Indice

Introduzione

Lo studio di alcuni meccanismi di nucleosintesi, anche molto complessi, a causa del numero di variabili in gioco e delle caratteristiche dell'ambiente astrofisico, può essere semplificato dall'analisi della sensibilità del processo al *rate* di una o più reazioni nucleari. Ciò è possibile (The et al. 1998) se il meccanismo in questione risponde a tre esigenze fondamentali:

1. esiste un modello astrofisico appropriato per la nucleosintesi che si sta trattando;

2. si può individuare una osservabile del processo in questione (per esempio, le abbondanze calcolate per i nuclei prodotti);

3. si può dimostrare la dipendenza dell'osservabile dal *rate* di una particolare reazione nucleare.

Questa linea di lavoro trova un'applicazione nell'affrontare la problematica della sintesi dei nuclei p. Con tale nome sono definite 35 specie nucleari, elencate nella tab. 1, con numero atomico $Z \geq 34$, che si trovano nella regione detta "*neutron poor*" della linea di stabilità, come è mostrato in fig. 1. Una caratteristica comune di questi nuclei è la scarsa abbondanza misurata nel sistema solare, da 100 a 1000 volte inferiore rispetto alla somma dei loro restanti isotopi. La letteratura disponibile sui nuclei p è abbastanza scarsa. La scarsa abbondanza di questi nuclei non giustifica però la mancanza di interesse loro accordata, se consideriamo, per esempio, la mole di lavori scientifici prodotta sugli altrettanto rari litio, berillio e boro (Arnould et al. 2001), anche se questi ultimi sono più semplici da studiare dal punto di vista sperimentale.

Tabella 1: Elenco dei nuclei p classificati

^{74}Se	^{78}Kr	^{84}Sr	^{92}Mo	^{94}Mo	^{96}Ru	^{98}Ru
^{102}Pb	^{106}Cd	^{108}Cd	^{113}In	^{112}Sn	^{114}Sn	^{115}Sn
^{120}Te	^{124}Xe	^{126}Xe	^{130}Ba	^{132}Ba	^{138}La	^{136}Ce
^{138}Ce	^{144}Sm	^{152}Gd	^{156}Dy	^{158}Dy	^{162}Er	^{164}Er
^{168}Yb	^{174}Hf	^{180}Ta	^{180}W	^{184}Os	^{190}Pt	^{196}Hg

La teoria del processo p nel contesto di esplosione di supernovae di tipo II è quella che, al momento, fornisce una produzione della maggior parte dei nuclei p compatibile con le abbondanze misurate nel sistema solare. Tra i limiti del modello, tuttavia, c'è l'incapacità di rendere conto delle abbondanze osservate degli isotopi di krypton, stronzio, molibdeno e rutenio, che sono, tra i nuclei p, quelli con l'abbondanza più elevata. Il problema della sottoproduzione dei nuclei p potrebbe essere collegato all'incertezza con cui è conosciuta le reazione nucleare $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, n)^{25}\mathrm{Mg}$, e risolto ammettendo un *rate* più elevato per questa

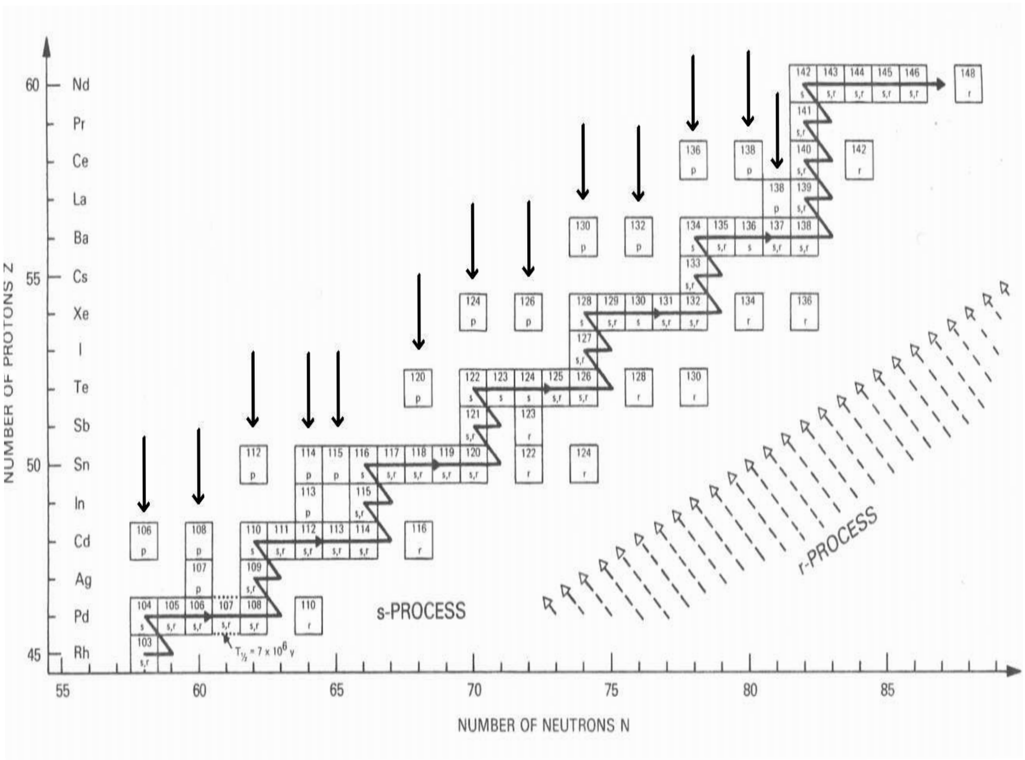

Figura 1: Dettaglio del diagramma $N - Z$, in cui la collocazione dei nuclei p rispetto alla valle di stabilità è evidenziata dalle frecce verticali. Ogni nucleo è simboleggiato da un rettangolino, con l'indicazione del processo responsabile della sua sintesi (si veda il par. 1.3 per i dettagli).(Rolfs e Rodney 1988).

reazione, all'interno della barra di errore ad esso associata (Costa et al. 2000, Costa 2000).

Lo scopo di questa tesi è studiare alcune caratteristiche della dipendenza della produzione di nuclei s dal valore del *rate* della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\mathrm{Mg}$. Si può inoltre cercare di elaborare qualche considerazione sull'impatto che i risultati ottenuti potrebbero avere per la sintesi dei nuclei p. Le abbondanze dei nuclei s hanno infatti grande importanza nel contesto del processo p, perché esse rappresentano la composizione isotopica iniziale dell'ambiente astrofisico della nucleosintesi p.

Capitolo 1

Concetti di base

1.1 Definizioni essenziali di fisica nucleare

Si consideri una reazione nucleare del tipo $A(a,b)B$, in cui un fascio di nuclei a incide su un bersaglio, interagendo con i nuclei A. Si supponga di poter rilevare il prodotto della reazione b. Viene definita la sezione d'urto σ come

$$\sigma = \frac{numero\ di\ particelle\ b\ emesse}{(numero\ di\ particelle\ a\ incidenti\ per\ unita'\ di\ area)(numero\ di\ A\ incontrate\ dal\ fascio)}$$

Dimensionalmente, σ è un'area. Secondo una visione più intuitiva, propria della fisica classica, schematizzando due nuclei reagenti a e A con sferette di raggio R_a e R_A, la sezione d'urto si definisce come l'area del cerchio il cui raggio è la somma dei raggi dei due nuclei:

$$\sigma = \pi(R_a + R_A)^2 \tag{1.1}$$

Questa definizione è troppo semplicistica per avere appicazione immediata; in realtà, la sezione d'urto dipende da molteplici fattori a livello quantistico e di struttura nucleare, come pure dalla forza di interazione coinvolta (elettromagnetica, nucleare forte o debole); per analogia alla definizione precedente, si preferisce perciò parlare della sezione d'urto come di un'area *efficace*, svincolata da considerazioni geometriche ma legata alla probabilità di reazione.

Sia un insieme di particelle allo stato gassoso con N_x particelle per centimetro cubo della specie X ed N_y della specie Y, con velocità relative v. Si scelgano i nuclei X come proiettili, in moto con velocità v rispetto ai bersagli Y a riposo. Definendo il *rate* r della reazione nucleare come il numero di reazioni al centimetro cubo al secondo che avvengono nell'insieme di particelle, esso viene espresso dal prodotto della sezione d'urto della reazione, della densità numerica di bersagli Y e del flusso F di proiettili X, con $F = vN_x$:

$$r = N_x N_y v\sigma(v) \tag{1.2}$$

che si esprime in reazioni al centimetro cubo al secondo. La prima osservazione da fare sulla (1.2) è che, in un gas, le particelle non hanno tutte la stessa velocità, ma esse presentano una distribuzione di probabilità $\phi(v)$, per cui il prodotto $v\sigma(v)$ deve essere sostituito da

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) v\sigma(v) dv \tag{1.3}$$

assumendo che $\phi(v)$ sia normalizzata all'unità.

Si consideri un gas non degenere e non relativistico; in una situazione di equilibrio termodinamico, le velocità dei nuclei possono essere descritte dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann:

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \tag{1.4}$$

dove k è la costante di Boltzmann, T la temperatura del gas ed m la massa del nucleo in questione. Nell'esponenziale si può individuare il termine di energia cinetica della particella $E = mv^2/2$; si può riscrivere tutta la $\phi(v)$ in funzione di E, ottenendo:

$$\phi(E) \propto E \exp(-E/kT) \tag{1.5}$$

che ha un massimo per $E = kT$. Considerando una reazione nucleare in un ambiente stellare, bisogna riscrivere la (1.3) usando le distribuzioni di Maxwell-Boltzmann per ambedue le particelle interagenti X e Y; l'equazione diventa perciò:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi(v_x)\phi(v_y)\sigma(v) v dv_x dv_y \tag{1.6}$$

L'equazione precedente si può esprimere in termini del sistema del centro di massa delle due particelle interagenti, se si introduce la massa ridotta $\mu = m_x m_y/(m_x + m_y)$, la massa totale $M = m_x + m_y$, la velocità relativa $v = | \vec{v_x} - \vec{v_y} |$ e quella del centro di massa $V = |(m_x \vec{v_x} + m_y \vec{v_y})/(m_x + m_y)|$ al posto delle velocità e masse delle singole particelle X e Y. Dopo opportuni passaggi matematici, si ricava per la (1.6):

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT} \right) dE \qquad (1.7)$$

La $\langle \sigma v \rangle$ è definita come *rate* di reazione per coppia di particelle. Confrontando le energie tipiche a cui avvengono le reazioni nucleari all'interno delle stelle (T da 10^7 a 10^9 K, cioé $E = kT$ dal keV al centinaio di keV) con la barriera coulombiana che le particelle devono superare per interagire (dell'ordine del MeV) si ha che le reazioni ad energie astrofisiche avvengono per effetto *tunnel*. La sezione d'urto ha perciò una dipendenza dall'energia:

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) \qquad (1.8)$$

dove il fattore $\frac{1}{E}$ scaturisce dalla dipendenza di $\sigma(E)$ dal quadrato della lunghezza d'onda di de Broglie ($\lambda = h/\sqrt{2\mu E}$)), che costituisce l'analogo ondulatorio della sezione d'urto geometrica, vista nell'eq. (1.1); l'argomento della funzione esponenziale numericamente vale

$$2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 (\mu/E)^{1/2} \qquad (1.9)$$

con Z numero atomico del nucleo, E espresso in keV, μ in unità di massa atomica; η è detto parametro di Sommerfeld. Per lo studio delle reazioni ad energie astrofisiche non è conveniente lavorare con la sezione d'urto, che sotto la barriera coulombiana è una grandezza esponenzialmente decrescente e presenterebbe difficoltà nel caso di eventuali estrapolazioni. Si introduce allora il fattore astrofisico $S(E)$ definito dall'espressione:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} S(E) \exp(-2\pi\eta) \tag{1.10}$$

Il fattore astrofisico non manifesta la forte dipendenza dall'energia che ha la sezione d'urto. Se, nella regione della funzione d'eccitazione studiata, non sono presenti risonanze, allora il valore di $S(E)$ può essere estrapolato fino ad energie astrofisiche.

1.2 Generazione di energia all'interno delle stelle e nucleosintesi

La sorgente di energia all'interno delle stelle, durante le fasi evolutive in equilibrio idrostatico, è prodotta dalle reazioni di fusione tra i nuclei di cui è composta la materia stellare. Per capire l'origine di tale energia va ricordato che la massa di un nucleo atomico M_n si esprime come:

$$M_n = ZM_P + NM_N - \Delta M \tag{1.11}$$

dove Z è il numero di protoni del nucleo (ciascuno di massa M_P) e N è il numero di neutroni (di massa M_N). Dal difetto di massa ΔM, tramite la relazione $E = mc^2$, si definisce l'energia di legame $E_B = \Delta M c^2$ come l'energia che deve essere fornita al nucleo perchè esso si frammenti nei nucleoni che

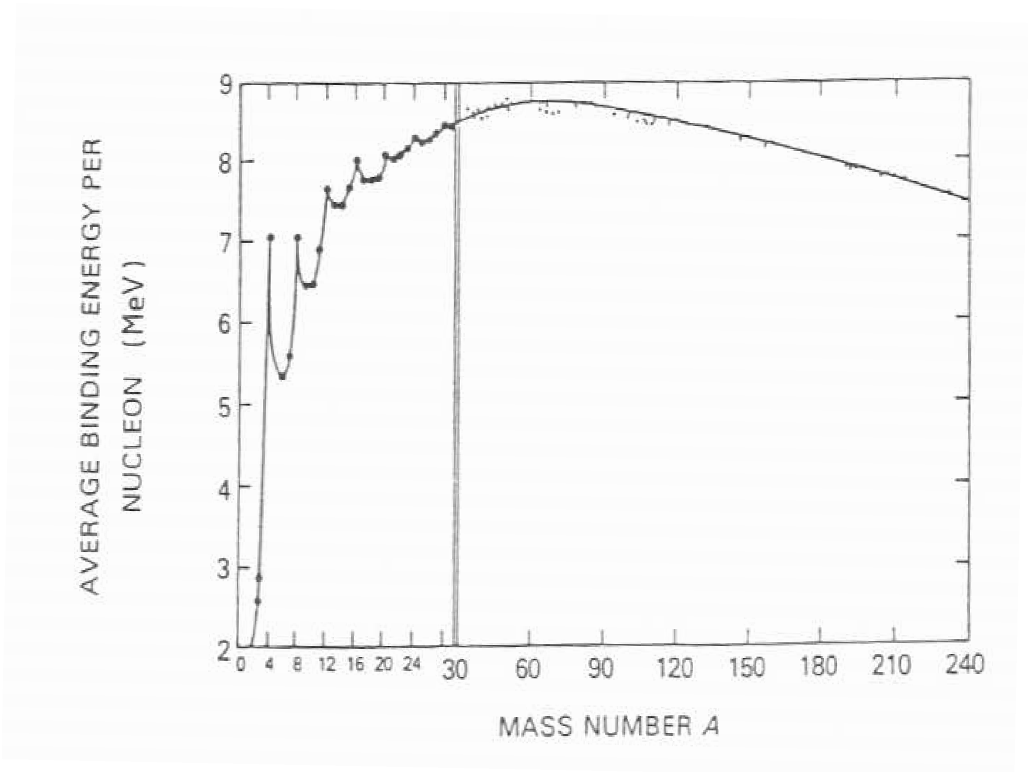

Figura 1.1: Grafico dell'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa. Il massimo della curva è raggiunto per $A \simeq 60$, che corrisponde ai vari isotopi di Cr, Mn, Fe, Ni, Cu e Zn. (Rolfs & Rodney 1988).

lo compongono. Osservando la curva di energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa (fig. 1.1), si può dedurre che ogni nucleo con $A \lesssim 60$, prodotto per fusione, ha una massa minore della somma delle masse dei nuclei reagenti a causa della sua maggiore energia di legame per nucleone. Questa differenza in massa corrisponde all'energia prodotta dalla reazione, detta Q-valore.

Nella fig. 1.2 le specie nucleari sono messe in grafico tramite il loro numero atomico Z ed il loro numero di massa A. I punti rappresentativi dei singoli

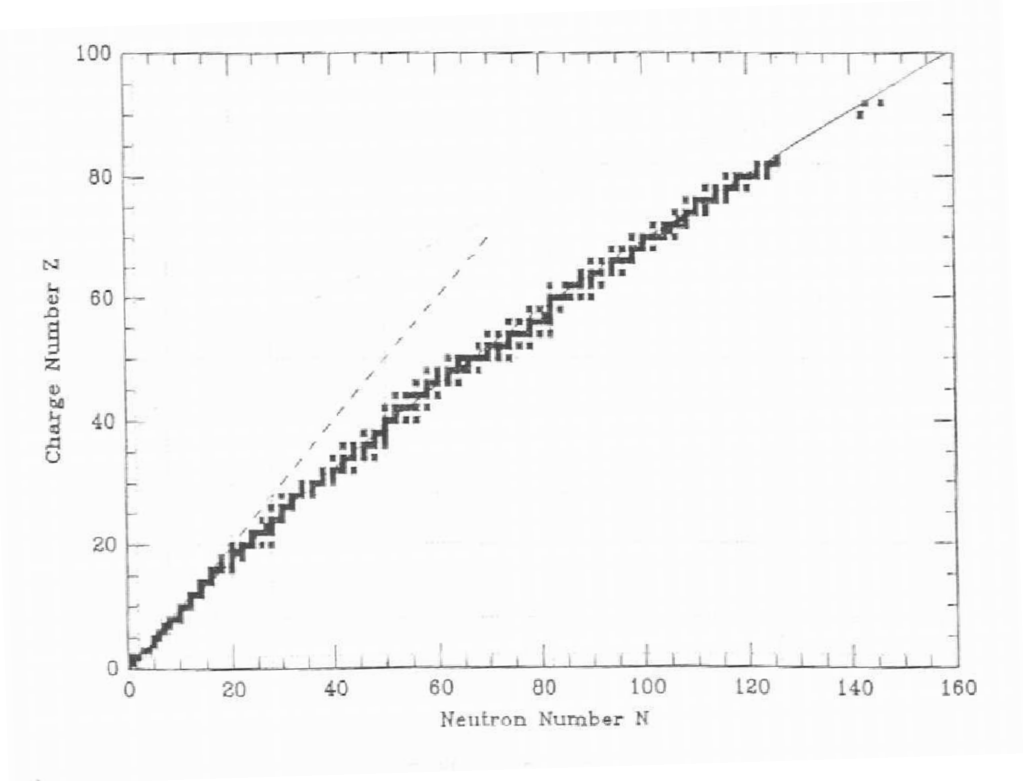

Figura 1.2: Grafico del numero di protoni dei nuclei in funzione del numero di neutroni ("mappa di Segrè"); i quadrati neri indicano i nuclei stabili o con tempi di decadimento maggiori di 10^{10} anni. La linea tratteggiata è il luogo con $N = Z$; la linea intera, seminascosta dai punti, è un modello teorico. (Arnett 1996).

nuclei si addensano preferenzialmente sulla linea di stabilità per i decadimenti β, caratterizzata da $N \simeq Z$ (condizione che gradatamente arriva fino a $N \simeq 1.5 \times Z$ per i nuclei di più grande numero di massa nel grafico).

Tramite le reazioni di fusione è possibile spiegare la sintesi dei nuclei[1] con $A \lesssim 60$ (si veda il par. 2.2.1 per i dettagli sulle varie fasi di bruciamento in una stella di 25 $M_{\odot}$); oltre tale numero di massa, non avvengono ulteriori reazioni di

[1]Fanno eccezione i nuclei prodotti dalla nucleosintesi primordiale, che secondo il modello dal Big Bang Standard sono H, He, deuterio, Li, Be e B.

fusione all'interno delle stelle. Infatti, tali reazioni non produrrebbero energia (il Q è negativo, come si intuisce dalla pendenza della curva della fig. 1.1) e comunque la barriera coulombiana, che cresce con Z, sarebbe troppo elevata per permettere fusioni tra nuclei di tale numero di massa alle temperature raggiunte negli interni stellari. La sintesi dei nuclei con $A \gtrsim 60$ avviene tramite meccanismi di reazione diversi dalla fusione nucleare, cioé attraverso i processi s, r e p. Quest'ultimo verrà approfondito ampiamente, mentre nel prossimo paragrafo verranno descritti i primi due processi.

1.3 I processi s ed r

I processi s ed r (Rolfs & Rodney 1988) avvengono tramite reazioni di cattura neutronica e successivi decadimenti β^-, in ambienti astrofisici in cui sono attive una o più reazioni produttrici di neutroni. Ogni reazione di tipo (n, γ) trasforma un nucleo (Z, N) in $(Z, N + 1)$; se l'isotopo è stabile, può catturare un altro neutrone e si ottiene $(Z, N + 2)$ e così via. Appena viene prodotto un nucleo instabile per decadimento β^-, il rapporto fra la probabilità di decadimento e quella di cattura neutronica dipende dal confronto fra il tempo τ_β di decadimento e l'intervallo τ_n fra due successive catture neutroniche.

Se per un nucleo instabile risulta $\tau_n \gg \tau_\beta$, allora si è in presenza del processo s, detto cosí a causa della relativa lentezza (s = *slow*) delle catture neutroniche, con τ_n dell'ordine della decina di anni (corrispondenti a densità neutroniche di circa 10^8 n cm^{-3}: si veda il par. 2.2.1 per i dettagli sull'ambiente astrofisico e sulle due componenti di nucleosintesi s), contro τ_β che in genere va dai secondi ai millisecondi. Il processo s è responsabile della sintesi dei nuclei con $60 \lesssim A \lesssim 210$ che tracciano la parte centrale della "valle" di stabilità β. Le catture passano essenzialmente attraverso nuclei stabili, avendo quelli instabili una probabilità relativamente elevata di decadere β^- secondo lo schema $(Z, N+i) \rightarrow (Z+1, N+i-1)$.

I nuclei che si trovano sul lato destro (isotopi ricchi di neutroni) della linea di stabilità e per $A \gtrsim 210$ sono prodotti invece dal processo r (r = *rapid*), che avviene in un ambiente a densità di neutroni superiori a 10^{19} n cm^{-3} e tali che $\tau_n \lesssim 10^{-3}$ s. Dato che i tempi di decadimento β^- degli isotopi instabili e ricchi di neutroni vanno dai millisecondi ai secondi, risulta $\tau_n \ll \tau_\beta$. Si producono così nuclei sempre più ricchi di neutroni, con energia di legame dei neutroni via via minore. Per questi nuclei, al di sotto di un certo valore di energia di legame dei neutroni, le reazioni (γ, n) diventano competitive con le (n, γ) e la catena di catture si ferma. Questo avviene in particolare quando il numero dei neutroni del nucleo è uguale ad uno dei numeri magici[2] N_m, perché per il nucleo con

[2]Per numero magico si intende il numero di neutroni o protoni per cui i nuclei presentano particolari caratteristiche di stabilità. Nel modello nucleare a strati esso corrisponde al numero di neutroni o protoni che completa una *shell*. (Segrè 1966).

$N_m + 1$ neutroni l'energia di legame del neutrone fuori dalla *shell* completa è relativamente bassa. Si osserva così una serie di decadimenti β^-, finchè non vale di nuovo $\tau_n \ll \tau_\beta$ e le catture neutroniche ricominciano. I numeri magici di neutroni individuano i *waiting points* del processo r, come mostrato dalla fig. 1.3. L'elevata densità neutronica produce nuclei instabili, che decadono β^- al termine dell'esposizione ai neutroni. Si creano in questo modo specie stabili, ma non raggiungibili tramite le reazioni del processo s (almeno per i nuclei puramente r, alcuni nuclei possono essere sintetizzati da due processi). La fig. 1.3 mostra i diversi percorsi seguiti dalle catene di reazioni dei due processi; l'ambiente astrofisico del processo r non è stato ancora identificato (Arnould et al. 2001).

I nuclei p non possono essere prodotti (ovviamente) tramite catture neutroniche da parte di isotopi più pesanti; non possono essere prodotti nemmeno dai decadimenti β^- dei loro isobari, in quanto i nuclei stabili li "schermano" da queste reazioni.

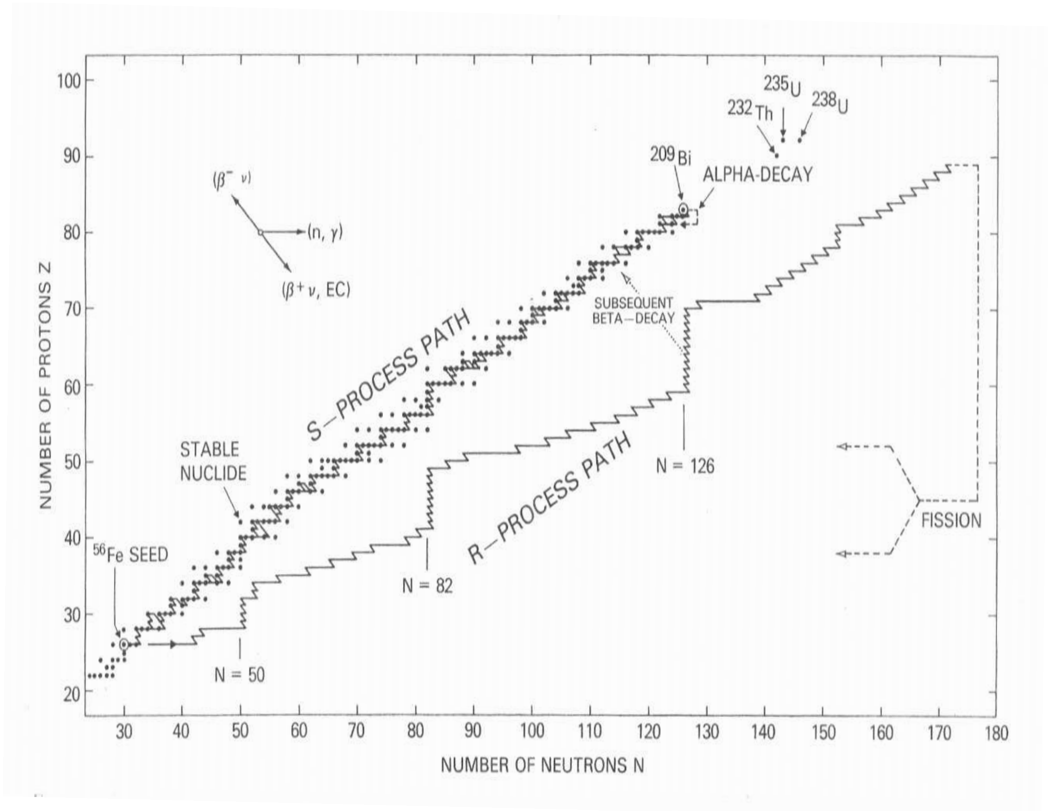

Figura 1.3: Dettaglio della mappa dei nuclei (fig. 1.2) che mostra i percorsi dei processi s ed r. Il percorso del processo s non incontra i nuclei r (punti sul lato "ricco di neutroni" della valle di stabilità) nè quelli p (sul lato "povero di neutroni"). I nuclei r sono prodotti in condizioni di alta densità neutronica lungo il percorso r, in cui i numeri magici di neutroni individuani i *waiting points*. Quando l'esposizione ai neutroni cessa, i nuclei instabili decadono β^- verso la valle di stabilità. In alto a sinistra, lo schema con le frecce indica lo spostamento di un nucleo sul grafico a seguito di una reazione. (Rolfs & Rodney 1988).

1.4 Le abbondanze nucleari

Uno studio della nucleosintesi non può fermarsi ad un elenco di nuclei prodotti in un ambiente astrofisico, ma deve fornire delle informazioni quantitative sulla loro produzione. A tale scopo si introduce il concetto di abbondanza di una specie nucleare.

Considerato un nucleo j, per quantificare la sua presenza nel campione si definisce la sua frazione in massa

$$X_j = \frac{N_j A_j}{\rho N_A} \tag{1.12}$$

che è la frazione di nucleoni del campione che è legata insieme a formare la specie nucleare j. Nella (1.12), N_j è la densità numerica di j per unità di volume, A_j è il numero di massa, N_A è il numero di Avogadro e ρ è la densità del campione, calcolata a partire dagli N_j tramite:

$$\rho = \frac{\sum_j N_j A_j}{N_A} \tag{1.13}$$

Dalle due formule precedenti risulta che

$$\sum_j X_j = 1 \tag{1.14}$$

Una quantità correlata è la frazione molare del nucleo j, definita come

$$Y_j = \frac{X_j}{A_j} = \frac{N_j}{\rho N_A} \tag{1.15}$$

Data una reazione nucleare R che produce il nucleo j, il flusso di tale reazione è definito da:

$$f_j = \frac{dY_{j,R}}{dt} \tag{1.16}$$

dove con $Y_{j,R}$ indichiamo la frazione molare di j prodotta, fra tutti i possibili meccanismi di sintesi, attraverso la sola reazione R .

I valori di una serie di frazioni in massa X_j per certe specie nucleari j, dedotti da dati osservativi o da calcoli teorici, sono da confrontare con opportuni valori di riferimento X_{j0} (che rappresentano, per esempio, i dati della composizione solare o di quella iniziale di un certo ambiente di produzione); si definisce il fattore di sovrapproduzione F_j del nucleo j tramite la relazione:

$$F_j = X_j/X_{j0} \tag{1.17}$$

In molte situazioni può essere utile calcolare un fattore di sovrapproduzione medio F_0 di tutti i nuclei considerati, normalizzando poi ad esso tutti i fattori di sovrapproduzione; ciò viene fatto, per esempio, nelle fig. 2.5 e 3.3.

I valori a cui ci si riferisce nello studio del processo p sono quelli del sistema solare, in quanto i nuclei p hanno abbondanze tali da non essere identificabili negli spettri stellari. I dati di riferimento usati sono raccolti nel lavoro di Anders e Grevesse (1989) e sono tratti principalmente da due tipi di fonti:

- abbondanze degli elementi chimici, misurate sulla base di osservazioni spettrali (fotosferiche e coronali) del Sole;
- abbondanze isotopiche nell'ambito di uno stesso elemento, misurate da analisi di laboratorio compiute sulle condriti carbonacee[3] (Arnett 1996).

I dati fotosferici hanno il difetto di avere incertezze fino al 20-30% per gli elementi meno abbondanti e di prestarsi poco all'analisi di isotopi rari (categoria in cui rientrano i nuclei p); l'accuratezza dei dati meteoritici è anche migliaia di volte superiore ed è possibile misurare le abbondanze isotopiche di ogni elemento di nostro interesse, con incertezze del $5-10\%$.

La fig. 1.4 mostra le abbondanze isotopiche solari secondo Anders e Grevesse (1989) e Cameron (1982), in frazioni molari. Nei dati è adottata una normalizzazione che pone $\log y_{Si} = 6$; le frazioni molari così definite, che verranno chiamate y_i per distinguerle dalle Y_i, definite dalla (1.15), sono legate a queste ultime tramite la relazione:

$$\log y_i = \log f_{Si} + \log Y_i \tag{1.18}$$

dove f_{Si} è un fattore di conversione numerico, che in Anders e Grevesse (1989) vale 10.5970. L'analisi della fig. 1.4 (Arnett 1996) mostra che i nuclei di gran

[3] Le condriti carbonacee sono un tipo di meteoriti. Si pensa che questi corpi conservino la composizione originaria del sistema solare, a differenza delle rocce planetarie, che hanno subito molteplici processi di alterazione e frazionamento chimico.

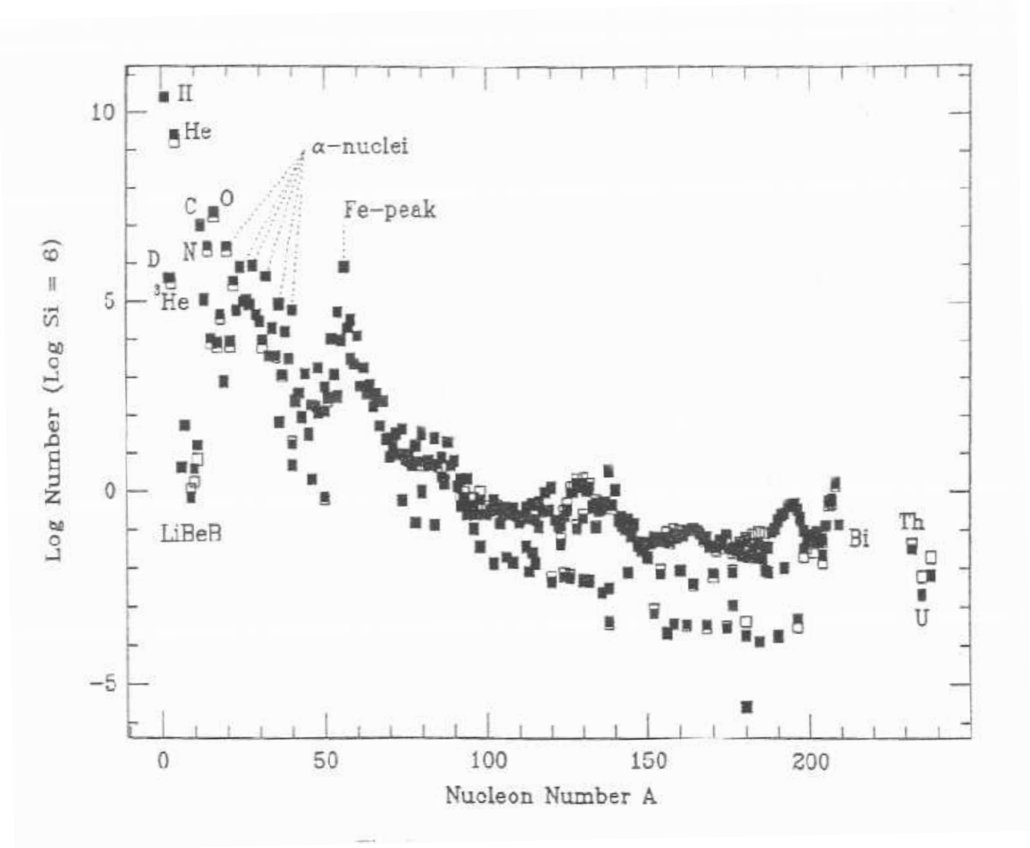

Figura 1.4: Grafico delle abbondanze isotopiche solari in funzione del numero di massa A; la scala delle ordinate è definita nel testo. I quadrati pieni si riferiscono ad Anders e Grevesse (1989), mentre quelli vuoti a Cameron (1982).

lunga più abbondanti sono H e ^{4}He, prodotti dalla nucleosintesi primordiale; a parte Li, Be e B (si veda la nota a pag. 11), le frazioni molari calano con una certa regolarità fino ad $A \approx 40$, ma in questo intervallo spiccano i nuclei con $N = Z$ entrambi pari, indicati come nuclei-α in figura. Intorno ad $A \approx 56$ le abbondanze nucleari hanno un picco, indicativo del fatto che i nuclei in questa regione del grafico sono quelli con la più alta energia di legame per nucleone (si veda la fig. 1.1). L'elemento più abbondante in questo intervallo di massa è il ferro, per cui questa "gobba" è conosciuta come picco del ferro. Per $A \gtrsim 80$ la pendenza della curva idealmente tracciata dalle abbondanze diminuisce; ciò è indicativo del fatto che i nuclei in questa regione sono prodotti da meccanismi diversi rispetto alla fusione nucleare, come osservato nel precedente paragrafo.

L'affidabilità di una teoria di nucleosintesi si valuta dalla sua capacità di riprodurre, per i nuclei che studia, le abbondanze assunte come riferimento.

Capitolo 2

Produzione dei nuclei p

Alla base di un modello capace di riprodurre la sintesi dei nuclei p occorre che vi siano:

- l'insieme di reazioni nucleari che li producono;
- le abbondanze iniziali dei nuclei che intervengono in queste reazioni;
- le condizioni fisiche necessarie per l'innesco del processo di produzione.

Per quanto riguarda quest'ultimo punto, non solo occorrre che esistano ambienti astrofisici idonei allo produzione dei nuclei p, ma anche che essi siano in grado di produrli con abbondanze comparabili con quelle misurate nel sistema solare, e che rilascino i nuclei p prodotti nel mezzo interstellare .

2.1 Modelli di sintesi dei nuclei p

Nel loro lavoro fondamentale Burbidge et al. (1957), adducendo motivazioni di carattere qualitativo, ipotizzavano che la sintesi dei nuclei p iniziasse da nuclei con $A \gtrsim 60$ e procedesse attraverso reazioni di tipo (p,γ) e (γ,n). Audouze e Truran (1975), prendendo spunto dal lavoro citato, propongono un modello che tiene conto anche di reazioni di tipo (p,γ), (n,γ), (α,γ), (p,n), (α,n), (α,p) e delle rispettive reazioni inverse. In questo modello la nucleosintesi p avverrebbe negli inviluppi ricchi di H delle supernovae di tipo II (SN II)[1]. Purtroppo, i valori di temperatura e pressione ($T \sim 2 \times 10^9$ K, $\rho \sim 10^4$ g cm^{-3}) richiesti per avere una adeguata produzione di nuclei p sono risultati incompatibili con la struttura degli inviluppi, definita dai modelli stellari universalmente accettati. Tale modello è perciò inconsistente.

Arnould (1976) propone di prendere come modello di ambiente astrofisico quello degli strati ricchi di ossigeno e neon delle stelle di $M \gtrsim 10\ M_\odot$. Questi strati sono caratterizzati da temperature fra 2 e 2.2 T_9 ($N \times T_n = N \times 10^n$ K) e tempi scala di produzione dei nuclei p dell'ordine di 10^4 - 10^6 secondi. Le reazioni prese in esame per la sintesi dei nuclei p sono del tipo (γ,n), (γ,p), (γ,α), (n,p), (n,α) e rispettive reazioni inverse, oltre alle interazioni deboli. Sebbene i risultati siano interessanti, non viene trattato se e come le abbondanze dei nuclei prodotti vengano modificate dall'esplosione della SN, né se i nuclei stessi vengano liberati nel mezzo interstellare dall'esplosione. Nessun

[1]Da un punto di vista osservativo, le SN sono suddivise in SN II e I dall'individuazione o meno, nello spettro della radiazione emessa dall'esplosione, delle righe dell'H. Una importante categoria dell SN I è quella delle SN Ia, nel cui spettro vengono individuate le righe del Si; si veda Leibundgut (2000) per una *review* sulle SN Ia.

altro lavoro ha approfondito lo studio di questo modello.

Woosley e Howard (1978) prendono in considerazione un tipo di nucleosintesi esplosiva caratterizzato da temperature nel *range* $2 \lesssim T_9 \lesssim 3$ e tempi scala dell'ordine del secondo. Per quanto riguarda le reazioni nucleari coinvolte nella sintesi dei nuclei p in questo ambiente, Woosley e Howard (1978) trattano solo le reazioni di fotodisintegrazione (γ, n), (γ, p) e (γ, α) (da cui il nome di "processo γ", da loro proposto in alternativa a "processo p"). Questo modello è stato ripreso da Rayet et al. (1990), Prantzos et al. (1990b), Rayet et al. (1995) e Costa et al. (2000) con l'inclusione, nel *network* di reazioni, anche delle reazioni inverse alle precedenti e delle (p, n), (α, n), (α, p) con le rispettive inverse. I lavori citati studiano la nucleosintesi negli strati ricchi di O e Ne di stelle massive, durante l'esplosione di SN II.

In questi ultimi lavori si mette in evidenza che esiste un limite inferiore di temperatura per avere nucleosintesi p, fissato a $T_9 \simeq 1.8$ e dovuto alla necessità di avere, nell'ambiente di produzione dei nuclei p, fotoni abbastanza energetici da innescare le reazioni di fotodisintegrazione. Esiste anche un limite superiore di $T_9 \simeq 3.3$. Tale limite deriva dal fatto che, per temperature $T_9 \gtrsim 3.3$, in tempi dell'ordine del secondo, i nuclei p vengono prima creati e poi interamente distrutti a causa delle reazioni di fotodisintegrazione. Secondo Rayet et al. (1995) e Costa et al. (2000) l'intervallo di temperatura più adatto per la produzione dei nuclei p è quindi compreso fra 1.8 e 3.3 T_9. Tenendo conto di questi valori, sembra che nel *range* di massa $M(r)$ compreso tra 1.94 e 2.52 $M_\odot$ di una stella di 25 $M_\odot$ in fase esplosiva (Hashimoto 1995) vi siano le condizioni per l'instaurarsi del processo p [2]. Il modello proposto soddisfa i requisiti di temperatura, densità e tempi di produzione per la sintesi dei nuclei p con abbondanze paragonabili a quelle misurate nel sistema solare. I nuclei prodotti verrebbero liberati nel mezzo interstellare dall'esplosione di SN. I risultati dettagliati della nucleosintesi in questo ambiente verranno discussi al par. 2.4.

2.2 Cenni sull'evoluzione idrostatica di una stella di 25 $M_\odot$ ed abbondanze iniziali dell'ambiente di produzione dei nuclei p

Come descritto nel paragrafo precedente, l'ambiente che meglio si presta per la sintesi dei nuclei p mediante reazioni di fotodisintegrazione sembra essere lo strato ricco di O e Ne di una stella di grande massa, durante la fase esplosiva di SN II. Una stima della composizione isotopica di tale strato può essere fatta analizzando l'evoluzione di una stella massiva durante le fasi in equilibrio idrostatico.

[2] Va rilevato che la dipendenza del processo p dalla densità dell'ambiente di produzione è meno spiccata di quella manifestata rispetto alla temperatura, tanto da poter essere considerata ininfluente in questo contesto.

Nella letteratura recente possono essere individuati diversi lavori sull'evoluzione di stelle di grande massa, come i modelli di Chieffi et al. (Chieffi et al. 1998, Limongi et al. 2000), Nomoto e Hashimoto (Nomoto & Hashimoto 1998, Thielemann et al. 1990 e 1996, Hashimoto et al. 1989), Arnett (1996), Woosley e Weaver (1988, 1995). In tutti questi lavori l'evoluzione di una stella massiva, a livello schematico, è vista come il susseguirsi, nella parte più interna (*core*), di cicli del tipo:

- bruciamento nucleare in equilibrio idrostatico;
- esaurimento del combustibile e perdita della condizione di equilibrio idrostatico;
- contrazione e conseguente riscaldamento;
- eventuale innesco del bruciamento successivo e ripristino dell'equilibrio idrostatico.

La fig. 2.1 mostra l'evoluzione degli strati interni di un modello stellare di 25 $M_\odot$, tratta da Chieffi et al. (1998). La fig. 2.2 mette in grafico l'andamento di temperatura e densità al centro della stella nelle varie fasi di bruciamento nucleare. Seguendo la fig. 2.1, è conveniente suddividere la trattazione per fasi di bruciamento, come indicato dalle divisioni riportate sotto la scala delle ascisse. Per focalizzare l'attenzione su ciò che interessa in questo lavoro, sono descritti solo i tipi di bruciamento che si susseguono nel *core* stellare, tralasciando le fasi di formazione stellare e l'analisi dei bruciamenti che si innescano nelle *shell* convettive sovrastanti il *core*.

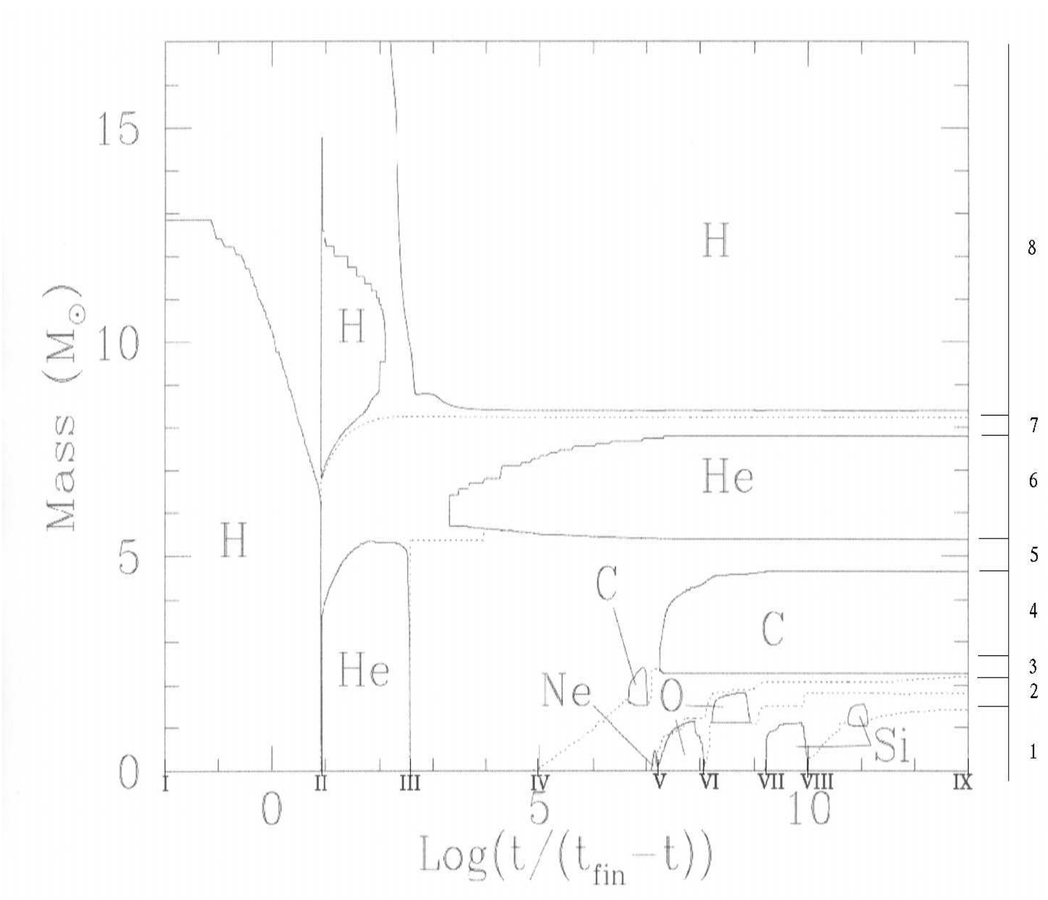

Figura 2.1: Evoluzione temporale delle regioni convettive e dei gusci di bruciamento nucleare di un modello stellare di 25 $M_{\odot}$. In ordinata, piuttosto che utilizzare una scala di distanze dal centro, viene riportata una scala di coordinate di massa, dove $M(r)$ è la massa contenuta all'interno della sfera di raggio r (il modello studia un oggetto a simmetria sferica). Le regioni convettive sono delimitate da linee continue e riportano all'interno l'indicazione dell'elemento più abbondante. I gusci di bruciamento sono riportati come linee punteggiate. Sulla scala delle ascisse si è riportata la suddivisione in intervalli evolutivi (si veda nel testo). La numerazione sul bordo destro della figura viene illustrata a pag. 34 e seguenti. (Chieffi et al. 1998).

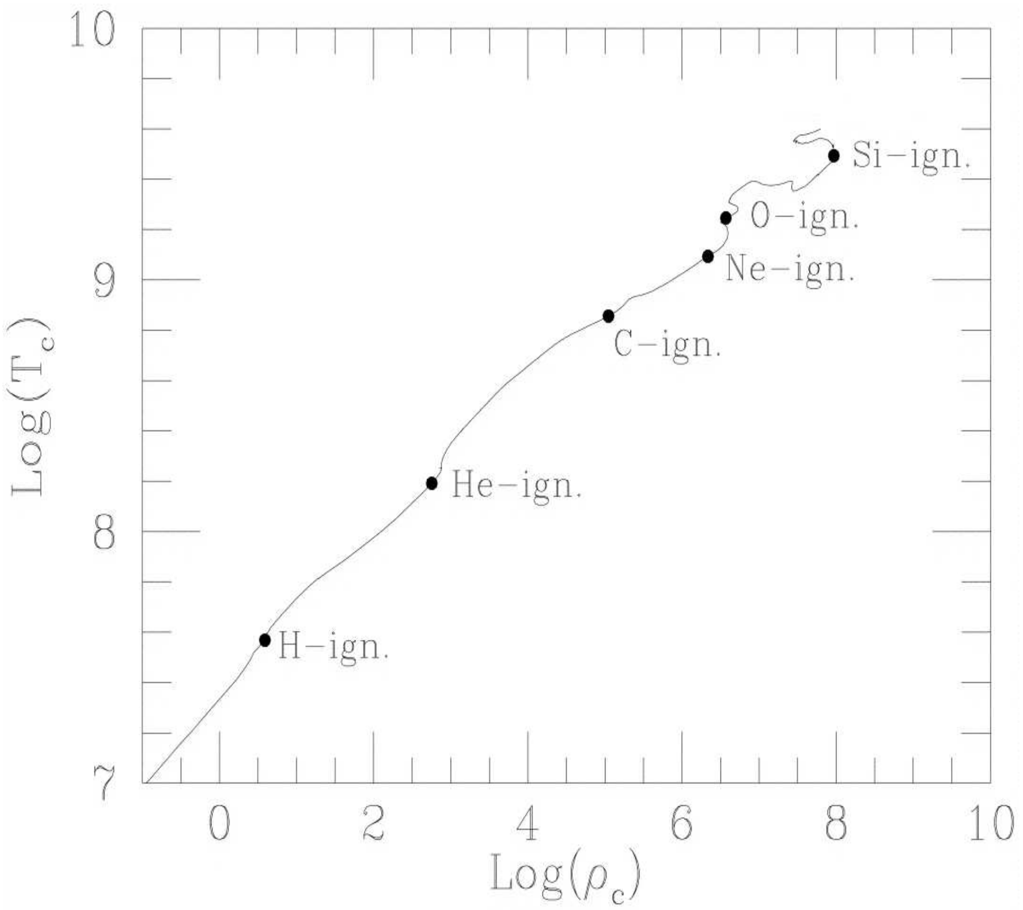

Figura 2.2: Tracciato seguito dal centro del modello di 25 $M_\odot$ sul diagramma $\log(T_c)$ - $\log(\rho_c)$, essendo questi ultimi i logaritmi dei valori centrali di temperatura e densità. Le etichette si riferiscono all'innesco dei relativi bruciamenti. (Chieffi et al. 1998).

2.2.1 Descrizione delle fasi evolutive

I - II) Dopo la formazione, la stella inizia l'evoluzione con il bruciamento dell'idrogeno nel nocciolo convettivo; questa fase dura circa 6×10^6 anni. Le reazioni di bruciamento dell'H, alle temperature raggiunte nel *core* stellare, superiori ai 40 T_7, sono quelle del ciclo CNO, che è possibile schematizzare, trascurando alcuni canali di reazione secondari, come segue (Rolfs & Rodney 1988):

$$
\begin{array}{cccc}
 & (1) & & (2) \\
 & ^{12}\mathrm{C}(p,\gamma)^{13}\mathrm{N} & & \\
 & ^{13}\mathrm{N}(\beta^{+})^{13}\mathrm{C} & & \\
 & ^{13}\mathrm{C}(p,\gamma)^{14}\mathrm{N} & & \\
(*) & ^{14}\mathrm{N}(p,\gamma)^{15}\mathrm{O} & & \\
 & ^{15}\mathrm{O}(\beta^{+})^{15}\mathrm{N} & \longrightarrow & ^{15}\mathrm{N}(p,\gamma)^{16}\mathrm{O} \\
 & \downarrow & & ^{16}\mathrm{O}(p,\gamma)^{17}\mathrm{F} \\
 & ^{15}\mathrm{N}(p,\alpha)^{12}\mathrm{C} & & ^{17}\mathrm{F}(\beta^{+})^{17}\mathrm{O} \\
 & & & ^{17}\mathrm{O}(p,\alpha)^{14}\mathrm{N}\ (*)
\end{array}
$$

dove, con il simbolo β^{+}, si intende l'omonimo decadimento. Dallo schema precedente è possibile notare che il ciclo CNO, in realtà, è un ciclo doppio, in quanto consiste di due parti distinte (evidenziate dai numeri sopra le colonne) che si biforcano alla quinta reazione della prima colonna. In entrambi i canali si hanno quattro catture di protoni, due decadimenti β^{+} e l'emissione di un nucleo di ^{4}He, mentre i nuclei CNO restano alla fine invariati. Questa analisi, per quanto concerne i nuclei CNO, è corretta solo in parte, in quanto non tiene conto dei differenti *rate* delle varie reazioni. In particolare, alle temperature in esame, il *rate* della $^{14}\mathrm{N}(p,\gamma)^{15}\mathrm{O}$ è minore di piú di due ordini di grandezza rispetto a quello delle altre reazioni, e ciò porta ad un graduale aumento dell'abbondanza di ^{14}N, distrutto meno facilmente, a spese dei nuclei di C e O. Secondo il calcolo di Arnould et al. (1999), alla fine del bruciamento dell'H si avrebbe una frazione in massaa $X(^{14}\mathrm{N}) \simeq 10^{-2}$, due ordini di grandezza superiore alla somma dei restanti isotopi di C, N ed O.

II - III) Una seconda fase di bruciamento nel *core* è quella dell'elio. L'He viene trasformato in ^{12}C per fusione di 3 nuclei (reazioni 3α) e parte del ^{12}C forma ^{16}O tramite la $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$, dalla cui sezione d'urto dipende l'abbondanza relativa di carbonio ed ossigeno alla fine del bruciamento. I nuclei di ^{14}N, precedentemente sintetizzati, vengono trasformati quasi interamente in ^{22}Ne, tramite la catena di reazioni $^{14}\mathrm{N}(\alpha,\gamma)^{18}\mathrm{F}(\beta^{+})^{18}\mathrm{O}(\alpha,\gamma)^{22}\mathrm{Ne}$. Per temperature $T \gtrsim 2\times10^{8}$ K, raggiunte durante le fasi finali del bruciamento dell'He nel *core* di una stella di 25 $M_{\odot}$, diventa efficiente la reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,n)^{25}\mathrm{Mg}$, che è una sorgente di neutroni. Secondo The et al. (2000), in questa fase nel nocciolo di bruciamento di He si ha una densità di neutroni che arriva fino a $10^{7}\ n\ \mathrm{cm}^{-3}$. Si innesca il processo *s*: i neutroni vengono catturati soprattutto dai nuclei con $A \approx 60$ (che al par. 1.4 sono stati definiti nuclei del "picco" del ferro[3]), che presentano valori elevati sia di abbondanza (rispetto ad altri

[3]Per maggiore chiarezza va notato che, parlando di nuclei del picco del ferro in questa fase evolutiva, non ci si sta riferendo ai prodotti del bruciamento della stella in esame (in

nuclei con $A > 30$) sia di sezione d'urto di cattura neutronica (rispetto a nuclei più leggeri e abbondanti, che perciò competono solo in misura minore per la cattura di neutroni, costituendo i cosidetti "veleni" neutronici del processo s (Prantzos et al. 1987)). Si possono distinguere due ambienti di produzione s (Wallerstein et al. 1997):

1. i nuclei con numero di massa $90 \lesssim A \lesssim 210$ vengono prodotti da stelle di massa 0.8 $M_{\odot} < M < 2.3$ $M_{\odot}$ (Kippenhahn & Weigert 1990, The et al. 2000) durante il bruciamento dell'He non nel nocciolo stellare, ma in un guscio; questa è detta componente *principale* del processo s, e la principale fonte neutronica è la reazione $^{13}C(\alpha, n)^{16}O$, che può produrre neutroni con densità fino a 10^9 n cm^{-3} (Käppeler et al. 1990);

2. i nuclei con numero di massa $60 \lesssim A \lesssim 90$ (questo limite superiore dipende dai dettagli del modello di nucleosintesi s: si veda il par. 3.1.1) vengono prodotti nel caso in esame, cioé da stelle di massa $M > 10M_{\odot}$ (Raiteri et al. 1993); si parla di componente *debole* del processo s, perchè non vengono raggiunte le densità neutroniche del caso precedente.

La fig. 2.3 mostra le abbondanze dei prodotti del processo s debole, al termine

cui la produzione di Fe non è ancora iniziata!) ma a quei nuclei presenti nella stella con la loro abbondanza iniziale. Per esempio, il Sole non è arrivato né arriverà mai a produrre ferro, ma questo elemento è presente nella nostra stella in quanto faceva parte della materia da cui essa si è formata.

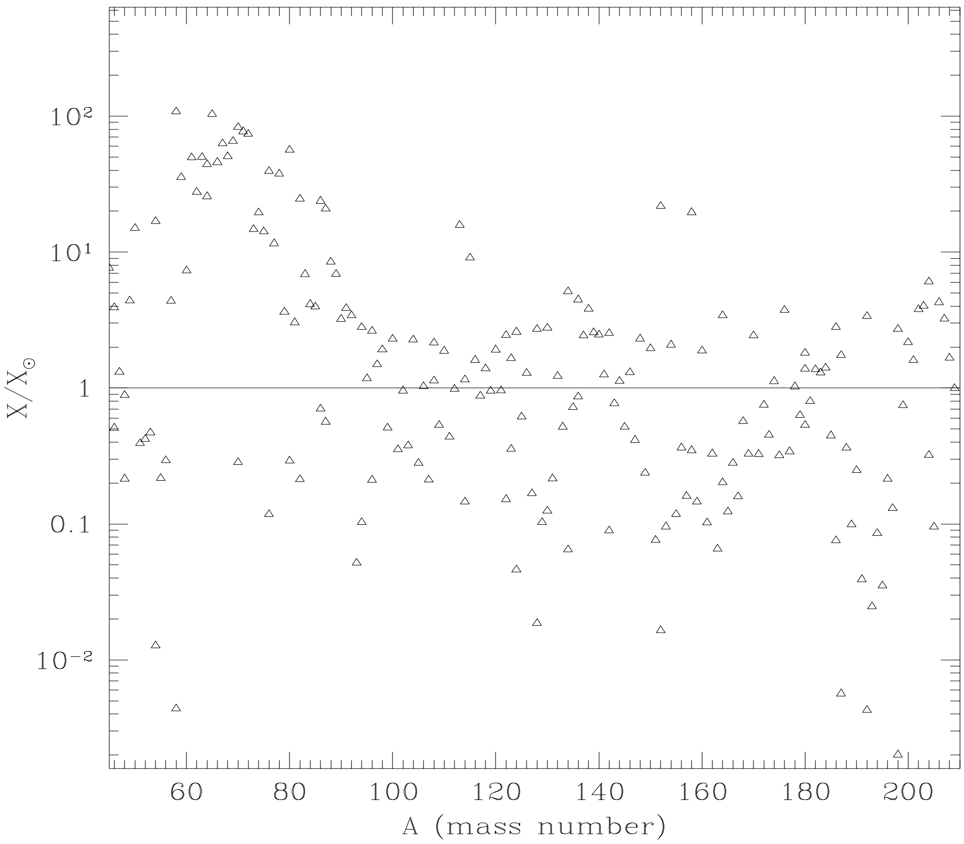

Figura 2.3: Abbondanze dei nuclei s ottenute alla fine del bruciamento dell'He per un modello stellare di 8 $M_\odot$ di elio (Nomoto & Hashimoto 1988). Le frazioni in massa X sono normalizzate ai valori misurati nal sistema solare $X_\odot$. Sono stati usati i *rate* di reazione di Angulo et al. (1999). (Rayet & Hashimoto 2000).

del bruciamento dell'He nel nocciolo stellare, secondo il calcolo di Rayet e Hashimoto (2000). Il grafico mostra un sensibile arricchimento (fino a 10^2 rispetto alle abbondanze solari) nella regione $60 \lesssim A \lesssim 90$. Gli strati stellari in cui, durante l'esplosione di SN, ha luogo il processo p, hanno come abbondanze nucleari iniziali dei nuclei con $A > 40$ quelle dei prodotti della componente debole del processo s (detti per questo *seed* del processo p), perché si suppone che le abbondanze di queste specie nucleari pesanti non vengano più modificate dalle successive fasi di bruciamento idrostatico.

III - IV) Successivamente all'esaurimento dell'He, si innescano nel *core* le reazioni di bruciamento del C; si noti che questa fase non è visibile in modo evidente nella fig. 2.1, in quanto secondo Chieffi et al. (1998) tale bruciamento avviene in condizioni di trasporto radiativo dell'energia, mentre la fig. 2.1 riporta solo le zone convettive. Il bruciamento del C è principalmente caratterizzato dalla trasformazione di quest'ultimo e di parte di ^{16}O in ^{20}Ne; questa fase ha una durata dell'ordine di 100 anni.

IV - V) Nel *core* si innesca il bruciamento del Ne, la cui prima fase, radiativa, è "invisibile" nella fig. 2.1. Durante il bruciamento del ^{20}Ne, la reazione principale è la $^{20}\mathrm{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\mathrm{O}$ seguita da altre reazioni minori; i prodotti principali sono ^{16}O, ^{24}Mg e vari isotopi di silicio e zolfo. La durata complessiva del bruciamento del Ne è di poche centinaia di giorni.

V - VI) Al punto V, al bruciamento del Ne nel *core* convettivo subentra quello dell'O. I prodotti principali del bruciamento dell'O sono ^{28}Si, ^{32}S e ^{34}S, che a loro volta, nelle fasi terminali di questo intervallo, producono altri nuclei fino al ^{40}Ca. La fase di bruciamento dell'O dura intorno al centinaio di giorni.

VI - VII) Questa fase inizia con l'esaurimento al centro dell'O ed è caratterizzata dalla contrazione del *core*, di durata complessiva di circa 20 giorni, secondo Chieffi et al. (1998).

VII - VIII) Dopo l'ulteriore contrazione seguita all'esaurimento dell'O nel nocciolo, si innescano le reazioni di bruciamento del Si. I maggiori prodotti del bruciamento del Si sono ^{56}Fe e ^{52}Cr, seguiti da ^{53}Mn, ^{54}Fe e ^{55}Fe: in questa fase avviene la sintesi dei nuclei con la più alta energia di legame per nucleone (si veda la fig. 1.1). Questa ultima fase di combustione nucleare nel nocciolo dura qualche decina di ore.

2.2.2 Struttura interna stellare nella fase di pre-supernova

La parte destra della fig. 2.1 riassume la struttura dell'interno della stella al termine dell'evoluzione idrostatica, con la ben nota struttura "a cipolla" data dall'alternarsi di zone di differente composizione chimica, intervallate da gusci attivi di bruciamento. Questi strati si trovano a coordinate differenti nei vari modelli, anche se la loro successione è pressoché identica; nella figura, la loro ubicazione si riferisce a Chieffi et al. (1998). Dall'interno verso la superficie è possibile incontrare i seguenti strati:

1. parte centrale, che contiene gran parte dei prodotti del bruciamento del Si (nuclei del picco del Fe).

2. zona ricca di ^{28}Si, ^{32}S e ^{34}S, prodotti dal bruciamento dell'O;

3. zona ricca di ^{16}O, ^{20}Ne e ^{24}Mg, prodotti dal bruciamento del Ne;

4. zona ricca di ^{12}C, ^{16}O e ^{20}Ne, prodotti dal bruciamento del C;

5. zona ricca di ^{4}He, ^{12}C e ^{16}O, prodotti dal bruciamento dell'He nel *core*;

6. composizione analoga, prodotta dal bruciamento dell'He nel guscio;

7. zona ricca di ^{4}He e ^{14}N, prodotti dal bruciamento dell'H nel guscio;

8. le regioni più esterne costituiscono l'inviluppo convettivo, di composizione pressoché inalterata rispetto a quella iniziale, ricca di H.

Per quanto riguarda la composizione dello strato O-Ne subito prima dell'esplosione di SN, Rayet et al. (1995) riportano $X(^{16}\mathrm{O}) = 0.73$, $X(^{20}\mathrm{Ne}) = 0.17$ e $X(^{24}\mathrm{Mg}) = 0.05$. Gli altri nuclei (tra cui gli *s*, *seed* per il processo *p*) hanno frazioni in massa $X < 0.015$, ma la loro esatta distribuzione (in particolare per $A \gtrsim 75$) si rivela cruciale per determinare l'efficienza del processo *p*.

2.3 Meccanismo di esplosione della SN II

Al termine della fase di bruciamento idrostatico del Si, il *core* della stella è costituito da nuclei con $A \simeq 60$ (nocciolo di ferro). Non è possibile avere ulteriori reazioni di fusione esotermiche: viene a mancare la fonte di energia nucleare all'interno della stella. La pressione del gas di elettroni sostiene l'interno stellare, ma alle densità raggiunte nel nocciolo di Fe diventano efficaci le catture elettroniche da parte dei protoni che riducono tale pressione: il nocciolo diventa dinamicamente instabile e collassa (Kippenhahn & Weigert 1990). La sequenza di eventi successivi più plausibile è descritta sinteticamente da Thielemann et al. (1990) e, più in dettaglio, da Arnett (1996), e viene definita meccanismo di esplosione ritardato [4]. In questo modello, quando la densità centrale arriva a valori dell'ordine di quelli della materia nucleare (10^{14} g cm^{-3}), il nocciolo diventa incompressibile. Gli strati stellari sovrastanti, che stanno collassando, "rimbalzano" sul nocciolo incompressibile e vengono espulsi verso l'esterno. Se il rimbalzo fosse totalmente elastico, per il principio di conservazione dell'energia gli strati stellari sovrastanti tornerebbero esattamente allo stesso raggio a cui si trovavano prima del collasso. Invece la parte centrale del nocciolo forma un oggetto compatto, che cede la propria energia di legame tramite emissione di neutrini. Alle densità considerate, il cammino libero medio[5] dei neutrini, generalmente molto più grande delle dimensioni tipiche di una stella, diventa paragonabile alle dimensioni del nocciolo. Il risultato è che i neutrini, invece di attraversare la materia senza interazioni (nel modo in cui si è abituati a visualizzarli in condizioni non estreme) depositano parte della loro energia all'interno di una "neutrinosfera" di raggio pari al cammino libero medio. Si

[4]Per inciso, il termine *ritardato* serve a distinguere il meccanismo di esplosione da quello *immediato*, un modello ormai piuttosto desueto in cui non vengono coinvolti i neutrini ed al collasso del nocciolo segue direttamente l'esplosione.

[5]Viene definito il cammino libero medio l di una particella come la distanza che essa può percorrere in media tra due successive interazioni. Per un neutrino si può dimostrare (Kippenhahn & Weigert 1990) la proporzionalità $l \approx \rho^{5/3}$, dove ρ è la densità della materia.

forma così un'onda di shock che espelle gli strati stellari esterni all'oggetto compatto formatosi.

Servendosi di tale sequenza di eventi si interpreta il fenomeno osservativo delle supernovae di tipo II. L'esplosione causa un rilascio di energia dell'ordine dei 10^{51} erg nello spettro elettromagnetico, oltre all'emissione neutrinica. La fig. 2.4 mostra la temperatura massima che viene raggiunta durante l'esplosione come SN II di una stella di 20 $M_\odot$, in funzione della variabile massa, nel modello di Shigeyama et al. (1988). L'esplosione genera dei picchi di temperatura che decadono con un tempo scala dell'ordine del secondo. Le temperature raggiunte (i valori dei picchi sono mostrati nella fig. 2.4) sono tali da innescare reazioni nucleari, che possono alterare le abbondanze delle varie specie nucleari che si erano ottenute durante le fasi idrostatiche.

I calcoli mostrano che gli strati che non raggiungono temperature dell'ordine di 10^9 K conservano le loro abbondanze praticamente invariate rispetto alla fase idrostatica, cosicché la nucleosintesi esplosiva interessa solo materia stellare posta a coordinate di massa $M(r) \lesssim 3M_\odot$.

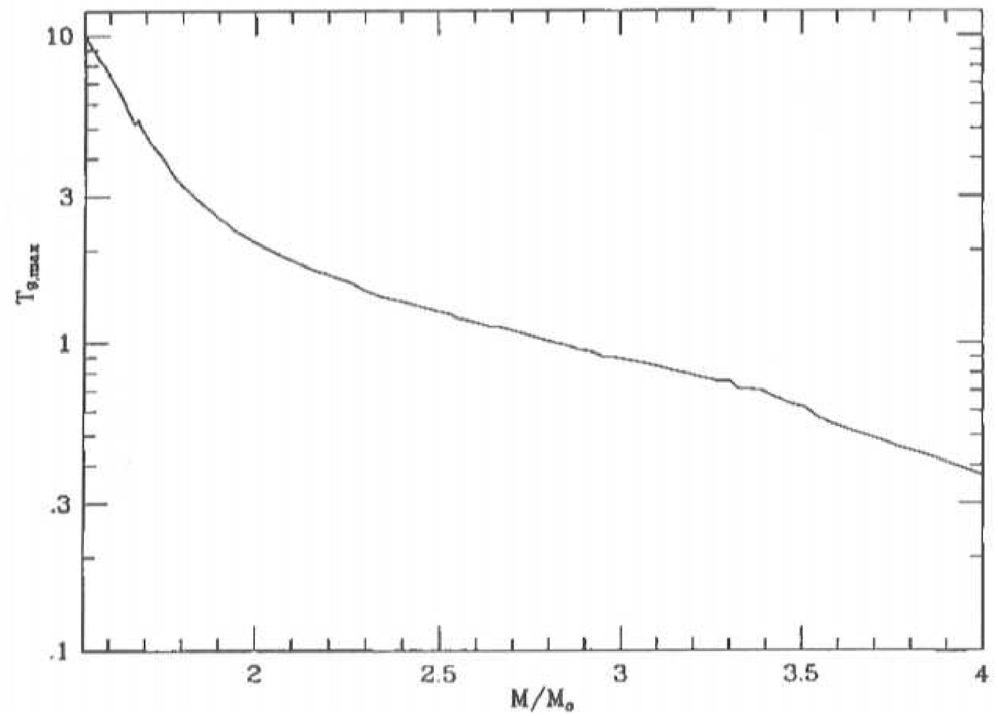

Figura 2.4: Temperatura massima raggiunta a varie coordinate di massa durante l'esplosione di una SN II di 20 $M_{\odot}$. (Shigeyama et al. 1988).

2.4 Produzione di nuclei p in SN II e limiti del modello

La fig. 2.5 mostra le abbondanze dei 35 nuclei p calcolate da Costa et al. (2000) nel modello di nucleosintesi nello strato O - Ne, durante l'esplosione di SN II.

In una situazione ottimale ci aspetteremmo che tutti i fattori di sovrapproduzione normalizzati fossero prossimi a 1 o, almeno, all'interno delle linee tratteggiate, che rappresentano un'incertezza di un fattore 3. Diversi nuclei p

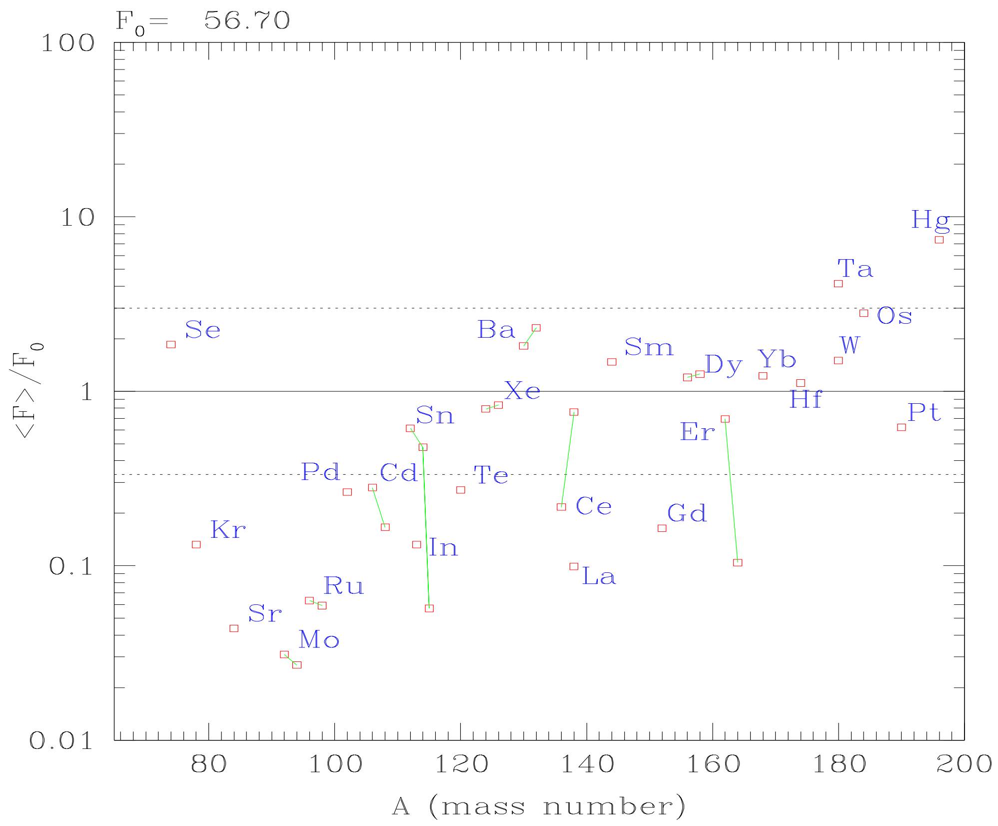

Figura 2.5: Valori di $\langle F \rangle / F_0$ e di F_0 (si veda il par. 1.4 per le definizioni) per i nuclei p, ottenuti da Costa et al. (2000) usando il *rate* di reazione consigliato da Angulo et al. (1999) per la $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, n)^{25}\mathrm{Mg}$ (nel prossimo capitolo sarà sviluppato il problema legato a questa scelta). I segmenti uniscono gli isotopi dello stesso elemento.

sono invece al di fuori di questa striscia, ed in particolare si distinguono gli isotopi p di krypton, stronzio, molibdeno e rutenio, fra i più pesantemente sottoprodotti (fattori di sovrapproduzione compresi fra circa 0.1 e 0.02). Questo è un grave limite del modello. In questo contesto si possono percorrere due strade per cercare una soluzione.

La prima è quella di individuare altri ambienti astrofisici che potrebbero essere responsabili della produzione di tutti o di alcuni nuclei p; in questa direzione si muovono i lavori di:

- Howard et al. (1991 e 1992), sulla produzione durante l'esplosione delle SN Ia;
- Rayet et al. (1992), sulla produzione in SN per creazione di coppia;
- Hoffman et al. (1996), sulla produzione ad opera di reazioni coinvolgenti i neutrini, emessi dalla stella di neutroni durante l'esplosione di SN II;
- Schatz et al. (1998), sulla produzione in *X-ray burst* (Thielemann et al. 2001) e in dischi di accrescimento attorno a buchi neri di taglia stellare.

Va sottolineato che tali lavori investigano ambienti astrofisici che non si prestano a riscontri osservativi e contengono notevoli incertezze teoriche (trattazione della fisica dei neutrini nel terzo caso, condizioni estreme di temperatura e densità nel quarto); la produzione nelle SN Ia è tuttora in fase di studio (Arnould et al. 2001).

La seconda possibilità è quella di apportare dei miglioramenti al modello di Rayet et al. (1990), Prantzos et al. (1990b), Rayet et al. (1995) e Costa et al. (2000). Questo secondo approccio ha il vantaggio di inquadrare la sintesi di tutti i nuclei p in un modello non “esotico” e quindi meglio verificabile. Questo lavoro di tesi procede in tale direzione.

Capitolo 3

Sensibilità dei processi s e p alle reazioni ^{22}Ne + α

3.1 Le reazioni ^{22}Ne + α: il loro ruolo per il processo s

Questa tesi si soffermerà sull'influenza del *rate* di alcune reazioni nucleari sulla produzione dei nuclei s, che fungono da *seed* al processo p.

Come visto al par. 2.2.1, il processo s è causato dalla esposizione dei nuclei del picco del ferro ai neutroni, per cui è naturale aspettarsi una notevole dipendenza del *seed* dalla cosidetta "economia" neutronica, cioé da quell'insieme di fattori che possono modificare l'abbondanza di neutroni. Secondo Prantzos et al. (1990a), Rayet e Hashimoto (2000) e The et al. (2000) l'economia neutronica è influenzata dai seguenti fattori:

1. l'abbondanza dei nuclei del picco del Fe, che devono catturare i neutroni;

2. l'abbondanza iniziale del ^{22}Ne, determinata dalla efficienza della catena

di reazioni a partire dal ^{14}N;

3. l'abbondanza dei nuclei di ^{4}He, che devono reagire con il ^{22}Ne, influenzata principalmente dal *rate* della reazione $^{12}\mathrm{C}(\alpha, \gamma)^{16}\mathrm{O}$;

4. il *rate* della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, n)^{25}\mathrm{Mg}$ e quello della reazione concorrente, la $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\mathrm{Mg}$;

5. l'abbondanza dei cosidetti "veleni" neutronici, cioè di quegli elementi (esclusi ovviamente quelli del picco del Fe) che catturano i neutroni prodotti sottraendoli al processo *s*. Fra essi, va citato il ^{25}Mg, lo stesso ^{22}Ne, il ^{12}C e l'^{16}O (anche se questi ultimi due riemettono parte dei neutroni che catturano).

Valutare i pesi relativi di questi punti significa valutare le incertezze sui *rate* di alcune reazioni nucleari. In particolare, il punto **4** ha una influenza preponderante perché la determinazione sperimentale dei *rate* delle due reazioni è affetta da notevoli incertezze.

3.1.1 Ruolo della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, n)^{25}\mathrm{Mg}$

Il dato bibliografico di riferimento per i *rate* delle due reazioni $^{22}\mathrm{Ne} + \alpha$ proviene dalla collaborazione NACRE (Nuclear Astrophysics Compilation of REaction rates), una raccolta di *rate* di reazioni nucleari di interesse astrofisico basata su stime e misure relative a nuclei con $Z < 14$, riportata da Angulo et al. (1999). In questo lavoro risulta che, nell'intervallo di temperatura fra 1.5 e 3×10^8 K, tipiche del bruciamento dell'He nel *core* delle stelle massive, il limite superiore del *rate* della $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, n)^{25}\mathrm{Mg}$ è fino ad oltre due ordini di grandezza maggiore del valore adottato.

Interrogandosi sulla sensibilità del modello di nucleosintesi a queste incertezze, Costa et al. (2000) hanno compiuto delle simulazioni, assegnando al *rate* della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, n)^{25}\mathrm{Mg}$ valori via via crescenti rispetto a quello adottato dalla NACRE, ma comunque all'interno della banda di errore (fig. 3.1). Per ognuno dei cinque *rate* considerati R_i (i=1... 5) hanno calcolato le abbondanze dei nuclei s, mostrate in grafico nella fig. 3.2.

Il risultato notevole di questa simulazione sta nel fatto che, al crescere del valore di R_i, la produzione di nuclei s aumenta; inoltre, cambia la forma della distribuzione delle abbondanze, causando la sovrapproduzione di nuclei s sempre più pesanti. Se per R_1, per esempio, il fattore di sovrapproduzione era maggiore dell'unità solo per nuclei con $60 \lesssim A \lesssim 90$, ponendo R_5 come *rate* di reazione si trova che tale sovrapproduzione è raggiunta fino ad $A \approx 150$. Usando questi diversi profili di abbondanza come *seed*, nel lavoro citato sono state ottenute delle variazioni nelle abbondanze dei nuclei p, come mostrato nella fig. 3.3. In particolare, il problema della sottoproduzione degli isotopi

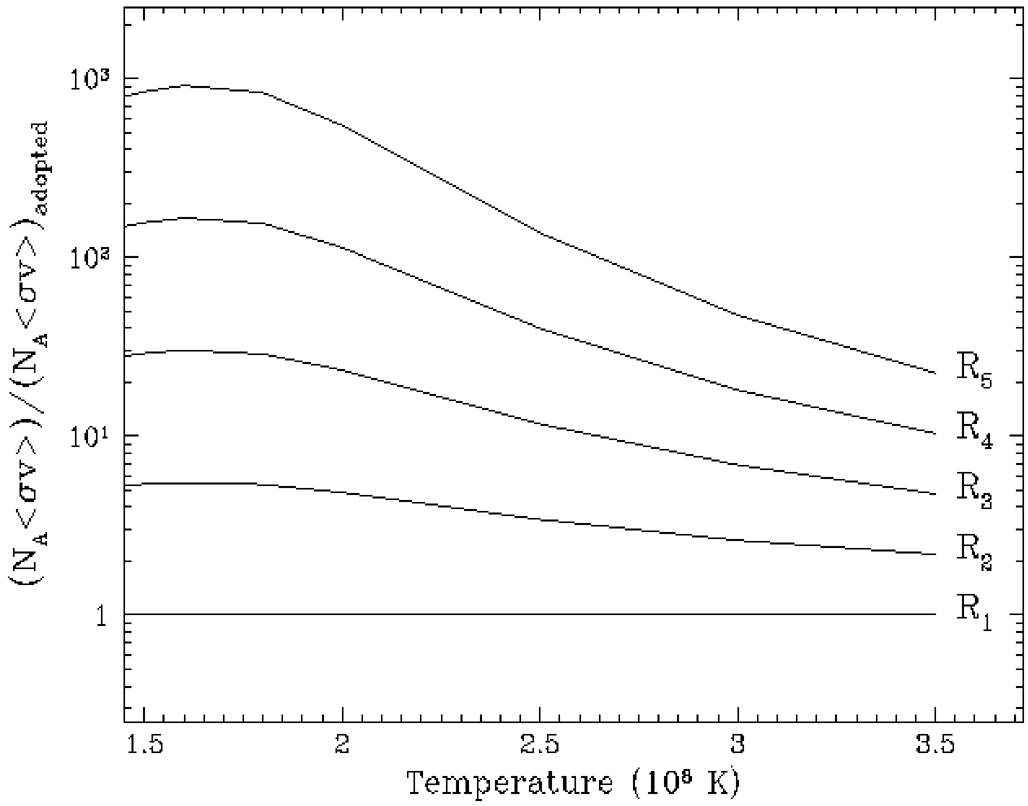

Figura 3.1: I cinque *rate* R_i della reazione $^{22}Ne(\alpha,n)^{25}Mg$ usati in Costa et al. (2000), nell'intervallo di temperatura del bruciamento dell'He nel *core* di stelle massive. Tutti i *rate* sono normalizzati ad R_1, che è il valore consigliato nella NACRE. R_5 corrisponde al valore superiore riportato nella NACRE, mentre R_3, R_2 ed R_4 sono le medie geometriche tra R_1 ed R_5, R_1 ed R_3, R_3 ed R_5, rispettivamente. (Costa et al. 2000).

p di Mo, Ru, Kr e Sr, come è evidenziato nella fig. 3.4, risulta essere di gran lunga migliorato; anche il rapporto tra la produzione globale di nuclei p e l'^{16}O (Rayet et al. 1995) si accorda meglio con i dati osservativi.

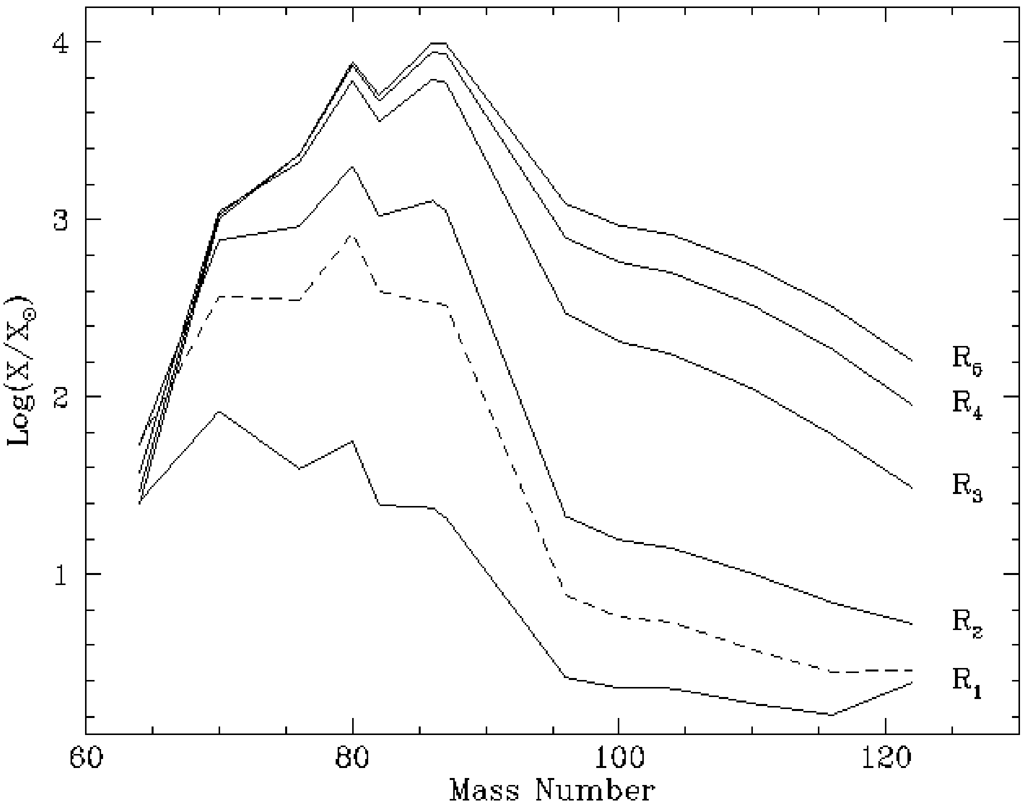

Figura 3.2: Distribuzione delle abbondanze dei nuclei *s*, normalizzate ai valori solari, calcolate per ognuno dei cinque *rate* R_i alla fine del bruciamento dell'He nel modello stellare di 25 $M_\odot$ di Nomoto e Hashimoto (1988). La linea tratteggiata rappresenta la distribuzione adottata da Rayet et al. (1995), precedente alla NACRE. (Costa et al. 2000).

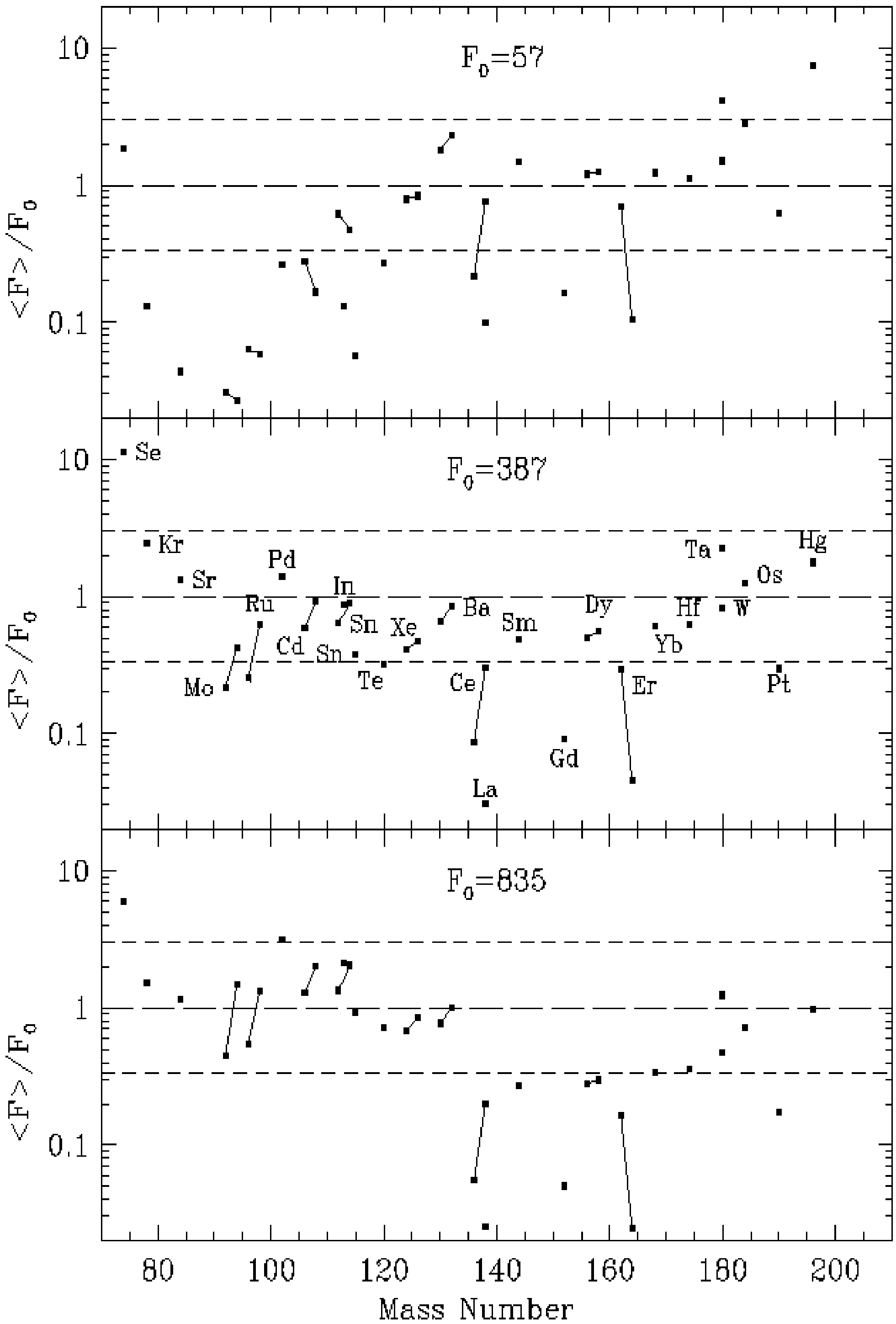

Figura 3.3: Valori di $\langle F_i \rangle / F_0$ (si veda il par. 1.4 per le definizioni) e di F_0 ricavati dalle abbondanze di *seed* calcolate con i *rate* R_1, R_3 ed R_5 per la reazione $^{22}Ne(\alpha, n)^{25}Mg$. I segmenti connettono differenti isotopi dello stesso elemento. Le linee tratteggiate indicano l'intervallo $0.3 \leq \langle F_i \rangle / F_0 \leq 3$. (Costa et al. 2000).

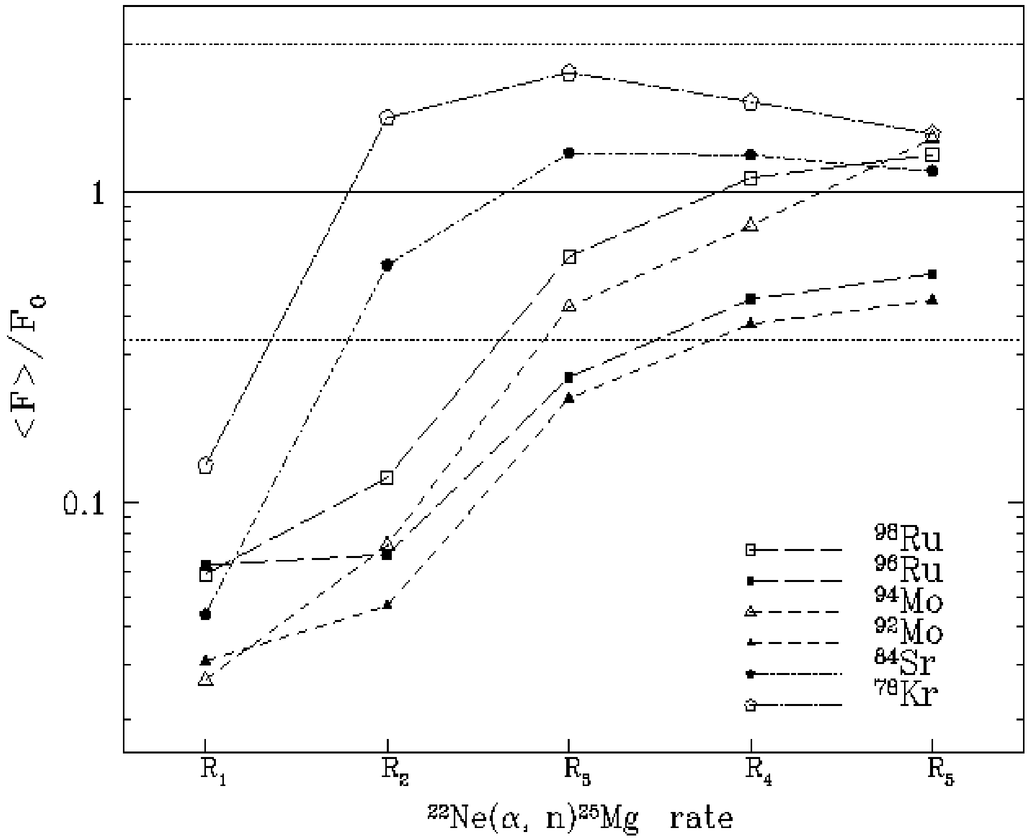

Figura 3.4: Valori dei fattori di sovrapproduzione normalizzati degli isotopi p di Kr, Sr, Mo e Ru, come funzione del *rate* della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,n)^{25}\mathrm{Mg}$. (Costa et al. 2000).

3.1.2 Ruolo della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\mathrm{Mg}$

La fig. 3.5 mostra i valori estremi delle incertezze del *rate* della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\mathrm{Mg}$ nell'intervallo di temperature del bruciamento dell'He, secondo la compilazione NACRE. Il limite superiore è maggiore di quello adottato di circa un fattore 10, mentre quello inferiore è fino ad un fattore 50 minore di quello adottato.

Si può intuire che il ruolo della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\mathrm{Mg}$ sia quello di di-

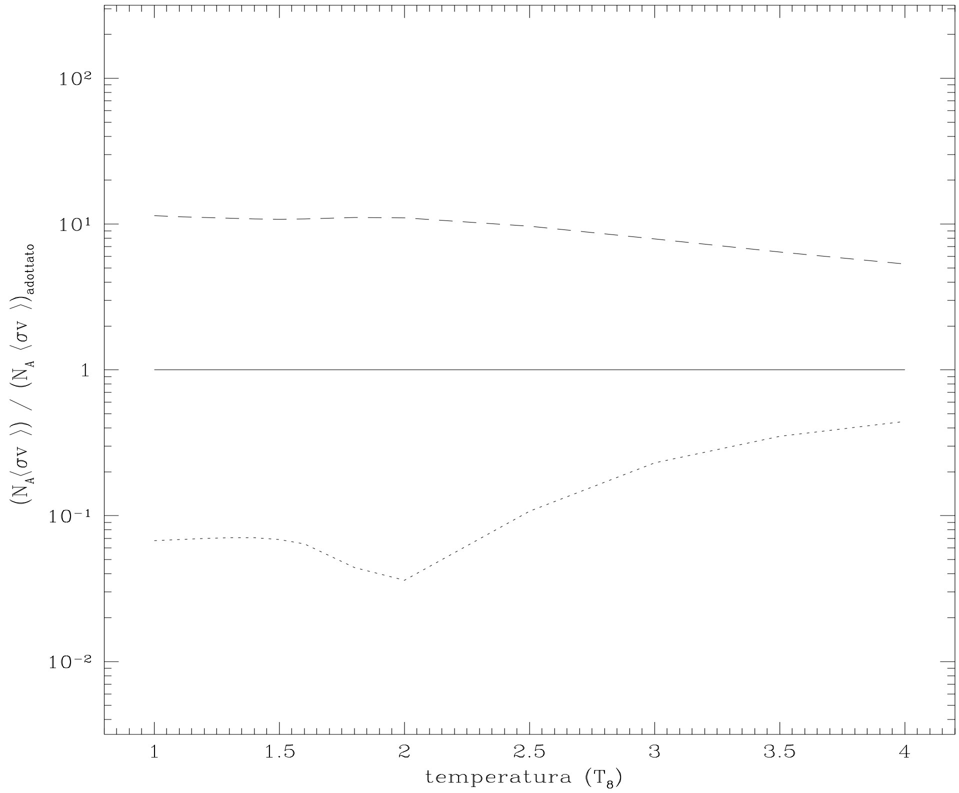

Figura 3.5: *Rate* della reazione ^{22}Ne$(\alpha,\gamma)^{26}$Mg, tratti dalla compilazione NACRE. La linea continua rappresenta, in funzione della temperatura, il valore centrale assunto nella NACRE. La linea a punti rappresenta il limite inferiore del *rate* di reazione, mentre quella tratteggiata rappresenta il limite superiore. Tutti i *rate* sono normalizzati al valore centrale assunto nella NACRE.

struggere ^{22}Ne, sottraendolo alla reazione ^{22}Ne$(\alpha,n)^{25}$Mg, produttrice di neutroni, ostacolando così la nucleosintesi s e, di conseguenza, il processo p. Per dare validità a questa affermazione, bisogna valutare l'effettiva sensibilità del processo s all'incertezza con cui è conosciuto il *rate* della reazione (α,γ).

Una prima verifica dell'importanza del ruolo della reazione (α,γ) consiste nello studio dell'andamento del rapporto dei *rate* delle due reazioni ^{22}Ne + α, ambedue con i valori adottati nella NACRE, al variare della temperatura nel *range* del bruciamento dell'He nel *core* (fig. 3.6).

Se il valore del *rate* della ^{22}Ne$(\alpha, \gamma)^{26}$Mg fosse molti ordini di grandezza inferiore a quello dell'altra reazione, qualunque incertezza presente su di esso non avrebbe molta influenza per la produzione di neutroni, dato che per la distruzione del ^{22}Ne prevarrebbe comunque il canale (α, n). Si osserva invece che la reazione (α, γ) domina per $T_8 < 2$, come era prevedibile, dato che la (α, n) è endoenergetica (la soglia di reazione è a 478 keV), a differenza della (α, γ). Per temperature maggiori, il rapporto dei *rate* si mantiene prossimo all'unità. Ha senso, perciò, supporre che l'incertezza sul *rate* della reazione (α, γ) possa dar luogo ad incertezze sulla produzione di nuclei s, visto che questa reazione, nel *range* di temperature considerato, è efficace nella distruzione del ^{22}Ne, che viene sottratto al canale di produzione di neutroni (α, n).

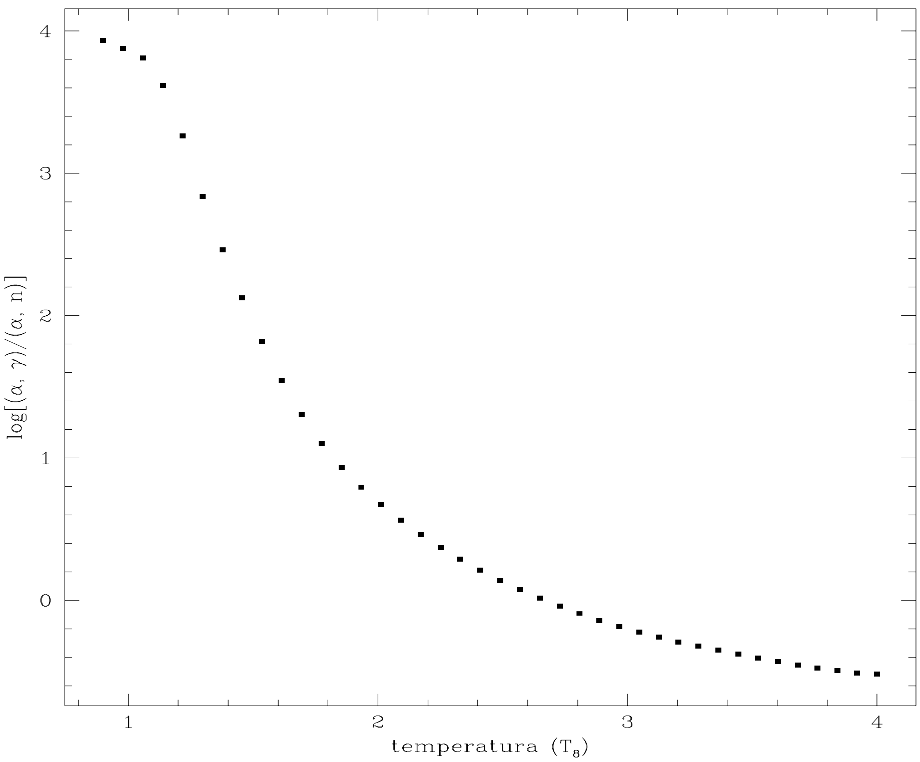

Figura 3.6: Rapporto fra i *rate* delle reazioni $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\mathrm{Mg}$ e $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,n)^{25}\mathrm{Mg}$ al variare della temperatura sull'intervallo di interesse per il bruciamento dell'He nel *core*.

3.2 Risultati sperimentali sulle due reazioni ^{22}Ne + α

Per quanto riguarda la $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,n)^{25}\mathrm{Mg}$, il primo studio su di essa nella regione energetica di interesse astrofisico è di Drotleff et al. (1991). Sono state eseguite misure da $E_{cm} = 478$ keV (soglia di reazione) fino a $E_{cm} \simeq 1800$ keV. Osservando (fig. 3.7) la funzione di eccitazione ricavata, si notano due risonanze per energie delle particelle alfa incidenti $E_\alpha = 623 \pm 6$ keV e $E_\alpha = 838 \pm 6$ keV nel sistema di riferimento del laboratorio[1]. Riprendendo in esame la reazione, Drotleff et al. (1993) interpretano la risonanza a 623 keV come dovuta alla reazione $^{11}\mathrm{B}(\alpha,n)^{14}\mathrm{N}$, provocata dalle α, diffuse sulle pareti della camera di reazione, e da impurità di ^{11}B. In base a ciò la risonanza non viene considerata e, con opportune correzioni, viene eliminata dai dati.

Giesen et al. (1993) hanno effettuato due diversi esperimenti sulle reazioni ^{22}Ne+α. Nel primo, essi usano il metodo indiretto dell'*alpha-transfer*. Tramite la reazione $^{22}\mathrm{Ne}(^{6}\mathrm{Li}, d)^{26}\mathrm{Mg}$ si popolano gli stati del ^{26}Mg; per questo nucleo, la soglia per il canale ^{22}Ne + α è di 10.612 MeV. Negli stati osservati ad energie $E_{lab} > 10.612$ MeV le α risultano non legate, e tali stati corrispondono a risonanze per la cattura di α da parte del ^{22}Ne. Nel secondo esperimento

[1] Va comunque segnalato il lavoro di Wolke et al. (1989), che precede quello di Drotleff et al. (1991); esso analizza le reazioni $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,n)^{25}\mathrm{Mg}$ e $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\mathrm{Mg}$ ma le studia per $E_\alpha > 0.71$ MeV.

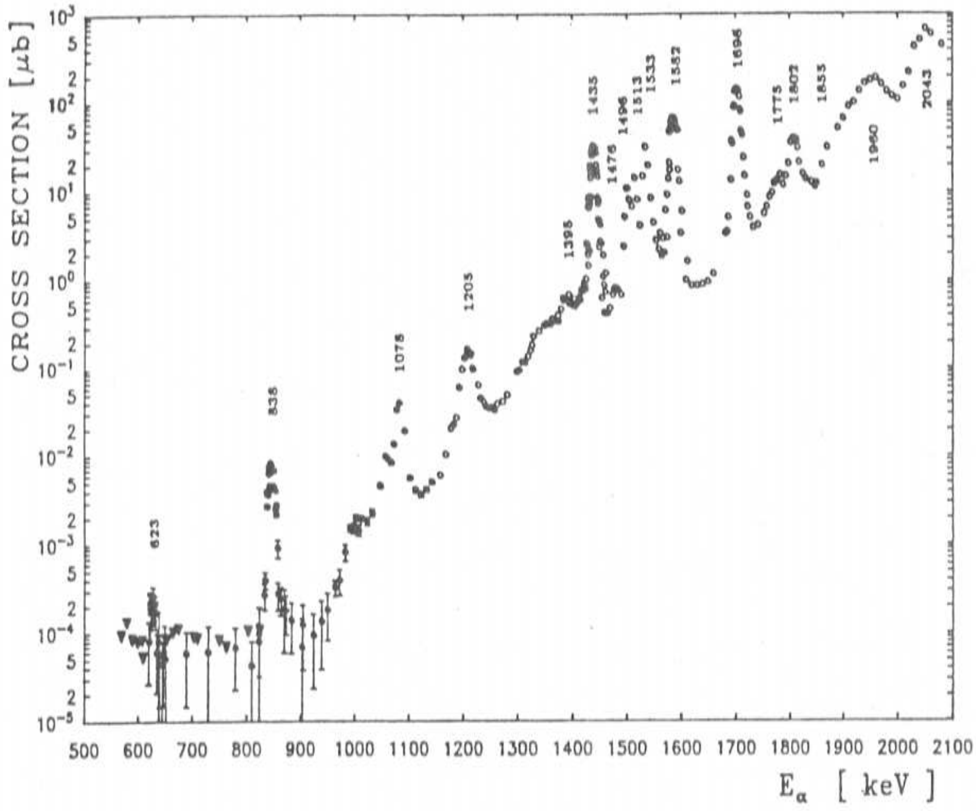

Figura 3.7: Funzione di eccitazione della reazione ^{22}Ne$(\alpha, n)^{25}$Mg; E$_\alpha$ è l'energia dei nuclei di ^{4}He incidenti, nel sistema di riferimento del laboratorio. Le risonanze sono riportate con la loro energia nel sistema di riferimento del laboratorio. (Drotleff et al. 1991).

Giesen et al. studiano solamente la reazione ^{22}Ne$(\alpha, n)^{25}$Mg ma, come nel caso di Drotleff et al., quest'ultima misura diretta non è utile per l'individuazione della possibile risonanza a 623 keV (in questo lavoro e nei successivi si individua questa risonanza a 633 keV), a causa delle contaminazioni da parte del ^{11}B. Inoltre, nella misura indiretta non è stato osservato nessuno stato del ^{26}Mg a 11.15 MeV (rilevato in studi precedenti di Weigmann et al. (1976) e Berman

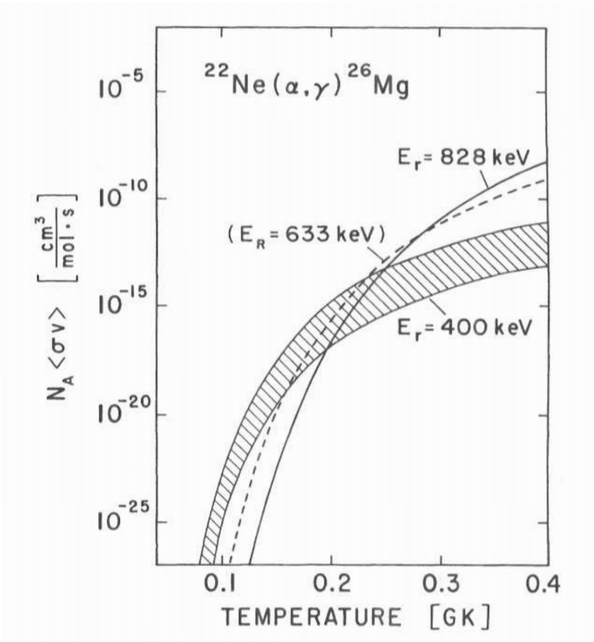

Figura 3.8: Contributo della singole risonanze al *rate* della reazione ^{22}Ne$(\alpha,\gamma)^{26}$Mg. La linea tratteggiata indica l'effetto che avrebbe la risonanza a 633 keV, mentre il contributo di quella a 400 keV risente di un'incertezza (area tratteggiata) dovuta alla determinazione dello spin del livello corrispondente. (Käppeler et al. 1994).

et al. (1969)) che, eventualmente, sarebbe responsabile della risonanza a 633 keV nelle reazioni considerate. Il *rate* della reazione ^{22}Ne$(\alpha,\gamma)^{26}$Mg, sempre secondo Giesen et al. (1993), risente delle incertezze legate all'esistenza della risonanza appena vista e alla determinazione dello spin di un livello del ^{26}Mg, responsabile di un'altra risonanza a 400 keV. Una ulteriore risonanza a 97 keV è trascurabile alle temperature di bruciamento dell'He.

Applicando tali risultati al processo di nucleosintesi *s*, Käppeler et al. (1994) affermano che le indicazioni raccolte non escludono del tutto la possibilità di avere una risonanza a 633 keV nella ^{22}Ne$(\alpha,n)^{25}$Mg, che porterebbe ad un sostanziale aumento del *rate* di reazione per $T_8 \lesssim 3$. Riguardo alla ^{22}Ne$(\alpha,\gamma)^{26}$Mg, l'incertezza sulle previsioni riguardo alla risonanza a 400 keV influenza il *rate* per $T_8 \lesssim 2,2$, mentre l'esistenza di quella a 633 keV pesa a T_8 compreso tra 2.6 e 3. La fig. 3.8 visualizza graficamente i vari contributi e le relative incertezze.

Nella compilazione NACRE (Angulo et al. 1999), il fattore astrofisico della ^{22}Ne$(\alpha,n)^{25}$Mg è posto costante fra la soglia della reazione e 0.69 MeV (nel riferimento del centro di massa), tenendo conto solo "in maniera media" della possibile esistenza della risonanza a 633 keV (fig. 3.9). Per la ^{22}Ne$(\alpha,\gamma)^{26}$Mg, la banda di errore sul *rate* di reazione dipende dalla previsione dello spin per il livello a 400 keV (338 keV nel sistema di riferimento del centro di massa). Le questioni aperte da queste incertezze richiedono quindi ulteriori studi dal punto di vista sperimentale.

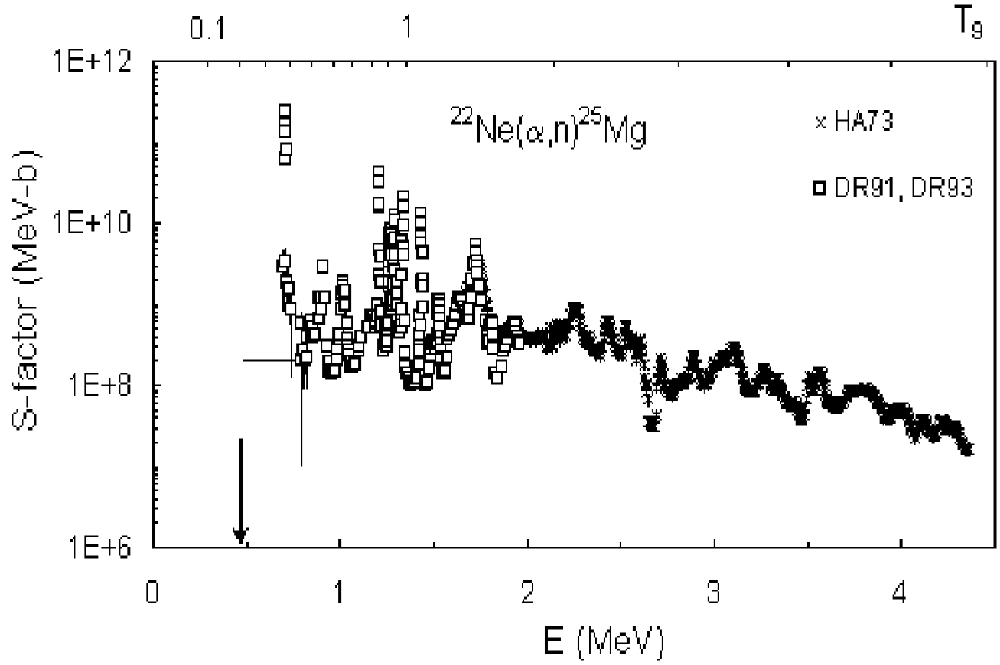

Figura 3.9: Grafico del fattore astrofisico della reazione ^{22}Ne$(\alpha, n)^{25}$Mg in funzione della temperatura della reazione riportata in T_9 o, equivalentemente, in MeV (facendo uso della relazione E = kT, valore di energia per cui la distribuzione di Maxwell-Boltzmann ha il suo massimo). I quadrati si riferiscono ai dati di Drotleff et al. (1991, 1993), mentre le crocette rappresentano i dati di Haas e Bair (1974), in un intervallo energetico non importante in questo lavoro. La freccia verticale in basso indica la soglia della reazione; si noti il primo tratto, che viene posto costante a $S = 2 \times 10^8$ MeV b, come discusso nel testo. (Angulo et al. 1999).

Capitolo 4

Simulazione del processo *s*

4.1 Equazioni per il calcolo delle abbondanze e tecniche di risoluzione

Si consideri la frazione molare Y_i di un nucleo i: la derivata rispetto al tempo dY_i/dt contiene termini dovuti a reazioni di produzione e di distruzione di i.

Le reazioni di distruzione di i forniscono alla derivata un contributo che dipende dal tipo di reazione trattata (Wagoner 1969):

1. per i decadimenti, risulta $dY_i/dt = -Y_i\lambda$, dove λ è il reciproco della vita media di decadimento;

2. per interazioni di nuclei i con leptoni o fotoni j (reazioni $i + j = \ldots$), si ha:

$$\frac{dY_i}{dt} = -Y_i Y_j \langle\sigma v n\rangle N_i \tag{4.1}$$

dove $\langle\sigma v n\rangle$ è il prodotto di sezione d'urto della reazione, velocità e densità numerica di leptoni o fotoni, mediato (si veda (1.3)) sulla opportuna funzione di distribuzione;

3. per reazioni fra nuclei i e j (incluso anche il caso $i = j$, $N_i = 2$), la derivata vale:

$$\frac{dY_i}{dt} = -\frac{Y_i^{N_i} Y_j^{N_j}}{N_i! N_j!} N_i \rho N_A \langle \sigma v \rangle \tag{4.2}$$

dove N_i ed N_j sono i coefficienti stechiometrici, che contano quanti nuclei di una medesima specie sono coinvolti in una reazione[1], ρ è la densità di massa, N_A è il numero di Avogadro e $\langle \sigma v \rangle$ è stato definito dalla (1.3);

4. per reazioni a tre corpi, di cui almeno due appartenenti alla stessa specie (incluso anche il caso $i = j$, $N_i = 3$) risulta:

$$\frac{dY_i}{dt} = -\frac{Y_i^{N_i} Y_j^{N_j}}{N_i! N_j!} N_i \rho^2 N_A^2 f(T) \tag{4.3}$$

dove la funzione f tiene conto dei passaggi intermedi della reazione. Le equazioni precedenti possono essere riscritte nella forma più generale:

$$\frac{dY_i}{dt} = -\frac{Y_i^{N_i} Y_j^{N_j}}{N_i! N_j!} [ij] N_i \tag{4.4}$$

dove $[ij]$ è il *rate* di reazione, espresso in sec^{-1}, da definire diversamente a seconda del tipo di reazioni.

[1]Esempi: $p + p = d + e^+ + \nu_e : N_p = 2$; $p + d = ^3$He$+\gamma : N_p = 1$; $\alpha + \alpha + \alpha = ^{12}C+\gamma + \gamma : N_\alpha = 3$.

Analogamente, una reazione che produce i, del tipo $l+k = i+\ldots$ fornisce alla derivata un contributo:

$$\frac{dY_i}{dt} = \frac{Y_l^{N_l} Y_k^{N_k}}{N_l! N_k!}[lk] N_i \tag{4.5}$$

Sommando su tutte le possibili reazioni che producono o distruggono la specie i si ottiene ($dY/dt = \dot{Y}$):

$$\dot{Y}_i = -\sum_j \left[\frac{Y_i^{N_i} Y_j^{N_j}}{N_i! N_j!}[ij] N_{i,j} \right] + \sum_{l,k} \left[\frac{Y_l^{N_l} Y_k^{N_k}}{N_l! N_k!}[lk] N_{i,lk} \right] \tag{4.6}$$

dove $N_{i,j}$ e $N_{i,lk}$ sono i valori di N_i nei termini i cui indici di somma sono rispettivamente j ed l,k.

Per ogni specie nucleare i presente nell'ambiente in studio si ha una equazione differenziale del tipo (4.6), non lineare. L'elenco di tutti i nuclei da inserire in una simulazione e delle reazioni che possono aversi tra loro definisce il *network* del processo e determina il numero delle equazioni da risolvere.

Lo studio dell'evoluzione temporale delle abbondanze richiede quindi la risoluzione di un sistema di equazioni differenziali non lineari, che inoltre appartengono alla categoria tipicamente indicata come *stiff*, in quanto i termini delle somme al secondo membro della (4.6) possono differire tra loro di molti ordini di grandezza. Per la risoluzione di sistemi di equazioni differenziali *stiff* si è dimostrato efficace l'uso del metodo di linearizzazione di Wagoner (Wagoner 1969): dati i valori di tutti gli Y_i e $\dot{Y}_i$ al tempo t, si cercano i valori che vengono assunti al tempo $t + \Delta t$, dove Δt è un opportuno incremento di tempo, la cui determinazione verrà descritta al par. 4.2.4. In questa procedura si pone:

$$\dot{Y}_i(t + \Delta t) \simeq \frac{\bar{Y}_i(t + \Delta t) - Y_i(t)}{\Delta t} =$$

$$= -\sum_j \frac{N_i[\tilde{ij}]}{N_i!N_j!(N_i + N_j)} \left[N_i \tilde{Y}_i^{N_i - 1} \tilde{Y}_j^{N_j} \bar{Y}_i(t + \Delta t) + N_j \tilde{Y}_i^{N_i} \tilde{Y}_j^{N_j - 1} \bar{Y}_j(t + \Delta t) \right] +$$
$$+ \sum_{l,k} \frac{N_i[\tilde{lk}]_i}{N_l!N_k!(N_l + N_k)} \left[N_l \tilde{Y}_l^{N_l - 1} \tilde{Y}_k^{N_k} \bar{Y}_l(t + \Delta t) + N_k \tilde{Y}_l^{N_l} \tilde{Y}_k^{N_k - 1} \bar{Y}_k(t + \Delta t) \right] \quad (4.7)$$

dove le $\bar{Y}_i(t + \Delta t)$ sono le incognite e le $\tilde{Y}_i(t + \Delta t)$ sono una prima approssimazione dei valori incogniti $\bar{Y}_i(t + \Delta t)$. Entrambi i gruppi di valori $\bar{Y}_i$ e $\tilde{Y}_i$ vengono ottenuti mediante una procedura in due passi:

1. si pone $\tilde{Y}_i(t + \Delta t) = Y_i(t)$, $[\tilde{ij}](t + \Delta t) = [ij](t)$ e si risolvono le (4.7) rispetto alle $\bar{Y}_i(t + \Delta t)$; in forma matriciale, il sistema è del tipo $(A_{ij})[\bar{Y}(t + \Delta t)] = [Y(t)]$;

2. con i valori di $\bar{Y}_i(t + \Delta t)$ ottenuti al primo passo si ricalcolano gli $[\tilde{ij}](t + \Delta t)$, quindi si sostituiscono le $\bar{Y}_i(t + \Delta t)$ calcolate al posto delle $\tilde{Y}_i$ nelle (4.7) e si risolve nuovamente il sistema, per ottenere le soluzioni definitive $\bar{Y}_i(t + \Delta t)$.

La matrice A_{ij}, necessaria alla risoluzione del sistema, è quadrata e, nel caso dei calcoli svolti in questo lavoro, per il *network* relativo al processo s, ha circa

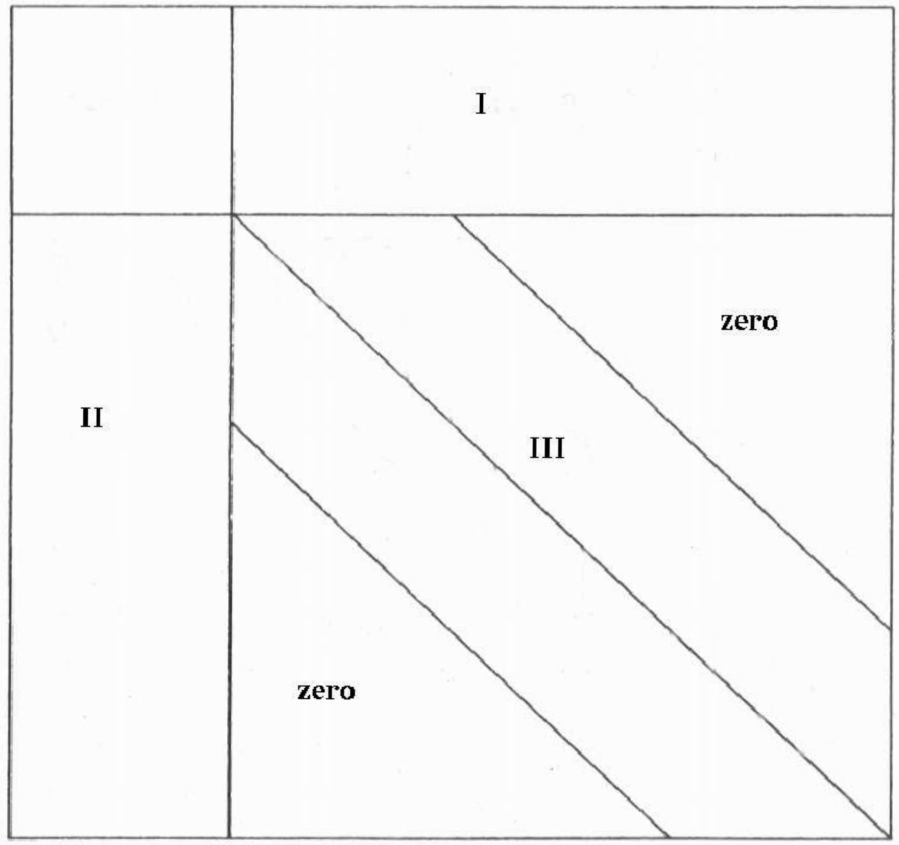

Figura 4.1: Geometria della matrice A_{ij} (non in scala), con gli elementi ordinati per numero atomico crescente. Le etichette sono illustrate nel testo. (Prantzos et al. 1987).

450×450 elementi. Il vettore Y_i contiene le frazioni molari delle specie incluse nel *network* ed è ordinato per valori crescenti di Z. La struttura del sistema di equazioni è tale che l'elemento a_{ij} della matrice è non nullo solo se c'è nel *network* una reazione che coinvolge entrambi i nuclei i e j (non necessariamente ambedue nel canale di entrata: il discorso è analogo anche per una reazione del tipo $i + \ldots = j + \ldots$).

Alle temperature raggiunte nel *core* di stelle massive durante il bruciamento dell'He, la barriera coulombiana impedisce, per un nucleo X, reazioni con altri nuclei di numero atomico $Z > 2$. Considerando ancora un nucleo generico X, le varie reazioni lo "collegano" o ad un suo vicino in massa (al massimo, differente per $\Delta A = 4$) e ad una particella leggera (p, n, α, e^-, e^+) o ad un fotone. Applicando questo ragionamento alla matrice A_{ij}, si nota che sono non nulli solo gli elementi di tre sue aree, di larghezza dell'ordine della decina di elementi, indicate dalle etichette **I**, **II**, **III** nella fig. 4.1 (non in scala). In particolare, le strisce contrassegnate con **I** e **II** (intersezione compresa) rappresentano i termini di collegamento tra un nucleo qualunque e le particelle leggere, mentre la zona **III**, intorno alla diagonale, è costituita dai termini di collegamento tra nuclei di numero di massa simile.

Il sistema lineare $(A_{ij})[\bar{Y}] = [Y]$ derivante dalla linearizzazione delle (4.6) viene codificato e risolto al calcolatore ma, al fine di evitare lo svolgimento di inutili operazioni tra zeri, si preferisce estrarre dalla matrice A_{ij} quattro matrici di dimensioni minori, ma ad elementi prevalentemente non nulli, cioè una matrice con gli elementi intorno alla diagonale, altre due con le strisce, orizzontale e verticale, e l'ultima con la loro intersezione. La risoluzione del sistema di equazioni (4.6) viene compiuta sfruttando queste sotto-matrici. Il metodo usato per la semplificazione di A_{ij} (tecnica di eliminazione Pseudogaussiana) è descritto in Prantzos et al. (1987).

4.2 Descrizione del programma di simulazione della nucleosintesi *s*

Il programma di calcolo usato per questa tesi è quello descritto ed adoperato nel lavoro di Rayet e Hashimoto (2000). Le equazioni del *network* (4.6) vengono risolte separatamente da quelle della struttura stellare (Kippenhahn & Weigert 1990), usando come *input* i valori di temperatura e densità forniti da un modello stellare precedentemente calcolato. Pur non essendo autoconsistente, questa scelta è giustificata dal fatto che le reazioni coinvolte nel processo *s* sono ininfluenti ai fini della produzione di energia.

I vari dati richiesti in ingresso dal programma sono descritti nelle prossime sezioni.

4.2.1 Valori di temperatura e densità

I profili di T e ρ in funzione della coordinata di massa $M(r)$ e del tempo sono tratti dal modello di una stella di 8 $M_\odot$ di He, calcolato da Nomoto e Hashimoto (1988) e Hashimoto (1995)[2]. In questo modello il bruciamento dell'He avviene in condizioni di trasporto convettivo dell'energia; il *core* convettivo raggiunge

[2]Il modello di una stella di He serve a studiare l'evoluzione del *core* delle stelle massive nelle fasi successive al bruciamento dell'H. Secondo i lavori citati, il modello di una stella di 8 $M_\odot$ di He è una buona approssimazione per descrivere l'evoluzione del *core* di una stella di circa 25 $M_\odot$ e composizione solare, supponendo di poter trascurare l'interazione fra *core* ed inviluppo.

una massima estensione di 5.66 $M_\odot$. Per seguire l'evoluzione del bruciamento (della durata complessiva di 7.66×10^5 anni) la parte della stella dal centro fino a $M(r) = 5.66\ M_\odot$ è divisa in 146 gusci concentrici, e per ciascuno di essi il modello fornisce, all'istante t, i valori di temperatura, densità e l'appartenenza o meno alla zona convettiva.

4.2.2 *Network* di reazioni

Il *network* comprende 472 nuclei, legati da 834 reazioni. Per i nuclei con $A > 40$, vengono trattate solo reazioni di cattura neutronica e decadimenti β^-. Per le reazioni che coinvolgono specie con $A < 28$ il *rate* è tratto dalla compilazione NACRE (Angulo et al. 1999); per le fonti dei restanti *rate* si rimanda a Rayet e Hashimoto (2000). Fanno eccezione i *rate* delle due reazioni $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, n)^{25}\mathrm{Mg}$ e $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\mathrm{Mg}$, della cui scelta si discuterà al par. 5.1. Le abbondanze iniziali dei nuclei con $A \geq 20$ sono uguali a quelle solari (Anders e Grevesse 1989), mentre per $A < 20$, seguendo le indicazioni del modello stellare di Nomoto e Hashimoto (1988) e la scelta per il ^{13}C di Rayet e Hashimoto, si assumono le frazioni in massa $\mathrm{X}(^4\mathrm{He}) = 0.981$, $\mathrm{X}(^{14}\mathrm{N}) = 0.0137$ e $\mathrm{X}(^{13}\mathrm{C}) = 3.65 \times 10^{-5}$.

4.2.3 Trattamento dei dati di abbondanza in relazione alla convezione

Ad un generico istante t il modello stellare fornisce, per ognuno dei 146 strati di massa in cui è stato suddiviso il *core* convettivo, i valori di T e di ρ, che vengono usati per calcolare i *rate* delle varie reazioni. In linea di principio la simulazione produrrebbe, strato per strato, abbondanze nucleari differenti, come differenti sono i *rate* al variare di T e ρ. L'effetto della convezione, invece, è quello di rimescolare i nuclei prodotti nei vari strati e di omogeneizzarne le abbondanze. Definendo il tempo di vita medio τ_{nuc} di un nucleo i come $[ij]^{-1}$ (si veda la (4.4)), si può verificare che, per tutti i nuclei inseriti nel *network*, τ_{nuc} è maggiore del tempo scala di rimescolamento convettivo τ_c (che vale circa 10^6 secondi). Dato che il rimescolamento avviene su tempi trascurabili, rispetto a quelli in cui varia l'abbondanza per effetto delle reazioni nucleari, le abbondanze di tutti i nuclei possono sempre considerarsi uniformemente distribuite su tutta la zona convettiva. Fanno eccezione i neutroni, per cui $\tau_{nuc} \sim 10^{-4}$ sec, per cui la loro abbondanza va calcolata diversamente.

Per tenere conto degli effetti descritti si fa uso della procedura introdotta da Prantzos et al. (1987): per ogni reazione si calcola un *rate* medio $\bar{\lambda}$, uguale per tutti gli strati della zona convettiva. L'espressione, per reazioni diverse dalla cattura neutronica, è:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{M_c} \int_{M_c} \lambda_m dm \tag{4.8}$$

dove λ_m è il *rate* in ognuno degli strati di coordinata di massa m, su cui è compiuto l'integrale; M_c è la massa dell'intera zona convettiva.

Per l'applicabilità di questa formula si suppone che le specie interagenti siano distribuite uniformemente nel *core* convettivo. La (4.8) non è utilizzabile per le reazioni di cattura neutronica, come precedentemente accennato, perché per i neutroni $\tau_{nuc} \ll \tau_c$ ed essi presentano perciò una abbondanza diversa su ogni strato di massa, non essendo efficace il rimescolamento. Per una reazione di cattura neutronica da parte di un generico nucleo j bisogna considerare una frazione molare Y_j di j, omogenea su tutta la zona convettiva, che reagisce con una frazione molare $Y_n(m)$ di neutroni, dipendente dalla coordinata di massa m. Il *rate* di reazione è definito da una doppia operazione di media:

$$\bar{\lambda} = \int_{M_c} \frac{\lambda_m Y_n(m)}{M_c \bar{Y}_n} dm \tag{4.9}$$

dove $\bar{Y}_n$ è definita da:

$$\bar{Y}_n = \int_{M_c} \frac{Y_n(m)}{M_c} dm \tag{4.10}$$

4.2.4 Scelta del *timestep*

Al par. 4.1 è stata descritta la procedura per calcolare, partendo dai dati al tempo t, quali sono le frazioni molari Y_i al tempo $t + \Delta t$. La scelta dell'incremento di tempo viene compiuta dal programma ponendo un limite ΔY_{max} alla massima variazione di frazione molare permessa ad ogni *timestep*. Per i calcoli svolti, si è fissato che sia $\Delta Y_{max}/Y_{max} = 15\%$. Non tutti i nuclei vengono presi in esame per la scelta del *timestep*. Viene fissato un limite di abbondanza $Y_{min} = 5 \times 10^{-9}$, in modo da non far dipendere l'incremento anche dalle variazioni di nuclei trascurabili. Valori tipici dei *timestep* per i calcoli di simulazione del processo s sono compresi fra 10^9 e 10^{11} secondi. I valori scelti per $\Delta Y_{max}/Y_{max}$ e Y_{min} si sono rivelati un buon compromesso fra le esigenze di tempo di calcolo e risoluzione numerica.

Capitolo 5

Risultati

5.1 Simulazioni effettuate

Sono stati compiuti dodici calcoli di simulazione della nucleosintesi s, per diverse scelte dei *rate* delle reazioni ^{22}Ne + α.

Per quanto riguarda la reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,n)^{25}\mathrm{Mg}$, sono stati usati i *rate* definiti come R_1, R_3 ed R_4 nel lavoro di Costa et al. (2000), dove R_1, al variare della temperatura, è il "valore adottato" nella compilazione NACRE, R_3 è la media geometrica tra R_1 ed il limite superiore (R_5 in Costa et al. (2000)) ed R_4 è la media geometrica fra R_3 ed R_5 (si veda fig. 3.1).

Al *rate* della reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\mathrm{Mg}$ sono stati fatti assumere i quattro *set* di valori mostrati nella fig. 5.1. S_1 è il limite inferiore del *rate* tabulato nella NACRE, S_2 è il "valore adottato" ed S_4 è il limite superiore; S_3 è la media geometrica di S_2 ed S_4.

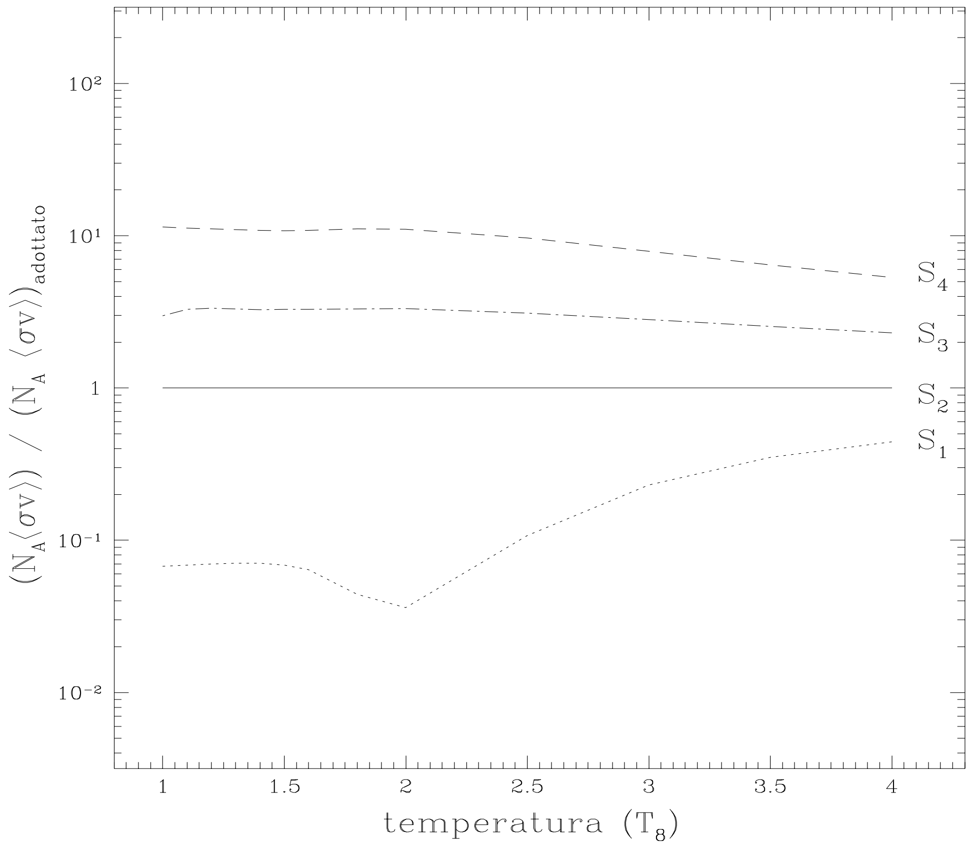

Figura 5.1: Grafico dei quattro *rate* S_i usati per la reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\mathrm{Mg}$, nell'intervallo di temperatura del bruciamento dell'He nel *core* di stelle massive. I *rate* sono normalizzati al valore centrale della compilazione NACRE, S_2. Si rimanda al testo per le definizioni degli S_i.

5.2 Grandezze caratteristiche del processo *s*

Dalle abbondanze calcolate dal programma di simulazione di nucleosintesi vengono ricavati i fattori di sovrapproduzione $X/X_\odot$ dei nuclei presenti nel *network*. I grafici di tali dati verranno presentati nel prossimo paragrafo (si veda la fig. 5.2 e seguenti), ma è opportuno introdurre altre grandezze caratteristiche, che permettano di dare una misura dell'efficienza globale del processo s.

Una grandezza che risulta molto significativa in questo contesto è il numero di neutroni catturati per nucleo di ^{56}Fe, definita come (Prantzos et al. 1987):

$$n_{cap} = \sum_{A=57}^{209} (A-56)[Y_A - Y_A(0)]/Y_{56}(0) \tag{5.1}$$

dove Y_A è la frazione molare dei nuclei di massa A, Y_{56} quella del ^{56}Fe e le abbondanze di argomento zero sono quelle iniziali. La quantità n_{cap} è un indice del numero di neutroni prodotti che vengono effettivamente catturati dai nuclei del picco del ferro (e non dai "veleni" neutronici) per formare specie nucleari più pesanti.

Per i sei nuclei puramente s nell'intervallo $70 \leq A \leq 90$ (^{70}Ge, ^{76}Se, ^{80}Kr, ^{82}Kr, ^{86}Sr e ^{87}Sr) definiamo il loro fattore di sovrapproduzione medio F_0:

$$F_0 = \left(\sum_j \frac{X_j}{X_{\odot j}} \right) /6 \tag{5.2}$$

In riferimento al par. 3.1.1 (si veda anche Costa et al. (2000)) è stato notato che la componente debole del processo s causa la sovrapproduzione dei nuclei di numero di massa $60 \lesssim A \lesssim A_{max}$, dove A_{max} corrisponde approssimativamente al numero di massa oltre il quale la sovrapproduzione scende sotto il valore 10. Nel lavoro citato emerge la dipendenza di A_{max} dalla produzione dei nuclei s. È opportuno anche in questo lavoro stimare A_{max} in ognuno dei calcoli svolti.

5.3 Sensibilità della nucleosintesi *s* ai *rate* delle reazioni ^{22}Ne + α

Le figure 5.2, 5.3 e 5.4 rappresentano i grafici dei fattori di sovrapproduzione dei nuclei *s* prodotti sulla base dei calcoli eseguiti. Le simulazioni sono suddivise in tre gruppi: la fig. 5.2 mostra le distribuzioni delle abbondanze ottenute assumendo, per la reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,n)^{25}\mathrm{Mg}$, il *rate* R_1 e per la reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\mathrm{Mg}$ i quattro *rate* S_i. Le figure 5.3 e 5.4 sono analoghe alla 5.2, ma sono ottenute assumendo per la (α,n) i *rate* R_3 ed R_4 rispettivamente.

La tabella 5.1 contiene i valori delle grandezze caratteristiche del processo *s*. I dati sono organizzati in tre gruppi, in modo analogo alle figure.

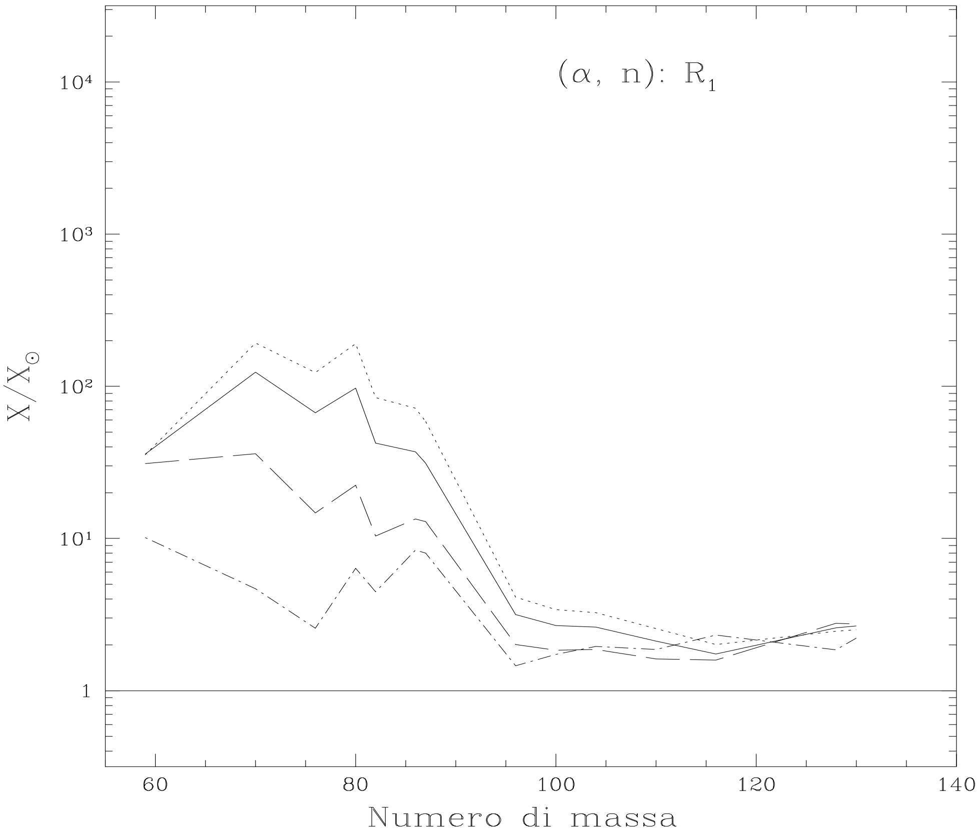

Figura 5.2: Fattori di sovrapproduzione dei nuclei s. Per semplicità di lettura, sono rappresentati solo i dati dei nuclei puramente s nella regione $58 \leq A \leq 130$. Per i quattro calcoli qui presentati il *rate* della reazione ^{22}Ne$(\alpha, n)^{25}$Mg è fissato al valore R_1 (si veda il par. 5.1). La linea punteggiata rappresenta la distribuzione delle abbondanze ottenuta scegliendo il *set* di valori S_1, definito al par. 5.1, come *rate* della ^{22}Ne$(\alpha, \gamma)^{26}$Mg. La linea intera è relativa alla scelta di S_2, quella tratteggiata di S_3 e quella a tratti e punti di S_4.

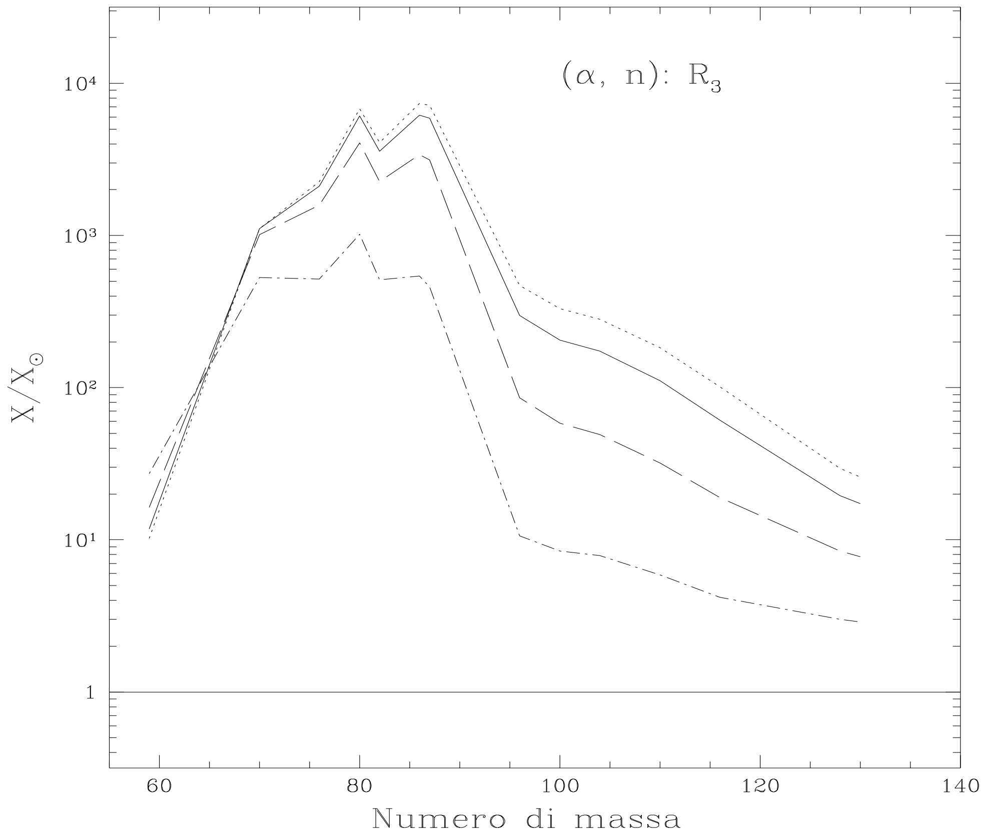

Figura 5.3: Fattori di sovrapproduzione dei nuclei s, ottenuti con il *rate* R_3 per la reazione ^{22}Ne$(\alpha, n)^{25}$Mg e variando la scelta di S_i in modo analogo a quanto descritto nella fig. 5.2.

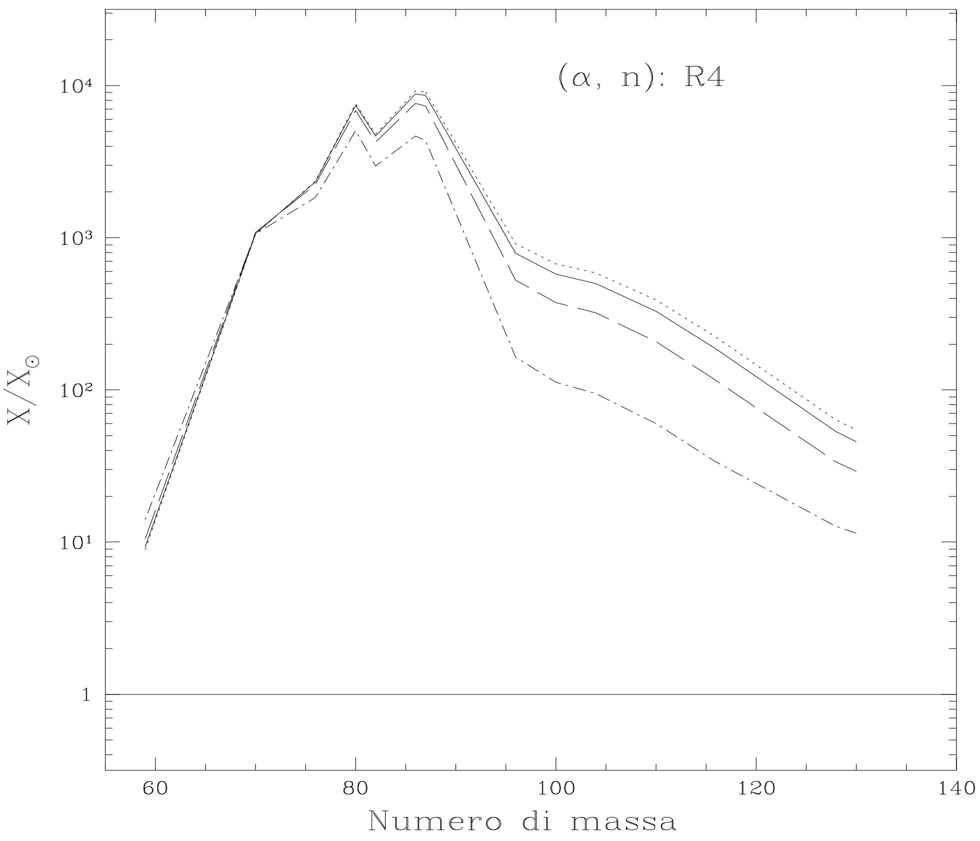

Figura 5.4: Fattori di sovrapproduzione dei nuclei *s*. Analoga alle figure precedenti ma ottenuta utilizzando il *rate* R_4 per la ^{22}Ne$(\alpha, n)^{25}$Mg.

	R_1			R_3			R_4		
	n_{cap}	F_0	A_{max}	n_{cap}	F_0	A_{max}	n_{cap}	F_0	A_{max}
S_1	4.38	120	90	16.5	4810	> 130	18.2	6890	> 130
S_2	3.63	66.6	90	15.2	4170	> 130	17.7	6480	> 130
S_3	2.24	18.3	90	12.0	2580	125	16.4	4900	> 130
S_4	0.788	6.75	-	6.91	697	95	13.2	3320	130

Tabella 5.1: Tabella con le grandezze caratteristiche del processo *s*, definite al par. 5.2. La tabella è divisa in tre parti, in ognuna delle quali sono riportati i valori di n_{cap}, F_0 e A_{max} per scelte via via crescenti di S_i. Parte sinistra: dati ottenuti nei calcoli in cui il *rate* della reazione ^{22}Ne$(\alpha, n)^{25}$Mg è fissato al valore R_1. Parte centrale: simile alla precedente, ma con il *rate* della (α, n) fissato ad R_3. Parte destra: *rate* della (α, n) fissato a R_4.

Al par. 3.1.2 è stato detto, riguardo al rapporto S_i/R_j fra i *rate* delle reazioni (α, n) e (α, γ), che quanto più il suo valore è elevato, tanto più la produzione di nuclei *s* è sensibile alla variazione del *rate* della (α, γ). Questo fatto fornisce una utile chiave interpretativa per i risultati.

In ciascuna delle figure 5.2, 5.3 e 5.4 si può notare che la produzione di nuclei *s* è maggiore per valori via via decrescenti del *rate* S_i della (α, γ). Ciò conferma che la ^{22}Ne$(\alpha, \gamma)^{25}$Mg può sottrarre ^{22}Ne al canale (α, n), ostacolando la produzione di neutroni e, di conseguenza, il processo *s*. Dalla osservazione comparata delle figure 5.2, 5.3 e 5.4 emergono inoltre due caratteristiche importanti.

La prima è che, per ogni figura, la linea delle abbondanze relativa ad S_1 (valore più basso del *rate* della (α, γ) nella NACRE) è più vicina alla linea relativa ad S_2 (*rate* "adottato" nella NACRE) di quanto lo sia quella ottenuta con S_4 (valore più alto del *rate*). Al par. 3.1.2, d'altra parte, descrivendo la fig. 3.5 è stato notato che il *rate* S_1 differisce da S_2 fino ad un fattore 50, mentra S_4 differisce da S_2 di circa un fattore 10. Ciò porterebbe a pensare che il *rate* S_1 debba dar luogo ad una alterazione della distribuzione di abbondanze, rispetto ad S_2, maggiore di quella ottenuta con S_4.

In questo caso entra invece in gioco il meccanismo del rapporto S_i/R_j fra i *rate* delle reazioni (α, n) e (α, γ), descritto precedentemente. La variazione della produzione dei nuclei *s*, che si ottiene diminuendo il *rate* da S_2 ad S_1, è minore di quella che si ottiene aumentando il *rate* da S_2 ad S_4, mantenendo fissato il *rate* della (α, n). All'aumentare del rapporto S_i/R_j, infatti, è maggiore la sensibilità del processo *s* alla reazione $^{22}\mathrm{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\mathrm{Mg}$.

La seconda caratteristica delle distribuzioni delle abbondanze, collegata alla precedente, è che, per valori crescenti di R_i, la variazione del *rate* della (α, γ) "pesa" sempre meno nei calcoli. Si nota facilmente che le quattro distribuzioni delle abbondanze ottenute con il *rate* R_4 (fig. 5.4) ed i quattro *rate* S_i siano molto più simili tra loro di quelle ottenute, con il *rate* R_1, al variare di S_i (fig. 5.2).

Si nota inoltre che la variazione del *rate* della (α, γ) è più efficace nel provocare un calo dell'efficienza del processo *s*, piuttosto che un aumento. Per esempio, nei calcoli in cui si è fissato R_3 come *rate* per la (α, n), la variazioni di F_0 passando dalla scelta del valore "adottato" nella NACRE S_3 a quelli estremi S_1 (limite inferiore) ed S_4 (limite superiore) sono del 15% e dell'83% rispettivamente.

Le due caratteristiche descritte sono confermate dall'analisi dei dati riportati in tab. 5.1. Da essa si nota che n_{cap}, il numero di catture neutroniche per nucleo di ^{56}Fe, varia dell'82% per S_i crescente da $i = 1$ a $i = 4$ quando il *rate* della (α, n) è fissato ad R_1, ma varia solo del 27% nei calcoli compiuti con R_4.

Per quanto riguarda il fattore di sovrapproduzione F_0, esso vale 66.6 se si scelgono i *rate* di reazione R_1 ed S_2, adottati come valori centrali nella NACRE. I calcoli svolti con R_3 ed R_4 (i valori del *rate* che, nel lavoro di Costa et al. (2000), meglio si accordano con una produzione di nuclei p confrontabile con le abbondanze del sistema solare) forniscono, per la sovrapproduzione media dei sei nuclei s considerati, valori quasi in tutti i casi maggiori di 10^3. Al crescere di S_i, F_0 varia circa di un fattore 7 nei calcoli effettuati con R_3, e circa di un fattore 2 in quelli effettuati con R_4.

Analogamente ai calcoli di Costa et al. (2000), un aumento della produzione di nuclei s porta ad un aumento di A_{max}, poco sensibile alle variazioni del *rate* S_i a meno di non considerare il valore estremo S_4.

5.4 Considerazioni sui risultati

Questo lavoro ha messo in luce alcune caratteristiche della dipendenza della produzione di nuclei *s* dai valori dei *rate* delle reazioni $^{22}\mathrm{Ne} + \alpha$. Si può inoltre cercare di elaborare qualche considerazione sull'impatto che i risultati ottenuti potrebbero avere per la sintesi dei nuclei *p*.

Si è discusso sul fatto che il "substrato" di abbondanze isotopiche sul quale agisce il processo *p* viene principalmente prodotto durante il processo *s*. In particolare, sulla base dei lavori precedenti, (Rayet et al. 1995, Costa et al. 2000) è chiaro che una sovrapproduzione (con un fattore F dell'ordine di $10^3 - 10^4$) dei nuclei *s* nel *range* $60 \lesssim A \lesssim 130$ è cruciale al fine di ottenere una produzione di nuclei *p* in accordo con le abbondanze misurate nel sistema solare.

In questo contesto, il ruolo della reazione (α, γ) appare, quantitativamente, di importanza minore rispetto a quello della (α, n). Una diminuzione del *rate* della (α, γ) entro la banda di errore riportata nella compilazione NACRE non ha lo stesso effetto, sulla produzione dei nuclei *s* nel *range* di massa sopra specificato, dell'aumento della (α, n). Se infatti si fissa il *rate* della (α, n) al valore nominale della NACRE R_1 e si agisce solo portando il *rate* della (α, γ) dal valore adottato S_2 al suo valore minimo S_1, otteniamo un aumento di F_0

di un fattore 2. Viceversa, fissando la (α, γ) al suo valore nominale e portando la (α, n) da R_1 ad R_4, si aumenta F_0 di quasi un fattore 100.

Le figure 5.3 e 5.4 e le considerazioni del paragrafo precedente mostrano che, per $R_i = R_3$ o R_4, la variazione del *rate* della (α, γ) non modifica sensibilmente la distribuzione della abbondanze dei nuclei s, rispetto a quella ottenuta da Costa et al. (2000). È quindi presumibile che le distribuzioni delle abbondanze dei nuclei p, calcolabili usando tali dati come composizione isotopica iniziale, siano simili a quelle ottenute da Costa et al. (2000). L'unica eccezione riguarda i calcoli compiuti con S_4: considerando la simulazione effettuata scegliendo R_3 ed S_4, si nota che la distribuzione delle abbondanze ottenuta è molto simile a quella assunta come distribuzione iniziale nel lavoro di Rayet et al. (1995). Ci si aspetta quindi, in questo caso, una sottoproduzione degli isotopi p di Mo e Ru, analoga a quella ottenuta nel lavoro citato.

Se future misure sperimentali dovessero confermare che il *rate* della reazione (α, γ) è dell'ordine di S_4, questo potrebbe essere un problema nell'ambito di questo modello dei processi s e p. In particolare, la fig. 5.2 mostra che la produzione di nuclei s viene quasi completamente inibita accoppiando il *rate* R_1 della (α, n) con quello S_4 della (α, γ). Date le caratteristiche "estreme" delle distribuzioni di abbondanze calcolate facendo uso di S_4, i calcoli sono stati svolti anche utilizzando il *rate* S_3, media geometrica fra S_2 ed S_4.

Da un'analisi della distribuzione delle abbondanze dei nuclei s ottenuta con un *rate* della (α, γ) compreso fra S_1 ed S_3, accoppiato con uno per la (α, n) fra R_3 ed R_4, appare che in tali condizioni si potrebbe ottenere una produzione di nuclei p confrontabile con le misure di abbondanze solari. La conferma di questa affermazione potrà venire, comunque, da prossime simulazioni di nucleosintesi p, che utilizzino come abbondanze iniziali quelle calcolate in questo lavoro.

Le indicazioni ricavabili dalle simulazioni effettuate non possono prescindere da due fatti fondamentali.

Il primo riguarda l'affidabilità dei risultati ottenuti, in relazione ad una valutazione delle incertezze presenti nella simulazione. Ogni misura di fisica nucleare è affetta da un suo errore: le incertezze di altre reazioni, magari all'apparenza meno importanti, potrebbero influenzare ulteriormente la distribuzione delle abbondanze. A tal proposito, va rilevato che gli effetti della variazione dei *rate* di alcune reazioni di incerta conoscenza sperimentale sono valutati in The et al. (2000) e Rayet e Hashimoto (2000), che compiono anche calcoli con due differenti compilazioni di *rate* di reazione. Osservando la sensibilità della produzione di nuclei s alle variazioni dei *rate* di queste reazioni, sembra che l'incertezza sulle reazioni ^{22}Ne $+ \alpha$ sia quella con il peso maggiore sulla produzione di nuclei s. Riguardo ad una valutazione globale delle varie altre fonti di incertezza, è tuttora in corso di studio l'introduzione nei codici di nucleosintesi del calcolo, non banale, della propagazione degli errori.

Il secondo è la necessità di avere a disposizione nuove ed attendibili misure sperimentali sulle reazioni ^{22}Ne + α. In Costa et al. (2000) ed in questo lavoro si è confermata la dipendenza del processo s dai *rate* di queste due reazioni nucleari, che si sono rivelate di importanza cruciale per la produzione di neutroni. Queste considerazioni mostrano che uno studio sperimentale delle reazioni ^{22}Ne + α va considerato prioritario per migliorare il modello di produzione dei nuclei p.

Ringraziamenti

Ringrazio il prof. Zappalà, che mi ha accompagnato con attenzione e, oltre a curare il mio lavoro, mi ha saputo dare i giusti suggerimenti per le scelte relative alla mia formazione, pur lasciandomi la massima libertà di decisione; il suo contributo scientifico e umano è stato determinante per me in questi mesi.

Grazie a te, dott. Vincenzo Costa, per l'impegno e la pazienza con cui hai condiviso l'esperienza che hai acquisito durante il tuo dottorato e la tua permanenza a Bruxelles; la tua competenza e la tua bravura sono per me uno stimolo a migliorare.

Ringrazio il prof. C. Spitaleri per la sua lettura critica della mia tesi e per le relative osservazioni.

Grazie a tutti i colleghi e amici che in questi mesi, sia all'Osservatorio Astrofisico che ai Laboratori Nazionali del Sud, mi hanno dato indicazioni e consigli e hanno vissuto con me i momenti di lavoro, di fatica o anche semplicemente un caffè ... Vi ricordo tutti e siete presenti tra le righe di questo lavoro.

In particolare, ringrazio il dott. R. Gianluca Pizzone, la dott.ssa M. Grazia Pellegriti ed il dott. Agatino Musumarra per le osservazioni fatte durante la fase di stesura dalla tesi.

Grazie alla mia famiglia, che mi ha dato i mezzi materiali per portare avanti la mia carriera di studi ed è fiera di me, anche capendo poco del mio lavoro; grazie a te, mia cara Giovanna, forse la più lontana dall'aspetto scientifico della mia attività, ma la più vicina a me nel sostenermi e nel condividere la gioia di questi momenti.

Grazie a Chi, interpretando i desideri del mio cuore fin da quando avevo sette anni, mi ha guidato con amore fin qui e mi ha donato la forza di volontà per realizzare questo sogno.

Bibliografia

Anders, E., Grevesse, N.: 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **53**, 197.

Angulo, C., et al., (NACRE): 1999, *Nucl. Phys.*, **A656**, 3.

Arnett, D.: 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis*, Princeton University Press.

Arnould, M.: 1976, *A&A*, **46**, 117.

Arnould, M., Goriely, S., Jorissen, A.: 1999, *A&A*, **347**, 572.

Arnould, M., Goriely, S., Rayet, M.: 2001, *World Scientific*, in pubblicazione (astro-ph/0101383).

Audouze, J., Truran, J.W.: 1975, *ApJ*, **202**, 204.

Berman, B.L., van Hemert, R.L., Bowman, C.D.: 1969, *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 386.

Burbidge, E.M., Burbidge, G., Fowler, W.A., Hoyle, F.: 1957, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547.

Cameron, A.G.W.: 1982, in *Essays in Nuclear Astrophysics*, ed. Barnes, C.A., Clayton, D.D., Schramm, D.N., Cambridge University Press, 23.

Chieffi, A., Limongi, M., Straniero, O.: 1998, *ApJ*, **502**, 737.

Costa, V., Rayet, M., Zappalá, R.A., Arnould, M.: 2000, *A&A*, **358**, L67.

Costa, V.: 2000, tesi di dottorato.

Drotleff, H.W., et al.: 1991, *Z. Phys.*, **A338**, 367.

Drotleff, H.W., et al.: 1993, *ApJ*, **414**, 735.

Giesen, U., et al.: 1993, *Nucl. Phys.*, **A561**, 95.

Haas, F.X., Bair, J.K.: 1973, *Phys. Rev.*, **C7**, 2432.

Hashimoto, M., Nomoto, K., Shigeyama, T.: 1989, *A&A*, **210**, L5.

Hashimoto, M.: 1995, *Prog. Theor. Phys.*, **94**, 663.

Hoffman, R.D., Woosley, S.E., Fuller, G.M., Meyer, B.S.: 1996, *ApJ*, **460**, 478.

Howard, W.M., Meyer, B.S., Woosley, S.E.: 1991, *ApJ*, **373**, L5.

Howard, W.M., Meyer, B.S.: 1992, in *Nuclei in the Cosmos II*, eds. Käppeler, F., Wisshak, K., 575.

Käppeler, F., Gallino, R., Busso, M., Picchio, G., Raiteri, C.M.: 1990, *ApJ*, **354**, 630.

Käppeler, F., et al.: 1994, *ApJ*, **437**, 396.

Kippenhahn, R., Weigert, A.: 1990, *Stellar structure and evolution*, Springer-Verlag.

Leibundgut, B.: 2000, *A&A Rev.*, **10**, 179.

Limongi, M., Straniero, O., Chieffi, A.: 2000, *ApJ Suppl.*, **129**, 625.

Nomoto, K., Hashimoto, M.: 1988, *Phys. Rep.*, **163**, 13.

Prantzos, N., Arnould, M., Arcoragi, J.-P.: 1987, *ApJ*, **315**, 209.

Prantzos, N., Hashimoto, M., Nomoto, K.: 1990a, *A&A*, **234**, 211.

Prantzos, N., Hashimoto, M., Rayet, M., Arnould, M.: 1990b, *A&A*, **238**, 455.

Raiteri, C.M., Gallino, R., Busso, M., Neuberger, D., Käppeler, F.: 1993, *ApJ*, **419**, 207.

Rayet, M., Prantzos, N., Arnould, M.: 1990, *A&A*, **227**, 271.

Rayet, M., El Eid, M., Arnould, M.: 1992, in *Nuclei in the Cosmos II*, eds. Käppeler, F., Wisshak, K., 613.

Rayet, M., Arnould, M., Hashimoto, M., Prantzos, N., Nomoto, K.: 1995, *A&A*, **298**, 517.

Rayet, M., Hashimoto, M.: 2000, *A&A*, **354**, 740.

Rolfs, C., Rodney, W.S.: 1988, *Cauldrons in the Cosmos*, Univ. Chicago Press.

Schatz, H., et al.: 1998, *Phys. Rep.*, **294**, 167.

Segrè, E.: 1966, *Nuclei e particelle*, Zanichelli.

Shigeyama, T., Nomoto, K., Hashimoto, M.: 1988, *A&A*, **196**, 141.

The, L.-S., Clayton, D.D., Jin, L., Meyer, B.S.: 1998, *ApJ*, **504**, 500.

The, L.-S., El Eid, M.F., Meyer, B.S.: 2000, *ApJ*, **553**, 998.

Thielemann, F.-K., Hashimoto, M., Nomoto, K.: 1990, *ApJ*, **349**, 222.

Thielemann, F.-K., Nomoto, K., Hashimoto, M.: 1996, *ApJ*, **460**, 408.

Thielemann, F.-K., et al.: 2001, *Rep. on Prog. in Phys.*, in pubblicazione (astro-ph/0101476).

Wagoner, R.V.: 1969, *ApJ Suppl.*, **18**, 247.

Wallerstein, G., et al.: 1997, *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 995.

Weigmann, H., Macklin, R.L., Harvey, J.A.: 1976, *Phys. Rev.*, **C14**, 1328.

Wolke, K., et al.: 1989, *Z. Phys.*, **A 334**, 491.

Woosley, S.E., Howard, W.M.: 1978, *ApJ Suppl.*, **36**, 285.

Woosley, S.E., Weaver, T.A.: 1988, *Phys. Rep.*, **163**, 79.

Woosley, S.E., Weaver, T.A.: 1995, *ApJ Suppl.*, **101**, 181.

fregato!

2 volte!!

di nuovo!!!