

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

FORMAZIONE DI ELEMENTI CHIMICI IN PROCESSI STELLARI

Relatore:
Prof. Francesco Rosario Ferraro

Presentata da:
Lorenzo Briganti

Anno Accademico 2019/2020

Indice

Introduzione	v
1 Il nucleo atomico e le reazioni nucleari	1
1.1 Nucleo ed energia di legame	1
1.2 Reazioni nucleari	2
1.3 Reazioni termonucleari: la fusione	4
2 Fusione dell'idrogeno	9
2.1 Catena pp	9
2.2 Ciclo CNO	12
2.3 Produzione di energia	15
3 Dalla combustione dell'elio alla produzione del ferro-56	17
3.1 Processo 3α	17
3.2 Abbondanze primordiali	18
3.3 Reazioni di pre-sequenza	19
3.4 Reazioni successive alla 3α	19
3.5 Cattura α	20
3.6 Perdita di energia attraverso neutrini	21
4 Oltre il ferro-56: la cattura neutronica	23
4.1 Cattura neutronica	23
4.2 Esplosioni di supernova	25
4.3 Merger di stelle di neutroni	28
A Sezione d'urto	31
Bibliografia	33

Introduzione

Sin dalla seconda metà dell'Ottocento, quando ebbe inizio lo studio della fisica stellare, ci si è interrogati su quale potesse essere la fonte di energia che permettesse alle stelle di emettere per irraggiamento per tempi molto lunghi e che impedisse il collasso gravitazionale delle stesse.

Fu nel 1939 che, per primo, Hans Bethe propose a tal proposito la fusione nucleare di idrogeno in elio, che a temperature molto elevate può avvenire spontaneamente. Tale intuizione fu poi confermata e ampliata dagli studi di Martin Schwarzschild, autore nel 1958 del testo *Structure and Evolution of the Stars*. Queste teorie non solo sono state in grado di far comprendere i meccanismi di funzionamento delle stelle, ma anche di spiegare come si formassero gli elementi chimici.

Infatti, ad eccezione di idrogeno ed elio, le cui abbondanze nell'universo dipendono in buona parte da reazioni avvenute negli istanti successivi al Big Bang, tutti gli altri elementi si sono formati successivamente, durante le varie fasi di vita delle stelle.

In questa tesi si cercherà proprio di spiegare i meccanismi di formazione degli elementi chimici, partendo dalla fusione di idrogeno in elio e giungendo alla sintesi dei nuclei più pesanti.

Il primo capitolo è una panoramica del nucleo atomico e delle reazioni nucleari, tra le quali viene data particolare importanza alla fusione. Si procede poi con un secondo capitolo dedicato interamente alla fusione di idrogeno in elio, che avviene secondo due principali meccanismi: la catena protone-protone e il ciclo CNO.

Nel terzo capitolo si parte dal bruciamento dell'elio e vengono poi illustrate le reazioni di formazione degli elementi fino al ferro-56. Infine, nel quarto e ultimo capitolo, vengono mostrate due delle principali teorie riguardanti la sintesi di nuclei più pesanti del ferro, che si crede possa avvenire per cattura neutronica nelle supernovae o nei merger di stelle di neutroni.

Capitolo 1

Il nucleo atomico e le reazioni nucleari

1.1 Nucleo ed energia di legame

Il nucleo atomico è costituito da due tipi di barioni: protoni e neutroni. Il numero dei primi è chiamato *numero atomico* e viene indicato con la lettera Z , mentre il numero dei secondi è indicato dalla lettera N ; la somma di Z e N è detta *numero di massa* A .

Ciascun nucleo viene indicato con la simbologia seguente:



dove X è il simbolo dell'elemento considerato.

I nucleoni (così sono detti protoni e neutroni) sono legati tra loro dall'interazione forte, un'interazione a corto raggio (~ 1 fm).

La massa totale del nucleo atomico non è uguale alla somma delle masse di protoni e neutroni costituenti, ma è minore, a causa della conversione in energia di una certa parte di massa nel passaggio dai singoli sistemi (i nucleoni) al sistema legato (nucleo): tale energia è chiamata *energia di legame*, ed è l'energia da fornire al nucleo per separarlo nei suoi costituenti (o, equivalentemente, l'energia liberata nel processo di formazione del nucleo).

La definizione operativa di energia di legame è la seguente:

$$E(Z, N) = (Zm_p + Nm_n - M_{nucleo})c^2 \quad (1.1)$$

dove $m_p = 1.673 \times 10^{-27}$ kg è la massa del protone, $m_n = 1.675 \times 10^{-27}$ kg la massa del neutrone e $c = 299\,792\,458$ m/s la velocità della luce.

È utile definire l'energia di legame per nucleone, ovvero l'energia di legame divisa per il numero di massa A , che rappresenta l'energia media con cui ciascun nucleone è legato al nucleo: questa quantità, in funzione del numero atomico Z , presenta un primo picco in corrispondenza del nucleo di ${}^4\text{He}$ ed un massimo assoluto in corrispondenza del ${}^{56}\text{Fe}$ (si veda la figura 1.1).

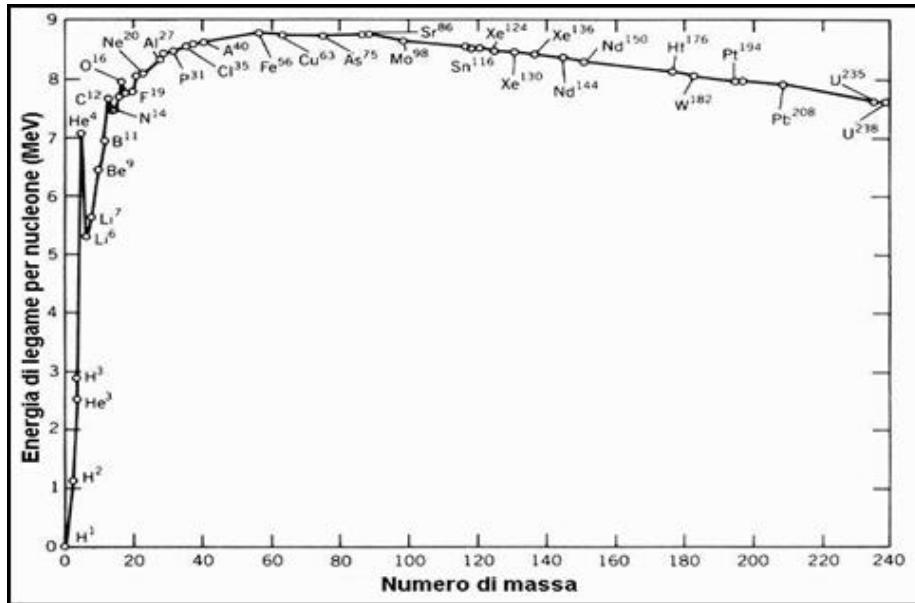


Figura 1.1: energia di legame per nucleone

I nucleoni del ^{56}Fe sono dunque quelli maggiormente legati tra loro e, di conseguenza, il nucleo di ^{56}Fe è quello più stabile. Questo implica che le reazioni nucleari esoenergetiche siano la fusione (due nuclei leggeri si fondono in un nucleo più pesante) per i nuclei più leggeri del ferro e la fissione (un nucleo pesante si scinde in due nuclei più leggeri) per i nuclei più pesanti del ferro.

1.2 Reazioni nucleari

Le reazioni nucleari sono quelle che avvengono all'interno del nucleo atomico: si parla di reazioni termonucleari nel caso in cui tali reazioni siano indotte dal moto termico degli ioni. Sono governate dalle forze interne al nucleo, ovvero l'interazione forte, l'interazione debole e quella elettromagnetica. In particolare, si distinguono le seguenti tipologie di reazioni:

- **DECADIMENTO β** : Si divide in decadimento β^- , decadimento β^+ e cattura elettronica (o decadimento β^- inverso): la prima reazione, esoenergetica, consiste nel decadimento di un neutrone in un protone, un elettrone e un antineutrino elettronico:



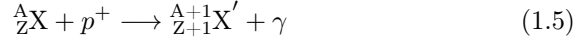
mentre la seconda, che è invece una reazione endoenergetica, consiste nel decadimento di un protone in un neutrone, un positrone e un neutrino elettronico:



La cattura elettronica è una variante del decadimento β^+ in cui un protone e un elettrone decadono in un neutrone e un neutrino elettronico:



- CATTURA PROTONICA: o processo (p, γ) , coinvolge un protone ed un nucleo di numero atomico Z : dà come risultato un nucleo di numero atomico $Z + 1$. Si tratta di una reazione esoenergetica (durante il processo viene emesso un fotone).

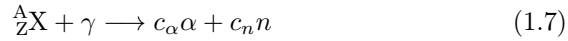


dove con l'apice si è indicata la diversa specie chimica del nucleo prodotto rispetto al nucleo originario.

- PROCESSI (α, γ) e (γ, α) : consistono nella cattura (cattura α) o nell'emissione (fotodisintegrazione) di un nucleo di ${}^4_2\text{He}$ (particella α). Nel primo caso, il nucleo che assorbe la particella α emette un fotone:



mentre nel secondo caso, un nucleo che assorbe un fotone si fraziona in un certo numero c_α di particelle α e in c_n neutroni:

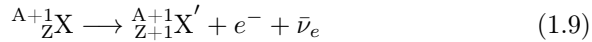


Quest'ultimo fenomeno, a causa del fatto che vengono emessi anche neutroni, viene chiamato anche processo (γ, n) .

- PROCESSO (n, γ) : o cattura neutronica, consiste nell'interazione tra un nucleo atomico ed un neutrone, avente come risultato l'isotopo successivo del nucleo coinvolto.



Spesso è seguito da un decadimento β^- e porta dunque alla formazione di un elemento più pesante:



1.2.1 Il piano $Z - N$ e la valle della stabilità

Il piano $Z - N$ è un grafico cartesiano in cui in ascissa si trova il numero di neutroni N e in ordinata il numero atomico Z . Su tale piano si delinea la cosiddetta valle della stabilità, nella quale si trovano gli isotopi stabili dei vari nuclei: ad oggi sono conosciuti 253 nuclei stabili da ${}^1\text{H}$ a ${}^{209}\text{Bi}$, suddivisi in 90 teoricamente stabili (che si prevede che non decadano) e 163 osservazionalmente stabili (nuclei che non sono mai stati osservati decadere).

Mentre per piccoli valori del numero atomico nella valle della stabilità si trovano nuclei in cui vale la relazione $Z \sim N$, al crescere di esso nei nuclei stabili prevalgono i neutroni poiché tra i protoni agisce la repulsione elettrostatica, che si oppone all'interazione forte e contribuisce così a ridurre l'energia di legame.

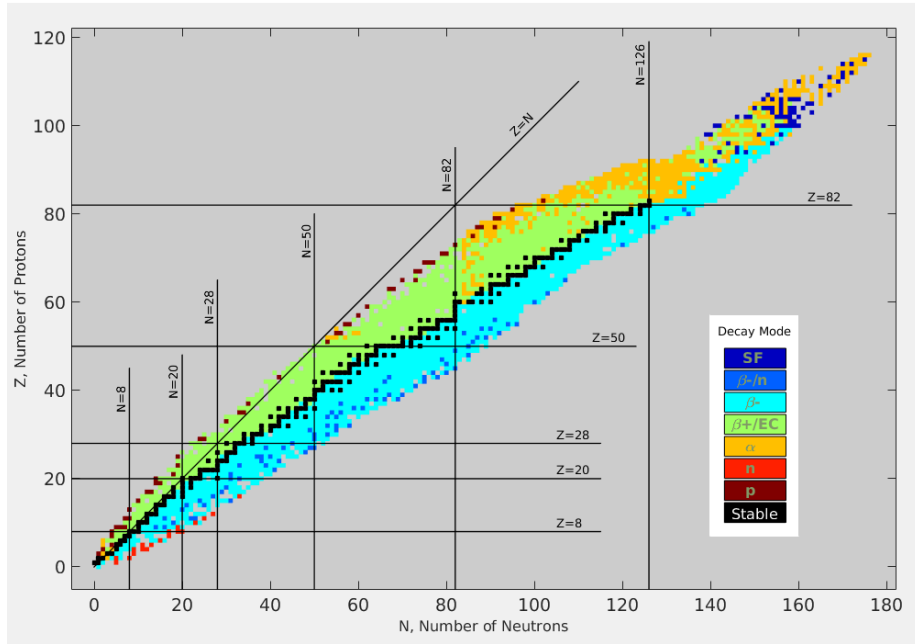


Figura 1.2: carta dei nuclidi per tipo di decadimento: i nuclidi stabili, indicati dal colore nero, formano la valle della stabilità

I nuclei non stabili decadono secondo uno dei modi descritti sopra per portarsi nelle configurazioni di massima energia di legame (si veda la carta dei nuclidi per tipo di decadimento in figura 1.2): nel caso di eccesso di neutroni prevalgono il decadimento β^- o la cattura neutronica (seguita poi dal decadimento β^-), mentre in caso di eccesso di protoni le vie privilegiate sono il decadimento β^+ o la cattura elettronica e, per i nuclei più pesanti, l'emissione di particelle α o la fissione spontanea.

1.3 Reazioni termonucleari: la fusione

Tra le reazioni termonucleari è di particolare importanza la fusione, la quale consiste nell'interazione di due nuclei leggeri in grado di produrre un nucleo pesante:



I nuclei leggeri devono vincere la repulsione coulombiana fino a trovarsi ad una distanza minore di r_0 , il raggio di azione dell'interazione forte.

Classicamente il processo descritto sopra è assai improbabile, anche a temperature molto alte, in quanto l'energia termica è molto minore di quella elettrostatica.

Esempio: fusione di due protoni

L'energia termica E_T di un protone ad una temperatura $T = 10^7$ K è:

$$E_T = \frac{3}{2} k_B T \sim 2.0 \times 10^{-16} \text{ J} \sim 1.3 \text{ keV} \quad (1.11)$$

a fronte di un potenziale elettrostatico E_C pari a:

$$E_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \sim 2.3 \times 10^{-13} \text{ J} \sim 1.4 \text{ MeV} \quad (1.12)$$

avendo considerato $Z_1 = Z_2 = 1$ (caso in cui E_C è minore) e $r = r_0 \sim 1$ fm (raggio d'azione dell'interazione forte).

L'energia termica è quindi circa 1000 volte minore rispetto all'energia di repulsione elettrostatica:

$$E_T \sim \frac{1}{1000} E_C \quad (1.13)$$

La meccanica quantistica, tuttavia, ammette la possibilità che una particella (in questo caso specifico un protone o un nucleo leggero) sia in grado di superare una barriera di potenziale (come quella coulombiana) anche con un'energia minore rispetto a quella necessaria: questo fenomeno puramente quantistico è denominato *effetto tunnel*.

1.3.1 Calcolo del tasso di reazione

Con tasso di reazione si indica il numero di reazioni che avvengono nell'unità di volume e nell'unità di tempo. Tale quantità può essere ricavata direttamente dalla sezione d'urto, che rappresenta il numero di reazioni per quantità di particelle bersaglio, per unità di tempo e per flusso di particelle incidenti ed è definita dalla formula:

$$\sigma(v) = \frac{1}{n_1 n_2 v} \frac{dn_{reaz}}{dt} \quad (1.14)$$

dove n_1 e n_2 sono rispettivamente il numero di particelle incidenti e particelle bersaglio per unità di volume, v è la velocità relativa tra tali particelle e n_{reaz} il numero di reazioni per unità di volume (per una dimostrazione della 1.14 si consulti l'Appendice A).

Invertendo la formula precedente si ottiene dunque un'espressione per il tasso di reazione:

$$\frac{dn_{reaz}}{dt} = n_1 n_2 v \sigma(v) \quad (1.15)$$

Riferendosi ad un gas, è possibile scrivere il tasso di reazione in termini di distribuzione di velocità $\rho(v)$ o di energia $\Pi(E)$, rispettivamente come:

$$\frac{dn_{reaz}}{dt} = n_1 n_2 \int_0^{+\infty} v \sigma(v) \rho(v) dv \quad (1.16a)$$

$$\frac{dn_{reaz}}{dt} = n_1 n_2 \int_0^{+\infty} v \sigma(E) \Pi(E) dE \quad (1.16b)$$

Ipotizzando che la distribuzione delle velocità sia di tipo Maxwelliano si ottiene il seguente andamento per il tasso di reazione:

$$\frac{dn_{reaz}}{dt} \propto n_1 n_2 \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) E \sigma(E) dE \quad (1.17)$$

La sezione d'urto $\sigma(E)$ dipende a sua volta dal prodotto di tre termini: la sezione d'urto per incontro ravvicinato $\sigma'(E)$, il fattore di Gamow $\Pi'(E)$ e la probabilità Π'' che il prodotto della reazione sia un nucleo stabile.

Sezione d'urto ravvicinato

Si suppone che la sezione d'urto di una particella sia una circonferenza avente raggio dell'ordine della lunghezza d'onda di de Broglie associata a tale particella:

$$\sigma'(E) = \pi\lambda^2 = \frac{\pi h^2}{2ME} \quad (1.18)$$

con $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J/s costante di Planck.

Fattore di Gamow

Rappresenta la probabilità di penetrazione della barriera di potenziale (tenendo conto anche dell'effetto tunnel quantistico precedentemente menzionato) e ha la seguente espressione:

$$\Pi' = \exp\left(-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2\mu} \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{E(r) - E_C} dr\right) \quad (1.19)$$

dove E_C è il potenziale coulombiano, r_0 il raggio d'azione della forza forte, r_1 la distanza alla quale l'energia termica della particella è pari al potenziale coulombiano E_C e μ è la massa ridotta del sistema:

$$\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \quad (1.20)$$

Risolvendo l'integrale nella 1.19 si ottiene:

$$\Pi' = \exp\left[-\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}\right] \quad (1.21)$$

con

$$E_0 = (1.6 \times 10^{-6} \text{ erg}) \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} Z_1^2 Z_2^2 \quad (1.22)$$

Esempio:

Nel caso di due protoni ($A = Z = 1$) si ha:

$$E_0 = (1.6 \times 10^{-6} \text{ erg}) \frac{1}{2} = 8 \times 10^{-7} \text{ erg} \quad (1.23)$$

$$E_{termica} = \frac{3}{2} k_B T \sim 2.0 \times 10^{-16} \text{ J} = 2.0 \times 10^{-9} \text{ erg} \quad (1.24)$$

Ed il fattore di Gamow risulta essere pari a:

$$\Pi' = \exp\left[-\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}\right] \sim 2 \times 10^{-9} \quad (1.25)$$

che indica una probabilità che, per quanto piccola, è diversa da zero.

Inserendo le espressioni di cui sopra per la sezione d'urto e per il fattore di Gamow si può ricavare che:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{reaz}}{dt} &\propto n_1 n_1 \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) E \frac{\pi h^2}{2ME} \exp\left[-\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}\right] dE \propto \\ &\propto n_1 n_2 \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \exp\left[-\left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}\right] dE \end{aligned} \quad (1.26)$$

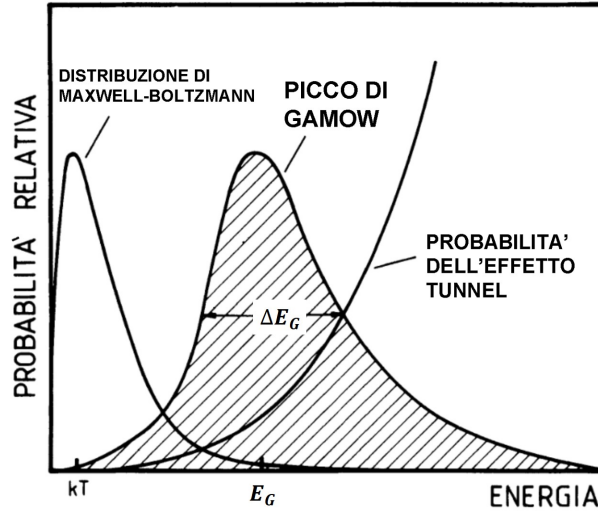


Figura 1.3: Distribuzione di Maxwell per le energie, fattore di Gamow e prodotto delle due funzioni, che forma il picco di Gamow, con un massimo in corrispondenza di E_G .

La funzione integranda della 1.26 è il prodotto di due funzioni: la prima, un'esponenziale decrescente dovuta alla distribuzione Maxwelliana delle velocità, mentre la seconda è il fattore di Gamow Π' . Tale prodotto, come si vede nella figura 1.3, è diverso da zero in un ristretto intervallo, chiamato picco di Gamow, il quale ha il suo massimo in corrispondenza della seguente energia:

$$E_G = \left[\frac{2\pi^2(2m)^{1/2} Z_1 Z_2 e^2 k_B T}{h} \right]^{2/3} \quad (1.27)$$

In corrispondenza dell'energia E_G vi è quindi la massima probabilità che avvenga la reazione di fusione.

Fattore Π''

Il nuclei frutto della reazione di fusione sono generalmente stati eccitati e possono decadere in un un nucleo stabile allo stato fondamentale attraverso l'emissione di radiazione elettromagnetica o, in alternativa, decadere nei due nuclei originari.

Il fattore Π'' rappresenta la probabilità che avvenga il primo di questi due decadimenti, ovvero che la reazione di fusione dia luogo alla formazione di un nucleo stabile diverso dai due nuclei interagenti, e può essere misurato tramite il rapporto di due quantità: il tempo τ durante il quale il nucleo originato rimane in uno stato eccitato ed il tempo t necessario a tale nucleo per emettere l'energia di eccitazione.

$$\Pi'' \propto \frac{\tau}{t} \quad (1.28)$$

Solitamente Π'' si misura attraverso la sezione d'urto della reazione.

Tenendo conto anche di quest'ultimo fattore e integrando la 1.17 si ottiene:

$$\frac{dn_{reaz}}{dt} = \mathcal{C}x_1x_2\rho^2T^{-2/3}\exp\left[-1.89\left(\frac{E_0}{k_B T}\right)^{1/3}\right] \quad (1.29)$$

dove x_1 e x_2 rappresentano le frazioni di elementi coinvolti, mentre \mathcal{C} e E_0 sono dati dalle seguenti espressioni:

$$\mathcal{C} = \frac{4h^2}{k_B^{2/3}m_H^{7/2}} \frac{(A_1 + A_2)^{3/2}}{(A_1A_2)^{5/2}} E_0^{1/6}\Pi'' \quad (1.30)$$

$$E_0 = (1.6 \times 10^{-6} \text{ erg}) \frac{A_1A_2}{A_1 + A_2} Z_1^2 Z_2^2 \quad (1.31)$$

1.3.2 Calcolo del tasso di produzione di energia

Il tasso di produzione di energia rappresenta l'energia prodotta per unità di massa e di tempo: esso è generalmente fornito dalla seguente sommatoria, eseguita su tutti i processi aventi parte in un ciclo di reazioni:

$$\varepsilon = \sum E \frac{dn_{reaz}}{dt} \frac{1}{\rho} \quad (1.32)$$

con E che rappresenta l'energia media prodotta per reazione e che si ottiene dal bilancio energetico di ciascun ciclo di reazioni.

Sostituendo nella 1.32 la 1.29 si ottiene, per una catena di N reazioni:

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^N \left(E_i \mathcal{C}_i x_{1i} x_{2i} \right) \rho T^{-2/3} \exp\left[-1.89\left(\frac{E_0}{k_B T}\right)^{1/3}\right] \quad (1.33)$$

L'espressione tra parentesi tonde, caratteristica di ogni singola reazione, comprende l'energia media prodotta per reazione E_i e le frazioni di elementi coinvolti x_{1i} e x_{2i} , moltiplicate da un coefficiente \mathcal{C}_i (fornito dalla 1.30).

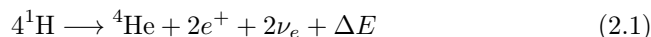
I restanti termini dipendono invece dall'ambiente in cui avviene il ciclo di reazioni.

Capitolo 2

Fusione dell'idrogeno

Il bruciamento dell'idrogeno in elio è il primo processo di fusione che avviene nelle stelle, quando esse si trovano nella cosiddetta sequenza principale: è possibile a partire da temperature dell'ordine di 10^7 K e, a seconda del modo in cui si verifica, si distingue tra catena protone-protone (o catena pp) e ciclo CNO: a temperature minori prevale il primo di questi due processi, mentre oltre i $1.5 - 1.8 \times 10^7$ K ha maggiore importanza il secondo.

In entrambi i casi la reazione netta è la seguente:



con ΔE variazione di energia, la quale dipende dalle reazioni in gioco.

2.1 Catena pp

È la serie di reazioni prevalente per temperature attorno a 10^7 K e si suddivide in tre canali, a seconda dell'abbondanza di ^4He nella stella.

2.1.1 Catena ppI

È la prima delle tre varianti della catena pp ad attivarsi, in quanto non coinvolge ^4He , se non come prodotto finale del ciclo di reazioni.

Si suddivide in tre reazioni: la prima consiste nella fusione di due nuclei di idrogeno (protoni) in un nucleo di deuterio, attraverso il decadimento β^+ di un protone in un neutrone (e questo ne fa la reazione più lenta di tutto il ciclo), la seconda porta invece alla formazione di ^3He dalla fusione di idrogeno e deuterio ed è la più rapida delle tre, mentre la terza dà come prodotto un nucleo di ^4He a partire da due nuclei di ^3He ed è quella che rilascia più energia.

Le reazioni sono mostrate in dettaglio nella tabella sottostante.

La perdita di energia nella prima reazione è dovuta all'emissione del neutrino elettronico (particella a bassissima interazione) prodotto dal decadimento β^+ e vale circa il 2% dell'energia prodotta dalla catena. Le perdite di neutrini, se avvengono in quantità consistenti, possono comportare un raffreddamento del nucleo della stella.

Tabella 2.1: Reazioni della catena ppI

Reazione	ΔE	Δt
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	+1.44 MeV -0.26 MeV	1.4×10^9 yr
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	+5.49 MeV	6 s
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \longrightarrow {}^4\text{He} + 2{}^1\text{H}$	+12.85 MeV	10^6 yr

Il bilancio energetico della catena ppI è il seguente:

$$\begin{aligned} \Delta E_{ppI} &= 2 \cdot (1.44 - 0.26 + 5.49) + 12.85 = \\ &= 26.2 \text{ MeV} \sim 4.2 \times 10^{-5} \text{ erg} \end{aligned} \quad (2.2)$$

2.1.2 Catena ppII

Quando, per mezzo della catena ppI, comincia a formarsi ${}^4\text{He}$, si avviano altri due possibili processi, uno dei quali è la catena ppII. La peculiarità di tale catena di reazioni è la formazione, a partire dall'interazione tra ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$, del ${}^7\text{Be}$ il quale a sua volta, interagendo con un elettrone, genera ${}^7\text{Li}$.

Rispetto alla precedente catena la produzione di energia è leggermente minore ($\Delta E_{ppII} = 25.67$ MeV) e le perdite di energia dovute all'emissione di neutrini rappresentano circa il 4% di tale energia, poiché vengono emessi neutrini anche nella formazione di litio a partire dal berillio.

Si suddivide in cinque reazioni, di cui le prime due identiche a quelle del ramo ppI: nella tabella seguente sono mostrati i dettagli.

Tabella 2.2: Reazioni della catena ppII

Reazione	ΔE	Δt
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	+1.44 MeV -0.26 MeV	1.4×10^9 yr
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \longrightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	+5.49 MeV	6 s
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	+1.59 MeV	10^6 yr
${}^7\text{Be} + e^- \longrightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	+0.86 MeV -0.80 MeV	0.4 yr
${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \longrightarrow 2{}^4\text{He} + \gamma$	+17.35 MeV	6 min

Anche in questo caso, come in quello precedente, la reazione più lunga è la fusione dei due nuclei di idrogeno, che coinvolge il decadimento β^+ .

Sommando i contributi delle varie reazioni di ottiene il bilancio energetico del ramo ppII:

$$\begin{aligned} \Delta E_{ppII} &= (1.44 - 0.26) + 5.49 + 1.59 + (0.86 - 0.80) + 17.35 = \\ &= 25.67 \text{ MeV} \sim 4.1 \times 10^{-5} \text{ erg} \end{aligned} \quad (2.3)$$

2.1.3 Catena ppIII

Si tratta di una diramazione della catena ppII e differisce da quest'ultima in quanto il ${}^7\text{Be}$ non interagisce con un elettrone, bensì con un protone, portando alla formazione di ${}^8\text{B}$ (boro), che a sua volta decade in ${}^8\text{Be}$.

In particolare quest'ultima reazione provoca una grande perdita di energia per emissione di neutrini (circa il 28% della produzione energetica), facendo in modo che questo ramo sia caratterizzato da una produzione energetica minore rispetto ai due precedentemente trattati.

La catena ppIII è composta da sei reazioni, delle quali la più lenta è sempre la prima, ovvero la fusione dei due nuclei di idrogeno in deuterio, come nei rami ppI e ppII. Le reazioni sono elencate in tabella 2.3

Tabella 2.3: Reazioni della catena ppIII

Reazione	ΔE	Δt
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	+1.44 MeV -0.26 MeV	1.4×10^9 yr
${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	+5.49 MeV	6 s
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	+1.59 MeV	10^6 yr
${}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	+0.135 MeV	66 yr
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$	+18.07 MeV	1 s
${}^8\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He} + \gamma$	-7.20 MeV	

Il bilancio energetico della catena ppIII è:

$$\begin{aligned} \Delta E_{ppIII} &= (1.44 - 0.26) + 5.49 + 1.59 + 0.135 + (18.07 - 7.20) = \\ &= 19.3 \text{ MeV} \sim 3.0 \times 10^{-5} \text{ erg} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Riepilogando, inizialmente la catena protone-protone si sviluppa interamente sul ramo ppI; quando poi, attraverso le reazioni di tale ramo, si è formata una quantità sufficiente di ${}^4\text{He}$, si attivano anche le catene ppII e ppIII: in particolare, si osserva che, a seguito della sintesi di ${}^3\text{He}$, nel 69% dei casi la catena pp prosegue lungo il ramo ppI mentre, nel restante 31% dei casi, tale catena può proseguire lungo i rami ppII e ppIII, rispettivamente con probabilità del 99.7% e dello 0.3%.

In figura 2.1 vengono mostrate le efficienze relative delle tre possibili catene in funzione della temperatura.

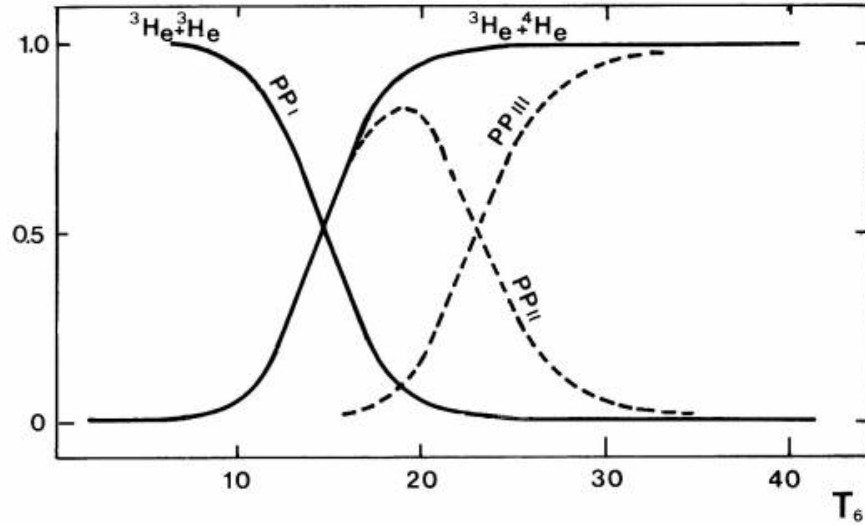


Figura 2.1: Efficienza relativa dei tre rami della catena pp al variare della temperatura: a bassa temperatura prevale il ramo ppI, mentre al crescere di essa sono sempre più predominanti il ppII e il ppIII.

T_6 , in ascissa, è la temperatura espressa in milioni di kelvin.

2.2 Ciclo CNO

Si tratta di un processo di fusione dell'idrogeno in elio nel quale nuclei di carbonio, azoto e ossigeno agiscono da catalizzatori: tali elementi devono essere già presenti in quantità rilevanti nel nucleo della stella per attivare questa catena di reazioni; dunque essi non sono generati primariamente dalla catena, ma certamente le loro abbondanze relative sono alterate a causa del fatto che certe reazioni del ciclo avvengano su tempi maggiori rispetto ad altre. Queste abbondanze relative possono essere dedotte dai tempi medi in cui si svolgono le reazioni del ciclo in quanto, presi due elementi, l'abbondanza relativa tra i due non è altro che il rapporto dei tempi di vita media di tali elementi.

Tale ciclo prevale sulla catena protone-protone per temperature maggiori di 1.7×10^7 K.

2.2.1 Ciclo principale

È quello su cui si basa l'intero ciclo CNO e da cui possono poi partire diramazioni, facenti parte di cicli secondari.

È costituito da sei reazioni (si veda la tabella 2.4), le quali portano alla formazione di ${}^4\text{He}$ a partire da ${}^1\text{H}$, così come avviene nel caso delle catene pp precedentemente analizzate.

Si osserva che la reazione più lunga è quella che produce, a partire dall'azoto ${}^{14}\text{N}$, l'ossigeno ${}^{15}\text{O}$, il quale viene però smaltito in circa 82 s decadendo in ${}^{15}\text{N}$: al termine del ciclo l'abbondanza relativa di azoto risulta maggiore sia di quella del carbonio che di quella dell'ossigeno rispetto al valore che queste avevano

Tabella 2.4: Ciclo CNO: ciclo principale

Reazione	ΔE	Δt
$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	+1.94 MeV	1.3×10^7 yr
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	+2.2 MeV -0.7 MeV	7 min
$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	+7.55 MeV	2.7×10^6 yr
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	+7.29 MeV	3.2×10^8 yr
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	+2.7 MeV -1.0 MeV	82 s
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$	+4.96 MeV	1.1×10^5 yr

prima che il ciclo iniziasse.

Dunque il processo lascia impressa all'interno del gas processato una traccia chimica: un aumento di azoto accompagnato da una diminuzione di carbonio. Questo è un tipico esempio di anticorrelazione chimica (diminuzione di C - aumento di N) che, come si vedrà in seguito, è una caratteristica comune a tutti i cicli di cattura protonica, di cui il ciclo CNO è in qualche modo il prototipo. La reazione "lenta" divide di fatto il ciclo CNO in due cicli, CN e NO. Infatti, la serie di reazioni che porta dal ^{12}C al ^{14}N è detta ramo veloce del ciclo, mentre le reazioni che portano da ^{14}N a ^{12}C , che comprendono anche la sopracitata reazione di formazione dell'ossigeno, costituiscono il ramo lento del ciclo. La perdita di energia dovuta a emissione di neutrini rappresenta circa il 7% dell'energia prodotta dal ciclo, che è pari a:

$$\begin{aligned} \Delta E_{CNO_{prin}} &= 1.94 + (2.2 - 0.7) + 7.55 + 7.29 + (2.7 - 1.0) + 4.96 = \\ &= 24.94 \text{ MeV} \sim 4 \times 10^{-5} \text{ erg} \end{aligned} \quad (2.5)$$

2.2.2 Ciclo secondario

Si attiva a partire dal ciclo principale, nel caso in cui la fusione dei nuclei di ^{15}N e ^1H porti alla formazione di ^{16}O piuttosto che direttamente di ^{12}C e ^4He (fenomeno che avviene in circa lo 0.04% dei casi).

Il ciclo secondario porta sempre alla produzione di un atomo di ^4He attraverso la combustione di quattro nuclei di ^1H ma, a differenza del ciclo principale, passa attraverso la formazione di fluoro.

Anche questo ciclo è costituito da sei reazioni (illustrate in tabella 2.5), a partire dalla fusione di ^{14}N e ^1H in ^{15}O .

Anche in questo ciclo, con l'aumentare della temperatura, si possono attivare tramite catture protoniche altri cicli secondari, nello specifico il ciclo NeNa (per $T > 4 \times 10^7$ K) ed il ciclo MgAl (per $T > 7 \times 10^7$ K). Tali catene di reazioni sono mostrate in tabella 2.6.

L'attivazione di questi due cicli richiede tuttavia temperature molto più alte, dell'ordine di 40 e 70 milioni di gradi.

È interessante notare come ciascun ciclo lasci nel gas processato una traccia chimica di anticorrelazione (si veda la figura 2.2), C-N nel ciclo principale, Ne-Na,

Tabella 2.5: Ciclo CNO: ciclo secondario

Reazione	ΔE	Δt
$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	+7.29 MeV	$3.2 \times 10^8 \text{ yr}$
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	+2.7 MeV -1.0 MeV	82 s
$^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$	+1.2 MeV	
$^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$	+0.6 MeV	
$^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$	+0.6 MeV -0.94 MeV	
$^{17}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + ^4\text{He}$	+1.19 MeV	

Tabella 2.6: Cicli NeNa (sinistra) e MgAl (destra)

Reazione	ΔE		Reazione	ΔE
$^{20}\text{Ne} + ^1\text{H} \rightarrow ^{21}\text{Na} + \gamma$	+2.4 MeV		$^{24}\text{Mg} + ^1\text{H} \rightarrow ^{25}\text{Al} + \gamma$	+2.3 MeV
$^{21}\text{Na} \rightarrow ^{21}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$	+3.5 MeV		$^{25}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu_e$	+4.8 MeV
$^{21}\text{Ne} + ^1\text{H} \rightarrow ^{22}\text{Na} + \gamma$	+6.7 MeV		$^{25}\text{Mg} + ^1\text{H} \rightarrow ^{26}\text{Al} + \gamma$	+6.3 MeV
$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$	+2.8 MeV		$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg} + e^+ + \nu_e$	+4.0 MeV
$^{22}\text{Ne} + ^1\text{H} \rightarrow ^{23}\text{Na} + \gamma$	+8.8 MeV		$^{26}\text{Mg} + ^1\text{H} \rightarrow ^{27}\text{Al} + \gamma$	+8.3 MeV
$^{23}\text{Na} + ^1\text{H} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$	+2.4 MeV		$^{27}\text{Al} + ^1\text{H} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + ^4\text{He}$	+1.6 MeV

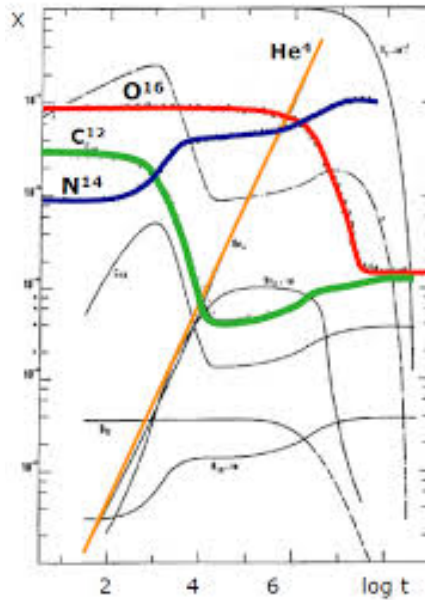


Figura 2.2: Andamenti delle abbondanze dei vari elementi durante il ciclo CNO

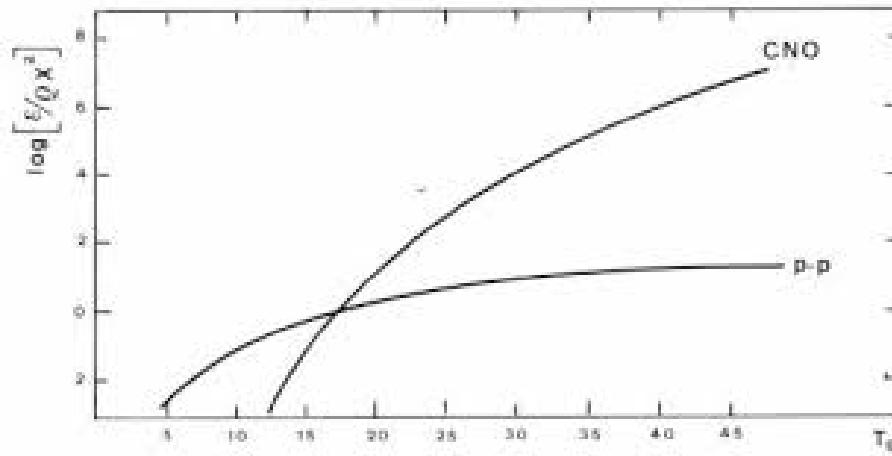


Figura 2.4: Produzione di energia dei processi pp e CNO al variare della temperatura

unità di massa dei nuclei interagenti nelle reazioni:

$$e = \frac{\epsilon}{\rho x_1 x_2} \quad (2.9)$$

con x_1 e x_2 che rappresentano le frazioni degli elementi coinvolti nella reazione. Graficando questa quantità al variare della temperatura (figura 2.4) si vede chiaramente come la catena pp domini la produzione di energia per temperature inferiori a 17 milioni di kelvin dopo di che, se il gas presenta una sufficiente abbondanza di carbonio, azoto e ossigeno, il ciclo CNO diventa dominante.

Nel Sole il rapporto tra e_{pp} e e_{CNO} è circa 100, perciò prevale nettamente la catena protone-protone: il confronto tra le pendenze delle due curve indica chiaramente la dipendenza molto più alta dalla temperatura del tasso di produzione di energia del ciclo CNO rispetto alla catena protone-protone.

Capitolo 3

Dalla combustione dell'elio alla produzione del ferro-56

Quando nel nucleo della stella l'idrogeno è stato quasi totalmente bruciato, l'energia gravitazionale, non più equilibrata da quella dovuta alla fusione nucleare, comporta una contrazione del nucleo. Questa contrazione riscalda le regioni adiacenti ad esso dove, una volta raggiunta la temperatura di innesco, continua a bruciare idrogeno in gusci.

Il progressivo riscaldamento del nucleo continuerà fino a raggiungere la temperatura di innesco dell'elio (circa 150 milioni di kelvin).

Nel caso in cui le condizioni del gas siano quelle di gas perfetto (caso delle stelle di grande massa), il processo di contrazione e riscaldamento del nucleo avviene su tempi scala relativamente brevi, mentre tale processo è invece molto più complesso se nel nucleo vengono raggiunte le condizioni di degenerazione elettronica (stelle di piccola massa).

3.1 Processo 3α

Si tratta della combustione di ${}^4\text{He}$ in ${}^{12}\text{C}$ ed è un processo costituito da due reazioni (si veda la tabella 3.1): la prima, endotermica, è la fusione di due nuclei di ${}^4\text{He}$ in uno di ${}^8\text{Be}$ (fortemente instabile, tende a riscindersi nei due nuclei che lo hanno originato), mentre la seconda è la fusione tra il nucleo di berilio appena formato ed un terzo nucleo di elio, per dar vita ad un nucleo di ${}^{12}\text{C}$.

Essendo il ${}^8\text{Be}$ molto instabile, la seconda di queste reazioni avviene solamente se la concentrazione di elio è circa 10^{10} volte maggiore di quella di berilio, così che quest'ultimo riesca ad interagire con un nucleo di elio prima di decadere.

Tabella 3.1: Reazioni del processo 3α

Reazione	ΔE
${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^8\text{Be}$	-0.1 MeV
${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$	+7.4 MeV

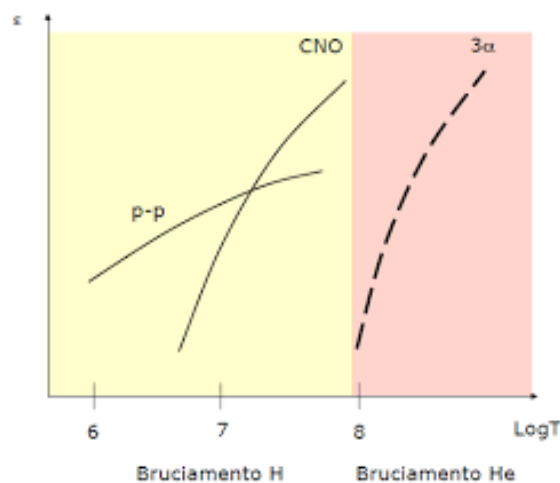


Figura 3.1: Tassi di produzione di energia della catena pp, del ciclo CNO e della catena 3α al variare della temperatura: il processo 3α è quello che si attiva per temperature maggiori.

$$\begin{aligned} \Delta E_{3\alpha} &= -0.1 + 7.4 = \\ &= 7.3 \text{ MeV} \sim 1.2 \times 10^{-5} \text{ erg} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Anche il tasso di produzione di energia della catena 3α può essere espresso tramite la 1.33: esso dipenderà dalla terza potenza dell'abbondanza relativa di ${}^4\text{He}$, indicata con Y .

$$\varepsilon_{3\alpha} = 3.5 \times 10^{17} \rho^2 Y^3 T_6^{-3} \exp\left[-\frac{4320}{T_6^3}\right] \Phi(T) \quad (3.2)$$

In figura 3.1 sono messi a confronto i tassi di produzione di energia in funzione della temperatura per la catena protone-protone, il ciclo CNO ed il processo 3α .

3.2 Abbondanze primordiali

L'abbondanza di elio (indicata con Y) misurata nell'universo è compresa tra 0.24 e 0.28 e non è spiegabile con le sole reazioni nucleari interne alle stelle, che fanno prevedere infatti un valore di Y molto al di sotto del 10%.

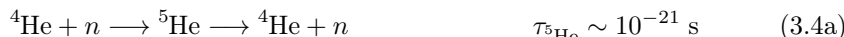
Questa incongruenza viene risolta dalla teoria del Big Bang. Infatti, nei primi secondi dopo l'esplosione del Big Bang il numero di neutroni liberi è molto alto (il rapporto tra numero di protoni e numero di neutroni è circa 1.2). In questi primissimi istanti è dunque possibile generare il deuterio attraverso la semplice cattura neutronica da parte di un protone, aggirando di fatto la prima reazione

(molto lenta) della catena pp.



Queste aggregazioni si sono formate a circa 10 s dal Big Bang: è quindi evidente che in un universo in rapidissima espansione non ci fosse il tempo di attivare reazioni termonucleari più complesse in quanto queste, come visto precedentemente, hanno tempi scala enormemente più lunghi.

Gli elementi formati secondo le reazioni di cui sopra sono chiamati elementi primordiali: il fatto che non se ne trovino di più pesanti rispetto a ${}^4\text{He}$ (eccetto qualche traccia di ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Be}$) deriva dall'assenza di nuclei stabili con $A = 5$ o $A = 8$ ($A =$ numero di massa, si veda il capitolo 1):



Nell'universo primordiale erano dunque già presenti in una certa quantità elementi leggeri (idrogeno e suoi isotopi, elio, litio e berilio), le cui abbondanze possono ancora essere misurate nelle stelle di popolazione II (stelle più vecchie) e ciò spiega la discrepanza riscontrata tra l'abbondanza di elio osservata e quella prevista tramite la sola attività stellare.

3.3 Reazioni di pre-sequenza

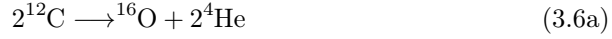
Sono reazioni tra elementi leggeri che possono avvenire a temperature minori della fusione dell'idrogeno (tra 0.5×10^6 K e 5×10^6 K): danno come prodotti isotopi dell'elio.



3.4 Reazioni successive alla 3α

L'elio viene bruciato molto più rapidamente dell'idrogeno, in quanto produce solamente il 10% dell'energia che si ottiene dalla combustione di tale elemento. Una volta terminato l'elio, il nucleo va incontro ad una nuova contrazione, fino a quando non raggiunge una temperatura sufficiente ad innescare il carbonio: quando si esaurisce il carbonio questo processo si ripete, fino a giungere così all'elemento con maggior energia di legame per nucleone, il ${}^{56}\text{Fe}$.

Bruciamento del carbonio ($T \sim 5 - 6 \times 10^8$ K)



Bruciamento del neon ($T \sim 1.2 - 1.9 \times 10^9$ K)



Bruciamento dell'ossigeno ($T \sim 1.5 - 2.6 \times 10^9$ K)



Bruciamento del Silicio in un nucleo non degenere ($T \sim 2.3 \times 10^9$ K)

Si tratta di una serie di fotodisintegrazioni (vedi sezione 1.2) che producono particelle α , catturate poi successivamente da elementi pesanti.



3.5 Cattura α

La fusione di elementi via via piú pesanti implica il raggiungimento di temperature rapidamente crescenti.

In realtà esiste una catena di reazioni che, in presenza di atomi di elio, si può attivare a temperature significativamente piú basse, portando rapidamente alla formazione di nuclei di ferro.

Tali reazioni, le cosiddette catture α , generano elementi (chiamati elementi α), i quali sono i piú abbondanti nell'universo dopo l'idrogeno e l'elio.

Sono processi in cui nuclei di ^{12}C o piú pesanti vanno incontro a fusione con nuclei di ^4He (vedi sezione 1.2) e che avvengono a temperature superiori a 6×10^8 K.

Nella tabella sottostante è possibile visionare alcune di tali reazioni.

Gli elementi prodotti per cattura α possono essere riemessi nel mezzo interstellare da esplosioni di Supernovae di tipo II.

Tabella 3.2: Sequenza di catture α

Reazione	ΔE
$^{12}\text{C} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$	7.6 MeV
$^{16}\text{O} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{20}\text{Ne} + \gamma$	4.7 MeV
$^{20}\text{Ne} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{24}\text{Mg} + \gamma$	9.3 MeV
$^{24}\text{Mg} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{28}\text{Si} + \gamma$	9.9 MeV
$^{28}\text{Si} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{32}\text{S} + \gamma$	6.9 MeV
$^{32}\text{S} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{36}\text{Ar} + \gamma$	6.6 MeV
...	
$^{52}\text{Cr} + ^4\text{He} \longrightarrow ^{56}\text{Ni} + \gamma$	

3.6 Perdita di energia attraverso neutrini

A partire da temperature superiori a 100 milioni di kelvin, i neutrini possono essere emessi non solo attraverso le reazioni termonucleari, come visto precedentemente, ma anche direttamente dal plasma stellare, principalmente attraverso tre processi. Le perdite di energia dovute all'emissione di neutrini diventano quindi importanti.

- **Produzione di una coppia di neutrini:** Alla temperatura di 6×10^9 K è possibile la produzione di coppie $e^+ - e^-$ attraverso la seguente reazione:

$$\gamma + \gamma \iff e^+ + e^- \quad (3.10)$$

Tali coppie possono a loro volta, in ambienti caldi e densi, produrre per decadimento debole coppie neutrino-antineutrino:

$$e^+ + e^- \longrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (3.11)$$

- **Fotoproduzione di neutrini:** Se la temperatura non è sufficientemente alta per permettere la conversione della coppia elettrone-positrone in coppia neutrino-antineutrino è comunque possibile ottenere quest'ultima tramite l'assorbimento di un fotone da parte di un elettrone:

$$e^- + \gamma \longrightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (3.12)$$

- **Produzione di neutrini nel plasma:** Ad alte densità i fotoni si comportano come plasma e possono trasformarsi direttamente in coppie neutrino-antineutrino (cosa che invece nel vuoto non potrebbe avvenire, in quanto si violerebbe il principio di conservazione dell'energia):

$$\gamma_{plasma} \longrightarrow e^+ + e^- \longrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (3.13)$$

*CAPITOLO 3. DALLA COMBUSTIONE DELL'ELIO ALLA
PRODUZIONE DEL FERRO-56*

Capitolo 4

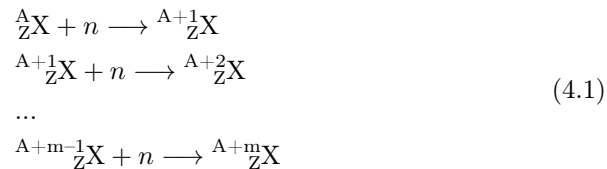
Oltre il ferro-56: la cattura neutronica

La nucleosintesi stellare attraverso processi di fusione termonucleare permette la formazione degli elementi fino al ^{56}Fe , in quanto per questo elemento si raggiunge il massimo dell'energia di legame per nucleone (si veda la figura 1.1) e le reazioni di fusione smettono di essere esoenergetiche.

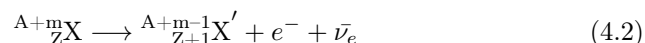
Gli elementi più pesanti (fino a ^{209}Bi) si ottengono attraverso il fenomeno della cattura neutronica, che può avvenire in diverse fasi della vita della stella, da Asymptotic Giant Branch sino all'esplosione di supernova (nel qual caso si parla di *nucleosintesi esplosiva*) oppure, come è stato ipotizzato in tempi più recenti, in altri processi di tipo astrofisico, quali i merger di stelle di neutroni.

4.1 Cattura neutronica

In generale, l'acquisizione di un neutrone da parte di un nucleo comporta la formazione di un nucleo instabile, soggetto dunque a decadimento in tempi rapidi. Tuttavia, prima che si verifichi un decadimento β in grado di indirizzare la reazione verso prodotti stabili, è possibile che avvengano più catture neutroniche come quella indicata in 1.8:



Se l'elemento ${}^{A+m}_Z\text{X}$ è instabile va incontro a decadimento β :



I processi di cattura neutronica vengono dunque classificati in base ai tempi caratteristici di decadimento τ_β e al tempo τ_n che intercorre tra due catture neutroniche successive: nel caso in cui il primo di questi due tempi sia molto

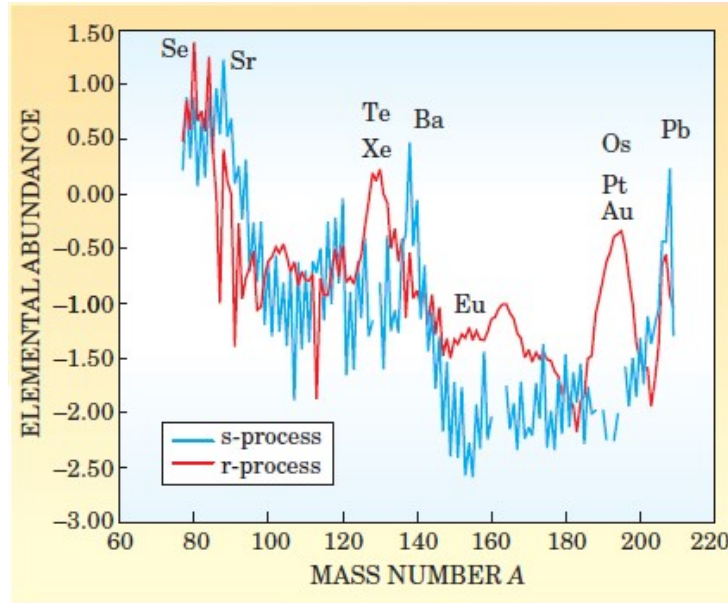


Figura 4.1: Abbondanze degli elementi r e s nel sistema solare: i picchi negli elementi r si trovano in corrispondenza dei cosiddetti "numeri magici", che identificano le shell nucleari complete. In ordinata è riportata l'abbondanza relativa Y degli elementi rispetto all'idrogeno secondo la formula $12 + \log_{10} Y$

maggiore del secondo si parla di *processi s* (*slow*, ovvero lenti), mentre se τ_β è molto minore di τ_n si parla di *processi r* (*rapid*, ossia veloci).

Il fatto che il processo di cattura neutronica sia di tipo r o s dipende da più fattori: infatti, mentre τ_β dipende esclusivamente dal tipo di isotopo in questione, τ_n è conseguenza del flusso di neutroni presente nell'ambiente circostante.

Le abbondanze relative rispetto all'idrogeno degli elementi r ed s (elementi prodotti rispettivamente nei processi r e s) presentano particolari picchi in corrispondenza dei cosiddetti "numeri magici" (2, 8, 20, 28, 50, 80, 126), che identificano le shell energetiche nucleari piene: nel caso di elementi s, i picchi in corrispondenza dei numeri magici si ottengono per i minimi valori del tempo τ_n , mentre nel caso degli elementi r tali picchi sono prodotti per valori massimi del tempo τ_β .

È interessante notare come gli elementi s debbano essere comparsi successivamente rispetto agli elementi r: ciò è dovuto al fatto che i primi si formano in stelle di piccola massa, che hanno in genere vite medie dell'ordine dei miliardi di anni, mentre i secondi provengono da stelle di grande massa, che terminano il proprio ciclo come supernovae core-collapse nel giro di qualche milione di anni. È quindi molto probabile che a seguito della prima generazione di stelle prevalsero gli elementi r, mentre ora i due processi r e s contribuiscono in maniera equivalente alla sintesi di elementi pesanti (come si può vedere dalla figura 4.1).

4.1.1 Formazione di neutroni

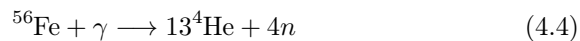
Il nodo centrale dei processi di cattura neutronica sta nel fatto che i neutroni liberi decadono in un tempo dell'ordine di 10 min quindi, parallelamente alla descrizione di un processo di cattura neutronica, è necessario individuare processi che producano un certo numero di neutroni nella stessa regione della stella e su scala di pochi minuti.

Ci sono molti processi che possono generare neutroni liberi, di cui qui si menzionano due dei più noti, alimentati rispettivamente da catture α e da processi di fotodisintegrazione.

- **Cattura α :**



- **Fotodisintegrazione del ferro:** si verifica per temperature pari a circa 10^{10} K.



I neutroni utili per processi s vengono prodotti prevalentemente da catture α e da reazioni intermedie (principalmente decadimenti β), mentre i neutroni che innescano i processi r derivano da fotodisintegrazioni.

4.2 Esplosioni di supernova

Le stelle di grande massa concludono il proprio percorso evolutivo con la fase di *supernova* (SN) in cui, a seguito di un rapido collasso, vanno incontro ad esplosione con espulsione di massa totale o parziale. Durante queste esplosioni, mediante processi di cattura neutronica, è possibile che si formino elementi più pesanti del ^{56}Fe .

Le supernovae sono classificate, secondo un criterio empirico basato sulle righe presenti nello spettro di emissione, in quattro tipi:

- **Supernovae di tipo I:** non presentano righe di idrogeno all'interno del proprio spettro, si suddividono ulteriormente in tre categorie:

TIPO Ia: lo spettro contiene silicio;

TIPO Ib: lo spettro non contiene silicio, ma righe di elio;

TIPO Ic: lo spettro non contiene né silicio né elio.

- **Supernovae di tipo II:** lo spettro presenta righe di idrogeno.

Per le supernovae di tipo Ia si parla di esplosione termonucleare, mentre per tutte le altre (tipo II, Ib e Ic), che intercorrono per stelle con massa $M > 8M_{\odot}$, di collasso del nucleo (*core-collapse*).

4.2.1 Supernovae di tipo Ia

Le supernovae di tipo Ia avvengono in sistemi binari stretti, a seguito di accrescimento della massa di una nana bianca da parte della stella compagna vicina: quando la nana bianca raggiunge il limite di Chandrasekhar ($1.4M_{\odot}$) subisce un collasso con conseguente liberazione di energia attraverso irradiazione elettromagnetica. Si tratta quindi di un'esplosione termonucleare di una nana bianca. Si può incorrere in esplosioni di supernova di tipo Ia anche nel caso in cui il sistema sia formato da due nane bianche, nel qual caso si parla di scenario doppiamente degenere: il limite di Chandrasekhar viene raggiunto quando, a seguito di emissione di onde gravitazionali, le due nane bianche, orbitanti l'una attorno all'altra con raggi sempre più piccoli, mergono. L'esplosione è causata dal raggiungimento di una densità di 10^9 g/cm^3 , che provoca l'innesco della combustione del carbonio.

Le esplosioni di SN Ia non lasciano resti di supernova né sono seguite da burst di neutrini (come invece avviene nel caso di SN II) e avvengono con una frequenza di circa $1/200 \text{ yr}$.

Le SN Ia vengono utilizzate come candele campione a causa della forma peculiare della curva di luminosità (si veda la figura 4.2): tale forma dipende dalla composizione chimica.

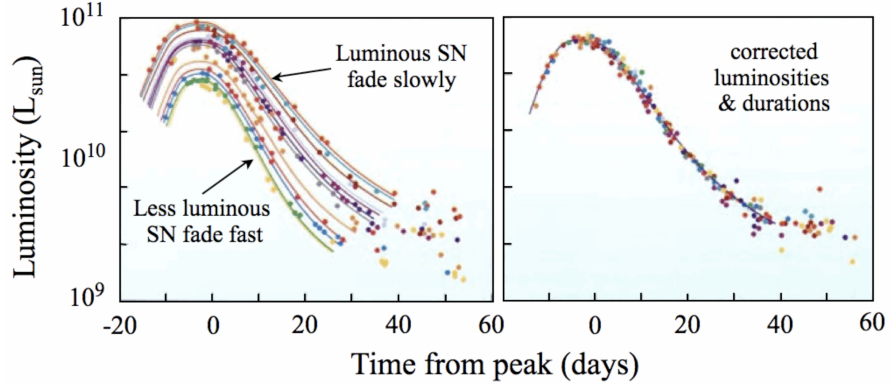
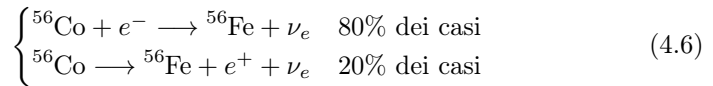
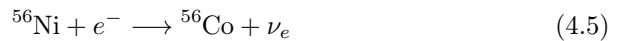


Figura 4.2: Curve di luminosità di Supernovae di tipo Ia. Nel grafico a sinistra sono mostrate le luminosità apparenti, mentre a destra è graficata la luminosità intrinseca, uguale per tutte.

Il picco è dovuto al decadimento del ^{56}Ni in ^{56}Co per cattura elettronica (con vita media $\tau_{^{56}\text{Ni}} \sim 6.1 \text{ d}$), mentre la coda della curva è dovuta al decadimento del cobalto ($\tau_{^{56}\text{Co}} \sim 77 \text{ d}$) in ^{56}Fe , la quale avviene per cattura elettronica (80% dei casi) o per decadimento β^+ (20% dei casi).

Sotto sono mostrate le reazioni appena descritte:



Le SN Ia proiettano dunque nel mezzo interstellare principalmente ^{56}Fe (circa i 2/3 di quello contenuto nella nostra galassia), prodotto a seguito dei decadimenti di nichel e cobalto.

4.2.2 Supernovae di tipo II

Sono fenomeni esplosivi che si verificano al termine della vita di stelle con masse maggiori o uguali a otto masse solari con frequenza di circa due ogni 100 anni nella nostra galassia. A differenza delle SN Ia, dopo l'esplosione rimane un resto di supernova, consistente in una stella di neutroni o, nel caso di stelle particolarmente massicce, in un buco nero.

Le stelle che esplodono come SN II giungono alla sintesi del ^{56}Fe nel proprio nucleo: a tal punto la reazione di fusione non è più energeticamente conveniente perciò, al raggiungimento del limite di Chandrasekhar da parte del nucleo in ferro, quest'ultimo collassa generando neutroni e neutrini.

Il collasso del nucleo viene arrestato quando la densità centrale raggiunge la densità dei nuclei atomici. Mentre gli strati più esterni, contenenti elementi fino all'ossigeno, vengono espulsi senza essere ulteriormente processati, nel materiale contenuto nel guscio del silicio ($T \sim 5 \times 10^9$ K) vengono generati i cosiddetti elementi del picco del ferro (*iron peak elements*), quali vanadio, cromo, manganese, cobalto, nichel, rame e zinco.

Le SN II sono quindi i grandi produttori di elementi α (quali ossigeno e neon), con modeste quantità di ferro (circa 1/3 di quello contenuto nella galassia).

L'esplosione è accompagnata da un burst di neutrini di energia $\sim 3 \times 10^{53}$ erg. In figura 4.3 sono mostrate le abbondanze locali relative degli elementi chimici: gli elementi più abbondanti sono idrogeno ed elio, anche a causa delle sopra citate abbondanze primordiali; si osservano poi principalmente due picchi, uno in corrispondenza del carbonio (e degli elementi adiacenti) ed uno in corrispondenza del ferro (e degli elementi adiacenti): il primo di questi due picchi è costituito da elementi prodotti in esplosioni di SN II, mentre il secondo picco è dovuto principalmente a SN Ia. Di seguito al picco del ferro si assiste ad un calo drastico delle abbondanze relative, con la presenza di picchi minori in corrispondenza di elementi formati mediante cattura neutronica (sezione 4.1).

La grande temperatura caratteristica delle supernovae comporta l'emissione di lampi gamma ad alta energia, che inducono la fotodisintegrazione dei nuclei (si veda la reazione 4.4): le abbondanze degli isotopi di elementi r (elementi prodotti nei processi r) sono quindi quelle che si ottengono quando le reazioni del processo r e quella di fotodisintegrazione raggiungono un equilibrio:



L'abbondanza di un determinato isotopo all'interno di una catena isotopica dipende perciò dalla temperatura (a cui sono legati i lampi gamma, causa delle fotodisintegrazioni) e dalla densità di neutroni (che contribuiscono invece alle reazioni di cattura neutronica): essa è massima per un determinato valore dell'energia rilasciata da ciascuna cattura neutronica, indicato con S_n .

Tale energia varia nel tempo (a causa delle variazioni di densità di neutroni e di temperatura) durante il processo r e, sotto determinate condizioni, è possibile che il valore di S_n sia lo stesso per tutti gli isotopi di una stessa catena.

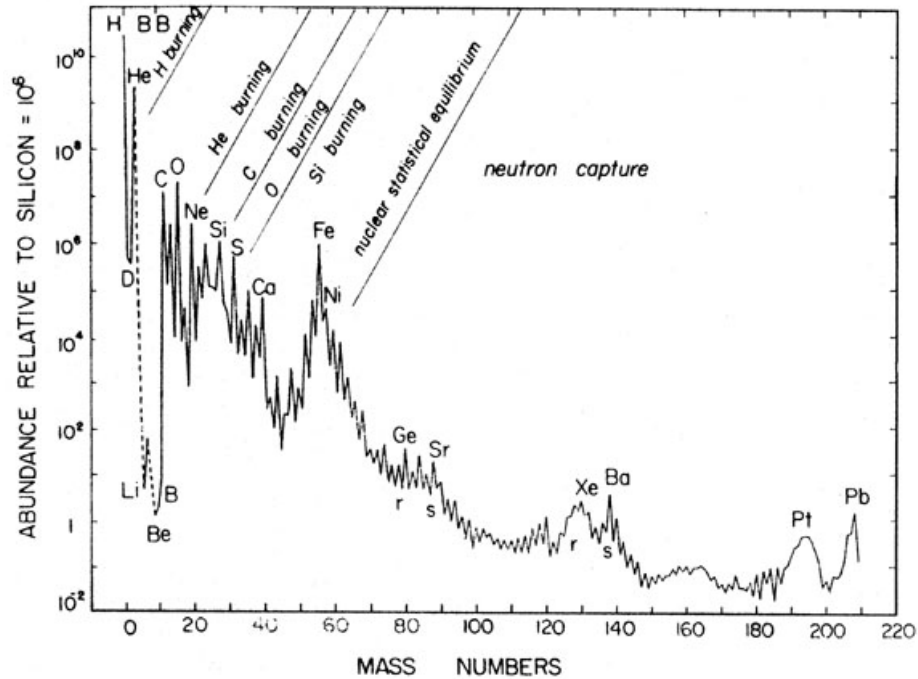


Figura 4.3: Abbondanze relative degli elementi chimici, normalizzate a 10^6 atomi di Si

4.3 Merger di stelle di neutroni

Altri possibili siti per i processi r, oltre alle supernovae, sono i merger di stelle di neutroni: il fatto che tali ambienti siano così ricchi di neutroni rende possibili i processi r anche a basse entropie. Inoltre, la grande densità di neutroni, stimabile attorno ai 10^{33} n/cm³, permette la formazione degli elementi pesanti e dei prodotti della loro fissione in brevissimo tempo, rilasciando elementi r con numeri di massa superiori a 130.

Due stelle di neutroni orbitanti l'una attorno all'altra perdono energia attraverso l'emissione di onde gravitazionali e, giunte a collisione, producono un segnale di onde gravitazionali, un gamma ray burst corto (*short GRB*) e una kilonova. Lo spettro di tale kilonova si trova prevalentemente nella regione dei far infrared (FIR) a causa dei decadimenti di nuclei radioattivi sintetizzati tramite processi r: tali decadimenti producono infatti un riscaldamento del materiale espulso a seguito del merger, che conseguentemente emette radiazione termica.

L'emissione è inizialmente di tipo di corpo nero ma, col passare del tempo, perde opacità e mostra delle righe, corrispondenti alle righe di assorbimento degli elementi (in stato fondamentale o eccitato) che si formano tramite cattura neutronica da parte dei nuclei figli dei decadimenti radioattivi.

Evidenze della possibilità che i merger di stelle di neutroni siano sede di processi r sono state osservate in un evento associato all'onda gravitazionale GW170817, al GRB corto GRB170817A e alla kilonova AT2017gfo (si vedano [5] e [6]). In tale evento, attraverso lo spettroscopio *X-shooter*, è stato analizzato per i diciotto giorni successivi all'osservazione dell'onda gravitazionale sopra citata lo

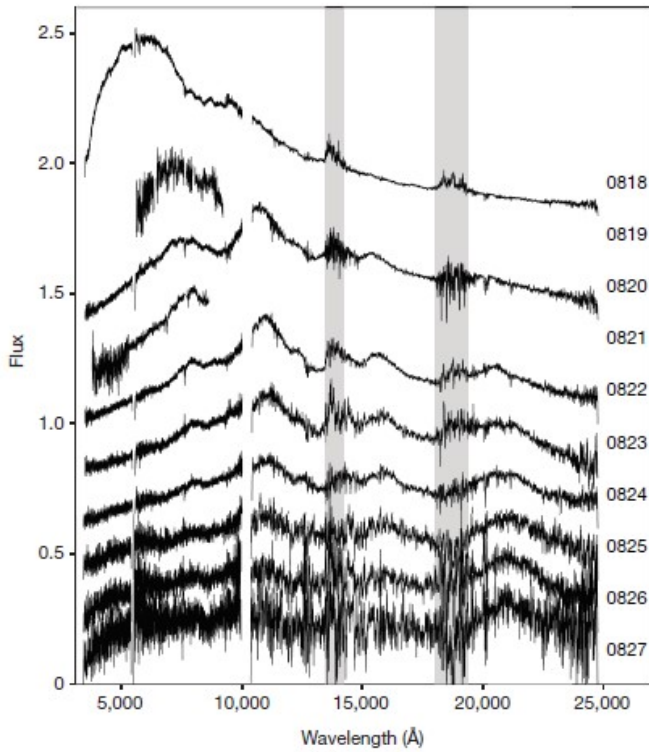


Figura 4.4: Spettro della kilonova AT2017gfo nei dieci giorni successivi all'osservazione di GW170817

spettro di una sorgente ottica puntiforme comparsa a coordinate compatibili con quelle di GW170817: questo spettro si presentava il primo giorno di osservazione come quello di un corpo nero a temperatura $T = 5000 \pm 200$ K, con il massimo in corrispondenza di una lunghezza d'onda di 6000 \AA . Col passare del tempo tale massimo si è spostato verso lunghezze d'onda maggiori, indicando un raffreddamento (e quindi un'espansione) molto rapido, fino a quando la forma dello spettro non si è modificata mostrando un maggior numero di righe di assorbimento (questo a causa del fatto che, espandendosi, la materia espulsa ha perso opacità, rendendo visibile anche la parte più interna). I passaggi appena descritti sono mostrati in figura 4.4.

Un successivo studio dello spettro (si veda [6]) ha evidenziato la presenza di righe di assorbimento dello stronzio, elemento prodotto nel 30% dei casi proprio tramite processo r (mentre la restante parte si forma in processi s): questa può essere una conferma del fatto che in fenomeni come i merger di stelle di neutroni avvengono processi r.

Appendice A

Sezione d'urto

Si consideri un fascio, avente sezione Σ , di particelle X_1 incidenti con velocità v su di un bersaglio di particelle X_2 , queste ultime distribuite in maniera omogenea in uno strato di materiale di sezione maggiore di Σ e spessore $\Delta\ell$ (si veda la figura sottostante).

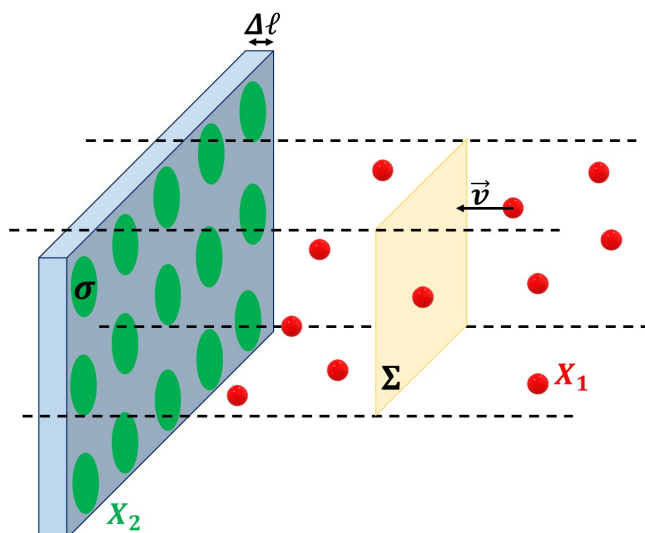


Figura A.1: Fascio di particelle X_1 (sfere rosse) che incide con velocità v su un bersaglio di particelle X_2 (ellissi verdi) aventi sezione trasversale σ

Supponendo che l'interazione tra le particelle proiettili e le particelle bersaglio sia assimilabile ad un urto tra sfere rigide e che σ sia la sezione di una particella bersaglio trasversale al fascio, la probabilità che avvenga una reazione è data dal rapporto:

$$p_{reaz} = \frac{\sigma}{\Sigma} \quad (\text{A.1})$$

e, conseguentemente, il numero di reazioni in un tempo Δt sarà:

$$N_{reaz} = N_1 N_2 p_{reaz} = N_1 N_2 \frac{\sigma}{\Sigma} \quad (\text{A.2})$$

con $N_1 = n_1 v \Delta t \Sigma$ numero di particelle incidenti contenute nel parallelepipedo di sezione Σ e spessore $v \Delta t$ e $N_2 = n_2 \Sigma \Delta \ell$ numero di particelle bersaglio intercettabili da particelle del fascio.

Sostituendo le espressioni di N_1 e N_2 nella A.2 e derivando ambo i membri per il tempo si ottiene:

$$\frac{dN_{reaz}}{dt} = n_1 n_2 \sigma v \Sigma \Delta \ell \quad (\text{A.3})$$

La quantità $\Sigma \Delta \ell$ è il volume di bersaglio intercettato da particelle del fascio, ovvero il volume entro cui interagiscono le particelle X_1 e X_2 : dividendo per tale quantità si giunge a (avendo indicato con n_{reaz} il numero di reazioni per unità di volume):

$$\frac{dn_{reaz}}{dt} = n_1 n_2 \sigma v \quad (\text{A.4})$$

da cui, isolando σ :

$$\sigma = \frac{1}{n_1 n_2 v} \frac{dn_{reaz}}{dt} \quad (\text{A.5})$$

che è la 1.14.

Bibliografia

- [1] Ferraro, Francesco Rosario, *Slides del corso di astrofisica stellare*, 2018
- [2] Semprini Cesari, Nicola, *Slides del corso di fisica nucleare e subnucleare*, 2019
- [3] Ferrari, Attilio, *Stelle, galassie e universo - Fondamenti di astrofisica*, Springer-Verlag Italia, 2011
- [4] Cowan, John J. e Thielemann, Friedrich-Karl, *R-process nucleosynthesis in supernovae*, American Institute of Physics, 2004
- [5] Pian, Elena et al., *Spectroscopic identification of r-process nucleosynthesis in a double neutron-star merger*, MacMillan Publishers Limited, part of Springer Nature, 2017
- [6] Watson, Darach et al., *Identification of strontium in the merger of two neutron stars*, Nature (Vol. 574), 2019

Ringraziamenti

Quelle che seguono sono le pagine che mi hanno richiesto forse più tempo per essere scritte: è vero, si è trattato di un percorso breve, ma durante il quale ho avuto vicino tantissime persone che, a costo di risultare prolisso, vorrei ringraziare per il contributo che hanno dato al raggiungimento di questo traguardo.

Il primo grazie va sicuramente alla mia famiglia, di cui forse, essendo l'unico componente non sanitario, sono un po' la pecora nera. Al babbo e alla mamma, che mi hanno sempre sostenuto in tutto e per tutto e perché è grazie a loro (e ai tanti libri!) se sono cresciuto in un ambiente culturalmente fertile che ha stimolato la mia curiosità e facilitato i miei studi. A Elena e Sofia, premurose sorelle maggiori, sempre in prima fila per tirarmi su il morale nei momenti di sconforto: vi siete sorbite fin troppe lamentele e scenate.

Un grazie alle nonne: Dora, la nonna del cucito, che ogniqualvolta trovi sul giornale articoli riguardanti fisici, matematici o simili non esita a ritagliarli per farmeli avere, e Teresa, la nonna culinaria, che la domenica sera, prima della partenza, mi lascia sempre le piadine e le cotolette "da portare", e che si dimostra sempre una tenacissima avversaria nelle partite a briscola e a Machiavelli.

E grazie ai miei cognati o quasi tali, Raffaele e Simone: anche voi mi avete sempre stimolato proponendomi sempre nuove curiosità su avanguardie tecnologiche di cui parlare (Tesla, SpaceX e treni a levitazione magnetica, solo per fare alcuni esempi).

Un grazie a Filo, Fede, Anna e Cri per le rare (ma sempre spassosissime) cuginate, con tanto di scherzi alla povera nonna Dora. E grazie agli zii Checchi, zia Raffi, zia Giò e Marco: anche i momenti passati con voi sono stati preziosi e distensivi.

Un ringraziamento particolare va al prof. Ferraro il quale, con grandi disponibilità e professionalità, mi ha seguito nella stesura della tesi, introducendomi a questo argomento che, fino a pochi mesi fa, era per me nuovo.

Un contributo fondamentale lo hanno dato i miei amici: siete davvero una valanga, sapere di avere così tante figure vicine mi ha sempre dato un senso di sicurezza.

Sandrina, forse l'amica più recente, ma anche quella con cui si è creato uno dei legami più solidi: in te ho trovato una figura davvero speciale, alla quale mi sono sentito libero di confessare tantissimi dei miei pensieri (e mooolti viaggi mentali: hai avuto davvero tanta pazienza) e con cui, nelle chiacchierate e nei pettegolezzi pre orchestra e armonia, ho fatto quelle che sicuramente annovero

tra le mie più belle risate.

Sei poi forse quella che mi è stata più vicina nel lungo e faticoso periodo di clausura che ha contraddistinto gli ultimi mesi: tra improbabili partite a scacchi a distanza e cineforum il tempo è sicuramente passato in fretta.

Spero che questo bellissimo rapporto possa continuare a lungo. Sei un'amica d'oro.

Ale, insostituibile "collega" nell'attività musicale (tra orchestra, quartetto e bande varie) e amorevole coinquilino: solo nell'ultimo anno ne abbiamo fatte mille, tra scorpacciate di fagioli e salsiccia (e scalogno in quantità, tanto non dobbiamo baciare nessuno), notti passate a scrivere arrangiamenti per il quartetto, serate in cui ci siamo dati la "buona notte" per poi continuare a parlare al buio per oltre un'ora. Sei sempre stato un ottimo amico, ma è proprio durante il periodo di convivenza che ho scoperto ancora di più quanto tu sia premuroso, leale e disponibile. La tua è una presenza davvero preziosa.

Spero che quest'anno ci dia la possibilità di passare più tempo insieme in casa a Bologna, perché l'ambiente che si era creato, anche grazie a te, era speciale.

Manzo, compagno di banco e di leggio fin dai primi approcci alla musica. Sempre pronto alla battuta, per sdrammatizzare anche i momenti più mochi. Teorico delle migliori brioches alla crema chantilly, nonché compagno per eccellenza per andare ad ascoltare concerti (soprattutto quando si tratta di Rossini). Anche tu sei sempre stato un grandissimo amico, sempre pronto ad ascoltare e a fornire utili consigli.

Sara, la più energica del gruppo, che da quando è arrivata ha sicuramente portato un'enorme vena di creatività: sempre ricca di iniziativa, con te è impossibile uscire dalle prove senza aver fatto almeno un sorriso.

Voi due assieme con Ale siete parte di una delle più belle realtà di cui faccio parte: il quartetto, molto di più che un semplice insieme di persone che si ritrovano per suonare, un gruppo che più unito non si può, in compagnia del quale spesso riesco a lasciarmi alle spalle per qualche ora i miei problemi .

Un grazie speciale va a quegli amici che mi porto dietro da quasi sempre, per cui forse un semplice paragrafo come questo può risultare banale, perché in tutti gli anni in cui ci siamo frequentati mi hanno dato davvero tanto. Rivederci nei fine settimana, al ritorno da Bologna, per salutarci e raccontarci come andasse nelle rispettive nuove città, è sempre stato una festa.

Grazie a Edo, Dolci, Sansa, Felo, Pasqu, Bale e Melo: un gruppo storico, nato già alle medie, quello delle maratone a Risiko, del marafone con reazioni che neanche i vecchietti nei bar (soprattutto da parte mia), delle giornate ad ustionarsi sui campi da racchettoni e dei compleanni festeggiati con mesi di ritardo (perché così sono davvero a sorpresa).

E grazie alla Luci, all'Alle, a Elia, a Godoli, all'Ale e alla Catia: anche con voi ho un rapporto strettissimo e duraturo, e ho condiviso bellissimi momenti tra appuntamenti tradizionali (Capodanni, compleanni a casa Godoli e grigliate di fine estate) e non, tra prese in giro della Catia e dell'Alle nei confronti del povero Godoli, svenimenti improvvisi e tante altre situazioni esilaranti.

Tra questi una menzione speciale va a Edo, perché la nostra amicizia va avanti dai tempi dell'asilo e, anche se gli impegni di entrambi ci hanno costretto a vederci raramente da quando non siamo più a scuola assieme, sono sempre felice di fare una chiacchierata accompagnata da una passeggiata e da un buon gelato

(come ai tempi in cui giravamo in bici tutte le gelaterie di Forlì per stilarne la classifica).

Grazie anche agli amici di fisica. Cash, compagno di mille avventure in laboratorio, Emma, che nelle pause si ritrovava a sentire i miei discorsi di musica o di politica (spero di non averti assillata eccessivamente) e Fede, che ha tentato di iniziarmi al culto della birra e con cui è stato superato l'ultimo scoglio della triennale. Voi tre mi siete stati di grande aiuto anche perché il primo giorno del primo anno, riconoscendomi come cugino di Filo, vostro compagno di classe, mi avete coinvolto nel vostro gruppo e sono iniziati gli aperitivi in via Petroni, le serate con la cucina di Chicco e le relazioni di laboratorio al bar "Al Ritrovo" (perché, come direbbe Capiluppi tra un "bah" e un "dt", "di fronte ad una birra ghiacciata la fisica si studia meglio"). Pian piano si sono poi aggiunti anche Nit (splendido coinquilino in quest'ultimo anno. Anche con te, come con Ale, la convivenza è stata fin troppo breve: riprendiamo con l'anno nuovo!), Marci, Dave, Mich e Jack (con la sua parlantina).

Un ringraziamento va anche a Cesare, che quando ero matricola mi ha preso sotto la sua ala ed è stato il mio Cicerone per tutta la triennale, e a Francesco, che ha cominciato da poco e mi ha visto da subito come suo mentore, quando in realtà è stato lui a farmi da guida per l'esame più duro in assoluto: programmazione!

Infine, l'ultimo paragrafo è stato riservato ad una persona speciale, che avrei voluto tanto accanto a me al momento del raggiungimento di questo traguardo.

Nonno Bruno, purtroppo non ho potuto condividere con te i miei studi universitari, perché ci hai lasciati poco prima. Sei sempre stato attaccato ai tuoi nipoti, orgoglioso dei loro traguardi, e ti emozionavi se dimostravano di assomigliarti in qualcosa, anche solo in un piccolo gesto (ricordo la prima volta che mi capitò di prendere il tuo amato caffè dopo pranzo a casa tua e della nonna e subito esclamasti: "Maria! Fai il caffè, lo prende Lorenzo!").

L'ultimo tuo pensiero per me è stato quello di regalarmi proprio questi studi universitari che tu non hai potuto seguire (ma durante i quali mi hai fatto tanta compagnia: quando volevo sentirti vicino mi bastava guardare la tua foto, sul comodino di Bologna, per trovare quello di cui avevo bisogno, sia che si trattasse della consolazione per un momento triste, sia che si trattasse di un'iniezione di coraggio). La tesi non può che essere dedicata a te. Ti voglio bene.