nu_\gamma(x) = \nu_{\gamma,0} e^{-(x/ct)}$ con $\nu_{\gamma,0}$ frequenza iniziale. Allora possiamo scrivere la *profondità ottica* totale ($\tau(x) = \int_0^x dx' \rho \chi$) come (Karp et al. 1977):

$$\tau_{tot}(x) = \int_0^x dx' \{ \chi_{scatt} \rho + \sum_{k=1}^N \chi_k \rho \nu_k \phi[\nu(x') - \nu_k] \}, \quad (4.14)$$

dove χ_{scatt} è il termine di opacità dovuto allo scattering, mentre la sommatoria rappresenta i contributi delle righe di assorbimento.

Trascurando la larghezza delle righe (che equivale matematicamente a considerare ϕ come una δ di Dirac), questa espressione si riduce a

$$\tau_{tot}(x) = \chi_{scatt} \rho x + \sum_k \tau_k. \quad (4.15)$$

Sostituendo questa semplice relazione nella definizione di cammino libero medio $\bar{\lambda} = \int_0^\infty dx' e^{-\tau(x')}$ (Karp et al. 1977) e discretizzando il dominio in una serie di intervalli x_j in cui τ può essere considerata costante, si ottiene:

$$\bar{\lambda} = \int_0^{x_j} dx' \exp(-\chi_{scatt} \rho x') + \sum_{j=1}^N \exp(-\sum_{i=1}^j \tau_i) \int_{x_j}^{x_{j+1}} dx' \exp(-\chi_{scatt} \rho x'), \quad (4.16)$$

che, una volta risolta e portata nel dominio della frequenza, porge la definizione di *opacità di espansione*:

$$\begin{aligned} \chi_{exp}(\nu) &= (\rho \bar{\lambda})^{-1} = \chi_{scatt} \left\{ 1 - \sum_{j=1}^N [1 - \exp(-\tau_j)] (\nu_j/\nu)^s \exp(-\sum_{i=1}^{j-1} \tau_i) \right\}^{-1} = \\ &= \frac{\chi_{scatt}}{1 - \omega_\nu}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

dove $s \equiv \chi_{scatt}\rho ct$ è il *parametro di espansione*.

Il *fattore di accrescimento* ω_ν ha, chiaramente, l'effetto di incrementare l'opacità rispetto al suo valore statico. Questo risultato monocromatico, derivato a partire dal cammino libero medio, può essere mediato operativamente con la definizione di Rosseland (Karp et al. 1977):

$$\chi_{exp,R} \equiv \left(\left\langle \frac{1}{\chi_{exp}} \right\rangle_R \right)^{-1} = \frac{\chi_{scatt}}{1 - \langle \omega \rangle_R}, \quad (4.18)$$

con $\langle \omega \rangle_R \equiv \int_0^\infty d\nu \partial_T B_\nu \omega_\nu / \int_0^\infty d\nu \partial_T B_\nu$. Questa trattazione si basa sulle ipotesi dell'*approssimazione di Sobolev*, ovvero assume che la larghezza Doppler termica delle righe sia abbastanza stretta da non provocare la loro sovrapposizione. Tuttavia l'ipotesi perde vigore nel momento in cui si considera, ad esempio, la regione ultravioletta dello spettro dove la densità di transizioni atomiche diventa considerevole.

La definizione fornita nell'equazione (4.18) permette di comprendere bene il significato fisico dell'opacità di espansione, ma per fini operativi può essere conveniente l'uso di una quantità *locale* (Kasen et al. 2013).

Una definizione di questo tipo si ottiene (Eastman e Pinto 2000) restringendo la media in frequenza all'intervallo $(\nu, \nu + \Delta\nu)$ tale che $\Delta\nu \sim \nu \Delta r \partial_r \beta$ (per la notazione si rimanda al paragrafo precedente). In questo modo si ottiene:

$$\begin{aligned} \chi_{exp}(\nu) &= \frac{\nu}{\rho \Delta\nu} \left(\frac{\partial \beta}{\partial r} \right) \sum_{[k]|\nu_k \in (\nu, \nu + \Delta\nu]} (1 - e^{-\tau_k}) \\ &\simeq \frac{\nu}{\rho \Delta\nu ct} \sum_{[k]|\nu_k \in (\nu, \nu + \Delta\nu]} (1 - e^{-\tau_k}). \end{aligned} \quad (4.19)$$

in cui abbiamo usato l'approssimazione $\partial_r \beta \simeq 1/(ct)$ per il gradiente di velocità e la somma è estesa a tutte le transizioni di frequenza compresa nell'intervallo $\Delta\nu$ considerato.

4.2.3 Effetto del processo r

Nello studio di uno spettro di kilonova, come già anticipato, oltre all'opacità di espansione, legata alla cinematica del materiale espulso, va considerata l'evoluzione chimica degli atomi responsabili di tale opacità, fenomeno connesso direttamente alla nucleosintesi.

Si consideri la seguente semplice stima della complessità di un atomo, in termini del numero di stati energetici per una data configurazione elettronica. Dato un livello di momento orbitale l e degenerazione $g = 2(2l + 1)$, questa quantità può essere valutata col conteggio delle permutazioni dell'elettrone di valenza (Kasen et al. 2013):

$$C = \prod_j \frac{g_j!}{n_j!(g_j - n_j)!} \quad (4.20)$$

n_j è il numero di elettroni nell'orbitale nl contrassegnato dall'indice j e il prodotto va esteso a tutti gli orbitali semioccupati. I livelli energetici degeneri sono separati a causa di campi elettromagnetici (effetto Stark e Zeeman) e interazioni di struttura fine. Il numero di transizioni (e quindi di righe) seguirà approssimativamente un andamento $\#_{righe} \sim C^2$.

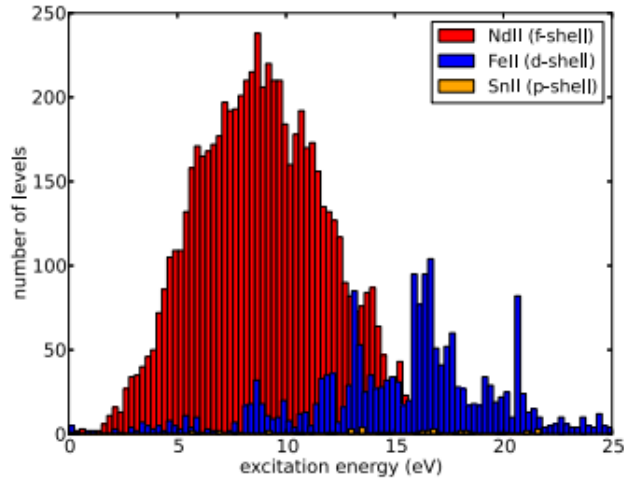


Figura 4.4: Numero di transizioni possibili in funzione di intervalli di energetici equispaziati (0.25 eV). Sono confrontati gli istogrammi per gli elementi neodimio (appartenente ai lantanidi), ferro e stagno (Kasen et al. 2013).

Questo elementare ragionamento permette di avere un'idea dell'impatto della complessità atomica sull'opacità di un materiale (in particolare in espansione). Gli elementi del gruppo del ferro, le cui righe di assorbimento dominano negli spettri di SN, sono caratterizzati da un orbitale d ($l = 2$) semioccupato, ma sappiamo che il processo r riesce a sintetizzare nuclei più pesanti. Di grande importanza sono i *lantanidi* ($58 \leq Z \leq 70$) e gli *attinidi* ($90 < Z < 100$) aventi l'elettrone di valenza nell'orbitale f ($l = 3$). Il numero di transizioni elettroniche possibili in queste configurazioni è enormemente superiore in confronto agli elementi del gruppo del ferro (figura 4.4).

L'arricchimento di elementi pesanti richiede una bassa frazione elettronica ($Y_e < 0,25$), di conseguenza in queste condizioni i contributi di scattering elettronico e assorbimento *free-free* sono poco rilevanti per l'opacità complessiva. Nella regione spettrale di maggior interesse per la curva di luce di una kilonova anche il contributo dell'opacità di *fotoinnizzazione* è trascurabile, mentre assume valori rilevanti spostandosi verso l'UV. In questo modo le righe dominano completamente l'opacità di un materiale arricchito dal processo r (Kasen et al. 2013).

Poiché siamo interessati principalmente ad una determinata regione dello spettro e ad un determinato range di temperature, è interessante confrontare gli andamenti delle opacità di diversi elementi al variare di queste grandezze.

Per quanto riguarda la dipendenza dalla temperatura, si può studiare l'andamento della media di Planck, in accordo con una definizione locale di opacità di espansione che non coinvolga il cammino libero medio, come quella in equazione (4.19). Si osserva in questo modo che per i lantanidi il crollo a basse T avviene più lentamente rispetto a quanto accade per elementi più leggeri (4.5), fenomeno dovuto ai bassi potenziali di ionizzazione da cui sono caratterizzati questi elementi.

Considerando invece la distribuzione spettrale, si osserva che a basse lunghezze d'onda, per quanto visibile, la decrescita dell'opacità di espansione è più de-

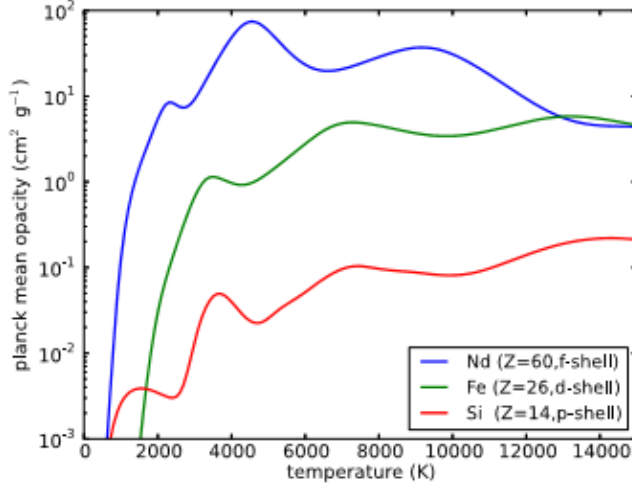


Figura 4.5: Media di Planck in funzione della temperatura per tre diversi elementi: Neodimio (appartenente ai lantanidi), ferro e Silicio. Sono ben visibili i massimi relativi in corrispondenza delle transizioni da uno stato di ionizzazione a quello successivo. L'opacità del neodimio è elevata anche a temperature relativamente basse (Kasen et al. 2013).

bole nei lantanidi (figura 4.6). Questo chiaramente influisce sul colore dello spettro, fornendoci l'ultimo tassello fondamentale per l'interpretazione dell'emissione elettromagnetica di kilonova.

Per una stima quantitativa dell'opacità di espansione di una miscela di diversi elementi è stata proposta (Kasen et al. 2013) una relazione generalizzata:

$$\chi_{mix}(\nu) = \sum_Z \frac{\xi_Z}{\rho c t} \sum_j \frac{\nu_j}{\Delta\nu_j} (1 - e^{-\tau_j(\rho z)}) \quad (4.21)$$

dove le opacità sono calcolate per un elemento significativo di ogni gruppo, ad esempio il neodimio per i lantanidi e il ferro per il suo gruppo, mentre ξ_Z specifica il numero di elementi per ognuno di questi gruppi.

Un materiale ad alto contenuto di lantanidi ($X_{lan} > 10^{-2}$) presenta, in definitiva, un'opacità di circa un ordine di grandezza superiore (Kasen et al. 2017) rispetto ad una tipica miscela astrofisica ($X_{lan} < 10^{-4}$) e questo comporta un tempo scala maggiore secondo l'equazione (4.2).

Lo studio della controparte elettromagnetica di GW170817 tramite modelli di curve di luce ha trovato una buona consistenza con le previsioni descritte in questo capitolo, supportando l'ipotesi di arricchimento chimico dovuto alla cattura neutronica rapida (Lippuner 2018, Chornock et al. 2017, Pian et al. 2017, Wu et al. 2018). In particolare, la luminosità e la durata osservata della curva di luce trovano una spiegazione consistente solo in un'alta opacità dovuta alla presenza di lantanidi, in quanto un modello con un'opacità ordinaria richiederebbe valori irragionevoli di massa espulsa che porterebbero, inoltre, ad una luminosità nettamente più alta (Kasen et al. 2017).

Questa ipotesi potrà, tuttavia, essere corroborata ulteriormente solo da nuove rilevazioni di eventi simili e con una maggiore conoscenza della fisica atomica e nucleare necessaria per sviluppare i modelli.

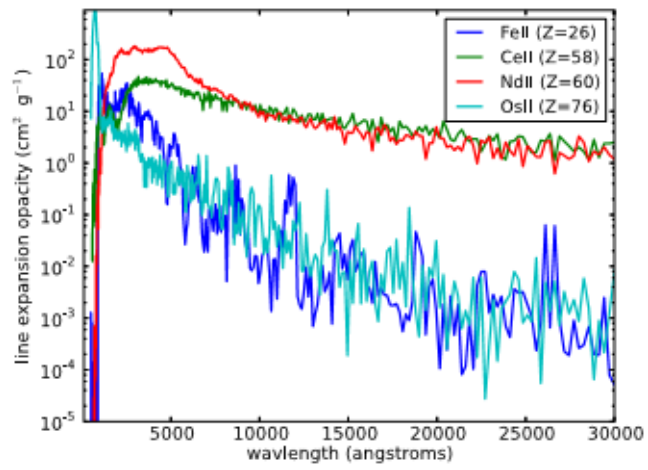


Figura 4.6: Opacità di espansione di quattro diversi elementi: cerio e neodimio (lantanidi), ferro e osmio, tutti ionizzati una volta. Si può notare come l'opacità dei due lantanidi sia visibilmente più elevata specialmente nell'IR (Kasen et al. 2013).

Capitolo 5

Vincoli e conseguenze per l'arricchimento chimico galattico

5.1 Rate density di NS mergers

Finora abbiamo citato come principale elemento di confronto per i risultati teorici le abbondanze relative degli elementi chimici nel sistema solare. Tuttavia per contestualizzare efficacemente i merger di NS come sorgenti di un arricchimento chimico da processo r , conviene considerare alcune caratteristiche di composizione globale all'interno della galassia.

Salvo il caso peculiare di supernovae magnetorotazionali, abbiamo riportato che i merger di NS rappresentano l'unico ambiente astrofisico in cui il processo r riesce a sintetizzare tutti i picchi di abbondanza. A questo punto è necessario quantificare il tasso di tali eventi (parleremo in particolare di *rate density*, misurata in $\text{Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$) e vincolare la massa di elementi pesanti sintetizzata in un singolo merger per capire se essi da soli possono rendere conto della composizione chimica delle galassie.

I metodi per stimare o vincolare questo tasso e il suo andamento nelle diverse epoche cosmiche sono diversi. Riportiamo un interessante confronto (Coté et al. 2018b) tra i risultati ottenuti con

1. studio dell'evento GW170817 (primo merger di NS osservato tramite onde gravitazionali) con LIGO/Virgo;
2. modelli di *population synthesis*;
3. modelli di evoluzione chimica galattica (GCE).

L'andamento delle rate density è riportato in figura 5.1 in funzione del redshift z (o del corrispondente *lookback time* calcolato coi parametri cosmologici di Planck Collaboration et al. 2016).

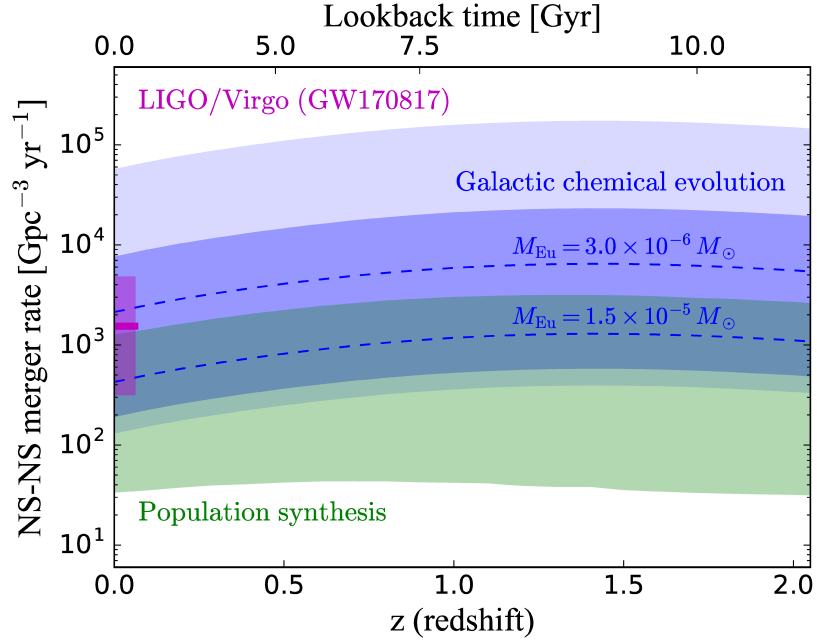


Figura 5.1: NS-NS merger rate density in funzione del redshift, spiegazione dettagliata nel testo (Coté et al. 2018b).

Il valore (con relativa incertezza) fornito da LIGO/Virgo è rappresentato in viola.

La regione vincolata dai modelli di population synthesis è rappresentata in verde. Questo approccio si basa su un calcolo teorico sviluppato a partire da formazione e evoluzione dei progenitori di sistemi binari di NS (stelle massicce binarie) fino all'evento del merger tramite distribuzioni di tempi di ritardo (*delay-time-distribution* o DTD) dipendenti dalla metallicità¹. I valori di rate density forniti in questo modo tendono ad essere inferiori ai risultati di LIGO/Virgo, specialmente se i modelli utilizzati assumono che il sistema binario evolva isolatamente (Coté et al. 2018b).

La storia cosmica di formazione stellare (CSFH), cioè l'andamento col tempo (o col redshift) della *star formation rate* (SFR), predice un picco a $z \sim 2$, ma il corrispondente picco di rate density appare spostato a $z \sim 1,5$ in quanto l'elevata metallicità che caratterizza le epoche più recenti della storia dell'universo comporta una maggiore efficienza nella produzione di sistemi binari di NS.

I modelli di evoluzione chimica galattica a differenza di quelli di *population synthesis* non considerano formazione ed evoluzione di popolazioni stellari semplici, ma utilizzano simulazioni che trattano la galassia nel complesso delle popolazioni che la compongono con una suddivisione in volumi la cui reciproca interazione può essere trascurata (Cescutti et al. 2018).

In questo approccio viene sfruttata come tracciante l'abbondanza di europio

¹La funzione DTD rappresenta la probabilità che un certo evento astrofisico si verifichi a un tempo determinato a partire dalla formazione dei suoi progenitori (Coté et al. 2018a).

[Eu/Fe], con la definizione standard per due generici elementi X, Y :

$$[X/Y] \equiv \log_{10}(n_X/n_Y) - \log_{10}(n_X/n_Y)_\odot. \quad (5.1)$$

La scelta di questo elemento è dovuta al fatto che esso è verosimilmente sintetizzato solo tramite processo r (Coté et al. 2018b, Cescutti et al. 2018).

Le rate density fornite dall’approccio del GCE sono, dunque, calcolate imponendo che venga riprodotta l’abbondanza galattica osservata di Eu (con l’assunzione che i NSM siano gli unici siti di cattura neutronica rapida) e, quindi, sono sensibili alla massa di Eu espulsa da un singolo evento. Le linee tratteggiate in figura 5.1 rappresentano il limite superiore e inferiore, corrispondenti rispettivamente all’espulsione di $M_{Eu} = 3,0 \times 10^{-6} M_\odot$ e $M_{Eu} = 1,5 \times 10^{-5} M_\odot$, valori ottenuti dallo studio di GW170817. Logicamente, ad una minore massa espulsa consegue la necessità di eventi più frequenti per rendere conto dell’abbondanza osservata. La regione blu scuro indica l’intervallo di rate density vincolato tenendo conto delle incertezze proprie di modelli di GCE in cui viene assunto un pattern di abbondanze tipico per GW170817. La regione azzurra, invece, rappresenta i valori vincolati con modelli di GCE in cui la quantità di europio prodotta in GW170817 è stimata con calcoli teorici di nucleosintesi. Questo metodo è evidentemente affetto dalle incertezze della fisica nucleare e si traduce, pertanto, in una regione più ampia.

Riportiamo un aspetto fondamentale nel panorama di queste teorie: la trattazione del mescolamento galattico degli elementi prodotti. Infatti, in particolare nelle stelle di alone a bassa metallicità, è presente una marcata dispersione tra le abbondanze di elementi pesanti (si può nuovamente considerare come tracciante l’Eu). Questo pone evidentemente il problema di modellizzare un *mixing disomogeneo* e i suoi tempi scala, rispetto a calcoli di GCE basati sull’*approssimazione di mixing istantaneo* (Wehmeyer et al. 2015).

In definitiva, osserviamo una sovrapposizione tra i diversi risultati per una rate density compresa tra i valori di $\sim 300 \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ e $\sim 1000 \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. Un valore compreso in questo intervallo supporta l’ipotesi che i NSM siano i siti astrofisici dominanti di produzione degli elementi più pesanti (processo r principale) e che l’arricchimento galattico misurato di tali prodotti possa essere ricondotto quasi esclusivamente alla loro azione (Coté et al. 2018b).

La decrescita nell’abbondanza di Eu con la metallicità, osservata nelle stelle di alone, può essere ricondotta all’azione delle SN magnetorotazionali come già anticipato (Macias e Ramirez-Ruiz 2018). Questo tipo di evento astrofisico sarebbe, inoltre, più efficiente alle basse metallicità proprie dell’universo primordiale e risulterebbe, quindi, inibito in epoche più recenti (Coté et al. 2018a).

5.2 Incertezze e prospettive

I punti critici per la nostra conoscenza attuale della rate density di questi eventi sono sostanzialmente tre:

1. possibilità che GW170817 abbia proprietà fisiche non rappresentative, prima fra tutte la quantità di materiale espulso;

2. possibilità che l'andamento delle abbondanze prodotte da GW170817 differisca sensibilmente dal pattern osservato nel sistema solare e in altre stelle;
3. scarsità dei dati di fisica nucleare per elementi pesanti lontano dalla valle di stabilità.

Da questi punti emerge, in primis, l'importanza cruciale di nuove rilevazioni di NS merger per via multimessenger oltre alla necessità di sviluppare modelli che coinvolgano più elementi traccianti per far fronte ad un'eventuale varietà di pattern di abbondanze. A tale riguardo esistono già studi che sfruttano traccianti diversi per diverse componenti del processo r , ad esempio Eu per quello principale e Sr (stronzio) per quello debole (Macias e Ramirez-Ruiz 2018). Parallelamente, affinché le simulazioni siano più accurate, urge una conoscenza più approfondita dei nuclei pesanti ricchi di neutroni. I risultati forniti dagli attuali modelli di kilonova presentano, infatti, una marcata sensibilità non solo a grandezze macroscopiche come frazione elettronica e entropia specifica, ma anche a parametri intimamente legati alla fisica nucleare, come tassi di decadimento, proprietà di fissione e, soprattutto, masse nucleari. Questo aspetto deve essere sviluppato con una sinergia tra nuove accurate misure sperimentali e modelli teorici.

In particolare lo studio delle masse nucleari riveste un ruolo fondamentale nella riduzione delle incertezze per i tassi di cattura neutronica, specialmente nelle vicinanze dei picchi di abbondanza. Di questi progressi sperimentali sono un esempio la misura recentemente effettuata (Reiter et al. 2018) della massa degli isotopi del gallio $^{80-85}\text{Ga}$, in prossimità del primo picco del processo r , corrispondente al numero magico di 50 neutroni, tramite il MR-TOF-MS (Multiple-Reflection Time of Flight Mass Spectrometer) del TITAN (TRIUMF's Ion Trap for Atomic and Nuclear science) e la misura (Vilen et al. 2018) delle masse di diversi isotopi di Sr, Nd, Pm, Gd, Tb e Eu limitrofi al picco delle terre rare ($A \sim 160$) eseguita al JYFLTRAP Double Penning Trap. In entrambi questi casi la massa di alcuni isotopi è stata misurata per la prima volta, mentre per altre masse già note è stata ridotta sensibilmente l'incertezza (fino a poche decine di keV nel primo caso).

Bibliografia

- Arcones, A et al. (2018). «Electron fraction constraints based on Nuclear Statistical Equilibrium with beta equilibrium». In: *Astronomy and Astrophysics manuscript*.
- Baron, E et al. (1996). «Radiative transfer in the comoving frame». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Beer, Hermann (2001). «Nuclear Processing». In: *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*.
- Cescutti, G et al. (2018). «The role of neutron star mergers in the chemical evolution of the Galactic halo». In: *Astronomy and Astrophysics manuscript*.
- Chornock, R et al. (2017). «The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817. IV. Detection of Near-infrared Signatures of r-process Nucleosynthesis with Gemini-South». In: *The Astrophysical Journal*.
- Coté, Benoit et al. (2018a). «Neutron Star Mergers Might not be the Only Source of r-Process Elements in the Milky Way». In: *arXiv:1809.03525*.
- (2018b). «The Origin of r-Process Elements in the Milky Way». In: *The Astrophysical Journal*.
- Eastman, Ronald G e Philip A Pinto (2000). «The Physics of Type Ia Supernova Light Curves. II. Opacity and Diffusion». In: *The Astrophysical Journal*.
- Hobson, M P et al. (2018). *General Relativity: an introduction for physicists*.
- Hotokezaka, K et al. (2015). «Radioactive decay products in neutron star merger ejecta: heating efficiency and gamma-ray emission». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Iliadis, Christian (2015). «Nuclear Burning Stages and Processes». In: *Nuclear Physics of Stars*.
- Jeffery, DJ (1995). «An expansion opacity formalism for the Sobolev method». In: *Astronomy and Astrophysics*.
- Karp, Alan H et al. (1977). «The Opacity of Expanding Media: the Effect of Spectral Lines». In: *The Astrophysical Journal*.
- Kasen, Daniel et al. (2013). «Opacities and Spectra of the r-Process Ejecta from Neutron Star Mergers». In: *The Astrophysical Journal*.
- (2017). «Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational-wave event». In: *Nature*.
- Limongi, Marco e Alessandro Chieffi (2007). «Presupernova Evolution and Explosion of Massive Stars». In: *Journal of Physics: Conference Series*.
- Lippuner, Jonas (2018). «r-Process nucleosynthesis in neutron star mergers with the new nuclear reaction network SkyNet». phd thesis. California Institute of Technology.

- Lippuner, Jonas et al. (2017). «Signatures of hypermassive neutron star lifetimes on r-process nucleosynthesis in the disc ejecta from neutron star mergers». In: *MNRAS*.
- Macias, Phillip e Enrico Ramirez-Ruiz (2018). «A Stringent Limit on the Mass Production Rate of r-process Elements in the Milky Way». In: *The Astrophysical Journal*.
- Marigo, Paola et al. (2009). «Low-temperature gas opacity \AA SOPUS: a versatile and quick computational tool». In: *Astronomy and Astrophysics*.
- Mendoza-Temis, J J ad others (2017). «Main Nuclear Physics requirements for the robustness of r-process nucleosynthesis calculations in slow ejecta from neutron-star mergers (NSM)». In: *Journal of Physics: Conference Series*.
- Mumpower, M R et al. (2018). «beta-delayed fission in r-process nucleosynthesis». In: *arXiv:1802.04398v1*.
- Pian, E et al. (2017). «Spectroscopic identification of r-process nucleosynthesis in a double neutron star merger». In: *Nature*.
- Planck Collaboration et al. (2016). «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters». In: *Astronomy and astrophysics manuscript*.
- Reifarth, R et al. (2014). «Neutron Reactions in Astrophysics». In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*.
- Reiter, M P et al. (2018). «Mass Measurements of Neutron-Rich Gallium Isotopes Refine Production of Nuclei of the First r-process Abundance Peak During GW170817». In: *arXiv:1810.11561*.
- Rosswog, S et al. (2018). «The first double neutron star merger detection: implications for cosmic nucleosynthesis». In: *Astronomy and Astrophysics manuscript*.
- Shibagaki, S et al. (2016). «Relative Contribution of the Weak, Main, and Fission-Recycling r-Process». In: *The Astrophysical Journal*.
- Tanaka, Masaomi (2016). «Kilonova/Macronova Emission from Compact Binary Mergers». In: *Advances in Astronomy*.
- Vassh, N et al. (2018). «Using excitation-energy dependent fission yields to identify key fissioning nuclei in r-process nucleosynthesis». In: *2018arXiv181008133V*.
- Vilen, M et al. (2018). «Precision Mass Measurements on Neutron-Rich Rare-Earth Isotopes at JYFLTRAP: Reduced Neutron Pairing and Implications for r-Process Calculations». In: *Physical Review Letters*.
- Wagoner, Robert V et al. (1991). «Continuum Opacity Produced by Spectral Lines in Supernovae and Similar Expansions». In: *The Astrophysical Journal*.
- Wanajo, Shinya et al. (2014). «Production of All the r-Process Nuclides in the Dynamical Ejecta of Neutron Star Mergers». In: *The Astrophysical Journal Letters*.
- Waxman, Eli et al. (2018). «Constraints on the ejecta of the GW170817 neutron-star merger from its electromagnetic emission». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Wehmeyer, B et al. (2015). «Galactic evolution of rapid neutron capture process abundances: the inhomogeneous approach». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- Wu, Meng-Ru et al. (2018). «Fingerprints of heavy element nucleosynthesis in the late-time lightcurves of kilonovae». In: *arXiv:1808.10459*.