



UNIVERSITÀ DI PISA

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Anno Accademico 2012/2013

Elaborato finale

**Popolazioni multiple negli ammassi
globulari: effetti evolutivi di diverse
composizioni chimiche con anticorrelazioni
negli elementi C, N, O, Na**

Candidato

Stefano Bolzonella

Relatori

Prof. Scilla Degl'Innocenti
Dott. Pier Giorgio Prada Moroni

Indice

1	Caratteristiche degli ammassi stellari della Via Lattea	5
1.1	Struttura della Via Lattea	5
1.2	Ammassi stellari	7
2	Osservazioni di popolazioni multiple negli ammassi globulari	11
2.1	Dati spettroscopici	11
2.2	Dati fotometrici	19
3	Modelli di popolazioni multiple negli ammassi globulari	21
3.1	Effetti qualitativi delle variazioni di composizione chimica sulle tracce nel diagramma H-R	21
3.1.1	Effetti di variazioni nelle abbondanze dei metalli	21
3.1.2	Effetti della variazione dell'abbondanza originale di elio	23
4	Ipotesi sull'origine delle popolazioni multiple	29
4.1	Dati osservativi da riprodurre teoricamente	29
4.2	Contaminazione del gas interstellare	30
4.3	Stelle di ramo asintotico di massa intermedia	32
4.3.1	Premessa: fenomeni di dredge up	32
4.3.2	Caratteristiche del gas espulso	34
4.4	Stelle massicce velocemente rotanti	36
4.5	Possibili scenari di formazione della seconda generazione stellare in ammasso	37
5	Caratteristiche principali dell'ammasso M4	41
5.1	Composizioni chimiche	41
5.1.1	Anticorrelazioni tra gli elementi C, N, O, Na, Mg, Al	42
5.1.2	Elementi da processi di cattura neutronica	46
5.1.3	Abbondanza di ${}^7\text{Li}$	47
5.2	Osservazioni fotometriche	48
5.2.1	Composizione chimica e osservazioni fotometriche	48
5.3	Conclusioni	54

6	Il codice evolutivo FRANEC	55
6.1	Equazioni per la struttura stellare	55
6.2	La fisica degli interni stellari	57
6.2.1	Equazione di stato	58
6.2.2	Generazione di energia	58
6.2.3	Opacità	59
6.3	Moti convettivi	61
6.4	Processi diffusivi	63
6.5	Misture solari	64
6.6	Integrazione numerica delle equazioni	65
6.7	Calcolo delle stelle di ramo orizzontale	67
6.8	Diagrammi H-R e diagrammi C-M	68
6.8.1	Modelli di atmosfera	68
6.8.2	Calcolo delle correzioni bolometriche	68
7	Modelli evolutivi a somma C+N+O costante	73
7.1	Modelli stellari calcolati	74
7.2	Risultati	76
7.2.1	Effetti delle anticorrelazioni a metallicità fissata	76
7.2.2	Correzioni bolometriche	79
7.3	Entità degli effetti fotometrici a diverse metallicità	85
7.4	Effetti dovuti a variazioni nell'abbondanza di elio	86
7.5	Confronto con i risultati di altri autori	90
7.6	Conclusioni	92
8	Modelli evolutivi per l'ammasso M4	95
8.1	Valutazione della composizione chimica dell'ammasso M4	95
8.2	Diagrammi H-R	97
8.3	Diagrammi colore-magnitudine	101
8.3.1	Spettri sintetici	102
8.3.2	Diagrammi	103
8.4	Confronto con dati osservativi	107
8.4.1	Arrossamento differenziale	109
8.4.2	Variazioni nella legge di arrossamento	109
8.4.3	Confronto tra isocrone teoriche e dati osservativi	110
8.5	Confronto con altri autori	119
8.6	Sommario	121
A	Evoluzione stellare e diagramma H-R	127
A.1	Diagrammi H-R e diagrammi C-M	127
A.2	Fasi evolutive di una struttura stellare	129
A.2.1	Presequenza principale	130
A.2.2	Combustione dell'idrogeno al centro: sequenza principale (MS)	131

INDICE

A.2.3	Combustione dell'idrogeno in shell: SGB e RGB . . .	131
A.2.4	Combustione di elio al centro e in shell: HB e AGB .	132
A.3	Diagramma H-R di un ammasso con una popolazione stellare	133

Introduzione

Gli ammassi globulari sono una classe di sistemi astrofisici costituiti da un grande numero di stelle, tra qualche centinaia di migliaia e qualche milione, che formano una struttura gravitazionalmente legata. Gli ammassi globulari noti sono circa 150 disposti con simmetria sferica attorno al centro della Galassia. Gli ammassi globulari popolano quindi principalmente l'alone galattico, una regione approssimativamente sferica esterna al disco.

Si ritiene che gli ammassi globulari siano tra gli oggetti più antichi della nostra galassia; non contengono regioni di formazione stellare, e infatti le popolazioni stellari di cui sono composti sono molto vecchie, con età maggiori di 10 miliardi di anni. Questo fatto è confermato anche dal loro contenuto di metalli (elementi più pesanti dell'elio che sono prodotti esclusivamente all'interno delle stelle) che è in genere molto minore rispetto alle stelle del disco galattico, a conferma del fatto che le stelle di alone si sono formate prima di queste ultime.

Gli ammassi globulari sono stati considerati a lungo esempi di popolazioni stellari semplici, formati cioè da stelle nate da un episodio di formazione di durata trascurabile rispetto all'età dell'ammasso stesso da una nube considerata come chimicamente omogenea a causa degli avvenuti mescolamenti di materia. Le stelle di una stessa popolazione stellare sono quindi caratterizzate dall'essere approssimativamente coeve e con composizioni chimiche omogenee. Con il progredire delle tecniche di osservazione si è però manifestata via via l'evidenza che praticamente tutti gli ammassi globulari sono caratterizzati da variazioni stella a stella di numerosi elementi chimici e quindi da popolazioni stellari multiple.

Osservazioni molto recenti anche in stelle di sequenza principale hanno infatti mostrato peculiarità nelle composizioni chimiche tipiche di tutti gli ammassi globulari. In particolare in ogni ammasso una parte delle stelle osservate mostra, rispetto alle abbondanze osservate nelle altre stelle, anticorrelazioni nelle abbondanze degli elementi C-N e O-Na. Le stelle di alcuni ammassi mostrano anche l'anticorrelazione Mg-Al (Carretta et al., 2009). Solo alcuni degli ammassi più massicci presentano invece variazioni significative di metallicità stella a stella.

Queste variazioni di composizione chimica stella a stella si sono dimostrate essere originali e non dovute a effetti evolutivi successivi (Gratton

et al., 2001).

Una minoranza di ammassi globulari mostrano anche evidenze di tipo fotometrico della presenza di popolazioni multiple, sotto forma di tracce multiple nei diagrammi colore-magnitudine. Inoltre anche la grande estensione in temperatura del ramo orizzontale di alcuni ammassi, formato da stelle che bruciano elio al centro, si può spiegare con la presenza di due diverse popolazioni stellari con una differenza nell'abbondanza iniziale di elio. Questa ipotesi è in accordo sia con alcune tracce multiple nei diagrammi colore-magnitudine, spiegabili con variazioni nelle abbondanze di elio, sia con rare osservazioni spettroscopiche. L'abbondanza di elio si misura infatti molto difficilmente con il metodo spettroscopico negli ammassi globulari, perchè le righe di assorbimento sono ad alta energia e sono osservabili con temperature effettive raggiunte solo nel ramo orizzontale. In pratica si possono avere osservazioni attendibili solo in una piccola regione del ramo orizzontale in cui le temperature effettive sono abbastanza alte e gli effetti evolutivi (pressione di radiazione e sedimentazione gravitazionale) non modificano in maniera significativa l'abbondanza superficiale di elio rispetto a quella originale.

Lo studio degli ammassi multipopolazione costituisce attualmente una delle ricerche di punta nel campo della fisica stellare.

Uno degli ammassi in cui è stata misurata spettroscopicamente l'abbondanza di elio è l'ammasso M4: in alcune stelle di ramo orizzontale è stata riscontrata una percentuale di elio superficiale in massa di $Y=0.29\pm 0.01$, maggiore dei valori tipici della prima generazione degli ammassi globulari che sono stimati intorno a $Y=0.25$ (Villanova et al., 2012). Per questo ammasso la composizione chimica è bimodale, con le anticorrelazioni tipiche degli ammassi globulari (Villanova & Geisler, 2011), mentre il diagramma osservativo colore-magnitudine non presenta una significativa evidenza di multipopolazioni. Marino et al. (2008) hanno però osservato una correlazione tra la composizione chimica e la posizione delle stelle in fase di gigante rossa nel diagramma colore-magnitudine.

Lo scopo di questa tesi è verificare l'effetto delle abbondanze bimodali sulle isocrone nel diagramma HR (luminosità-temperatura effettiva) e nei diagrammi colore-magnitudine. Sono stati studiati sia l'effetto delle anticorrelazioni che quello di una variazione nell'abbondanza di elio.

In una prima fase ho generato isocrone con diverse composizioni chimiche con anticorrelazioni nelle abbondanze di C, N, O e Na, analizzandone gli effetti sui diagrammi H-R e sui diagrammi colore-magnitudine. I modelli di evoluzione stellare sono stati calcolati tramite il codice evolutivo FRANEC. Una quantità fisica importante per il calcolo dei modelli è l'efficienza dei fenomeni di interazione fotone-materia (opacità) che dipende, ovviamente, dalla composizione chimica della materia stellare. Per il calcolo delle opacità ho quindi utilizzato un'interfaccia online (Marigo & Aringer, 2009) che permette il calcolo di tabelle di opacità con abbondanze relative dei vari

elementi selezionabili a scelta, opportunamente modificata per l'utilizzo da parte del nostro codice evolutivo. Per il calcolo dell'emissione di una stella alle varie lunghezze d'onda occorre un modello di atmosfera stellare. Per calcolare i diagrammi colore-magnitudine nelle varie bande ho quindi utilizzato ed adattato alle nostre esigenze di modellistica i codici per il calcolo di modelli di atmosfera di Castelli (2005) e Castelli & Kurucz (2004) per le varie composizioni chimiche.

Inizialmente, per avere un'idea generale dell'ordine di grandezza degli effetti, ho studiato l'influenza di anticorrelazioni più o meno pronunciate e per differenti valori della metallicità, spaziando tra i quelli tipici degli ammassi globulari.

In una seconda fase ho studiato i possibili effetti fotometrici delle variazioni di composizione chimica tipiche dell'ammasso M4. Dopo un'ampia ricerca in letteratura sulle caratteristiche dell'ammasso ed in particolare sui valori più accreditati per l'abbondanza degli elementi delle varie popolazioni, ho effettuato il calcolo di tutta una serie di opportuni modelli nelle varie fasi evolutive e di isocrone tramite il codice di evoluzione stellare FRANEC.

Si verifica che, nel caso di M4, le variazioni nelle abbondanze tra le due popolazioni portano ad una minima differenza tra le isocrone nel diagramma teorico luminosità-temperatura. Si verifica come atteso uno spostamento del ramo orizzontale di età zero nel caso di una popolazione più ricca di elio.

Ho poi discusso gli effetti delle variazioni di abbondanze sui diagrammi colore-magnitudine. I risultati sono stati poi confrontati con dati osservativi, in particolare con quelli di Marino et al. (2008), trovando che le differenze previste tra le isocrone in fase di gigante rossa nel diagramma $M_U - (U - B)$, in linea con gli andamenti generali studiati, sono molto minori di quelle effettivamente osservate.

Nel Capitolo 1 di questa Tesi sono descritte la morfologia della Via Lattea e le caratteristiche delle stelle che ne popolano le varie regioni. Sono inoltre descritti gli ammassi stellari aperti e gli ammassi globulari e ne vengono discusse le loro caratteristiche.

Nel Capitolo 2 viene esposta la problematica delle popolazioni multiple negli ammassi globulari da un punto di vista osservativo. Sono discussi i risultati delle osservazioni spettroscopiche che hanno rivelato anomalie nelle abbondanze degli elementi chimici, con presenza di anticorrelazioni e variazioni di metallicità. Vengono poi discusse le osservazioni fotometriche che hanno portato, in alcuni ammassi, all'individuazione di sequenze multiple nei diagrammi colore-magnitudine.

Nel Capitolo 3 si discutono da un punto di vista teorico gli effetti di variazioni nelle abbondanze dei metalli e di variazioni nelle abbondanze originali di elio sulle isocrone nei diagrammi H-R.

Nel Capitolo 4 vengono descritti gli scenari più accreditati per la formazione di popolazioni multiple negli ammassi globulari.

Nel Capitolo 5 sono esposte le caratteristiche osservative fondamentali dell'ammasso M4 (NGC 6121) che ho studiato nell'ultimo capitolo della tesi: in particolare ho fatto riferimento alle osservazioni di anomalie nelle abbondanze chimiche e a osservazioni fotometriche riportate nei diagrammi colore-magnitudine.

Nel Capitolo 6 descrivo il codice di evoluzione stellare FRANEC utilizzato per i nostri modelli e discuto le modifiche fatte alla routine di lettura delle tabelle di opacità. Descrivo inoltre la procedura per passare dai risultati della simulazione ai diagrammi colore-magnitudine attraverso i modelli di atmosfera e il calcolo delle correzioni bolometriche.

Nel Capitolo 7 sono analizzati gli effetti evolutivi di variazioni nelle composizioni chimiche con anticorrelazioni CNONa di diversa entità mantenendo costante la somma $[\frac{C+N+O}{Fe}]$. Simili variazioni producono uno spostamento delle isocrone in alcuni diagrammi colore-magnitudine. Il lavoro è un ampliamento di quello di Sbordone et al. (2011). Vengono analizzate infatti miscele con entità delle anticorrelazioni minore rispetto a quella del lavoro citato e viene analizzato il comportamento delle isocrone al variare della metallicità. Sono inoltre discussi gli effetti dovuti a variazioni nelle abbondanze di elio.

Nel Capitolo 8 ho prodotto modelli teorici per i diagrammi H-R e colore-magnitudine specifici per l'ammasso M4. Nella prima parte ho calcolato le isocrone per le due generazioni stellari dell'ammasso a partire dai dati sulle composizioni chimiche osservate da Villanova & Geisler (2011). Nella seconda parte ho confrontato i risultati ottenuti con i diagrammi colore-magnitudine dell'ammasso allo scopo di trovare una stima dell'età e del modulo di distanza e di verificare se le differenze tra le due popolazioni stellari calcolate con i nostri modelli sono compatibili con i dati osservativi.

Capitolo 1

Caratteristiche degli ammassi stellari della Via Lattea

1.1 Struttura della Via Lattea

La nostra galassia ha una struttura abbastanza complessa, in cui si possono riconoscere alcune componenti fondamentali con diverse caratteristiche morfologiche, chimiche e dinamiche e con diversi tipi di popolazioni stellari: un disco, un nucleo centrale (bulge) e un alone approssimativamente sferico.

Descriverò molto brevemente le principali caratteristiche delle maggiori strutture galattiche. Il disco galattico ha un raggio di circa $25Kpc$ (Carney et al., 2005) e viene diviso in due componenti, caratterizzate da diversi tipi di popolazioni stellari. Ognuna delle componenti ha una densità caratterizzata da un doppio esponenziale decrescente, nel raggio e nella distanza dal piano galattico: il cosiddetto “disco sottile”, la cui densità verticale ha un’altezza scala di circa $300kpc$, e il “disco spesso”, che ha un’altezza scala affetta da grandi incertezze ma stimata in circa $1kpc$ (Freeman, 2012). Il raggio scala del disco è invece stimato in $2.5-3$ kpc (Kent et al., 1991; López-Corredoira et al., 2002; McMillan, 2011).

Il disco sottile contiene stelle, nubi molecolari e regioni di formazione stellare. Sono presenti stelle formatesi in varie epoche, con un intervallo di età che va da zero fino ai 10 miliardi di anni. In particolare, per stelle di metallicità¹ vicina a quella solare sono state date stime per l’età fino a un massimo di 7.5 ± 0.7 Gyr, mentre per stelle con un diverso contenuto di metalli ma con parametri cinematici e orbitali tali da essere considerate nel disco sottile è stata stimata un’età massima di 9.7 ± 0.6 Gyr (Liu & Chaboyer, 2000). Da osservazioni spettroscopiche, che consentono di rica-

¹In astrofisica si definiscono metalli tutti gli elementi chimici più pesanti dell’elio. La metallicità, indicata con Z , è definita come la frazione in massa di metalli.

vare la composizione chimica superficiale delle stelle, si vede che le stelle del disco sottile hanno metallicità elevate, con valori di $[\text{Fe}/\text{H}]^2$ compresi tra -0.6 e $+0.4$. In generale si è osservata una tendenza alla diminuzione della metallicità e a un aumento dell'età delle stelle all'aumentare della distanza dal centro della galassia restando sul piano galattico (Carney et al., 2005).

Le abbondanze relative dei vari metalli sono circa costanti in tutte le stelle, fatta eccezione per i cosiddetti “elementi α ” (O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ti). Questo gruppo di elementi si chiama così perché si generano all'interno delle stelle da catture successive di nuclei di elio a partire dal carbonio.

Nel disco sottile si registrano valori di $[\alpha/\text{Fe}]$ compresi tra -0.2 e 0 (Carney et al., 2005).

Il valore di $[\alpha/\text{Fe}]$ in una popolazione stellare dà indicazioni sui tempi scala di formazione di quella popolazione e sulla storia del gas da cui si sono formate le stelle. Infatti stelle massicce che hanno una vita molto breve (dell'ordine dei 10^6 anni) ed esplodono come supernovae di tipo II producono solo in piccola misura gli elementi del picco del ferro, generando gas con rapporti alti α/Fe . Gli elementi del picco del ferro sono prodotti principalmente da esplosioni da accrescimento di nane bianche; in questo caso il tempo di vita della stella che genera l'esplosione è molto più alto, dell'ordine almeno dei 10^8 anni. Nel caso di popolazioni stellari vecchie e nate su tempi scala molto brevi ci si aspetta quindi un $[\alpha/\text{Fe}]$ maggiore di zero, dato che il gas da cui si sono formate può essere stato contaminato più facilmente da supernovae di tipo II che da supernovae da accrescimento di nane bianche (Matteucci & Greggio, 1986; Chiappini et al., 1997; Romano et al., 2010; Brusadin et al., 2013). Più in generale, per spiegare i valori di $[\alpha/\text{Fe}]$ bisognerebbe fare un modello che tenga conto dell'evoluzione dinamica e chimica della regione in cui avviene la formazione stellare, considerando i contributi dei vari tipi di supernova.

Trattiamo ora la dinamica del disco sottile: le stelle di cui è composto compiono un moto di rivoluzione intorno al centro galattico. La dispersione delle velocità σ rispetto alla velocità media di rotazione sembra crescere con l'età delle stelle; la legge con cui cresce la dispersione è oggetto di controversie: Wielen (1977) ha trovato una legge per cui la dispersione cresce per tutte le età come $\approx t^{0.2-0.5}$; le osservazioni compiute da altri autori, per esempio Quillen & Garnett (2000), portano invece a dire che l'aumento riguarda solo i primi due miliardi di anni, per poi saturare a $\sigma \approx 20 \text{ Km/s}$.

Il disco spesso (thick disk) si differenzia dal disco sottile principalmente per le caratteristiche delle stelle che lo popolano. Si tratta in genere di stelle più vecchie di 10 Gyr, e più povere di metalli rispetto a quelle del

²Si definisce la quantità $[a/b]$ in questo modo:

$$[a/b] \equiv \log \frac{N_a}{N_b} - \log \left(\frac{N_a}{N_b} \right)_{\odot}$$

dove i logaritmi sono in base 10 e il pedice \odot indica le abbondanze nel Sole

disco sottile. Sono state osservate anche stelle di età minore, intorno ai 7 Gyr (Liu & Chaboyer, 2000), ma si tratta di stelle con parametri cinematici compatibili anche con il disco sottile. I valori tipici di $[\text{Fe}/\text{H}]$ vanno da -0.5 a -1.0 (Freeman, 2012). Le stelle del thick disk sono inoltre α -enhanced rispetto al Sole, cioè hanno $[\alpha/\text{Fe}]$ maggiore di 0.

Il bulge, situato al centro della galassia, è una regione ad alta densità di stelle. Sembra essere formato da stelle vecchie, con età maggiori di 10 Gyr (Zoccali et al., 2003) e con distribuzione degli elementi α simile a quella del thick disk (Meléndez et al., 2008). I valori di $[\text{Fe}/\text{H}]$ sono molto variabili, compresi tra -1 e 0.5 (Zoccali et al., 2006)

Parliamo ora dell'alone galattico. A differenza del thin disk e del thick disk non è caratterizzato da un moto di rotazione medio ben determinato. Carollo et al. (2010) hanno identificato un alone con due componenti: una più interna, fino a 10 kpc dal disco, con velocità media di rotazione pressoché nulla (7 km/s) e una dispersione di 95 km/s; una componente più esterna con una rotazione media retrograda rispetto al disco (-80 km/s) e una dispersione ancora più elevata, di 180 km/s. Questo risultato è ancora controverso. In particolare Schönrich et al. (2011) sostengono che i dati sulla componente più esterna sono affetti da errori di sovrastima della distanza delle stelle a metallicità più bassa, mettendo in discussione la possibilità che ci sia un alone esterno con rotazione media retrograda.

Le stelle dell'alone sono molto vecchie, con età maggiori di 10 Gyr, e hanno metallicità molto basse, con valori di $[\text{Fe}/\text{H}]$ anche significativamente minori di -1. Anche in questa regione si registra un α -enhancement rispetto al Sole, con valori di $[\alpha/\text{Fe}]$ molto variabili ma tipicamente intorno a 0.3-0.4.

Abbiamo visto che le stelle del disco e dell'alone hanno diverse età e composizioni chimiche: è convenzione chiamare stelle di popolazione I quelle con caratteristiche simili a quelle del disco (metallicità simile a quella solare, giovane età) e stelle di popolazione II quelle con caratteristiche tipiche dell'alone (stelle vecchie, bassa metallicità). Adottiamo questa convenzione sui nomi pur tenendo presente che la popolazione della galassia non è bimodale: abbiamo visto che all'interno di ogni componente della galassia (disco sottile, disco spesso, bulge, alone) ci sono comunque variazioni delle caratteristiche chimiche, fotometriche e cinematiche tra le varie stelle. In presenza di caratteristiche diverse (per esempio stelle giovani con bassa metallicità) si distingue tra popolazione I e popolazione II in base alla metallicità, che è un indicatore di quante generazioni stellari precedenti hanno processato il gas della popolazione presa in considerazione.

1.2 Ammassi stellari

Nelle varie regioni della galassia sono presenti gruppi di stelle detti ammassi stellari. Si ritiene che le stelle di un ammasso si siano formate dalla

contrazione di una stessa nube di gas. In uno scenario del genere le stelle di un ammasso, essendosi formate da una stessa nube primordiale che si suppone più o meno omogenea a causa di mescolamenti avvenuti al suo interno, dovrebbero avere composizioni chimiche iniziali omogenee. Eventuali differenze nelle composizioni chimiche superficiali osservate tra stella e stella andrebbero spiegate unicamente con effetti evolutivi (per esempio sedimentazione gravitazionale, pressione radiativa su alcuni elementi, reazioni nucleari nell'interno della stella seguite da rimescolamenti che portano in superficie i prodotti delle reazioni stesse...). Le stelle, inoltre, dovrebbero essere coeve, con delle differenze di età al più di qualche decina di milioni di anni dovute ai diversi tempi di contrazione.

Nella nostra galassia gli ammassi stellari si dividono a grandi linee in due categorie con caratteristiche chimiche, fotometriche e dinamiche diverse.

All'interno del disco sono presenti ammassi detti *ammassi stellari aperti*. Essi contengono da qualche centinaio a qualche migliaio di stelle e sono gravitazionalmente slegati, quindi sono destinati a disperdersi in tempi medi di 1-2 Gyr. Una parte di essi sono composti da stelle giovani, con età anche di poche centinaia di milioni di anni, mentre si arrivano a osservare età massime intorno ai 6 Gyr. Le popolazioni degli ammassi aperti sembrano effettivamente coeve e con composizioni chimiche omogenee (con le caratteristiche tipiche del disco), rendendo valida l'ipotesi di un unico episodio di formazione stellare.

Nell'alone, invece, sono presenti più di 150 *ammassi globulari*. Un ammasso globulare è un insieme di stelle gravitazionalmente legate. Le caratteristiche tipiche degli ammassi globulari sono una spiccata simmetria sferica intorno al centro dell'ammasso e la presenza di un numero molto alto di stelle: la massa totale di un ammasso globulare va da qualche decina di migliaia di masse solari a più di un milione di masse solari. Tutti gli ammassi globulari della nostra galassia sono formati da stelle molto vecchie, con un'età dell'ordine dei 10 miliardi di anni e composizioni chimiche tipiche delle stelle di alone.

Fino a una decina di anni fa veniva generalmente assunto che gli ammassi globulari fossero formati da stelle coeve, appartenenti a un'unica popolazione stellare. Negli ultimi anni, tuttavia, osservazioni sia spettroscopiche che fotometriche hanno dato indicazioni diverse, suggerendo la presenza di più popolazioni stellari. Approfondiremo questo aspetto nel capitolo 2.

Gli ammassi globulari presentano caratteristiche dinamiche peculiari: le mutue interazioni gravitazionali tra le stelle hanno portato a una distribuzione di densità che approssima quella di un gas di stelle autogravitante isoterma, mentre la distribuzione di velocità è ben approssimata da una Maxwell-Boltzmann.

Occorre notare che gli ammassi globulari, pur essendo gravitazionalmente legati, sono soggetti a processi che tendono a disperderne le stelle. Innanzitutto una distribuzione delle velocità di tipo Maxwell-Boltzmann fa in

modo che nelle code della distribuzione ci siano stelle che hanno un'energia sufficiente a farle uscire dall'ammasso. Ci possono essere poi incontri ravvicinati con altri ammassi, passaggi vicino al bulge (bulge shocking) con conseguenti interazioni mareali e passaggi attraverso il disco (disk shocking). In tutti questi casi le varie forze gravitazionali possono avere effetti distruttivi su un ammasso. Dal momento della loro formazione, quindi, tutti gli ammassi globulari hanno perso una parte delle stelle presenti in origine. Gli ammassi più piccoli formatisi nell'alone, con dimensioni simili a quelle degli ammassi aperti di disco, sono invece stati distrutti.

Gli ammassi globulari rappresentano solo una piccola frazione della massa totale dell'alone, stimata intorno all'1-2% (Gratton et al., 2011; Freeman & Bland-Hawthorn, 2002). La parte restante dell'alone è formata da stelle gravitazionalmente slegate dagli ammassi globulari, dette stelle di campo. Si pensa che queste stelle provengano dagli ammassi globulari stessi, da ammassi aperti di alone formatisi nello stesso periodo degli ammassi globulari e successivamente distrutti, da galassie nane catturate gravitazionalmente dalla Via Lattea.

Pur avendo fatto una divisione in due categorie non siamo in presenza di un'esatta bimodalità: alcuni ammassi, in particolare nel thick disk, hanno dimensioni e caratteristiche chimiche e dinamiche tali da renderli difficilmente collocabili in una delle due categorie.

Ricordiamo infine che le caratteristiche appena descritte valgono solo nel disco e nell'alone della nostra galassia. In altre galassie, come nelle Nubi di Magellano si possono osservare, per esempio, ammassi morfologicamente globulari, formati da stelle povere di metalli ma giovani.

Capitolo 2

Osservazioni di popolazioni multiple negli ammassi globulari

Gli ammassi globulari sono stati considerati a lungo esempi di singole popolazioni stellari, formati quindi da stelle approssimativamente coeve e con composizioni chimiche omogenee. Con il progredire delle tecniche di osservazione si sono iniziate a fare scoperte in contrasto con questa visione, trovando differenze significative principalmente nelle composizioni chimiche.

2.1 Dati spettroscopici

Come noto l'osservazione dello spettro di una stella permette di risalire alla composizione chimica delle regioni superficiali. Nelle regioni interne di una stella (a profondità ottica molto maggiore di 1 a tutte le frequenze) i modelli teorici prevedono che i fotoni siano localmente in equilibrio termico con la materia, assumendo la distribuzione di energia di una radiazione di corpo nero. Andando via via verso le regioni più esterne la profondità ottica inizia a diminuire, ma non allo stesso modo a tutte le frequenze: il gas si trova infatti a temperature e densità abbastanza basse da dover considerare l'effetto delle righe di assorbimento atomiche e delle bande molecolari. Le righe e le bande di assorbimento influenzano quindi lo spettro della luce uscente dalla stella, la cui dipendenza dalla chimica va trovata tramite opportuni modelli di atmosfera. L'effetto qualitativo è quello di un minimo del flusso a ogni lunghezza d'onda corrispondente a una banda di assorbimento: gli atomi e le molecole, infatti, assorbono fotoni diretti prevalentemente verso l'esterno della stella (dato che c'è un flusso netto uscente) per rimetterli con una distribuzione isotropa. Per trovare la composizione chimica superficiale di una stella occorre quindi osservarne lo spettro e confrontarlo con

gli spettri predetti da modelli di atmosfera con la temperatura effettiva e l'accelerazione di gravità superficiale della stella stessa.

Negli ammassi globulari le analisi spettroscopiche sulle abbondanze degli elementi chimici vengono fatte per la maggior parte su stelle in fase di RGB, poiché le alte luminosità permettono misurazioni migliori.

Le prime osservazioni di composizioni chimiche superficiali anomale furono quelle delle bande molecolari CH e CN, a partire dagli anni '70: si è notato che in alcune stelle l'assorbimento in una banda CH (a 3883 Angstrom) era insolitamente debole rispetto alle altre stelle dell'ammasso. Nelle stesse stelle era molto presente un forte assorbimento nella banda CN (a 4215 Angstrom). L'abbondanza di una molecola è governata da quella dell'elemento meno abbondante dei due che la compongono: pertanto la debolezza della linea CH è indice di una sottoabbondanza di carbonio nella stella rispetto alle altre dell'ammasso, mentre una forte linea CN corrisponde a una sovrabbondanza di azoto (Martell, 2011).

I primi dati furono la scoperta, negli ammassi M10 e M5, di due stelle con un aumento dell'abbondanza relativa di azoto rispetto alle altre stelle degli ammassi stessi (Osborn, 1971). Numerose osservazioni successive hanno confermato la presenza di un'anticorrelazione C-N in tutti gli ammassi globulari: le stelle più ricche di ossigeno sono più povere di azoto e viceversa. Solo recentemente, però, sono state osservate bimodalità nella banda CN e un'anticorrelazione tra le bande CN e CH anche in stelle in fase di sequenza principale (Kayser et al., 2008; Pancino et al., 2010).

Oltre alle anticorrelazioni C-N, nelle stelle di ammassi globulari sono state osservate abbondanze anomale di alcuni altri elementi: in particolare ossigeno, sodio, magnesio, alluminio, silicio, fluoro.

Le abbondanze anomale si presentano sotto forma di anticorrelazioni all'interno di coppie di elementi: per esempio, rispetto a una composizione chimica di riferimento, alcune stelle mostrano una maggiore abbondanza di sodio e una minore abbondanza di ossigeno. Tutti gli ammassi globulari mostrano anticorrelazioni C-N e O-Na, mentre è più rara l'anticorrelazione Mg-Al.

Si è poi osservato che nella maggior parte dei casi le stelle impoverite di carbonio e arricchite di azoto sono arricchite di sodio e alluminio e impoverite di ossigeno e magnesio. Tra i primi risultati di questo tipo troviamo quelli di Cottrell & Da Costa (1981) e di Sneden et al. (1992). I primi hanno evidenziato nell'ammasso NGC 6752 una correlazione tra l'intensità della banda CN e le abbondanze di sodio e alluminio. Sneden et al. (1992) hanno poi confermato (per l'ammasso globulare M5) che le stelle con una forte banda CN hanno più sodio e meno ossigeno di quelle con la banda CN più debole.

Nonostante le prime osservazioni di abbondanze anomale risalgano agli anni '70, solo recentemente si è instaurata la convinzione che gli ammassi globulari ospitino popolazioni stellari multiple. Questo perché la scoperta

di abbondanze superficiali anomale in stelle in fase di gigante rossa (RGB) potrebbe essere spiegata con un processo che attribuisce queste abbondanze anomale a un effetto evolutivo e non a una caratteristica della materia che ha formato in origine la stella. La materia che è collassata formando la stella potrebbe infatti aver avuto abbondanze “normali”; successivamente le abbondanze degli elementi leggeri potrebbero essere cambiate nell’interno della stella per effetto di reazioni nucleari, in particolare tramite i cicli CN, NO o altri cicli che si attivano a temperature più alte; infine, un processo di dredge-up (un rimescolamento per convezione che porta nelle zone esterne materia processata nuclearmente) potrebbe aver portato in superficie gli elementi leggeri in proporzioni anomale.

Per avere la conferma che le composizioni chimiche anomale di alcune stelle sono causate dalla presenza di più popolazioni stellari è stato necessario fare misure della composizione chimica superficiale anche in stelle di sequenza principale, che si suppone non abbiano mai sperimentato fenomeni di dredge-up. Le prime misure di composizioni chimiche anomale in stelle di sequenza principale e sub-giganti rosse sono quelle di Gratton et al. (2001), che hanno evidenziato negli ammassi NGC 6752 e NGC 6397 anticorrelazioni O-Na e Mg-Al simili a quelle presenti nelle giganti rosse. Questo risultato implica delle differenze nelle composizioni chimiche iniziali anche perchè stelle di piccola massa in sequenza principale non riescono a raggiungere nemmeno al centro le temperature necessarie a innescare le reazioni con cui si produce il sodio e si distrugge l’ossigeno.

Negli anni successivi sono state osservate anticorrelazioni in stelle di sequenza principale in numerosi altri ammassi. Si veda ad esempio Ramírez & Cohen (2002, 2003) per M71 e M5, Carretta et al. (2004) per 47 Tucanae, Cohen & Meléndez (2005) per M13, D’Orazi et al. (2010) e Lind et al. (2011) per gruppi numerosi di stelle in 47 Tucanae e NGC 6397.

Negli ultimi anni sono state osservate le abbondanze superficiali in stelle di un grande numero di ammassi (qualche decina). Il risultato principale è che in tutti gli ammassi globulari osservati c’è un’anticorrelazione Na-O. Il lavoro più importante in questo senso è quello di Carretta et al. (2010) che hanno raccolto dati sulle abbondanze in 19 diversi ammassi globulari. I risultati sulle anticorrelazioni Na-O sono riassunti dagli autori nel grafico riportato in figura 2.1. Si può vedere che l’anticorrelazione è presente in tutti gli ammassi, ma l’entità dell’anticorrelazione stessa è variabile tra un ammasso e l’altro. Per aiutare a comprendere le differenze nell’estensione delle anticorrelazioni gli autori dividono i grafici in tre regioni:

- Una prima regione (in basso) formata da stelle che hanno un valore di $[\text{Na}/\text{Fe}]$ compreso tra il valore minimo dell’ammasso e $([\text{Na}/\text{Fe}]_{\text{min}} + 0,3)$. Lo 0,3 è scelto come $4\sigma([\text{Na}/\text{Fe}])$, dove $\sigma([\text{Na}/\text{Fe}])$ è l’errore nelle misure di $[\text{Na}/\text{Fe}]$.

- Una regione centrale delimitata in alto a sinistra dalla linea con $[O/Na] = -0,9$ dex (Carretta et al., 2009) e in basso dalla linea orizzontale che la separa dalla prima regione. Questa linea è scelta arbitrariamente dagli autori e viene dall'osservazione che in molti ammassi il rapporto $[O/Na]$ ha come limite proprio quel valore.
- Una terza regione in alto a sinistra, delimitata dalla stessa linea.

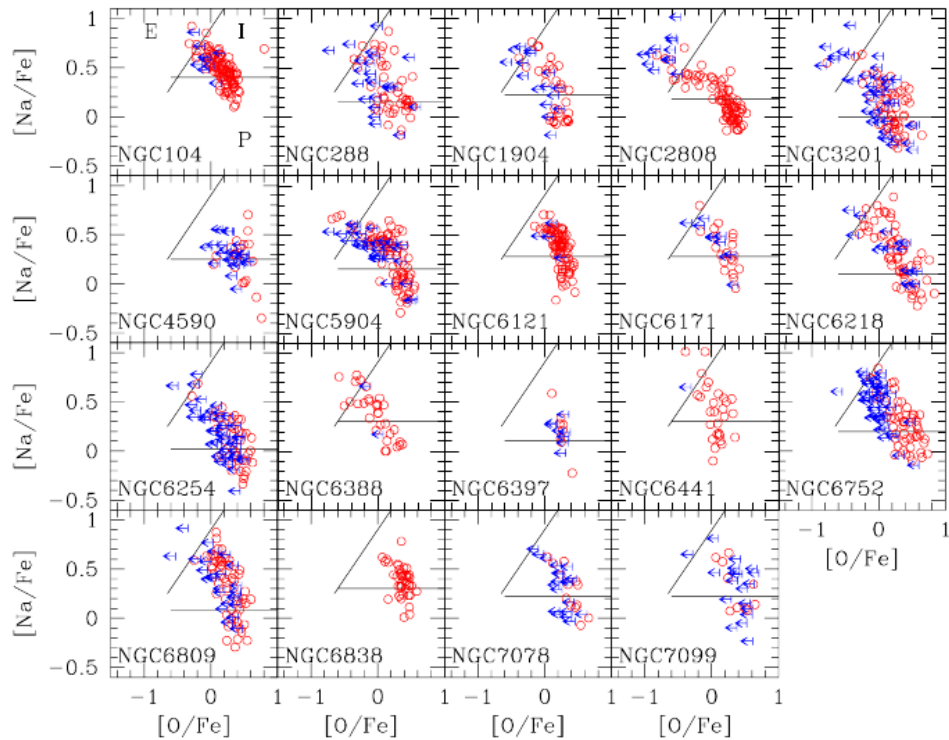


Figura 2.1: Misure delle abbondanze di ossigeno e sodio in 19 ammassi globulari. Le frecce da destra verso sinistra indicano stelle in cui si è determinato solo un limite superiore all'abbondanza di ossigeno (Carretta et al., 2010).

I modelli più accreditati sulla formazione delle popolazioni multiple prevedono una prima generazione ricca di ossigeno e povera di sodio e una seconda generazione, formata dal gas espulso da stelle della prima, più ricca di sodio e più povera di ossigeno. Gli autori definiscono quindi come popolazione primordiale (P) le stelle contenute nella prima regione del grafico, come popolazione intermedia (I) le stelle contenute nella seconda regione e come popolazione estrema (E) le stelle appartenenti alla terza regione. Le

stelle della popolazione P dovrebbero appartenere alla prima generazione, mentre le stelle nelle regioni I ed E dovrebbero appartenere alla seconda popolazione stellare.

Dall'analisi dei dati risulta che, nei vari ammassi, una percentuale tra il 25 e il 40% delle stelle appartiene alla popolazione P e una percentuale tra il 50 e il 70 % appartiene alla popolazione I. Solo in alcuni ammassi ci sono stelle nella regione E del grafico, fino a un numero massimo del 20%. Fa eccezione l'ammasso NGC 2808 in cui c'è un'anticorrelazione estesa ma una predominanza di stelle della popolazione P.

È da notare che, almeno per quanto riguarda le abbondanze di ossigeno e sodio, è chiaro dai dati che c'è un'anticorrelazione, ma spesso non ci sono segni evidenti di una bimodalità: in figura 2.1 sono riportati i rapporti $[O/Na]$ nei 19 ammassi osservati da Carretta et al. (2009); in pochissimi casi c'è una distribuzione con due picchi che ci si aspetterebbe in caso di una bimodalità.

Al contrario delle anticorrelazioni Na-O, le anticorrelazioni Mg-Al non sono state osservate in tutti gli ammassi, come possiamo vedere nel grafico di Carretta et al. (2009) riportato in figura 2.1: in quasi tutti gli ammassi si notano ampie variazioni stella a stella nelle abbondanze di alluminio, mentre variazioni nelle abbondanze di magnesio sono presenti solo in alcuni ammassi.

Gli ammassi globulari in genere contengono stelle con la stessa metallicità; la metallicità totale di una stella di ammasso globulare viene generalmente stimata a partire dalla misura spettroscopica dell'abbondanza di ferro, che si osserva molto bene spettroscopicamente. A partire dall'abbondanza di ferro, assumendo una mistura solare scalata come quella solare con l'aggiunta di un α -enhancement, si può risalire alla metallicità di una stella. Nel caso di popolazioni di ammasso globulare le variazioni misurate nelle abbondanze non alterano significativamente i valori di Z a parità di $[Fe/H]$. È possibile però che i valori di Z cambino a parità di $[Fe/H]$ nel caso in cui le anticorrelazioni siano tali che la somma C+N+O non sia costante: un'ipotesi del genere è stata fatta per esempio per spiegare il ramo delle subgiganti doppio dell'ammasso NGC 1851 (Ventura et al., 2009). Gli unici ammassi globulari in cui si è misurato uno spread dell'abbondanza di ferro tra le stelle dell'ammasso sono tra i più massicci della nostra galassia: ω Centauri, M54, M22, Terzan 5, NGC 1851, NGC 2419. Quasi tutti questi ammassi presentano piccole variazioni interne nei valori di $[Fe/H]$: dagli 0.08 dex di NGC 1851 (Yong et al., 2009; Carretta et al., 2011) agli 0.3 dex di Terzan 5 (Ferraro et al., 2009). Fa eccezione ω Centauri, l'ammasso globulare più massiccio della nostra galassia: in figura 2.1 è rappresentata la distribuzione dei valori di $[Fe/H]$ nelle stelle di questo ammasso. Si può notare la presenza di diversi picchi che indicano la presenza di più popolazioni successive a diverse metallicità, anche se i grandi errori nelle misurazioni (rappresentati nella figura) non danno la certezza della presenza di popolazioni discrete con

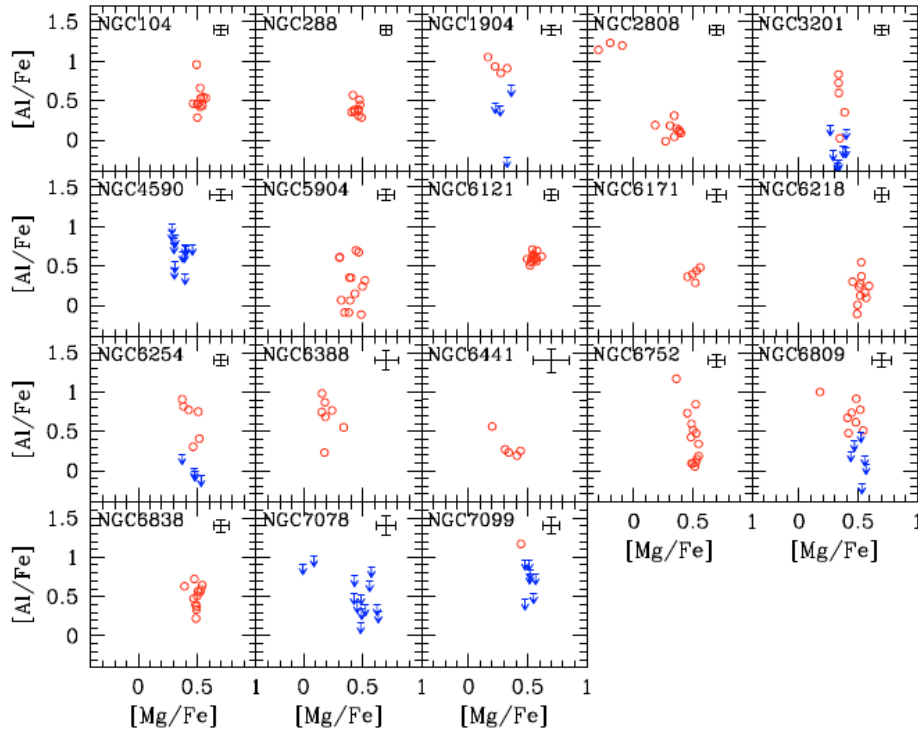


Figura 2.2: Misure delle abbondanze di magnesio e alluminio in 18 ammassi globulari. Anche qui le frecce indicano le stelle in cui si è trovato solo un limite superiore alle abbondanze. (Carretta et al., 2009).

diverse abbondanze di ferro.

Come vedremo nel capitolo 3 i modelli più accreditati sulla formazione delle popolazioni multiple negli ammassi globulari non prevedono variazioni stella a stella delle abbondanze di ferro all'interno di un ammasso. Questa caratteristica si potrebbe spiegare con una storia evolutiva diversa. Una delle ipotesi più accreditate è che alcuni ammassi globulari si trovassero in origine all'interno di galassie nane, in grado di trattenere gravitazionalmente il gas ricco di ferro espulso dalle supernovae.

Un ulteriore dato molto significativo è quello sulle abbondanze di elio che spettroscopicamente sono estremamente difficili da osservare. Infatti le righe di assorbimento dell'elio nello stato fondamentale cadono nell'estremo ultravioletto, assorbito dal gas interstellare. Per osservare l'elio servono quindi temperature abbastanza alte (maggiori di 9000 K) da avere atomi allo stato eccitato, temperature che negli ammassi globulari si raggiungono solo in alcune stelle di ramo orizzontale. Tuttavia la composizione chimica di stelle di ramo orizzontale troppo calde ($T > 11500$ K) è fortemente influenzata da fenomeni di sedimentazione gravitazionale e diffusione da pressione

2.1. Dati spettroscopici

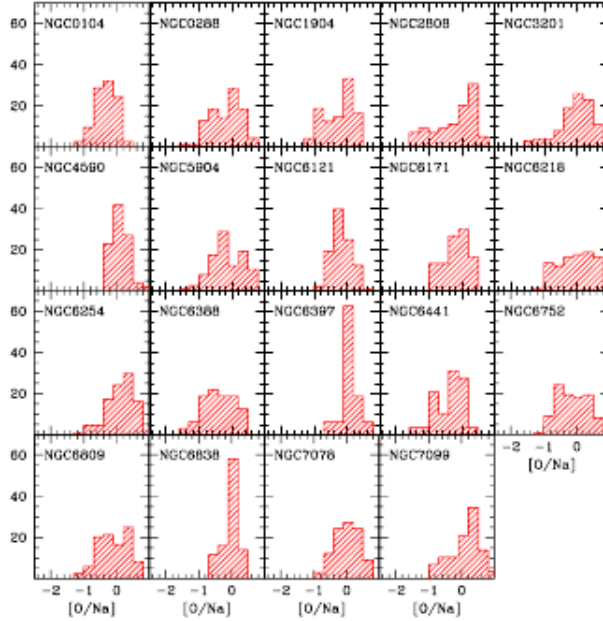


Figura 2.3: Distribuzione di $[O/Na]$ nei 19 ammassi osservati da Carretta et al. (2009): la distribuzione spesso non è bimodale

di radiazione. In questi casi, quindi, è possibile determinare l'abbondanza superficiale di elio, ma questa non corrisponde a quella originale del gas da cui si è formata la stella. E' pertanto possibile determinare l'elio spettroscopicamente solo in una finestra di temperature efficaci molto ristretta. Solo recentemente (Villanova et al., 2009) si sono riuscite ad avere le prime misure spettroscopiche di elio nel ramo orizzontale dell'ammasso NGC 6752: le cinque stelle di HB in cui l'elio è misurabile mostrano un contenuto normale di elio ($Y = 0.245 \pm 0.012$) e sono povere di azoto e ricche di ossigeno, caratteristica che è stata attribuita alla prima generazione. Sono state misurate le abbondanze di elio anche in stelle nelle BHB (blue horizontal branch) dell'ammasso M4 (Villanova et al., 2012): le stelle osservate, con composizioni chimiche tipiche della seconda generazione, mostrano un aumento dell'elio fino a $Y=0.29$. Sono state fatte inoltre misure di abbondanze di elio in RGB. Dupree et al. (2011) hanno misurato la riga dell'elio a 10830 Angstrom in 12 stelle di ω Centauri, trovando una correlazione tra l'abbondanza di elio e quelle di sodio e alluminio. In questo ammasso la presenza di popolazioni stellari con diverse abbondanze di elio è confermata anche dalle osservazioni fotometriche di una sequenza principale multipla. É da notare che le temperature atmosferiche in fase di RGB sono troppo basse per eccitare le righe di assorbimento dell'elio. Dupree et al. (2011) hanno utilizzato per interpre-

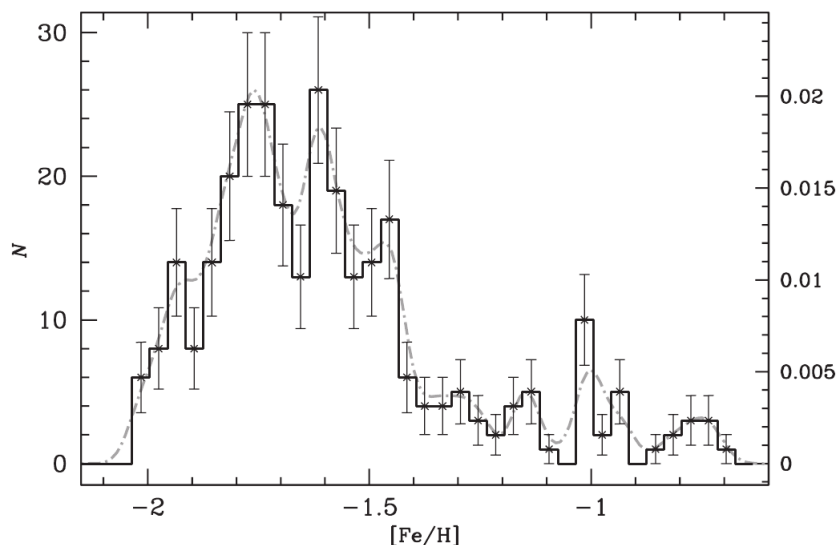


Figura 2.4: Distribuzione di $[Fe/H]$ nelle giganti rosse osservate dell'ammasso ω Centauri (Marino et al., 2011)

tare le loro osservazioni dei modelli di cromosfera, una regione più esterna dell'atmosfera in cui il gas è molto rarefatto ma raggiunge temperature più elevate: in particolare, in base ai loro modelli, in stelle povere di metalli con $T_{eff} > 4500K$ si raggiungono in cromosfera i $10000K$ necessari per produrre la riga dell'elio. Con questo metodo non si riesce a dedurre l'abbondanza originale di elio di una stella ma si possono avere indicazioni sulle differenze delle abbondanze stella a stella. Pasquini et al. (2011) sempre usando modelli di atmosfera e cromosfera, hanno comparato le intensità della stessa riga in due stelle di NGC 2808, una ricca e una povera di sodio, trovando spettri compatibili con $\Delta Y > 0,17$.

Va fatto infine un discorso sugli elementi che si formano nelle stelle tramite catture neutroniche. Le catture neutroniche nelle stelle si distinguono in processi s (slow) e processi r (rapid). I processi s consistono in un'unica cattura neutronica, seguita da un decadimento β se la cattura neutronica ha prodotto un elemento instabile. I processi r , invece, consistono in una serie di catture neutroniche successive; essi avvengono principalmente nelle esplosioni di supernovae, quando c'è una grande quantità di neutroni disponibili e il tempo medio tra una cattura neutronica e la successiva è minore dei tempi di decadimento dei nuclei instabili che si vengono a formare. Per approfondimenti su questo argomento si fa riferimento a Rolfs & Rodney (1988).

Fino a pochi anni fa si pensava che gli elementi prodotti dalle catture

neutroniche non presentassero, negli ammassi globulari, grandi variazioni stella a stella. Solo recentemente sono state trovate variazioni in elementi da processi r in alcuni ammassi globulari poveri di metalli (Roederer & Snen, 2011); queste variazioni, tuttavia, non sono correlate con le variazioni nelle abbondanze di C, N, O, Na. Sono invece state trovate variazioni in elementi da processi s solo in un piccolo numero di ammassi globulari, principalmente in ammassi che presentano variazioni stella a stella di $[\text{Fe}/\text{H}]$: ω Centauri (Johnson & Pilachowski, 2010; D’Orazi et al., 2011), M22 (Marino et al., 2011), NGC 1851 (Carretta et al., 2011). Nell’ammasso NGC 1851 le variazioni nelle abbondanze di Y e Ba (due elementi prodotti da processi s) sono correlate con quelle di N e Na (Villanova et al., 2010). Sono state trovate variazioni nelle abbondanze di Y, ma non di Ba, anche nell’ammasso M4 Villanova & Geisler (2011): anche in questo caso le variazioni di Y sono correlate con quelle di N e Na. Queste variazioni, come spiegato nel capitolo 3, potrebbero dare indicazioni sullo scenario in cui si sono formate le popolazioni multiple nei vari ammassi.

2.2 Dati fotometrici

In alcuni ammassi, soprattutto in quelli più massicci, la presenza di popolazioni con diversa età e/o composizione chimica si rileva anche tramite strutture multiple in alcune zone del diagramma CM.

Sono state osservate sequenze principali multiple in alcuni degli ammassi globulari più massicci: ω Centauri (Bedin et al., 2004; Villanova et al., 2007a), 47 Tucanae (Anderson et al., 2009), NGC 6752 (Milone et al., 2010), NGC 6397 (Milone et al., 2012).

Come discuteremo nel capitolo 3, la presenza di sequenze principali multiple si spiega in genere con la presenza di più popolazioni con diverse abbondanze di elio: in particolare all’aumentare dell’abbondanza di elio le sequenze principali diventano sottoluminose, cioè si spostano verso il basso nei diagrammi colore-magnitudine.

Un caso molto noto è quello dell’ammasso NGC2808: in questo ammasso si osserva una sequenza principale tripla (figura 2.5); inoltre sono state analizzate spettroscopicamente due stelle di sequenza principale, una appartenente alla MS più blu, una appartenente alla MS più rossa; anche in questo caso sono state osservate le anticorrelazioni tra gli elementi leggeri; la stella della MS rossa ha una composizione chimica “standard”, mentre quella della MS blu presenta abbondanze con anticorrelazioni tipiche della seconda generazione (figura 2.5).

Sono state osservati rami multipli delle subgiganti in vari ammassi globulari. Il caso più eclatante è ancora quello di ω Centauri, in cui sono state individuate addirittura quattro tracce distinte in SGB (Villanova et al., 2007b). Al contrario delle MS, però, le SGB multiple sono state osservate

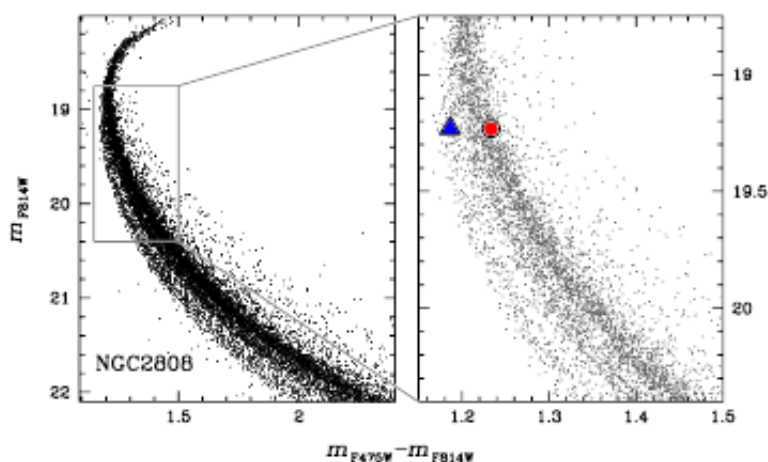


Figura 2.5: A sinistra: sequenza principale tripla nell'ammasso NGC 2808 (Piotto et al., 2007). A destra: posizione nel diagramma CM delle due stelle analizzate spettroscopicamente da Bragaglia et al. (2010)

anche in ammassi globulari di massa più piccola. Esempi di ammassi che presentano SGB multiple sono: NGC 1851, NGC 6388, 47 Tucanae, M22, M54. Le possibili spiegazioni per dei rami multipli delle subgiganti sono una differenza di età o una differenza nella somma $\left[\frac{C+N+O}{Fe}\right]$ tra le due popolazioni di un ammasso, assumendo che il valore di $[Fe/H]$ sia lo stesso nelle due generazioni stellari. In particolare, una seconda generazione più giovane della prima avrebbe un ramo delle subgiganti più luminoso di quello della prima generazione, mentre una seconda generazione circa coeva con la prima ma con $\left[\frac{C+N+O}{Fe}\right]$ più alto mostrerebbe una SGB sottoluminosa.

Per quanto riguarda la RGB, in molti casi sono visibili tracce multiple o rami allargati solo in alcuni diagrammi CM, in particolare in quelli in cui la definizione dell'indice di colore è fatta anche tramite dei filtri ultravioletti: infatti nell'ultravioletto cadono alcune linee di assorbimento delle molecole CN e CH, di conseguenza le magnitudini misurate con filtri ultravioletti sono sensibili a variazioni nelle abbondanze di carbonio e azoto. Un diagramma C-M può quindi mostrare delle tracce multiple non presenti in un altro diagramma C-M dello stesso ammasso. RGB multiple visibili in tutti i diagrammi CM sono state osservate solo in ω Centauri e in M54.

Capitolo 3

Modelli di popolazioni multiple negli ammassi globulari

Le variazioni stella a stella delle composizioni chimiche tipiche degli ammassi globulari possono produrre, in alcuni casi, effetti visibili nei diagrammi colore-magnitudine, manifestandosi in particolare sotto forma di tracce multiple. Nella prima parte di questo capitolo spiegherò gli effetti qualitativi principali sulle tracce nel diagramma H-R delle variazioni nelle abbondanze dei metalli sotto forma di anticorrelazioni e delle variazioni nell'abbondanza di elio. Nella seconda parte analizzerò più nel dettaglio i risultati dei principali lavori teorici sull'argomento. Nell'ultima parte, infine, tratterò gli effetti delle variazioni nelle composizioni chimiche sulle tracce nei diagrammi C-M.

3.1 Effetti qualitativi delle variazioni di composizione chimica sulle tracce nel diagramma H-R

3.1.1 Effetti di variazioni nelle abbondanze dei metalli

Le varie simulazioni con variazioni nelle abbondanze dei metalli tipiche delle popolazioni multiple hanno portato a questi risultati:

- Le anticorrelazioni non modificano le isocrone in maniera significativa se la somma $C+N+O$ si mantiene costante (Pietrinferni et al., 2009). Infatti, in questo caso, gli effetti sulla fisica di un modello di evoluzione stellare sono piccoli. L'equazione di stato del gas subisce solo piccole modifiche, dato che carbonio, azoto e ossigeno hanno masse atomiche simili; anche variazioni nelle abbondanze degli altri metalli non modificano significativamente l'equazione di stato. Anche le modifiche sulle tabelle di opacità portano a effetti non osservabili. Infine non ci sono

effetti sull'efficienza del ciclo CNO, che dipende appunto dal valore della somma C+N+O.

- Un aumento della somma C+N+O a parità di [Fe/H] sposta le isocrone nella zona della SGB. L'effetto principale che contribuisce a questo spostamento è l'efficienza del ciclo CNO. Nell'isocrona con C+N+O aumentato la SGB si sposta verso il basso (Pietrinferni et al., 2009).
- Sempre a [Fe/H] costante le isocrone calcolate con un aumento della somma C+N+O sono simili a quelle di una popolazione con composizione standard α -enhanced più vecchia. Per esempio Ventura et al. (2009) hanno mostrato che la SGB doppia di NGC 1851 si può spiegare sia con un aumento di C+N+O (moltiplicato per tre) sia con una differenza di età di ≈ 1 Gyr tra le due popolazioni.

È importante spiegare qualitativamente perché un aumento dell'efficienza del ciclo CNO porta a una SGB più bassa (quindi meno luminosa). Con una somma C+N+O più alta il ciclo CNO è più efficiente; un aumento dell'efficienza delle reazioni nucleari non porta a un aumento significativo del rate delle reazioni stesse, perché la struttura stellare si assesta in modo da mantenere l'equilibrio e in modo che la potenza prodotta dalle reazioni nucleari sia uguale alla potenza emessa in superficie sotto forma di fotoni, che dipende principalmente dalla massa della stella. Se le reazioni sono più efficienti la stella si assesta in modo leggermente diverso, con un profilo di temperatura e densità centrali che fa variare di poco il rate di reazioni nucleari. Tuttavia, anche se il rate delle reazioni non subisce variazioni significative, un aumento dell'efficienza del ciclo CNO fa in modo che la combustione sia concentrata in una regione centrale più piccola della stella, dato che il ciclo CNO ha una dipendenza dalla temperatura più ripida del ciclo pp¹. Con una regione di combustione più piccola, anche senza variazioni del rate delle reazioni nucleari il combustibile nucleare (idrogeno) al centro finisce prima a parità di massa della stella. Quindi, tra due stelle di uguale massa, quella con il ciclo CNO più efficiente termina prima il combustibile nucleare centrale e, di conseguenza, arriva prima al turnoff ed entra prima in SGB. Analizziamo ora cosa succede alle isocrone di due popolazioni con stessa età, stesso Y, stesso Z e diversa somma C+N+O. Come detto le stelle con C+N+O più alto, a parità di massa, entrano prima in SGB. A parità di età delle due popolazioni questo vuol dire che la popolazione con C+N+O maggiore ha in SGB stelle di massa più piccola. Ma, al diminuire della massa, le stelle sono meno luminose nel diagramma CM, almeno nelle fasi di MS e SGB: le stelle con C+N+O aumentato formano quindi una SGB meno luminosa delle altre.

¹L'efficienza del ciclo pp va circa come $\propto T^{-4}$, quella del ciclo CNO va circa come $\propto T^{-15}$

3.1. Effetti qualitativi delle variazioni di composizione chimica sulle tracce nel diagramma H-R

Abbiamo detto che, nel confronto tra due popolazioni, l'aumento della somma C+N+O dà sulla SGB gli stessi effetti di un aumento di età.

D'Antona et al. (2009), nello studio dell'età relativa tra M4 e NGC 1851, utilizzano anche la luminosità del bump della RGB per distinguere tra i due casi, ipotizzando una variazione di C+N+O, piuttosto che dell'età, per spiegare la differenza tra le isocrone dei due ammassi.

Il bump della RGB è una fase dell'evoluzione stellare in cui la shell di combustione dell'idrogeno in elio attraversa una discontinuità nelle abbondanze di idrogeno ed elio. Questa discontinuità è causata da un precedente affondamento della zona convettiva fino a regioni in cui, in fase di sequenza principale, c'era stata combustione di idrogeno in elio. Nel momento in cui la shell di combustione incontra la discontinuità i modelli prevedono che la stella diminuisca leggermente la sua luminosità per riprendere poi la sua ascesa lungo il ramo delle giganti. Il risultato è che nel diagramma H-R c'è una piccola regione nel ramo delle giganti che viene percorsa tre volte dalle stelle. In questa regione la densità di stelle è dunque più alta che nelle altre zone della RGB, dato che le stelle ci rimangono per più tempo. Questa regione viene chiamata bump della RGB.

Lo studio della posizione del bump della RGB presenta dei problemi, poichè è dipendente dai modelli e, in particolare, da come viene implementata la convezione, i cui modelli sono affetti da grandi incertezze.

Questa incertezza impedisce, di fatto, di usare la posizione del bump della RGB per avere indicazioni sull'età o sulla composizione chimica di una singola popolazione. Nel confronto tra le popolazioni di due ammassi, invece, il dato interessante per avere indicazioni sull'età relativa o sulle differenze nella composizione chimica tra un ammasso e l'altro è la posizione relativa tra i bump, molto meno model-dependent. Lo studio dell'età relativa tra M4 e NGC 1851 di D'Antona et al. (2009), utilizzando i modelli di Ventura et al. (2009), sfrutta proprio la differenza di magnitudine tra i bump per ipotizzare che la somma C+N+O di M4 sia circa 4 volte più grande di quella della popolazione principale di NGC 1851. Infatti, secondo i modelli, un aumento della somma C+N+O a parità di [Fe/H] causa un decremento della luminosità del bump pari a $\Delta M_{V_{bump}} = 0.037$ volte l'incremento della somma C+N+O rispetto a una composizione di riferimento alfa-enhanced.

3.1.2 Effetti della variazione dell'abbondanza originale di elio

Le ipotesi sugli scenari per la formazione delle popolazioni multiple prevedono che il gas da cui si è formata la seconda generazione possa mostrare un aumento di Y rispetto a quello della prima.

In figura 3.1 sono rappresentate isocrone con diversi valori di Y. Spiego qualitativamente gli effetti più rilevanti.

Un aumento dell'abbondanza di elio, a parità di metallicità, influisce innanzitutto sul peso molecolare medio μ . Viene dunque modificata l'e-

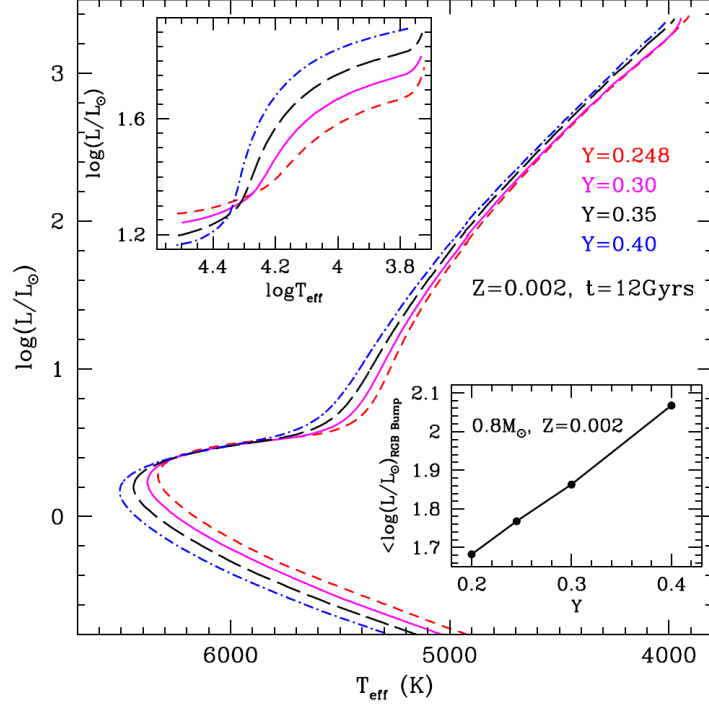


Figura 3.1: Effetti delle variazioni dell'abbondanza di elio Y sulle isocrone. Nei riquadri piccoli sono rappresentate le ZAHB (in alto) e la luminosità del bump della RGB in funzione di Y in una stella di $0.8M_{\odot}$ (in basso). I valori di Y adottati sono indicati in figura (Cassisi et al., 2013).

quazione di stato dei gas perfetti $P = \frac{\rho}{\mu}KT$. L'effetto principale è che, per garantire lo stesso profilo di pressione, le temperature dovranno essere più alte. L'aumento a parità di pressione delle temperature nella struttura stellare influenza il rate delle reazioni nucleari che tende a essere più alto.

Inoltre un aumento dell'abbondanza di elio influisce sulle opacità nella struttura stellare: a parità di metallicità, aumentare l'abbondanza di elio significa diminuire quella di idrogeno, che contribuisce in grande misura all'opacità sotto forma di ioni H^{-} . A un aumento di elio corrisponde quindi una diminuzione delle opacità. Anche questo effetto contribuisce ad avere temperature effettive più alte, perchè a minori opacità corrispondono minori gradienti di temperatura.

La combinazione di questi effetti modifica la posizione delle stelle in sequenza principale nel diagramma HR. All'aumentare di Y la singola stella, a parità di massa e abbondanze dei metalli, viene spostata a una temperatura effettiva maggiore e a una luminosità più alta (spostamento in alto e

3.1. Effetti qualitativi delle variazioni di composizione chimica sulle tracce nel diagramma H-R

a sinistra nel diagramma HR). L'aumento di luminosità è conseguenza soprattutto dell'aumento del rate delle reazioni nucleari a parità di densità e pressione.

Inoltre il tempo di vita in fase di MS si riduce: ciò è causato dalla maggiore luminosità e, in piccola parte, dalla minore quantità di combustibile nucleare a disposizione (aumentando Y si riduce X).

L'effetto globale sulla MS è uno spostamento verso il basso a sinistra: quindi, anche se il singolo modello stellare ha una luminosità più alta, l'isocrona globalmente ha una luminosità più bassa.

Lo spostamento della MS è praticamente impossibile da osservare da Terra a causa dei grandi errori fotometrici dovuti all'influenza dell'atmosfera: effettivamente le uniche osservazioni di sequenze principali multiple vengono dal telescopio spaziale Hubble. In ogni caso rimangono difficilmente osservabili MS multiple se le variazioni di Y sono di pochi punti percentuali rispetto al valore cosmologico, almeno fino a $Y \approx 0.30$.

La posizione del turnoff è influenzata da Y : come detto, un aumento dell'abbondanza di elio aumenta la temperatura effettiva e la luminosità e riduce il tempo di permanenza in MS. A parità di età dell'isocrona, quindi, un aumento di Y fa in modo che la massa delle stelle al turnoff sia più piccola: questo effetto sposterebbe il turnoff in basso a destra. Gli aumenti di temperatura effettiva e di luminosità, invece, tenderebbero a spostarlo in alto a sinistra. In generale prevale l'effetto della diminuzione della massa, con uno spostamento del turnoff verso sinistra e leggermente verso il basso al variare di Y .

Per quanto riguarda la SGB, i vari effetti delle variazioni di Y si annullano: in questa regione anche un'isocrona con un valore estremo di Y ($Y = 0.40$) non mostra spostamenti osservabili rispetto a una con Y cosmologico. Le SGB multiple rimangono quindi una peculiarità delle variazioni di età o di $C+N+O$.

Gli effetti sulla RGB, al contrario, sono numerosi. La diminuzione delle opacità porta a uno spostamento verso sinistra (temperature effettive più elevate) all'aumentare di Y . Vengono poi influenzate le posizioni del bump e del tip.

Il bump, come detto, è causato dal raggiungimento da parte della shell di combustione di idrogeno di una discontinuità nelle abbondanze di idrogeno dovuta a un rimescolamento convettivo precedente. Un aumento di Y , diminuendo le opacità, fa in modo che il rimescolamento convettivo affondi meno all'interno della stella e, quindi, che la discontinuità nelle abbondanze sia in una shell più esterna che viene raggiunta più tardi dalla combustione di idrogeno. Aumentando Y il bump viene quindi a trovarsi a una luminosità più alta (Bragaglia et al., 2010). L'estensione del bump, al contrario, risulta minore, perchè il rimescolamento in una regione più esterna porta a una discontinuità più piccola nelle abbondanze.

La luminosità del tip (vertice del ramo delle giganti rosse) dipende essenzialmente dalla massa del core di elio quando si innesca la combustione. In fase di gigante rossa, infatti, la luminosità è direttamente proporzionale alla massa del nucleo di elio. Nelle stelle con Y più alto la temperatura centrale è maggiore, quindi, a parità di massa del core, il gas di elettroni è meno degenere. La minore degenerazione elettronica è una condizione più favorevole per l'innesco della catena 3α , che quindi avviene a una minore massa del core. Inoltre la shell di combustione di H in He essendo più calda è più efficiente e questo facilita l'innesco della 3α con conseguente diminuzione della massa del nucleo di elio all'innesco. Di conseguenza, la luminosità del tip diminuisce all'aumentare di Y . Purtroppo, a causa dei rapidi tempi evolutivi nella parte alta della RGB, il numero di stelle in questa regione è troppo piccolo per poter osservare in un ammasso la luminosità del tip con la precisione necessaria a misurare le differenze previste teoricamente.

Per quanto riguarda il ramo orizzontale, variazioni di Y influenzano la luminosità della ZAHB, dove si posizionano le stelle all'inizio della fase di ramo orizzontale, e che nell'osservazione di una popolazione rappresenta il limite inferiore delle stelle di HB.

In questa fase avviene una doppia combustione nucleare: nel nucleo la combustione di elio in carbonio e ossigeno, e la combustione di idrogeno in elio nella shell subito fuori dal nucleo di elio. Una Y maggiore porta ad un aumento dell'efficienza della shell di idrogeno; allo stesso tempo, però, modelli con Y maggiore hanno una massa del nucleo di elio minore, con conseguente diminuzione dell'efficienza delle reazioni di combustione dell'elio. Il primo effetto tenderebbe ad aumentare la luminosità, il secondo a diminuirla. I risultati delle simulazioni mostrano che per $T_{eff} < 20000K$ prevale il primo effetto e un aumento di Y aumenta la luminosità della ZAHB. Per $T_{eff} > 20000K$, al contrario, un aumento di Y diminuisce la luminosità della ZAHB. In pratica l'aumento dell'efficienza della combustione di idrogeno è predominante nelle stelle di HB a minore temperatura effettiva in cui l'involuppo di idrogeno è più ampio e, quindi, la combustione in shell è più importante.

La presenza di popolazioni con abbondanze di elio diverse dovrebbe spiegare anche la grande estensione in temperatura effettiva (e quindi in colore) del ramo orizzontale riscontrate in molti ammassi globulari, con estensioni verso il blu (BHB) difficilmente spiegabili con i modelli di perdita di massa in fase di RGB. D'Antona et al. (2002) hanno discusso come la presenza di una popolazione con Y maggiore possa spiegare la presenza di stelle nelle regioni più blu del ramo orizzontale (con massa minore di quelle nelle regioni più rosse) anche in presenza di una modesta variazione di Y ($\Delta Y = 0.05$). La spiegazione qualitativa va ricercata ancora una volta nei tempi di evoluzione in MS: abbiamo detto che, a causa della luminosità maggiore, aumentando Y diminuisce il tempo di permanenza in MS di una stella. Quindi, in presenza di due popolazioni con diverso Y , nella RGB e nel ramo orizzontale di età

3.1. Effetti qualitativi delle variazioni di composizione chimica sulle tracce nel diagramma H-R

zero di quella con più elio ci sono stelle di massa iniziale minore. Assumendo lo stesso modello di perdita di massa in RGB per le due popolazioni, una volta giunte in HB le stelle con Y più alto avranno ancora mediamente una massa minore. In presenza di una HB troppo estesa, dunque, ci dovrebbe essere una RHB formata dalle stelle con Y più basso e una BHB formata dalle stelle con Y più alto.

Capitolo 4

Ipotesi sull'origine delle popolazioni multiple

Come visto nel capitolo 1 il fenomeno delle popolazioni multiple è stato verificato in tutti gli ammassi globulari su cui sono state fatte analisi spettroscopiche. Sono state fatte varie ipotesi per spiegare l'origine di questa peculiarità nella composizione chimica; in questo capitolo riporterò le ipotesi più accreditate.

4.1 Dati osservativi da riprodurre teoricamente

I modelli di formazione della seconda popolazione degli ammassi globulari devono spiegare numerosi dati osservativi, discussi nel capitolo precedente. Rifaccio qui un breve elenco dei fatti fondamentali:

- In tutti gli ammassi globulari in cui sono state fatte osservazioni spettroscopiche sono evidenziate differenze nelle abbondanze chimiche stella a stella. In particolare l'anticorrelazione Na/O è presente in tutti gli ammassi osservati finora (Carretta et al., 2010).
- Le anomalie nelle abbondanze chimiche, escluso i casi di alcuni degli ammassi più massicci della nostra galassia (ω Centauri, M54, M22, Terzan 5, NGC 1851, NGC 2419), non sono accompagnate da una variazione significativa delle abbondanze degli elementi del picco del ferro.
- Nella maggioranza dei casi la somma $[C + N + O]/[Fe]$ non mostra variazioni significative tra le diverse popolazioni di uno stesso ammasso, mentre i rapporti tra C, N e O variano.
- In alcuni ammassi sono state trovate variazioni stella a stella delle abbondanze di elementi s (elementi formati tramite catture neutroniche

lente), soprattutto in ammassi che presentano variazioni nell'abbondanza di ferro. Le variazioni negli elementi s Y e Ba, dove osservate, sono correlate con quelle di N e Na.

- In alcuni ammassi la presenza di più popolazioni è visibile anche in osservazioni fotometriche, sotto forma di sequenze multiple nel diagramma CM.
- Per alcuni ammassi ci sono evidenze sia fotometriche che spettroscopiche di un'alta abbondanza di elio nella seconda generazione, con valori che possono spingersi fino a $Y > 0,37$. Si veda ad esempio Renzini (2008).
- Le stelle della seconda generazione sembrano costituire una frazione significativa del totale, tipicamente tra il 50% e il 70% (Carretta et al., 2009)
- Negli ammassi che mostrano tracce multiple nel diagramma CM, queste sono compatibili con composizioni chimiche discrete, cioè con la presenza di più generazioni stellari ognuna con la sua composizione chimica peculiare. In particolare questa caratteristica è stata osservata in ammassi molto massicci come ω Centauri e NGC 2808, dove si osservano sequenze multiple dovute a valori discreti di Y. Le analisi spettroscopiche, tuttavia, non indicano sempre una bimodalità nella distribuzione delle abbondanze di alcuni elementi: in particolare in molti ammassi il rapporto [O/Na] ha una distribuzione continua con un solo picco (figura 2.1), anche se gli errori associati alle osservazioni spettroscopiche sono abbastanza grandi da lasciare la questione aperta. Solo in alcuni ammassi è stata osservata una distribuzione dell'ossigeno e del sodio chiaramente bimodale.

4.2 Contaminazione del gas interstellare

Abbiamo appena visto che la materia di cui sono composte le stelle della seconda generazione presenta, rispetto alla prima generazione, variazioni nelle abbondanze di alcuni elementi (C, N, O, Na, a volte Mg e Al) e con un possibile incremento dell'abbondanza di elio.

Queste caratteristiche qualitative sono tipiche di materia che è passata attraverso processi di combustione dell'idrogeno ad alta temperatura. Già a una temperatura di $2 \cdot 10^7 K$ è attivo il ciclo CN-NO, mentre a temperature superiori ai $10^8 K$ si attivano anche fasi successive del ciclo, dovute a catture di protoni o di nuclei di elio da parte di elementi più pesanti dell'ossigeno. Un processo di combustione dell'idrogeno ad alta temperatura permette così la formazione di gas con abbondanze chimiche anomale tra i metalli e con una frazione di elio aumentata, dato che il risultato finale dei vari cicli

è la combustione di idrogeno in elio. Non viene prodotta invece nessuna variazione nelle abbondanze di ferro.

Un'ipotesi per spiegare le composizioni chimiche anomale di una porzione di stelle all'interno degli ammassi potrebbe essere quella di una sola popolazione stellare le cui stelle vengono poi contaminate in superficie da materia espulsa da altre stelle più massicce nate nello stesso evento di formazione ma che sono in una fase evolutiva più avanzata o hanno già concluso la loro vita. Uno scenario del genere è da scartare, poiché le alterazioni nelle abbondanze da contaminazione superficiale dovrebbero risultare minori nelle stelle che hanno sperimentato il primo dredge-up. Tuttavia negli ammassi in cui sono state osservate le composizioni chimiche sia in fase di sequenza principale che di RGB l'estensione delle anticorrelazioni C-N, Na-O e Mg-Al è la stessa dalla sequenza principale fino alla parte alta della RGB. Per esempio, nell'ammasso 47 Tucanae le abbondanze di Na e O sono state misurate in stelle di RGB e di sequenza principale rispettivamente da Carretta et al. (2009) e da D'Orazi et al. (2010) trovando valori molto simili.

Un altro motivo per escludere questo scenario con una sola popolazione stellare viene dall'analisi delle abbondanze di elio: in alcuni ammassi possono essere stimate poiché producono uno spostamento a luminosità minori della sequenza principale. La presenza di sequenze principali multiple (e non di una sequenza principale allargata) suggerisce una distribuzione delle abbondanze di elio discreta, con valori diversi nelle diverse generazioni stellari (di solito due). Lo scenario in cui le stelle appartengono a una sola generazione prevederebbe invece una distribuzione continua delle abbondanze di elio, poiché la quantità di gas che contamina ogni stella sarebbe una funzione di varie caratteristiche della stella stessa (posizione, velocità, ...). Questo ragionamento porterebbe a escludere questo scenario almeno per quegli ammassi in cui sono state osservate sequenze principali multiple (Renzini, 2008).

Lo scenario più accreditato è quello di più popolazioni stellari nate da diversi episodi di formazione descritto da Carretta et al. (2010). In questo scenario un ammasso globulare si genera a partire da un frammento cosmologico di gas e materia oscura di massa $10^6 - 10^9 M_\odot$ che si trova vicino alla Via Lattea, a una distanza dal centro $R \approx 10 kpc$, in un'epoca molto antica, a meno di 2 Gyr dal Big Bang. L'interazione di questo frammento con il disco della Via Lattea in formazione o con qualche altra sottostruttura favorisce la formazione di una popolazione stellare di $10^4 - 10^5 M_\odot$, che chiamerò "popolazione zero", nel giro di pochi milioni di anni. Dopo $\sim 10^7$ anni le stelle più massicce di questa popolazione esplodono come supernovae. L'esplosione di supernovae ha due effetti fondamentali: arricchire il gas di metalli fino alle metallicità oggi osservate negli ammassi globulari e favorire il collasso di $10^5 - 10^6 M_\odot$ di gas in una nuova popolazione stellare, che chiameremo prima popolazione dell'ammasso. Il gas che non collassa in stelle può venire spazzato via dall'ammasso dall'esplosione di supernovae e

dai venti stellari provenienti dalle stelle molto massicce.

Nella fase successiva gas “contaminato”, caratterizzato da composizioni chimiche diverse da quelle della generazione stellare precedente, viene immesso nell'ammasso da alcune stelle della prima generazione. Le stelle proposte come “contaminatrici” devono avere le seguenti caratteristiche: un ambiente in cui si brucia idrogeno ad alte temperature, un meccanismo che porti in superficie il gas in cui c'è stata combustione dell'idrogeno e un meccanismo di rilascio di questo gas a velocità abbastanza basse da rimanere intrappolato dalla barriera di potenziale gravitazionale dell'ammasso. Il gas contaminato si raccoglie nelle regioni centrali dell'ammasso tramite meccanismi discussi in seguito e permette, eventualmente mescolandosi con del gas primordiale, un nuovo burst di formazione stellare in cui si forma la seconda generazione, con composizioni chimiche diverse dalla prima popolazione stellare.

Le candidate contaminatrici più accreditate sono stelle in fase di ramo asintotico (AGB)¹ di massa intermedia (Cottrell & Da Costa, 1981; Dantona et al., 1983; Ventura et al., 2001) e stelle molto massicce velocemente rotanti (Prantzos & Charbonnel, 2006; Decressin et al., 2007). Analizziamo ora separatamente il contributo dato dai due tipi di stelle contaminatrici, discutendo poi le ipotesi sugli scenari di formazione della seconda generazione.

4.3 Stelle di ramo asintotico di massa intermedia

4.3.1 Premessa: fenomeni di dredge up

Durante l'evoluzione di una stella ci sono delle fasi in cui la zona di convezione superficiale affonda fino a zone dove sono avvenute combustioni nucleari, portandone in superficie i prodotti. Questi fenomeni vengono chiamati “dredge up”.

Tutte le stelle di piccola e media massa mostrano, con maggiore o minore efficienza, un primo dredge-up durante la fase di RGB in cui la convezione affonda fino alle regioni più esterne di combustione dell'idrogeno in elio: vengono quindi portati in superficie elio e, se in quelle regioni sono stati attivi i cicli CN-NO, anche i metalli processati attraverso questi cicli. L'effetto è una modifica delle abbondanze superficiali di H, He e degli elementi coinvolti nel ciclo CN-NO.

Le stelle di massa maggiore di $3M_{\odot}$ sono interessate anche dal cosiddetto “secondo dredge up”, all'inizio della fase di ramo asintotico. Dopo lo spegnimento della shell di combustione di H in He successivo all'innesco della shell di combustione di He in C e O, la convezione affonda fino a regioni in cui

¹Si chiama ramo asintotico la fase evolutiva in cui una stella possiede un nucleo di carbonio e ossigeno e due shell di combustione nucleare: una di elio in carbonio e ossigeno e una, più esterna, di idrogeno in elio

4.3. Stelle di ramo asintotico di massa intermedia

l'idrogeno si è trasformato in elio, aumentando l' Y superficiale e alterando le abbondanze degli elementi C, N, O.

In fase di AGB avanzata avviene inoltre un fenomeno noto come “pulsu termici”, che descrivo brevemente nel seguito.

In fase di ramo asintotico, per qualunque massa, ad un certo punto la shell di idrogeno, continuando a spostarsi verso regioni più esterne, si trova a una temperatura troppo bassa e si spegne. La shell di combustione di elio continua anch'essa a spostarsi in massa verso regioni sempre più esterne, avvicinandosi alla shell in cui bruciava idrogeno, che si è spenta. Dato che non possono esistere gradienti di temperatura troppo grandi la temperatura delle due shell diventa sempre più vicina. Quello che succede è che la temperatura della shell di combustione di elio si abbassa fino al suo spegnimento. La stella, priva della sua sorgente di energia nucleare, subisce una contrazione che la porta ad un aumento di temperatura, con conseguente riaccensione della shell di idrogeno. La shell di elio rimane invece spenta perché le temperature non sono sufficienti al suo funzionamento. La shell di idrogeno, ritornata a funzionare, riaccumula elio sopra alla shell di bruciamento dell'elio che si era spenta; in una fase successiva si riaccende anche la shell di elio in ambiente degenere con un'accensione di tipo “a flash”.

Questo fenomeno può avvenire tante volte consecutive, in regioni sempre più esterne della stella. Il funzionamento è schematizzato in figura 4.1.

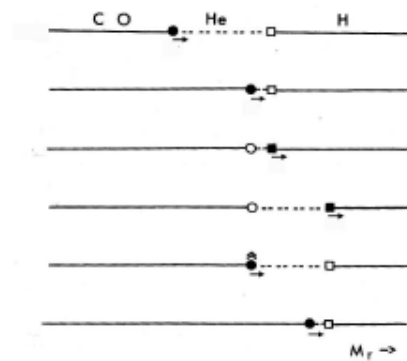


Figura 4.1: Schema riassuntivo della fase dei puls termici. Le shell in cui c'è combustione nucleare sono rappresentate da un riquadro pieno (Castellani, 1985)

Durante la fase dei puls termici si possono attivare moti convettivi che portano in superficie i prodotti della combustione dell'elio. Infatti all'innescò della shell di elio si crea un'instabilità convettiva che porta prodotti della combustione dell'elio nella zona tra le due shell. Successivamente, dopo lo spegnimento della shell di idrogeno, la zona convettiva superficiale affonda

fino alla zona tra le due shell. Come dicevo, il risultato di questo processo in due fasi, detto “terzo dredge up”, è che vengono portati in superficie, oltre all'elio, anche prodotti della sua combustione (carbonio e ossigeno). Una conseguenza è che la modifica dei rapporti in superficie tra le abbondanze dei vari metalli è tale che la somma $[C+N+O]/[Fe]$ aumenta, con conseguente aumento della metallicità in superficie. Inoltre aumentano anche gli elementi da cattura neutronica tramite processi s, formati a causa dei neutroni liberi prodotti da alcune catene di combustione in fase di ramo asintotico e subito catturati dai nuclei.

In stelle di massa superiore a $4.5 - 5M_{\odot}$ avviene anche, tra un pulso termico e l'altro, un fenomeno detto “hot bottom burning” (HBB): la temperatura alla base della zona convettiva è abbastanza alta da innescare la combustione dell'idrogeno. In questo modo può essere portata in superficie materia caratterizzata da abbondanze anomale: in particolare, rispetto alla composizione chimica originale della stella, dovrebbero risultare modificate le abbondanze di carbonio e azoto che partecipano alla combustione dell'idrogeno tramite il ciclo C-N.

4.3.2 Caratteristiche del gas espulso

La composizione chimica del gas espulso dalle stelle in fase di AGB presenta, almeno qualitativamente, le caratteristiche generalmente attribuite alle stelle che vengono dette della “seconda generazione”. Il secondo e il terzo dredge up, infatti, portano in superficie gas che è stato interessato dai processi di combustione precedentemente descritti, presentando quindi un aumento dell'elio e variazioni nelle abbondanze di C, N, O, Na ed altri metalli.

Nel fenomeno del terzo dredge up, però, a causa dell'affondamento della convezione fino a regioni in cui è avvenuta la combustione dell'elio, come già discusso, oltre all'abbondanza di elio aumentano anche le abbondanze superficiali di carbonio e ossigeno. Aumentano quindi la metallicità totale e il rapporto $[\frac{C+N+O}{Fe}]$, cosa che non si osserva nelle seconde generazioni della maggioranza degli ammassi globulari.

Un'ipotesi risolutiva è che le stelle in fase di AGB abbiano espulso velocemente molta massa riducendo così il numero dei pulsi termici, senza un aumento superficiale apprezzabile di $C + N + O$ (Renzini, 2008). La durata della fase di AGB è fortemente dipendente dal modello, esistono comunque modelli che prevedono una rapida espulsione di massa poco dopo l'inizio dell'HBB (Bloeker & Schoenberner, 1991). La questione è delicata perchè deve anche esserci stato tempo per consentire all'HBB di produrre le anomalie chimiche richieste.

La composizione chimica del gas espulso da stelle in fase di AGB è fortemente dipendente dal modello. I dettagli dei modelli che influiscono sulla composizione chimica del gas espulso sono numerosi: per esempio il rate di perdita di massa, l'efficienza delle reazioni nucleari, la modellizzazione

della convezione nel nucleo in fasi precedenti a quella di AGB (Ventura & D'Antona, 2005a,b). Le differenze più importanti tra i vari modelli sono però dovute al trattamento della convezione nell'involucro esterno. Una convezione più efficiente, oltre a modificare il profilo di temperatura della stella, porta ad avere temperature più alte alla base della regione convettiva esterna. Questa caratteristica rende più facile l'innesco, all'inizio della fase di AGB, dell'hot bottom burning, una combustione di idrogeno e di ^3He che aumenta la luminosità della stella e, di conseguenza, il rate di perdita di massa. Un rate di perdita di massa più alto riduce il numero di pulsioni termici riducendo così anche le variazioni di composizione chimica del gas rilasciato rispetto a quella della popolazione stellare precedente. Al variare dell'assunta efficienza della convezione esterna, che non è nota con precisione, cambia quindi, a parità di massa iniziale della stella, la composizione chimica del gas rilasciato in fase di AGB. Il modello di convezione adottato da Ventura & D'Antona (2008) riduce il tempo di vita in fase di AGB e riduce il numero dei pulsioni termici e, quindi, gli effetti del terzo dredge-up in un range di masse maggiore rispetto a quello di Karakas & Lattanzio (2007). In particolare i modelli pubblicati da Karakas & Lattanzio (2007) prevedono che solo le stelle più massicce, intorno alle $7M_{\odot}$, abbiano composizioni chimiche superficiali compatibili con il gas della seconda generazione della maggior parte degli ammassi globulari, cioè non presentino un significativo aumento della somma C+N+O. Al contrario i modelli di Ventura & D'Antona (2008) sembrano essere compatibili con i modelli di formazione degli ammassi globulari anche per masse più piccole, fino a circa $5M_{\odot}$.

Va fatto infine un cenno alla produzione degli elementi s (da cattura neutronica lenta): le stelle di AGB producono elementi s sia leggeri (per esempio Rb, Sr, Y, Zr) sia pesanti (per esempio Ba, La, Ce, Nd) (Busso et al., 2001; Travaglio et al., 2004). In ammassi in cui il gas è stato contaminato dalle stelle di AGB ci si aspetta quindi una correlazione tra le abbondanze di Y, Ba e N, cioè che le stelle della seconda generazione siano più ricche di Y e Ba.

È anche stato studiato il gas espulso da stelle in fase di super-AGB. Si chiamano super-AGB le stelle che hanno massa sufficiente ad innescare la combustione del carbonio, ma non abbastanza da esplodere in una supernova da collasso del core. Le stelle in fase di super-AGB possono esplodere come supernovae da cattura di e^- su nuclei di Ne o diventare nane bianche di O/Ne se la perdita di massa eccessiva impedisce al core di raggiungere la massa limite di Chandrasekhar. Queste stelle, nella fase di combustione del carbonio in shell, possono attraversare una fase di pulsioni termici e di perdita di massa simile alle stelle in AGB. Il contributo delle super-AGB potrebbe essere necessario per spiegare la frazione di elio Y molto alta (maggiore di 0.35) delle seconde generazioni in alcuni ammassi globulari. Stelle in questa fase, infatti, hanno una percentuale molto alta di elio in superficie ($Y=0.36-0.38$) (Siess, 2007).

4.4 Stelle massicce velocemente rotanti

Altre stelle candidate a essere contaminatrici del gas interstellare sono stelle molto massicce ($M > 20M_{\odot}$) con una velocità di rotazione molto elevata, in fase di sequenza principale (Prantzos & Charbonnel, 2006; Decressin et al., 2007).

Normalmente le stelle in fase di sequenza principale non portano in superficie i prodotti delle combustioni nucleari che avvengono nelle regioni centrali. Per farlo servirebbe una convezione estesa dall'esterno fino alle regioni di fusione nucleare; in stelle molto massicce, come quelle che stiamo considerando, c'è normalmente una regione convettiva centrale.

Per avere un mescolamento in tutta la struttura, con conseguente salita in superficie dei prodotti delle reazioni nucleari, è fondamentale il contributo della rotazione: se la velocità angolare è abbastanza alta può innescare instabilità convettive in buona parte della struttura stellare.

Un'alta velocità angolare è richiesta anche per avere emissione di materia a velocità abbastanza basse da rimanere nell'ammasso. I venti stellari in stelle di massa $M > 20M_{\odot}$, infatti, hanno velocità stimate dell'ordine delle centinaia o delle migliaia di chilometri al secondo, mentre le velocità di fuga dagli ammassi globulari sono dell'ordine delle decine di chilometri al secondo. Il materiale emesso da tali stelle sfuggirebbe quindi dall'ammasso. Per stelle con un'alta velocità angolare la situazione potrebbe essere diversa: in particolare Decressin et al. (2007) prendono in considerazione stelle con una velocità angolare Ω vicina alla velocità angolare critica Ω_{crit} tale che, all'equatore, nel sistema di riferimento rotante la forza centrifuga bilanci esattamente la forza di gravità. La perdita di massa avviene principalmente all'equatore per effetto della rotazione, superando il contributo dei venti stellari: conseguentemente si dovrebbe formare un disco di gas espulso dalla stella.

Nell'analisi delle stelle massicce velocemente rotanti è difficile fare stime quantitative precise sulla quantità e sulla composizione chimica del gas espulso. Le stime sui moti di gas all'interno della stella sono affette da grandi incertezze: il trattamento della convezione, già soggetto a grandi incertezze nel caso di stelle non rotanti, diventa più complicato e si innesca un fenomeno atmosferico detto "meridional circulation", molto difficile da predire teoricamente, consistente in moti di gas tra i poli e l'equatore.

Il gas prodotto dalle stelle velocemente rotanti si può distinguere qualitativamente da quello espulso dalle stelle di ramo asintotico per le abbondanze di litio e degli elementi leggeri. I rotatori veloci, infatti, distruggono il litio inizialmente presente al loro interno a causa dei moti convettivi che portano il gas di tutta la struttura a raggiungere le temperature necessarie alla combustione del litio stesso (circa $2.5 \cdot 10^6$ K), mentre una produzione di litio è possibile nelle stelle di AGB (Cameron & Fowler, 1971). In un ammasso,

quindi, l'assenza di una correlazione Li-O dovrebbe indicare chiaramente che il gas delle stelle della seconda generazione non proviene dai rotatori veloci.

Per quanto riguarda gli elementi s, le stelle massicce velocemente rotanti producono solo quelli leggeri ($A < 90$), per esempio Y (ittrio), mentre non producono quelli pesanti come ad esempio Ba. In un ammasso l'assenza di correlazioni Ba-N dovrebbe quindi indicare che il gas da cui si è formata la seconda generazione proviene prevalentemente da rotatori veloci di sequenza principale piuttosto che da stelle in AGB.

4.5 Possibili scenari di formazione della seconda generazione stellare in ammasso

Ricapitoliamo le prime fasi dello scenario: prima di tutto deve esserci stata una "generazione zero", formata da stelle molto povere di metalli, da cui si è originato il gas che è poi andato a formare quella che chiamiamo "prima generazione" di stelle. Una volta formatasi la prima generazione, i primi milioni di anni di vita dell'ammasso sono stati caratterizzati dall'esplosione di supernovae che hanno "spazzato via" l'eventuale gas residuo. Una volta terminate le esplosioni come supernovae delle stelle della prima generazione ha inizio l'accumulazione nell'ammasso del gas espulso dalle stelle contaminatrici di prima generazione.

Nel caso in cui le stelle contaminatrici siano rotatori veloci in sequenza principale si pone il problema di spiegare come e perchè il gas emesso in un disco intorno alla stella rimanga nell'ammasso e collassi successivamente a formare nuove stelle. Come detto in precedenza la velocità del gas emesso dalla stella è minore della velocità di fuga dall'ammasso, infatti si prevede che esso rimanga in un disco intorno alla stella stessa. Ci sono però molti fenomeni che possono causare la distruzione del disco e la sua dispersione al di fuori dell'ammasso. Innanzitutto i venti stellari provenienti dalla stella che ha generato il disco potrebbero spazzarlo via. Inoltre, nel periodo in cui viene prodotto il disco, l'ammasso è popolato anche da stelle molto massicce che possono esplodere come supernovae: il disco dovrebbe sopravvivere sia all'eventuale esplosione della stella che l'ha generato, sia all'esplosione di stelle vicine.

Per quanto riguarda i venti e l'esplosione della stella che genera il disco, c'è la possibilità che, per effetti dovuti alla rotazione, i venti stellari e l'esplosione non siano isotropi ma diretti prevalentemente lungo l'asse, e questo potrebbe salvaguardare il disco (Decressin et al., 2007).

Per quanto riguarda le frequenti esplosioni di supernovae che caratterizzano l'ammasso in questa fase c'è anche la possibilità che spingano il gas a collassare e a formare nuove stelle.

Non esistono però modelli soddisfacenti per questi effetti a causa delle troppe variabili in gioco che impediscono previsioni precise e lo studio di uno scenario del genere rimane quindi un problema aperto.

Nel caso, invece, in cui le stelle contaminatrici sono stelle in fase di AGB, lo scenario più accreditato prevede che il gas, per formare nuove stelle, debba concentrarsi al centro dell'ammasso, fenomeno reso possibile da un processo di "cooling flow", che descrivo brevemente. Il gas al centro dell'ammasso, più denso e più caldo di quello nelle regioni periferiche, si raffredda con un rate più elevato rispetto al gas nelle regioni esterne emettendo raggi X; si crea quindi una differenza di pressione tra il gas al centro dell'ammasso e il gas nelle regioni esterne; a causa della differenza di pressione si genera un flusso di gas dalle regioni esterne verso il centro dell'ammasso.

Il gas interstellare si accumula quindi gradualmente nelle regioni centrali dell'ammasso, raggiungendo densità abbastanza alte da poter collassare in una seconda generazione di stelle.

Il modello che ho descritto qualitativamente è supportato anche da simulazioni idrodinamiche, come per esempio i lavori di D'Ercole et al. (2008, 2010, 2011).

Gli scenari previsti per la formazione della seconda generazione dal gas di entrambi i tipi di stelle contaminatrici hanno alcune caratteristiche in comune.

In entrambi gli scenari le stelle della seconda generazione si dovrebbero formare prevalentemente nelle regioni centrali dell'ammasso: nel caso di gas proveniente da stelle di AGB a causa del processo di cooling flow, mentre nel caso dei rotatori veloci è previsto che le stelle molto massicce da cui si genera il gas contaminato nascano o migrino velocemente verso il centro dell'ammasso a causa del fenomeno detto della segregazione di massa per cui le stelle più massicce tendono a concentrarsi nelle regioni centrali. Nel corso di miliardi di anni, tuttavia, i processi di rilassamento a due corpi dovrebbero portare a una distribuzione spaziale omogenea delle due generazioni (Decressin et al., 2010).

In entrambi gli scenari, inoltre, c'è il problema del rapporto di massa tra le due generazioni: sia nel caso delle AGB (Bekki & Norris, 2006) che in quello dei rotatori veloci (Decressin et al., 2007) la massa delle stelle della seconda generazione dovrebbe essere al più un 10% della massa di quelle della prima generazione. Dalle osservazioni, invece, si vede che nella quasi totalità degli ammassi la massa totale della seconda generazione di stelle è maggiore di quella della prima generazione, arrivando a un 50-70% della massa totale (Carretta et al., 2009).

Una delle ipotesi fatte per spiegare le osservazioni è quella di una IMF² anomala per la prima generazione, con un numero di stelle più alto ad alte

²Initial Mass Function, cioè il numero di stelle per unità di massa nate nel burst di formazione

4.5. Possibili scenari di formazione della seconda generazione stellare in ammasso

masse rispetto a una IMF standard. Il problema fondamentale di questa ipotesi è che la IMF dovrebbe essere diversa tra la prima e la seconda generazione, perchè nella seconda generazione si vuole che ci siano più stelle di piccola massa (quelle di massa grande sarebbero già morte e noi non le vedremmo nell'ammasso): con una IMF uguale tra le due generazioni osserveremmo in ogni caso lo stesso rapporto tra le stelle della prima e della seconda generazione, indipendentemente dalla IMF.

Un'ipotesi più accreditata è che, inizialmente, l'ammasso avesse molte più stelle di quelle che osserviamo adesso (circa un ordine di grandezza) e successivamente ne abbia perse. In particolare la perdita di massa dovuta alla morte delle stelle più massicce modifica nelle fasi iniziali la dinamica dell'ammasso e, in particolare, il suo raggio. Il raggio può aumentare fino a riempire il lobo di Roche dell'ammasso, con conseguente perdita delle stelle nelle regioni più esterne a causa delle interazioni mareali con la galassia. Come abbiamo detto entrambi gli scenari prevedono che le stelle della seconda generazione siano concentrate, nelle fasi iniziali, nelle regioni centrali dell'ammasso, per cui le stelle perse dall'ammasso per effetti mareali sono quasi tutte della prima generazione.

Vari autori si sono occupati di questo problema, per esempio riporto i risultati di D'Ercole et al. (2008). In figura 4.2 è indicato il numero di stelle delle due generazioni in funzione del tempo in un ammasso che all'inizio riempiva completamente il suo lobo di Roche, risultante da un modello semplificato di D'Ercole et al. (2008). Le simulazioni sono fatte prendendo un ammasso di 25000 stelle distribuite con una IMF di Kroupa³ e sostituendo arbitrariamente, dopo 30 milioni di anni, le stelle di massa tra 4 e 8 M_{\odot} con una popolazione di stelle della seconda generazione di massa compresa tra 0.1 e 0.8 M_{\odot} con una distribuzione spaziale più concentrata al centro (con raggio a metà massa pari a 1/10 di quello delle stelle della seconda generazione). Si può notare che, con caratteristiche del genere, il numero finale di stelle della prima generazione è molto piccolo. Si ottengono risultati più in linea con le osservazioni considerando ammassi il cui raggio iniziale sia una frazione del raggio del lobo di Roche.

Un'ultima caratteristica in comune tra i due scenari per la formazione della seconda popolazione stellare è il mescolamento tra il gas contaminato e una certa quantità di gas incontaminato, necessario per spiegare quantitativamente le composizioni chimiche della seconda generazione. Decressin et al. (2007), per esempio prendono in considerazione questa ipotesi studiando la composizione chimica dell'ammasso NGC 6752: tenendo conto delle variazioni nelle abbondanze di sodio e litio ipotizzano la necessità di una di-

³IMF che prevede $\xi(m) = m^{-\alpha}$ con:

$\alpha = 0.3$ per $m < 0.08M_{\odot}$

$\alpha = 1.3$ per $0.08M_{\odot} < m < 0.5M_{\odot}$

$\alpha = 2.3$ per $m > 0.5M_{\odot}$

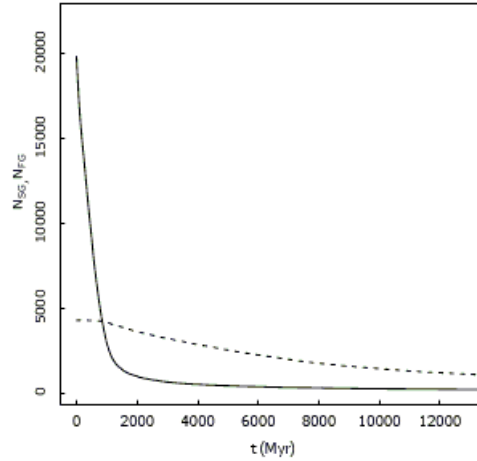


Figura 4.2: Numero di stelle della prima generazione (linea continua) e della seconda generazione (linea tratteggiata) con $0.1M_{\odot} < m < 0.8M_{\odot}$ in funzione del tempo in una simulazione di D'Ercole et al. (2008). Le stelle di massa più elevata non sono graficate poichè a un'età di 12 miliardi di anni dovrebbero avere già concluso la loro vita e, quindi, non sarebbero osservabili nell'ammasso. In questa simulazione l'ammasso compie un'orbita circolare intorno alla galassia, la gravità della galassia è approssimata con quella di una massa puntiforme e l'ammasso riempie inizialmente il suo lobo di Roche

luizione del gas in un rapporto di almeno 1:0.3, nel caso di gas contaminato da rotatori veloci in sequenza principale.

Nello scenario in cui il gas contaminante viene da stelle di ramo asintotico la diluizione è necessaria per spiegare la forma dell'anticorrelazione Na-O, cioè la relazione nelle stelle di un ammasso tra le abbondanze di sodio e quelle di ossigeno (D'Ercole et al., 2011; D'Antona et al., 2011). Sono state proposte diverse spiegazioni per l'origine del gas incontaminato necessario: gas lasciato dalla prima fase di formazione stellare, gas proveniente dai venti stellari di stelle meno massicce in sequenza principale (Gratton & Carretta, 2010), gas rimasto in un toro intorno all'ammasso a causa delle esplosioni di supernovae preferibilmente lungo un asse e poi collassato nell'ammasso (D'Ercole et al., 2008).

Capitolo 5

Caratteristiche principali dell'ammasso M4

L'ammasso M4 è un ammasso globulare piccolo, con una massa totale stimata in $\log \frac{M}{M_{\odot}} = 4.64 \pm 0.18$ (Mandushev et al., 1991). E' situato nella parte interna dell'alone galattico, a una distanza di 5.9 kpc dal centro galattico e a una latitudine di 15.97° (Harris, 2010). Inoltre è uno degli ammassi più vicini alla Terra, a una distanza di soli 2.2 kpc (Harris, 2010).

La luce proveniente dalle stelle dell'ammasso M4 è soggetta ad assorbimento da parte di polveri interstellari, che provocano un valore di arrossamento¹ stimato in $E(B - V) \sim 0.35$ (Harris, 2010).

Tutte queste stime sono soggette a grandi incertezze. Per esempio Hendricks et al. (2012) hanno stimato l'arrossamento medio in $E(B - V) = 0.37 \pm 0.01$ e sulla base di questo hanno valutato la distanza di M4 dal Sole in $1.8 \pm 0.05 \text{ kpc}$.

5.1 Composizioni chimiche

M4 è un ammasso di media metallicità. Il valore medio delle stime di $[\text{Fe}/\text{H}]$ presenti in letteratura è di circa -1.16 (Harris, 2010).

La determinazione spettroscopica dell'abbondanza del ferro, ma più in generale di qualunque altro elemento, è un processo abbastanza complicato. Lo spettro della luce emessa dalla stella, infatti, dipende dall'interazione degli atomi dei vari elementi (o, negli strati più esterni, anche di molecole) con la luce negli strati più esterni dell'atmosfera. Per valutare gli effetti che ha la variazione dell'abbondanza di un elemento chimico su uno spettro stellare bisogna modellizzare l'assorbimento della luce da parte di uno o più suoi ioni al variare della temperatura. Occorre quindi fare un modello

¹Per spiegazioni sul fenomeno dell'arrossamento si veda l'appendice A

dell'atmosfera stellare che valuti gli effetti sullo spettro dell'abbondanza di un elemento al variare della temperatura effettiva e della gravità superficiale.

Bisogna poi considerare che lo spettro emesso dalla stella è diverso dallo spettro ricevuto dall'osservatore a causa dell'assorbimento di luce da parte della polvere interstellare (che causa l'arrossamento). Occorre determinare la relazione tra il flusso emesso F_λ e il flusso osservato f_λ al variare della lunghezza d'onda λ . Si definisce un coefficiente di estinzione del mezzo interstellare A_λ tale che:

$$f_\lambda = 10^{-0.4A_\lambda} \left(\frac{R}{d}\right)^2 F_\lambda \quad (5.1)$$

Stimati la distanza e A_λ rimane da capire il raggio della stella. Bisogna quindi ricorrere a relazioni tra l'indice di colore (si veda l'appendice 1) e la temperatura efficace, ricavate anch'esse tramite un modello di atmosfera. Nota la temperatura effettiva, dalla relazione di Stefan-Boltzmann si trova il raggio e, sfruttando il fatto che le stelle di un ammasso globulare dal turnoff in poi hanno circa la stessa massa, si dà una stima della gravità superficiale. A questo punto, dati flusso, temperatura effettiva e gravità superficiale, si possono ricavare le abbondanze degli elementi.

Si noti che il processo deve essere iterativo, poichè le abbondanze chimiche dipendono dai risultati dei modelli di atmosfera (in particolare per le relazioni indice di colore - temperatura effettiva), i quali dipendono però dalle abbondanze dei vari elementi.

Si noti inoltre che è praticamente impossibile determinare spettroscopicamente l'abbondanza di un elemento che non presenta righe di assorbimento a energie corrispondenti alle temperature delle atmosfere stellari: per questo motivo, per esempio, non si riescono a determinare le abbondanze di elio osservando stelle in sequenza principale, SGB o RGB in un ammasso globulare.

Come in tutti gli ammassi globulari, le stelle dell'ammasso M4 presentano un α -enhancement, cioè un aumento rispetto al Sole dell'abbondanza relativa di elementi derivanti da catture di nuclei di elio: O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ti. Marino et al. (2008) hanno trovato un'abbondanza media degli elementi α pari a:

$$\left[\frac{\alpha}{Fe}\right] = 0.39 \pm 0.05$$

5.1.1 Anticorrelazioni tra gli elementi C, N, O, Na, Mg, Al

Le abbondanze stella a stella dei vari elementi presentano le tipiche anticorrelazioni degli ammassi globulari. Analizziamo nel dettaglio queste caratteristiche.

La prima scoperta di una possibile bimodalità nelle composizioni chimiche di M4 è di Norris (1981) e viene dall'analisi delle bande di assorbimento

delle molecole CH e CN. L'intensità delle bande di assorbimento, calcolata tramite rapporti tra i flussi emessi dalla stella in due diversi intervalli di lunghezze d'onda, è correlata all'abbondanza di tali molecole sulla superficie stellare. L'abbondanza di una molecola è poi correlata all'abbondanza del più raro tra i due elementi che la compongono. Ne segue che l'intensità della banda CH è correlata all'abbondanza di carbonio e quella della banda CN è correlata all'abbondanza di azoto. Norris (1981) hanno trovato una chiara bimodalità nell'abbondanza di carbonio tra le stelle dell'ammasso (figura 5.1) e un'anticorrelazione tra le abbondanze di carbonio e le abbondanze di azoto.

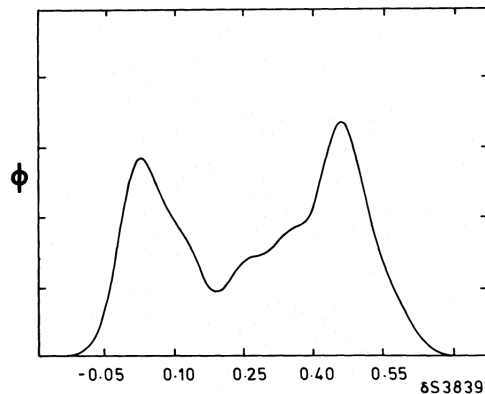


Figura 5.1: Istogramma della distribuzione di $\delta S(3939)$ nelle stelle giganti dell'ammasso M4 osservate da Norris (1981). L'indice $S(3839)$, indicatore dell'abbondanza della molecola CH e quindi del carbonio, è definito come $S(3839) = -2.5 \log(\int_{3846}^{3883} F_{\lambda} d\lambda - \int_{3883}^{3916} F_{\lambda} d\lambda)$ (lunghezze d'onda in Angstrom). La quantità $\delta S(3939)$ indica la variazione di $S(3839)$ in una stella rispetto al valore minimo di $S(3839)$ misurato nell'ammasso per stelle della stessa magnitudine visuale. Figura presa da Norris (1981).

Drake et al. (1992, 1994), dall'osservazione di due giganti CN-weak e di due giganti CN-strong, hanno ricavato trovato che le due stelle CN-weak avevano abbondanze normali di Na e Al (comparabili con le stelle di alone di simile metallicità), mentre le due stelle CN-strong avevano abbondanze più alte di Na e Al. Inoltre le due stelle CN-strong mostravano un valore di $[O/Fe]$ minore di circa 0.2 dex, rispetto alle altre due.

I lavori principali sulle variazioni stella a stella nelle abbondanze degli elementi leggeri (C, N, O, Na, Mg, Al) sono quelli di Ivans et al. (1999); Marino et al. (2008); Carretta et al. (2009); Villanova & Geisler (2011).

I dati di Ivans et al. (1999) si riferiscono all'osservazione di 23 stelle giganti rosse. I risultati danno un valore di $[Fe/H] = -1.18 \pm 0.02$. Sono evidenti anticorrelazioni C-N e O-Na. Nelle stelle con un sensibile aumento

dell'abbondanza dell'azoto, con $[N/Fe] \approx 0.7$, si verifica spesso una diminuzione delle abbondanze di carbonio, con $[C/Fe] \approx -0.6$. L'anticorrelazione O-Na è mostrata in figura 5.2: si può notare l'estensione di circa 0.6 dex nelle abbondanze di azoto e di circa 0.4 dex in quelle di ossigeno. Le abbondanze di alluminio sono alte in tutte le stelle osservate, con valori di $[Al/Fe]$ compresi tra 0.4 e 0.8 dex. Esse correlano con le abbondanze di sodio. La somma delle abbondanze di C+N+O, fondamentale nei modelli di evoluzione stellare, è uniforme per tutte le stelle osservate entro gli errori sperimentali.

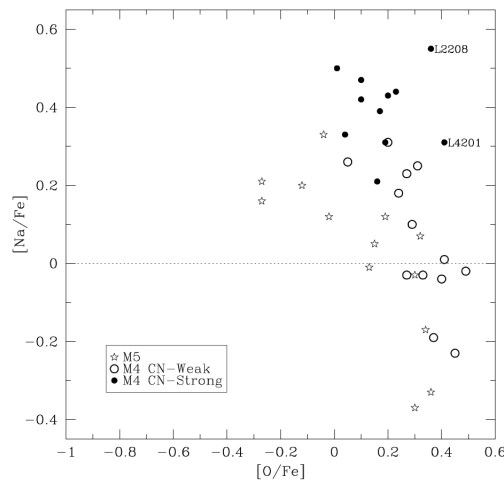


Figura 5.2: Plot dei valori di $[Na/Fe]$ in funzione di $[O/Fe]$ in stelle dell'ammasso M4 a basso contenuto di azoto (cerchi vuoti), ad alto contenuto di azoto (cerchi pieni) e in stelle dell'ammasso M5. Immagine presa da Ivans et al. (1999)

I dati di Marino et al. (2008) relativi all'osservazione di 105 stelle in fase di gigante rossa, confermano, almeno qualitativamente, i risultati di Ivans et al. (1999). La differenza principale, oltre a un valore diverso di $[Fe/H]=1.07 \pm 0.01$, è un'abbondanza media di ossigeno più alta di 0.15 dex. Viene comunque confermata l'anticorrelazione Na-O. A differenza di altri ammassi globulari, in M4 è possibile individuare chiaramente dalle abbondanze di sodio e ossigeno la presenza di due popolazioni stellari: infatti la distribuzione delle abbondanze di sodio e del rapporto $[O/Na]$ mostra una chiara bimodalità, come evidente nei grafici 5.3. Riportiamo poi in figura 5.4 i dati sulle abbondanze di magnesio e alluminio: sono mostrate le abbondanze di magnesio in funzione di quelle di alluminio, ossigeno e sodio e le abbondanze di alluminio in funzione del sodio. Dai fit lineari non si nota nessuna correlazione significativa tra le abbondanze di magnesio e quelle

5.1. Composizioni chimiche

degli altri elementi, mentre c'è una leggera correlazione Al-Na.

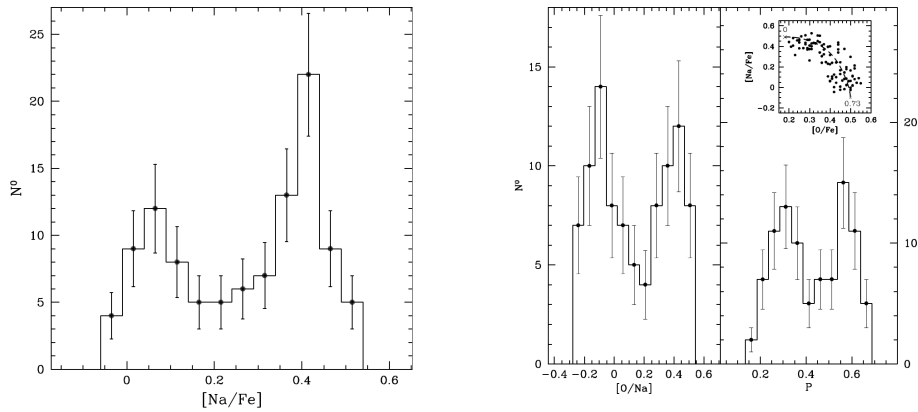


Figura 5.3: A sinistra: numero di stelle in funzione del valore di $[Na/Fe]$. Al centro: numero di stelle in funzione di $[O/Na]$. A destra: numero di stelle in funzione della posizione proiettata lungo la curva con cui si è fittato il grafico dell'anticorrelazione in alto a destra. Immagine presa da Marino et al. (2008)

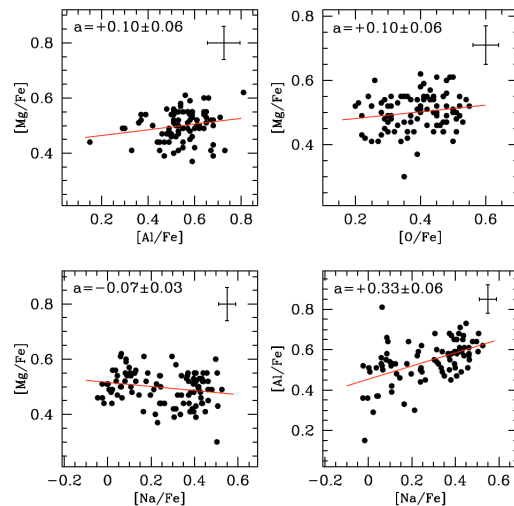


Figura 5.4: Grafici delle abbondanze Mg-Al, Mg-O, Mg-Na e Al-Na nell'ammasso M4. In tutti i grafici un fit lineare serve a stimare l'entità di un'eventuale correlazione tra le abbondanze dei due elementi graficati. Immagine presa da Marino et al. (2008)

Citiamo infine le osservazioni di Villanova & Geisler (2011): sono state

osservate 23 stelle giganti rosse situate, nel diagramma CM, al di sotto del bump della RGB, cioè in una fase evolutiva precedente rispetto a quelle osservate nei lavori precedenti. Il $[\text{Fe}/\text{H}]$ osservato è di -1.14 ± 0.02 per entrambe le popolazioni stellari, a conferma dei valori di Ivans et al. (1999). I risultati per le abbondanze dei vari elementi, che in questa regione del diagramma CM dovrebbero essere meno dipendenti da fenomeni evolutivi, confermano quelli di Marino et al. (2008), eccetto per il valore di $[\text{Fe}/\text{H}]$. L'unica grossa differenza per quanto riguarda le anticorrelazioni è nell'abbondanza di alluminio, che non sembra mostrare variazioni significative stella a stella nè correlazioni con le altre abbondanze. Secondo gli autori la spiegazione potrebbe essere proprio nei diversi stadi evolutivi dei diversi campioni di stelle osservate, infatti nelle stelle della parte alta della RGB potrebbero esserci stati mescolamenti che hanno portato in superficie materia sottoposta a reazioni nucleari all'interno delle stelle. Un'altra ipotesi è che alle temperature più basse (caratteristiche della parte alta della RGB) ci possano essere errori nelle misurazioni spettroscopiche dell'abbondanza di alluminio dovute alla presenza di qualche linea non riconosciuta di qualche molecola (per esempio CN) che potrebbe errare confusa con righe dell'alluminio. Questo ipotetico errore spiegherebbe anche l'osservazione di una correlazione N-Al.

5.1.2 Elementi da processi di cattura neutronica

Gli elementi che possono essere prodotti tramite processi di cattura neutronica sono molto importanti per cercare di ricostruire la storia della formazione di un ammasso globulare. In particolare, nel contesto delle popolazioni multiple, si pensa che la seconda generazione di stelle sia nata dal gas espulso da una classe particolare di stelle della prima generazione. Come illustrato nel capitolo 4 le stelle più accreditate come contaminatrici del gas interstellare sono stelle di massa intermedia in fase di ramo asintotico (AGB) o stelle molto massicce velocemente rotanti in fase di sequenza principale. I modelli evolutivi prevedono che queste due classi di stelle producano diversi tipi di elementi tramite cattura neutronica: in particolare le stelle in sequenza principale dovrebbero produrre solo gli elementi s (da cattura neutronica lenta) più leggeri (Rb, Sr, Y, Zr) mentre le stelle di AGB dovrebbero produrre anche quelli pesanti (Ba, La, Ce, Nd), come illustrato nel capitolo 4.

Osservazioni delle abbondanze degli elementi da cattura neutronica sono state eseguite da Yong et al. (2008) e da Villanova & Geisler (2011). Yong et al. (2008) hanno osservato in generale un'abbondanza degli elementi s più alta di 0.3 dex rispetto all'ammasso M5, mentre sono leggermente più basse le abbondanze degli elementi r da cattura neutronica veloce (generati durante le esplosioni di supernovae). Villanova & Geisler (2011), dopo aver suddiviso le stelle in due popolazioni in base alle abbondanze degli elementi C, N, O, Na, sono andati a misurare le abbondanze di Y, Ba, Eu e Zr nei due gruppi di stelle. Il risultato è che, in quella che secondo i modelli

dovrebbe essere la seconda popolazione (quella con maggiore abbondanza di azoto) l'abbondanza di Y (ittrio) aumenta di circa 0.15 dex. Le abbondanze di Ba, Zr, Eu sono invece costanti tra le due popolazioni entro gli errori sperimentali.

L'uguaglianza nell'abbondanza di Eu, un elemento da cattura neutronica veloce, esclude uno scenario in cui una popolazione si sia formata dal gas espulso dalle stelle della prima generazione esplose come supernovae (uno scenario peraltro poco accreditato per problemi dinamici). Le abbondanze degli elementi s, in particolare la sovrabbondanza di ittrio, fanno invece avanzare l'ipotesi che, nel caso dell'ammasso M4, lo scenario più probabile sia quello di una seconda popolazione formata dal gas espulso dai rotatori veloci di sequenza principale.

5.1.3 Abbondanza di ${}^7\text{Li}$

L'abbondanza di litio è ritenuta un altro possibile indicatore dello scenario in cui si sono formate le popolazioni multiple in un ammasso globulare. La temperatura di fusione del ${}^7\text{Li}$ ($T \sim 2.5 \cdot 10^6 K$) è sufficientemente bassa da far sì che dopo la fase di presequenza principale il ${}^7\text{Li}$ sia completamente distrutto nelle zone interne tramite processi di cattura protonica. L'unica abbondanza per noi osservabile è però quella superficiale. L'abbondanza di litio sulla superficie di una stella diminuisce in ogni fase in cui la convezione superficiale affonda fino a zone in cui le temperature sono maggiori di quella necessaria per la distruzione del litio tramite cattura protonica. Una prima soppressione del litio dovrebbe avvenire in fase di presequenza principale, quando la struttura stellare che si sta contraendo su tempi scala termodinamici è completamente o quasi completamente convettiva; a seconda della massa, questo processo può continuare anche nelle fasi di presequenza in cui nasce e cresce un nucleo radiativo. Come noto, comunque, l'accordo teoria-osservazione per l'abbondanza superficiale di ${}^7\text{Li}$ è ancora un problema aperto, sia per stelle in fase di presequenza, sia per stelle in fasi evolutive successive. Ci si aspetta una riduzione nella fase del primo dredge-up (quando, in fase di gigante rossa, la convezione superficiale affonda fino a zone in cui si era verificata la combustione dell'idrogeno) e al bump della RGB (vedi appendice A), quando la shell di combustione di idrogeno incontra una discontinuità nella chimica causata dal primo dredge-up e si generano ulteriori meccanismi di mescolamento del gas nella struttura stellare.

Negli scenari di formazione degli ammassi globulari l'abbondanza originale di litio della seconda generazione dovrebbe essere correlata a quella del gas espulso dalle stelle inquinatrici. I modelli dicono che sia le stelle in fase di AGB che le stelle massicce in sequenza principale dovrebbero essere dei distruttori di litio. Le stelle di AGB, tuttavia, possono anche produrre litio tramite il meccanismo di Cameron & Fowler (1971): nelle fasi in cui si innesca la combustione di elio in shell potrebbero essere indotti dei me-

scolamenti che fanno affondare la convezione fino a sotto la shell stessa. In questa fase potrebbe esserci la generazione di ${}^7\text{Li}$ dalla reazione ${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$ seguita da una cattura elettronica.

D'Orazi & Marino (2010); Mucciarelli et al. (2011); Villanova & Geisler (2011) hanno misurato spettroscopicamente le abbondanze di litio dal turn-off alla parte alta della RGB in stelle dell'ammasso M4, cercando anche correlazioni tra le abbondanze di litio e quelle di ossigeno e sodio. Il risultato è, in tutti i lavori, un'abbondanza di litio indipendente dal contenuto di sodio o di ossigeno delle stelle, che vorrebbe quindi dire un'abbondanza originale di litio identica tra le due popolazioni stellari. D'Orazi & Marino (2010) hanno però trovato una differenza nelle variazioni delle abbondanze di litio nella RGB a partire dalla luminosità del bump: in entrambe le popolazioni il litio superficiale viene completamente distrutto in questa fase, ma mentre nelle stelle povere di N la diminuzione con la luminosità è più graduale, nelle stelle ricche di N è netta. Questa differenza nel comportamento non è spiegabile con i modelli di evoluzione stellare, che non prevedono una significativa differenza tra le due popolazioni nell'abbondanza di litio nelle stelle nella regione a luminosità maggiori del bump.

5.2 Osservazioni fotometriche

In figura 5.5 è rappresentato il diagramma CM dell'ammasso M4 nelle bande V vs B-V, derivante da osservazioni effettuate con il telescopio ESO da 2.2m (Anderson et al., 2006). Per un'introduzione sulla conformazione del diagramma CM di un ammasso globulare si veda l'appendice A.

La sequenza principale risulta molto allargata a causa di errori fotometrici dovuti principalmente all'influenza dell'atmosfera terrestre (le osservazioni sono effettuate da Terra). In ogni caso anche le osservazioni della sequenza principale effettuate con il telescopio spaziale Hubble (Richer et al., 2004) non mostrano evidenza di sequenze principali fotometriche multiple nel diagramma CM.

In generale non vi è evidenza di tracce multiple, né nel ramo delle sub-giganti né tantomeno nel ramo delle giganti. Una caratteristica notevole è invece l'elevata estensione in colore (e quindi in temperatura effettiva) del ramo orizzontale: si può notare la presenza di stelle sia a destra della striscia di instabilità (RHB, Red Horizontal Branch), sia a sinistra (BHB, Blue Horizontal Branch).

5.2.1 Composizione chimica e osservazioni fotometriche

In alcune osservazioni dell'ammasso M4 è stata notata una correlazione tra la posizione delle stelle nel diagramma CM in fase di gigante rossa e di ramo orizzontale e la loro composizione chimica.

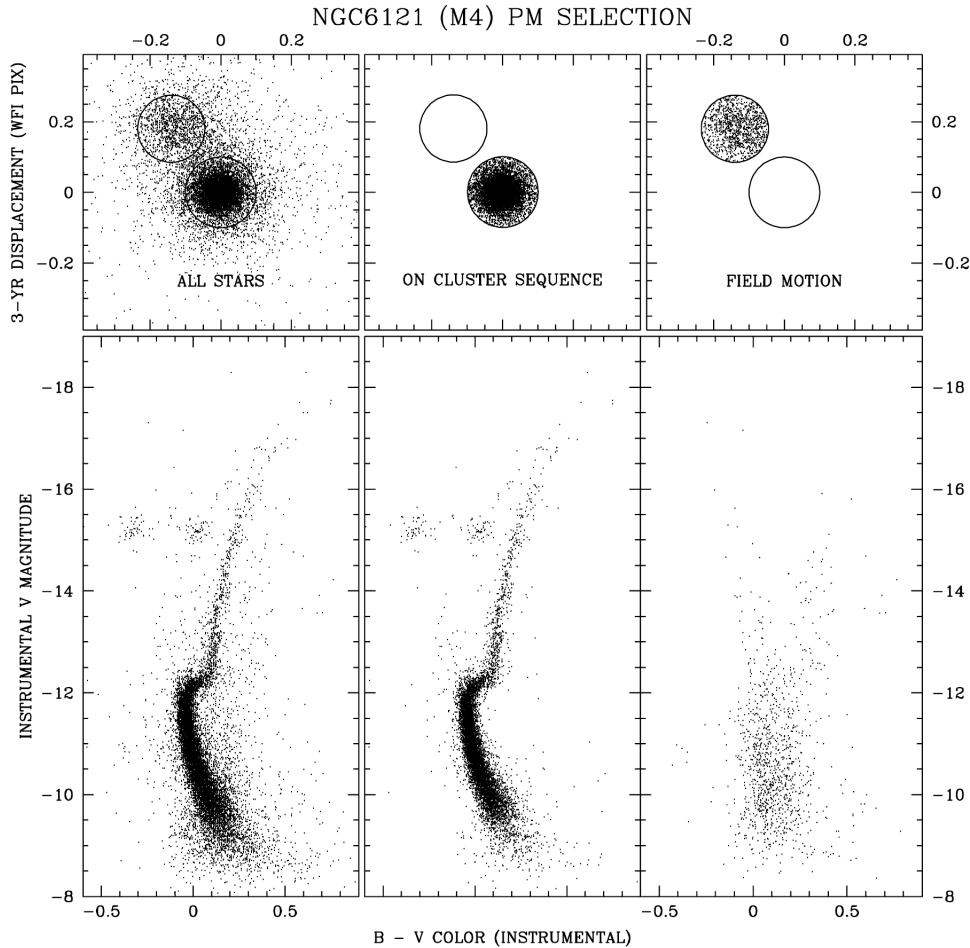


Figura 5.5: In alto: posizione delle stelle riportate nei diagrammi CM nella parte bassa della figura. Da sinistra verso destra: diagramma C-M di tutte le stelle osservate nella regione di cielo delimitata dalle due circonferenze, diagramma CM delle stelle ritenute dell'ammasso e diagramma CM delle stelle di campo (non ritenute parte dell'ammasso). Immagine presa da Anderson et al. (2006)

Marino et al. (2008) hanno ricavato la composizione chimica di 105 giganti rosse. Avendo trovato una bimodalità nelle composizioni, in particolare nelle abbondanze di O e Na, hanno suddiviso le stelle in due gruppi proprio in base al valore di $[\text{Na}/\text{Fe}]$ e sono andati poi a vedere la posizione delle stelle dei due gruppi nel diagramma CM U vs U-B, molto interessante poiché, a parità di magnitudine bolometrica e di temperatura effettiva, le magnitudini nei filtri ultravioletti potrebbero essere influenzate da variazioni nelle composizioni chimiche superficiali. I risultati sono mostrati in figura 5.6. Si può

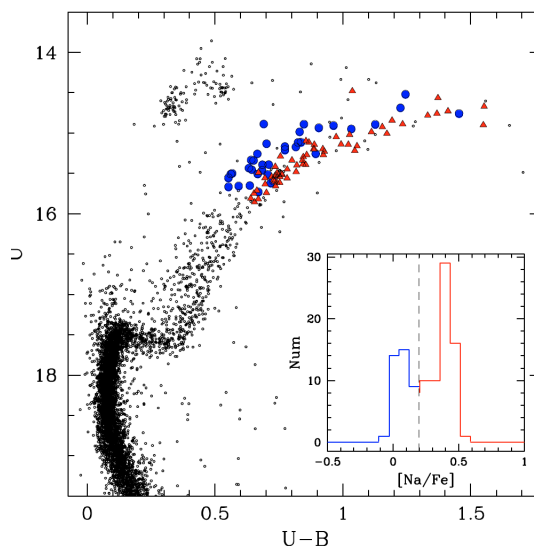


Figura 5.6: In basso a destra: numero di stelle in funzione di $[Na/Fe]$. Le due popolazioni sono suddivise dal valore $[Na/Fe]=0.2$. In grande: diagramma CM dell'ammasso M4. In rosso sono indicate le stelle appartenenti alla popolazione Na-rich, in blu quelle appartenenti alla popolazione Na-poor. Immagine presa da Marino et al. (2008)

vedere che, a parità di M_U , le stelle più ricche di sodio tendono ad avere un valore più alto di U-B. Nel grafico 5.7, a destra, è indicata la posizione nel diagramma delle stelle dopo aver sottratto il valore di U-B alla magnitudine corrispondente calcolato con un fit della popolazione Na-poor. Il risultato è che tra le due popolazioni c'è un $\Delta(U - B) = 0.17 \pm 0.02$.

È molto interessante anche il valore delle composizioni chimiche nelle stelle di ramo orizzontale. I modelli di evoluzione stellare e di perdita di massa in fase di RGB, infatti, non riescono a spiegare in modo soddisfacente l'eccessiva estensione del ramo orizzontale di molti ammassi globulari nell'ipotesi di una singola popolazione stellare. Nel caso di più popolazioni stellari la posizione sul ramo orizzontale dovrebbe essere correlata con l'abbondanza frazionaria di elio Y: a un Y più alto dovrebbe corrispondere una temperatura effettiva più alta in HB.

Come si può vedere nel diagramma colore magnitudine in figura 5.5 il ramo orizzontale dell'ammasso M4 è ben popolato sia a destra che a sinistra della striscia di instabilità in cui ci sono le stelle variabili RR Lyrae. Con il progredire delle tecniche di osservazione, negli ultimi anni si è potuta misurare spettroscopicamente l'abbondanza di alcuni elementi nelle stelle di tutte le regioni del ramo orizzontale.

Marino et al. (2011) sono stati i primi a fare misure in HB delle abbon-

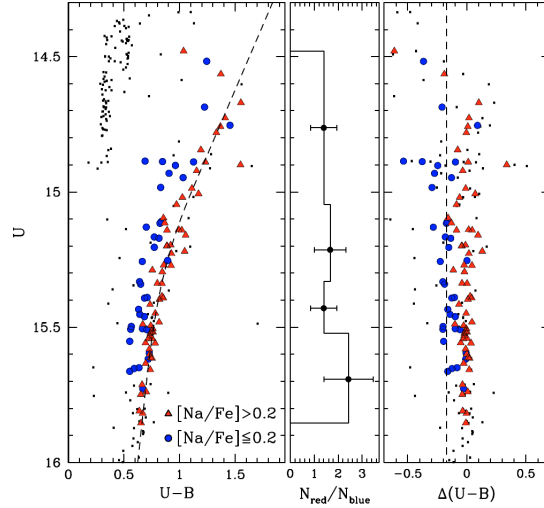


Figura 5.7: A sinistra: diagramma CM della parte alta del ramo delle giganti rosse dell'ammasso M4. Le stelle delle due popolazioni sono indicate come in figura 5.6. Al centro: rapporto tra il numero delle stelle delle due popolazioni in funzione della magnitudine nella banda U. A destra: posizione delle stelle nel diagramma CM dopo aver sottratto il valore di U-B derivante dal fit delle N-poor a quella magnitudine. Immagine presa da Marino et al. (2008)

danze di sodio e ossigeno. I dati riguardano 16 stelle della RHB (a destra della striscia di instabilità) e 6 stelle della BHB (a sinistra della striscia di instabilità) e sono stati ottenuti tramite gli spettrografi FLAMES/UVES e FLAMES/GIRAFFE al VLT. Le abbondanze di sodio sono state misurate in tutto il campione, quelle di ossigeno nelle 6 stelle della BHB e in due stelle della RHB. I risultati sono riportati in figura 5.8. È evidente una netta differenza nelle composizioni tra le due zone del ramo orizzontale: nella BHB le stelle sono più ricche di sodio e più povere di ossigeno, nella RHB sono più povere di sodio e (dove misurato) più ricche di ossigeno. Nel grafico sono riportate anche le abbondanze di sodio e ossigeno nelle stelle giganti rosse misurate da Marino et al. (2008): si può notare che le composizioni delle stelle di ramo orizzontale sono compatibili con quelle delle due popolazioni delle giganti rosse, in accordo con l'ipotesi secondo cui le stelle delle due popolazioni stellari vanno a disporsi in regioni diverse del ramo orizzontale.

Riguardo alle abbondanze di elio nelle stelle di ramo orizzontale citiamo infine il lavoro di Villanova et al. (2012), in cui le abbondanze di elio sono state misurate spettroscopicamente e stimate con metodi fotometrici. Le misure spettroscopiche di elio possono essere effettuate solo a temperature effettive maggiori di 8500-9000 K, poichè a temperature minori le righe dell'elio non sono visibili. Il ramo orizzontale di M4 è molto esteso in tempe-

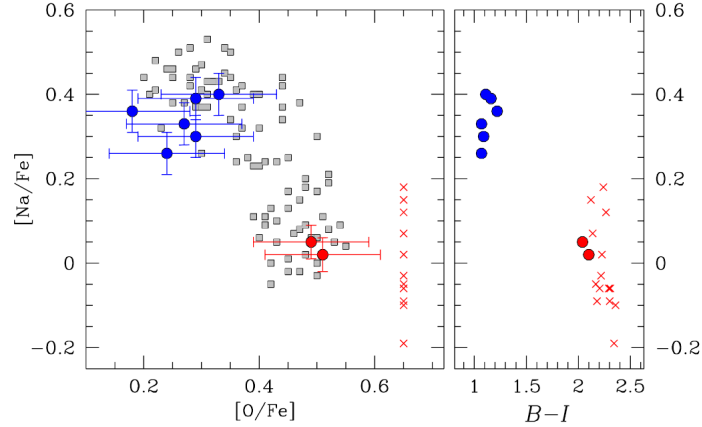


Figura 5.8: A sinistra: $[Na/Fe]$ in funzione di $[O/Fe]$ in stelle dell'ammasso M4. In blu sono indicate le stelle del ramo orizzontale blu, in rosso le stelle del ramo orizzontale rosso. Le x rosse indicano le stelle di cui non si è misurata l'abbondanza di ossigeno. I quadratini grigi indicano la posizione nel grafico delle stelle giganti rosse le cui abbondanze sono state misurare da Marino et al. (2008). A destra: $[Na/Fe]$ in funzione dell'indice di colore B-I per le stelle di ramo orizzontale. L'indice B-I indica la posizione delle stelle nel ramo orizzontale. Immagine presa da Marino et al. (2011)

ratura e quindi nelle stelle di BHB queste temperature vengono raggiunte. Tuttavia le misure nelle stelle con $T_{eff} > 11500K$ non sono ritenute attendibili, poichè in queste stelle si prevede che i processi di sedimentazione gravitazionale dell'elio e di levitazione dei metalli abbiano alterato in superficie la composizione chimica originale (Grundahl et al., 1999; Pace et al., 2006).

Villanova et al. (2012) hanno misurato spettroscopicamente l'abbondanza di elio in sei stelle della parte blu del ramo orizzontale. Il risultato è un'abbondanza media di elio $Y = 0.29 \pm 0.01$, sensibilmente più alta dei valori di Y nella prima popolazione stellare che sono stimati a un valore di circa 0.25. Questa abbondanza di elio è stata effettivamente riscontrata per l'ammasso globulare NGC 6752, di metallicità simile a M4, dove sono state effettuate misure spettroscopiche per stelle calde di ramo orizzontale ottenendo $Y=0.25\pm 0.01$.

In realtà secondo la teoria le abbondanze superficiali di elio nel ramo orizzontale potrebbero essere leggermente maggiori di quelle originali, con un aumento di Y pari a circa 0.015 per $Z \approx 0.001$ (Sweigart, 1987). Infatti le stelle di ramo orizzontale hanno già sperimentato il primo dredge up, che avviene in fase di gigante rossa, un fenomeno in cui la convezione affonda fino a zone in cui c'era stata combustione di idrogeno in elio in fase di

sequenza principale, aumentando quindi l'abbondanza di elio superficiale (vedi appendice A). L'argomento è comunque oggetto di controversie perchè non tiene conto di altri effetti (diffusione atomica, accelerazione radiativa, turbolenza), di conseguenza le stime non sono del tutto precise (Villanova et al., 2012).

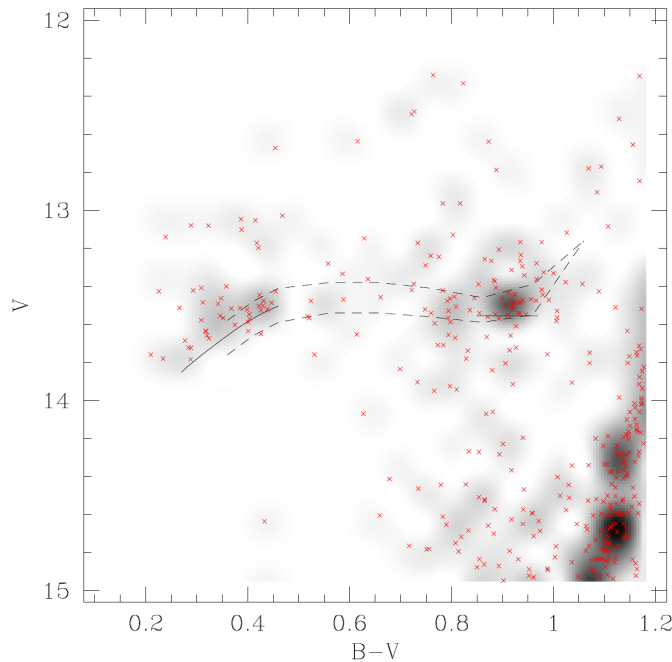


Figura 5.9: Diagramma V vs B-V del ramo orizzontale dell'ammasso M4. Le linee continue sono fit manuali del ramo orizzontale di età zero nella zona rossa e nella zona blu della HB. Le linee tratteggiate sono i modelli di ZAHB di D'Antona et al. (2002) per $Y=0.24$ (la linea più bassa) e per $Y=0.28$ (la più alta). Immagine presa da Villanova et al. (2012)

Villanova et al. (2012) hanno anche stimato con tecniche fotometriche la differenza tra le abbondanze di elio nelle due zone del ramo orizzontale (RHB e BHB). L'idea è fittare manualmente il ramo orizzontale di età zero nelle due regioni e confrontare le ZAHB così ottenute con quelle risultanti da modelli di evoluzione stellare. Infatti, come spiegato nel capitolo 2, si prevede che un aumento dell'abbondanza relativa di elio sposti la ZAHB a luminosità più alte per $T_{eff} < 20000K$. La tecnica è mostrata nel grafico 5.9, ottenuto dopo aver corretto gli effetti dovuti all'arrossamento. Anche in questo studio risulta che le stelle della BHB sono più ricche di elio rispetto a quelle della RHB. La differenza ΔY tra le due popolazioni stellari è stimata in $\Delta Y \approx 0.02$ utilizzando i modelli di D'Antona et al. (2002) e in $\Delta Y \approx 0.03$

con i modelli di Catelan et al. (2009).

5.3 Conclusioni

L'ammasso M4 è un ammasso globulare relativamente piccolo e di media metallicità e presenta vari indizi di una doppia popolazione stellare.

È stata rilevata spettroscopicamente la presenza di due popolazioni stellari caratterizzate da identico $[\text{Fe}/\text{H}]$ e da anticorrelazioni negli elementi C, N, O, Na. L'abbondanza di magnesio non è correlata con quelle degli altri elementi, mentre ci sono risultati contrastanti su un'eventuale correlazione N-Al. Le misure dell'abbondanza superficiale di ${}^7\text{Li}$ non mostrano correlazioni con quelle di C, N, O, Na. Per quanto riguarda gli elementi da cattura neutronica, è stata rilevata una bimodalità nelle abbondanze di ittrio.

La presenza di due popolazioni stellari non è stata rilevata nei diagrammi colore-magnitudine sotto forma di sequenze multiple. Tuttavia, un confronto con i dati spettroscopici ha permesso di osservare che le stelle in fase di gigante rossa nel diagramma $M_U - (U - B)$ hanno un indice di colore dipendente dalla loro composizione chimica.

Infine, da rilevazioni spettroscopiche dell'abbondanza superficiale di elio in fase di ramo orizzontale, le stelle della seconda generazione risultano avere $Y=0.29\pm 0.01$, maggiore del valore di 0.25 atteso per le stelle della prima generazione.

Capitolo 6

Il codice evolutivo FRANEC

Per i miei calcoli ho utilizzato una versione dell'originario codice FRANEC Chieffi & Straniero (1989) completamente aggiornato negli input fisici utilizzati (Degl'Innocenti et al., 2008; Valle et al., 2009; Tognelli et al., 2011; Dell'Omodarme et al., 2012).

6.1 Equazioni per la struttura stellare

Il codice di evoluzione stellare modella la struttura stellare come una struttura sferica autogravitante. Sono trascurati gli effetti dovuti alla rotazione e ad eventuali campi magnetici presenti all'interno delle stelle. Questa assunzione è buona per la maggior parte delle stelle, in particolare per stelle di ammasso globulare, che hanno massa minore di $1M_{\odot}$. Infatti le uniche stelle osservate con un'alta velocità di rotazione sono alcune stelle molto massicce.

Il codice calcola la struttura di equilibrio meccanico e termico della stella risolvendo numericamente un sistema di equazioni differenziali per una struttura sferica autogravitante. Elenchiamo ora le equazioni fondamentali del modello. Per maggiori informazioni si vedano Castellani (1985), Kippenhahn et al. (2013), Hansen et al. (2004).

Equazione di equilibrio idrostatico

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2} \quad (6.1)$$

Dove $M(r)$ è la massa racchiusa entro una sfera di raggio r , $P(r)$ è la pressione a una distanza r dal centro e $\rho(r)$ è la densità a una distanza r dal centro. Questa equazione garantisce l'equilibrio meccanico, cioè che la forza di gravità su ogni volumetto di gas sia bilanciata dal gradiente di pressione.

Equazione di continuità

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (6.2)$$

che esprime la variazione della massa totale all'aumentare del raggio in funzione della densità.

Equazione del trasporto di energia

$$\frac{dT}{dr} = f(L(r), \bar{\kappa}(r), \rho(r), T(r), \mu(r), r) \quad (6.3)$$

dove $L(r)$ è la luminosità, cioè l'energia per unità di tempo che attraversa una sfera di raggio r , e $\bar{\kappa}$ è il valore dell'opacità opportunamente mediato sullo spettro di radiazione. Questa equazione lega il flusso di energia al gradiente di temperatura necessario per garantirlo.

L'opacità $\bar{\kappa}$, nell'ipotesi che il cammino libero medio di un fotone sia indipendente dalla sua frequenza, è definita dalla relazione:

$$\bar{\kappa}\rho = \frac{1}{\lambda} \quad (6.4)$$

dove λ è il cammino libero medio di un fotone.

In realtà il cammino libero medio, calcolabile considerando tutti i processi di interazione radiazione-materia, è una funzione della frequenza del fotone. Occorre quindi mediare in modo opportuno le opacità alle varie lunghezze d'onda con il procedimento di Rosseland.

Si definisce quindi opacità media di Rosseland $\bar{\kappa}$ la quantità così definita:

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa(\nu)} \frac{dE(\nu)}{dr} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dE(\nu)}{dr} d\nu} \quad (6.5)$$

dove $\kappa(\nu) = \frac{1}{\rho\lambda(\nu)}$ e $E(\nu)d\nu$ è la densità di energia dei fotoni con frequenza tra ν e $\nu + d\nu$. Negli interni stellari si può assumere che la distribuzione di energia sia quella di una radiazione di corpo nero a temperatura T , e quindi che $E(\nu) = B(\nu, T)$.

La forma precisa dell'equazione del trasporto di energia dipende dal meccanismo con cui l'energia viene trasportata. I possibili meccanismi sono: conduzione, convezione e trasporto radiativo. Nel caso di trasporto puramente radiativo l'equazione del trasporto di energia assume la forma:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\bar{\kappa}_{rad}\rho L}{16\pi a c r^2 T^3} \quad (6.6)$$

dove c è la velocità della luce, $a = 4\sigma_{SB}/c$ e σ_{SB} è la costante di Stefan-Boltzmann:

$$\sigma_{SB} = 5.67 \cdot 10^{-5} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{K}^{-4}$$

Nel caso di trasporto sia radiativo che conduttivo si può scrivere l'equazione del trasporto di energia nella stessa forma:

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\bar{\kappa}_{tot}\rho L}{16\pi a c r^2 T^3} \quad (6.7)$$

Con $\frac{1}{\bar{\kappa}_{tot}} = \frac{1}{\bar{\kappa}_{rad}} + \frac{1}{\bar{\kappa}_{cond}}$, dove $\bar{\kappa}_{cond}$ è la costante di opacità conduttiva che comparirebbe nell'equazione del trasporto di energia in caso di trasporto totalmente conduttivo.

I meccanismi di trasporto conduttivo sono dominanti in regioni di elevata densità in cui il gas di elettroni è degenere.

Il trasporto tramite convezione, infine, si verifica in quelle regioni in cui il trasporto radiativo del flusso totale di energia richiederebbe l'instaurarsi nella struttura di un gradiente troppo grande. Queste regioni sono quelle con alte opacità o alti flussi di energia in una struttura stellare. Per esempio nelle stelle di sequenza principale e nelle giganti rosse di un ammasso globulare le temperature nelle regioni esterne sono abbastanza basse da avere materia non completamente ionizzata, aumentando così le opacità, e si forma una regione convettiva esterna. Si forma invece un nucleo convettivo in stelle in cui la produzione di energia tramite reazioni nucleari è molto concentrata in una regione centrale, generando alti flussi di energia. Un esempio di stelle con nucleo convettivo sono le stelle di sequenza principale superiore (stelle in sequenza principale con circa $M > 1.2M_{\odot}$ che bruciano idrogeno prevalentemente tramite il ciclo CN-NO).

Equazione di continuità per il flusso di energia

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi\rho(r)\epsilon(r)r^2 \quad (6.8)$$

dove $\epsilon(r)$ è l'energia prodotta per unità di massa e di tempo. L'energia può essere generata tramite reazioni nucleari, generata o assorbita per variazioni termodinamiche del gas stellare, persa per generazione di neutrini il cui cammino libero medio è generalmente maggiore del raggio della stella.

6.2 La fisica degli interni stellari

Per integrare il sistema di equazioni differenziali e ricavare la struttura stellare è necessario avere in input alcune relazioni che descrivo in questo paragrafo.

6.2.1 Equazione di stato

Si chiama *equazione di stato* la relazione:

$$P(r) = P(\rho(r), T(r), \mu(r)) \quad (6.9)$$

dove $T(r)$ è la temperatura del gas a un raggio r e $\mu(r)$ è il peso molecolare medio del gas. In pratica si tratta dell'equazione che permette di ricavare le varie quantità termodinamiche note due di esse e la composizione chimica del gas.

Il calcolo delle equazioni di stato richiede conti estremamente complessi e viene eseguito da gruppi specializzati. L'equazione di stato viene fornita al codice sotto forma di tabelle che vengono interpolate in densità, temperatura e composizione chimica per ottenere i valori termodinamici di interesse in tutti i punti della stella.

Il nostro codice utilizza le tabelle EOS OPAL (2006) sviluppate dal gruppo *Lawrence Livermore National Laboratory* e le equazioni di stato EOS STRANIERO 1988 (Straniero, 1988) nelle regioni di temperatura e densità non coperte dalle EOS OPAL.

6.2.2 Generazione di energia

All'interno di una stella si può liberare o perdere energia in tre modi: tramite reazioni nucleari, tramite variazioni termodinamiche del gas stellare e tramite produzione di neutrini che sfuggono dalla struttura stellare. I neutrini prodotti durante le fusioni nucleari portano via parte dell'energia prodotta dalla fusione e ne viene tenuto conto nel calcolo del coefficiente di produzione di energia nucleare. I neutrini prodotti in zone in cui non avvengono fusioni nucleari, detti termoneutrini, costituiscono invece una perdita netta di energia per la struttura che viene valutata tramite il coefficiente di perdita di energia $\epsilon_\nu < 0$. L'energia totale generata per unità di massa e di tempo è quindi la somma dei termini dovuti a variazioni termodinamiche, reazioni nucleari e generazione di termoneutrini:

$$\epsilon = \epsilon(\mu, \rho, T) = \epsilon_g + \epsilon_{nucl} + \epsilon_\nu \quad (6.10)$$

L'energia liberata per per unità di massa e di tempo da variazioni termodinamiche del gas è detta impropriamente "energia gravitazionale" e ad essa è associato il coefficiente di produzione di energia ϵ_g . Detta S l'entropia per grammo di materia, vale che:

$$\epsilon_g = -\frac{dQ}{dt} = -T \frac{dS}{dt} = -T \left[\left(\frac{dS}{dT} \right)_P \frac{dT}{dt} + \left(\frac{dS}{dp} \right)_T \frac{dP}{dt} \right] = E_P \frac{dP}{dt} - C_P \frac{dT}{dt} \quad (6.11)$$

I coefficienti E_P e C_P sono ricavati dalle tabelle di equazione di stato.

Le reazioni nucleari rappresentano la sorgente primaria di energia in una stella e sono responsabili dell'evoluzione chimica della materia al suo interno.

Nella versione corrente del FRANEC per il computo delle reazioni nucleari sono presi in esame 21 elementi: H, ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{20}Ne , ^{21}Ne , ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{56}Fe .

Per ogni processo il rate di reazione per unità di tempo e di volume è:

$$R_{ij} = \frac{n_i n_j}{1 + \delta_{ij}} \langle \sigma_{ij}(v) v_{ij} \rangle \quad (6.12)$$

dove n_k rappresenta il numero di particelle della k-esima specie per unità di volume, v_{ij} è la velocità relativa tra le due particelle e $\langle \sigma_{ij}(v) v_{ij} \rangle$ è la media della sezione d'urto sulla distribuzione di velocità maxwelliana delle particelle.

Nel FRANEC si utilizzano, escluse alcune eccezioni, le sezioni d'urto tabulate in Angulo et al. (1999) che contengono sia i processi responsabili della produzione di energia sia le reazioni secondarie che, pur influenzando poco l'apporto energetico, influiscono sulla determinazione delle abbondanze degli elementi.

Ad alte temperature e densità diventano importanti dei meccanismi di produzione di neutrini tramite interazioni deboli. Questi neutrini, detti *termoneutrini*, sottraggono energia al plasma stellare. I valori adottati per le perdite di energia causate da termoneutrini sono quelli di Haft et al. (1994) e Itoh et al. (1996).

6.2.3 Opacità

Il calcolo delle opacità è molto complesso perché occorre considerare tutti i processi di interazione radiazione-materia al variare delle condizioni fisiche e chimiche all'interno della struttura stellare. Nel nostro codice si leggono tabelle di opacità sviluppate da gruppi di ricerca specializzati, interpolando i valori corrispondenti a densità, temperatura e composizione chimica in ogni punto della stella.

Il codice è strutturato per leggere un'unica tabella che riporta le opacità in funzione del logaritmo della temperatura e di $\log R$, con $R = \frac{\rho}{(T/10^6 \text{K})^3}$. I valori devono essere quelli dell'opacità totale, radiativa + conduttiva, sommate secondo la formula:

$$\frac{1}{\kappa_{tot}} = \frac{1}{\bar{\kappa}_{rad}} + \frac{1}{\bar{\kappa}_{cond}}$$

Si utilizzano solitamente diverse tabelle per i vari tipi di opacità: per le opacità radiative con temperature maggiori di 12000 K si utilizzano le tabelle del gruppo OPAL (Iglesias & Rogers, 1996) aggiornate al 2006; per le temperature più basse vengono utilizzate di solito le tabelle di opacità di Ferguson et al. (2005); per le opacità conduttive si utilizzano infine quelle

di (Potekhin, 1999) con le correzioni di Shternin & Yakovlev (2006) per il contributo dello scattering $e - e$, importante meccanismo di opacità in condizioni di degenerazione parziale.

Le tabelle di opacità sono date per vari valori di Z (abbondanza frazionaria in massa dei metalli) e di X (abbondanza frazionaria in massa dell'idrogeno) e per ogni data composizione chimica per numerosi valori di opacità e temperatura. Il codice interpola poi tali tabelle in ciascun mesh in X , Z , densità e temperatura.

Prima di dare in input al codice le tabelle di opacità esse vengono lette e riscritte nel formato giusto da una serie di piccoli programmi che, nell'ordine:

- Leggono di opacità radiativa ad alta e a bassa temperatura e le dividono in diversi file, uno per ogni metallicità.
- Uniscono le tabelle di opacità radiativa ad alte e basse temperature.
- Calcolano le tabelle di opacità conduttiva.
- Sommano le opacità radiativa e conduttiva e le scrivono in diversi file, uno per ogni Z .
- Copiano tutte le tabelle in un unico file, pronto ad essere letto dal *FRANEC*.

Per il mio lavoro ho dovuto calcolare le opacità per tante diverse misture. Con il termine “mistura” si intende l'insieme delle abbondanze frazionarie in massa dei vari metalli (elementi più pesanti dell'elio) rispetto al totale dei metalli stessi. Dovendo utilizzare tante diverse misture, ho preferito utilizzare per le opacità a bassa temperatura le tabelle calcolate dal codice di Marigo & Aringer (2009), che si possono generare automaticamente tramite una routine online¹. Le tabelle di Ferguson et al. (2005), infatti, devono essere richieste direttamente agli autori che le devono generare.

Il codice *AESOPUS* di Marigo & Aringer (2009) è stato sviluppato proprio con l'intento di rendere facile il calcolo di opacità medie di Rosseland a basse temperature scegliendo le misture da utilizzare. Le principali differenze rispetto alle opacità calcolate da Ferguson et al. (2005) sono nella regione a più basse temperature, $3.2 < \log T < 3.4$, arrivando a differenze massime di ~ 0.2 dex per una mistura solare. In questo intervallo di temperature i contributi maggiori all'opacità vengono da bande di assorbimento molecolare, di conseguenza i calcoli sono fortemente dipendenti dal trattamento di questo fenomeno. In particolare gli autori ritengono che le differenze rispetto alle opacità di Ferguson et al. (2005) vengano dai differenti dati molecolari utilizzati per il vapore acqueo. In tutte le altre regioni del diagramma $\log T - \log R$ le differenze tra le opacità di Marigo & Aringer

¹<http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/aesopus>

(2009) e Ferguson et al. (2005) sono minori di ~ 0.05 dex per una mistura solare.

Ho generato le tabelle tramite la routine online di Marigo & Aringer (2009) per i valori di X e Z per cui vengono solitamente fornite le tabelle OPAL e di Ferguson et al. (2005). Successivamente ho modificato la routine di lettura precedentemente illustrata in modo che leggesse le opacità di Marigo & Aringer (2009) nel formato in cui vengono fornite, diverso da quello di Ferguson et al. (2005), e che riportasse le tabelle calcolate con lo stesso valore di Z in un unico file, come richiesto dai programmi da utilizzare in seguito.

Dovendo lavorare con tabelle di opacità di solito non utilizzate dal nostro codice, ho verificato l'effetto dell'adozione di queste tabelle sulle isocrone nel diagramma colore-magnitudine. Nell'articolo di Marigo & Aringer (2009) sono stati confrontati i rami delle giganti rosse calcolati per miscele solari e metallicità solari con programmi che utilizzavano le tabelle di opacità di Marigo & Aringer (2009) e quelle di Ferguson et al. (2005), trovando differenze massime di 0.01 in $\log T_e$. Ho completato la verifica calcolando le isocrone di due ipotetiche popolazioni stellari di età 12 Gyr e composizione chimica con mistura solare e metallicità $Z=0.001$, utilizzando in un caso le tabelle di opacità di Ferguson et al. (2005) e nell'altro quelle di Marigo & Aringer (2009). I risultati sono riportati nel grafico 6.1. Le due isocrone sono sovrapposte in tutte le regioni del diagramma, dalla sequenza principale al ramo orizzontale. Resta quindi dimostrato che la scelta delle due diverse tabelle di opacità non influenza il posizionamento delle isocrone.

6.3 Moti convettivi

Come detto in precedenza, il trasporto di energia all'interno di una stella può avvenire, in alcune regioni, anche tramite moti convettivi.

Per stabilire le regioni nelle quali avvengono moti convettivi si utilizza il *criterio di Schwarzschild*, che spiego brevemente. Supponiamo di essere in un ambiente in cui il trasporto di energia è solo radiativo e di voler capire se si innescano moti convettivi. Nel gas ci saranno delle perturbazioni che portano delle bolle a compiere dei piccoli spostamenti verso l'alto o verso il basso. Dopo uno di questi movimenti la pressione e la temperatura in una bolla si trovano a essere leggermente diverse da quelle del gas che la circonda. La pressione diventa uguale a quella esterna in tempi scala meccanici, mentre gli scambi di calore avvengono su tempi scala termodinamici, molto più lunghi. È quindi lecito supporre che, durante il suo spostamento, la bolla sia in equilibrio di pressione con l'ambiente circostante e che gli scambi di calore siano trascurabili: il gas nella bolla subisce quindi una trasformazione adiabatica. Bisogna ora chiedersi se il piccolo movimento della bolla (che supponiamo essere verso l'alto) verrà incrementato o inibito: per questo

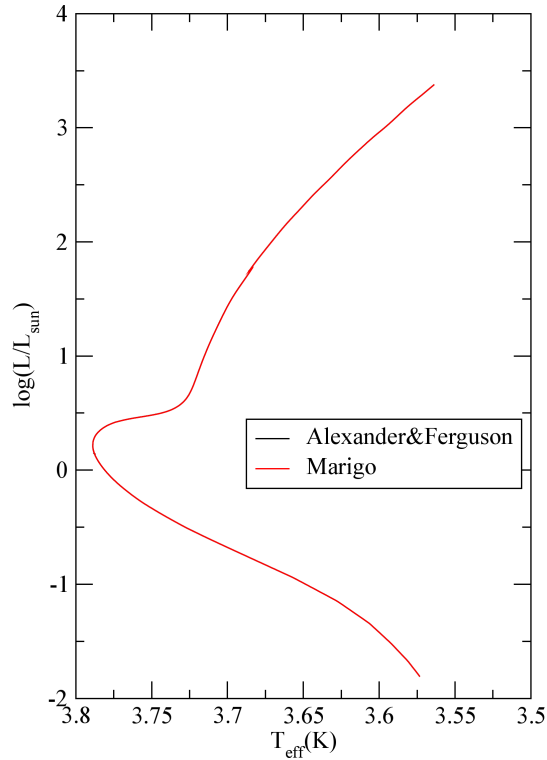


Figura 6.1: Isocrone con un età di 12 Gyr, metallicità $Z=0.001$ e mistura solare Grevesse et al. (2007) calcolate con le opacità di Ferguson et al. (2005), in nero, e con quelle di Marigo & Aringer (2009), in rosso. Usare le due diverse tabelle di opacità non modifica in modo apprezzabile le isocrone.

bisogna considerare la densità della bolla e quella del gas circostante. Se il gas nella bolla ha densità minore del gas circostante (e quindi temperatura maggiore, supponendo che non ci siano gradienti di composizione chimica) il movimento viene accentuato dalla forza di Archimede, maggiore di quella gravitazionale, e si innesca quindi la convezione. Se, al contrario, il gas nella bolla ha densità maggiore (quindi temperatura minore) rispetto al gas circostante, nel bilancio tra la forza di Archimede e quella gravitazionale prevale quest'ultima e la bolla viene spinta verso la sua posizione originaria.

In assenza di gradienti di composizione chimica si innescano quindi moti convettivi se:

$$\left(\frac{dT}{dP}\right)_{rad} > \left(\frac{dT}{dP}\right)_{ad}$$

dove *rad* sta per radiativo e *ad* per adiabatico.

Nelle zone in cui si innesca la convezione la quantità di calore ceduta da una bolla di convezione al termine di un tratto l sarà:

$$\delta Q = C \int_l \left[\left(\frac{dT}{dP} \right)_{ad} - \left(\frac{dT}{dP} \right)_{amb} \right] dP$$

cioè il prodotto tra la capacità termica della bolla e la differenza di temperatura tra la bolla e l'ambiente circostante al termine del tragitto.

Negli interni stellari le densità sono abbastanza alte da avere grandi capacità termiche, di conseguenza sono sufficienti piccole differenze di temperatura tra una bolla che espande adiabaticamente e il gas circostante per trasportare il calore necessario: in pratica si può assumere che il gradiente ambientale sia uguale al gradiente adiabatico.

Nelle regioni più esterne questa assunzione non è più valida e bisogna modellizzare bene la convezione per trovare il gradiente ambientale. Per modellizzare in modo realistico i moti convettivi bisognerebbe tener conto di effetti di turbolenze e viscosità del gas, fenomeni molto difficili da trattare. Viene quindi utilizzato il modello semiempirico della mixing length di Böhm-Vitense (1958). In questo modello si assume in prima approssimazione che la convezione avvenga tramite bolle che risalgono adiabaticamente per una lunghezza media l , rilasciando poi tutto il calore necessario a raggiungere la temperatura dell'ambiente circostante. Il gradiente ambientale e la velocità di risalita delle bolle sono entrambe funzioni di l . La lunghezza l è espressa come $l = \alpha \cdot H_P$, dove $H_P = \frac{1}{P} \frac{dP}{dr}$ è il tratto in cui la pressione diminuisce di un fattore $1/e$ e α è la mixing length, il parametro libero del modello (in genere dell'ordine dell'unità). La calibrazione di questo parametro viene fatta confrontando il modello con i dati osservativi. In particolare, nello studio di un'isocrona di ammasso, si cerca di scegliere il valore di α che permetta di riprodurre la morfologia della sequenza principale e del ramo delle giganti rosse.

6.4 Processi diffusivi

Negli interni stellari avvengono processi diffusivi causati da gradienti di temperatura, pressione o composizione chimica e dall'effetto della pressione di radiazione.

I processi di sedimentazione gravitazionale tendono a concentrare gli elementi più pesanti (elio e metalli) verso le regioni centrali della stella e l'idrogeno, il più leggero, nelle regioni più esterne.

La diffusione termica, dovuta alla presenza di gradienti di temperatura, tende a spingere gli elementi più leggeri (idrogeno) verso le regioni centrali della stella.

La diffusione per gradiente di composizione chimica tende a omogeneizzare le composizioni chimiche in regioni in cui, per qualche motivo, si creano

delle differenze. Quindi, ad esempio, nelle regioni centrali delle stelle di sequenza principale, ricche di elio a causa delle reazioni nucleari, la diffusione tenderebbe a far muovere l'elio verso le regioni esterne della stella. L'efficienza della diffusione dovuta a un gradiente di composizione chimica è però inferiore agli altri due effetti.

La pressione di radiazione, infine, tende a spingere verso le regioni esterne elementi parzialmente ionizzati che vengono accelerati dall'assorbimento di fotoni. Più lo ione è carico, maggiore è l'effetto. Gli effetti della pressione di radiazione sono rilevanti specialmente per stelle di sequenza principale superiore o in fasi evolutive avanzate, ma riguardano comunque solo gli strati più esterni della stella. La levitazione radiativa può influenzare quindi la composizione chimica superficiale ma non l'evoluzione delle stelle.

Il modello di diffusione utilizzato nel FRANEK assume la completa ionizzazione degli elementi, approssimazione valida negli interni stellari a partire da temperature di $\sim 10^6 K$. Nel caso di modelli solari, ad esempio, a questa temperatura si è già nella zona convettiva esterna, in cui gli effetti diffusivi non sono importanti dato che i tempi scala di mescolamento dovuti alla convezione sono molto minori di quelli diffusivi. L'assunzione di ionizzazione completa risulta quindi buona per la modellizzazione della diffusione. La diffusione è calcolata esplicitamente per gli elementi H, He, ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{56}Fe . Si assume che gli altri elementi pesanti diffondano come il ferro (Ciaccio et al., 1997).

Vengono utilizzati i coefficienti di diffusione di Thoul et al. (1994). Nel modello è inclusa la diffusione degli elettroni, mentre non viene implementata la levitazione radiativa; trattando stelle di piccola massa (le stelle di ammassi globulari hanno tipicamente una massa massima di $\sim 0.8M_{\odot}$) quest'ultimo effetto è trascurabile. Le variazioni di metallicità totale dovute alla diffusione sono tenute in considerazione nel calcolo delle opacità mentre sono trascurate nel calcolo delle equazioni di stato, che sono poco sensibili a variazioni nell'abbondanza di metalli, mentre le variazioni di idrogeno ed elio dovute alla diffusione sono considerate dovunque si richieda l'abbondanza di questi elementi (calcolo delle opacità, delle equazioni di stato e del rate delle reazioni nucleari).

6.5 Misture solari

Nei paragrafi precedenti abbiamo nominato il concetto di mistura. Con il termine mistura si intende l'insieme dei valori delle abbondanze relative dei metalli. Una mistura è definita solitamente dai valori di $[\text{X}/\text{Fe}]$ per i vari elementi chimici X, dove il valore di $[\text{X}/\text{Fe}]$ è definito come:

$$\left[\frac{\text{X}}{\text{Fe}} \right] \equiv \log \left(\frac{N_{\text{X}}}{N_{\text{Fe}}} \right) - \log \left(\frac{N_{\text{X}}}{N_{\text{Fe}}} \right)_{\odot} \quad (6.13)$$

Come mistura di riferimento si prende la mistura solare, indicata con il simbolo \odot .

I valori delle abbondanze degli elementi nel Sole sono molto importanti per capire la storia della nostra stella. Inoltre, essi sono indicativi delle abbondanze degli elementi nel disco galattico.

I valori delle abbondanze degli elementi nel Sole vengono fondamentalmente da due procedimenti: analisi degli spettri solari e studio delle composizioni di meteoriti, in particolare delle condriti carbonacee C1 che si pensa abbiano conservato le abbondanze solari, fatta ovviamente eccezione per gli elementi volatili (Lodders, 2003).

Per quanto riguarda le abbondanze spettroscopiche, occorre analizzare lo spettro solare e interpretarlo attraverso un modello dell'atmosfera e dei processi di formazione delle linee di assorbimento.

In letteratura si trovano diverse stime per le abbondanze solari adottate in passato (Grevesse & Anders, 1989; Grevesse & Noels, 1993; Grevesse & Sauval, 1998) che differiscono principalmente per l'adozione di dati atomici sempre più accurati, specie per quanto riguarda le transizioni proibite. Successivamente ci sono stati invece miglioramenti nei modelli di atmosfera solare. In particolare si è passati da modelli di atmosfera indipendenti dal tempo e unidimensionali a modelli idrodinamici 2D e 3D dipendenti dal tempo che risolvono simultaneamente le equazioni idrodinamiche per la conservazione della massa, del momento e dell'energia insieme all'equazione di trasporto radiativo in 3 dimensioni (Asplund et al., 2005). Uno dei vantaggi di questi modelli è quello di non avere, a differenza dei modelli unidimensionali, parametri liberi legati a una teoria della mixing length. Sono tenute in conto anche deviazioni dall'equilibrio termodinamico locale (LTE).

Le principali differenze tra le abbondanze ottenute con i vecchi modello 1D e quelle ottenute con le nuove tecniche (Asplund et al., 2005; Grevesse et al., 2007; Asplund et al., 2009) sono nelle abbondanze di C, N, O e Ne, sensibilmente minori nei lavori più recenti. Questi risultati sono anche in maggiore accordo con le abbondanze trovate nelle condriti carbonacee.

6.6 Integrazione numerica delle equazioni

Le equazioni di equilibrio stellare devono essere integrate per ricavare la configurazione di equilibrio di una stella, cioè i valori delle variabili fisiche in ogni suo punto. Il codice FRANEC utilizza per la soluzione delle equazioni il metodo di Henyey, che descriverò brevemente.

Innanzitutto le equazioni vanno espresse in funzione di una variabile scelta come variabile indipendente. Nella sezione precedente abbiamo scritto le equazioni prendendo come variabile indipendente il raggio. In realtà il raggio è una variabile di integrazione piuttosto scomoda. Si preferisce prendere come variabile indipendente negli interni stellari la massa $M(r)$ racchiusa in

una sfera di raggio r : questa variabile ha il vantaggio di essere lagrangiana, cioè, nel corso dell'evoluzione stellare, a un certo valore di M corrisponde sempre lo stesso guscio di materia (fatta eccezione per la presenza di moti convettivi). Il raggio, al contrario, non è una variabile lagrangiana, poiché una stella nel corso della sua vita si contrae e si espande.

La struttura stellare viene divisa in N gusci sferici, detti *mesh*. Si assume poi una soluzione di prova in ogni mesh data dalle quattro funzioni $r(M)$, $L(M)$, $P(M)$, $T(M)$. Al primo passo temporale è necessario assumere una soluzione di prova: essa viene calcolata tramite il cosiddetto *metodo del fitting*, descritto in Castellani (1985).

Le equazioni dell'equilibrio stellare (6.1), (6.2), (6.6) e (6.8) vengono scritte sotto forma di differenze finite tra i valori in un mesh e nel successivo:

$$\begin{aligned}\frac{P_{j+1} - P_j}{r_{j+1} - r_j} - \frac{GM_j \rho_j}{r_j^2} &= 0 \\ \frac{M_{j+1} - M_j}{r_{j+1} - r_j} - 4\pi r_j^2 \rho &= 0 \\ \frac{T_{j+1} - T_j}{r_{j+1} - r_j} - \frac{3\bar{\kappa} \rho_j L_j}{4acT_j^3 4\pi r_j^2} &= 0 \\ \frac{L_{j+1} - L_j}{r_{j+1} - r_j} - 4\pi r_j^2 \epsilon &= 0\end{aligned}$$

La soluzione di prova non soddisfa queste $(4N-4)$ uguaglianze a zero, ma al membro destro di ognuna delle equazioni ci sarà un certo δ_{ij} , dipendente dalla soluzione di prova.

Il codice modifica i valori delle variabili nei mesh per portare a zero i vari δ_{ij} . Per farlo occorre esprimere la variazione di δ_{ij} in funzione delle variazioni delle variabili nei mesh:

$$\begin{aligned}\Delta\delta_{ij} &= \frac{\partial\delta_{ij}}{\partial r_j} \cdot \Delta r_j + \frac{\partial\delta_{ij}}{\partial P_j} \cdot \Delta P_j + \frac{\partial\delta_{ij}}{\partial T_j} \cdot \Delta T_j + \frac{\partial\delta_{ij}}{\partial L_j} \cdot \Delta L_j + \\ &+ \frac{\partial\delta_{ij}}{\partial r_{j+1}} \cdot \Delta r_{j+1} + \frac{\partial\delta_{ij}}{\partial P_{j+1}} \cdot \Delta P_{j+1} + \frac{\partial\delta_{ij}}{\partial T_{j+1}} \cdot \Delta T_{j+1} + \frac{\partial\delta_{ij}}{\partial L_{j+1}} \cdot \Delta L_{j+1}\end{aligned}$$

A questo punto si impone che $\Delta\delta_{ij} = -\delta_{ij}$ e si risolve il sistema di tutte le equazioni per trovare le variazioni delle variabili. Occorre imporre quattro condizioni al contorno: due sono $r_1 = 0$ e $L_1 = 0$, le altre due derivano dall'imporre la luminosità e la temperatura effettiva della stella.

In totale si ha un sistema di $4N$ equazioni in $4N$ incognite che viene risolto. La soluzione viene quindi trovata tramite una serie di iterazioni.

Una volta trovata la struttura stellare a un certo tempo si va al passo temporale successivo imponendo le modifiche alla chimica (e quindi alle opacità, all'equazione di stato e all'efficienza delle reazioni nucleari). Si deve

trovare il nuovo stato di equilibrio, e si procede applicando il metodo di Henyey e prendendo come valori di prova quelli al passo temporale precedente. Procedendo in questo modo il codice ricava la struttura stellare in funzione del tempo.

6.7 Calcolo delle stelle di ramo orizzontale

Illustro in questa sezione il metodo di calcolo della ZAHB (ramo orizzontale di età zero, vedi appendice A) di un ammasso.

In un ammasso formato da stelle coeve il ramo orizzontale contiene stelle che avevano la stessa massa iniziale ma che, in fase di gigante rossa, hanno subito diverse perdite di massa e quindi si trovano a diverse temperature efficaci nel ramo orizzontale (ricordiamo che la temperatura efficace di una stella sulla ZAHB, a parità di massa del nucleo di elio, dipende dalla sua massa).

Le stelle appartenenti al ramo orizzontale hanno innescato la combustione di elio nelle regioni centrali. A causa dell'ambiente parzialmente degenero delle regioni centrali in fase di gigante rossa, l'innescò della combustione dell'elio avviene in modo semiesplosivo con il cosiddetto flash dell'elio (Castellani, 1985). Il nostro codice evolutivo, che assume sempre equilibrio idrostatico e termico, non è quindi in grado di simulare l'evoluzione di una stella attraverso il flash. Per riprodurre la ZAHB si ricorre quindi a una tecnica alternativa molto utilizzata in letteratura. La fase del flash non viene calcolata e si fa ripartire l'evoluzione da una struttura stellare formata da un nucleo di elio in cui c'è combustione (il nucleo di elio della stella subito prima del flash) e da un involucro. Si generano strutture stellari con diverse masse dell'involucro, da zero fino alla massa dell'involucro di un'ipotetica stella che è arrivata al tip della RGB senza perdere massa. Per le composizioni chimiche del nucleo si assume che, durante il flash, circa il 3% del nucleo di elio si sia trasformato in carbonio. La composizione chimica dell'involucro, invece, è quella che c'era in fase di gigante rossa, omogenea a causa dell'affondamento della convezione durante il primo dredge-up. Per ottenere i punti della ZAHB si lasciano poi evolvere i modelli così generati per 10^6 anni, in modo che le abbondanze degli elementi C, N, O vadano all'equilibrio nella shell di combustione di idrogeno. La tecnica appena descritta riproduce bene le ZAHB anche perché con buona approssimazione l'evoluzione delle stelle in fase di RGB non dipende dalla perdita di massa ma solo dalle caratteristiche del nucleo interno. Piersanti et al. (2004), inoltre, hanno calcolato modelli di ramo orizzontale sia con la tecnica appena descritta, sia passando attraverso simulazioni del flash dell'elio. I risultati indicano che la posizione della ZAHB ottenuta dai modelli calcolati passando attraverso il flash è in perfetto accordo con quella calcolata con la tecnica pseudo-evolutiva utilizzata nel nostro codice. I risultati, inoltre, sono in per-

fetto accordo anche assunto un rate molto alto di perdita di massa che porterebbe a una perdita del 90% dell'involuppo originale della stella.

6.8 Diagrammi H-R e diagrammi C-M

6.8.1 Modelli di atmosfera

Il punto di partenza per realizzare le trasformazioni dal diagramma H-R ai diagrammi colore-magnitudine (vedi appendice A) è il calcolo degli spettri stellari. Questi sono calcolati risolvendo numericamente l'equazione del trasporto radiativo per un'atmosfera stellare di data composizione chimica, temperatura efficace e gravità superficiale. Nel mio caso ho calcolato, per le misture non standard che ho utilizzato nei miei modelli, i flussi uscenti per unità di lunghezza d'onda (spettri sintetici) con i codici DFSYNTH (Castelli, 2005) e ATLAS9 (Castelli & Kurucz, 2004), disponibili online. Per calcolare il flusso di energia per unità di lunghezza d'onda in funzione della temperatura efficace e della gravità superficiale sono necessari entrambi i codici, che vanno utilizzati in sequenza. Il codice DFSYNTH calcola, per ogni piccolo intervallo di frequenza, la funzione di distribuzione di opacità². Il codice ATLAS, prendendo in input i file generati da DFSYNTH, calcola i modelli di atmosfera e gli spettri sintetici in funzione della temperatura effettiva e del logaritmo della gravità superficiale. I modelli di atmosfera richiedono per il calcolo le abbondanze relative di tutti gli elementi chimici. Nei modelli di atmosfera, per le abbondanze relative al ferro degli elementi non specificati nelle misture che ho utilizzato, ho preso i valori di $\left[\frac{N_i}{N_{Fe}}\right]$ della miscela solare di Asplund et al. (2009). Per gli interessi del mio studio questa assunzione è lecita poiché ho ricercato effetti evolutivi di differenze nelle abbondanze di alcuni elementi chimici (C, N, O, Na): le abbondanze relative al ferro degli altri elementi chimici sono assunte invariate, eventuali cambiamenti del loro valore non influenzerebbero l'effetto relativo delle variazioni di C, N, O, Na.

Possiamo vedere un esempio di spettri sintetici in figura 6.2.

6.8.2 Calcolo delle correzioni bolometriche

Una volta ottenuti gli spettri sintetici con i modelli di atmosfera, essi vengono integrati convolvendoli con le curve di trasmissione dei filtri con cui si vogliono poi generare i diagrammi colore-magnitudine. Le curve di trasmissione S_λ dei filtri utilizzati sono anch'esse riportate in figura 6.2.

²La funzione di distribuzione di opacità (ODF) è la funzione che indica, in un'intervallo di frequenza $\Delta\nu$, in quale frazione dell'intervallo c'è opacità maggiore di k_ν . È una funzione di densità, temperatura, gravità e composizione chimica

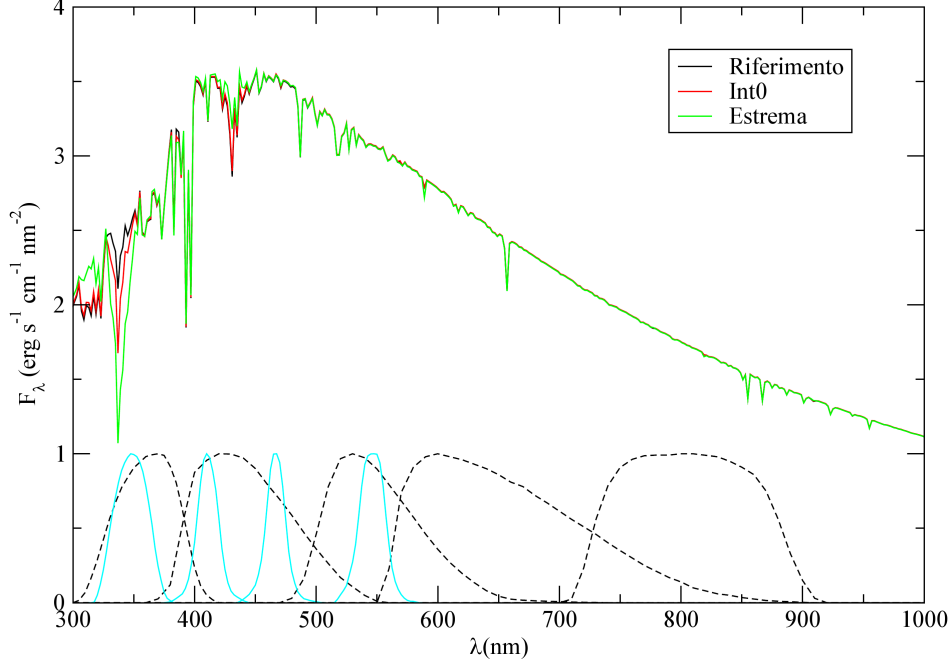


Figura 6.2: Spettri sintetici per atmosfere con $T_{eff} = 6000K$ e $\log g = 4.5$ per tre miscele utilizzate nel capitolo 7 e per $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$. In basso sono riportate le curve di trasmissione dei filtri Johnson UBVRI (linee tratteggiate nere) e dei filtri Strömgren uvby (linee continue azzurre)

Dato il flusso monocromatico $F_\lambda(\lambda)$ alla superficie della stella, cioè la quantità di energia irradiata per unità di tempo, energia e lunghezza d'onda, il flusso che giunge a terra è:

$$f_\lambda = 10^{-0.4A_\lambda} \left(\frac{R}{d} \right)^2 F_\lambda \quad (6.14)$$

dove A_λ è l'assorbimento interstellare misurato in magnitudini, R è il raggio della stella e d la sua distanza dall'osservatore. Tuttavia, per ragioni storiche, si usa definire come quantità osservata la magnitudine (vedi appendice A).

L'equazione per ottenere la magnitudine di una stella di flusso f_λ in una data banda, caratterizzata da una curva di trasmissione S_λ , è:

$$m_{S_\lambda} = -2.5 \log - \left(\frac{\int_0^\infty \lambda f_\lambda S_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty \lambda f_\lambda^0 S_\lambda d\lambda} \right) + m_{S_\lambda}^0 \quad (6.15)$$

dove f_λ^0 e $m_{S_\lambda}^0$ sono un flusso di riferimento e la magnitudine attribuita a un oggetto con tale flusso.

Nei cosiddetti sistemi VEGAmag, come quelli da me utilizzati, si prende come flusso di riferimento il flusso della stella Vega, ottenuto combinando dati osservativi nelle bande disponibili e spettri sintetici. La scelta di Vega è arbitraria, tuttavia, per ragioni storiche, si attribuisce a Vega una magnitudine nella banda V molto vicina a zero. Per una discussione più dettagliata sulla scelta dei punti di zero si veda ad esempio Bessell et al. (1998).

Nel sistema UBVRJHKL, inoltre, si assegna il valore 0 a tutti gli indici di colore della stella Sirio. I valori adottati per gli zeri del sistema UBVRJHKL sono quelli della tabella A1 di Bessell et al. (1998).

Nell'equazione 6.15 osserviamo che il termine $\lambda f_\lambda S_\lambda$ è proporzionale al flusso di fotoni. Questo modo di definire le magnitudini è appropriato nel caso in cui i rivelatori contino il numero di fotoni incidenti anziché misurarne l'energia. Per esempio le CCD sono sistemi del genere.

Nel caso del sistema Johnson-Cousin-Glass (UBVRJHKL) i rivelatori sono dei fotomoltiplicatori e quindi sono sensibili all'energia dei fotoni incidenti. In questo caso si definisce la magnitudine in modo leggermente diverso:

$$m_{S_\lambda} = -2.5 \log - \left(\frac{\int_0^\infty f_\lambda S_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty f_\lambda^0 S_\lambda d\lambda} \right) + m_{S_\lambda}^0 \quad (6.16)$$

A partire dalla magnitudine apparente e dalla distanza della stella si può definire la magnitudine assoluta:

$$M_{S_\lambda} = m_{S_\lambda} - 2.5 \log \left[\left(\frac{d}{10pc} \right)^2 \right] - A_\lambda \quad (6.17)$$

Unendo le equazioni 6.14, 6.15 e 6.17 si può trovare l'espressione per la magnitudine assoluta nella banda di interesse:

$$M_{S_\lambda} = -2.5 \log \left[\left(\frac{R}{10pc} \right)^2 \frac{\int_0^\infty F_\lambda 10^{-0.4A_\lambda} S_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty f_\lambda^0 S_\lambda d\lambda} \right] + m_{S_\lambda}^0 \quad (6.18)$$

Si definisce invece correzione bolometrica (BC) il termine da aggiungere alla magnitudine in una banda per ottenere la magnitudine bolometrica.

Nelle equazioni appena descritte è presente il termine di estinzione A_λ che rappresenta l'estinzione in una certa banda dovuta all'assorbimento da parte di gas e polveri interstellari presenti tra noi e la stella. Il valore di A_λ dipende dalla materia presente lungo la linea di vista e dalla lunghezza d'onda: infatti la luce a lunghezze d'onda minori tende a venire assorbita di più, dando luogo al cosiddetto fenomeno dell'arrossamento. La determinazione del valore di arrossamento è ovviamente importante nel caso di confronto con dati osservativi.

6.8. Diagrammi H-R e diagrammi C-M

Sia gli spettri sintetici che le correzioni bolometriche vengono calcolati per valori di T_e compresi tra 3500K e 50000K ad intervalli di 500K. I valori di $\log g$, invece, vanno da 0.0 a 5.0 con un intervallo di 0.5.

Una volta calcolate le correzioni bolometriche in funzione di T_e e $\log g$, è necessario interpolarne i valori per i valori di $\log T_e$ e $\log g$ della traccia o dell'isocrona che si vuole riportare in un diagramma colore magnitudine. Una volta interpolati i valori delle correzioni bolometriche nelle varie bande è possibile generare grafici nel piano osservativo con le combinazioni di filtri desiderate.

Capitolo 7

Modelli evolutivi a somma C+N+O costante

L'analisi spettroscopica delle abbondanze degli elementi chimici negli ammassi globulari mostra che, nella maggior parte dei casi, le variazioni stella a stella delle composizioni chimiche mostrano, entro le incertezze, una somma C+N+O costante.

In questo capitolo studierò l'effetto sui modelli di variazioni delle composizioni chimiche tipiche di ammassi globulari a somma $[\frac{C+N+O}{Fe}]$ costante. Lo scopo è quello di verificare la possibilità di osservare tracce multiple negli ammassi globulari, possibilità che ci può essere se le isocrone delle diverse popolazioni di un ammasso presentano delle differenze in alcune regioni. L'eventuale presenza di tracce multiple in un ammasso può essere molto utile poiché permette di identificare popolazioni multiple anche in assenza di analisi spettroscopiche sulle composizioni chimiche.

Nei modelli evolutivi la somma C+N+O è particolarmente importante perché influisce sia sul calcolo delle opacità, sia sull'efficienza delle reazioni nucleari. La combustione dell'idrogeno, infatti, avviene sia tramite la catena protone-protone sia tramite il ciclo CN-NO. Al crescere della temperatura aumenta l'apporto della combustione tramite il ciclo CNO. Con metallicità solare ($Z \simeq 0.02$) e miscela solare in cui CNO rappresentano circa metà dei metalli, il rate delle reazioni nucleari tramite la catena pp e tramite il ciclo CNO risulta uguale a una temperatura di circa $1.7 \cdot 10^7$ K (Castellani, 1985).

Nelle stelle degli ammassi globulari i dati sono diversi poiché le metallicità sono minori e le miscele, a causa dell' α -enhancement, presentano una percentuale più alta di CNO rispetto a una miscela solare. Gli ammassi globulari, avendo un'età maggiore di 10 Gyr e non contenendo regioni di formazione stellare, contengono solo stelle poco massicce (fino a un massimo di circa $0.8M_{\odot}$) in cui la combustione dell'idrogeno al centro avviene prevalentemente tramite la catena pp. L'apporto del ciclo CNO è comunque importante nelle fasi evolutive successive alla sequenza principale, in cui

l'idrogeno viene bruciato in shell. La somma C+N+O influenza quindi la posizione del turnoff e tutte le fasi evolutive successive.

7.1 Modelli stellari calcolati

Lo scopo di questo lavoro è di modellizzare il diagramma CM di un ammasso globulare con due popolazioni stellari di uguale metallicità ma diversa composizione chimica. In particolare, tenendo in considerazione le caratteristiche tipiche degli ammassi globulari, ho scelto di valutare diverse composizioni chimiche con identiche abbondanze relative tra i vari elementi fatta eccezione per C, N, O, Na. Per questi elementi sono state riprodotte le anticorrelazioni tipiche degli ammassi globulari. Ricordiamo che in tutti gli ammassi globulari in cui sono state fatte osservazioni spettroscopiche sono state rilevate anticorrelazioni C-N e O-Na. In alcuni ammassi è presente anche un'anticorrelazione Mg-Al, che non ho tenuto in considerazione in questo lavoro poiché lavori precedenti (Salaris et al., 2006; VandenBerg et al., 2012; Cassisi et al., 2013) avevano mostrato che variazioni nelle abbondanze di Mg e Al hanno scarsa influenza sulle caratteristiche evolutive.

Innanzitutto ho modellizzato una popolazione di riferimento. Per le abbondanze relative tra i metalli ho scelto la composizione chimica di riferimento di Salaris et al. (2006) e di Sbordone et al. (2011), caratterizzata da un α -enhancement medio $[\alpha/\text{Fe}]=0.4$. Questa miscela è stata individuata come miscela tipica di stelle di campo povere di metalli e di ammassi globulari (Salaris & Weiss, 1998).

Ho poi generato modelli con alcune miscele che presentano anticorrelazioni negli elementi C, N, O e Na rispetto alla composizione chimica di riferimento. Come miscela con anticorrelazioni "estreme" ho utilizzato la miscela "CNONa2" di Sbordone et al. (2011). Rispetto alla miscela di riferimento, quella con anticorrelazioni estreme presenta una diminuzione delle abbondanze di carbonio e ossigeno rispettivamente di 0.6 dex e 0.8 dex e un aumento delle abbondanze di N e Na rispettivamente di 1.44 dex e 0.8 dex. D'ora in poi chiamerò questa miscela "estrema".

Per verificare l'impatto delle anticorrelazioni sulle isocrone nei diagrammi colore-magnitudine ho calcolato modelli stellari con tre miscele intermedie rispetto a quella di riferimento e a quella con anticorrelazioni estreme, tutte caratterizzate dalla stessa somma $[\frac{C+N+O}{\text{Fe}}]$ della miscela di riferimento:

- Miscela "int0": C e O diminuiti rispettivamente di 0.045 e 0.06 dex, N e Na aumentati rispettivamente di 0.66 e 0.06 dex.
- Miscela "int1": C e O diminuiti rispettivamente di 0.15 e 0.2 dex, N e Na aumentati rispettivamente di 1.05 e 0.4 dex.

7.1. Modelli stellari calcolati

- Mistura “int2”: C e O diminuiti rispettivamente di 0.3 e 0.4 dex, N e Na aumentati rispettivamente di 1.26 e 0.6 dex.

Le abbondanze relative dei metalli per tutte le misture utilizzate sono riportate in tabella 7.1.

	Riferimento	Int0	Int1	Int2	Estrema
C	0.076452	0.069656	0.055777	0.039798	0.019134
N	0.023450	0.108322	0.271150	0.443213	0.643518
O	0.672838	0.592223	0.437499	0.278215	0.106250
Ne	0.084861	0.085579	0.087453	0.088141	0.084552
Na	0.000882	0.001023	0.002282	0.003646	0.005543
Mg	0.041639	0.042080	0.042911	0.043249	0.041488
Al	0.001428	0.001444	0.001472	0.001484	0.001423
Si	0.035669	0.036047	0.036758	0.037048	0.035539
P	0.000157	0.000158	0.000161	0.000163	0.000156
S	0.019942	0.020153	0.020551	0.020713	0.019870
Cl	0.000201	0.000203	0.000207	0.000209	0.000200
Ar	0.002373	0.002398	0.002446	0.002465	0.002364
K	0.000092	0.000093	0.000095	0.000096	0.000092
Ca	0.005209	0.005264	0.005368	0.005410	0.005190
Ti	0.000384	0.000388	0.000396	0.000399	0.000382
Cr	0.000446	0.000451	0.000460	0.000464	0.000445
Mn	0.000242	0.000244	0.000249	0.000251	0.000241
Fe	0.031682	0.032017	0.032649	0.032906	0.031566
Ni	0.002053	0.002075	0.002116	0.002133	0.002046

Tabella 7.1: Abbondanze frazionarie in massa degli elementi nelle misture utilizzate

Le misture intermedie sono state scelte in modo da mantenere costante, con un margine dell’1% la somma $[\frac{C+N+O}{Fe}]$. Le misture “int1” e “int2” rappresentano due casi intermedi con anticorrelazione O-Na meno marcata rispetto alla mistura estrema, restando nel range di valori tipico degli ammassi globulari (si vedano ad esempio i dati di Carretta et al., 2009). La mistura “int0”, invece, è stata scelta dopo aver visto nei diagrammi colore-magnitudine le isocrone relative alle altre misture: dato che gli effetti delle anticorrelazioni erano simili per le misture int1, int2 e estrema, ho provato a vedere gli effetti di anticorrelazioni molto meno marcate, caratterizzate in particolare da una minore variazione dell’abbondanza di azoto in percentuale.

Per ogni composizione chimica ho generato modelli stellari per un range di masse da $0.30M_{\odot}$ a $1.10M_{\odot}$, con uno step di $0.05M_{\odot}$. Per la mistura

di riferimento e per la mistura estrema i modelli stellari sono stati calcolati per sette valori di Z , scelti in modo da ricoprire tutto il range di metallicità degli ammassi globulari: 10^{-4} , $2.5 \cdot 10^{-4}$, $5 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} , $2.5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-3}$, 10^{-2} . Per le misture “intermedie”, invece, i modelli stellari sono stati calcolati solo per $Z = 2.5 \cdot 10^{-3}$. Tutti i modelli sono stati calcolati per tre valori della mixing length: 1.7, 1.8, 1.9. Per quanto riguarda le abbondanze di elio, ho scelto $Y=0.25$ per tutti i modelli stellari. Si tratta di un valore vicino a quello stimato per la prima popolazione degli ammassi globulari. Dovendo confrontare il comportamento di diverse isocrone a Z fissato (e non dovendo fare confronti tra isocrone a Z diversi) ho trascurato le piccole variazioni di Y che si hanno solitamente al variare di Z . Inoltre ho calcolato i modelli della popolazione estrema anche per $Y=0.29$ e $Y=0.35$ per studiare l’effetto di una variazione di abbondanza di elio. Un’abbondanza di elio aumentata nella seconda generazione degli ammassi globulari, infatti, è prevista dalla maggior parte dei modelli di formazione ed è stata osservata in alcuni ammassi tramite dati fotometrici e nell’ammasso M4 tramite spettroscopia nelle stelle di ramo orizzontale.

Ho poi generato le isocrone per le varie misture chimiche adottate, modificando gli input fisici e generando le tabelle di opacità come spiegato nel capitolo 6. Le isocrone sono state calcolate in un range di età da 8.0 a 14.0 Gyr con uno step di 1 Gyr. Tutte le isocrone riportate in questo capitolo sono state calcolate a un età di 12 Gyr.

Ho poi riportato le isocrone nei diagrammi colore-magnitudine utilizzando la procedura spiegata nella sezione 6.8 tramite la creazione di modelli di atmosfera corrispondenti alle diverse composizioni chimiche.

7.2 Risultati

7.2.1 Effetti delle anticorrelazioni a metallicità fissata

Come indicato nel capitolo 3, non sono previste variazioni significative delle isocrone nel diagramma H-R nel caso di variazioni nelle abbondanze di C, N, O e Na in cui la somma C+N+O si mantiene costante. I risultati delle nostre simulazioni confermano questa previsione. Le isocrone calcolate con le due diverse composizioni chimiche sono pressoché identiche, in accordo con quanto ampiamente studiato in letteratura e spiegato nel capitolo 3.

Le osservazioni, tuttavia, sono sempre effettuate tramite filtri che misurano la luminosità delle stelle in alcune bande di lunghezze d’onda. Due sistemi di filtri molto utilizzati sono i filtri a banda larga Johnson (Bessell et al., 1998) e i filtri Strömgren (Bessell, 2011), che selezionano degli intervalli di lunghezza d’onda più ridotti.

I grafici presentati in seguito, se non diversamente specificato, si riferiscono a misture con metallicità $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$ e con $Y=0.25$. La metallicità è stata scelta come quella misurata spettroscopicamente nell’ammasso M4

(Villanova & Geisler, 2011), in modo da poter confrontare i risultati delle simulazioni qui presentate con quelli delle simulazioni effettuate assumendo le composizioni chimiche dell'ammasso M4.

Effetti sui flussi stellari

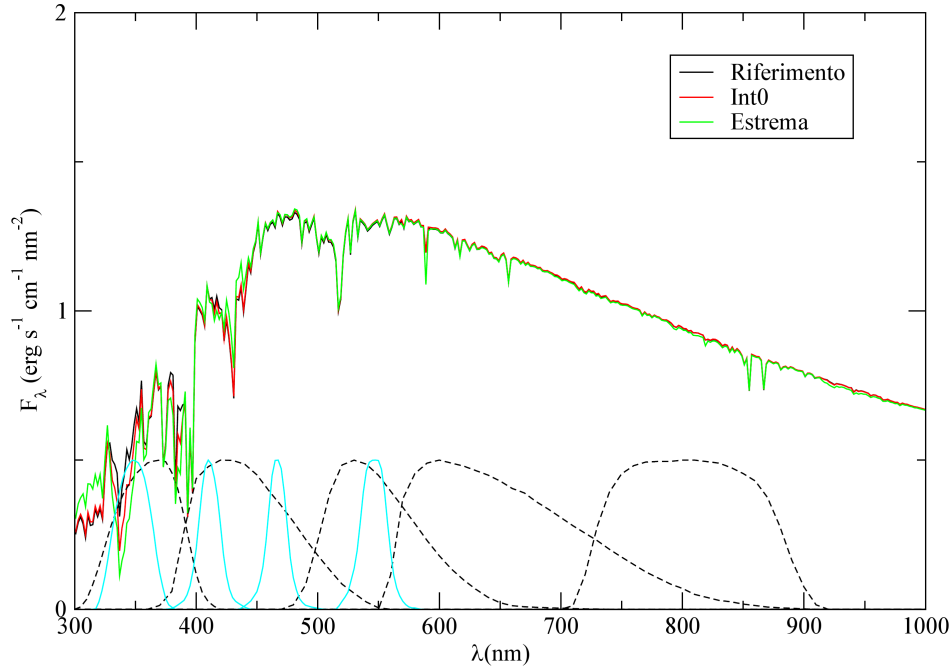


Figura 7.1: Spettri sintetici per atmosfere con $T_{eff} = 5000K$ e $\log g = 4.5$ per le misture di riferimento, int0 ed estrema per $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$. In basso sono riportate le curve di trasmissione dei filtri Johnson UBVRI (linee tratteggiate) e dei filtri Strömgren uvby (linee azzurre)

Nelle figure 7.1, 7.2 e 7.3 sono riportati i flussi di energia per unità di lunghezza d'onda (spettri sintetici) calcolati per tre diverse coppie di valori di T_{eff} e $\log g$, tipici rispettivamente di una stella di sequenza principale, di una stella al turnoff e di una gigante rossa. Sono inoltre riportate le curve di trasmissione dei filtri U, B, V, R, I del sistema Johnson e dei filtri uvby del sistema Strömgren. Sono riportati i flussi relativi a tre misture: quella di riferimento, la int0 e quella con anticorrelazioni estreme. I flussi relativi alle altre misture non sono riportati per motivi di leggibilità dei grafici.

In particolare, in figura 7.1 sono riportati gli spettri sintetici per $T_{eff} = 5000K$ e $\log g = 4.5$, valori tipici di stelle di sequenza principale. In figura 7.2, invece, sono riportati gli spettri sintetici per una temperatura effettiva di 6000 K e un valore della gravità superficiale $\log g = 4.5$, valori tipici

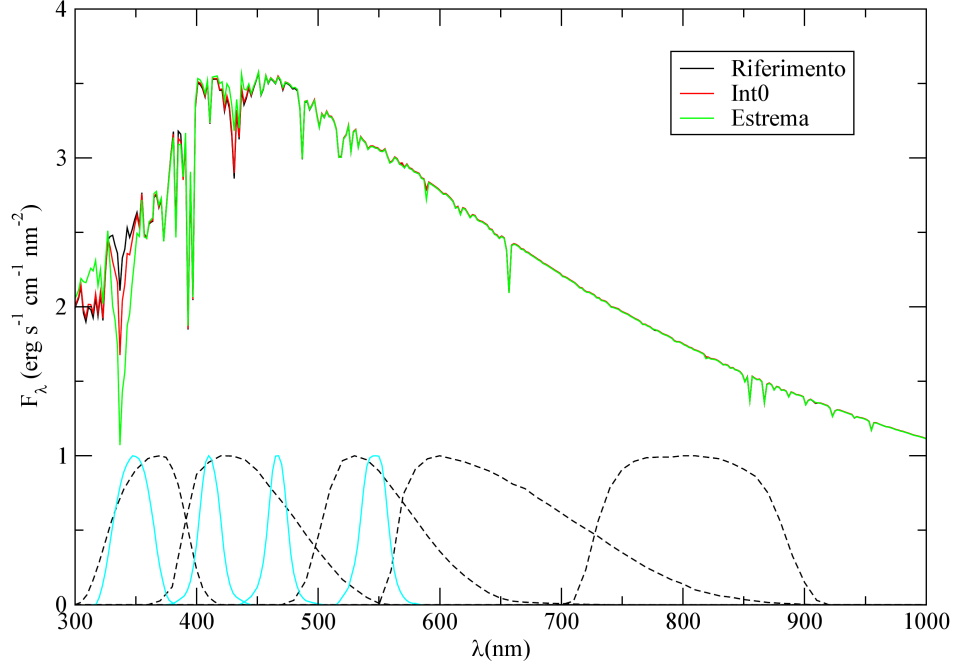


Figura 7.2: Spettri sintetici per atmosfere con $T_{eff} = 6000K$ e $\log g = 4.5$ per le misture di riferimento, int0 ed estrema per $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$. In basso sono riportate le curve di trasmissione dei filtri Johnson UBVRI (linee tratteggiate) e dei filtri Strömgren uvby (linee azzurre)

di una stella vicina al turnoff. Si può notare in entrambi i grafici che, come già osservato da Sbordone et al. (2011), la principale differenza tra i flussi differenziali calcolati è data dalla riga di assorbimento NH a 340 nm, sempre più pronunciata all'aumentare dell'abbondanza di azoto. Ci si aspetta quindi che, nei flussi convoluti con le curve di trasmissione dei filtri, le maggiori differenze tra le misture con diversa entità delle anticorrelazioni siano nelle magnitudini nei filtri ultravioletti: il filtro U del sistema Johnson e il filtro u del sistema Strömgren.

In figura 7.3 sono invece riportati i flussi uscenti per una temperatura effettiva di 4500K e una gravità superficiale $\log g = 1.5$, valori tipici nel ramo delle giganti rosse. Le temperature minori rendono visibili gli effetti anche di righe di assorbimento CN e CH a lunghezze d'onda più grandi. Tuttavia, anche in questo caso, si può supporre che le maggiori differenze di magnitudine siano riscontrabili nelle bande ultraviolette a causa della riga NH a 340 nm e delle righe CN tra 350 e 400 nm.

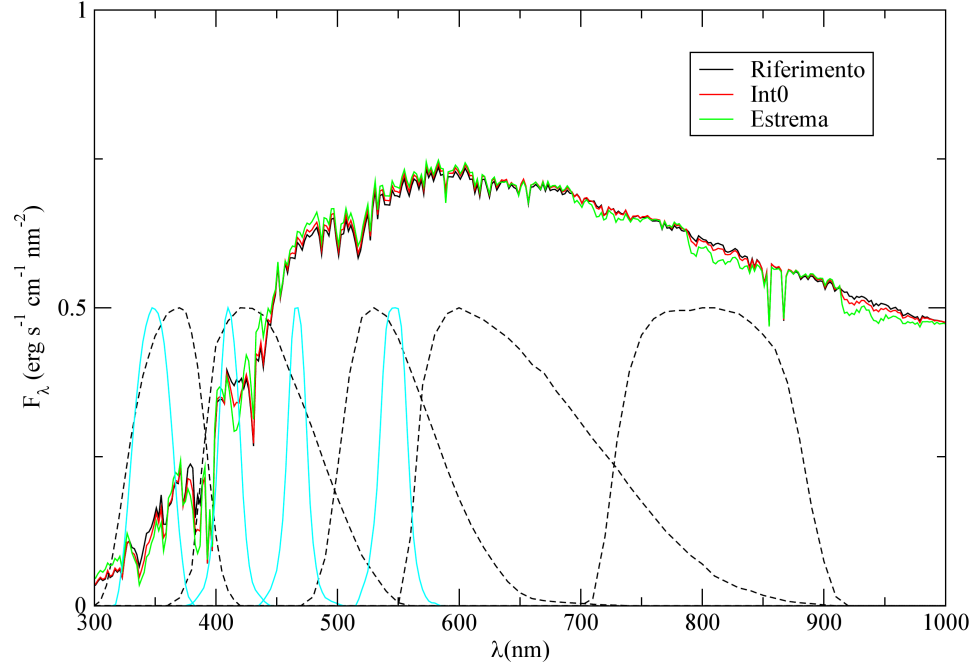


Figura 7.3: Spettri sintetici per le atmosfere con $T_{eff} = 4500K$ e $\log g = 1.5$ per le misture di riferimento, int0 ed estrema per $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$. In basso sono riportate le curve di trasmissione dei filtri Johnson UBVRI (linee tratteggiate) e dei filtri Strömberg uvby (linee azzurre)

7.2.2 Correzioni bolometriche

Per capire in quali diagrammi colore-magnitudine aspettarci tracce multiple dovute alle correzioni bolometriche (per una breve spiegazione si veda il paragrafo 6.8) ho calcolato e graficato i valori delle correzioni bolometriche per le diverse misture per i valori di T_{eff} e $\log g$ per cui ho riportato gli spettri sintetici nel paragrafo precedente. I risultati sono riportati nelle figure 7.4, 7.5 e 7.6. Sono graficate, per i filtri del sistema Johnson, le variazioni delle correzioni bolometriche per le quattro misture con anticorrelazioni rispetto alla mistura di riferimento:

$$\Delta BC_{mistura} \equiv BC_{mistura} - BC_{riferimento}$$

Dai grafici si vede che, per diversi valori di T_{eff} e $\log g$ corrispondenti a diversi punti di un'isocrona, ci sono variazioni significative nelle correzioni bolometriche sempre e solo nella banda ultravioletta. Le differenze sono minori in corrispondenza del turnoff. Si nota inoltre che le correzioni bo-

lometriche nell'ultravioletto sono molto simili per le misture int1, int2 ed estrema, con variazioni di pochi centesimi di magnitudine.

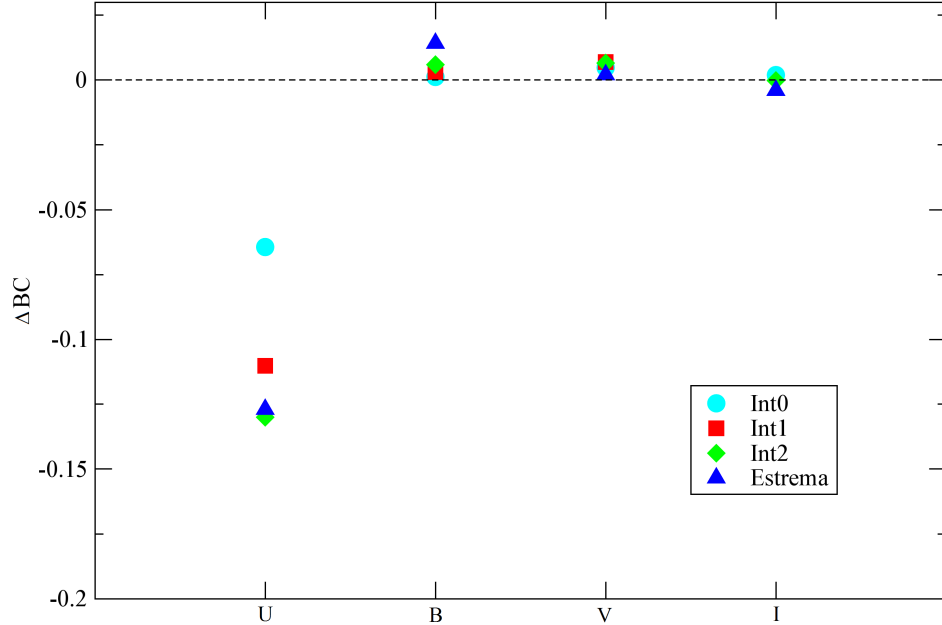


Figura 7.4: Variazioni delle correzioni bolometriche rispetto a quelle della mistura di riferimento per $T_{eff} = 5000K$, $\log g = 4.5$ e $Z = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

Diagrammi colore-magnitudine

Analizziamo ora le isocrone calcolate in vari diagrammi colore-magnitudine. Iniziamo a studiare gli effetti di variazioni di composizione chimica a metallicità costante. Riporterò quindi i diagrammi colore-magnitudine per le diverse misture considerate a una metallicità $Z = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

Analizziamo innanzitutto il diagramma $M_V - (V - I)$, riportato in figura 7.7. Sono riportate un'isocrona calcolata con la composizione chimica di riferimento e un'isocrona calcolata con la composizione estrema. Come ci si poteva aspettare dai grafici delle correzioni bolometriche, non ci sono differenze tra le due isocrone in fase di sequenza principale vicino al turnoff. In realtà tutta la sequenza principale è sovrapposta, le differenze massime in luminosità tra le isocrone sono dell'ordine dei centesimi di magnitudine. In fase di gigante rossa la presenza di bande di assorbimento CN (la cui intensità è legata all'abbondanza di carbonio) produce delle piccole differenze in indice di colore, fino a un massimo di 0.015 magnitudini nelle stelle sotto al bump e di 0.04 magnitudini nella regione a luminosità maggiori rispetto

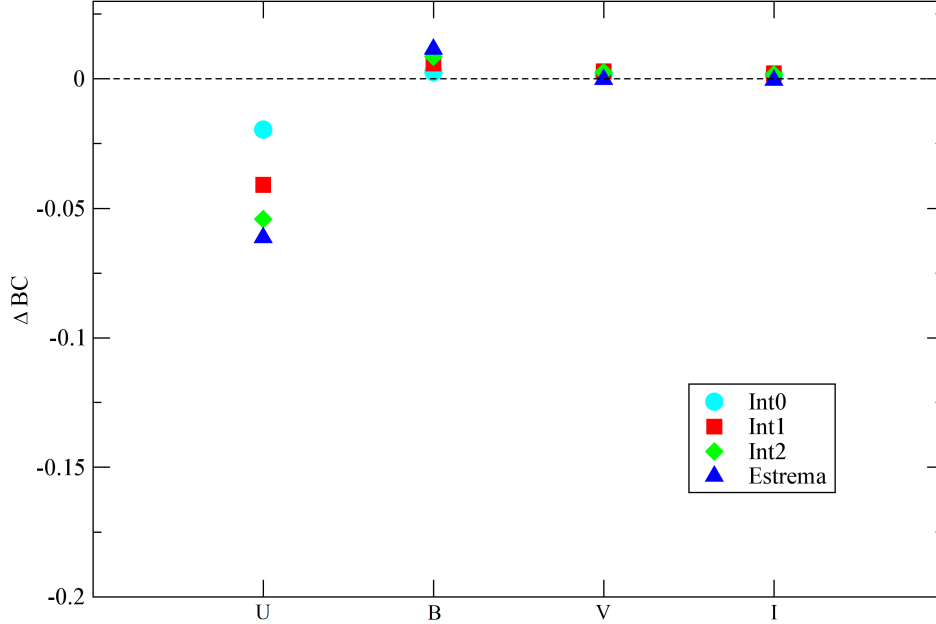


Figura 7.5: Variazioni delle correzioni bolometriche rispetto a quelle della mistura di riferimento per $T_{eff} = 6000K$, $\log g = 4.5$ e $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$.

al bump. In ogni caso queste differenze sarebbero troppo piccole per poter essere osservate in un ipotetico diagramma C-M di un ammasso: infatti gli errori fotometrici sulla misura della luminosità di una stella in una banda sono tipicamente dell'ordine dei decimi di magnitudine.

Analizziamo adesso gli effetti delle anticorrelazioni in diagrammi colore-magnitudine che coinvolgono il filtro U Johnson, dove ci sono le maggiori variazioni nelle correzioni bolometriche. In particolare ho studiato gli effetti delle anticorrelazioni nel diagramma $M_U - (U - B)$.

In figura 7.8, a sinistra, sono riportate le isocrone per tutte le misture prese in considerazione. Si può notare una differenza significativa tra le misture di riferimento, int0 e estrema sia lungo tutta la sequenza principale, dalla base al turnoff, che nel ramo delle giganti rosse, con differenze di indice di colore dell'ordine del decimo di magnitudine. Le altre misture intermedie, invece, producono tracce molto vicine a quella della mistura estrema, con differenze al più di qualche centesimo di magnitudine. Andando a vedere come sono fatte le misture si può notare che, rispetto a quella di riferimento, la int0 presenta minime variazioni percentuali nelle abbondanze di carbonio, ossigeno e sodio e una variazione significativa della sola abbondanza di azoto (0.66 dex). Viene quindi confermato che, in questo caso, gli effetti principali che producono tracce multiple in questo diagramma C-M vengono

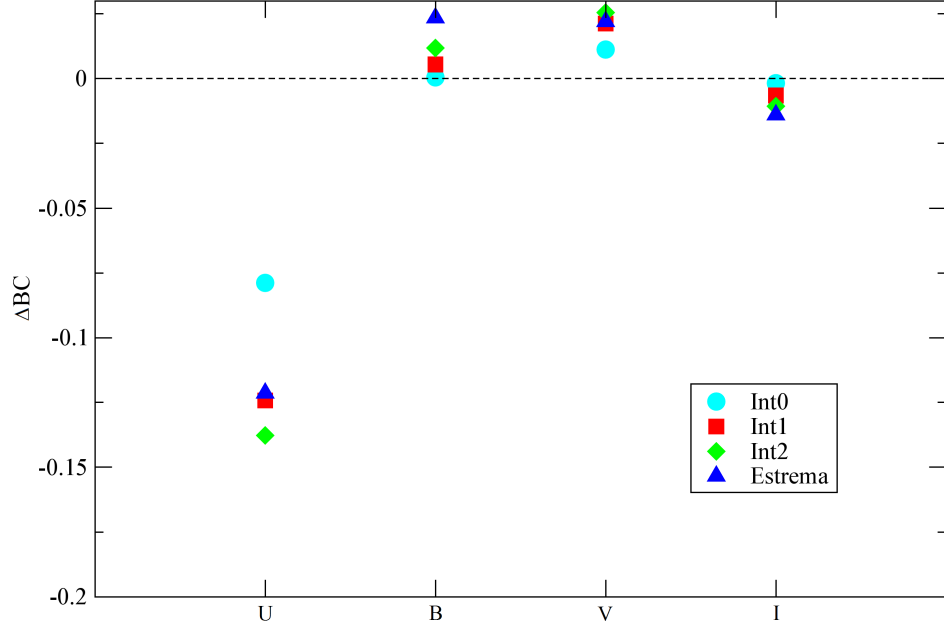


Figura 7.6: Variazioni delle correzioni bolometriche rispetto a quelle della mistura di riferimento per $T_{eff} = 4500K$, $\log g = 1.5$ e $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$.

dalle linee di assorbimento la cui intensità dipende dalle abbondanze di azoto: in particolare si fa riferimento alle bande NH e CN. Si vede inoltre che, all'aumentare dell'abbondanza di azoto, le differenze in indice di colore tra le isocrone diminuiscono, fino addirittura ad annullarsi tra le composizioni int2 ed estrema (caratterizzate da una differenza nell'abbondanza di azoto di 0.18 dex). In questo caso, quindi, sembra che l'abbondanza di azoto sia diventata abbastanza elevata da non influenzare in maniera significativa le righe di assorbimento nel caso di ulteriori piccoli aumenti dell'abbondanza di N. Un'altra possibilità è che l'intensità delle bande CN, con valori delle anticorrelazioni così elevati, diventi dipendente dall'abbondanza di carbonio più che da quella di azoto: infatti nelle misture più estreme l'azoto è più abbondante del carbonio e l'intensità di una banda molecolare è correlata con l'abbondanza dell'elemento, tra i due che compongono la molecola, meno presente nella stella.

Tra la mistura di riferimento e quella estrema ho rilevato, in sequenza principale, una distanza massima di 0.11 magnitudini in indice di colore, differenza che si riduce gradualmente all'aumentare della luminosità fino ad arrivare a 0.6 magnitudini nella regione del turnoff. In fase di gigante rossa le differenze sono leggermente più marcate, con una differenza di 0.15 magnitudini in indice di colore che si mantiene circa costante dalla base della

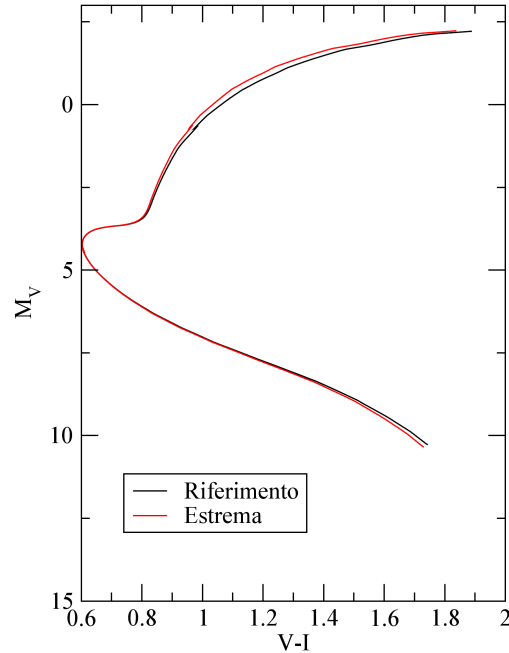


Figura 7.7: Isocrone nel diagramma $M_V - (V - I)$ per la popolazione di riferimento (in nero) e per quella con anticorrelazioni estreme (in rosso). Sono stati assunti i valori $Y=0.25$, $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$, $t=12\text{Gyr}$

RGB fino al bump.

Come detto in precedenza, gli effetti delle anticorrelazioni CNONa dovrebbero portare a spostamenti delle isocrone anche nei diagrammi colore magnitudine che coinvolgono il filtro u del sistema Strömgren.

In figura 7.8, a destra, sono rappresentate le isocrone relative alle diverse composizioni chimiche nel diagramma $M_y - (u - y)$. Come nei diagrammi presentati in precedenza, le isocrone risultano spostate sia lungo tutta la sequenza principale, sia in fase di gigante rossa. La sequenza principale della composizione chimica estrema risulta spostata, rispetto a quella di riferimento, di 0.1-0.2 magnitudini in indice di colore a M_y fissata. Anche il turnoff risulta spostato verso destra di 0.1 magnitudini. Considerando invece punti a stesso indice di colore, la sequenza principale della mistura estrema risulta spostata a M_y minori di 0.25-0.4 magnitudini (variabili lungo la sequenza principale, raggiungendo il massimo nella regione vicino al turnoff) rispetto alla mistura di riferimento. Lungo tutta la RGB, invece, le isocrone relative alle due misture mantengono una differenza di indice di colore di 0.2 magnitudini.

Consideriamo il comportamento delle isocrone relative alle due misture intermedie: la int1 e la int2 rimangono molto vicine all'isocrona della mistu-

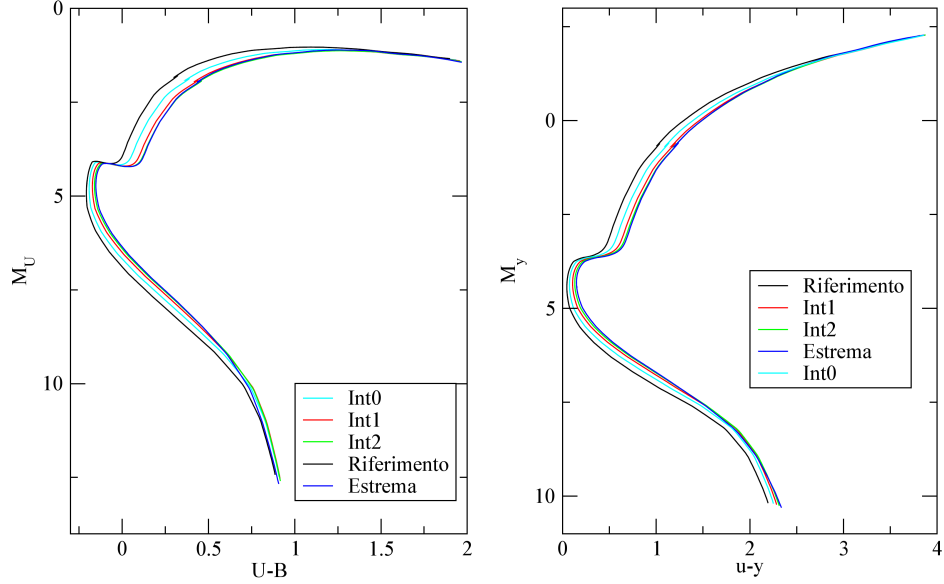


Figura 7.8: A sinistra: isocrone nel diagramma $M_U - (U - B)$ per le cinque miscele indicate. A destra: isocrone nel diagramma $M_y - (u - y)$. Le isocrone sono calcolate per $Y=0.25$, $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$, $t=12\text{Gyr}$

ra estrema, con differenze massime di 0.05 magnitudini in indice di colore. La int0, invece, rimane molto vicina alle isocrone delle miscele estreme nella regione meno luminosa della sequenza principale salvo poi avvicinarsi, nella regione del turnoff, all'isocrona della miscela di riferimento. Ricordiamo che il comportamento al turnoff è influenzato soprattutto dall'assorbimento nella banda molecolare NH a 340 nm. Evidentemente l'aumento dell'abbondanza di azoto nella miscela int0 non è sufficiente a produrre una banda NH abbastanza forte da modificare significativamente M_u nella regione del turnoff. In fase di gigante rossa, infine, l'isocrona della miscela int0 rimane in una regione intermedia tra l'isocrona di riferimento e quella estrema.

Come ultima analisi dei diagrammi colore-magnitudine calcolati con i filtri Strömgren mostriamo il grafico $M_y - c_y$ per le diverse miscele utilizzate. L'indice di colore c_y è definito come $c_y = (u - v) - (v - b) - (b - y)$. Questo indice di colore è risultato empiricamente sensibile all'abbondanza di azoto, si veda ad esempio Yong et al. (2008). Inoltre i diagrammi colore-magnitudine che hanno c_y come indice di colore presentano una RGB approssimativamente verticale dalla base fino al bump. In numerosi ammassi sono state osservate RGB allargate in diagrammi colore-magnitudine di questo tipo (Grundahl et al., 1999). Analizziamo quindi il diagramma $M_y - c_y$ per le varie miscele presentato in figura 7.9, concentrandoci sul ramo delle giganti rosse. Notiamo innanzitutto che la RGB della miscela di riferimento e quella della miscela estrema sono separate di circa 0.2 magnitudini in indice

di colore, come nei diagrammi colore-magnitudine visti in precedenza. Le misture intermedie, però, si comportano in modo leggermente diverso. In particolare le misture int1 e int2, molto vicine alla mistura estrema negli altri diagrammi colore-magnitudine, si trovano qui abbastanza distanti, rispettivamente a 0.1 e 0.06 magnitudini dalla mistura più estrema. È dunque ipotizzabile che l'allargamento della RGB nel diagramma $M_y - c_y$ di un ammasso possa dare indicazioni sull'entità delle anticorrelazioni CNONa anche in assenza di dati spettroscopici.

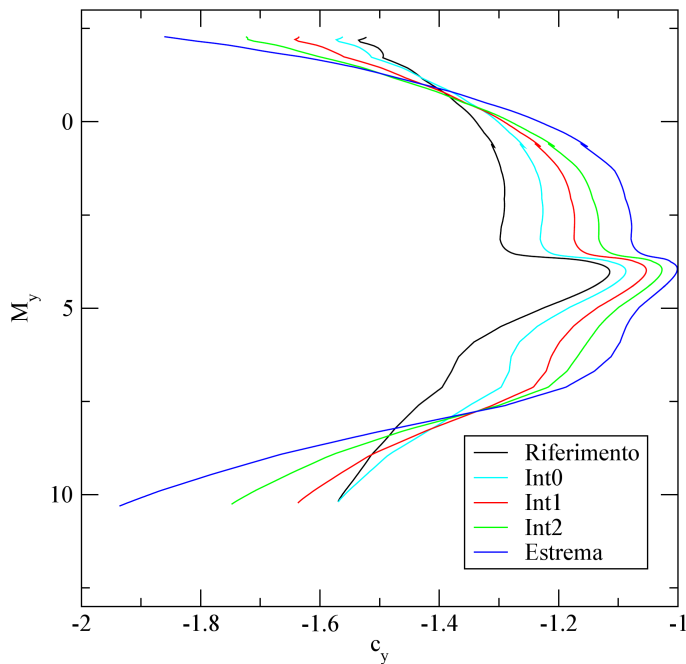


Figura 7.9: Isocrone nel diagramma $M_y - c_y$ per le composizioni chimiche indicate. L'indice c_y è definito come $c_y = (u - v) - (v - b) - (b - y)$ Si è preso $Y=0.25$, $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$, $t=12\text{Gyr}$

7.3 Entità degli effetti fotometrici a diverse metallicità

In questa sezione voglio stimerò l'entità degli effetti fotometrici dovuti alle anticorrelazioni al variare della metallicità totale delle stelle.

Ho prodotto isocrone di ammasso a un'età di 12 Gyr per la mistura di riferimento e per la mistura estrema per i sette diversi valori della metallicità per cui ho calcolato i modelli stellari, da $Z=10^{-4}$ a $Z=10^{-2}$. Questi valori che vanno dalle metallicità più basse osservate negli ammassi globulari fino

a valori tipici del disco. Utilizzando i modelli di atmosfera ho colorato le isocrone portandole nei diagrammi colore-magnitudine $M_U - U - B$ e $M_y - u - y$. In figura 7.10 sono riportate le isocrone nei diagrammi $M_U - U - B$ per le metallicità comprese tra 10^{-4} e $5 \cdot 10^{-3}$. In entrambi i diagrammi gli effetti delle anticorrelazioni diventano sempre più importanti all'aumentare della metallicità, portando a split maggiori nelle fasi di sequenza principale, turnoff e RGB.

Ho analizzato quantitativamente l'effetto delle anticorrelazioni nel diagramma $M_U - (U - B)$ nelle varie regioni, trovando i seguenti risultati:

- $\Delta M_U = f(Z)$ a una distanza di 0.5 magnitudini in indice di colore dal turnoff, per studiare gli effetti in sequenza principale. I risultati sono riportati in figura 7.11. Gli effetti delle anticorrelazioni in sequenza principale si manifestano già a metallicità basse. Variando la metallicità di due ordini di grandezza il ΔM_U non presenta modifiche significative, crescendo leggermente da 0.4 a 0.48 magnitudini.
- $\Delta(U - B) = f(Z)$ al turnoff, in figura 7.12. Dai dati a disposizione si vede che, le differenze tra le due popolazioni nell'indice di colore al turnoff si mantengono molto basse per Z piccoli, superando le 0.05 magnitudini solo a partire da $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$.
- $\Delta(U - B) = f(Z)$ nel punto della RGB a 1 magnitudine sotto al bump, per studiare gli effetti nel ramo delle giganti rosse. I risultati sono riportati nel grafico 7.13. Si può notare come l'andamento di $\Delta(U - B)$ sia costantemente crescente con $\log Z$ fino a $Z = 5 \cdot 10^{-3}$, valore già molto alto rispetto alle abbondanze tipiche di ammasso globulare. Si registra invece solo un leggero aumento di $\Delta(U - B)$ nell'ultimo valore di Z , dovuto probabilmente al fatto che le linee di assorbimento molecolare causate dalle anticorrelazioni sono già forti nel caso $Z = 5 \cdot 10^{-3}$ e, anche raddoppiando la metallicità, non si intensificano in maniera rilevante.

7.4 Effetti dovuti a variazioni nell'abbondanza di elio

In questa sezione studierò gli effetti di un aumento dell'abbondanza frazionaria di elio in massa sulle isocrone di ammasso globulare, riferendosi in particolare agli effetti sui diagrammi colore-magnitudine studiati in precedenza.

Sono state generate isocrone di ammasso con le composizioni chimiche descritte in precedenza e tre valori dell'abbondanza frazionaria in massa di elio Y: 0.25, 0.29, 0.35.

7.4. Effetti dovuti a variazioni nell'abbondanza di elio

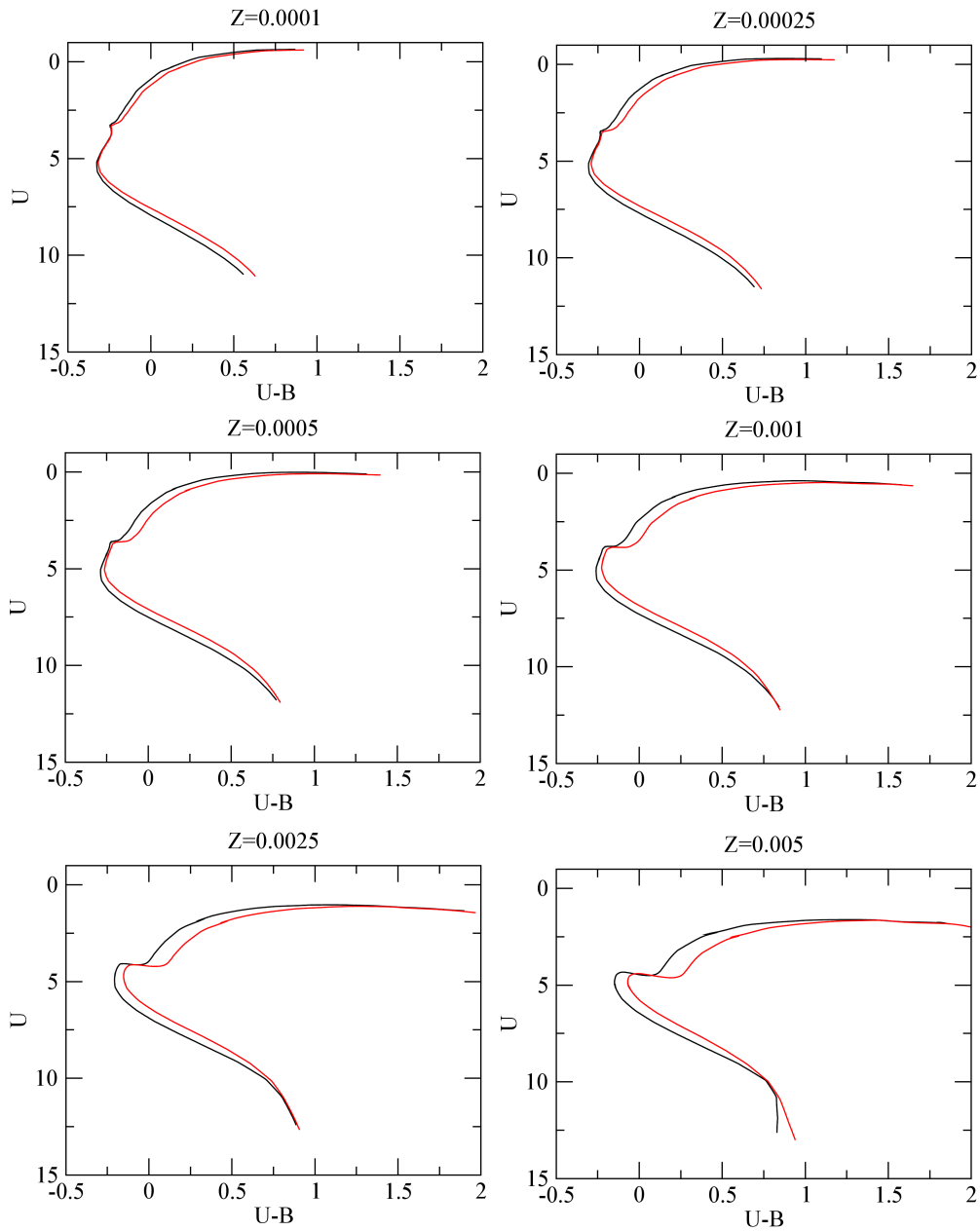


Figura 7.10: Isocrone per le composizioni chimiche di riferimento (in nero) ed estrema (in rosso) calcolate per sei diversi valori della metallicità. Si è preso $Y=0.25$, $t=12\text{Gyr}$

Gli effetti di una variazione nell'abbondanza di elio sono principalmente due: la sequenza principale diventa sottoluminosa all'aumentare dell'ab-

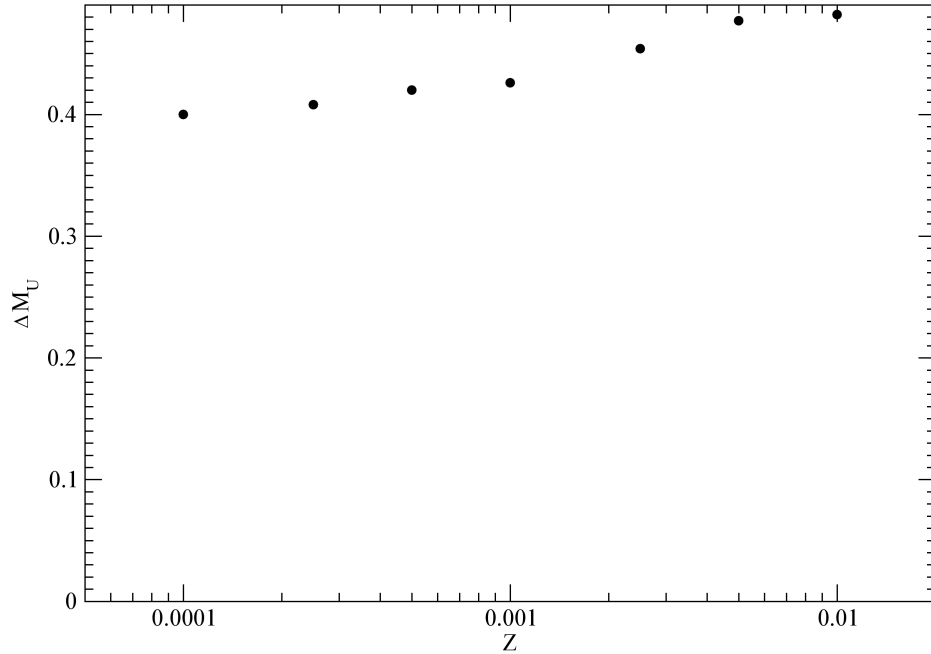


Figura 7.11: Variazione tra la mistura di riferimento e quella con anticorrelazioni estreme della magnitudine nella banda U in un punto della sequenza principale in funzione della metallicità. Il punto della sequenza principale è stato scelto come quello distante 0.5 magnitudini in indice di colore dal turnoff.

bondanza di elio e il bump della RGB si sposta a luminosità maggiori. Le spiegazioni qualitative di questi fenomeni, ampiamente studiati in letteratura, sono riassunte nel capitolo 3 e in Cassisi et al. (2013). È interessante studiare questi effetti per variazioni di diverse entità delle abbondanze di elio, come osservato o stimato in diversi ammassi globulari.

Gli effetti sul bump della RGB sono riportati in figura 7.14, in cui è rappresentata la regione del bump nelle tre isocrone con $Y=0.25$, 0.29 e 0.35 . Come detto, all'aumentare di Y il bump della RGB diventa più luminoso, con un valore di $\Delta \log L / \Delta Y$ pari a 0.65 prendendo come luminosità del bump quella intermedia tra la minima e la massima. Nelle osservazioni di un ammasso il bump della RGB si presenta, in un diagramma colore-magnitudine, come una regione con una densità di stelle maggiore rispetto alle regioni vicine della RGB. Infatti le stelle percorrono tre volte la regione del bump, passando in essa più tempo rispetto alle regioni circostanti¹. Il

¹Ricordiamo che, nell'osservazione di un ammasso, la densità di stelle in una regione del diagramma colore-magnitudine è proporzionale al tempo che le stelle trascorrono in quella regione. Per maggiori spiegazioni si veda l'appendice 1

7.4. Effetti dovuti a variazioni nell'abbondanza di elio

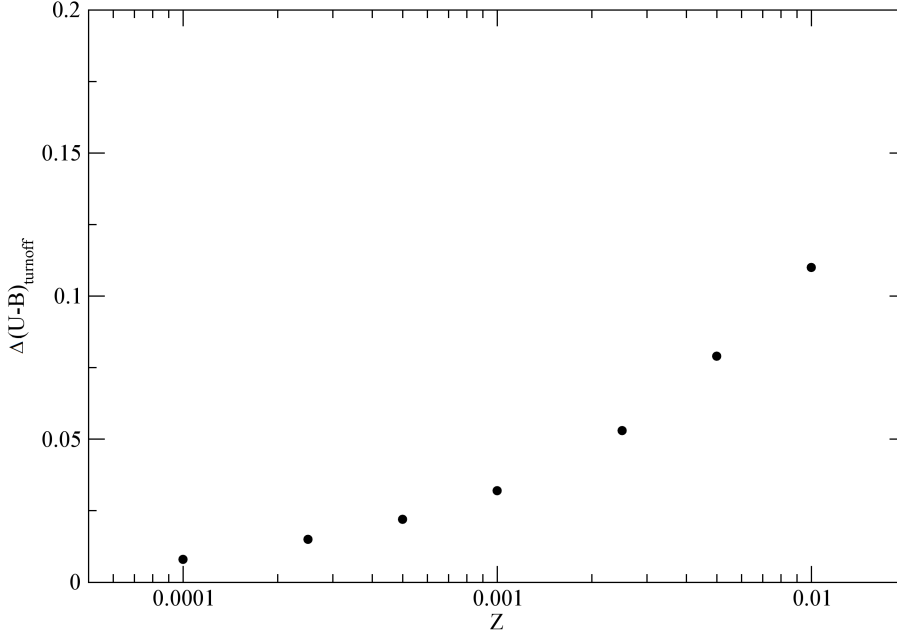


Figura 7.12: Grafico della variazione dell'indice di colore U-B al turnoff $\Delta(U - B)$ in funzione della metallicità tra la mistura di riferimento e quella con anticorrelazioni estreme.

bump viene quindi individuato come un picco nel grafico della densità di stelle in funzione della magnitudine. La presenza di due popolazioni stellari con bump a luminosità diverse può portare all'osservazione di un picco più allargato se le regioni del bump delle due popolazioni sono contigue o parzialmente sovrapposte (come nel caso di $Y=0.25$ e $Y=0.29$ nelle nostre simulazioni) o di due picchi se non c'è sovrapposizione tra le regioni del bump delle due popolazioni: dalle nostre simulazioni possiamo vedere che questo è il caso di due popolazioni con $Y=0.25$ e $Y=0.35$ ($\Delta Y = 0.10$).

In figura 7.15 sono riportate le isocrone nel diagramma $M_U - (U - B)$ di una mistura di riferimento e di tre popolazioni con mistura estrema e con i tre valori di Y . Ricordiamo che i modelli di formazione delle popolazioni multiple negli ammassi globulari prevedono che la seconda popolazione (qui rappresentata dalla mistura estrema) sia caratterizzata da abbondanze di elio maggiori rispetto alla prima. Dal grafico si può notare che l'effetto delle anticorrelazioni, che nel diagramma $M_U - U - B$ provocano una sequenza principale sovraluminosa, viene contrastato da un aumento dell'abbondanza di elio che diminuisce la luminosità della sequenza principale. La distanza tra le sequenze principali viene ridotta di 0.1 magnitudini nel caso di $Y=0.29$ e di 0.3 magnitudini nel caso di $Y=0.35$: questo effetto renderebbe difficile

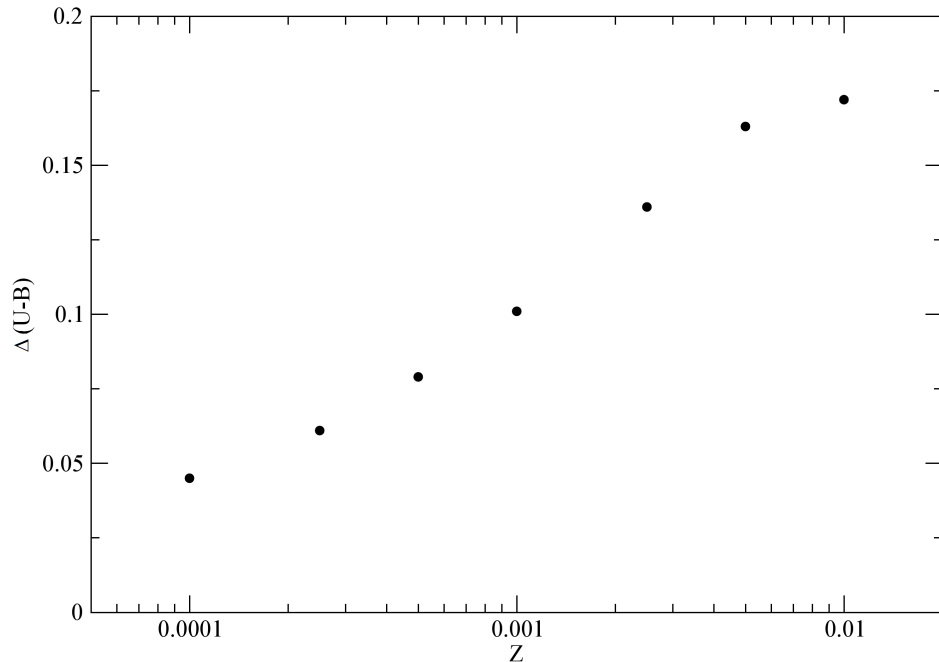


Figura 7.13: Grafico della variazione dell'indice di colore U-B $\Delta(U - B)$ in funzione della metallicità tra la mistura di riferimento e quella con anticorrelazioni estreme. Il $\Delta(U - B)$ è calcolato tra i punti della RGB una magnitudine sotto alla base del bump.

l'individuazione di sequenze principali multiple nel diagramma $M_U - U - B$ nel caso in cui le stelle della seconda popolazione abbiano un'elevata abbondanza di elio.

7.5 Confronto con i risultati di altri autori

Gli effetti sui diagrammi colore-magnitudine di variazioni nelle abbondanze di metalli caratterizzate da anticorrelazioni CNO_a a somma C+N+O costante sono stati studiati da Sbordone et al. (2011). In questo lavoro gli autori hanno studiato gli effetti sulle isocrone di anticorrelazioni CNO_a e di variazioni nell'abbondanza di elio. Gli effetti delle anticorrelazioni sono stati studiati sia a somma C+N+O costante, sia a somma C+N+O circa raddoppiata. Per quanto riguarda le variazioni di composizione chimica a C+N+O costante sono state utilizzate le miscele che in questo capitolo ho chiamato "riferimento" ed "estrema" a metallicità totale $Z=10^{-3}$.

I risultati trovati in questo capitolo sulle miscele con metallicità $Z=10^{-3}$ concordano con quelli di Sbordone et al. (2011). In particolare:

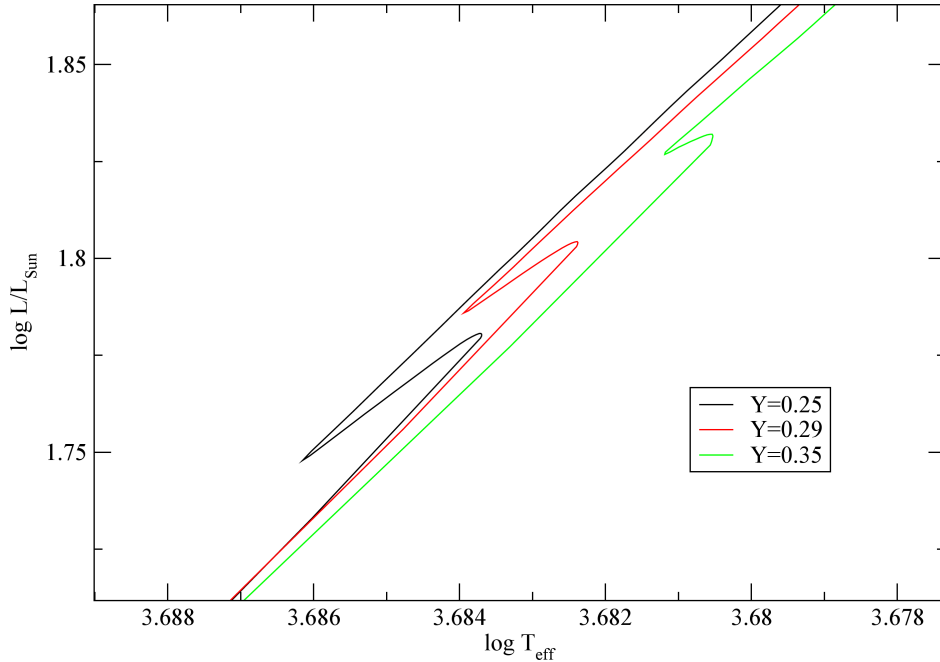


Figura 7.14: Regione del bump della RGB a Z fissato e miscela fissata al variare di Y . Si nota l'aumento della luminosità del bump all'aumentare dell'abbondanza di elio.

- Non ci sono differenze nei diagrammi H-R della popolazione con miscela di riferimento e di quella con miscela estrema.
- Si rivelano differenze significative tra le isocrone nei diagrammi colore-magnitudine solo nei diagrammi che coinvolgono i filtri ultravioletti u e U . Ad esempio, in figura 7.16 sono rappresentati i diagrammi $M_U - (U - B)$ per le due miscele nel lavoro di Sbordone et al. (2011) e nel mio. Gli andamenti dei grafici sono simili, con una differenza in indice di colore in RGB e in sequenza principale di 0.2 magnitudini e, al contrario, dei turnoff molto vicini. Come analizzato in precedenza, le variazioni di indice di colore al turnoff diventano rilevanti solo per valori più alti della metallicità.

In questo lavoro ho completato il lavoro di Sbordone et al. (2011) calcolando le differenze tra le isocrone dovute all'utilizzo di diverse composizioni chimiche con anticorrelazioni CNONa al variare della metallicità. Inoltre ho studiato le differenze tra le isocrone al variare dell'entità delle anticorrelazioni.

Gli effetti di variazioni nelle abbondanze di elio sono già ampiamente studiati in letteratura e i risultati noti sono riassunti nel capitolo 3. Il lavoro

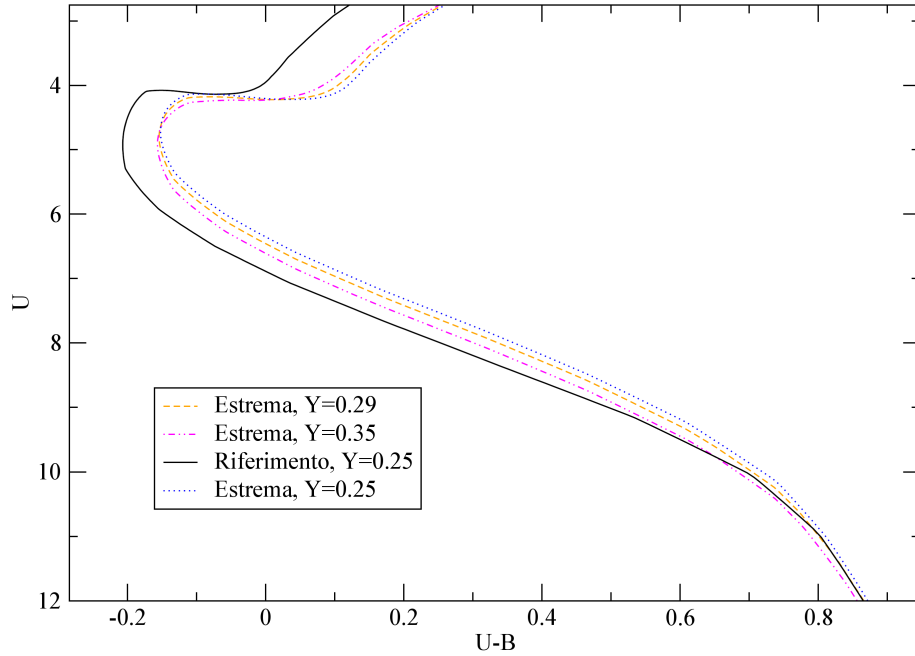


Figura 7.15: Isocrone nel diagramma $M_U - (U - B)$ per una miscela di riferimento con $Y=0.25$ e una miscela con anticorrelazioni estreme con $Y=0.25$, 0.29 e 0.35 . Tutte le isocrone sono calcolate con $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$ e $t=12\text{Gyr}$

di questo capitolo conferma qualitativamente gli effetti già noti di queste variazioni: sequenza principale sottoluminosa e spostamento a luminosità più alte del bump della RGB, vedendo le variazioni quantitative per due diversi valori di Y corrispondenti a valori tipici delle seconde popolazioni di ammassi globulari.

7.6 Conclusioni

In questa sezione ho studiato l'effetto sulle isocrone di variazioni nelle abbondanze dei metalli C, N, O, Na a somma $[\frac{C+N+O}{Fe}]$ costante, verificando i cambiamenti al variare della metallicità totale e dell'entità delle anticorrelazioni.

Si è verificato che, in ogni caso, le anticorrelazioni degli elementi C, N, O, Na non producono spostamenti delle isocrone nel diagramma H-R.

Dall'analisi dei flussi per unità di lunghezza d'onda si capisce che gli effetti più rilevanti delle correzioni bolometriche si verificano nei diagrammi colore-magnitudine che coinvolgono i filtri ultravioletti.

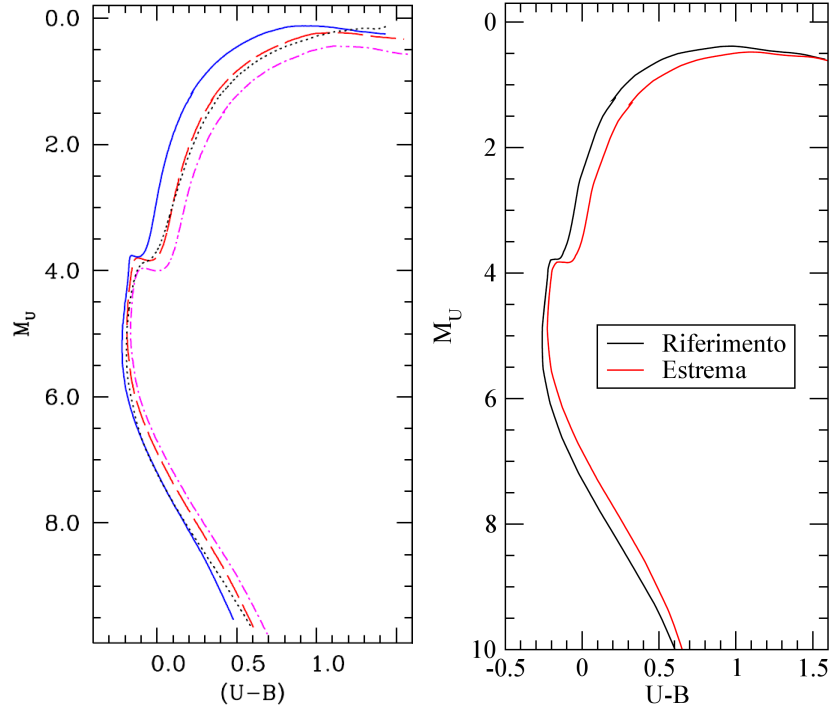


Figura 7.16: A sinistra: isocrone nel diagramma $M_U - (U - B)$ per la popolazione di riferimento (linea blu) e per quella con anticorrelazioni estreme (linea rossa tratteggiata) prese da Sbordone et al. (2011). Sono presenti anche le isocrone di una popolazione con anticorrelazioni estreme e $Y=0.40$ (linea nera a puntini) e di una popolazione con somma C+N+O moltiplicata per 2 (linea tratto-punto). A destra: isocrone per le stesse popolazioni calcolate con i nostri modelli. Le popolazioni considerate hanno una metallicità $Z=10^{-3}$

È stata fatta un'analisi degli effetti di anticorrelazioni più o meno pronunciate a metallicità fissata $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$. Nei diagrammi $M_U - (U - B)$ e $M_y - (u - y)$ le tre misture con anticorrelazioni più pronunciate hanno comportamenti simili sia in sequenza principale che in RGB. Questo fatto, insieme all'analisi degli spettri sintetici e delle correzioni bolometriche, fa ipotizzare che il maggiore contributo alle differenze nelle correzioni bolometriche sia dovuto a variazioni nelle abbondanze di azoto.

Ho infine valutato l'andamento con la metallicità delle variazioni dovute alle anticorrelazioni di alcuni parametri delle isocrone: magnitudine della sequenza principale, indice di colore al turnoff, indice di colore in RGB. Ho trovato che le differenze in sequenza principale sono scarsamente influenzate dalla metallicità totale. Le differenze di indice di colore al turnoff sono rilevanti solo per metallicità alte, a partire da $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$ nei casi studiati.

In RGB $\Delta(U - B)$ aumenta costantemente con $\log Z$ eccetto che per i valori più alti, sopra a $Z=0.5 \cdot 10^{-3}$ metallicità superiori a quelle tipiche degli ammassi globulari.

Capitolo 8

Modelli evolutivi per l'ammasso M4

In questo capitolo presenterò i modelli stellari calcolati con le composizioni chimiche dell'ammasso M4, con l'obiettivo di verificare la possibilità di rilevare sequenze multiple nelle varie regioni del diagramma colore magnitudine.

8.1 Valutazione della composizione chimica dell'ammasso M4

Come esposto nel capitolo 5, in letteratura sono disponibili numerose misure spettroscopiche delle abbondanze degli elementi chimici nell'ammasso M4. I risultati più recenti sono quelli di Ivans et al. (1999), Marino et al. (2008), Carretta et al. (2009), Villanova & Geisler (2011), Yong et al. (2008).

Le osservazioni spettroscopiche hanno evidenziato la presenza di due popolazioni stellari. Le composizioni chimiche delle due popolazioni si differenziano per la presenza o meno di anticorrelazioni nelle coppie di elementi C-N e O-Na.

Villanova & Geisler (2011) hanno misurato spettroscopicamente le composizioni chimiche nelle giganti rosse dell'ammasso, suddividendo le stelle in due popolazioni in base alla presenza o meno di anticorrelazioni CNO-Na. Nel loro lavoro Villanova & Geisler (2011) riportano le abbondanze di tutti gli elementi C, N, O, Na, Mg, Al, al contrario di Ivans et al. (1999) e Marino et al. (2008) in cui sono ricavate solo le abbondanze degli elementi più pesanti dell'ossigeno. Ho quindi adottato i valori di abbondanze di Villanova & Geisler (2011) per il calcolo dei modelli per l'ammasso M4. Per le abbondanze di alcuni metalli non ricavate da Villanova & Geisler (2011) ho utilizzato per entrambe le popolazioni quelle della mistura solare di Asplund et al. (2009) con α -enhancement di 0.4, valore stimato per l'ammasso M4 (Marino et al., 2008; Villanova & Geisler, 2011). Le abbondanze frazionarie

in massa degli elementi nelle miscele utilizzate sono riportate in tabella 8.1. Le due popolazioni stellari risultano avere metallicità leggermente diverse ma lo stesso valore di $[Fe/H]=-1.14$. Le metallicità sono di $Z = 2.5 \cdot 10^{-3}$ per la popolazione N-poor e $Z = 2.3 \cdot 10^{-3}$ per la popolazione N-rich.

	N-poor	N-rich
C	0.050546	0.038046
N	0.038944	0.184957
O	0.614058	0.451688
Ne	0.093112	0.101306
Na	0.001013	0.002833
Mg	0.054929	0.062579
Al	0.005072	0.005778
Si	0.066464	0.070667
P	0.000172	0.000187
S	0.022912	0.024929
Cl	0.000242	0.000263
Ar	0.005440	0.005919
K	0.000090	0.000098
Ca	0.005585	0.005803
Ti	0.000202	0.000200
Cr	0.000479	0.000533
Mn	0.000319	0.000347
Fe	0.038116	0.041470
Ni	0.002305	0.002395

Tabella 8.1: Abbondanze frazionarie in massa degli elementi nelle miscele utilizzate

L'abbondanza frazionaria di elio in massa, Y , è in genere difficile da osservare spettroscopicamente e quindi non se ne hanno in genere stime dirette. Nell'ammasso M4 c'è una stima spettroscopica di Y (Villanova et al., 2012), ma è valida solo per le stelle della seconda generazione. Per avere una stima dell'abbondanza di elio si utilizza quindi solitamente una relazione lineare nell'abbondanza di metalli Z , giustificata dal fatto che un aumento del contenuto di elio rispetto alla frazione presente nel gas primordiale è dovuto al fatto che il gas è stato processato in precedenti generazioni stellari che ne hanno aumentato anche la metallicità, pressoché nulla nel gas primordiale. La relazione lineare utilizzata è quindi:

$$Y = Y_P + \frac{\Delta Y}{\Delta Z} \cdot Z$$

dove Y_P è il valore di Y nel gas primordiale e $\frac{\Delta Y}{\Delta Z}$ è il rapporto tra

l'arricchimento di elio e l'arricchimento di metalli. Ho utilizzato i valori $Y_P = 0.2485$ (Huey et al., 2004; Steigman, 2006; Peimbert et al., 2007) e $\frac{\Delta Y}{\Delta Z} = 2$, un valore tipico assunto per questa quantità, anche se affetto tuttora da grandi incertezze (Pagel & Portinari, 1998; Jimenez et al., 2003; Flynn, 2004; Gennaro et al., 2010).

Per ogni composizione chimica ho generato modelli stellari per un range di masse da $0.30M_\odot$ a $1.10M_\odot$, con uno step di $0.05M_\odot$. Ho calcolato tutti i modelli stellari per tre valori della mixing length α : 1.7, 1.8 e 1.9. Dai modelli stellari ho poi costruito le isocrone per età variabili da 8.0 a 14.0 Gyr, ad intervalli di 1 Gyr.

Come già indicato nel paragrafo 5.2, Villanova et al. (2012) hanno ricavato, tramite analisi spettroscopiche in stelle di ramo orizzontale, un'abbondanza frazionaria di elio in massa $Y = 0.29 \pm 0.01$ per le stelle della popolazione più ricca di azoto. Le abbondanze di elio superficiali misurate in fase di ramo orizzontale non coincidono in generale con le abbondanze originali della stella a causa di fenomeni di trasporto diffusivo che possono aver agito nelle varie fasi evolutive della stella. Tuttavia le misurazioni effettuate da Villanova et al. (2012) sono state effettuate nella regione del ramo orizzontale a $T_e < 11500K$ in cui si ritiene che non ci siano significative variazioni rispetto alle composizioni chimiche originali dovute a fenomeni diffusivi di sedimentazione gravitazionale. E' possibile invece che le abbondanze superficiali di elio risultino leggermente aumentate (di ~ 0.01) poiché le stelle in fase di ramo orizzontale hanno già subito il fenomeno del primo dredge-up che ha portato in superficie materiale ricco di elio. Ho quindi calcolato tracce ed isocrone per la popolazione N-rich anche con $Y=0.29$.

8.2 Diagrammi H-R

In figura 8.1 è riportato il diagramma H-R con isocrone di un età pari a 12 Gyr, valore tipico medio per un ammasso globulare. Le isocrone sono quelle relative alla popolazione N-poor e alla popolazione N-rich con elio standard $Y=0.253$; inoltre per la popolazione N-rich è rappresentata anche l'isocrona con $Y=0.29$. Ho inoltre provato a valutare l'effetto di una leggera variazione di età rappresentando l'isocrona della popolazione ricca di azoto anche per un'età di 11.5 Gyr. I modelli di formazione delle popolazioni multiple, infatti, prevedono che le stelle della seconda generazione si formino qualche centinaio di milioni di anni dopo quelle della prima generazione.

Discuterò adesso i principali effetti delle diverse composizioni chimiche dell'ammasso sulle isocrone.

Possiamo notare che le isocrone calcolate con le due diverse composizioni chimiche, ma a parità di Y e di età, non presentano differenze significative nelle isocrone. In particolare, senza considerare le variazioni di elio, le sequenze principali delle popolazioni N-poor e N-rich sono molto vicine, con

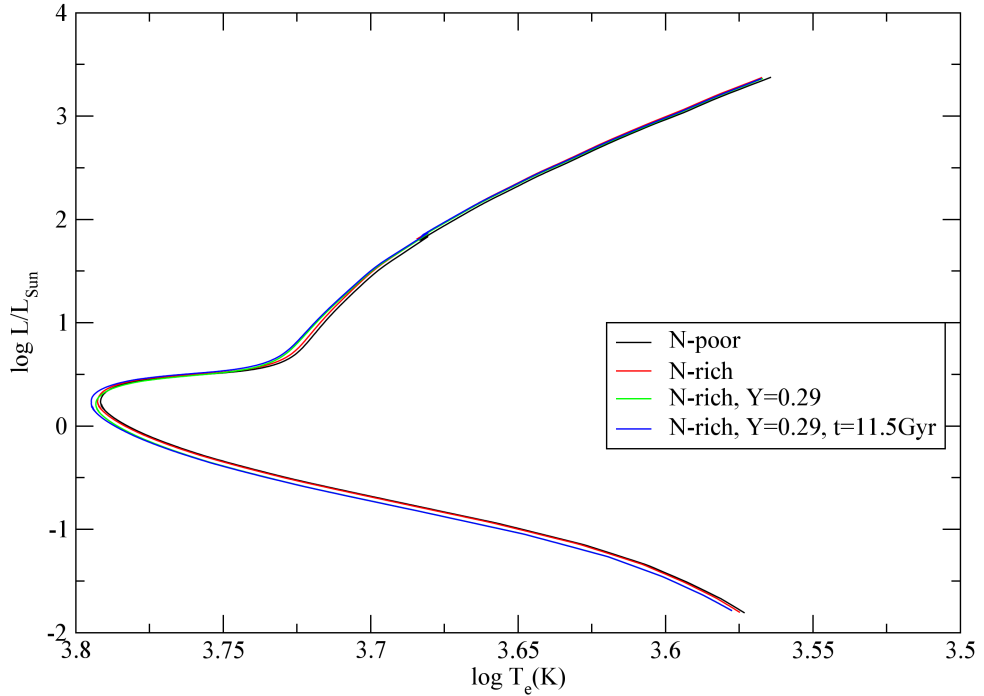


Figura 8.1: Isocrone con le composizioni chimiche stimate per le due popolazioni (N-poor e N-rich) dell'ammasso M4 ed età di 12 Gyr. Le isocrone sono calcolate per $[Fe/H]=-1.14$. Nel caso della popolazione N-poor questo implica $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$ e $Y=0.253$, nel caso della popolazione N-rich implica $Z=2.3 \cdot 10^{-3}$ e $Y=0.253$. Sono inoltre rappresentate due isocrone della popolazione N-rich con $Y=0.29$ ed età di 12 e 11.5 Gyr, per studiare gli effetti di una piccola variazione di età tra le due popolazioni. In tutti i grafici il parametro della mixing length è fissato ad $\alpha = 1.9$.

una differenza in temperatura efficace variabile lungo la sequenza ma sempre dell'ordine della decina di gradi Kelvin. Al turnoff la differenza in temperatura efficace tra le due isocrone è di 14 K. Anche in fase di gigante rossa le differenze sono molto piccole, da un minimo di 15 K alla base fino a un massimo di 19 K subito sotto al bump. Queste piccole differenze, tra l'altro, sono dovute alla differente metallicità adottata per le due popolazioni (per la popolazione povera di sodio si ha $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$, mentre per la miscela ricca di sodio si ha $Z=2.3 \cdot 10^{-3}$) e non alle differenze nella miscela. Infatti ho provato a calcolare l'isocrona della popolazione N-rich mantenendo le stesse abbondanze relative tra gli elementi ma alzando la metallicità a $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$. In questo caso l'isocrona viene a coincidere perfettamente con quella della popolazione N-poor, quindi, a parità di metallicità, l'effetto del cambiamento di miscela è trascurabile. Ci si poteva aspettare questo

8.2. Diagrammi H-R

risultato, poiché le variazioni nella composizione chimica delle stelle di M4 sono tali da mantenere costante la somma $[\frac{C+N+O}{Fe}]$ entro il 5%.

Un aumento dell'abbondanza di elio porta agli effetti già noti in letteratura: una sequenza principale sottoluminosa, spostata di 90 K in temperatura efficace rispetto a quella della popolazione di riferimento; un turnoff sottoluminoso di $0.11L_{\odot}$ e più caldo di 8 K; la base del ramo delle giganti rosse leggermente più calda di circa 20 K. Inoltre il bump della RGB viene spostato a luminosità più alte, con $\Delta \log L/L_{\odot} = 0.02$

La diminuzione dell'età ha l'effetto di spostare il turnoff a temperature effettive più alte. Infatti, al diminuire dell'età, aumenta la massa della stella che si trova al turnoff (il tempo di vita in sequenza principale decresce al crescere della massa) e di conseguenza aumenta la sua luminosità (in questa fase evolutiva stelle più massicce sono più luminose). Per quanto riguarda la popolazione arricchita in elio e più giovane di 0.5 Gyr rispetto alla popolazione di riferimento, essa presenta il turnoff praticamente alla stessa luminosità della popolazione di riferimento, più caldo di 45 K.

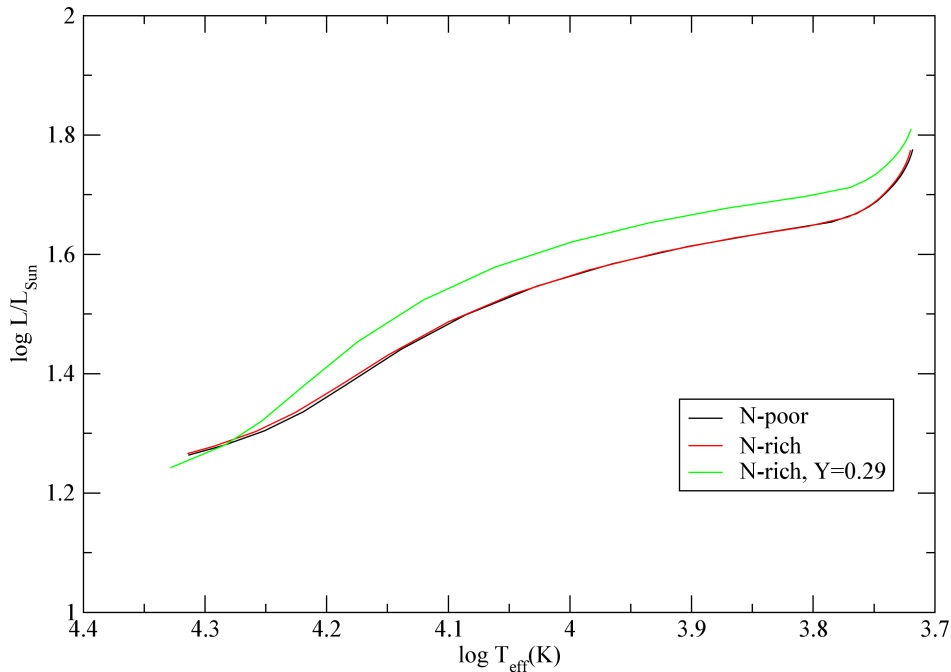


Figura 8.2: Rami orizzontali di età zero (ZAHB) con le composizioni chimiche dell'ammasso M4 ed età di 12 Gyr. Le composizioni chimiche e la mixing length sono le stesse di figura 8.1

Analizziamo infine gli effetti delle variazioni di composizione chimica

sulla morfologia del ramo orizzontale. In figura 8.2 è riportata la ZAHB¹ per le due misture utilizzate. Per la miscela N-rich è riportata anche la ZAHB per i modelli con abbondanza di elio aumentata a $Y=0.29$. Si può vedere che le anticorrelazioni non hanno nessun effetto sulla posizione della ZAHB. Un aumento dell'abbondanza di elio, come noto, la sposta invece a luminosità più alte nella parte destra del grafico. La ZAHB della popolazione ricca di elio si trova a un $\log L$ più alto di 0.05 rispetto alle popolazioni povere di elio in tutta la regione del grafico a $T_{eff} < 15000K$, per poi avvicinarsi e arrivare alla stessa luminosità a $T_{eff} = 19000K$.

Questo comportamento della ZAHB per variazioni dell'abbondanza iniziale di elio è ben noto: a basse temperature efficaci un aumento dell'abbondanza di elio fa aumentare la luminosità della ZAHB, mentre ad alte temperature efficaci la fa diminuire (nei nostri modelli si arriva poco oltre il punto in cui le luminosità sono uguali). Infatti all'aumentare dell'abbondanza iniziale di elio aumenta il peso molecolare, di conseguenza la struttura stellare in fase di gigante rossa è più calda e più luminosa, rendendo meno importante la degenerazione elettronica nelle regioni centrali. Di conseguenza la combustione di elio al centro si innesca quando la massa del nucleo di elio è minore. Le stelle con Y maggiore hanno quindi un nucleo di elio più piccolo e una luminosità dovuta alla combustione di elio più bassa. A basse temperature efficaci, tuttavia, è importante il contributo alla luminosità dato dalla combustione di idrogeno in shell, contributo che diventa sempre meno importante al diminuire della massa dell'involuppo (e quindi all'aumentare della temperatura efficace). Questo contributo aumenta se aumenta Y , poichè la struttura stellare è più calda. Un aumento di Y produce quindi due effetti: aumento della luminosità dovuta alla combustione di idrogeno in shell, diminuzione della luminosità dovuta alla combustione di elio al centro. A basse temperature efficaci (involuppo più esteso) domina il primo effetto, mentre ad alte temperature efficaci (involuppo meno esteso) domina il secondo effetto.

Come spiegato nel capitolo 3, la posizione delle stelle lungo il ramo orizzontale dipende dalla loro massa (e quindi dalla quantità di massa persa per venti stellari in fase di gigante rossa). Nel caso di popolazioni con diversa abbondanza iniziale di elio, è previsto che le popolazioni con Y più alto si dispongano in una regione più calda del ramo orizzontale. Ho verificato questo fatto graficando la massa delle stelle alla ZAHB in funzione della loro temperatura effettiva: i risultati sono riportati in figura 8.3. Si può notare che, a parità di massa, le stelle della popolazione ricca di elio si trovano a temperature efficaci più alte di qualche migliaio di Kelvin.

¹Zero Age Horizontal Branch: è la linea del diagramma H-R su cui si trovano le stelle che hanno appena iniziato la fase evolutiva in cui bruciano elio nelle regioni centrali, vedi appendice A

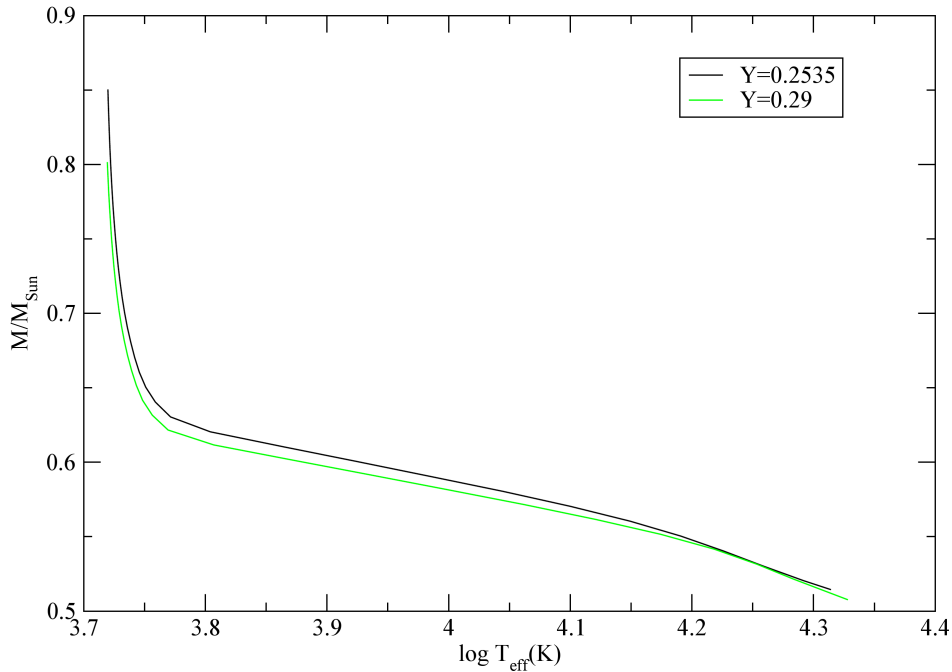


Figura 8.3: Massa delle stelle di ramo orizzontale in funzione della temperatura effettiva per una popolazione con contenuto di elio normale (in nero) e per una popolazione con contenuto di elio $Y=0.29$ (in verde). Le composizioni chimiche e la mixing length sono le stesse di figura 8.1

8.3 Diagrammi colore-magnitudine

Nel paragrafo precedente abbiamo visto le differenze tra le isocrone nel diagramma H-R per le due popolazioni stellari considerate. Si tratta di differenze molto piccole che, di per sé, non porterebbero all'osservazione di tracce multiple nei diagrammi colore-magnitudine.

Tuttavia, visti i risultati trovati nel capitolo 6 sulle isocrone con anticorrelazioni a somma $C+N+O$ costante, potrebbe essere possibile rilevare in alcuni diagrammi colore-magnitudine tracce multiple dovute a variazioni nelle correzioni bolometriche in alcune bande, in particolare nell'ultravioletto.

Come descritto per i modelli del capitolo 7, ho calcolato gli spettri sintetici per le composizioni chimiche prese in considerazione utilizzando i codici DFSYNTH (Castelli, 2005) e ATLAS9 (Castelli & Kurucz, 2004). Ho poi calcolato le correzioni bolometriche nei filtri Johnson e Strömgren convolvendo gli spettri sintetici con le curve di trasmissione dei filtri e ho quindi riportato le isocrone in alcuni diagrammi colore-magnitudine.

8.3.1 Spettri sintetici

In figura 8.4 sono riportati gli spettri sintetici calcolati per un modello con $T_e = 6000K$ e $\log g = 4.5$, valori tipici di una stella vicina al turnoff. In figura 8.5, invece, sono riportati gli spettri sintetici per $T_e = 4500K$ e $\log g = 1.5$, valori tipici di una stella gigante rossa. In entrambi i grafici sono riportate le curve di trasmissione dei filtri UBVRI del sistema Johnson-Cousins e dei filtri uvby del sistema Strömgen. Gli spettri sono calcolati sia per la mistura N-poor che per la mistura N-rich.

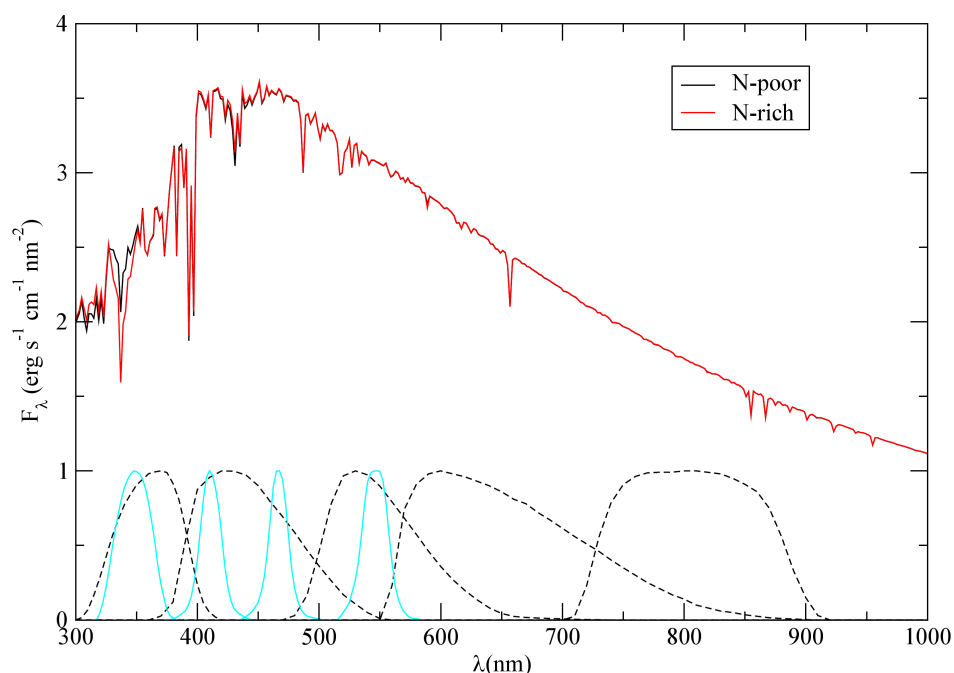


Figura 8.4: Spettri sintetici per le atmosfere con $T_{eff} = 6000K$ e $\log g = 4.5$ per le misture N-poor e N-rich rispettivamente per $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$ e $Z=2.3 \cdot 10^{-3}$. In basso sono riportate le curve di trasmissione dei filtri Johnson UBVRI (linee tratteggiate) e dei filtri Strömgen uvby (linee azzurre)

Nel modello al turnoff in figura 8.4 vediamo che, come nei modelli del capitolo 7, la differenza maggiore tra i flussi con le due composizioni chimiche è data dalla riga NH a 340 nm, con conseguenti variazioni nelle correzioni bolometriche nelle bande ultraviolette U e u.

Per quanto riguarda i flussi per valori tipici di stelle di RGB in figura 8.5 si notano piccole differenze tra gli spettri sintetici per lunghezze d'onda inferiori a 450 nm. Anche in questo caso le differenze più significative tra le correzioni bolometriche saranno quindi nei diagrammi che coinvolgono i filtri U, B, u, v.

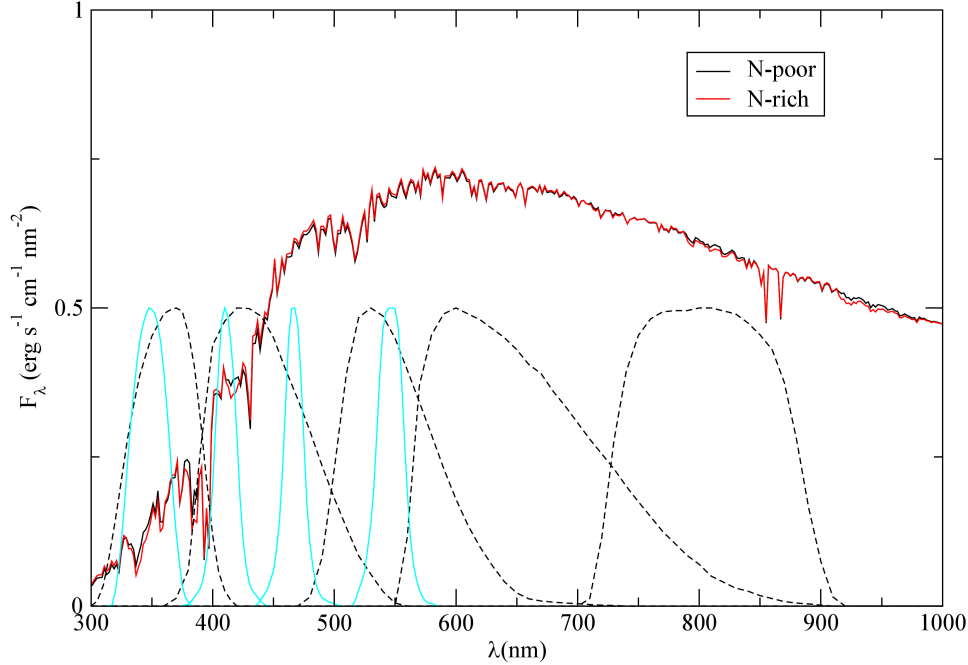


Figura 8.5: Spettri sintetici per le atmosfere con $T_{eff} = 4500K$ e $\log g = 1.5$ per le misture N-poor e N-rich rispettivamente per $Z=2.5 \cdot 10^{-3}$ e $Z=2.3 \cdot 10^{-3}$. In basso sono riportate le curve di trasmissione dei filtri Johnson UBVRI (linee tratteggiate) e dei filtri Strömgren uvby (linee azzurre)

8.3.2 Diagrammi

Innanzitutto ho generato un diagramma $M_B - (B - V)$, diagramma classico per le osservazioni di ammasso, riportato in figura 8.6. Possiamo innanzitutto notare che in sequenza principale la piccola differenza in temperatura effettiva dovuta alle diverse abbondanze di elio si traduce in differenze di indice di colore molto piccole di 0.02 magnitudini, rendendo in pratica impossibile la rivelazione strumentale di sequenze principali multiple. Anche la piccola variazione di età di 0.5 Gyr porta a effetti non rilevabili al turnoff, spostandolo solo di 0.01 magnitudini in indice di colore. Anche nel ramo delle giganti rosse le differenze tra le varie popolazioni rimangono molto piccole, con variazioni di indice di colore massime di 0.02 mag alla base della RGB. Possiamo concludere che, assumendo per le due generazioni le composizioni chimiche di Villanova & Geisler (2011), non dovrebbero venire rilevate tracce multiple nei diagrammi $M_B - (B - V)$. Questo risultato è in accordo con tutte le osservazioni in queste bande che non hanno mai rilevato tracce multiple in M4.

Per ora, l'unica evidenza di popolazioni multiple nei diagrammi colore-

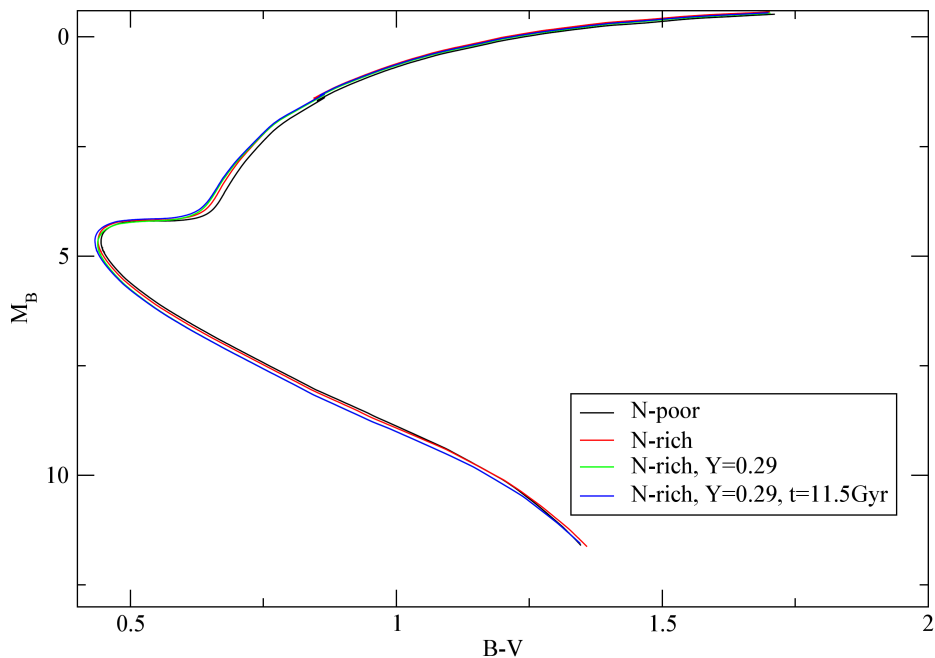


Figura 8.6: Diagramma $M_B - (B - V)$ per le varie misture considerate. Le composizioni chimiche e la mixing length sono le stesse di figura 8.1

magnitudine di M4 è quella trovata da Marino et al. (2008) (vedi paragrafo 5.2), con l'osservazione di un allargamento nel ramo delle giganti rosse nel diagramma $M_U - (U - B)$. L'analisi spettroscopica di stelle in RGB ha poi mostrato che le stelle Na-poor si trovano in questo diagramma più a sinistra delle stelle Na-rich, con una differenza media in indice di colore di $\Delta(U - B) = 0.17 \pm 0.02$ mag.

Ho riportato le isocrone di ammasso nel diagramma $M_U - (U - B)$ in figura 8.7: gli effetti qualitativi delle anticorrelazioni in questo diagramma sono gli stessi illustrati nel capitolo 7. Quantitativamente la distanza tra le tracce nelle varie regioni del diagramma mostra valori simili a quelli calcolati per le misture chiamate “riferimento” e “int0”, caratterizzate da una variazione nell'abbondanza di azoto di 0.66 dex, simile a quella rilevata nell'ammasso M4. Infatti, tra l'isocrona con la mistura N-poor e quella con la mistura N-rich e $Y=0.29$ si rivelano differenze massime in indice di colore di 0.03 mag in sequenza principale ed una differenza di colore al turnoff di 0.02 mag. Le differenze in fase di gigante rossa vanno da 0.04 mag alla base, a 0.05 mag al bump fino a un massimo di 0.06 mag a luminosità più alte del bump. Si ottiene quindi che, anche per il colore $(U - B)$, non dovrebbero poter essere rivelate tracce multiple in sequenza principale e al turnoff, ma

8.3. Diagrammi colore-magnitudine

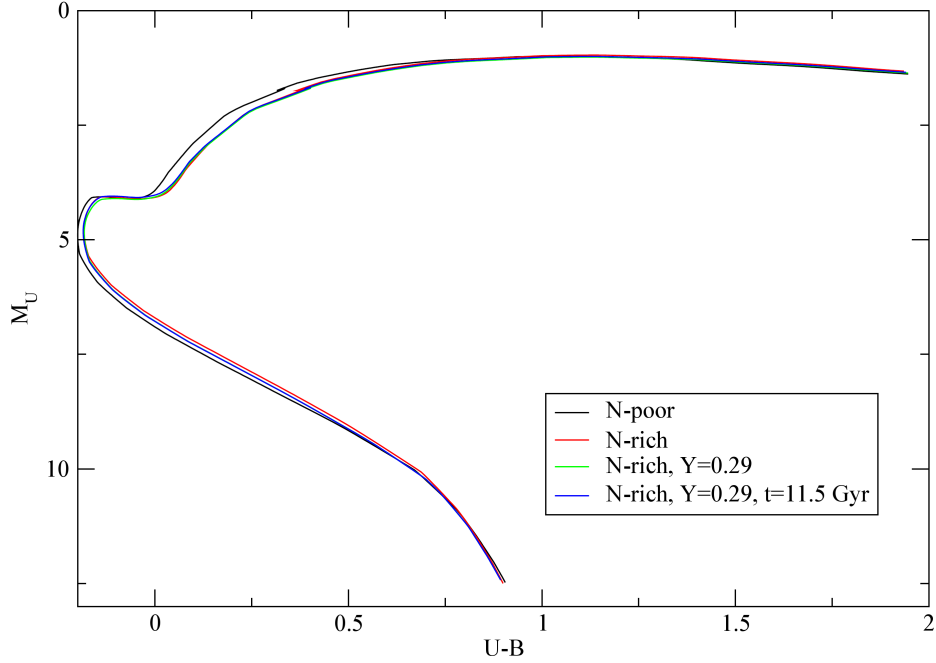


Figura 8.7: Diagramma $M_U - (U - B)$ per le varie misture considerate. Le composizioni chimiche e la mixing length sono le stesse di figura 8.1

anche in RGB un'eventuale separazione in colore delle isocrone dovrebbe essere molto meno marcata di quella osservato da Marino et al. (2008). Il problema è evidenziato dagli stessi autori che, calcolando gli spettri sintetici, hanno trovato un $\Delta(U - B)$ teorico di 0.04 mag, ma non hanno trovato una ragione alla discrepanza tra i dati osservativi e i modelli teorici. Va inoltre sottolineato che, come vedremo nel paragrafo 8.4, altre osservazioni (Monelli et al., 2013) sempre in diagrammi che coinvolgono il filtro U hanno trovato allargamenti minori in RGB, compatibili con le nostre simulazioni teoriche.

Trattiamo infine le simulazioni di isocrone in diagrammi C-M con i colori dei filtri Strömgren. I filtri Strömgren, avendo curve di trasmissione più strette dei filtri Johnson, dovrebbero presentare differenze maggiori nelle correzioni bolometriche dovute a differenze negli spettri. Ho generato i diagrammi $M_u - (u - v)$, $M_y - (u - y)$, $M_y - c_y$ mostrati nelle figure 8.8 e 8.9.

Nei diagrammi $M_u - (u - v)$ e $M_y - (u - y)$ le differenze tra le isocrone nelle varie regioni hanno un comportamento simile a quelle del diagramma $M_U - (U - B)$: ci sono differenze in indice di colore tra la popolazione N-poor e la popolazione N-rich in sequenza principale, al turnoff e in RGB. Gli effetti dovuti alla variazione di Y o di età sono piccoli rispetto a quelli

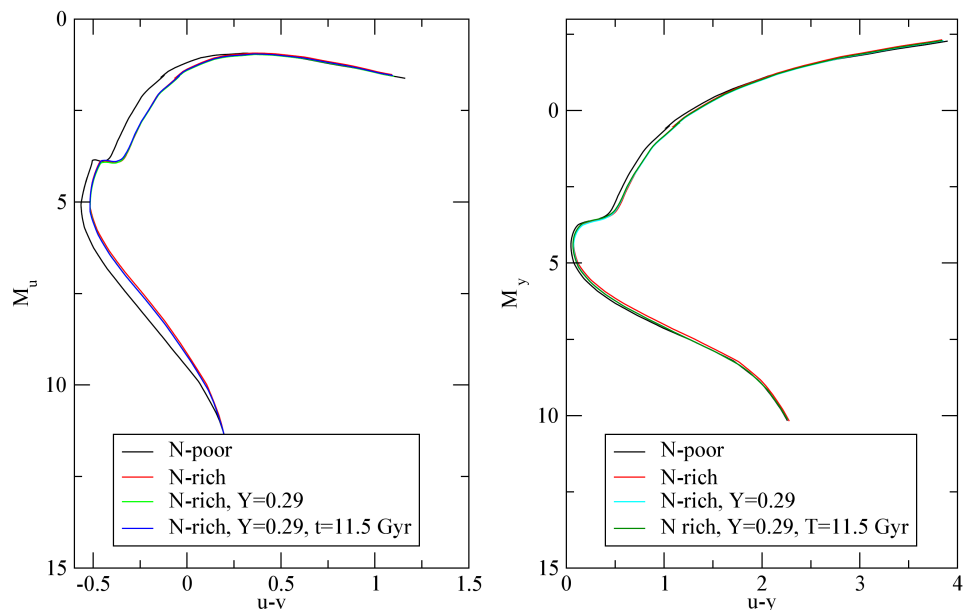


Figura 8.8: A sinistra: diagramma $M_u - (u - v)$ per le misture considerate. A destra: diagramma $M_y - (u - y)$ per le misture considerate. Le composizioni chimiche e la mixing length sono le stesse di figura 8.1

dovuti alle anticorrelazioni, eccetto che nella sequenza principale del diagramma $M_y - (u - y)$: l'utilizzo di M_y sull'asse delle ordinate (filtro in cui le correzioni bolometriche sono identiche per le due misture) fa in modo che anche gli effetti delle anticorrelazioni portino a piccoli spostamenti nelle sequenze principali. In questo diagramma la distanza tra le sequenze principali si mantiene costante in indice di colore a 0.07 mag se non si considera la variazione di Y . Considerandola, le sequenze si avvicinano fino a sovrapporsi nella bassa MS. Nel diagramma $M_u - (u - v)$, al contrario, le sequenze principali rimangono separate anche considerando una variazione di Y , fino a un massimo di 0.08 mag in indice di colore. Al turnoff ci sono differenze di indice di colore rispettivamente di 0.05 e 0.03 mag. Nel ramo delle giganti rosse le differenze in indice di colore tra le due popolazioni rimangono sotto il decimo di magnitudine: 0.05 mag nel diagramma $M_y - (u - y)$, 0.09 mag nel diagramma $M_u - (u - v)$, sempre costanti dalla base fino al bump.

Analizziamo a parte il diagramma $M_y - c_y$, particolarmente utile per l'osservazione di RGB multiple poiché in questi filtri il ramo delle giganti rosse ha un andamento verticale fino al bump. Anche in questo caso la differenza di indice di colore tra le due popolazioni in RGB arriva a un massimo di 0.08 mag se non si considera l'aumento dell'elio e di 0.09 mag se lo si considera. Si tratta comunque di valori abbastanza piccoli che nelle osservazioni porterebbero al massimo a un allargamento piuttosto che a nette

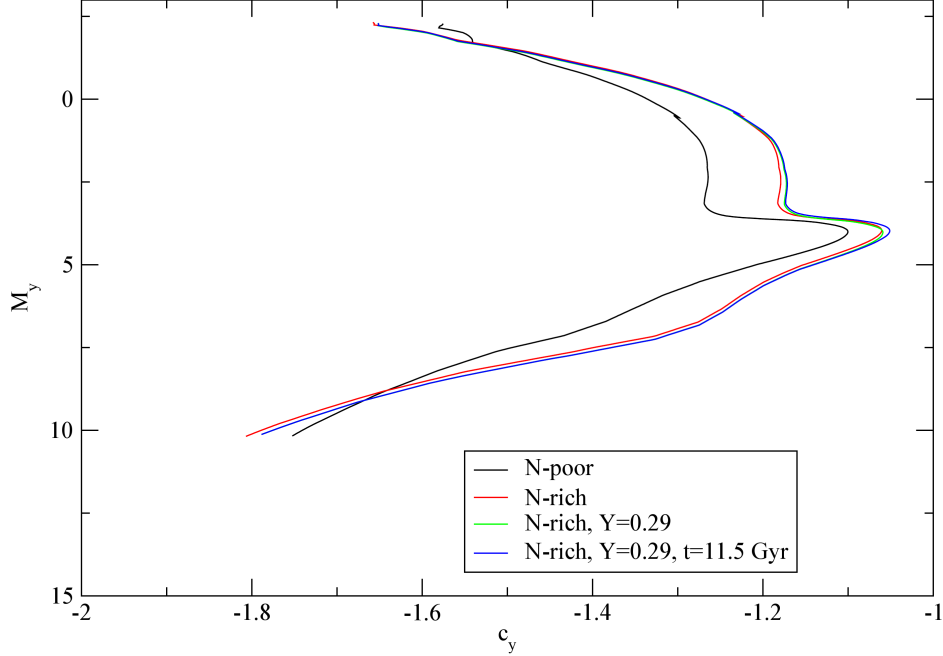


Figura 8.9: Diagramma $M_y - c_y$ per le varie misture considerate. Le composizioni chimiche e la mixing length sono le stesse di figura 8.1

tracce multiple.

8.4 Confronto con dati osservativi

A questo punto possiamo procedere ad un confronto diretto con i dati osservativi di M4. Per fare ciò abbiamo utilizzato i dati forniti gentilmente da Antonio Milone su osservazioni nelle bande U, V, B, I del sistema Johnson (Monelli et al., 2013) ottenute tramite il telescopio .2m MPG ESO situato a La Silla (Chile). Le bande sono le stesse delle osservazioni di Marino et al. (2008), permettendo quindi una verifica della discrepanza teoria-osservazione.

Per confrontare i dati con le osservazioni bisogna tener conto della presenza di gas e polveri sulla linea di vista che va dalle stelle osservate alla Terra. La materia interstellare assorbe parzialmente la luce emessa dalla stella (estinzione). Inoltre l'entità dell'estinzione è differente nelle varie bande: è più forte nelle bande a basse lunghezze d'onda, spostando di conseguenza i colori delle stelle verso il rosso (arrossamento).

Come enunciato nel paragrafo 6.8, detto F_λ il flusso monocromatico alla superficie della stella, il flusso che giunge a Terra è dato dall'equazione 6.14,

che riporto qui:

$$f_\lambda = 10^{-0.4A_\lambda} \left(\frac{R}{d}\right)^2 F_\lambda$$

dove A_λ è l'assorbimento interstellare misurato in magnitudini, R è il raggio della stella e d la sua distanza dall'osservatore. Il coefficiente di assorbimento A_λ è definito in modo che la magnitudine di una stella osservata in una banda centrata nella lunghezza d'onda λ risulti aumentata di A_λ rispetto a un'ipotetica misura della magnitudine della stessa stella alla stessa distanza ma senza assorbimento interstellare.

L'ipotetica misura della magnitudine di una stella senza tener conto degli effetti dell'estinzione è legata al modulo di distanza dell'ammasso. Il modulo di distanza, DM , è definito come la differenza tra la magnitudine apparente e la magnitudine assoluta dell'ammasso in ipotetiche osservazioni in cui non ci siano effetti dell'assorbimento interstellare:

$$DM = (m - M)_0 \quad (8.1)$$

La magnitudine apparente misurata in una banda a lunghezza d'onda λ è quindi legata alla magnitudine assoluta calcolata con i nostri modelli dalla formula:

$$m_\lambda = M_\lambda + DM + A_\lambda \quad (8.2)$$

dove definiamo *modulo di distanza arrossato* la quantità $(DM + A_\lambda)$.

I coefficienti di estinzione A_λ nelle varie bande sono ovviamente legati tra loro. In particolare si definisce la quantità:

$$R_V \equiv \frac{A_V}{A_B - A_V} = \frac{A_V}{E(B - V)} \quad (8.3)$$

che dipende dalle caratteristiche del mezzo interstellare ed è solitamente assunta uguale a 3.1.

I rapporti tra i vari coefficienti di estinzione prendono poi la forma:

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = a(\lambda) + \frac{b(\lambda)}{R_V} \quad (8.4)$$

dove i coefficienti $a(\lambda)$ e $b(\lambda)$ per le varie bande che abbiamo adottato per questo lavoro sono indicati nella tabella 2 di Cardelli et al. (1989), che è il lavoro di riferimento generalmente adottato in letteratura.

Un buon indicatore del modulo di distanza e dei coefficienti di estinzione è il ramo orizzontale di età zero (ZAHB): infatti la morfologia della ZAHB è scarsamente dipendente dall'età dell'ammasso, di conseguenza basterebbe scegliere i valori del modulo di distanza e dei coefficienti di estinzione in modo che i dati vadano a riprodurre la ZAHB osservativa. Le altre parti

dell'isocrona, invece, sono dipendenti dall'età dell'ammasso (in particolare la posizione del turnoff) e dal valore della mixing length (in particolare la bassa sequenza principale e il ramo delle giganti rosse, regioni in cui le strutture sono quasi completamente convettive).

8.4.1 Arrossamento differenziale

Tutto quanto detto finora presuppone che i valori dei coefficienti di estinzione siano gli stessi per tutte le stelle dell'ammasso, cioè che la quantità di materia interstellare sia la stessa lungo le diverse linee di vista. Questo, in generale, non è verificato per tutti gli ammassi globulari. In particolare per l'ammasso M4 ci sono evidenze di un forte arrossamento differenziale, cioè di valori diversi di $E(B - V)$ per stelle in posizioni diverse dell'ammasso. Queste differenze sono dovute alla presenza, sulla linea di vista, del complesso di nubi Sco-Oph. Hendricks et al. (2012), per esempio, hanno ricavato, tra regioni diverse dell'ammasso, un $\delta E(B - V) > 0.2$. Descrivo brevemente il metodo utilizzato per ricavare il valore dell'arrossamento differenziale. Nel diagramma colore-magnitudine osservativo $M_V - (B - V)$ viene stabilita la ridge line della sequenza principale, cioè la linea che fitta meglio la disposizione centrale delle stelle della sequenza principale. Per trovare l'arrossamento associato all'osservazione di una stella, viene preso il gruppo di 20-30 stelle a essa spazialmente più vicine e di sequenza principale. Si determina quindi il $\delta E(B - V)$, a fissato R_V (trovando quindi anche il coefficiente di estinzione A_V), necessario per correggere la posizione di questo gruppo di stelle nel diagramma colore-magnitudine minimizzando la distanza media dalla ridge line della sequenza principale. In questo modo si trova il valore dell'arrossamento differenziale associato all'osservazione di ogni stella.

8.4.2 Variazioni nella legge di arrossamento

Le numerose analisi presenti in letteratura sull'ammasso M4 evidenziano anche variazioni delle leggi medie di arrossamento diverse rispetto a quelle standard utilizzate per gli ammassi globulari. In particolare il valore di R_V nelle leggi di Cardelli et al. (1989), dipendente dalle caratteristiche del mezzo interstellare e solitamente assunto uguale a 3.1, sembra essere maggiore di questo valore. In letteratura si trovano diversi valori, sempre compresi tra 3 e 4. Per esempio Ivans et al. (1999) trovano che $R_V = 3.4 \pm 0.4$ confrontando le temperature effettive derivate fotometricamente per le giganti rosse con quelle derivanti dagli spettri sintetici; Dixon & Longmore (1993) hanno trovato un valore "più vicino a 4 che a 3" valutando la posizione relativa delle RGB di M4 e di altri ammassi. Hendricks et al. (2012), infine, ricavano $R_V = 3.62 \pm 0.07$.

8.4.3 Confronto tra isocrone teoriche e dati osservativi

Occupiamoci ora del confronto tra le isocrone calcolate teoricamente con i nostri modelli e i dati osservativi sull'ammasso, corretti per arrossamento differenziale. I dati sono quelli delle osservazioni di Monelli et al. (2013).

Iniziamo col dire che in nessuno dei diagrammi colore-magnitudine si nota la chiara presenza di tracce multiple nei dati osservativi: dalle simulazioni teoriche ci aspettavamo questo risultato, poiché le differenze in colore tra le tracce delle due diverse popolazioni sono troppo piccole, risultando minore dell'allargamento dovuto agli errori fotometrici.

Quando si effettua un confronto teoria-osservazione occorre innanzitutto trovare i parametri di arrossamento dell'ammasso. Tutto il procedimento è descritto per una fissata composizione chimica dei modelli; si assume cioè di aver calcolato i modelli per la corretta composizione chimica dell'ammasso. Volendo fare il confronto nel diagramma $M_V - (B - V)$, per esempio, occorre quindi capire i valori del modulo di distanza arrossato ($DM + A_V$) e dell'arrossamento $E(B - V)$. Il valore del modulo di distanza arrossato è la traslazione sull'asse delle ordinate da applicare alle isocrone teoriche per confrontarle con i dati, mentre il valore di $E(B - V)$ è la traslazione lungo l'asse delle ascisse.

Un buon metodo per trovare l'arrossamento differenziale e il modulo di distanza arrossato è il confronto della ZAHB calcolata teoricamente con i dati osservativi dell'ammasso. Infatti la morfologia della ZAHB, a differenza della sequenza principale, è con buona approssimazione indipendente dall'età dell'ammasso. Essa è inoltre pressoché orizzontale nella parte più rossa, permettendo un buon confronto con i dati per ricavare il modulo di distanza arrossato.

Per confrontare i dati con le simulazioni teoriche si segue dunque di solito il procedimento che descrivo. Innanzitutto si cerca il valore di $(DM + A_V)$ in modo che la magnitudine nella banda V della parte più rossa della ZAHB teorica coincida con il limite superiore di M_V delle stelle di ramo orizzontale nella parte rossa (ricordando che la magnitudine diminuisce all'aumentare della luminosità). Ricordiamo infatti che le stelle di ramo orizzontale si trovano sulla ZAHB all'inizio di questa fase e successivamente aumentano gradualmente la loro luminosità.

Nella parte blu, invece, il ramo orizzontale teorico presenta in genere un caratteristico "gomito" con un grosso aumento di M_V . Questo gomito, non presente nel diagramma H-R $L - T_e$, è dovuto all'andamento delle correzioni bolometriche in quella regione del grafico $M_V - (B - V)$ e non a un effettivo valore minore della luminosità bolometrica rispetto al resto della ZAHB. Infatti, man mano che le stelle diventano più calde, la loro luminosità nel V diminuisce (e di conseguenza aumenta la magnitudine). Una volta trovato il modulo di distanza è quindi possibile determinare il valore di $E(B - V)$ che permette di fittare meglio la parte blu del ramo orizzontale.

8.4. Confronto con dati osservativi

Una volta trovati i valori di $(DM + A_V)$ e di $E(B - V)$ per mezzo del ramo orizzontale si passa poi alla scelta dell'età dell'isocrona che permette di riprodurre al meglio il diagramma dell'ammasso. In particolare la posizione del turnoff (magnitudine e indice di colore) e la magnitudine della SGB sono sensibili all'età dell'ammasso, mentre la morfologia della sequenza principale e, in particolare, del ramo delle giganti rosse sono sensibili a variazioni del parametro di mixing length α : all'aumentare di α aumenta l'efficienza del trasporto convettivo, di conseguenza aumentano la temperatura effettiva e l'indice di colore delle stelle. Il valore di α può quindi essere calibrato riproducendo il colore del ramo delle giganti rosse.

Una volta confrontate le isocrone teoriche con i dati osservativi in un diagramma colore-magnitudine va effettuato il confronto teoria-osservazione in altri diagrammi colore-magnitudine che coinvolgono filtri in altre bande, per esempio $M_B - (B - I)$ e $M_U - (U - B)$. Ovviamente, se il procedimento è consistente, si dovrebbero ottenere entro gli errori le stesse stime dell'età e del modulo di distanza dell'ammasso. La scelta dei parametri di arrossamento nelle diverse bande, e quindi le traslazioni da applicare alle isocrone teoriche nei diagrammi colore-magnitudine, è ovviamente legata ai parametri trovati nel grafico $M_V - (B - V)$. Infatti, utilizzando le relazioni di Cardelli et al. (1989), il coefficiente di estinzione nella banda V è dato dalla formula 8.3 e i rapporti tra i coefficienti di estinzione nelle diverse bande sono dati dalla formula 8.4. L'unico parametro libero è il coefficiente R_V , dipendente dalle caratteristiche qualitative della materia interstellare e in genere uguale a 3.1.

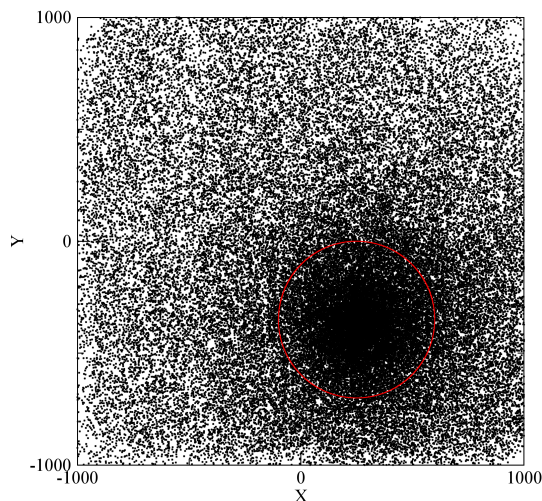


Figura 8.10: Regione di cielo di cui abbiamo a disposizione i dati fotometrici. Le stelle selezionate per l'analisi date sono quelle comprese nell'area delimitata dalla circonferenza rossa. Dati forniti da Monelli et al. (2013).

Selezione del campione osservativo

Innanzitutto ho selezionato il campione osservativo fornitomi. I dati a nostra disposizione, infatti, riguardano una porzione di cielo in cui sono inclusi l'ammasso M4 e alcune stelle di campo, cioè stelle non appartenenti all'ammasso ma presenti sullo sfondo della stessa regione di cielo. Per distinguere le stelle dell'ammasso dalle stelle di campo si possono utilizzare svariate tecniche. Una buona tecnica consiste nell'analisi dei moti propri delle stelle che permette di capire, in base alla sua velocità apparente nel cielo, se il moto di ogni stella è cinematicamente compatibile con l'appartenenza all'ammasso. Purtroppo nei dati a nostra disposizione non ci sono informazioni sui moti propri. Un'altra tecnica, descritta in Monelli et al. (2013), consiste nel selezionare solo le stelle presenti in una determinata regione del diagramma $(U - V) - (B - I)$. Questo metodo è valido ma presenta difficoltà specie negli ammassi ad alta metallicità come M4: infatti, all'aumentare della metallicità, il ramo delle giganti rosse, sovrapposto alla sequenza principale a metallicità più basse, tende a spostarsi verso colori più rossi, rendendo più difficile e affetta da errori la distinzione tra le stelle dell'ammasso e le stelle di campo.

Ho deciso di eliminare le stelle di campo con un metodo molto semplice che consiste nel selezionare, all'interno del campione osservativo, le stelle che spazialmente sono nella regione del campo, indicata in figura 8.10, che dovrebbe contenere la maggioranza delle stelle dell'ammasso. In questo modo si eliminano buona parte delle stelle di campo. In figura 8.11 è rappresentato il diagramma $M_V - (B - V)$ prima e dopo la selezione del campione osservativo.

Diagramma V-(B-V)

Ho riportato i dati osservativi e le isocrone teoriche nel diagramma $M_V - (B - V)$ trovando il modulo di distanza arrossato e l'arrossamento $E(B - V)$ adatti. Per quanto riguarda il modulo di distanza arrossato $DM + A_V$ ho utilizzato la procedura descritta in precedenza, cercando di far combaciare la parte più rossa della ZAHB teorica con il limite inferiore dei dati osservativi. Ovviamente, come si vede in figura, il limite inferiore osservativo della ZAHB non è netto, dando quindi luogo a un'incertezza sul modulo di distanza generalmente stimata attorno a 0.05 mag. La parte rossa del ramo orizzontale è popolata da stelle appartenenti alla popolazione N-poor, di conseguenza ho utilizzato la ZAHB di questa popolazione per il confronto con i dati osservativi. Il valore trovato per il modulo di distanza è $DM + A_V = 12.81 \pm 0.05$.

Come detto in precedenza, per trovare l'arrossamento $E(B - V)$ si utilizza in genere il gomito nella zona blu del ramo orizzontale. Nel nostro caso avremmo dovuto utilizzare in quella regione le ZAHB calcolate per la popo-

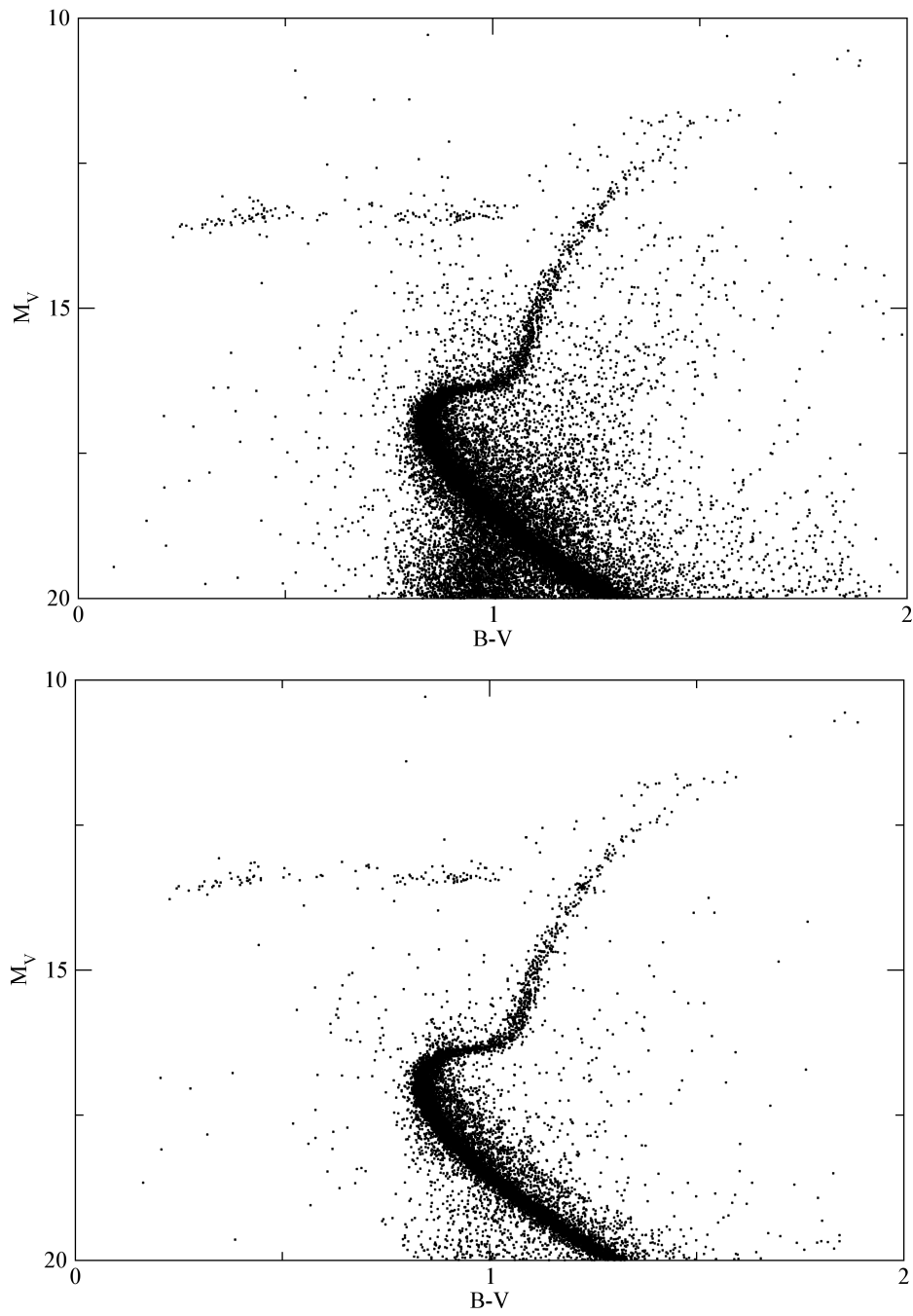


Figura 8.11: Diagramma $M_V - (B - V)$ delle stelle in figura 8.10 prima e dopo aver selezionato il campione osservativo.

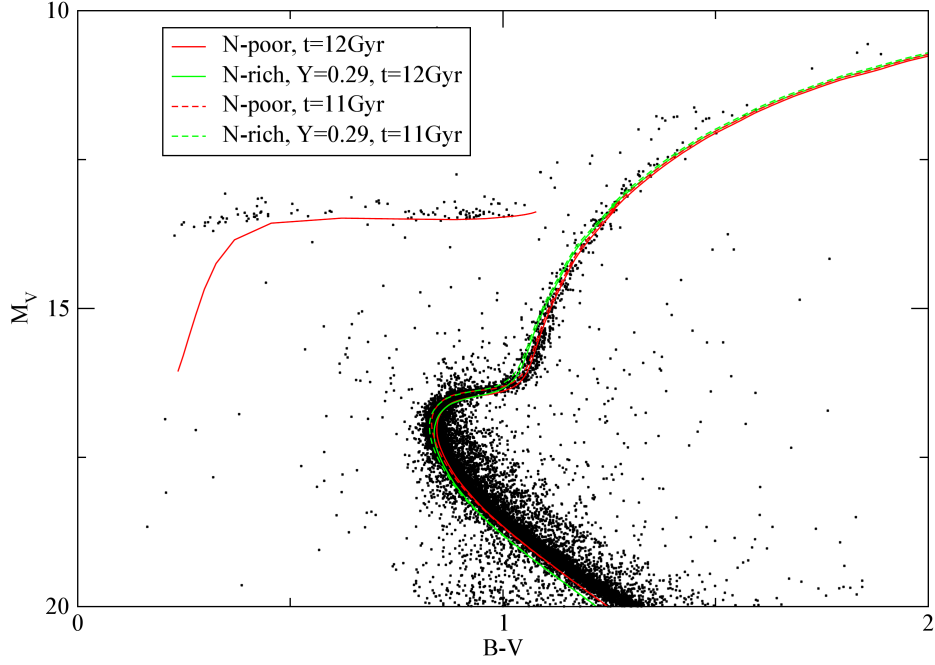


Figura 8.12: Diagramma $M_V - (B - V)$ dell'ammasso con i dati di Monelli et al. (2013) corretti per arrossamento differenziale. Sono riportate le isocrone della popolazione N-poor e della popolazione N-rich con $Y=0.29$ per le età di 11 Gyr e 12 Gyr. Si è assunto $DM = 1.34$, $A_B = 1.90$, $A_V = 1.47$

lazione N-rich arricchita in elio, popolazione a cui sembrano appartenere le stelle nella regione blu del ramo orizzontale. La diminuzione di M_V nel ramo orizzontale, pur prevista dai miei modelli teorici, non è però riscontrabile nei dati osservativi. Va però notato che la coda blu a basse magnitudini nel diagramma $M_V - (B - V)$, non presente nei dati a nostra disposizione, è stata rilevata in altre osservazioni, per esempio in quelle riportate in Villanova et al. (2012). Si pongono quindi due problemi: innanzitutto la discrepanza tra i dati e i modelli in questa regione del diagramma colore-magnitudine; secondariamente un problema nella determinazione di $E(B - V)$.

Iniziamo dal secondo problema. Ho cercato il valore di $E(B - V)$ che riproducesse al meglio il colore del turnoff e della parte alta della sequenza principale. Il colore di queste regioni è però dipendente dal valore assunto per la mixing length. Ho quindi cercato il valore di mixing length che riproducesse al meglio la pendenza del ramo delle giganti rosse. Dall'analisi delle isocrone calcolate con i valori di α pari a 1.7, 1.8 e 1.9 risulta che il valore di mixing length che riproduce al meglio la pendenza della RGB è $\alpha = 1.9$. Successivamente ho confrontato le isocrone corrispondenti a diverse età con i dati, cercando l'età e il valore di $E(B - V)$ che permettessero di riprodurre il

colore del turnoff (affetto però da grandi errori fotometrici), la magnitudine del turnoff e del ramo delle subgiganti e il colore del ramo delle giganti rosse. Come si può vedere in figura 8.13, le isocrone che fittano meglio i dati sono quelle corrispondenti a un'età di 11 Gyr con un valore di $E(B - V)$ pari a 0.40. La stima delle età è affetta comunque da grandi incertezze, dell'ordine del miliardo di anni.

In tutto questo procedimento ho utilizzato le isocrone teoriche calcolate con la mistura N-poor. In questo diagramma, comunque, come discusso in precedenza le differenze tra le isocrone delle due popolazioni sono così piccole da essere praticamente irrilevanti nel confronto con i dati sperimentali.

La discrepanza tra i dati e i modelli nella parte blu della ZAHB farebbe ipotizzare una sovrastima di $E(B - V)$: se fosse sovrastimato di almeno 0.1, infatti, le stelle si troverebbero tutte nella parte orizzontale della ZAHB teorica e sarebbe quindi spiegata l'assenza del gomito nei dati. Tuttavia un valore così basso di $E(B - V)$ sarebbe in disaccordo con la posizione della sequenza principale, della SGB e della RGB. Questo problema rimane quindi aperto e sicuramente sarebbero necessarie ulteriori analisi e confronti con altri dati osservativi relativi allo stesso ammasso.

Diagrammi colore-magnitudine in altre bande fotometriche

I risultati trovati per l'età e il modulo di distanza possono essere verificati anche in altre bande fotometriche. Ho quindi riportato i dati osservativi e le isocrone teoriche anche nei diagrammi $M_U - (U - B)$, $M_B - (B - I)$, $M_V - (V - I)$. Per le relazioni tra i coefficienti di estinzione nelle varie bande ho utilizzato le leggi di Cardelli et al. (1989) con $R_V = 3.62$, valore trovato da Hendricks et al. (2012).

I risultati ottenuti sono i seguenti:

- Le magnitudini delle ZAHB e i valori degli arrossamenti nei vari diagrammi colore-magnitudine sono coerenti con i valori di $A_U = 2.15$, $A_B = 1.90$, $A_V = 1.47$, $DM = 11.34$, per isocrone di $(11 \pm 1)Gyr$, ottenuti da $E(B - V) = 0.4$ e dalle leggi di Cardelli et al. (1989) con un valore di $R_V = 3.62$.
- Con i parametri utilizzati la RGB del diagramma $M_U - (U - B)$ (figura 8.13) ha un indice di colore più piccolo di circa 0.1 magnitudini rispetto a quello necessario per riprodurre bene i dati osservativi. Un'eventuale correzione dell'arrossamento per fittare bene la RGB non permetterebbe però la riproduzione del colore del turnoff. I problemi riscontrati nella riproduzione di questo diagramma colore-magnitudine potrebbero essere dovuti ai modelli di atmosfera utilizzati. In particolare le liste di linee di assorbimento atomiche e bande molecolari sono incomplete e questo può portare a errori nella riproduzione di diagrammi che coinvolgono il filtro ultravioletto. Nel diagramma osservativo $M_U - (U - B)$

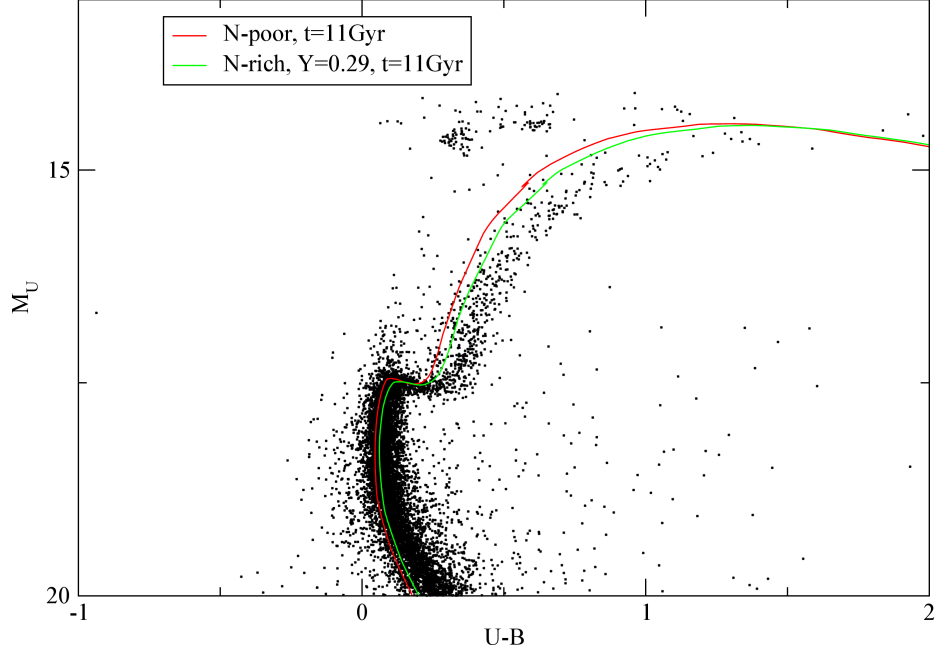


Figura 8.13: Diagramma $M_U - (U - B)$ dell'ammasso con i dati di Monelli et al. (2013) corretti per arrossamento differenziale. Sono riportate le isocrone della popolazione N-poor e della popolazione N-rich con $Y=0.29$ per l'età di 11 Gyr. Si è assunto $DM = 1.34$, $A_U = 2.15$, $A_B = 1.90$

si rivela anche un allargamento della RGB di ~ 0.2 magnitudini, che potrebbe essere dovuto a errori fotometrici o alla presenza residua di stelle di campo. In effetti nel diagramma $M_V - C_{UBI}$, che coinvolge sempre il filtro ultravioletto, l'allargamento osservato in RGB è più piccolo di un fattore 2.

- Il colore dell'alta sequenza principale, del turnoff e della RGB nei diagrammi che coinvolgono il filtro infrarosso I (figure 8.14 e 8.15) tornano bene con un valore di $A_I = 0,90 \pm 0.05$. Questo valore si discosta da quello calcolato con le leggi di Cardelli et al. (1989) assumendo i valori di A_U , A_B , A_V e R_V che ho utilizzato: il valore calcolato sarebbe infatti di 0.75. Variando il valore di R_V , unico parametro libero a disposizione, non sono comunque riuscito a trovare una soluzione soddisfacente.

Si potrebbe ipotizzare che i problemi riscontrati nella riproduzione dei diagrammi colore-magnitudine osservativi, in particolare nella valutazione dell'arrossamento quando sono coinvolti i filtri infrarossi, possano essere dovuti a difficoltà nelle correzioni dell'arrossamento differenziale. Ricordiamo

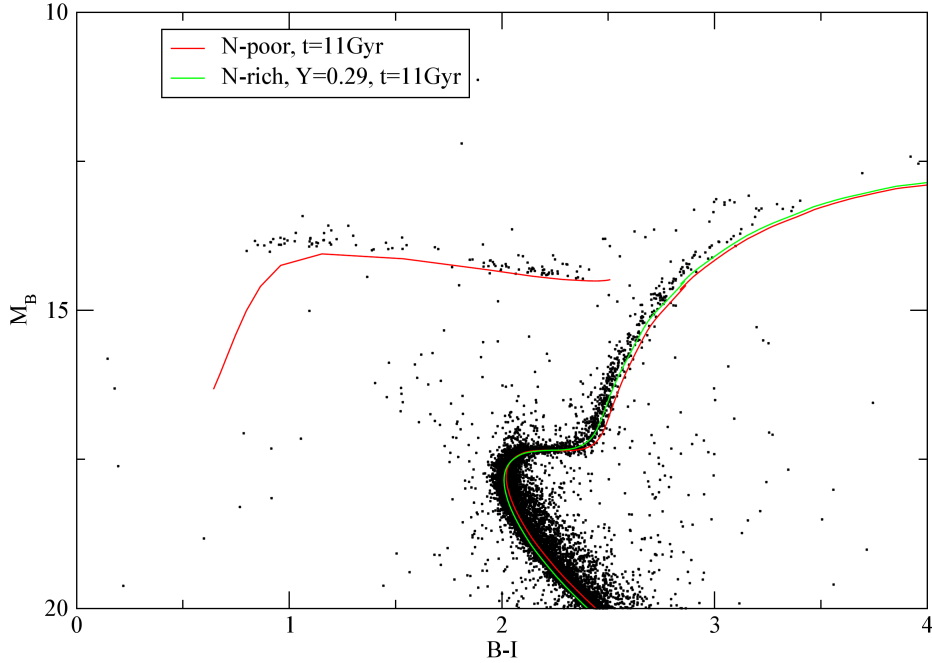


Figura 8.14: Diagramma $M_B - (B - I)$ dell'ammasso con i dati di Monelli et al. (2013) corretti per arrossamento differenziale. Sono riportate le isocrone della popolazione N-poor e della popolazione N-rich con $Y=0.29$ per l'età di 11 Gyr. Si è assunto $DM = 1.34$, $A_B = 1.90$, $A_I = 0.90$

infatti che l'ammasso M4 presenta un alto valore di $E(B - V)$ (pari a 0.4 nella mia analisi) molto variabile tra un punto e l'altro dell'ammasso, con $\delta E(B - V) > 0.2$ Hendricks et al. (2012). Le correzioni per arrossamento differenziale sono effettuate rispetto al valore medio di arrossamento: dato il suo alto valore, anche un piccolo errore percentuale nella stima del valore medio dell'arrossamento potrebbe tradursi in incertezze di parecchi centesimi di magnitudine.

Posso anche supporre che oltre ai valori dei coefficienti di estinzione e degli arrossamenti sia variabile tra una linea di vista e l'altra anche il valore di R_V , dovuto alle caratteristiche qualitative del mezzo interstellare lungo la linea di vista (mentre i coefficienti di estinzione sono legati alla quantità di materia interstellare presente lungo la linea di vista).

Ho infine riportato le isocrone e i dati nel diagramma $M_V - C_{UBI}$. L'indice $C_{UBI} = (U - B) - (B - I)$ è stato recentemente utilizzato per l'osservazione di rami multipli delle giganti rosse in ammassi globulari per la prima volta da Monelli et al. (2013). Si è infatti verificato che in questo diagramma le RGB hanno un andamento circa verticale e si riesce a osservare un grande

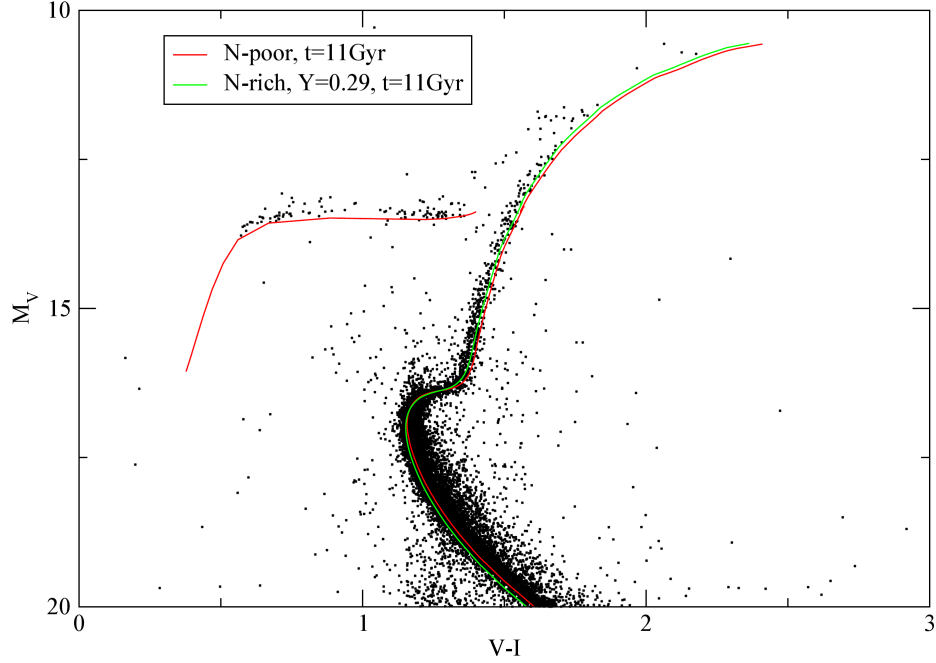


Figura 8.15: Diagramma $M_V - (V - I)$ dell'ammasso con i dati di Monelli et al. (2013) corretti per arrossamento differenziale. Sono riportate le isocrone della popolazione N-poor e della popolazione N-rich con $Y=0.29$ per l'età di 11 Gyr. Si è assunto $DM = 1.34$, $A_V = 1.47$, $A_I = 0.90$

splitting in colore dovuto alle differenze nelle composizioni chimiche. Lo splitting in colore è dovuto al fatto che nei diagrammi con indice di colore ($U - B$) il colore è molto sensibile a variazioni nella composizione dei metalli che comportano anticorrelazioni CNO/Na, come visto anche in questa tesi; il colore ($B - I$), invece, è molto sensibile a variazioni nelle abbondanze di elio, specie alla base della RGB (Monelli et al., 2013). Dato che le popolazioni di un ammasso globulare si differenziano in genere sia per anticorrelazioni CNO/Na che per variazioni nelle abbondanze di elio, lo studio del diagramma $M_V - C_{UBI}$ permette di vedere sommati gli effetti di queste differenze.

I risultati sono riportati in figura 8.16. Si può vedere che le nostre isocrone riproducono, in prima approssimazione, la dispersione osservata per la RGB in indice di colore: la differenza tra le isocrone teoriche è di 0.07 magnitudini costanti lungo tutta la RGB, leggermente minore dell'allargamento presente nei dati osservativi, in cui però si deve tener conto anche degli errori fotometrici. Le isocrone teoriche non riproducono invece la pendenza della RGB. Questo problema dovrebbe essere legato al fatto che anche nell'altro diagramma che coinvolge il filtro U, $M_U - (U - B)$, i nostri modelli

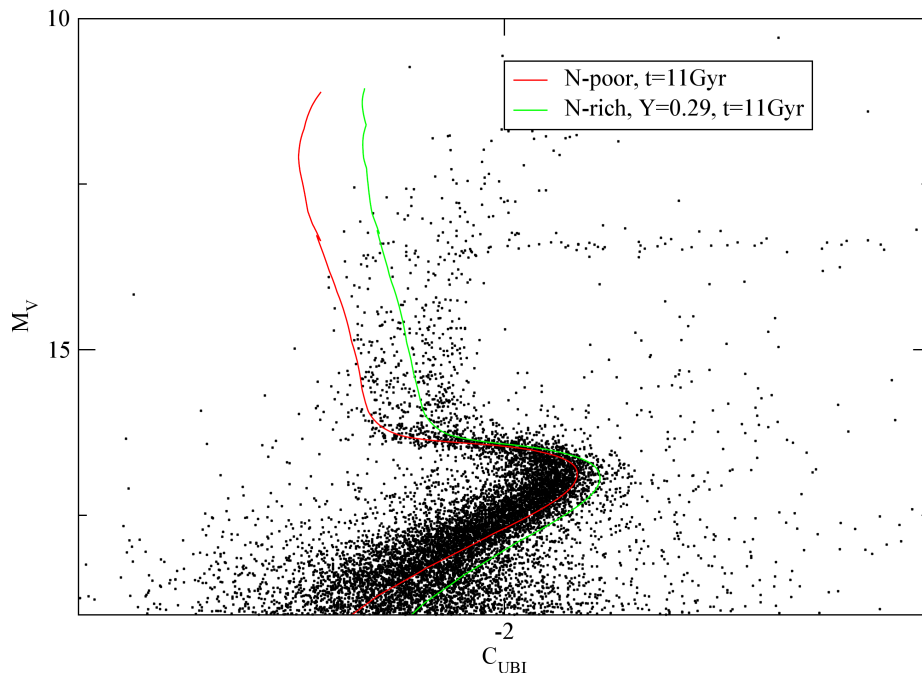


Figura 8.16: Diagramma $M_V - (C_{UBI})$ dell'ammasso con i dati di Monelli et al. (2013) corretti per arrossamento differenziale. Sono riportate le iso-crone della popolazione N-poor e della popolazione N-rich con $Y=0.29$ per l'età di 11 Gyr. Si è assunto $DM = 1.34$, $A_U = 2.15$, $A_B = 1.90$, $A_V = 1.47$, $A_I = 0.90$

non riescono a riprodurre la pendenza del ramo delle giganti rosse, e potrebbe essere dovuto a linee mancanti nei modelli di atmosfera nell'intervallo di lunghezza d'onda della banda ultravioletta.

8.5 Confronto con altri autori

Lo scopo di questo lavoro era quello di verificare la possibilità di osservare tracce multiple, dovute alla presenza di due popolazioni con diverse composizioni chimiche, nei diagrammi colore-magnitudine dell'ammasso M4.

I modelli teorici prevedono distinzioni relativamente piccole tra le due popolazioni in tutti i diagrammi colore-magnitudine.

Le osservazioni dei diagrammi colore-magnitudine dell'ammasso M4 non hanno mai rivelato la presenza di tracce multiple. È solo stato osservato un allargamento della RGB nel diagramma $M_U - (U - B)$. Combinando dati fotometrici e dati spettroscopici Marino et al. (2008) hanno attribuito questo allargamento alla presenza di due popolazioni stellari con diverse

composizioni chimiche, trovando una differenza di colore media tra le due popolazioni di 0.17 magnitudini. I nostri modelli, come del resto quelli di Marino et al. (2008), non riescono a spiegare questa differenza di colore: nel diagramma $M_U - (U - B)$ la differenza in indice di colore delle due popolazioni stellari è di 0.04 magnitudini alla base della RGB e aumenta fino a 0.06 magnitudini nella parte alta.

I nostri modelli teorici spiegano invece abbastanza bene l'allargamento della RGB nel diagramma $M_V - C_{UBI}$ nelle osservazioni di Monelli et al. (2013): l'allargamento della RGB è dell'ordine di 0.1 mag, mentre la differenza in indice di colore tra le nostre isocrone è di 0.07 mag.

Nel confronto tra le isocrone e i dati osservativi ho riscontrato numerosi problemi nella determinazione del modulo di distanza e dei parametri di estinzione nelle varie bande: in particolare, con la legge di arrossamento adottata, risulta sottostimata di ~ 0.15 mag l'estinzione nel filtro I.

Per il parametro di arrossamento $E(B - V)$, trovato fittando, come descritto, la posizione della parte bassa della RGB, ho trovato il valore medio di 0.40. I valori presenti in letteratura vanno da 0.35 di Hansen et al. (2004), ottenuti dallo studio della sequenza di raffreddamento delle nane bianche, a 0.37 ± 0.01 di Hendricks et al. (2012) ottenuti dal confronto tra isocrone e modelli teorici nel diagramma $M_V - (B - V)$, a 0.392 di Kaluzny et al. (2013) ottenuti dal confronto tra il diagramma di M4 e quello di NGC 6362, un ammasso con la stessa metallicità di M4 e affetto pochissimo da fenomeni di arrossamento.

Per quanto riguarda i diagrammi nel filtro I, l'arrossamento $E(B - I) = 1$, necessario per fittare bene i nostri dati ma sovrastimato di 0.15 dalla legge di arrossamento utilizzata, è stato ricavato anche da D'Antona et al. (2009) nel confronto tra isocrone teoriche e dati osservativi per studiare le età relative tra l'ammasso M4 e NGC1851 e l'effetto di eventuali aumenti nella somma $C + N + O$ nelle popolazioni stellari di quest'ultimo ammasso. Gli stessi autori hanno anche trovato un modulo di distanza arrossato $DM + A_V = 12.77$ mag, mentre il valore da me ricavato è di 12.81 mag. Nel lavoro di D'Antona et al. (2009) è stato studiato solo questo diagramma colore-magnitudine, non dando ulteriori indicazioni sul modulo di distanza e sull'arrossamento nelle altre bande. Occorre notare inoltre che D'Antona et al. (2009) hanno usato misture con α -enhancement di 0.4 ma con metallicità $Z = 0.001$, significativamente minore di quella da me utilizzata e ricavata da dati spettroscopici ($Z = 0.0025$).

Il lavoro più completo in letteratura in cui si ricavano il modulo di distanza e i coefficienti di estinzione per l'ammasso M4 è quello di Hendricks et al. (2012). Rispetto a questo lavoro nel mio confronto teoria-osservazione il valore di $E(B - V)$ è leggermente più alto, 0.40 invece che 0.37. Utilizzando le relazioni di Cardelli et al. (1989) con $R_V = 3.62$ si ricava $DM = 1.34$, in accordo entro gli errori sperimentali con il valore di Hendricks et al. (2012), pari a 11.28 ± 0.06 . A differenza di Hendricks et al. (2012) non riesco però a

trovare l'accordo teoria-osservazione in tutti i diagrammi colore-magnitudine utilizzando le stesse relazioni di Hendricks et al. (2012) per legare tra di loro i coefficienti di arrossamento.

8.6 Sommario

In questo capitolo ho affrontato l'analisi teorica della posizione delle diverse sottopopolazioni dell'ammasso M4 nel diagramma H-R e nei diagrammi colore-magnitudine selezionati per valutare la possibilità di osservazione di tracce multiple.

Nel diagramma H-R, però, le differenze tra le due popolazioni sono molto piccole e dovute solo alla leggera differenza di metallicità tra le due popolazioni secondo i dati a nostra disposizione. Solo la variazione stimata nell'abbondanza di elio tra le due popolazioni produce gli effetti già noti in letteratura: sequenza principale sottoluminosa, maggiore luminosità del bump della RGB, maggiore luminosità del ramo orizzontale.

Ho poi riportato le isocrone in opportuni diagrammi colore-magnitudine calcolando le correzioni bolometriche con il codice ATLAS9. Nei diagrammi che coinvolgono filtri ultravioletti le isocrone relative alla popolazione N-rich sono spostate a indici di colore maggiori rispetto alla popolazione N-poor. Le differenze, in ogni caso, non superano mai il decimo di magnitudine, nemmeno nei diagrammi calcolati con i filtri Strömgren che dovrebbero essere più sensibili a variazioni nelle abbondanze di azoto.

I modelli teorici non sono in accordo con la RGB multipla trovata da Marino et al. (2008) nel diagramma $M_U - (U - B)$, poiché le differenze misurate in indice di colore sono molto maggiori di quelle calcolate teoricamente, mentre sono approssimativamente in accordo con i dati di Monelli et al. (2013) nel diagramma $M_V - C_{UBI}$.

Concludendo, i dati fotometrici su questo ammasso sono ancora piuttosto controversi, con differenze tra le diverse osservazioni. Sarebbero quindi necessarie un'analisi più precisa dei dati fotometrici e una stima accurata dell'arrossamento.

Conclusioni

In questa tesi ho studiato gli effetti evolutivi su stelle di ammasso globulare di differenti composizioni chimiche con anticorrelazioni negli elementi CNO_a. Infatti, contrariamente allo scenario accreditato fino a pochi anni fa che considerava le stelle di ammasso globulare come chimicamente omogenee, in tutti gli ammassi globulari in cui sono state effettuate osservazioni spettroscopiche sono state rilevate differenze stella a stella nelle composizioni chimiche superficiali caratterizzate da queste anticorrelazioni. Si ritiene che queste differenze di composizioni chimiche siano dovute alla presenza in ogni ammasso di due o più popolazioni stellari, ognuna approssimativamente chimicamente omogenea, create in diversi episodi di formazione.

Con la notevole eccezione di alcuni tra gli ammassi più massicci della nostra galassia, le diverse popolazioni all'interno di un ammasso sono solitamente caratterizzate dallo stesso valore di $[Fe/H]$, buon indicatore della metallicità totale delle stelle, e dallo stesso valore della somma $[\frac{C+N+O}{Fe}]$.

Nella prima parte di questa tesi ho quindi studiato gli effetti evolutivi di diversi gradi di anticorrelazione tra gli elementi chimici mantenendo costante la somma $[\frac{C+N+O}{Fe}]$.

I primi risultati riguardano le caratteristiche delle isocrone relative a cinque misture, una di riferimento e quattro con diversa entità nelle anticorrelazioni CNO_a rispetto ad essa. Questo lavoro completa quello di Sbordone et al. (2011), quindi abbiamo deciso di adottare la stessa mistura di riferimento degli autori citati. In questa prima parte del lavoro sono state studiati modelli evolutivi a metallicità fissata, $Z = 2.5 \cdot 10^{-3}$, e a Y fissato a 0.25.

In accordo con i risultati già presenti in letteratura non ho trovato differenze tra le isocrone in nessuna regione del diagramma H-R luminosità - temperatura efficace.

Ho poi studiato il comportamento delle isocrone in alcuni diagrammi colore-magnitudine ottenuti tramite opportune combinazioni di filtri: in particolare ho studiato effetti fotometrici di variazioni nelle abbondanze su diagrammi che coinvolgono i filtri Johnson e Strömgren. Dall'analisi delle correzioni bolometriche ho ricavato che le differenze principali tra le isocrone riguardano i diagrammi che coinvolgono le bande ultraviolette. Ho quindi generato isocrone in questi grafici con le misture a disposizione. L'effetto

qualitativo più importante è che le tre misture con anticorrelazioni più accentuate hanno diagrammi colore-magnitudine molto simili, sia in sequenza principale che nel ramo delle giganti rosse. L'unica mistura che presenta differenze nei diagrammi colore-magnitudine che interessano le bande ultraviolette con risultati intermedi tra quelli della mistura di riferimento e quelli della mistura con anticorrelazioni più estreme è quella con la minore entità delle anticorrelazioni. Quest'ultima mistura è caratterizzata da variazioni significative dell'abbondanza percentuale di azoto e da variazioni molto piccole nelle abbondanze percentuali di carbonio, ossigeno e azoto rispetto alla mistura di riferimento: si può quindi ipotizzare che l'influenza principale delle variazioni di composizione chimica sulle correzioni bolometriche sia dovuto all'abbondanza di azoto.

Sempre nella prima parte del lavoro ho studiato i diagrammi $M_U - (U - B)$ per valutare l'effetto delle anticorrelazioni al variare della metallicità, generando sette coppie di popolazioni stellari con metallicità diverse, da $Z = 10^{-4}$ a $Z = 10^{-2}$, coprendo così il range di metallicità caratteristico di ammassi antichi della nostra Galassia e di galassie esterne. Ho quindi analizzato le differenze di colore in alcuni punti significativi del diagramma colore-magnitudine in funzione della metallicità: si tratta di un aspetto non ancora studiato in letteratura. L'andamento qualitativo dei grafici è quello che ci si aspetta teoricamente: l'effetto delle anticorrelazioni tra due popolazioni di uguale metallicità diventa sempre più significativo all'aumentare della metallicità stessa.

Per concludere la prima parte del lavoro ho studiato l'effetto sui diagrammi colore-magnitudine di variazioni nelle abbondanze di elio che secondo alcuni potrebbero accompagnare le anticorrelazioni, come osservato nel caso di M4. Gli effetti qualitativi trovati sono quelli già ampiamente studiati in letteratura riguardanti lo spostamento della sequenza principale a luminosità più basse e della parte bassa della RGB a temperature effettive più alte. È tuttavia interessante notare che, nella sequenza principale del diagramma $M_U - (U - B)$, l'effetto delle anticorrelazioni è opposto a quello di un aumento dell'abbondanza di elio. La presenza di entrambe queste caratteristiche nella seconda popolazione di un ammasso globulare renderebbe quindi ancora più difficile la rilevazione di sequenze principali multiple.

Nella seconda parte del lavoro ho generato i modelli evolutivi specifici per l'ammasso M4, utilizzando per le composizioni chimiche i dati di Villanova & Geisler (2011). Le due popolazioni dell'ammasso M4 si differenziano per anticorrelazioni negli elementi CNO_{Na}, sempre a somma C+N+O circa costante, e per una leggera differenza nell'abbondanza di magnesio.

Ho generato le isocrone per le due popolazioni stellari nei diagrammi H-R e nei diagrammi colore-magnitudine che avevo precedentemente mostrato fornire le maggiori informazioni. Gli effetti qualitativi delle anticorrelazioni confermano i risultati trovati nella parte precedente del lavoro, con differenze tra le isocrone così piccole da rendere praticamente impossibile l'osservazione

di sequenze multiple (che infatti non sono state osservate in questo ammasso). L'unico dato relativo a rami multipli è quello di Marino et al. (2008) che, studiando la posizione nel ramo delle giganti rosse di stelle di cui era nota la composizione chimica, hanno trovato una differenza media in indice di colore ($U - B$) di 0.17 mag tra le due popolazioni. Le nostre simulazioni non spiegano questo dato e danno un valore molto minore, intorno a 0.04 mag. Quest'ultimo risultato è in accordo con quello di simulazioni effettuate dagli stessi Marino et al. (2008); nemmeno gli autori citati riescono a spiegare il disaccordo teoria-osservazione. Per poter fare delle ipotesi sarebbe comunque necessario conoscere dettagli sulle tecniche osservative utilizzate.

Vista la discrepanza presente tra i dati osservativi di Marino et al. (2008) e le previsioni teoriche abbiamo deciso di confrontarci con altri dati osservativi indipendenti disponibili. Ho quindi confrontato le mie simulazioni con i dati osservativi di Monelli et al. (2013), sempre riguardanti osservazioni fotometriche nelle bande U, B, V, I del sistema Johnson. Il confronto con questi dati ha però presentato numerosi problemi. Innanzitutto i dati sono privi della parte più calda del ramo orizzontale e questo rende più difficile la stima dell'arrossamento dell'ammasso che già di per sé è molto problematica. Non è infatti stato possibile trovare una calibrazione consistente dei parametri di arrossamento nei diversi filtri in cui sono presenti i diagrammi colore-magnitudine osservativi, in particolare in quelli che coinvolgono il filtro infrarosso. Questi problemi possono essere dovuti alle incertezze sul parametro di arrossamento R_V e alla grande entità dell'arrossamento differenziale che caratterizza l'ammasso M4.

Nei dati viene osservato anche un allargamento di 0.1 mag della RGB nel diagramma $M_V - C_{UBI}$, un diagramma che coinvolge il filtro U e in cui la distanza tra i rami dovrebbe essere più grande di quella nel diagramma $M_U - (U - B)$ osservato da Marino et al. (2008): questo allargamento è molto minore da quello osservato da Marino et al. (2008) e quindi compatibile con quello di 0.07 mag previsto dalle nostre simulazioni. Le nostre previsioni teoriche, tuttavia, non riescono a riprodurre la pendenza del ramo delle giganti rosse. Questo problema, già riscontrato da altri autori, potrebbe essere dovuto a imprecisioni (in particolare linee mancanti) nella banda ultravioletta nei modelli di atmosfera da noi utilizzati.

In conclusione, dal punto di vista delle osservazioni spettroscopiche M4 si caratterizza come un ammasso con anticorrelazioni nell'intervallo standard osservato per gli ammassi globulari che teoricamente non farebbero prevedere modifiche significative nella morfologia dei diagrammi colore-magnitudine. I dati fotometrici, però, sono ancora piuttosto controversi, con differenze tra le diverse osservazioni e probabili pesanti effetti dell'arrossamento differenziale. Un'analisi più approfondita di questo ammasso richiederebbe quindi innanzitutto dati fotometrici più precisi e una stima accurata dell'arrossamento.

Appendice A

Evoluzione stellare e diagramma H-R

In questa appendice, dopo aver introdotto il diagramma H-R, descriverò a grandi linee le varie fasi dell'evoluzione stellare per stelle di piccola massa, discutendo per ogni fase gli spostamenti di una stella nel diagramma H-R. Illustrerò inoltre la conformazione tipica del diagramma H-R di un ammasso globulare.

A.1 Diagrammi H-R e diagrammi C-M

Le variabili fondamentali in base alle quali si classificano le stelle in base alle proprietà radiative sono la luminosità e la temperatura efficace. Quest'ultima è definita dalla relazione di Stefan-Boltzmann:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \quad (\text{A.1})$$

dove L è la luminosità della stella e R il suo raggio. La temperatura efficace (o temperatura effettiva) è quindi la temperatura che avrebbe la superficie della stella se emettesse esattamente come un corpo nero.

È pertanto naturale inserire le stelle in un grafico che abbia sull'asse delle ascisse la temperatura efficace e sull'asse delle ordinate la luminosità. Questo grafico prende il nome di *diagramma di Hertzsprung-Russel*, o *diagramma H - R* dai nomi dei due ricercatori che introdussero questa rappresentazione.

La luminosità delle sorgenti stellari viene misurata secondo una scala logaritmica in magnitudini, definite come:

$$m = -2.5 \log W + \text{cost.} \quad (\text{A.2})$$

dove W è l'energia per unità di tempo misurata dai rivelatori. La luminosità misurata da un rivelatore dipende dalle caratteristiche del rivelatore

stesso. C'è infatti una dipendenza dall'area e dalla sensibilità del rivelatore. Queste dipendenze vengono eliminate dalla costante che fissa il punto zero della scala delle magnitudini utilizzando la magnitudine di una o più stelle standard. La magnitudine apparente di una stella dipende, oltre che dalla luminosità della stella, dalla sua distanza dalla Terra. È comodo definire una grandezza che sia indipendente dalla distanza sorgente-osservatore. Si ricorre quindi alla *magnitudine assoluta* M , definita come la magnitudine che avrebbe la stella per un ipotetico osservatore a una distanza di 10 pc. È chiaro che, note la magnitudine relativa di una stella e la sua distanza dalla Terra, è possibile calcolare la magnitudine assoluta. Basta imporre che il flusso di energia per unità di tempo attraverso due diverse superfici sferiche centrate nella stella sia uguale e pari alla luminosità della stella. Prendendo due rivelatori identici posto uno alla distanza r e l'altro alla distanza $r_2 = 10pc$ dovremmo quindi avere questa relazione tra i flussi misurati W_1, W_2 :

$$W_1 \cdot r^2 = W_2 \cdot r_2^2$$

Inserendo questa relazione nel calcolo delle magnitudini si trova:

$$M = m - 5 \log \frac{r}{1pc} + 5 \quad (\text{A.3})$$

La magnitudine assoluta di una stella può essere ovviamente espressa in funzione della sua luminosità:

$$M = -2.5 \log \frac{L}{L_\odot} + M_\odot \quad (\text{A.4})$$

La temperatura effettiva e la luminosità non sono però variabili naturali nell'osservazione di una stella. Infatti la risposta di qualunque rivelatore varia al variare della lunghezza d'onda della luce osservata, in base alle caratteristiche tecniche del rivelatore stesso. È impossibile costruire un rivelatore che abbia la stessa risposta a tutte le lunghezze d'onda. È molto più comodo, invece, osservare la luminosità di una stella con diversi rivelatori, ognuno dei quali osserva un certo range di frequenze (banda) dello spettro stellare. Ogni rivelatore è caratterizzato dalla sua curva di risposta alle varie lunghezze d'onda. Un sistema di bande molto usato è il sistema Johnson, con le sue bande U (ultravioletto), B (blu), V (visuale), che può essere completato con un insieme di filtri per bande a lunghezze d'onda più alte: R (rosso), I (infrarosso), J, H, K, L. Le curve di trasmissione delle bande dello spettro Johnson sono illustrate in figura A.1 (Castellani, 1985)

Le osservazioni fotometriche di una stella la caratterizzano quindi tramite le magnitudini nelle varie bande dello spettro, definite come:

$$m_i = -2.5 \log W_i + \text{cost.} \quad (\text{A.5})$$

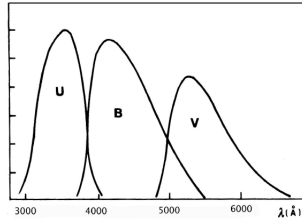


Figura A.1: Curve di trasmissione dei filtri U, B e V del sistema Johnson (Castellani, 1985)

La magnitudine in una banda dello spettro è ovviamente correlata alla magnitudine definita su tutto lo spettro (bolometrica). Inoltre dallo studio dello spettro di corpo nero si ricava che i rapporti tra i flussi in alcune coppie di bande (per esempio W_U/W_B o W_B/W_V) crescono al crescere della temperatura effettiva. Risulta quindi che le differenze di magnitudine $M_U - M_B$ e $M_B - M_V$ decrescono al crescere della temperatura effettiva della stella, e vengono chiamate *indici di colore*.

I risultati di osservazioni fotometriche vengono quindi solitamente riportate in un diagramma, detto *diagramma colore magnitudine* o *diagramma CM* che ha sull'asse delle ascisse la differenza tra le magnitudini in due bande dello spettro e sull'asse delle ordinate la magnitudine in una banda.

Le dipendenze degli indici di colore dal valore della temperatura effettiva dipendono dalla composizione chimica e dalla gravità in superficie della stella, poichè entrambe queste caratteristiche modificano le righe di assorbimento negli spettri stellari e, di conseguenza, i flussi nelle varie bande. Per trasportare in un diagramma colore magnitudine i risultati di una simulazione (che dà come output la luminosità e la temperatura effettiva di una stella) occorre quindi fare anche un modello di atmosfera per calcolare lo spettro stellare in funzione della composizione chimica e della gravità e, successivamente, integrare gli spettri ottenuti in convoluzione con le curve di risposta dei filtri.

A.2 Fasi evolutive di una struttura stellare

In questa sezione descriverò a grandi linee le fasi principali dell'evoluzione di una stella. Per maggiori approfondimenti si veda Castellani (1985).

Una stella nasce dalla contrazione di una nube di gas in cui l'effetto della forza di gravità viene a prevalere su quello dell'agitazione termica, raggiungendo le condizioni per l'instabilità di Jeans che portano al collasso della nube stessa.

Nelle fasi iniziali della contrazione, a causa della bassa temperatura, il gas non è ionizzato e risulta trasparente alla radiazione. Pertanto il collasso è dominato dall'azione della gravità, che ne determina i tempi scala. La trasparenza del gas, inoltre, fa in modo che il collasso sia circa isoterma. In questa fase, a causa dell'aumento di densità a temperatura costante, diminuisce la massa minima instabile per contrazione gravitazionale: di conseguenza la nube di gas si spezza in più strutture. Seguiamo l'evoluzione di una di queste strutture autogravitanti, che diventerà una stella.

Con il progredire ulteriore della contrazione aumenta la temperatura, di conseguenza il gas inizia a ionizzarsi e aumenta l'opacità. Il gas non è più trasparente alla radiazione e può assorbire dai fotoni l'energia guadagnata dal collasso gravitazionale. Si arriva quindi gradualmente a una situazione di quasi-equilibrio in cui la forza di gravità è bilanciata dalla pressione di radiazione e vale il teorema del viriale nella forma:

$$2T + \Omega = 0 \tag{A.6}$$

dove T è l'energia cinetica totale delle particelle e Ω l'energia gravitazionale.

A.2.1 Presequenza principale

Una volta raggiunta la situazione di quasi-equilibrio la struttura stellare in formazione continua a perdere energia sotto forma di fotoni. Dal teorema del viriale (A.6) si ricava che, diminuendo l'energia totale della struttura di una quantità ΔE , l'energia gravitazionale diminuisce di $2\Delta E$ (quindi la struttura si contrae) e l'energia cinetica aumenta di ΔE (la struttura si riscalda). Si verifica quindi una graduale contrazione e riscaldamento della struttura su tempi scala termodinamici, tipicamente dell'ordine dei milioni di anni. In questa fase, a causa delle elevate opacità, il trasporto radiativo di energia verso l'esterno della struttura stellare è limitato. I modelli prevedono quindi l'innescio di moti convettivi in tutta la struttura stellare. A causa di questi moti convettivi il gas si rimescola rendendo omogenea la composizione chimica in tutta la struttura.

I modelli prevedono, nelle fasi iniziali della presequenza, una diminuzione del raggio e della luminosità con un lieve aumento della temperatura effettiva: nel diagramma H-R la stella dovrebbe percorrere una linea dall'alto verso il basso.

In questa fase si raggiungono anche le temperature necessarie per la combustione centrale degli elementi leggeri (litio, berillio e boro): a causa della loro scarsa quantità non danno un contributo significativo alle variazioni di energia della struttura, che continua a contrarsi su tempi scala termici. L'effetto principale è sulla variazione delle composizioni chimiche di questi elementi, che può verificarsi in tutta la struttura se sono ancora presenti moti convettivi in tutta la stella.

All'aumentare delle temperature centrali diminuiscono le opacità, creando dei nuclei radiativi. Questo cambiamento nella struttura stellare la porta verso temperature effettive maggiori (verso sinistra nel diagramma H-R) con un contenuto aumento di luminosità.

La contrazione e il riscaldamento della struttura proseguono su tempi scala termodinamici fino a quando non interviene un altro fenomeno a rallentarli: nel caso di stelle poco massicce con masse minori di circa $0.1 M_{\odot}$, molto dense e con temperatura bassa nelle zone centrali, la contrazione viene rallentata dal fatto che gli elettroni al centro della struttura stellare raggiungono uno stato di degenerazione. In stelle più massicce di $0.1 M_{\odot}$, invece, la contrazione viene rallentata dall'innesco della combustione di idrogeno in elio. Dopo una fase iniziale in cui si stabilizzano le abbondanze degli elementi secondari della combustione la struttura raggiunge un nuovo tipo di equilibrio ed entra nella fase di sequenza principale. Il primo modello di sequenza principale viene detto ZAMS (Zero Age Main Sequence).

A.2.2 Combustione dell'idrogeno al centro: sequenza principale (MS)

Una stella in sequenza principale è in uno stato di quasi-equilibrio in cui le perdite di energia per emissione di luce sono perfettamente compensate dall'energia delle reazioni nucleari centrali. L'equilibrio è modificato solo dalle variazioni di composizione chimica nelle regioni centrali, che portano a una diversa equazione di stato (a causa del maggiore peso molecolare dell'elio rispetto all'idrogeno) e soprattutto a una graduale diminuzione del combustibile, con conseguente contrazione della struttura per aumentare leggermente le temperature centrali e mantenere costante il rate delle reazioni. In fase di sequenza principale la stella subisce nel tempo un leggero aumento della luminosità e della temperatura effettiva, fino all'esaurimento del combustibile centrale nella fase detta del turnoff, in cui la stella, se ha massa abbastanza piccola (minore di $1.2 M_{\odot}$ circa) si muove nel diagramma H-R verso l'alto (aumento della luminosità a temperatura effettiva costante) e la combustione passa con continuità dal centro a una shell intorno al nucleo di elio. Il tempo di vita di una stella in sequenza principale è fortemente dipendente dalla massa della stella, diminuendo all'aumentare della massa stessa. Negli ammassi globulari, che hanno un'età stimata di 12-13 Gyr, la massa delle stelle al turnoff è di circa $0.8 M_{\odot}$: le stelle meno massicce sono ancora in MS, mentre le stelle più massicce hanno già terminato questa fase.

A.2.3 Combustione dell'idrogeno in shell: SGB e RGB

Una volta terminata la sequenza principale la stella si ritrova con un piccolo nucleo di elio circondato da una shell di combustione di idrogeno che provoca l'accrescimento in massa (ma non in dimensioni) del nucleo stesso, che si

trova in condizioni di degenerazione elettronica. In questa fase la stella sperimenta una fase di espansione e di diminuzione della temperatura effettiva. Nel diagramma H-R c'è una prima fase in cui si verifica uno spostamento verso temperature effettive minori (SGB, Sub-Giant Branch), seguita da una fase in cui c'è una crescita esponenziale del raggio e della luminosità della stella (RGB, Red Giant Branch). Durante la fase di gigante rossa si verifica una consistente perdita di massa dovuta alla pressione di radiazione e alla debole gravità superficiale: questo fenomeno non influenza molto la forma delle tracce nel diagramma H-R in questa fase, mentre l'effetto sarà poi evidente sulla posizione occupata nella fase evolutiva successiva. La fase di gigante rossa termina con l'innesco della combustione dell'elio nelle regioni centrali. Per questo è necessario il raggiungimento di una temperatura di circa $10^8 K$. Gli aumenti di temperatura nel nucleo sono ostacolati sia dall'ambiente degenere, sia dalla produzione di neutrini da oscillazioni di plasma che sottraggono energia al nucleo. In pratica l'innesco della combustione avviene quando la massa del nucleo è di $\approx 0.5 M_{\odot}$, indipendentemente dalla massa totale della stella. Stelle meno massicce di $0.5 M_{\odot}$ o stelle che lo sono diventate a causa della perdita di massa non innescheranno mai l'elio al centro: esse sono destinate a esaurire la combustione dell'idrogeno quando la shell arriva in una regione con temperature troppo basse e, successivamente, a un inesorabile processo di raffreddamento che le porterà a diventare nane bianche di elio. Nelle stelle in cui si innesca la combustione di elio al centro, a causa dell'ambiente degenere, l'aumento di temperatura lascia inalterata la pressione e aumenta ulteriormente l'efficienza delle reazioni, innescando una sorta di effetto a catena che si arresta alla rimozione della degenerazione. In questa fase il comportamento delle stelle nel diagramma H-R è abbastanza complicato. Al termine di questa fase, detta flash dell'elio, si avvia la combustione quiescente dell'elio al centro, nella fase detta di ramo orizzontale (HB, Horizontal Branch).

A.2.4 Combustione di elio al centro e in shell: HB e AGB

Le stelle che bruciano elio al centro (e idrogeno in shell) si dispongono, all'età zero, su una regione del diagramma H-R a luminosità costante detta ZAHB (Zero Age Horizontal Branch). Il posizionamento sulla ZAHB dipende dalla massa della stella: a masse maggiori corrispondono temperature effettive minori per la presenza di un involucro di idrogeno più grande. A causa dell'elevata dipendenza dell'efficienza della combustione dalla temperatura ($\epsilon \propto T^{40}$) ci sono grandi nuclei convettivi, poichè la produzione di energia è concentrata in una piccola regione e di conseguenza serve un meccanismo di trasporto di energia efficiente per garantire un flusso verso l'esterno. L'evoluzione nella fase di ramo orizzontale porta la stella a un aumento di luminosità. Al termine di questa fase la stella subisce una piccola contrazione fino a innescare la combustione dell'elio in una shell. A questo punto

A.3. Diagramma H-R di un ammasso con una popolazione stellare

si ha una struttura con due shell di combustione, una più interna di elio e una più esterna di idrogeno. Questa struttura evolve lungo il ramo asintotico (AGB). Come nella RGB le stelle hanno raggio e luminosità elevati e temperatura effettiva bassa. Per stelle di massa tipica negli ammassi globulari la massa è troppo piccola per innescare ulteriori combustioni nucleari al centro al termine dell'AGB: le stelle sono quindi destinate a evolvere come nane bianche di carbonio e ossigeno.

In figura A.2 sono rappresentate le tracce evolutive di stelle di diverse masse nel diagramma HR. In questa appendice ho descritto l'evoluzione di una stella di piccola massa, per esempio la $1M_{\odot}$ nella figura.

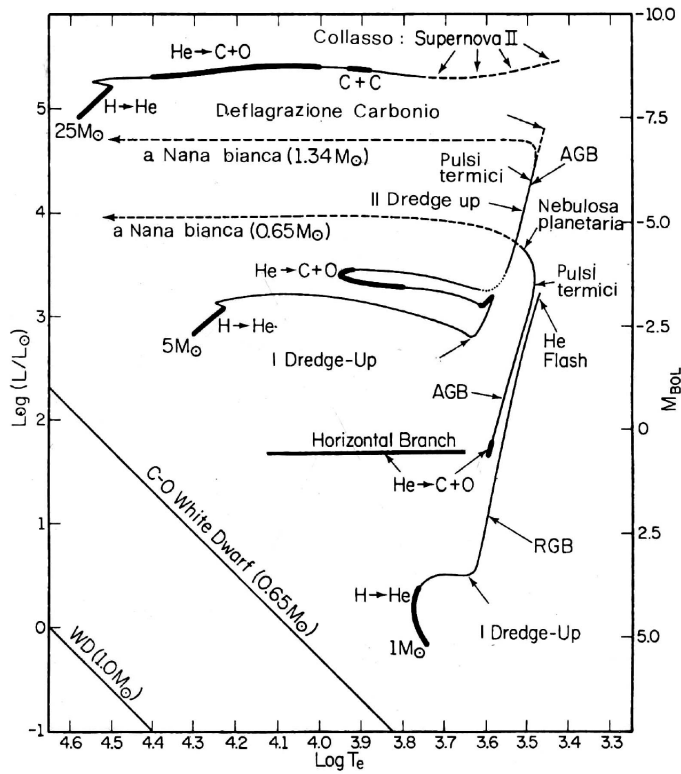


Figura A.2: Tracce evolutive di stelle di varia massa nel diagramma HR (Castellani, 1985)

A.3 Diagramma H-R di un ammasso con una popolazione stellare

In figura A.3 è rappresentato un diagramma colore-magnitudine dell'ammasso M5. Analizziamo una a una le varie zone del diagramma, assumendo

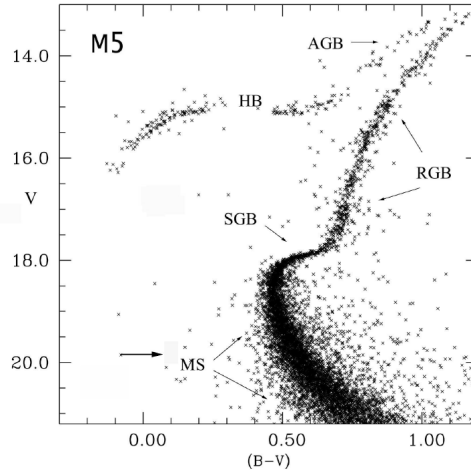


Figura A.3: Diagramma colore-magnitudine dell'ammasso M5 (Castellani, 1985)

per semplicità che l'ammasso globulare sia un insieme di stelle nato da un unico burst di formazione.

Le stelle in fase di sequenza principale (MS) sono situate nel diagramma in funzione della loro massa: all'aumentare della massa della stella aumenta la luminosità (e quindi diminuisce la magnitudine). La sequenza principale è composta quindi da stelle di massa crescente via via che si sale nel grafico, fino ad arrivare alla massa massima che si può trovare in MS che è quella delle stelle al turnoff. Nel grafico osservativo la MS è molto allargata: questa non è una caratteristica dell'ammasso ma il risultato di errori nelle misurazioni fatte da Terra dovuti soprattutto alla presenza dell'atmosfera terrestre. L'importanza relativa di tali errori è tanto più alta quanto più bassa è la luminosità della stella osservata: per questo la traccia della MS risulta molto più allargata di quella delle stelle nelle fasi evolutive successive.

I tempi scala di evoluzione delle stelle dalla SGB in poi sono ordini di grandezza minori di quelli in fase di MS: per questo le stelle che si trovano in SGB, RGB, HB e AGB hanno masse iniziali tra loro simili (masse che poi possono essere diminuite per effetto dei venti stellari in RGB, HB e AGB). È lecito assumere, quindi, che la traccia delle stelle nel diagramma CM in SGB, RGB e AGB rappresenti proprio l'evoluzione di una stella con massa pari a quella delle stelle al turnoff. Inoltre la densità di stelle nelle varie fasi evolutive dopo il turnoff dà una stima dei vari tempi scala di evoluzione: più grandi sono i tempi scala, maggiore sarà la densità di stelle nel diagramma C-M di un ammasso.

Va poi fatto un discorso a parte sulla HB: una stella all'inizio di questa

A.3. Diagramma H-R di un ammasso con una popolazione stellare

fase si dispone sulla parte più bassa della HB (ZAHB) con una temperatura effettiva che dipende dalla massa della stella stessa: più la massa è grande più le temperature effettive saranno basse. La luminosità, invece, è approssimativamente indipendente dalla massa poiché in questa fase dipende essenzialmente solo dalla struttura del nucleo, poco influenzata dalle dimensioni dell'involucro di idrogeno. Successivamente la stella di HB evolve aumentando pian piano la sua luminosità e variando leggermente la temperatura effettiva. Nel diagramma di un ammasso la ZAHB è dunque la linea che delimita inferiormente le stelle che si trovano in HB. Il fatto che le stelle in HB, pur avendo avuto la stessa massa iniziale, non hanno più la stessa massa si può spiegare con differenti perdite di massa per venti stellari durante la fase di gigante rossa (RGB). Questo processo è un processo stocastico e tuttora difficile da modellizzare. Tuttavia, utilizzando le stime più accreditate sulle possibili differenze nella perdita di massa, non si riesce a rendere conto della grande estensione in temperatura della HB di molti ammassi globulari. Questo è uno degli aspetti per cui si è iniziato a pensare al fatto che gli ammassi globulari potessero essere formati da più popolazioni stellari.

Nel grafico A.3 si vede inoltre che non ci sono punti nella regione centrale della HB: in realtà ci sono stelle anche a quelle temperature effettive ma le loro caratteristiche provocano delle instabilità per cui la loro luminosità varia periodicamente nel tempo. Queste stelle, dette RR Lyrae, non sono quindi rappresentabili come punti nel diagramma C-M.

Ringraziamenti

Desidero innanzitutto ringraziare Scilla e Pier che mi hanno guidato in questa tesi, dandomi preziose indicazioni sia sul lavoro che, poi, sulla stesura.

Inoltre ringrazio Matteo per il supporto informatico e per avermi risolto una quantità infinita di problemi.

Ringrazio Edoardo, Emanuele e Federica per avermi aiutato quando ne avevo bisogno e per la compagnia nelle lunghe giornate passate in ufficio.

Vorrei poi ringraziare sentitamente Eddy Ostinelli perché se mi sto laureando proprio in fisica il merito è in gran parte suo.

Ringrazio inoltre tutte le persone con cui ho studiato in questi anni di università, in particolare Enrico, Mattia, Emanuele, Nicolò, Laura, Maria.

Vorrei infine ringraziare i miei genitori e la mia famiglia che in questi anni mi sono sempre stati vicini.

Bibliografia

- Anderson J., Bedin L. R., Piotto G., Yadav R. S., Bellini A., 2006, *A&A*, 454, 1029
- Anderson J., Piotto G., King I. R., Bedin L. R., Guhathakurta P., 2009, *ApJL*, 697, L58
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., 2005, in Barnes III T. G., Bash F. N., eds, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis Vol. 336 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, The Solar Chemical Composition*. p. 25
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Bedin L. R., Piotto G., Anderson J., Cassisi S., King I. R., Momany Y., Carraro G., 2004, *ApJL*, 605, L125
- Bekki K., Norris J. E., 2006, *ApJL*, 637, L109
- Bessell M. S., 2011, *PASP*, 123, 1442
- Bessell M. S., Castelli F., Plez B., 1998, *A&A*, 333, 231
- Bloeker T., Schoenberner D., 1991, *A&A*, 244, L43
- Böhm-Vitense E., 1958, *ZAp*, 46, 108
- Bragaglia A., Carretta E., Gratton R., D'Orazi V., Cassisi S., Lucatello S., 2010, *A&A*, 519, A60
- Bragaglia A., Carretta E., Gratton R. G., Lucatello S., Milone A., Piotto G., D'Orazi V., Cassisi S., Sneden C., Bedin L. R., 2010, *ApJL*, 720, L41
- Brusadin G., Matteucci F., Romano D., 2013, *ArXiv e-prints*
- Busso M., Gallino R., Lambert D. L., Travaglio C., Smith V. V., 2001, *ApJ*, 557, 802
- Cameron A. G. W., Fowler W. A., 1971, *ApJ*, 164, 111

- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carney B. W., Yong D., Teixeira de Almeida M. L., Seitzer P., 2005, *AJ*, 130, 1111
- Carollo D., Beers T. C., Chiba M., Norris J. E., Freeman K. C., Lee Y. S., Ivezić Ž., Rockosi C. M., Yanny B., 2010, *ApJ*, 712, 692
- Carretta E., Bragaglia A., Gratton R., Lucatello S., 2009, *A&A*, 505, 139
- Carretta E., Bragaglia A., Gratton R. G., Lucatello S., Catanzaro G., Leone F., Bellazzini M., Claudi R., D’Orazi V., Momany Y., Ortolani S., Pancino E., Piotto G., Recio-Blanco A., Sabbi E., 2009, *A&A*, 505, 117
- Carretta E., Bragaglia A., Gratton R. G., Recio-Blanco A., Lucatello S., D’Orazi V., Cassisi S., 2010, *A&A*, 516, A55
- Carretta E., Gratton R. G., Bragaglia A., Bonifacio P., Pasquini L., 2004, *A&A*, 416, 925
- Carretta E., Lucatello S., Gratton R. G., Bragaglia A., D’Orazi V., 2011, *A&A*, 533, A69
- Cassisi S., Mucciarelli A., Pietrinferni A., Salaris M., Ferguson J., 2013, *A&A*, 554, A19
- Cassisi S., Salaris M., Pietrinferni A., 2013, *MmSAI*, 84, 91
- Castellani V., 1985, *Astrofisica stellare : i fondamenti fisici dell’interpretazione evolutiva di stelle e galassie*
- Castelli F., 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 8, 34
- Castelli F., Kurucz R. L., 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Catelan M., Grundahl F., Sweigart A. V., Valcarce A. A. R., Cortés C., 2009, *ApJL*, 695, L97
- Chiappini C., Matteucci F., Gratton R., 1997, *ApJ*, 477, 765
- Chieffi A., Straniero O., 1989, *ApJS*, 71, 47
- Ciacio F., degl’Innocenti S., Ricci B., 1997, *A&AS*, 123, 449
- Cohen J. G., Meléndez J., 2005, *AJ*, 129, 303
- Cottrell P. L., Da Costa G. S., 1981, *ApJL*, 245, L79
- D’Antona F., Caloi V., Montalbán J., Ventura P., Gratton R., 2002, *A&A*, 395, 69

BIBLIOGRAFIA

- D'Antona F., D'Ercole A., Marino A. F., Milone A. P., Ventura P., Vesperini E., 2011, *ApJ*, 736, 5
- Dantona F., Gratton R., Chieffi A., 1983, *MmSAI*, 54, 173
- D'Antona F., Stetson P. B., Ventura P., Milone A. P., Piotto G., Caloi V., 2009, *MNRAS*, 399, L151
- Decressin T., Baumgardt H., Charbonnel C., Kroupa P., 2010, *A&A*, 516, A73
- Decressin T., Meynet G., Charbonnel C., Prantzos N., Ekström S., 2007, *A&A*, 464, 1029
- Degl'Innocenti S., Prada Moroni P. G., Marconi M., Ruoppo A., 2008, *Ap&SS*, 316, 25
- Dell'Omodarme M., Valle G., Degl'Innocenti S., Prada Moroni P. G., 2012, *A&A*, 540, A26
- D'Ercole A., D'Antona F., Ventura P., Vesperini E., McMillan S. L. W., 2010, *MNRAS*, 407, 854
- D'Ercole A., D'Antona F., Vesperini E., 2011, *MNRAS*, 415, 1304
- D'Ercole A., Vesperini E., D'Antona F., McMillan S. L. W., Recchi S., 2008, *MNRAS*, 391, 825
- Dixon R. I., Longmore A. J., 1993, *MNRAS*, 265, 395
- D'Orazi V., Gratton R. G., Pancino E., Bragaglia A., Carretta E., Lucatello S., Sneden C., 2011, *A&A*, 534, A29
- D'Orazi V., Lucatello S., Gratton R., Bragaglia A., Carretta E., Shen Z., Zaggia S., 2010, *ApJL*, 713, L1
- D'Orazi V., Marino A. F., 2010, *ApJl*, 716, L166
- Drake J. J., Smith V. V., Suntzeff N. B., 1992, *ApJl*, 395, L95
- Drake J. J., Smith V. V., Suntzeff N. B., 1994, *ApJ*, 430, 610
- Dupree A. K., Strader J., Smith G. H., 2011, *ApJ*, 728, 155
- Ferguson J. W., Alexander D. R., Allard F., Barman T., Bodnarik J. G., Hauschildt P. H., Hefner-Wong A., Tamanai A., 2005, *ApJ*, 623, 585
- Ferraro F. R., Dalessandro E., Mucciarelli A., Beccari G., Rich R. M., Origlia L., Lanzoni B., Rood R. T., Valenti E., Bellazzini M., Ransom S. M., Cocozza G., 2009, *Nature*, 462, 483

- Flynn C., 2004, PASA, 21, 126
- Freeman K., 2012, Structure and Evolution of the Milky Way. p. 137
- Freeman K., Bland-Hawthorn J., 2002, ARA&A, 40, 487
- Gennaro M., Prada Moroni P. G., Degl'Innocenti S., 2010, A&A, 518, A13
- Gratton R. G., Bonifacio P., Bragaglia A., Carretta E., et al. 2001, A&A, 369, 87
- Gratton R. G., Carretta E., 2010, A&A, 521, A54
- Gratton R. G., Lucatello S., Carretta E., Bragaglia A., D'Orazi D'Orazi V., Momany Y. A., 2011, A&A, 534, A123
- Grevesse N., Anders E., 1989, in Waddington C. J., ed., Cosmic Abundances of Matter Vol. 183 of American Institute of Physics Conference Series, Solar-system abundances of the elements - A new table. pp 1–8
- Grevesse N., Asplund M., Sauval A. J., 2007, SSR, 130, 105
- Grevesse N., Noels A., 1993, Physica Scripta Volume T, 47, 133
- Grevesse N., Sauval A. J., 1998, SSR, 85, 161
- Grundahl F., Catelan M., Landsman W. B., Stetson P. B., Andersen M. I., 1999, ApJ, 524, 242
- Haft M., Raffelt G., Weiss A., 1994, ApJ, 425, 222
- Hansen B. M. S., Richer H. B., Fahlman G. G., Stetson P. B., Brewer J., Currie T., Gibson B. K., Ibata R., Rich R. M., Shara M. M., 2004, ApJS, 155, 551
- Hansen C. J., Kawaler S. D., Trimble V., 2004, Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution
- Harris W. E., 2010, ArXiv e-prints
- Hendricks B., Stetson P. B., VandenBerg D. A., Dall'Ora M., 2012, AJ, 144, 25
- Huey G., Cyburt R. H., Wandelt B. D., 2004, Phys. Rev. D, 69, 103503
- Iglesias C. A., Rogers F. J., 1996, ApJ, 464, 943
- Itoh N., Nishikawa A., Kohyama Y., 1996, ApJ, 470, 1015
- Ivans I. I., Sneden C., Kraft R. P., Suntzeff N. B., Smith V. V., Langer G. E., Fulbright J. P., 1999, AJ, 118, 1273

BIBLIOGRAFIA

- Jimenez R., Flynn C., MacDonald J., Gibson B. K., 2003, *Science*, 299, 1552
- Johnson C. I., Pilachowski C. A., 2010, *ApJ*, 722, 1373
- Kaluzny J., Thompson I. B., Rozyczka M., Krzeminski W., 2013, *ACA*, 63, 181
- Karakas A., Lattanzio J. C., 2007, *PASA*, 24, 103
- Kaysers A., Hilker M., Grebel E. K., Willemsen P. G., 2008, *A&A*, 486, 437
- Kent S. M., Dame T. M., Fazio G., 1991, *ApJ*, 378, 131
- Kippenhahn R., Weigert A., Weiss A., 2013, *Stellar Structure and Evolution*
- Lind K., Charbonnel C., Decressin T., Primas F., Grundahl F., Asplund M., 2011, *A&A*, 527, A148
- Liu W. M., Chaboyer B., 2000, *ApJ*, 544, 818
- Lodders K., 2003, *ApJ*, 591, 1220
- López-Corredoira M., Cabrera-Lavers A., Garzón F., Hammersley P. L., 2002, *A&A*, 394, 883
- Mandushev G., Staneva A., Spasova N., 1991, *A&A*, 252, 94
- Marigo P., Aringer B., 2009, *A&A*, 508, 1539
- Marino A. F., Sneden C., Kraft R. P., Wallerstein G., Norris J. E., da Costa G., Milone A. P., Ivans I. I., Gonzalez G., Fulbright J. P., Hilker M., Piotto G., Zoccali M., Stetson P. B., 2011, *A&A*, 532, A8
- Marino A. F., Villanova S., Piotto G., Milone A. P., Momany Y., Bedin L. R., Medling A. M., 2008, *A&A*, 490, 625
- Martell S. L., 2011, *Astronomische Nachrichten*, 332, 467
- Matteucci F., Greggio L., 1986, *A&A*, 154, 279
- McMillan P. J., 2011, *MNRAS*, 414, 2446
- Meléndez J., Asplund M., Alves-Brito A., Cunha K., Barbuy B., Bessell M. S., Chiappini C., Freeman K. C., Ramírez I., Smith V. V., Yong D., 2008, *A&A*, 484, L21
- Milone A. P., Marino A. F., Piotto G., Bedin L. R., Anderson J., Aparicio A., Cassisi S., Rich R. M., 2012, *ApJ*, 745, 27
- Milone A. P., Piotto G., King I. R., Bedin L. R., Anderson J., Marino A. F., Momany Y., Malavolta L., Villanova S., 2010, *ApJ*, 709, 1183

- Monelli M., Milone A. P., Stetson P. B., Marino A. F., et al. 2013, MNRAS, 431, 2126
- Mucciarelli A., Salaris M., Lovisi L., Ferraro F. R., et al. 2011, MNRAS, 412, 81
- Norris J., 1981, ApJ, 248, 177
- Osborn W., 1971, The Observatory, 91, 223
- Pace G., Recio-Blanco A., Piotto G., Momany Y., 2006, A&A, 452, 493
- Pagel B. E. J., Portinari L., 1998, MNRAS, 298, 747
- Pancino E., Rejkuba M., Zoccali M., Carrera R., 2010, A&A, 524, A44
- Pasquini L., Mauas P., Käuffel H. U., Cacciari C., 2011, A&A, 531, A35
- Peimbert M., Luridiana V., Peimbert A., 2007, ApJ, 666, 636
- Piersanti L., Tornambé A., Castellani V., 2004, MNRAS, 353, 243
- Pietrinferni A., Cassisi S., Salaris M., Percival S., Ferguson J. W., 2009, ApJ, 697, 275
- Piotto G., Bedin L. R., Anderson J., King I. R., Cassisi S., Milone A. P., Villanova S., Pietrinferni A., Renzini A., 2007, ApJL, 661, L53
- Potekhin A. Y., 1999, A&A, 351, 787
- Prantzos N., Charbonnel C., 2006, A&A, 458, 135
- Quillen A. C., Garnett D. R., 2000, ArXiv Astrophysics e-prints
- Ramírez S. V., Cohen J. G., 2002, AJ, 123, 3277
- Ramírez S. V., Cohen J. G., 2003, AJ, 125, 224
- Renzini A., 2008, MNRAS, 391, 354
- Richer H. B., Fahlman G. G., Brewer J., Davis S., Kalirai J., Stetson P. B., Hansen B. M. S., Rich R. M., Ibata R. A., Gibson B. K., Shara M., 2004, AJ, 127, 2771
- Roederer I. U., Sneden C., 2011, AJ, 142, 22
- Rolfs C. E., Rodney W. S., 1988, Cauldrons in the cosmos: Nuclear astrophysics
- Romano D., Karakas A. I., Tosi M., Matteucci F., 2010, A&A, 522, A32
- Salaris M., Weiss A., 1998, A&A, 335, 943

BIBLIOGRAFIA

- Salaris M., Weiss A., Ferguson J. W., Fusilier D. J., 2006, *ApJ*, 645, 1131
- Sbordone L., Salaris M., Weiss A., Cassisi S., 2011, *A&A*, 534, A9
- Schönrich R., Asplund M., Casagrande L., 2011, *MNRAS*, 415, 3807
- Shternin P. S., Yakovlev D. G., 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 043004
- Siess L., 2007, *A&A*, 476, 893
- Snedden C., Kraft R. P., Prosser C. F., Langer G. E., 1992, *AJ*, 104, 2121
- Steigman G., 2006, in Livio M., Brown T. M., eds, *The Local Group as an Astrophysical Laboratory Primordial nucleosynthesis*. pp 16–32
- Straniero O., 1988, *A&AS*, 76, 157
- Sweigart A. V., 1987, *ApJS*, 65, 95
- Thoul A. A., Bahcall J. N., Loeb A., 1994, *ApJ*, 421, 828
- Tognelli E., Prada Moroni P. G., Degl’Innocenti S., 2011, *A&A*, 533, A109
- Travaglio C., Gallino R., Arnone E., Cowan J., Jordan F., Sneden C., 2004, *ApJ*, 601, 864
- Valle G., Marconi M., Degl’Innocenti S., Prada Moroni P. G., 2009, *A&A*, 507, 1541
- VandenBerg D. A., Bergbusch P. A., Dotter A., Ferguson J. W., Michaud G., Richer J., Proffitt C. R., 2012, *ApJ*, 755, 15
- Ventura P., Caloi V., D’Antona F., Ferguson J., Milone A., Piotto G. P., 2009, *MNRAS*, 399, 934
- Ventura P., D’Antona F., 2005a, *A&A*, 431, 279
- Ventura P., D’Antona F., 2005b, *A&A*, 439, 1075
- Ventura P., D’Antona F., 2008, *A&A*, 479, 805
- Ventura P., D’Antona F., Mazzitelli I., Gratton R., 2001, *ApJL*, 550, L65
- Villanova S., Geisler D., 2011, *A&A*, 535, A31
- Villanova S., Geisler D., Piotto G., 2010, *ApJL*, 722, L18
- Villanova S., Geisler D., Piotto G., Gratton R. G., 2012, *ApJ*, 748, 62
- Villanova S., Piotto G., Gratton R. G., 2009, *A&A*, 499, 755

- Villanova S., Piotto G., King I. R., Anderson J., Bedin L. R., Gratton R. G., Cassisi S., Momany Y., Bellini A., Cool A. M., Recio-Blanco A., Renzini A., 2007a, *ApJ*, 663, 296
- Villanova S., Piotto G., King I. R., Anderson J., Bedin L. R., Gratton R. G., Cassisi S., Momany Y., Bellini A., Cool A. M., Recio-Blanco A., Renzini A., 2007b, *ApJ*, 663, 296
- Wielen R., 1977, *A&A*, 60, 263
- Yong D., Grundahl F., D'Antona F., Karakas A. I., Lattanzio J. C., Norris J. E., 2009, *ApJL*, 695, L62
- Yong D., Karakas A. I., Lambert D. L., Chieffi A., Limongi M., 2008, *ApJ*, 689, 1031
- Zoccali M., Lecureur A., Barbuy B., Hill V., Renzini A., Minniti D., Momany Y., Gómez A., Ortolani S., 2006, *A&A*, 457, L1
- Zoccali M., Renzini A., Ortolani S., Greggio L., Saviane I., Cassisi S., Rejkuba M., Barbuy B., Rich R. M., Bica E., 2003, *A&A*, 399, 931