



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA ED ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"
Corso di Laurea in Astronomia

**Le prime luci dell'universo:
cosa sappiamo delle stelle di Popolazione III**

Candidato:
Luca Tironi
Matricola 1100424

Relatore:
Professor Giovanni Carraro

24 Settembre 2020
Anno Accademico 2019-2020

Indice

Introduzione	1
1 Formazione della Pop III: dove, come e quando	3
1.1 Epoca pre reionizzazione	3
1.2 Epoca post reionizzazione	4
1.3 Quando è terminata la formazione di Pop III?	7
2 Archeologia stellare nell'universo locale	12
2.1 Via Lattea: studio dell'alone galattico	12
2.2 Studio dell'alone extragalattico	17
3 Proprietà spettroscopiche della Pop III	20
3.1 Proprietà di stelle individuali	22
3.1.1 Spettro dell' H_2 dissociato e ionizzato	22
3.1.2 Proprietà del flusso ionizzante mediato sul tempo di vita	23
3.2 Proprietà integrate (galassie Pop III)	24
3.2.1 Evoluzione temporale dello spettro integrato	24
3.2.2 Produzione di fotoni ed elementi pesanti	27
4 Osservabilità diretta: JWST vs ULT	30
4.1 Possibilità e limiti del JWST	30
4.2 Uno sguardo al futuro: l'Ultimately Large Telescope	31
A Riferimenti	32

Introduzione

Numerosi studi teorici e set di dati osservativi suggeriscono la possibile esistenza in passato di stelle molto massicce a metallicità zero, stelle che vanno sotto il nome di Popolazione III (da qui in poi Pop III).

In accordo con il modello cosmologico Λ CDM, queste sarebbero state le prime luci ad accendersi nell'universo primordiale ($z \sim 20$), nonché la sua primissima fonte di metalli (i.e. tutti gli elementi diversi da H ed He). Benché i loro meccanismi di formazione siano efficacemente studiati e compresi, la durata di tali processi resta piuttosto discussa (se ne parla in dettaglio nel cap. 1). A causa di questa incertezza, a cui si sommano gli attuali limiti strumentali, ad oggi questi oggetti non sono ancora stati osservati in maniera diretta (dettagli al cap. 4), ma lo studio tramite simulazioni (e in alcuni casi anche tramite l'osservazione) della loro progenie ha permesso di ottenere moltissime informazioni (e porre importanti condizioni) sia sulla loro funzione di massa iniziale (IMF, cap. 2) che sulle loro proprietà come stelle individuali e come popolazione integrata (cap. 3).

Ma da dove nasce l'esigenza di introdurre la Pop III? Dal punto di vista osservativo, un motivo per invocare questo tipo di popolazione risiede nei risultati ottenuti del satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) della Nasa. Questa sonda, lanciata nel 2001 con l'obiettivo di effettuare fondamentali misurazioni cosmologiche, ha fornito importanti vincoli al numero di fotoni ionizzanti prodotti a redshifts $z > 15$. Ancora, i metalli osservati all'interno della Lyman- α forest a redshift $z = 4 - 5$ suggeriscono che tale arricchimento del mezzo intergalattico (IGM) sia da ricollegarsi alla presenza di un'estesa popolazione di stelle primordiali. L'idea che esse fossero anche molto massicce (e quindi con tempi-vita molto brevi) è sostenuta dal fatto che nessuna stella con metallicità nulla sia mai stata osservata (le stelle più povere di metalli conosciute sono HE1327-2326¹, con $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.4 \pm 0.2$, e HE0107-5240², con $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.2$).

Infine, l'importanza della Pop III risiede anche nel suo ruolo di indiscussa protagonista dell'epoca cosmica della reionizzazione: il suo studio è fondamentale per comprendere meglio l'evoluzione termica dell'universo primordiale, nonché le fasi iniziali della formazione delle galassie primitive.

¹Frebel et al. 2005

²Christlieb et al. 2002

1 Formazione della Pop III: dove, come e quando

1.1 Epoca pre reionizzazione

Come anticipato nell'introduzione, secondo il modello standard Λ CDM le prime stelle si sarebbero formate a redshift $z \sim 20$ in siti chiamati *mini aloni di materia oscura* (da qui in poi MH). La massa viriale di questi aloni, ovvero la massa totale contenuta entro il loro raggio viriale (raggio di un sistema legato gravitazionalmente entro cui è valido il teorema del viriale, generalmente < 1 kpc per i MH), è compresa nel range $[10^5 - 10^7] M_\odot$, con valori tipici attorno a $M \approx 10^6 M_\odot$, mentre la loro temperatura viriale è $T_{vir} < 10^4$ K.

Nonostante in molti modelli di evoluzione galattica vengano trascurati a causa della loro intrinseca fragilità, non si può negare il loro fondamentale contributo nella regolazione delle fasi iniziali della reionizzazione e dell'arricchimento metallico. Osservazioni recenti hanno addirittura individuato quelli che potrebbero essere i loro "fossili viventi": si tratta delle *galassie nane ultra estinte*, ovvero la popolazione più debole ($L < 10^5 L_\odot$) e meno ricca di metalli del Gruppo Locale. Queste galassie nane sono infatti dominate da stelle molto vecchie (con età > 13 Gyrs) che si sarebbero formate a $z > 6$. Inoltre, esse contengono un numero maggiore di *stelle CEMP* rispetto alle più massicce e luminose galassie nane "classiche". Di questo particolare tipo di stelle e del perché sarebbero la conferma che le nane ultra estinte sono MH dell'epoca pre reionizzazione sopravvissuti ai processi radiativi ne parleremo in dettaglio nel paragrafo 2.1. Tornando al processo di formazione stellare nei MH, occorre fare due considerazioni sul gas primordiale:

la prima riguarda la massa di Jeans (ovvero il valore limite oltre il quale viene a mancare l'equilibrio tra pressione e autogravità di una massa di gas). Essendo direttamente proporzionale alla temperatura del gas ($M_J \propto T^{3/2} \rho^{-1/2}$), durante le prime fasi di evoluzione galattica M_J doveva avere valori maggiori rispetto a quelli odierni delle nubi molecolari;

la seconda riguarda l'enorme efficienza dei metalli nel processo di raffreddamento dei gas. La loro totale assenza all'epoca presa in considerazione non era in grado di favorire, come accade invece all'epoca attuale, la formazione di protostelle dalla massa molto più ridotta.

È principalmente per questi due motivi che le simulazioni idrodinamiche di collasso e frammentazione delle nubi di gas primordiale mostrano come le stelle di Pop III fossero mediamente molto massicce ($M > 100 M_\odot$). La presenza di solo idrogeno durante l'epoca pre reionizzazione fa sì che il processo di raffreddamento del gas nei MH si basi essenzialmente sulla sua forma molecolare. L'efficienza ϵ_{MH} di questo tipo di raffreddamento molecolare, e di conseguenza della formazione di Pop III, dipende da diversi fattori:

- diminuisce proporzionalmente a T_{vir}^{-3} ;
- è strettamente legata alla metallicità del gas Z e al redshift di formazione z ;
- dipende fortemente da J_{LW} , ovvero il flusso emesso in banda LW (Lyman-Werner, $E = 11.2 - 13.6$ eV, $\lambda = 912 - 1108$ Å) dalle stelle di Pop III appena nate, in grado di dissociare facilmente l' H_2 .

ϵ_{MH} è generalmente ridotta rispetto a ϵ_* , ovvero l'efficienza del raffreddamento Lyman- α che caratterizza aloni più massicci e con $T_{vir} \geq 10^4$ K.

La Figura 1 (da de Bressan et al. 2016) mostra i valori del rapporto ϵ_{MH}/ϵ_* per diversi valori di J_{LW} (= 0 nei pannelli in alto, = 1 nei pannelli centrali, = 100 nei pannelli in basso) al variare della metallicità Z (pannelli di sinistra) e della temperatura T_{vir} (pannelli di destra). Le linee colorate indicano diversi valori del redshift di formazione z .

Quando il fondo LW è considerato trascurabile, i.e.

$$J_{21} = J_{LW} / (10^{-21} \text{erg/cm}^2/\text{s}/Hz/\text{sr}) = 0,$$

si nota come più piccoli sono i valori di z , Z e T_{vir} , minore è ϵ_{MH} . Quando $T_{vir} \geq 10^4$ K, allora ϵ_* diventa efficace e $\epsilon_{MH}/\epsilon_* = 1$. Quando $J_{21} \sim 1$, il raffreddamento del gas è parzialmente

soppresso a causa della fotodissociazione dell' H_2 . Quando $z > 8$ il gas è abbastanza denso da autoschermarsi contro il fondo LW esterno e questo fa sì che ϵ_{MH} si riduca solo di un fattore 1 rispetto al caso in cui $J_{21} = 0$. Quando invece $z \leq 8$ allora il raffreddamento è completamente soppresso in sistemi con $T_{vir} \leq 10^4$ K, a meno che tali sistemi non abbiano già raggiunto metallicità solari ($Z \approx Z_{\odot}$). Allo stesso modo, quando i MH sono sottoposti ad un flusso LW estremo, $J_{21} \sim 100$, il raffreddamento è permesso solo a $z > 8$ in sistemi già molto ricchi di metalli ($Z \geq 10^{-1.5} Z_{\odot}$).

Durante tutta l'epoca della reionizzazione, le stelle di Pop III molto massicce che vanno via via nascendo hanno due caratteristiche che vanno ad influire sull'efficienza del loro stesso ambiente di formazione:

- uno spettro estremamente blu, i cui fotoni altamente energetici non solo vanno a contribuire al fondo LW (che a $z \sim 18$ risulta essere già $J_{21} \sim 10$, cioè in grado di ridurre drasticamente la formazione stellare dei MH), ma che, assumendo valori $E > 13.6$ eV, sono in grado di (re)ionizzare gli atomi di idrogeno: quando il gas raggiunge $T > 10^4$ K (cioè viene completamente ionizzato) il suo collasso non è più possibile negli aloni di massa ridotta ($M < 10^7 M_{\odot}$). La nascita di nuove stelle di Pop III nei MH si arresta per valori di $z \sim 6$.
- un'elevata tendenza ad esplodere come supernovae (SNe), il cui effetto principale è di arricchire significativamente il gas di metalli. Come già accennato, i metalli hanno la tendenza a favorire protostelle più piccole, dunque le SNe, incrementando i valori di Z , agevolano il passaggio dalla formazione di Pop III nei MH alla formazione di Pop II/I in aloni più massicci ($M > 10^7 - 10^8 M_{\odot}$) e più caldi ($T > 10^4$ K). Questa transizione è completa quando si raggiunge un valore limite Z_{thr} compreso nel range $[10^{-6} - 10^{-3.5}] Z_{\odot}$ (ove $Z_{\odot} = 0.02$), cosa che avviene a $z \sim 20 - 10$. Studiando infatti questo passaggio di testimone dal punto di vista dei contributi alla radiazione LW (vedasi Figura 2, da Liu & Bromm 2020), si osserva chiaramente che quello della Pop II è maggiore di quello della Pop III già a $z \sim 20$ e domina tale fondo per $z \leq 8$. L'apporto della Pop III si vede decrescere con il diminuire di z fino a diventare trascurabile ($\leq 1\%$) nell'epoca post-reionizzazione ($z \leq 6$). Lo stesso discorso vale per i contributi alla radiazione ionizzante: quello della Pop II domina già a $z \sim 20$ e quello della Pop III crolla sotto l'1% a $z \leq 10$.

1.2 Epoca post reionizzazione

Sembrirebbe che, per quanto visto fin qui, la formazione di Pop III si arresti del tutto con il raggiungimento di Z_{thr} , tuttavia c'è da dire che il processo di arricchimento metallico risulta essere altamente disomogeneo, in quanto guidato da:

- complesse interazioni tra le onde d'urto delle SNe e l'ambiente circostante;
- fenomeni di accrescimento del gas primordiale;
- processi turbolenti di miscelazione durante la formazione di strutture.

Il risultato è che, anche se a bassi valori di redshift ($z \leq 10$) la metallicità media \bar{Z} supera il valore limite Z_{thr} , la *frazione di volume riempito* degli aloni resta comunque inferiore al 10%: ciò significa che le regioni vicine ai siti di formazione vengono arricchite velocemente, mentre le altre restano pressochè incontaminate. Gas estremamente povero di metalli potrebbe dunque essere ancora disponibile. Per questo motivo la frazione di volume riempito è da considerarsi un indicatore migliore rispetto alla \bar{Z} per studiare gli effetti dell'arricchimento metallico sulla formazione di Pop III. Similmente ai processi radiativi, anche il contributo della Pop III alla \bar{Z} decresce con il diminuire di z , crollando sotto l'1% a $z = 4$. Tuttavia, il contributo della

Pop III alla frazione di volume riempito di zone di gas già arricchite di fatto non è mai trascurabile (40% – 70%): il motivo principale è che la formazione di Pop III tende ad avvenire in regioni a bassa densità (lontano quindi da precedenti attività di formazione e arricchimento) dove le bolle delle SNe espandendosi posso raggiungere volumi maggiori.

Tenendo in considerazione quanto appena detto, nello studio della formazione di Pop III a bassi redshift ($z \leq 10$) alcuni modelli semi-analitici³ predicono una fine di tale processo per $z \sim 5 - 15$, mentre alcune simulazioni cosmologiche dove la natura disomogenea della miscelazione dei metalli è meglio implementata⁴ mostrano l'assenza di cut-off netti per $z \geq 2.5$. Simulazioni ad alta risoluzione, che almeno marginalmente risolvono i MH, in generale concordano col fatto che la formazione di Pop III sia continuata anche per $z \sim 4 - 8$ con un tasso compreso tra $[10^{-6} - 10^{-4}] M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$ e senza cali netti per valori di redshift ancora minori.

A questo punto una domanda fondamentale da porsi è: dove può essere avvenuta/continuata questa ipotetica formazione tardiva di Pop III? La risposta si trova considerando l'effetto dei flussi dissociante e ionizzante sulla formazione negli aloni: se da un lato possono arrestarla in quelli di massa ridotta, dall'altro hanno un impatto più ridotto su quella all'interno dei più massicci. Sarebbero dunque questi ultimi i nostri candidati hosts, che nelle simulazioni di Liu & Bromm 2020 sono stati suddivisi in tre gruppi usando come limiti di separazione la massa per il raffreddamento atomico $M_{thr}^{atom} \simeq 1.2 \times 10^8 M_{\odot}$ e la massa di Jeans per un gas completamente ionizzato (considerando la somma di materia barionica ed oscura) $M_{J,ion} \simeq 6.7 \times 10^8 M_{\odot}$ (entrambi valori sono stati calcolati a $z = 4$). Sono stati ottenuti i seguenti risultati:

- Primo gruppo ($M < M_{thr}^{atom}$): si tratta dei siti classici analizzati nella sezione precedente (solo con una massa di due ordini di grandezza superiore) in cui domina il raffreddamento molecolare. Sono particolarmente importanti ad alti z . In Figura 3 (da Liu & Bromm 2020) è mostrato il confronto fra la frazione di stelle di Pop III attive negli aloni a raffreddamento molecolare, f_{mol} , e la frazione di aloni con prima formazione, i.e. la formazione di stelle di Pop III isolate, f_{new} . In generale, $f_{new} > f_{mol}$, soprattutto per $z \leq 13$, e ciò indica che a valori più bassi di redshift la maggior parte di stelle di Pop III isolate si forma negli aloni a raffreddamento atomico. f_{mol} crolla da 1 a pochi valori percentili quando z diminuisce da ~ 20 a ~ 13 come risultato del crescente effetto della radiazione LW. Sia f_{new} che f_{mol} diminuiscono rapidamente a $z \leq 4.5$, ovvero quando la reionizzazione è ormai completata.
- Secondo gruppo ($M_{thr}^{atom} < M < M_{J,ion}$): in questo gruppo, così come nel precedente, non è prevista la formazione di stelle dopo la reionizzazione.
- Terzo gruppo ($M > M_{J,ion}$): dalle simulazioni è risultato che gli aloni massicci ($M > 10^{10} M_{\odot}$) che ospitano una formazione di Pop III attiva costituiscono il 50% dell'intera popolazione di aloni hosts a $z = 4$. Il motivo è l'implementazione di un processo di miscelazione dei metalli poco efficiente che fa sì che il gas povero di metalli raccolto nei filamenti più densi (i.e. *cold accretion flows*) possa ancora formare Pop III nonostante le regioni dell'alone più dense siano state significativamente arricchite da SNe precedenti. Questo processo è visibile in Figura 4 (da Liu & Bromm 2020), dove è mostrato uno degli aloni più massicci ($M \simeq 3 \times 10^{10} M_{\odot}$) simulati a $z = 4$. La particolarità di questo alone è che è ancora in fase di assemblamento, con alcuni gruppi di sub-aloni separati fisicamente da pochi kpc. Ciò ci permette di osservare come le stelle di Pop III tendano a formarsi sui punti di connessione tra queste sottostrutture (arricchite di metalli) e i densi filamenti di gas povero di metalli. Questa tendenza è consistente con lo scenario *Pop III wave* (Tornatore et al. 2007).

³Scannapieco et al. 2003; Yoshida et al. 2004; Greif & Bromm 2006; Hartwig et al. 2015; Mebane et al. 2018.

⁴e.g. Tornatore et al. 2007; Karlsson et al. 2008; Trenti & Stiavelli 2009; Muratov et al. 2013; Pallottini et al. 2014; Jaacks et al. 2019.

La simulazione, considerata per valori di redshift z da 20 (inizio dell'epoca della reionizzazione) a 4 (epoca post reionizzazione), ha mostrato un rapporto approssimativo tra i contributi dei tre gruppi al processo di formazione dell'Pop III del tipo 2 : 1 : 1.

1.3 Quando è terminata la formazione di Pop III?

La precisa definizione di cosa si intende per "fine della formazione di Pop III" non è banale, dal momento che dalle simulazioni sulla *formazione tardiva* non emerge un cut-off netto della SFR come accade invece con la reionizzazione. Prima di procedere all'illustrazione di due diverse definizioni, è necessario introdurre i due parametri chiave a cui ruotano attorno tutte le nostre considerazioni:

- β_{mix} è un parametro modificabile che indica la forza della miscelazione dei metalli in termini di come i processi di diffusione turbolenta dipendano dalla dinamica dell'alone. In parole povere, siamo costretti a considerare più scenari di efficienza possibili a causa delle poche conoscenze che abbiamo circa il meccanismo di arricchimento del mezzo interstellare/circumgalattico (ISM/CGM) da parte delle SNe.
- la massa totale, M_{PopIII} , di stelle di Pop III attive per alone host. Questo parametro in generale è il prodotto tra il valore tipico di Pop III (in unità di M_{\odot}) generate per singolo evento di formazione locale (questo valore è ben limitato nel range $500 - 1000 M_{\odot}$ dal modello Λ CDM) e il numero di nubi di gas che sono ambiente di formazione stellare, dense ($n_H \geq 100 \text{ cm}^{-3}$) povere di metalli ($Z \leq 10^{-6} - 10^{-3.5} Z_{\odot}$), coeve su un tempo scala di pochi Myr , e che si trovano nel ISM/CGM di un alone (numero che varia sensibilmente in base al parametro β_{mix}).

Una volta che si hanno bene in mente le principali variabili in gioco, è possibile giungere a diverse conclusioni su quando è effettivamente terminata la formazione di Pop III a seconda della prospettiva da cui si parte per dare tale definizione.

La prima possibile definizione è guidata da motivazioni di natura fisica: si basa sulla SFR media di un alone di massa M e redshift z . In particolare, le simulazioni di Liu & Bromm 2020 si sono focalizzate su un tipico alone a $z = 0$ e di massa $M_{halo,*} \sim 2 \times 10^{12} M_{\odot}$ (essenzialmente un alone simile all'odierna Via Lattea) e hanno definito la *densità critica del tasso di formazione di Pop III* (SFRD) come quella necessaria per formare un tipico/minimo ammasso di Pop III con $M_{PopIII,*} \sim 600 M_{\odot}$ in un tempo scala dinamico $t_{dyn} \sim 0.1/H_0$. Questo porta ad un valore $\dot{\rho}_{*,crit} \sim 3 \times 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1} Mpc^{-3}$. Finalmente, il termine della formazione di Pop III è definito tramite una $\dot{\rho}_{*,PopIII} = \dot{\rho}_{*,crit}$. Nel caso di Liu & Bromm 2020 il risultato dipende fortemente (come da previsione) dall'efficienza della miscelazione dei metalli: la formazione termina a $z \sim 5$ nel caso di miscelazione completa su scala dell'alone (ottenuta con $\beta_{mix} \geq 0.18$). Il termine arriva invece a $z \geq 1.5$ per un valore di $\beta_{mix} \geq 0.15$, mentre nel caso di miscelazione dei metalli totalmente inefficiente questa fine non arriva nemmeno per $z = 0$, valore a cui la SFR non sarebbe nemmeno trascurabile ($\sim 10^{-7} M_{\odot} yr^{-1} Mpc^{-3}$).

La seconda possibile definizione è guidata da motivazioni di natura osservativa: si basa sulla massa totale M_{PopIII} , grandezza fondamentale per l'osservabilità diretta della Pop III. Per esempio: se $M_{PopIII} \sim 10^3 M_{\odot}$, l'osservazione diretta di Pop III, considerata la sensibilità dei telescopi spaziali odierni (HST, JWST e WFIRST), è possibile solo a bassissimi valori di redshift ($z \leq 0.5$). Anche nel caso però in cui si riuscisse ad estendere la formazione di Pop III fino a quei valori di z , finché $M_{PopIII} \leq 10^3 M_{\odot}$ qualunque galassia che abbia avuto negli ultimi 10 Myr una Pop II/I SFR $\dot{M}_{*} \geq 10^{-2} M_{\odot} yr^{-1}$, o che abbia una massa totale di stelle $M_{*} \geq 10^7 M_{\odot}$, sarebbe dominata dalla luce emessa dalle Pop II/I. In altre parole, il rapporto M_{PopIII}/M_{*} deve essere al di sopra di $\sim 10^{-4} - 0.01$ per far sì che il flusso della Pop III sia maggiore di quello delle Pop II/I. Ciò avviene nei cosiddetti sistemi *Pop III-bright*. In Figura 5 (da Liu & Bromm 2020) è mostrata la probabilità di individuare tali sistemi in galassie nane ($M_{*} \leq 10^{8.5} M_{\odot}$) considerando la *frazione di occupazione* $f_{occ,PopIII}$ dei Pop III hosts all'interno di galassie attive. Il risultato finale è che dopo la reionizzazione ($z \leq 6$) le Pop II/I dominano nella stragrande maggioranza ($\geq 99.9\%$) degli aloni massicci ($M_{halo} \geq M_{J,ion} \sim 10^9 M_{\odot}$), mentre prima della reionizzazione ($z \geq 10$) $\sim 2.5 - 6\%$ di tutte le galassie nane all'interno degli aloni a raffreddamento atomico sono *Pop III-bright*. Questa piccola percentuale, per le ragioni viste qui sopra

(valori di M_{PopIII} troppo bassi), resta tuttavia irraggiungibile per il JWST a $z \geq 6.5$. Solo nella simulazione più ottimistica, in cui in questi sistemi $\beta_{mix} \sim 0$ e $M_{PopIII} \sim 10^{5-6} M_{\odot}$, essi sarebbero individuabili da JWST (HST) a $z \sim 12.5$ (5).

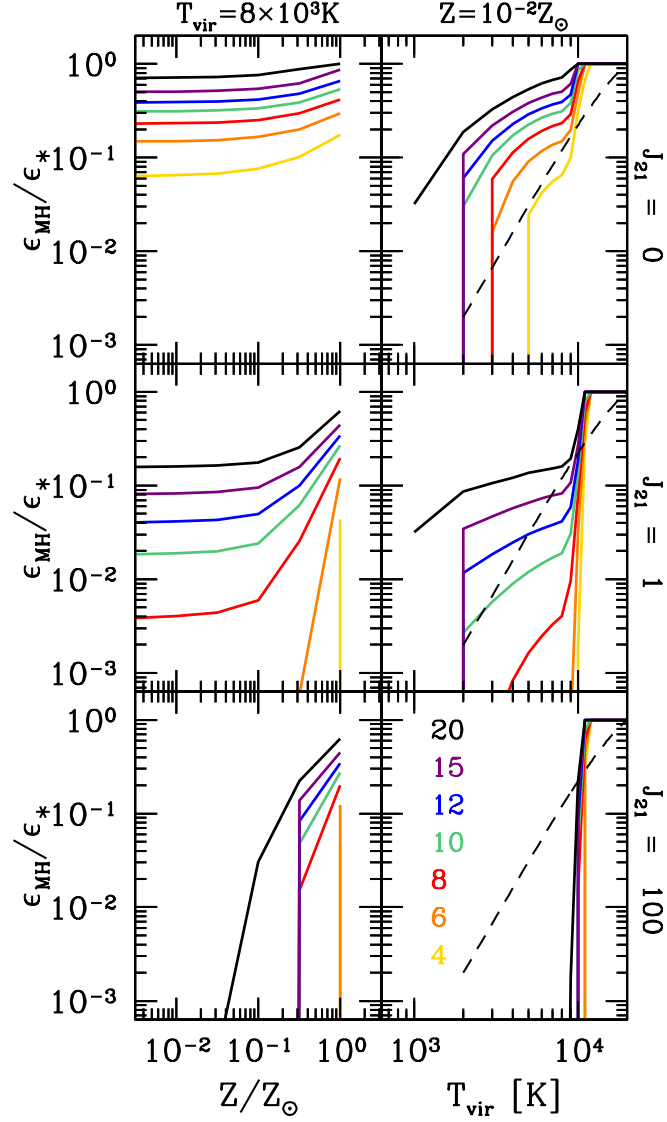


Figura 1: Rapporto tra l'efficienza della formazione stellare nei MH ϵ_{MH} e l'efficienza costante negli aloni con raffreddamento Lyman- α ϵ_* . Le linee colorate rappresentano il redshift di formazione z dei MH ($z = 20; 15; 12; 10; 8; 6; 4$, dall'alto verso il basso, come spiegato nella legenda). I pannelli in alto, al centro e in basso mostrano i risultati assumendo $J_{21} = J_{LW}/(10-21 \text{ erg/cm}^2/\text{s}/\text{Hz}/\text{sr}) = 0, 1$ e $= 100$ rispettivamente. Pannelli di sinistra: dipendenza dalla metallicità del gas ad una fissata temperatura $T_{vir} \geq 8 \times 10^3$ K; a $Z < 10^{-2.5} Z_\odot$ il rapporto ϵ_{MH}/ϵ_* è costante. Pannelli di destra: dipendenza dalla temperatura viriale ad una fissata $Z = 10^{-2} Z_\odot$. La linea tratteggiata mostra la relazione z -indipendente usata in Salvadori & Ferrara (2009, 2012).

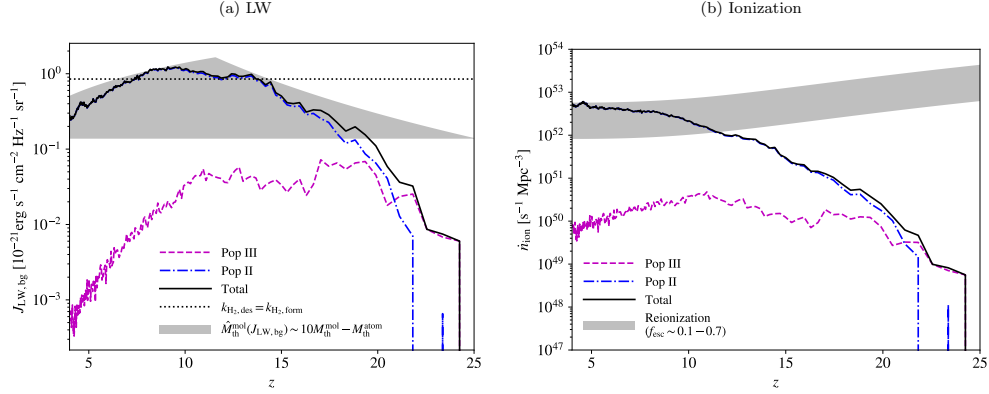


Figura 2: evoluzione della radiazione cosmica di fondo legata ai contributi di: tutti i tipi di stelle (linea nera), Pop III (linea viola tratteggiata) e Pop II (linea blu tratto-punto). Pannello di sinistra (a): intensità del fondo LW (in unità fisiche). Per confronto, l'intensità "critica" che comporta una significativa riduzione della formazione di Pop III è mostrata tramite la regione in grigio e la linea a puntini orizzontale. Pannello di destra (b): densità del tasso di produzione di fotoni ionizzanti. Il tasso di produzione richiesto per ionizzare completamente l'IGM è mostrato dall'area grigia.

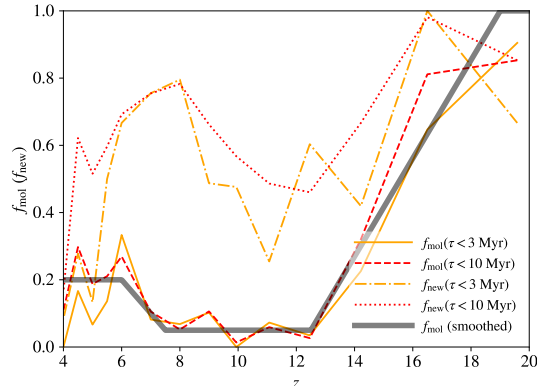


Figura 3: Frazione di stelle di Pop III attive all'interno di molecular cooling haloes (f_{new}) e new star-forming haloes (f_{mol}), per $\tau < 3$ (linea continua e linea tratto-punto) e 10 (linea tratteggiata e linea a puntini) Myr. La linea grigia mostra invece il caso in cui $f_{mol} = 0.2$ a $z < 6$, ovvero il caso in cui si assumono un fondo LW moderato e l'assenza di reionizzazione.

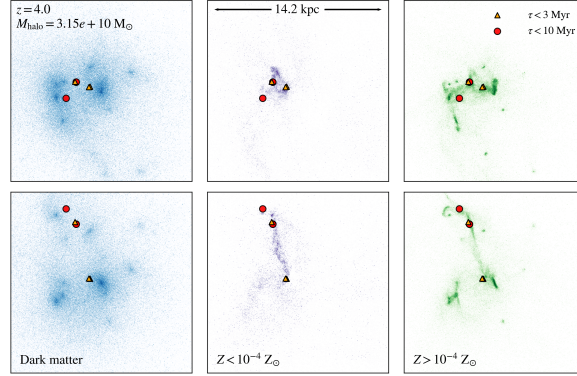


Figura 4: Proiezioni sui piani xy (pannelli superiori) e xz (pannelli inferiori) della distribuzione di materia oscura (pannelli di sinistra), gas povero di metalli (pannelli centrali) e gas ricco di metalli (pannelli di destra) in un alone di massa $M_{halo} \simeq 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ con recente formazione di Pop III a $z = 4$. Regioni di formazione con $\tau < 3$ e $\sim 3 - 10$ Myr sono individuate rispettivamente dai triangoli arancioni e dai cerchi rossi. La dimensione fisica della regione cubica mostrata è ~ 14 kpc. E' evidente come le stelle di Pop III tendano a formarsi sui bordi delle sotto-strutture.

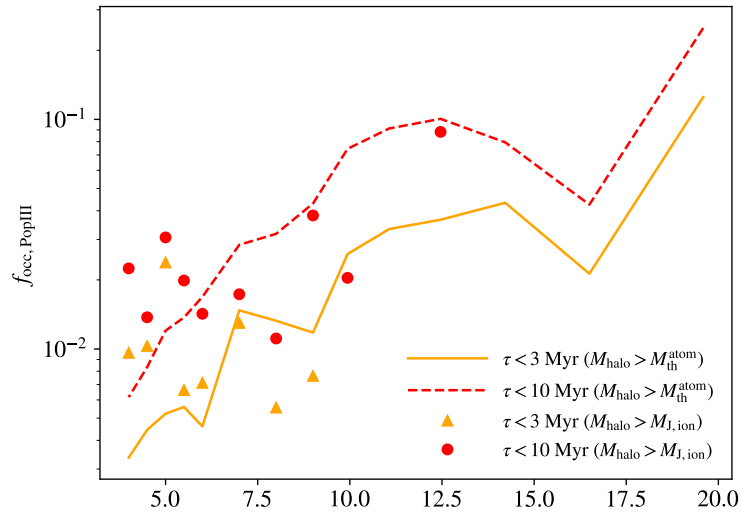


Figura 5: Frazione di galassie che ospitano stelle di Pop III attive. I risultati per tutti gli aloni a raffreddamento atomico sono mostrati con le linee continua e tratteggiata, mentre quelli riguardanti aloni la cui massa supera quella di Jeans per gas ionizzati sono individuati dai triangoli e dai cerchi. I colori rosso e arancione si riferiscono rispettivamente a $\tau < 3$ e < 10 .

2 Archeologia stellare nell'universo locale

Nel precedente capitolo abbiamo visto in dettaglio i motivi per cui le stelle di Pop III sarebbero state particolarmente massicce, tuttavia non abbiamo fatto alcun accenno a quale sia il loro possibile range di massa. Lo stato dell'arte delle simulazioni numeriche sulle prime luci dell'universo fornisce risultati piuttosto disparati, con intervalli plausibili che vanno da valori sub-solari ⁵ fino a $m_{PopIII} \sim 1000 M_{\odot}$ ⁶. Porre dei limiti più ristretti a questo intervallo di masse non è possibile tramite l'osservazione diretta della Pop III (i motivi visti in sez. 1.3 saranno mostrati in dettaglio nel cap. 4), ma lo è tramite simulazioni (e in alcuni casi anche tramite osservazioni) della loro progenie. Nelle prossime sezioni andremo a vedere nello specifico alcuni studi che hanno combinato, con l'obiettivo di ottenere informazioni sulla *Funzione di Massa Iniziale* (IMF) della Pop III, simulazioni ed osservazioni (all'interno della nostra galassia) delle *stelle povere di metalli* (MP), ovvero stelle con un rapporto $[Fe/H] < -1$.

$[Fe/H]$ è l'indice di metallicità e si ottiene dal confronto su scala logaritmica delle abbondanze di Fe della stella presa in considerazione e del Sole:

$$[Fe/H] = \log_{10} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_{star} - \log_{10} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_{sun}$$

ove N_{Fe} e N_H sono rispettivamente il numero di atomi di ferro e idrogeno per unità di volume. In base a questo indice le stelle povere di metalli sono divise in 7 categorie (mostrate in Tabella 1).

Abbondanza di Fe	Tipo di stella	Acronimo
$[Fe/H] = 0$	Metallicità solare	ZS
$[Fe/H] < -1$	Povera di metalli	MP
$[Fe/H] < -2$	Molto povera di metalli	VMP
$[Fe/H] < -3$	Estremamente povera di metalli	EMP
$[Fe/H] < -4$	Ultra povera di metalli	UMP
$[Fe/H] < -5$	Iper povera di metalli	HMP
$[Fe/H] < -6$	Mega povera di metalli	MMP

Tabella 1: Sono elencate le 7 categorie (colonna al centro) e il relativo acronimo (colonna di destra) in cui sono suddivise le stelle in base al loro indice di metallicità $[Fe/H]$ (colonna di sinistra)

Oltre ad introdurre questo parametro chiave è necessario anche fare alcune altre distinzioni fondamentali per lo studio delle stelle di seconda generazione: in Tabella 2 sono illustrate, per diversi range di massa, una breve descrizione delle stelle che appartengono al relativo range, il processo a cui vanno incontro al termine della loro vita, l'importanza del loro contributo all'ISM in termini di metalli liberati, gli eventuali resti dopo la morte e i tipi di stelle di cui sono progenitrici.

2.1 Via Lattea: studio dell'alone galattico

Il maggior risultato ottenuto dalle indagini che hanno scandagliato il nostro alone galattico in cerca di stelle VMP è stata la determinazione della *Funzione di Distribuzione della Metallicità* (MDF), ovvero il numero di stelle in funzione della loro abbondanza di Fe. I primissimi studi della MDF ⁷ hanno mostrato che il picco è in corrispondenza di $[Fe/H] = -1.6$ e le ali si allontanano notevolmente dai valori di abbondanza solare fino a raggiungere $[Fe/H] \approx -4$ ⁸.

⁵e.g. Stacy et al. 2016

⁶e.g. Susa et al. 2014; Hirano et al. 2014, 2015; Hosokawa et al. 2016

⁷e.g. Ryan & Norris 1991

⁸e.g. Beers et al. 1985, Molaro & Castelli 1990, Molaro & Bonifacio 1990, Primas et al. 1994

$m_{PopIII} [M_{\odot}]$	Descrizione	Fine vita	Quantità di metalli rilasciati
[1 – 10]	Stelle AGB (grande perdita di massa)	Faint SNe	Significativa
[10 – 40]	Stelle massicce	Faint SNe	Significativa
[40 – 140]	Stelle massicce	Implosione	Nessuna/trascurabile
[140 – 260]	Stelle molto massicce	Pair Instability SNe (PI-SNe)	Significativa
> 260	Stelle estremamente massicce	Implosione	Nessuna/trascurabile
$m_{PopIII} [M_{\odot}]$	Resti	Progenie	
[1 – 10]	Incerti	Stelle CEMP-r/s	
[10 – 40]	Nessuno	Stelle CEMP-no	
[40 – 140]	Buchi neri	Nessuna	
[140 – 260]	Nessuno	Stelle CEMP-no	
> 260	Buchi neri	Nessuna	

Tabella 2: Per diversi range di massa (prima colonna), vengono illustrati nell'ordine: una breve descrizione delle stelle che appartengono al relativo range, il processo a cui vanno incontro al termine della loro vita, l'importanza del loro contributo all'ISM in termini di metalli liberati, gli eventuali resti dopo la morte e i tipi di stelle di cui sono progenitrici.

Questi studi hanno portato all'identificazione della prima stella CEMP, ovvero con eccesso di carbonio (*Carbon-enhanced metal-poor star*). Questa particolare tipologia di stelle è caratterizzata da $[Fe/H] < -1$ e $[C/Fe] > +0.7$ ⁹, il che significa che comparate al Sole queste stelle hanno abbondanza di carbonio almeno 7 volte superiore a quella di ferro. Le stelle CEMP sono ulteriormente divise in 4 categorie in base alla presenza o meno di elementi legati ai due processi (*lento e rapido*) della *nucleosintesi tramite cattura di neutroni* tipica della fase AGB:

- le stelle CEMP-r hanno $[Eu/Fe] > +1$;
- le stelle CEMP-s hanno $[Ba/Fe] > +1$ and $[Ba/Eu] > +0.5$, si stima che circa l'80% delle CEMP stars appartenga a questa categoria;
- le stelle CEMP-r/s hanno $0 < [Ba/Eu] < +0.5$, ovvero sotto il livelli di abbondanza delle CEMP-s;
- le stelle CEMP-no hanno $[Ba/Fe] < 0$, si stima che il 20% delle stelle CEMP appartenga a questa categoria e che tra di esse vi siano le stelle più antiche della Via Lattea.

In generale, buona parte delle stelle EMP sono stelle CEMP ($[Fe/H] < -3.0 \implies 30\%$ CEMP) e per valori $[Fe/H] < -5.0$ il 100% delle stelle HMP sono stelle CEMP. Recenti osservazioni¹⁰ hanno mostrato come queste stelle siano di vitale importanza nella comprensione dei processi primordiali di arricchimento di metalli. In particolare si è visto come la forma della coda povera di ferro (*low-Fe tail*) della MDF galattica possa far luce sulle proprietà della prima generazione di stelle e sui processi fisici che hanno guidato la transizione da stelle di Pop III massicce a Pop II normali. In Figura 6 (da de Bressana et al. 2016) è mostrata la determinazione osservativa più recente¹¹ della coda della MDF dell'alone galattico.

⁹il valore discriminante iniziale $[C/Fe] > +1$ (Beers & Christlieb 2005) è stato aggiornato a quello attuale da Aoki et al. 2007

¹⁰e.g. Christlieb 2008

¹¹e.g. Beers & Christlieb 2005, Schorck et al. 2009, Yong et al. 2013

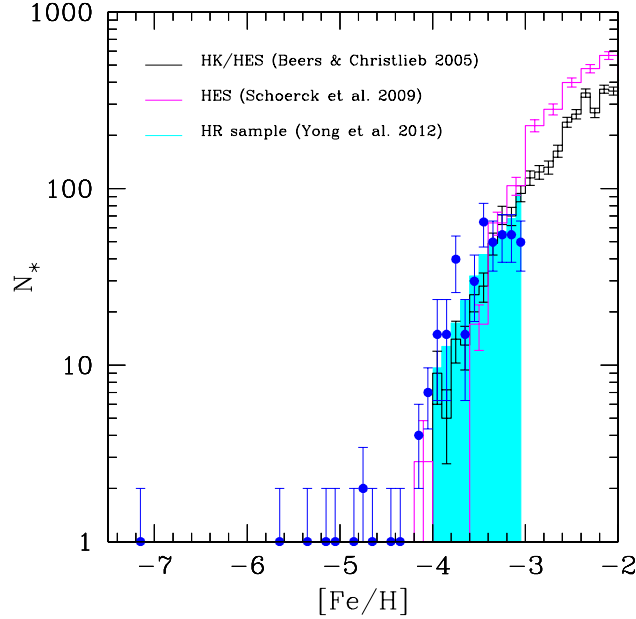


Figura 6: La MDF dell'alone galattico ricavata usando diversi set di dati normalizzati allo stesso numero di stelle a $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -3$. Gli istogrammi mostrano i risultati ottenuti da: *linea nera* - Beers & Christlieb 2005, *linea magenta* - Schorck et al. 2009, *area azzurra* - Yong et al. 2013 (con correzioni), *punti blu* - Yong et al. 2013 (senza correzioni). Le barre di errore corrispondono ad errori poissoniani.

Come si può notare la MDF osservata ha un rapido cut-off per $[\text{Fe}/\text{H}] < -4.2 \pm 0.2$ e una coda che si estende fino a $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -7.2$, costituita da 9 stelle. Di queste, 8 mostrano sovrabbondanza di carbonio e nessuna presenza di elementi legati alla nucleosintesi tramite cattura di neutroni, dunque sono classificate come stelle CEMP-no. Si ritiene che le abbondanze chimiche misurate nelle loro fotosfere riflettano quelle dei loro ambienti di formazione che con buona probabilità sono stati "inquinati" solo da quelle stelle di Pop III che al termine della loro vita sono esplose come SNe.

Per indagare quali processi hanno influito (e in che misura) sulla coda di questa distribuzione e per cercare di vincolare la IMF della Pop III (limitando soprattutto il range di masse possibili), de Bannassutti et al. hanno implementato un modello con le seguenti caratteristiche:

- Ruolo chiave dei MH e dei processi radiativi, durante l'epoca pre reionizzazione, nel determinare l'efficienza della formazione di Pop III (come visto in sez. 1.1);
- $m_{\text{PopIII}} \in [10 - 300] M_{\odot}$ in accordo con una IMF di tipo *Larson*:

$$\Phi(m) = \frac{dN}{dm} \propto m^{\alpha-1} \exp\left(-\frac{m_{ch}}{m}\right)$$

con $m_{ch} = 20 M_{\odot}$ e $\alpha = 1.35$. L'arricchimento chimico (sia di metalli che polveri) si è assunto guidato da stelle con massa $\in [10 - 40] M_{\odot}$ (esplose come *Faint SNe*) e $\in [140 - 260] M_{\odot}$ (esplose come *Pair Instability SNe*).

- $m_{\text{PopII}} \in [0.1 - 100] M_{\odot}$ e distribuite secondo una IMF di tipo *Larson* con $m_{ch} = 0.35 M_{\odot}$ e $\alpha = 1.35$. Il loro contributo all'arricchimento di metalli si è assunto guidato da stelle in fase AGB ($2 M_{\odot} \leq m_{\text{PopII}} \leq 8 M_{\odot}$) e da *core-collapsing SNe* ordinarie ($8 M_{\odot} < m_{\text{PopII}} \leq 40 M_{\odot}$).

Il paragone tra le MDFs osservata e simulata è mostrato in Figura 7 (da de Bressan et al. 2016): ispezionando i vari pannelli, da sinistra a destra, è possibile osservare come i diversi processi fisici inclusi nel modello possono influire sulla forma della MDF.

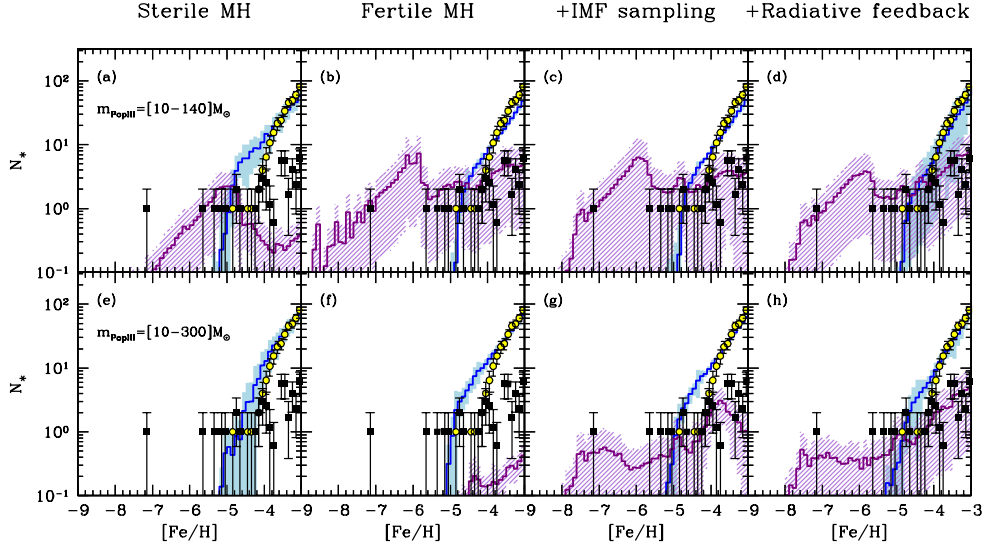


Figura 7: Confronto tra le MDFs dell'alone galattico osservata (punti con errori poissoniani) e simulata (istogrammi con aree sfumate). Sono stati separati i contributi di stelle *C-enhanced stars* (istogrammi ed aree viola, quadrati neri) e di stelle *C-normal* (istogrammi ed aree blu, cerchi gialli). Si assume che la formazione di Pop III si avvenuta nel range $[10 - 140] M_{\odot}$ (pannelli in alto) e nel range $[10 - 300] M_{\odot}$ (pannelli in basso). Da sinistra a destra sono mostrati i risultati di modelli implementati con: MH sterili (pannelli *a* ed *e*), MH fertili con efficienza della formazione stellare regolata dalla temperatura (pannelli *b* ed *f*), MH fertili con efficienza della formazione stellare regolata dalla temperatura ed una IMF per la Pop III campionata in maniera stocastica (pannelli *c* ed *g*), MH fertili con efficienza della formazione stellare regolata dai processi radiativi ed una IMF per la Pop III campionata in maniera stocastica (pannelli *d* ed *h*).

Subito a prima vista si nota come il risultato varia notevolmente assumendo che la massa delle stelle di Pop III prima sia compresa solo nel range $[10 - 140] M_{\odot}$ (pannelli in alto), i.e. l'unico contributo all'arricchimento metallico è quello delle *Faint SNe*, e poi in quello più esteso $[10 - 300] M_{\odot}$ (pannelli in basso), i.e. sia le *Faint SNe* che le PISNe producono e rilasciano elementi pesanti.

Le coppie di pannelli (*a-b*) e (*e-f*) mostrano quanto sia fondamentale la formazione stellare a $T_{vir} < 10^4$ K, i.e. il ruolo chiave dei MH nella nascita di stelle CEMP-no con $[Fe/H] < -5$. Queste stelle infatti si formano solo in ambienti che sono stati arricchiti da *Faint SNe* primordiali, ovvero da Pop III con $m_{PopIII} \in [10 - 140] M_{\odot}$ in grado di produrre grandi quantità di C e ridotte di Fe. Se i loro ambienti fossero stati inquinati da PISNe il loro caratteristico indice di metallicità sarebbe decisamente più alto per via delle enormi quantità di Fe prodotte da stelle di Pop III così massicce ($m_{PopIII} \in [140 - 260] M_{\odot}$). Se ne deduce quindi che le stelle CEMP-no osservate a $[Fe/H] < -3$ portano i segni dell'arricchimento tipico delle *Faint SNe* (che procurano oltre il 50% degli elementi pesanti presenti negli ambienti di formazione), mentre le stelle di seconda generazione che portano i segni tipici delle PISNe si trovano a $-4 < [Fe/H] < -1$ e rappresentano solo una piccola percentuale della popolazione di alone: ciò, legato al fatto che la massa totale di stelle prodotta nei MH per singolo evento è piuttosto ridotta ($M_{PopIII}^{tot} <$

$10^4 M_{\odot}$), ne limita fortemente il campionamento.

Per avere un campione completo su tutto il range $[10 - 300] M_{\odot}$ sarebbe necessario che $M_{PopIII}^{tot} > 10^5 M_{\odot}$, ma come abbiamo visto in sez. 1.3, tale valore mediamente è $M_{PopIII}^{tot} \sim 10^3 M_{\odot}$. Le coppie $(b - c)$ e $(f - g)$ mostrano proprio gli effetti di questo problema: se per il range di massa $[10 - 140] M_{\odot}$ la MDF non mostra alcuna dipendenza dall'incompletezza del campionamento della Pop III, lo stesso non si può dire per il range $[10 - 300] M_{\odot}$, dove la differenza è ben visibile.

Le coppie $(c - d)$ e $(g - h)$ invece mostrano l'influenza dei processi radiativi sull'efficienza della formazione stellare. Il motivo per cui non si notano grandi differenze, i.e. il motivo per cui il modello non ha una forte dipendenza dal flusso LW, è che la particolare regione del cosmo presa in considerazione (la Via Lattea) è da ritenersi influenzata e che quindi il suo fondo LW è da considerarsi maggiore rispetto a quello presente nel volume cosmico medio. L'unica differenza di cui è importante parlare è il "dosso" presente nella simulazione del pannello (d) e assente nel pannello (h) : esso è legato al fatto che nel range $[10 - 140] M_{\odot}$ le stelle di Pop III evolvono solo come *Faint SNe* e di conseguenza "inquinano" l'ISM dei loro MH attorno a $[Fe/H] \approx -6$. Una volta che le normali stelle di Pop II avranno iniziato ad evolvere come *core-collapsing SNe*, l'arricchimento di Fe sarà diventato molto più veloce (ed abbondante), spostando di fatto l'indice di metallicità verso valori maggiori e dando così origine a quel picco simulato di stelle CEMP che nella MDF osservativa non compare.

L'ultimo passaggio prima di trarre le dovute conclusioni è osservare la dipendenza dei risultati fin qui ottenuti dalla pendenza e dal range di massa della IMF. In Figura 8 (da de Bressan et al. 2016) il modello di riferimento fin qui analizzato (a sinistra) è confrontato con due modelli alternativi suggeriti dalle simulazioni: una IMF piatta con $m_{PopIII} = [10 - 300] M_{\odot}$ ¹² (al centro) e una IMF di tipo Larson con $m_{PopIII} = [0.1 - 300] M_{\odot}$ e una massa caratteristica $m_{ch} = 0.35 M_{\odot}$ ¹³ (a destra).

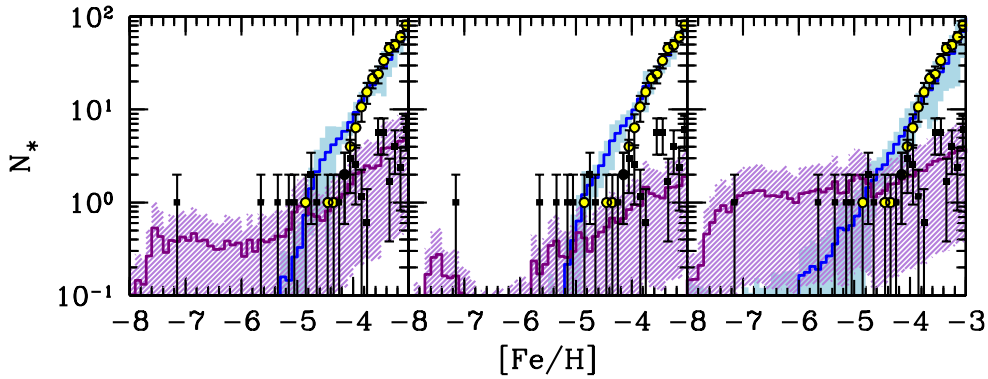


Figura 8: Confronto tra la MDF dell'alone galattico osservata e quelle simulate (vedi Fig. 7) ottenute utilizzando diverse IMF per le Pop III: una Larson IMF con $m_{PopIII} = [10 - 300] M_{\odot}$ e una massa caratteristica $m_{ch} = 20 M_{\odot}$ (a sinistra), una IMF piatta con $m_{PopIII} = [10 - 300] M_{\odot}$ (al centro) e una Larson IMF con $m_{PopIII} = [0.1 - 300] M_{\odot}$ e una massa caratteristica $m_{ch} = 0.35 M_{\odot}$ (a destra).

Da un lato, è evidente come il modello con la IMF piatta sia da scartare in quanto solo parzialmente consistente con i dati osservativi: viene prodotto un numero minore di stelle CEMP-no sia a bassi che alti valori di $[Fe/H]$. Questo è legato al fatto che viene simulata una frazione minore di *Faint SNe* rispetto alla massa totale di stelle di Pop III formate. Questa percentuale è solo $\approx 1.5\%$ per la IMF piatta, mentre è $\approx 70\%$ per la Larson IMF.

¹²e.g. Hitano et al. 2014

¹³e.g. Stacy et al. 2016

Dall'altro lato, quando il limite inferiore del range di massa della Larson IMF viene esteso fino a valori sub-solari, il numero di stelle CEMP aumenta rispetto al modello di riferimento. Come nel caso precedente, anche in questo la frazione di *Faint SNe* resta molto ridotta ($\approx 1\%$). Se ne deduce che queste stelle in eccesso a bassi valori di $[\text{Fe}/\text{H}]$ devono avere un'altra origine: si trova che in media $\approx 30\%$ delle stelle CEMP di seconda generazione a $[\text{Fe}/\text{H}] < -5$ portano i segni *anche* dei metalli prodotti dalle stelle AGB a metallicità nulla, i.e. elementi del processo di cattura lenta dei neutroni. Questo fornisce una previsione dell'esistenza di Pop III con $m_{\text{PopIII}} < 10 M_{\odot}$ che può essere testata incrementando le statistiche delle CEMP con le misurazioni di elementi del processo lento disponibili a $[\text{Fe}/\text{H}] < -5$.

Infine, questo modello predice l'esistenza di stelle con metallicità sia nulla che bassa ($Z < 10^{-5} Z_{\odot}$), le quali dovrebbero rispettivamente corrispondere al $\approx 0.15\%$ e $\approx 0.3\%$ del numero totale di stelle a $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$. Questo risultato può sembrare in contrasto con l'attuale non osservazione di stelle prive di metalli, tuttavia, dato il ridotto numero di stelle identificate a $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$, che è ≈ 200 , la frazione di stelle a metallicità nulla dovrebbe essere $< 1/200 = 0.5\%$, valore consistente con i nostri (non) ritrovamenti.

2.2 Studio dell'alone extragalattico

Come appena discusso, se da un punto di vista teorico la formazione di stelle di Pop III con masse molto ridotte sarebbe stata confermata, dal punto di vista osservativo invece, nonostante la diretta rilevazione di migliaia di stelle a $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$, non ne abbiamo trovata nessuna a $[\text{Fe}/\text{H}] < -6$, range al quale stelle con $m_{\text{PopIII}} \leq 0.8 M_{\odot}$ dovrebbero appartenere. Se queste stelle di Pop III sono davvero nate in ambienti incontaminati da successivi eventi di formazione stellare, allora proprio grazie alla loro ridottissima massa dovrebbero essere ancora in grado di brillare tramite reazioni nucleari ed essere in qualche modo osservabili nell'Universo Locale. Riferendosi a tali stelle come *Pop III survivors*, studi recenti¹⁴ hanno investigato come l'accrescimento di mezzo interstellare possa aver cambiato l'abbondanza superficiale delle stelle di Pop III all'interno dell'alone galattico. E' stato trovato che la superficie delle *Pop III survivors* è stata inquinata fino a $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -5$ e che dunque dovrebbero essere osservate come stelle HMP. Le uniche due HMP conosciute (vedi Introduzione) potrebbero dunque essere *Pop III survivors*, ma ci sono anche altri scenari che le vedono formarsi come stelle di seconda generazione in un ambiente arricchito inefficacemente. Ci si chiede quindi se sia possibile osservare, nell'Universo Locale, *Pop III survivors* incontaminate con $Z_{\text{superf}} = 0$: la risposta potrebbe essere affermativa nel caso si guardasse *al di fuori* dell'alone galattico. Considerando che le prime stelle di Pop III si sono formate nei MH con una massa totale $M_{\text{halo}} \sim 10^6 M_{\odot}$, le *Pop III survivors* di massa ridotta avrebbero avuto la possibilità di fuggire dai loro host MH proprio grazie al ridotto potenziale gravitazionale di questi ultimi. Per il rilascio di queste *Pop III survivors* si possono considerare due modalità:

- nel caso in cui in un sistema binario nato dalla frammentazione di una nube di gas primordiale¹⁵ una stella di Pop III di massa ridotta si formasse come compagna di una stella di Pop III massiccia, allora è possibile che venga espulsa dal sistema binario (e quindi dall'host MH) nel momento in cui la primaria esplose come SN.
- una stella di massa ridotta potrebbe fuggire da un ammasso di Pop III tramite fionda gravitazionale e finire nello spazio intergalattico. Questa stella non andrebbe incontro ad un inquinamento superficiale in quanto è piuttosto difficile accrescere gas arricchito di metalli nell'IGM.

Analizzando in dettaglio il primo scenario, vediamo come la fuga di una stella di Pop III di massa ridotta sia possibile grazie all'improvvisa diminuzione del potenziale gravitazionale in

¹⁴Komiya et al. 2009b, 2010

¹⁵scenario investigato dalle simulazioni di Machida et al. 2008; Turk et al. 2009; Stacy et al. 2010

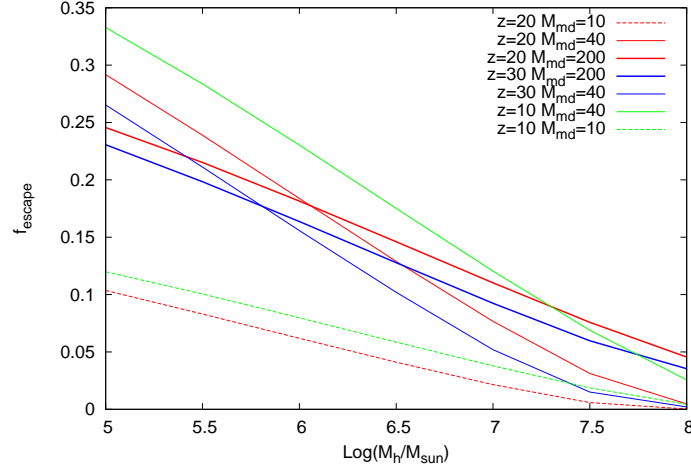


Figura 9: Frazione di fuga f_{esc} delle secondarie di massa ridotta in funzione della massa del loro host MH.

seguito all'esplosione della primaria. Se l'energia cinetica della secondaria è maggiore della somma dei potenziali gravitazionali dell'host MH e dell'oggetto rimanente dopo la SN, allora la secondaria può scappare dal MH:

$$\frac{1}{2}v_{orb}^2 - \frac{Gm_{rem}}{r_{bin}} + \Psi_{halo}(M_h, z) > 0$$

dove v_{orb} e r_{bin} sono la velocità della secondaria e il raggio del sistema binario, m_{rem} è la massa dell'oggetto (una stella di neutroni o un buco nero) che resta dopo la SN e Ψ_{halo} è il potenziale gravitazionale del MH in funzione della sua massa e del suo redshift.

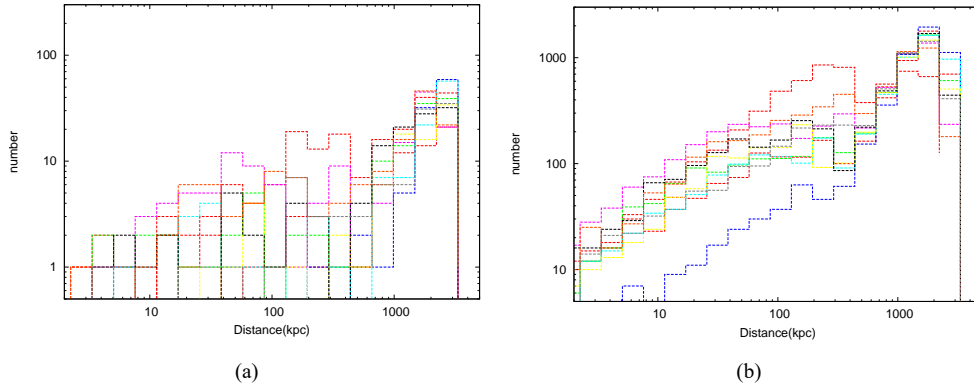


Figura 10: Le distribuzioni spaziali simulate delle *Pop III survivors* (a sinistra) e delle *EMP survivors* (a destra) attorno alla nostra galassia.

Secondo le simulazioni di Komiya et al. 2016, le stelle secondarie di sistemi binari abbastanza stretti, i.e. con un periodo di rivoluzione inferiore a poche centinaia di anni, hanno buone probabilità di fuggire. In Figura 9 (da Komiya et al. 2016) sono mostrate le percentuali di fuga delle *Pop III survivors* in funzione della massa del loro host MH. Quando si assume una IMF che favorisce stelle molto massicce, i.e. con $M_{md} \geq 40 M_{\odot}$, da un MH con $m \sim 10^3 M_{\odot} \sim 20\%$ delle *Pop III survivors* riesce a scappare. Nel caso in cui $M_{md} = 10 M_{\odot}$, la percentuale scende

sotto al 10% in quanto la maggioranza delle compagne primarie sarà una stella sub-massiccia. Da aloni più massicci, i.e. $M_{halo} \geq 10^8 M_{\odot}$, la frequenza di fuga scende a meno del $\sim 5\%$ a causa del maggiore potenziale gravitazionale.

Dal loro "albero delle fusioni" (*merger tree*) modellizzato per la Via Lattea è emerso che a $z \sim 20$ nei suoi blocchi costitutivi vengono prodotte ~ 500 *Pop III survivors* quando si adotta una $M_{md} = 40 M_{\odot}$. Oltre 100 di loro fuggono dai rispettivi MH dopo $\sim 10^7$ yrs con una velocità di espulsione $v_{ej} = 5 - 70$ km/s. Il pannello di sinistra nella Figura 10 (da Komiya et al. 2016) mostra la simulazione della distribuzione spaziale delle *Pop III survivors* scappate. Tipicamente sono distribuite entro un raggio di ~ 2 Mpc al di fuori della galassia, ma $5 - 35\%$ di loro si trova entro il raggio viriale del suo alone di materia oscura. Nel pannello di sinistra invece è mostrata la distribuzione simulata delle oltre 1000 EMP *survivors* scappate: si nota la forte somiglianza alla precedente.

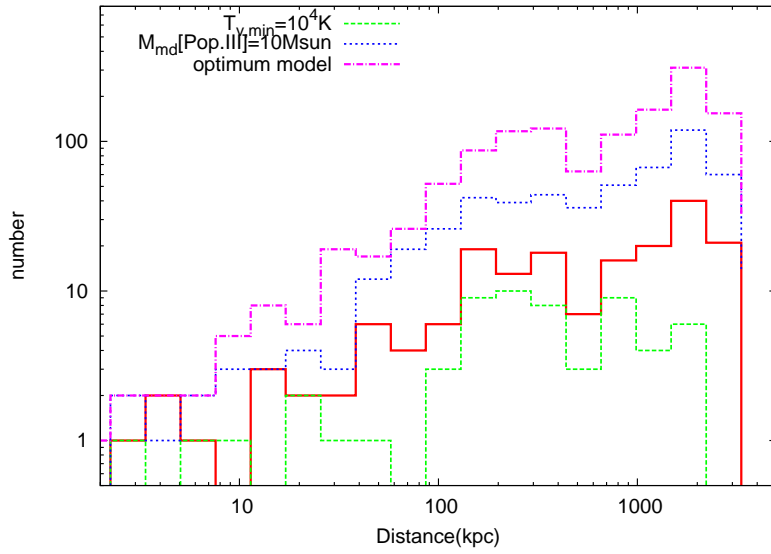


Figura 11: Vengono mostrati quali parametri influiscono sulla distribuzione simulata delle stelle di Pop III scappate.

La Figura 11 (da Komiya et al. 2016) mostra infine da quali parametri dipende la distribuzione simulata. Da un lato, se si assume un set di parametri ottimale (in cui $M_{md} = 10 M_{\odot}$), si ottiene una previsione del numero di stelle di Pop III fuggite ~ 7 volte maggiore dei precedenti risultati. Dall'altro, se si assume che le stelle si formino solo in aloni con temperatura viriale $T_{vir} \geq 10^4$ K, tale previsione si riduce a $\sim 1/5$. In ogni caso la distribuzione spaziale rimane entro un raggio di 2 Mpc attorno alla Via Lattea: questo perché essa è determinata dal movimento dei MH piuttosto che dalle caratteristiche dei singoli sistemi binari. A quella distanza, la luminosità delle *Pop III survivors* in fase RGB/HB è $\sim 100 L_{\odot}$ o maggiore. Questa si traduce in una magnitudine osservata $\sim 26 - 28$, dunque raggiungibile con la strumentazione odierna.

3 Proprietà spettroscopiche della Pop III

Quando si cercano precise informazioni su di una stella, il miglior modo per ottenerle è analizzarne lo spettro. Nel caso questo non sia direttamente osservabile, si può sempre farne una simulazione basandosi sui dati che si hanno già a disposizione (ottenuti, come visto nei capitoli precedenti, combinando altre simulazioni ad effettive osservazioni). E' questa la strada che si segue, a causa degli attuali limiti strumentali, nella spettroscopia della Pop III. Un modello che mira a riprodurre lo spettro di una stella primordiale, rispetto ad un modello che lavora sugli spettri di Pop II/I, deve tener conto della maggior complessità di alcuni processi (ad es. la storia della formazione stellare), dell'importanza di alcuni fenomeni che in altri contesti sono del tutto trascurabili (ad es. la presenza o l'assenza di perdita di massa) e delle profonde incertezze che si hanno sui dati di partenza (ad es. tutti i diversi, ma ugualmente possibili, range di massa).

I modelli di Schaerer et al. 2001 (i cui risultati verranno mostrati dettagliatamente nelle sez. 3.1 e 3.2) hanno voluto alleggerire le assunzioni fortemente vincolanti fatte dai loro predecessori in modo da permettere un'esplorazione più ampia all'interno della variabilità di ciascun parametro. Essi sono stati implementati facendo particolare attenzione alle seguenti caratteristiche:

- Per quanto riguarda i *modelli atmosferici*, due sono i fattori tenuti in considerazione: il primo è che nelle atmosfere delle stelle più calde si verificano forti deviazioni dall'equilibrio termodinamico locale (LTE), il secondo è che nel caso di stelle massicce la presenza di perdita di massa può avere effetti interessanti sullo spettro di emissione. Infatti, seppur modesta, quest'ultima (causata dalla pressione di radiazione o da instabilità interne con relative pulsazioni) può potenzialmente influire sulla *Distribuzione Spettrale di Energia* (SED), soprattutto nel continuo ionizzante. Nel caso in cui quest'ultimo flusso sia trascurabile, i.e. stelle con $T_{eff} < 20000$ K e $[Fe/H] = -5$, allora la SED nelle bande di nostro interesse (*rest-frame* UV e ottica) è ben descritta da modelli LTE a piani paralleli (di puri H e He). Per stelle con $T_{eff} \geq 20000$ K invece sono necessari modelli a piani paralleli non-LTE. Per quanto riguarda la perdita di massa, nel caso in cui essa sia trascurabile, per una stella di 60 (500) M_{\odot} sono stati adottati i seguenti parametri: $v_{wind} \sim 2000$ km/s e $\dot{M} = [10^{-9} - 10^{-6}]$ ($[10^{-8} - 10^{-5}]$) $M_{\odot} yr^{-1}$, mentre nel caso in cui sia molto intensa è stato adottato il modello per le atmosfere di puro He delle Wolf-Rayet (WR) in cui $\dot{M} \sim [10^{-5} - 10^{-4}] M_{\odot} yr^{-1}$.
- Per quanto riguarda le *tracce evolutive* sono stati adottati due diversi modelli a metallicità zero per poter esplorare i due scenari di perdita di massa a cui si è appena accennato. Le tracce con una perdita di massa nulla/trascurabile sono stati calcolati per stelle con $M \in [1 - 500] M_{\odot}$ tramite il *Geneva stellar evolution code*¹⁶ e includono solo la fase di bruciamento dell'idrogeno. Il motivo per cui non si hanno conseguenze nel trascurare la fase di bruciamento dell'elio è che il relativo tempo di vita è inferiore al 10% del tempo speso in Sequenza Principale. Le tracce che invece prevedono un'intensa perdita di massa sono stati calcolati per stelle con $M \in [80 - 1000] M_{\odot}$ usando i valori indicati nel punto precedente. La principale differenza tra intensa e trascurabile perdita di massa visibile in Figura 12 (da Schaerer et al. 2001) è la rapida evoluzione verso il blu dello spettro delle stelle del primo modello, causata dal forte aumento dell'abbondanza di He in superficie in seguito all'entrata in una fase simil-WR. In figura i due set di tracce sono comparati con un modello a bassa metallicità ($Z = 1/50 Z_{\odot}$) e con la posizione di una ZAMS dai valori di metallicità solari. Questo confronto mostra bene come, a causa dell'assenza degli elementi CNO, la ZAMS di stelle di Pop III massicce sia molto più calda delle controparti a valori bassi o solari di metallicità. In particolare questo implica che a $Z = 0$ le stelle di Pop III con $M \geq 5 M_{\odot}$ hanno temperature inusualmente alte e di conseguenza un flusso ionizzante che normalmente corrisponde a stelle di tipo O ($T_{eff} \geq 30000$ K).

¹⁶e.g. Feijòo 1999, Desjacques 2000

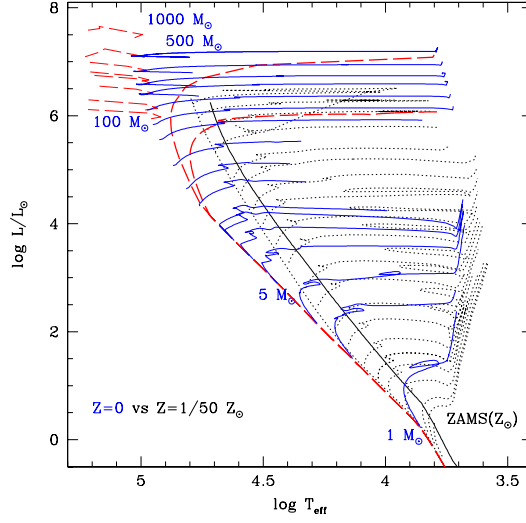


Figura 12: Diagramma HR per stelle a metallicità nulla ($Z = 0$, linea continua blu, linea tratteggiata rossa) e bassa ($Z = 1/50 Z_{\odot}$, linea nera a puntini, Lejeune & Schaerer 2001). Le brevi linee tratteggiate che evolvono verso il blu per stelle molto massicce sono state ottenute considerando una forte perdita di massa (Klapp 1983, El Eid et al. 1983), mentre le lunghe linee tratteggiate corrispondono ad isocrone di 2 e 4 Myr ottenute con una perdita trascurabile (Marigo et al. 2001). La posizione di una ZAMS con $Z = Z_{\odot}$ è indicata dalla linea continua nera (Schaller et al. 1992). Si noti l'importante spostamento della ZAMS a T_{eff} maggiori per metallicità bassa e nulla, così come la rapida evoluzione verso il rosso delle stelle massicce.

- Le linee di ricombinazione dell'H e del He nel range di lunghezza d'onda compreso tra la Lyman- α e l'H α mostrate in Tabella 3 sono le linee sotto indagine del modello, la cui luminosità è data dall'equazione:

$$L_i [erg * s^{-1}] = c_i (1 - f_{esc}) Q_i [s^{-1}]$$

dove c_i sono i coefficienti in Tabella 3, f_{esc} è la frazione di fotoni che riesce a fuggire dalla regione considerata e Q_i è il flusso ionizzante corrispondente alla appropriata linea di emissione. Dal momento che gli oggetti studiati hanno un così forte flusso ionizzante, l'emissione nebulare continua non può essere trascurata: la luminosità monocromatica del gas è data dall'equazione:

$$L_{\lambda} = \frac{c}{\lambda^2} \frac{\gamma_{total}}{\alpha_B} (1 - f_{esc}) Q(H)$$

dove α_B è il coefficiente di ricombinazione dell'H nel caso di una temperatura e una densità elettroniche $T_e = 30000$ K e $n_e = 100 cm^{-1}$ mentre γ_{total} è il coefficiente di emissione continua (in unità di $erg * cm^3 * s^{-1} * Hz^{-1}$) che include i processi di free-free e free-bound dell'H e le emissioni dell'He neutro e ionizzato. Il risultato che si ottiene è che la presenza dell'emissione nebulare continua contribuisce in maniera significativa al flusso continuo totale per lunghezze d'onda maggiori della Lyman- α e porta ad una diminuzione dalla larghezza equivalente della linee in emissione.

- Per quanto riguarda la *Funzione di Massa Iniziale* (IMF), dal momento che i risultati di diversi modelli idrodinamici convergono sul fatto che stelle sia con massa spropositatamente alta ($M \sim 10^3 M_{\odot}$) che con valori di massa molto ridotti ($M \sim M_{\odot}$) sono da ritenersi possibili, una IMF di Salpeter (a legge di potenza con $\alpha = 2.35$) è stata adottata

Linea	λ [Å]	Coefficiente della linea di emissione c_l [erg]	Flusso ionizzante appropriato Q_i
Lyman- α	1215	1.04×10^{-11}	$Q(H)$
He II	1640	5.67×10^{-12}	$Q(He^+)$
He II	3203	3.32×10^{-13}	$Q(He^+)$
He I	4026	9.25×10^{-13}	$Q(He^0)$
He I	4471	1.90×10^{-13}	$Q(He^0)$
He II	4686	7.13×10^{-13}	$Q(He^+)$
H β	4861	4.47×10^{-13}	$Q(H)$
He I	5016	1.31×10^{-13}	$Q(He^0)$
He I	5876	4.90×10^{-13}	$Q(He^0)$
H α	6563	1.21×10^{-12}	$Q(H)$

Tabella 3: Sono elencate, a partire da sinistra nel seguente ordine, le 10 righe in emissione indagate dal modello, le relative lunghezze d'onda, il relativo coefficiente e l'appropriato flusso ionizzante.

su tre diversi range di massa: uno standard [1 – 100] M_\odot , uno standard esteso anche a stelle super massicce [1 – 500] M_\odot e uno che considera solo stelle massicce e super massicce [50 – 500] M_\odot . Per tutti e tre i modelli è stato ottenuto un tracciato senza perdita di massa, mentre uno con forte perdita di massa è stato ottenuto solo per gli ultimi due.

3.1 Proprietà di stelle individuali

Andiamo ora a vedere quali sono le principali proprietà dello spettro ionizzante delle stelle di Pop III e in che modo dipendono dai parametri adottati nei modelli.

3.1.1 Spettro dell' H_2 dissociato e ionizzato

In Figura 13 (da Schaerer et al. 2001) sono mostrate le predizioni del flusso di fotoni ionizzanti q_i (pannello in alto) e dell'intensità dello spettro descritta dai rapporti $q(He^0)/q(H)$ e $q(He^+)/q(H)$ (pannelli al centro e in basso), entrambe in funzione della T_{eff} . Il flusso di fotoni ionizzanti per unità di superficie q_i , dato in unità di $fotoni * s^{-1} * cm^{-2}$, è legato al flusso di fotoni ionizzanti prodotti da una singola stella Q_i , dato in unità di $fotoni * s^{-1}$, tramite l'equazione:

$$Q_i = 4\pi R_*^2 q_i = 4\pi R_*^2 \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} d\nu$$

dove R_* è il raggio stellare, F_ν è la distribuzione spettrale del flusso (in $erg * cm^{-2} * s^{-1} * Hz^{-1}$) e ν_i è la frequenza del potenziale di ionizzazione appropriato. Le linee continue in Fig. 13 mostrano i risultati ottenuti dai modelli a piani paralleli non-LTE: si nota in particolare la grande frazione di fotoni emessi la cui energia è in grado di ionizzare He I ed He II in stelle con $T_{eff} \geq 40000$ K e $T_{eff} \geq 80000$ K rispettivamente. Dal momento che le tracce evolutive che includono intensa perdita di massa evolvono dalla ZAMS (a ~ 100000 K per $M \geq 100 M_\odot$) verso il blu, il range di temperature è stato esteso fino alla più alta possibile che disponesse di un modello inclusivo di venti stellari. Nel pannello inferiore si osserva come i rapporti $q(He^0)/q(H)$ e $q(He^+)/q(H)$ continuino a crescere con l'aumentare della T_{eff} fintanto che il massimo della distribuzione del flusso non ha ancora raggiunto i 54 eV. È importante ricordare però che nel caso di atmosfere che includono venti stellari, il flusso ionizzante dipende anche dalla densità del vento: se quest'ultimo è sufficientemente denso il flusso in grado di ionizzare l'He II può venire addirittura soppresso.

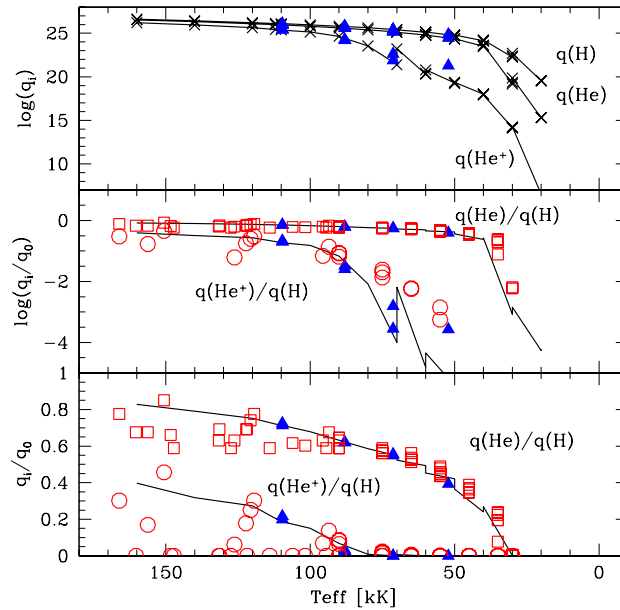


Figura 13: Sono mostrati il flusso di fotoni ionizzanti (pannello in alto) e l'intensità dello spettro ionizzante (pannelli al centro e in basso) in funzione della T_{eff} per vari tipi di modelli. La linea nera continua si riferisce a modelli a piani paralleli. I triangoli mostrano i calcoli ottenuti con modelli in espansione sferica (i.e. forte perdita di massa). Infine, per confronto, i cerchi e i quadrati fanno riferimento ad un modello per una WR di puri H ed He.

E' proprio dal confronto tra il modello a piani paralleli (*no mass loss*) e quello inclusivo di venti stellari (*strong mass loss*) che si ottengono differenze interessanti: come da aspettativa, quando si ha a che fare con stelle molto calde il secondo modello mostra delle leggere deviazioni rispetto al primo, dal momento che il flusso continuo dell'He II si forma in strati atmosferici progressivamente sempre più profondi, ma è a temperature T_{eff} più basse che le differenze tra atmosfere *statica* e *in espansione sferica* si fanno più importanti per $q(He^+)$. Quando però si considerano le stelle di Pop III non individualmente ma come popolazione integrata (sarà fatto nella prossima sezione), a dominare l'emissione di fotoni ionizzanti dell'He II sono gli oggetti più caldi: ci si trova quindi in una strana situazione in cui gli effetti dei venti stellari o non hanno un impatto significativo sull'intensità $q(He^+)/q(H)$, oppure $q(He^+)/q(H)$ è troppo debole per mostrare conseguenze osservabili. In conclusione, per descrivere i flussi ionizzanti di una popolazione di stelle prive di metalli come la Pop III, si considera sicuro fare affidamento su un modello atmosferico non-LTE a piani paralleli.

3.1.2 Proprietà del flusso ionizzante mediato sul tempo di vita

Riprendendo la Fig. 12 e osservando come le stelle più massicce evolvono rapidamente verso temperature minori durante la loro breve vita in assenza di forte perdita di massa, appare evidente come il flusso ionizzante (in particolar modo quello dell'He II) debba diminuire fortemente con l'avanzare dell'età. In Figura 14 è mostrata questa diminuzione: la si ottiene dal confronto tra i valori di intensità della ZAMS e quelli mediati sul tempo di vita. Entrambi i set di dati sono in funzione della massa. Per tracce senza perdita di massa, si trova che il rapporto $\bar{Q}(He^+)/\bar{Q}(H)$ è di uno o due (o più) fattori inferiore rispetto al corrispettivo valore ZAMS. Differenti e minori differenze si osservano per ovvie ragioni se si considera il rapporto $\bar{Q}(He^0)/\bar{Q}(H)$. Solo

nel caso di estrema perdita di massa il valore di equilibrio dell'intensità del flusso ionizzante è essenzialmente identico al corrispondente ZAMS.

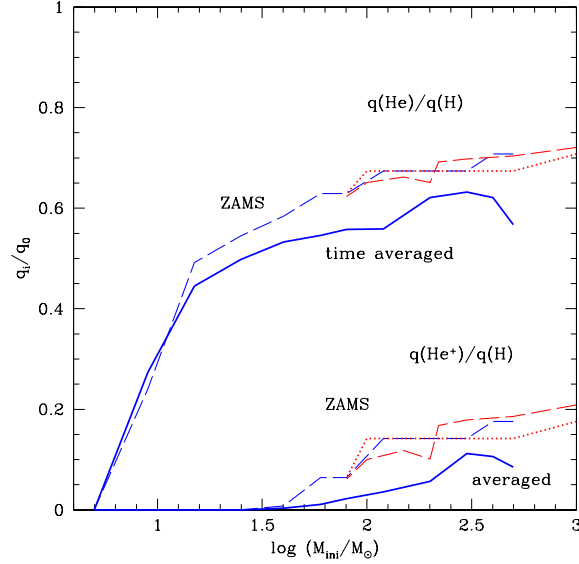


Figura 14: Viene mostrata l'intensità dello spettro ionizzante, espressa dai rapporti $q(He^0)/q(H)$ e $q(He^+)/q(H)$, in funzione della massa iniziale della stella. Le linee tratteggiate indicano le intensità di tutti i modelli della ZAMS. Le linee continue (tratteggiate: *no mass loss*, a puntini: *strong mass loss*) indicano invece l'intensità spettrale mediata, i.e. tengono conto degli effetti dell'evoluzione stellare. Si nota in particolare l'importanza di quest'ultima nella diminuzione di circa due fattori dell'intensità del flusso ionizzante dell'He II.

3.2 Proprietà integrate (galassie Pop III)

3.2.1 Evoluzione temporale dello spettro integrato

Se, come appena osservato in Fig. 14, l'evoluzione stellare ha effetti visibili sui singoli spettri, allora anche dall'osservazione dell'evoluzione temporale degli spettri integrati di un evento istantaneo *burst* e di una formazione stellare costante sarebbe normale aspettarsi delle differenze sostanziali. In Figura 15 vengono mostrati proprio i flussi ionizzanti $Q(H)$, $Q(He^0)$ e $Q(He^+)$ in funzione del tempo per un evento istantaneo (pannello in alto) e per una formazione stellare costante (pannello in basso): balza subito all'occhio la rapida diminuzione del flusso $Q(He^+)$ a una distanza di $\sim 3 - 4$ Myr dall'evento causata dall'evoluzione delle stelle più massicce al di fuori della ZAMS e dalla vita particolarmente breve che le caratterizza.

In Figura 16 viene mostrata la distribuzione dell'energia spettrale (SED) di una popolazione integrata di stelle a metallicità nulla nel caso di una IMF di Salpeter con range $[1 - 500] M_\odot$ e di eventi istantanei di età 0 (ZAMS), 2 e 4 Myr. Nel pannello di sinistra si inserisce per confronto anche la SED di un evento a bassa metallicità ($Z = 1/50 Z_\odot$ con range $[1 - 150] M_\odot$, linea a puntini). Della caratteristica intensità del flusso oltre il limite dell'He II (> 54 eV) se ne è già discusso precedentemente, così come dell'importanza dell'*emissione continua nebulare* (che domina per $\lambda \geq 1400$ Å) che appare dal confronto tra lo spettro totale (linea continua) e la pura emissione stellare (linea tratteggiate). Il contributo nebulare dipende fortemente dall'età, dalla IMF e dalla storia della formazione stellare: per eventi con età ≤ 2 Myr e per modelli con formazione stellare costante questa emissione non è trascurabile.

Lo spettro in Fig. 16 mostra in aggiunta alle linee di ricombinazione dell'H e dell'He I anche intense righe di ricombinazione dell'He II ($\lambda\lambda = 1640, 3203, 4686 \text{ \AA}$) le quali rappresentano una caratteristica unica degli eventi Pop III se paragonati alle popolazioni già arricchite di metalli. Un altro effetto messo in luce da questa Figura è la rapida evoluzione temporale proprio di queste righe di ricombinazione: già dopo $\geq 3 \text{ Myr}$ dopo l'evento le forti linee di eccitazione sono assenti. Nel caso di una formazione stellare costante, lo spettro di emissione all'equilibrio è simile a quello di un evento di $\sim 1.3 \text{ Myr}$.

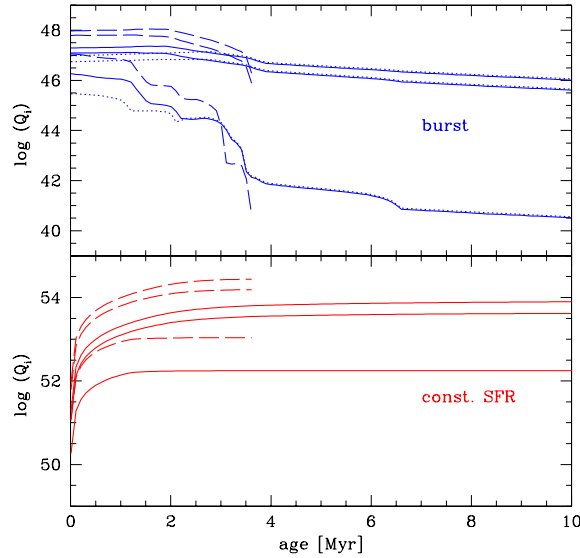


Figura 15: Vengono mostrati i flussi ionizzanti $Q(H)$, $Q(He^0)$ e $Q(He^+)$ in funzione del tempo per un evento istantaneo (pannello in alto) e per una formazione stellare costante (pannello in basso). Per ogni gruppo di 3 linee i flussi $Q(H)$, $Q(He^0)$ e $Q(He^+)$ vengono forniti dall'alto verso il basso. Diverse IMF sono state considerate: linea a puntini - $[1 - 100] M_\odot$, linea continua - $[1 - 500] M_\odot$, linea tratteggiata - $[50 - 500] M_\odot$. Le unità sono $\text{fotoni} * s^{-1} * M_\odot^{-1}$ per l'evento e $\text{fotoni} * s^{-1}$ normalizzati per unità di SFR (in $M_\odot * yr^{-1}$) per la formazione costante. Si nota in particolare la rapida diminuzione del flusso $Q(He^+)$ a una distanza di $\sim 3 - 4 \text{ Myr}$ dall'evento.

La Figura 17 mostra l'evoluzione temporale dell'intensità della riga He II $\lambda 1640$ rispetto a quella dell' $H\beta$ per diverse IMF nei casi di evento istantaneo (pannello in alto) e formazione costante (pannello in basso) con forte perdita di massa. Dal momento che il tempo di vita delle stelle su cui influiscono le variazioni di IMF è di $\sim 2 - 4 \text{ Myr}$, è ovvio non osservare cambiamenti per età $\geq 4 \text{ Myr}$. I fatti interessanti da notare sono:

- Anche per una IMF standard sul range $[1 - 100] M_\odot$, l'intensità massima della riga dell'He II $\lambda 1640$ è eccezionalmente larga se paragonata a quella di una normale popolazione a metallicità non nulla;
- Estendere la IMF a $500 - 1000 M_\odot$ porta ad avere un rapporto $I(1640)/I(H\beta) \sim 1.5 - 2$;
- Anche nel caso più sfortunato di grandi perdite di massa la presenza della riga dell'He II $\lambda 1640$ è mantenuta fino a $\sim 4 \text{ Myr}$;
- Per modelli senza perdita di massa (e per i range di massa considerati qui) il valore di equilibrio del rapporto $I(1640)/I(H\beta) \sim 0.1 - 0.6$. Per confronto si sappia che per i quasar

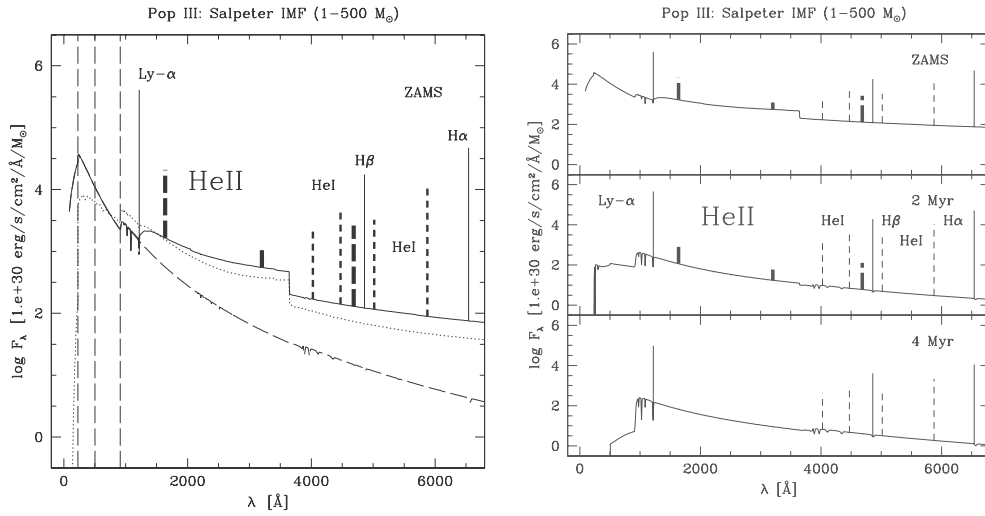


Figura 16: Viene mostrata la distribuzione dell'energia spettrale (SED) di una popolazione integrata di stelle a metallicità nulla nel caso di una IMF di Salpeter con range $[1 - 500] M_{\odot}$ ed eventi istantanei di età 0 (ZAMS, pannello di sinistra e pannello in alto di destra), 2 (pannello di destra al centro) e 4 Myr (pannello di destra in basso). Nel pannello di sinistra si inserisce per confronto anche la SED di un evento a bassa metallicità ($Z = 1/50 Z_{\odot}$ con range $[1 - 150] M_{\odot}$, linea a puntini). Le linee verticali tratteggiate si riferiscono ai potenziali di ionizzazione dell'H, dell'He I e II. Il pannello di destra rende evidente gli effetti dell'evoluzione temporale sullo spettro: la forti linee dell'He II scompaiono.

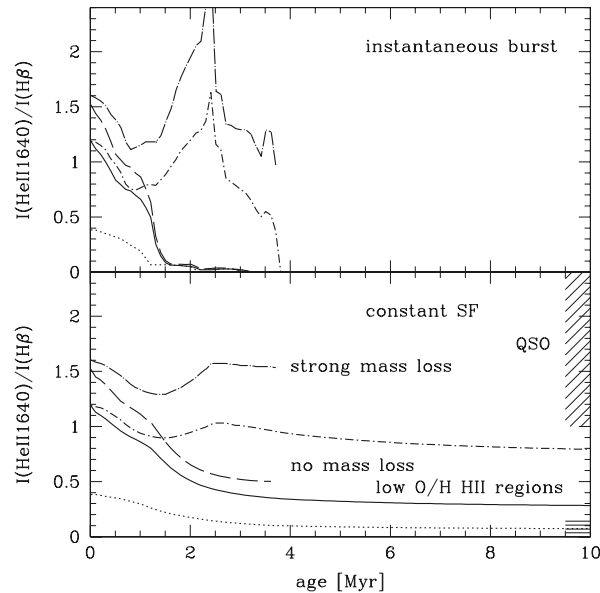


Figura 17: Evoluzione temporale dell'intensità del rapporto He II $\lambda 1640/H\beta$ per diversi modelli. Pannello in alto: modelli di eventi istantanei con diverse IMF e per tracce senza perdita di massa (linee continua, tratteggiata e a puntini) e forte perdita di massa (linee tratto-punto). Pannello in basso: come per il pannello sopra ma nel caso di formazione stellare costante. Per le IMF considerate qui il rapporto $I(1640)/I(H\beta)$ può raggiungere alti valori tipici dei quasar per eventi molto giovani o del caso (estremo) di intensa perdita di massa.

(ovvero l'unica altra sorgente cosmica che mostra le righe di ricombinazione dell'He II) tale rapporto vale $\sim 1 - 3.2$.

Le larghezze equivalenti delle righe più forti dell'H e dell'He II e le relative dipendenze dalla IMF e dalle tracce evolutive sono mostrate in Figura 18. Le massime larghezze equivalenti predette per l'H α (non mostrata), l'H β e per le linee di emissione dell'He II alla ZAMS ($\lambda\lambda$ 1640 e 4686) sono rispettivamente ~ 700 , 3200 , ~ 150 e 100 Å. Sempre alla ZAMS la W(Lyman- α) raggiunge valori di ~ 2000 Å.

Vediamo ora quali cambiamenti si ottengono modificando la pendenza della IMF. Variando il valore di α tra 1 e 3, i.e. $\alpha \sim 1$ favorisce le stelle più piccole e comporta una diminuzione della luminosità mentre $\alpha \sim 3$ favorisce quelle massicce e implica un aumento della luminosità, per un evento di 0 Myr (rispetto ad una IMF di Salpeter) i cambiamenti che si osservano sono i seguenti: per le IMF con range $[1 - 100]$ e $[1 - 500] M_{\odot}$ il rapporto $I(1640)/I(H\beta)$ varia da $\sim -65\%$ a $\sim +50\%$, esattamente come la W(He II λ 1640). La W(Lyman- α) invece non varia più del $\sim 20\%$. Per ovvie ragioni, le IMF che favoriscono le stelle più massicce sono anche quelle meno sensibili alle variazioni di α : per il modello con range $[50 - 500] M_{\odot}$ tutte le quantità precedenti variano $\leq 20\%$. Per quanto riguarda i valori per la Lyman- α e la He II λ 1640 di popolazioni prive di metalli, si ottiene che sono $\sim 3 - 4$ e ~ 80 volte superiori rispetto a quelli di popolazioni con bassa metallicità ($Z = 1/50 Z_{\odot}$) e una IMF standard.

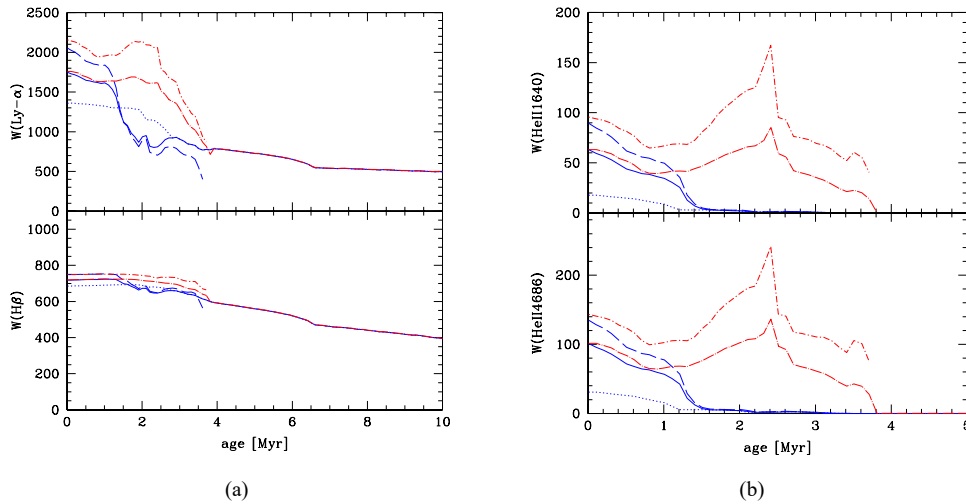


Figura 18: Evoluzione temporale della Lyman α (pannello di sinistra in alto), dell'H β (pannello di sinistra in basso), dell'He II λ 1640 (pannello di destra in alto) e dell'He II λ 4686 (pannello di destra in basso) per modelli di eventi istantanei. Dal momento che le variazioni di IMF e tracce evolutive qui considerate riguardano solo le stelle più massicce ($M \geq 50 - 100 M_{\odot}$), le uniche predizioni che ne subiscono l'effetto sono quelle con età ≤ 4 Myr.

3.2.2 Produzione di fotoni ed elementi pesanti

Rifacendoci alla Tab. 3, per stimare la produzione di metalli sono state considerate stelle con massa compresa nei range $8 \leq M \leq 40 M_{\odot}$ e $\sim 130 \leq M \leq 260 M_{\odot}$, mentre è stato trascurato il contributo di stelle longeve dalla massa intermedia ($\sim 130 \leq M \leq 260 M_{\odot}$) e di stelle non rotanti con massa $M > \sim 260 M_{\odot}$ (queste ultime perchè ci si aspetta che collassino direttamente in un buco nero senza produrre metalli). La Tabella 4 mostra proprio queste stime: la colonna 5 riporta la massa totale di metalli prodotti M_{ej} , mentre le colonne 6-8 indicano i contributi di carbonio, ossigeno e silicio. Le masse espulse M_{ej} sono in unità di M_{\odot} per unità

Metallicità Z	Range di massa [M_{\odot}]	Perdita di massa	Tasso di SNe [M_{\odot}^{-1}]	M_{ej}	$M_{ej}(C)$
0	[1 – 100]	No	0.019	0.0076	0.0013
0	[1 – 500]	No	0.016	0.030	0.0023
0	[50 – 500]	No	0.0016	0.14	0.0065
0	[1 – 500]	Forte	0.016		
0	[50 – 1000]	Forte	0.0013		
Z_{\odot}	[1 – 100]	Alta	0.0019	0.038	
$1/50 Z_{\odot}$	[1 – 150]	Normale	0.019	0.023	0.0025
Metallicità Z	Range di massa [M_{\odot}]	$M_{ej}(O)$	$M_{ej}(Si)$	η	
0	[1 – 100]	0.0030	0.0005	0.065	
0	[1 – 500]	0.014	0.045	0.022	
0	[50 – 500]	0.067	0.025	0.016	
0	[1 – 500]				
0	[50 – 1000]				
Z_{\odot}	[1 – 100]			0.0036	
$1/50 Z_{\odot}$	[1 – 150]	0.014	0.0014	0.014	

Tabella 4: Per 7 diversi modelli (descritti dalle prime 3 colonne) sono elencati nell'ordine (a partire dalla quarta colonna): il tasso di SNe, la massa totale di metalli prodotti M_{ej} , i contributi di carbonio, ossigeno e silicio, il coefficiente di *efficienza di conversione* η dato dal rapporto tra il flusso ionizzante e la massa a riposo dei metalli prodotti.

di SFR. Il tasso di SNe (SNR), che include sia quelle classiche di tipo II che quelle di tipo Pair Instability, è riportato nella colonna 4 in unità di SN per M_{\odot} di stelle formate. Si noti che i modelli della terza e quinta riga prevedono che l'unico contributo di metalli provenga dalle PISNe, per il modello della prima riga invece l'unico contributo proviene dalle SNII mentre i modelli della seconda e quarta riga prevedono contributi da entrambi i tipi di SNe. Con la nona e ultima colonna viene finalmente introdotto il coefficiente adimensionale η di *efficienza di conversione* dato dal rapporto tra il flusso ionizzante e la massa a riposo dei metalli prodotti:

$$\eta = \frac{\int_0^{\infty} \int_{\nu_H}^{\infty} L_{\nu} d\nu dt}{M_{ej} c^2} = \frac{Q(H) * \bar{E}_Q}{M_{ej} c^2}$$

dove L_{ν} è la luminosità spettrale e \bar{E}_Q è l'energia media dei fotoni del Lyman continuum. E' utile ricordare che, siccome sia la produzione di fotoni che quella di metalli sono dominate dalle stelle massicce, η è indipendente dalle IMF con $M < 5 - 8 M_{\odot}$.

E' evidente come per IMF standard le stelle di Pop III convertano in metalli una frazione minore della loro massa iniziale rispetto a quella convertita da stelle con metallicità non nulla. Tuttavia, per IMF che favoriscono maggiormente le stelle massicce (e permettono di fatto alle PISNe di espellere fino a metà della massa iniziale delle loro progenitrici) la produzione di metalli può essere simile o maggiore rispetto a quella di stelle con metallicità solari. Ancora più evidente è come il coefficiente η di popolazioni MP e prive di metalli (considerando una IMF standard) sia rispettivamente ~ 3 e 8 volte maggiore di quello relativo ad una popolazione con metallicità solare. Per buona parte questo incremento è dovuto alla maggior produzione di fotoni ionizzanti e alla ridotta produzione di metalli. La presenza di stelle super massicce ($M \sim 130 - 260 M_{\odot}$) che evolvono come PISNe comporta valori di η più bassi, $\sim 1.6 - 2.2\%$. L'aumento di η che si osserva da Z_{\odot} a $1/50 Z_{\odot}$ indica un'intensa *produzione di fotoni su elementi pesanti* che deve essere avvenuta durante le prime fasi dell'Universo. Infine è interessante osservare i cambiamenti che subiscono le abbondanze di C, O e Si al variare della IMF: passando da quella standard ad una che produce esclusivamente stelle massicce (modelli rispettivamente in riga 1 e 3) il rapporto $(O/C) \sim 0.8(O/C)_{\odot}$ incrementa di un fattore ~ 4 mentre il rapporto

$(Si/C) \sim 1.8(Si/C)_{\odot}$ incrementa addirittura di un fattore ~ 10 . Lo stesso rapporto misurato all'interno della Lyman- α forest restituisce un valore $(Si/C) \sim 2-3(Si/C)_{\odot}$. Se le espulsioni delle stelle di Pop III sono davvero responsabili della massa di metalli presente all'interno della Lyman- α forest, allora la modesta abbondanza di Si/C misurata sembrerebbe escludere per la Pop III una IMF che favorisce troppo le stelle massicce.

4 Osservabilità diretta: JWST vs ULT

Attualmente, il record di più redshift a cui sia mai stata osservata una galassia appartiene a Oesch et al. (2016): si tratta di un oggetto a $z \sim 11$ di massa $M_* \sim 2 \times 10^9 M_\odot$ e con un tasso di formazione stellare di $\sim 25 M_\odot \text{yr}^{-1}$. Il nuovo James Webb Space Telescope (JWST), ormai prossimo all'arrivo, ha come obiettivo quello di puntare gli occhi sulle galassie primordiali e spingere questo limite osservativo a valori di z ancora maggiori, dal momento che proprio grazie all'effetto del redshift la luce di tali sorgenti cade nella banda del vicino infrarosso (NIR). Il filtri del JWST possono raggiungere flussi limite di pochi nJy, aprendo di fatto una finestra osservativa per quelle galassie di discreta massa che si trovano a $z \geq 15$. Le galassie più piccole invece, con $M_* \sim 10^7 M_\odot$, saranno individuabili fino a $z \sim 12$ (si stima di trovare ~ 60 oggetti con una singola osservazione profonda nel range $z = 8 - 11$).

Tuttavia, come largamente discusso nei capitoli precedenti, per comprendere la formazione della prime stelle (e più in generale dell'Universo primordiale) gli oggetti da osservare sono i mini aloni: la loro massa ridotta, $M_{halo} = 10^5 - 10^7 M_\odot$, comporta una massa totale di stelle formate piuttosto piccola, $M_{PopIII} \sim 10^3 M_\odot$, e di conseguenza una luminosità troppo bassa per essere raggiunta dalle strumentazioni attuali. Nessuna delle missioni esistenti o programmate è in grado di osservare un mini alone con le caratteristiche appena descritte.

4.1 Possibilità e limiti del JWST

I modelli presentati in Sez. 1.2 hanno permesso di predire il tasso di osservabilità delle stelle di Pop III e delle loro PISNe in funzione del redshift z_{PopIII} . I risultati sono mostrati in Figura 19 (da Liu & Bromm 2020). Sono stati adottati un campo di vista (FoV, i.e. area di indagine) di 10 arcmin^2 per l'osservazione diretta della Pop III e uno di 10 deg^2 per il rilevamento delle loro PISNe. Nel caso più ottimistico, dove la miscelazione dei metalli è considerata inefficiente ($\beta_{mix} \sim 0$), l'osservabilità dei sistemi di Pop III andrebbe da $\sim 10 \text{ unità} \cdot \text{arcmin}^{-2}$ a $z_{PopIII} \sim 2$ fino a $2000 \text{ unità} \cdot \text{arcmin}^{-2}$ a $z_{PopIII} \sim 10$.

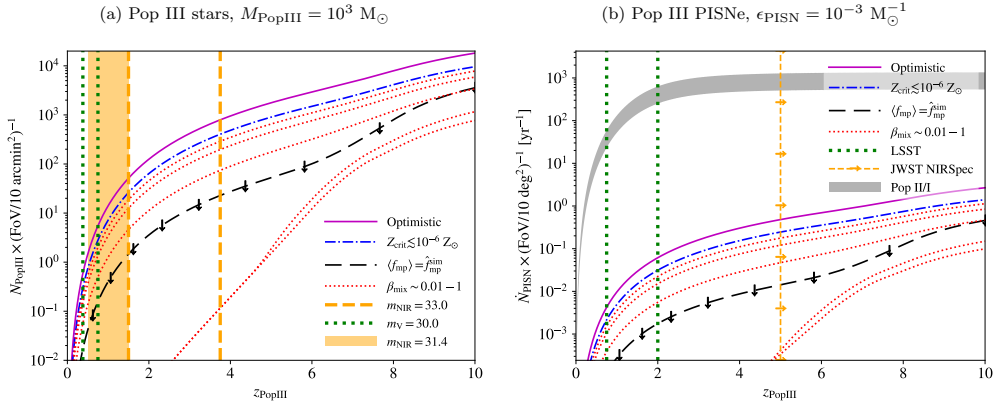


Figura 19: Simulazione dell'osservabilità diretta di sistemi Pop III (stelle Pop III attive nel pannello a sinistra, PISNe nel pannello a destra) nel caso di un modello ottimistico (linea viola continua), nel caso di metallicità nulla con $Z_{thr} \leq 10^{-6} Z_\odot$ (linea blu tratto-punto) e nel caso di modelli con diversi valori di β_{mix} per la miscelazione di metalli (linee arancioni a puntini). A sinistra: le linee verticali arancioni ($z \sim 1.5 - 3.75$) e la regione arancio ($z \sim 0.5 - 1.5$) indicano i valori limite di z_{PopIII} per il JWST NIRSpec rispettivamente nei casi di lensing gravitazionale e osservazione ultra profonda. A destra: la linea verticale arancione ($z \sim 5$) indica il valore limite di z_{PopIII} per il JWST NIRSpec nel caso di $\text{SNR} > 10$.

Tuttavia, considerando che tali sistemi hanno in genere una massa ridotta $M_{PopIII} = 10^3 M_{\odot}$ e tendo conto che la magnitudine limite nel NIR per JWST è 31.4, si deduce un limite di osservabilità a $z_{PopIII} \sim 0.5$, il che riduce il tasso di rilevamento a $\sim 0.1 \text{ unità} \cdot \text{arcmin}^{-2}$ (a cui però vanno sommate le considerazioni fatte in Sez. 1.3 riguardo il dominio della luce emessa dalle Pop II/I). Solo nel caso in cui il *lensing gravitazionale* portasse il limite di magnitudine a 33 sarebbe possibile raggiungere $z_{PopIII} \sim 4$ (dove si stimano esserci dozzine di sistemi Pop III in un arcmin^2), ma la frazione di sistemi che subiscono questo effetto rischia davvero di essere troppo bassa per aspettarsi dei risultati.

Per quanto riguarda invece l'osservazione diretta delle PISNe, si trova che il principale ostacolo al loro rilevamento resta la scarsità di stelle di Pop III. Si è stimato inoltre che il contributo da parte della Pop III al tasso totale di PISNe rimane sotto a 10^{-3} a $z \leq 7$, e dunque, anche con un campo di vista così ampio (10 deg^2 come detto sopra), il tasso di osservabilità delle PISNe è di 1 unità all'anno a $z_{PopIII} \sim 7$: durante l'epoca post reionizzazione quindi, anche nel cui caso più ottimistico in cui la formazione stellare continui con un tasso di $[10^{-7} - 10^{-4}] M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-3}$ fino a $z \sim 0$, la loro osservazione diretta resta proibitiva.

4.2 Uno sguardo al futuro: l'Ultimately Large Telescope

La maggior parte delle informazioni che abbiamo a disposizione riguardo le stelle di Pop III (di cui abbiamo largamente discusso nel presente lavoro) derivano da simulazioni numeriche, ovvero da modelli costruiti ad hoc che solo in rari casi si basano su dati di natura osservativa. Esse constatano l'impossibilità della strumentazione attuale (e di quella pianificata nel futuro più prossimo) di spingersi a redshift z a cui sono sicuramente presenti gli oggetti del nostro studio. Viene quindi naturale chiedersi: di quali apparati tecnici bisognerebbe disporre per poter osservare direttamente la Pop III?

Nella ricerca di una risposta, i parametri fisici da tenere in considerazione sono due: la densità numerica dei mini aloni, che si traduce in vincoli sulla larghezza del campo di vista, e le proprietà stellari che determinano la luminosità, e quindi l'osservabilità, dei singoli oggetti. Per ottenere entrambe le grandezze si dovrà ancora una volta fare affidamento ai modelli teorici introdotti nei capitoli precedenti.

Il risultato ottenuto dallo studio di Schauer et al. (2020) è che la densità di Pop III è piuttosto alta, ciò significa che un campo di vista di alcuni arcmin sarà già sufficiente per il nostro strumento, al quale però si chiede di raggiungere una magnitudine limite in banda AB di ≈ 39 a $z \sim 10 - 15$ per sorgenti puntiformi. Una conclusione ovvia è che l'osservazione di singole stelle di Pop III massicce risulta più difficile rispetto a quella di interi sistemi di Pop III (soprattutto nel caso si tenga in considerazione anche l'emissione nebulare): i mini aloni infatti avere un diametro di $\sim 1 \text{ kpc}$ e anche se in realtà la regione che effettivamente emette la luce può essere fino a 10 volte più piccola, essa resta comunque maggiore del diametro di una stella molto massiccia.

Un telescopio con queste caratteristiche è stato proposto da Angel et al. (2008) a forma di specchio raffreddato a liquido criogenico sulla Luna. Per evitare una montatura troppo complessa, il posizionamento ideale sarebbe su uno dei due poli ed il puntamento sempre in direzione dello zenith. Per assicurare l'isolamento termico, il luogo ideale dove costruirlo sarebbe all'interno di un cratere perennemente in ombra. Il tempo limite di esposizione sarebbe fornito dalla precessione lunare (sarebbe di diversi giorni) e sarebbe ulteriormente estendibile solo con l'installazione di una struttura per il tracciamento attivo. Tuttavia, per raggiungere la sensibilità richiesta è necessario uno specchio dal diametro di 100 metri: ad una prima occhiata questa dimensione è senza dubbio proibitiva per la tecnologia attuale, ma non si è troppo ottimisti nel pensare che sarà alla portata della tecnologia di metà secolo.

A Riferimenti

- De Bressan M., Salvadori S., Schneider R., Valiante R., Omukai K., 2016
- Frebel A., 2010
- Komiya Y., Suda T., Fujimoto M., 2013
- Liu B., Bromm V., 2020, MNRAS 000, 1-17
- Matteucci F., Ballero S., Calura F., Chiappini C., Pipino A., 2005
- Schaerer D., 2001, A&A 382, 28-42
- Schauer A., Drory N., Bromm V., 2020
- Sobral D., Matthee J., Darvish B., Schaerer D., Mobasher B., Rottgering
- H.J.A., Santos S., Hemmati S., 2015, ApJ