



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

**Stelle di popolazione III: teorie di formazione ed
osservabilità con i telescopi spaziali di ultima
generazione**

Relatore

Prof. Paolo Cassata

Laureanda

Alessia Bissacco

Anno Accademico 2023/2024

Abstract

The very first stars that formed in the primordial universe are called Population III stars. They were the first cosmic sources to light up kicking-off the reionization at redshift $z \sim 20-30$, i.e. 100-200 million years after the Big Bang. They are also the first sources of metals in the universe: they develop in gas halos with zero or very low metallicity. The objective of this thesis is to illustrate the theoretical models for Pop III formation and subsequently analyze the conditions necessary for their direct detection, which still remains a very complex goal to achieve today. Despite this the James Webb Space Telescope (JWST) is changing this scenario, making the detection of these sources possible. Several physical processes, in particular the gravitational lensing, and spectral and photometric signatures will also be treated, which are considered very important tool for observing distant and faint sources. At the end, it analyze some very recent studies made in a region of interest of the JWST Advanced Deep Extragalactic Survey (JADES), which explores the high-redshift universe, and that reported a possible first detection of these stars.

Le primissime stelle che si sono formate nell'universo primordiale sono chiamate stelle di Popolazione III, sono state le prime luci ad accendersi dando il via all'epoca della reionizzazione a redshift $z \sim 20-30$, i.e. 100-200 milioni di anni dopo il Big Bang. Sono anche le prime fonti di metalli dell'universo e si sviluppano in aloni di gas con metallicità zero o molto bassa. L'obiettivo di questa tesi è illustrare i modelli teorici di formazione della Pop III e successivamente analizzare le condizioni necessarie per il loro rilevamento diretto, che rimane ancora oggi un traguardo molto complesso da raggiungere. Nonostante ciò, grazie al James Webb Space Telescope (JWST), questo scenario sta cambiando rendendo possibile la detezione di queste sorgenti. Verranno trattati anche diversi processi fisici, in particolare il *lensing gravitazionale*, e firme spettrali e fotometriche, considerati strumenti importanti per osservare sorgenti lontane e deboli. Infine verranno analizzati alcuni studi recenti svolti in una regione di interesse del JWST Advanced Deep Extragalactic Survey (JADES), che si occupa di esplorare l'universo ad alto redshift, e che ha riportato una prima possibile detezione di queste stelle.

Indice

Introduzione	v
1 Teorie di formazione delle stelle di Popolazione III	1
1.1 Condizioni vincolanti e ambiente di formazione	1
1.2 Percorso di formazione standard	2
1.3 Percorsi di formazione alternativi	7
1.4 Fasi finali dell'evoluzione	8
1.5 Termine della formazione di stelle di Pop III	10
1.6 Sintesi e conclusioni	11
2 Tecniche di rilevamento di stelle di Pop III	13
2.1 Tecniche ad alto redshift	13
2.2 Tecniche a basso redshift	19
3 Caratteristiche di detezione dei telescopi spaziali e possibili rilevamenti	23
3.1 Osservabilità e identificazione dei candidati di stelle di Pop III	23
3.2 Osservazione galassia GN-z11	29
4 Conclusioni	35
Bibliografia	37

Introduzione

Dagli studi della radiazione cosmica di fondo (CMB), sappiamo che inizialmente l'universo era omogeneo e isotropo con piccole fluttuazioni descrivibili utilizzando la teoria perturbativa lineare.

Successivamente, durante l'evoluzione cosmica, nelle zone con maggiore densità è iniziata la formazione delle prime stelle, che hanno decretato la fine delle “dark ages”, chiamate così perché è stata un'epoca in cui non vi erano sorgenti di radiazione elettromagnetica, come appunto stelle o galassie. Subito dopo il Big Bang infatti gli atomi di H erano completamente ionizzati e dunque un gran numero di elettroni liberi impediva la fuga dei fotoni. Successivamente è avvenuta una drastica trasformazione dell'universo, detta epoca della ricombinazione, dopo la quale i protoni e gli elettroni si combinarono per formare atomi di idrogeno neutro, a causa della diminuzione della temperatura dell'universo. A questo punto le fluttuazioni di densità, non essendo più influenzate dalla radiazione, furono in grado di crescere formando così le stelle di prima generazione, ovvero le stelle di Popolazione III.

Queste stelle sono state la primissima fonte di metalli dell'universo, dato che al momento della loro formazione erano composte esclusivamente di H e He, ma poi, attraverso i processi di fusione nucleare avvenuti nel corso della loro vita, esse hanno prodotto elementi più pesanti. Quest'ultimi sono stati rilasciati poi nel mezzo interstellare a seguito di esplosioni di supernovae, creando un ambiente favorevole alla formazione di stelle di generazioni successive, ovvero quelle di Popolazione II (Pop II) e Popolazione I (Pop I).

Per queste ragioni il loro studio risulta fondamentale per comprendere meglio le condizioni fisiche e chimiche dell'universo primordiale e la sua evoluzione termica, nonché le fasi iniziali della formazione delle galassie primitive.

L'analisi della Pop III fino ad oggi si è basata quasi esclusivamente su simulazioni elaborate da supercomputer, poiché la loro osservazione diretta risulta ancora molto complessa ed incerta. Nonostante ciò il loro rilevamento non è più una prospettiva così remota, grazie alle nuove e potenti strumentazioni che si hanno a disposizione.

Sono stati individuati diversi osservabili che ci permettono di rintracciarle, sia servendosi della fotometria che della spettroscopia, come verrà trattato in maniera più approfondita nel capitolo 2. Successivamente si farà anche riferimento alla possibile detezione di stelle di Pop III, avvenuta analizzando i dati raccolti dal Telescopio Spaziale James Webb (JWST).

Capitolo 1

Teorie di formazione delle stelle di Popolazione III

1.1 Condizioni vincolanti e ambiente di formazione

Come prima cosa si analizza l'ambiente in cui nascono queste stelle, poiché il fluido cosmico deve rispettare due particolari condizioni: deve iniziare una fase di contrazione causata dall'autogravità della materia oscura e in più deve essere in grado di raffreddarsi e collassare in maniera incontrollata fino al raggiungimento di densità stellari. Ciò significa che è necessario che la materia oscura collassi e che la materia barionica si raffreddi e cada nelle buche di potenziale generate dalla materia oscura. Queste regioni sono chiamate aloni di materia oscura e calcoli riguardanti la crescita delle fluttuazioni di densità dimostrano che questa situazione si può presentare solo in aloni con una massa superiore ad un valore critico dato da ¹:

$$M_{crit} \approx 1.4 \cdot 10^6 M_{\odot} \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.143} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu}{1.32} \right)^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{1+z}{10} \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (1.1)$$

dove Ω_m è la densità di materia, μ corrisponde a $\mu = (1 + 4X)$ con X pari al rapporto tra il numero di atomi di He e H, z è il redshift, $h \approx 0.7$ rappresenta il fattore compreso tra 0 e 1 che ha come scopo quello di generalizzare la costante di Hubble $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, mentre con M_{\odot} si indica l'unità di misura in masse solari.

Questo valore è superiore rispetto alla massa di Jeans delle nubi molecolari odierne, poiché in questo caso si tiene conto anche della fisica del raffreddamento del gas, oltre al fatto che la massa critica di collasso è proporzionale alla temperatura del gas:

$$M_J \propto T^{\frac{3}{2}} \rho^{-\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

e quindi era maggiore durante le prime fasi di evoluzione galattica.

I metalli sono molto efficienti nel processo di raffreddamento dei gas, dunque la loro totale assenza non permette la formazione di protostelle dalla massa ridotta. Per questi motivi mediamente le stelle di Pop III sono molto massicce, ovvero generalmente con $M \geq 100 M_{\odot}$.

L'equazione 1.1 è comunque una semplificazione, poiché durante la crescita della perturbazione le condizioni nell'universo sono in continuo cambiamento, in più vengono raggiunte conclusioni differenti in base al numero dei processi fisici considerati. Per esempio, soprattutto nell'epoca prima della ricombinazione, la teoria di perturbazione cosmica prevedeva un moto relativo tra barioni e materia oscura che diminuisce linearmente con l'espansione dell'universo. Si parla della velocità di flusso v_{st} , trattata nel paragrafo 1.3, che parte da un valore pari a circa 30 km/s a $z \approx 1000$ fino a che giunge ad un valore di ~ 1 km/s a $z \approx 30$.

¹equazione ricavata da Glover (2013)

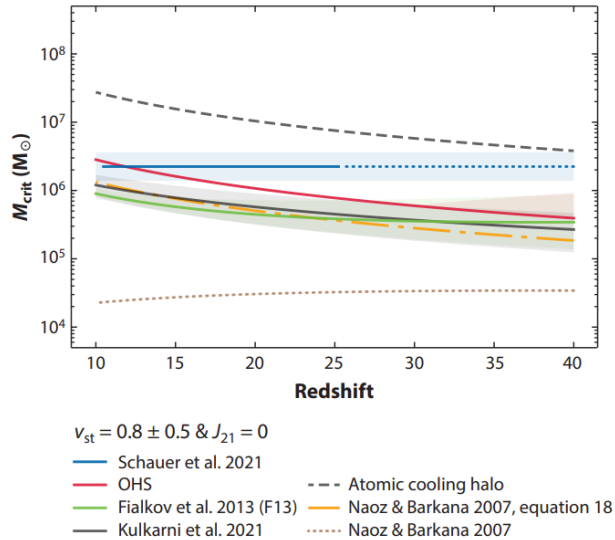


Figura 1.1: Massa critica in funzione del redshift per le fluttuazioni nel fluido cosmico affinché avvenga il collasso gravitazionale. Le linee solide rappresentano i risultati di alcuni modelli sviluppati prendendo in considerazione la velocità di flusso. La linea tratteggiata invece mostra i valori necessari per il raffreddamento dell’alone, mentre quella a puntini per il raggiungimento di una sovradensità barionica; infine la linea tratto punto ha $v_{st} = 0$. (Klessen & Glover 2023)

In Figura 1.1 tutti gli andamenti della massa critica sono stati ottenuti scegliendo il valore più probabile $v_{st}=0.8$ (in unità del valore quadratico medio) e le zone ombreggiate indicano invece la possibile variazione di questa velocità di ± 0.5 . La stima della massa in assenza di v_{st} , trovata tramite l’equazione 1.1, è rappresentata dalla linea tratto-punto. Il valore minimo è dato dalla massa critica necessaria per lo sviluppo di una sovradensità barionica, mentre il massimo è dato dalla massa critica per il raffreddamento dell’alone.

L’ambiente di formazione viene però continuamente modificato dalle nascite delle stelle primordiali, che possono alterarlo principalmente attraverso due processi:

- dato il loro spettro molto spostato verso il blu, fotoni altamente energetici vanno a contribuire alla radiazione di fondo Lyman-Werner (LW) e a reionizzare gli atomi di idrogeno. Entrambi questi processi andranno a ridurre la presenza di molecole H_2 necessarie per il raffreddamento e successivo collasso della nube, trattato nel successivo paragrafo.
- la tendenza delle stelle di Pop III ad esplodere come supernovae, le quali rilasciano nell’ambiente circostante i metalli prodotti in fase di evoluzione tramite la nucleosintesi. Incrementando i valori di Z si passerà alla nascita di stelle di Pop II che sarà dominante a redshift bassi.

1.2 Percorso di formazione standard

Quando si considera la nascita di protostelle in aloni privi di elementi pesanti e non affetti dalla presenza di stelle in aloni vicini, allora si fa riferimento al processo standard, il quale può essere suddiviso in più fasi:

- **Fase di collasso iniziale:** l’abilità del gas dell’alone di collassare e di dare forma a protostelle dipende dalla sua capacità di raffreddarsi. In questo caso, dato che non sono presenti elementi pesanti, questi processi sono legati esclusivamente all’idrogeno. A temperature che si aggirano attorno a $\sim 10^4$ K prevale il processo Lyman- α , chiamato così perché dovuto al fenomeno di eccitazione per collisione e successiva diseccitazione, con conseguente rilascio di fotoni della serie di Lyman.

A temperature inferiori è necessaria la presenza di molecole H_2 che permettono al gas di raffreddarsi fino a $T = 200$ K. Questa molecola non presenta un momento di dipolo, dunque in essa avvengono solo transizioni vibrazionali del tipo $J=2 \rightarrow 0$, che corrisponde ad una temperatura di 512 K. Se poi si va a considerare anche la coda della distribuzione di velocità di Maxwell-Boltzmann allora si riesce ad arrivare al valore di 200 K.

Perché la temperatura scenda ancora c'è bisogno dell'idrogeno deuterato (HD) che presenta un momento di dipolo diverso da zero e dunque transizioni anche rotazionali.

Trattando in maniera più approfondita la formazione di H_2 si possono individuare due diversi percorsi:



oppure



Al termine di questi processi tipicamente si ottiene una frazione molecolare finale di H_2 pari a circa 10^{-3} .

L'efficienza di questo tipo di raffreddamento ϵ_{MH} dipende dalla temperatura, dalla metallicità Z , dal redshift z e da J_{LW} , ovvero il flusso emesso in banda LW ($E = 11.2 - 13.6$ eV) prodotto dalle stelle di Pop III appena nate. Questa radiazione è in grado di dissociare l' H_2 e dunque questo processo di raffreddamento viene parzialmente soppresso.

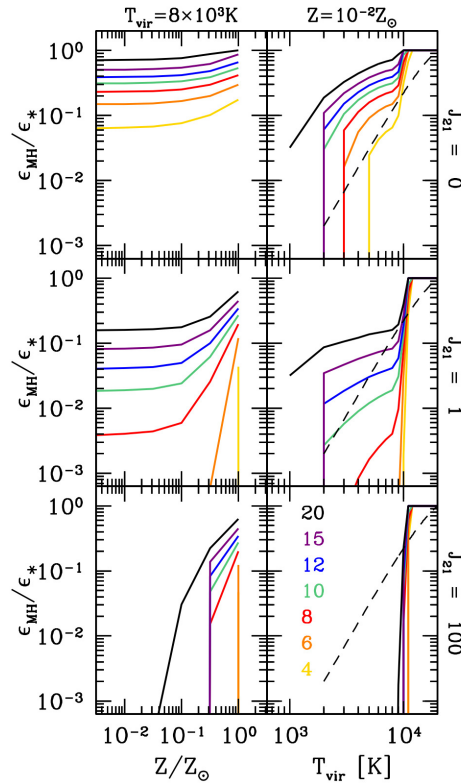


Figura 1.2: Rapporto tra l'efficienza di formazione stellare tramite il raffreddamento dell' H_2 , che domina nei mini aloni di materia oscura (MH), e l'efficienza con raffreddamento Lyman- α in aloni più massicci. Le linee colorate rappresentano il redshift di formazione z indicato nella legenda. I pannelli, dall'alto verso il basso, raffigurano i risultati assumendo $J_{21} = J_{LW}/10^{-21} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ rispettivamente pari a 0, 1, 100. I pannelli di sinistra fissano la temperatura a $T_{vir} = 8 \times 10^3$ K e mostrano la dipendenza dalla metallicità Z . I pannelli di destra invece fissano la metallicità a $Z = 10^{-2} Z_{\odot}$ e l'efficienza varia in base alla temperatura viriale. (de Bressan et al. 2016)

In Figura 1.2 si nota che nel passaggio da $J_{21} = 0$ a $a = 1$ quando $z \geq 8$ allora il gas è abbastanza denso da autoschermarsi dalla radiazione LW, dunque l'efficienza si riduce solo di un fattore 1, ma a redshift più bassi il raffreddamento del gas è maggiormente soppresso a causa della fotodissociazione di H_2 . In questo caso infatti ϵ_{MH} è nullo a temperature inferiori a 10^4 K, tranne se il sistema non ha già raggiunto metallicità solari. Quando invece il flusso del fondo LW è pari a $100 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, allora l' H_2 riesce a raffreddare solo in presenza di metallicità elevate e a redshift $z > 8$.

È possibile però l'innesco di un altro meccanismo di produzione della molecola di idrogeno a densità e temperature più elevate. Avviene attraverso la seguente reazione a tre corpi:



dato che il gas continua a ricadere verso il centro dell'alone, nel quale procede la contrazione, fino a che il calore da essa generato domina sul raffreddamento e si giunge a $T = 1000$ K e densità $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Tutto l' H verrà convertito in H_2 a densità $n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ e poi a temperature superiori a ~ 2000 K si dissocerà per collisione e tornerà di nuovo atomico.

Nel momento in cui le molecole H_2 si esauriscono allora il collasso continua in maniera adiabatica fino a densità $n \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Tutti questi step analizzati che si susseguono durante le fasi iniziali del collasso vengono mostrati nel grafico 1.3 riportato qui sotto:

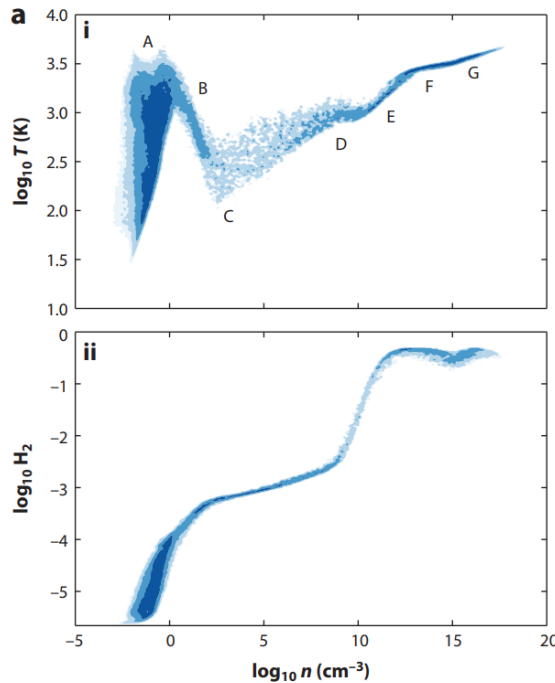


Figura 1.3: (i) Relazione tra la densità di H e la temperatura durante la fase iniziale di collasso. Le lettere indicano i momenti chiave: (A) il gas ricade nell'alone di materia oscura, si innalza la temperatura e aumenta l' H_2 (B) fase di raffreddamento (C) punto di temperatura minima 200K (D) successivo aumento di temperatura fino a 1000 K (E) gas completamente molecolare (F) processi di raffreddamento aggiuntivi (G) distruzione molecole di H_2

(ii) Relazione tra la densità di idrogeno n e la frazione di H_2 .

(Klessen & Glover 2023)

- **Formazione del disco e frammentazione:** il collasso provoca delle turbolenze nel gas, in caduta verso il centro, che possono amplificarsi durante il processo e portare a differenti percorsi evolutivi.

Attorno all'oggetto centrale si forma un disco di accrescimento che scompare solo al termine del processo di nascita della protostella, poiché il gas restante viene spazzato via dai feedback stellari. Da diversi studi e simulazioni pare che questo disco sia incline alla frammentazione e dunque in questo modo si riesce a far combaciare l'ipotesi di base del percorso di formazione standard

e la formazione stellare alla nostra epoca. Infatti nonostante si stia analizzando la nascita di una protostella in un ambiente isolato, questo fenomeno coincide con il fatto che normalmente le stelle massicce si trovano in ammassi o agglomerati.

Il motivo per cui il disco di accrescimento va spesso incontro alla frammentazione, è dovuto al fatto che la massa di gas che lo compone abbia un valore che supera la capacità di trasporto verso l'interno, di conseguenza si formano dei bracci a spirale per velocizzare il trasporto. Spesso ciò non è ancora sufficiente e dunque i bracci diventano non lineari e cominciano a interagire tra di loro, portando ad ulteriori collassi incontrollati nelle zone di interazione. Questo processo può ripetersi a sua volta nei nuovi dischi di accrescimento, provocando ulteriori frammentazioni. Nel corso del tempo il disco globale aumenta la massa e la dimensione a causa dell'incremento di materiale con elevato momento angolare, tanto che, con l'avanzare dell'evoluzione, le regioni instabili saranno sempre più esterne. Se nel caso di gas stazionario ci si riferisce al criterio di stabilità di Jeans, che compara la forza di gravità con la pressione termica, nel caso invece di gas in rotazione differenziale si utilizza il criterio di stabilità di Toomre.

Si deve introdurre un termine Q , detto parametro di Toomre, pari a:

$$Q_{gas} = \frac{c_s k}{\pi G \Sigma} \quad (1.6)$$

dove c_s è la velocità del suono, k è la frequenza epicyclica, G la costante gravitazionale e Σ la densità superficiale del disco.

Quando $Q \geq 1$ allora il disco è stabile e non collassa.

Dato che Σ e c_s variano con il raggio, allora di conseguenza Q sarà una funzione del raggio e dunque ad alcune distanze il disco sarà stabile e ad altre instabile.

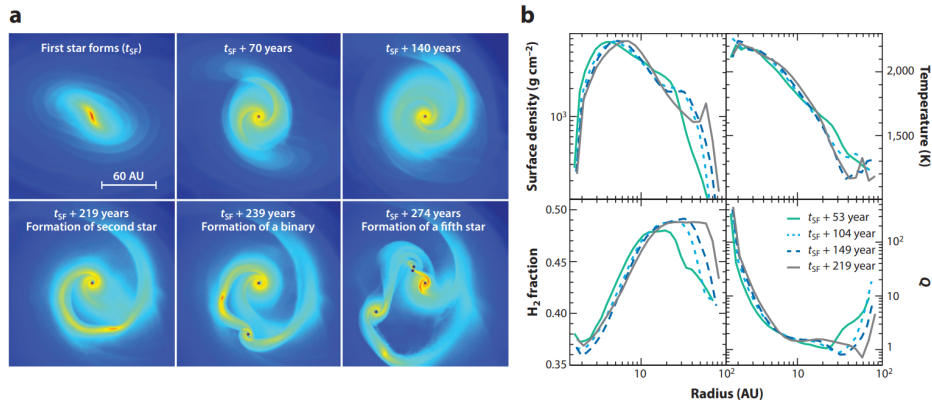


Figura 1.4: Formazione ed evoluzione del disco attorno alla protostella di Popolazione III. (a) Immagine che raffigura la creazione di una struttura a spirale con due bracci, causata dall'instabilità gravitazionale, che successivamente si frammenta dando vita a più protostelle. (b) I due pannelli superiori mostrano la densità superficiale e il profilo di temperatura in funzione del raggio, mentre i due inferiori la variazione della quantità di H_2 e del parametro Q lungo il raggio, tutti e 4 a tempi diversi. Quest'ultimi mostrano che il materiale del disco è in gran parte composto da idrogeno molecolare ($n_{H_2}/n = 0.5$) e in quali zone si va incontro all'instabilità di Toomre ($Q < 1$)

(Klessen & Glover 2023)

Il fenomeno di frammentazione è mostrato nella Figura 1.4, dove vengono rappresentate le diverse fasi che portano alla creazione di un sistema di quattro protostelle solo dopo circa 200 anni dall'apparizione del primo oggetto.

- **Funzione di massa iniziale e molteplicità:** in seguito alla frammentazione, che è inevitabile, la successiva evoluzione può andare incontro a diverse alternative: il frammento del disco di accrescimento può crescere in massa, essere spazzato via o fondersi con altri. Se questi frammenti sopravvivono è interessante capire quale sarà la massa finale della stella: se continuasse ad ingrandirsi si otterrebbero stelle massicce, oppure l'accrescimento potrebbe essere bloccato

sia da *feedback* stellari sia dal rigetto del frammento fuori dal disco.

Considerando questa fase più nel dettaglio, si nota che il materiale del disco diretto verso il centro, in realtà si fonde nel volume di Hill delle protostelle, il quale si trova più verso l'esterno e quindi viene raggiunto prima. Questo volume è contenuto all'interno della sfera di Hill che corrisponderebbe alla zona di influenza gravitazionale di un corpo celeste, rispetto alle perturbazioni di un altro corpo, più massiccio, attorno al quale gravita. Questa sfera è determinata da 3 forze: (1) la gravità del corpo centrale, (2) la gravità del corpo secondario, (3) la forza centrifuga misurata nel sistema di riferimento del corpo centrale, con la frequenza angolare del secondario. Centrando la sfera sul corpo minore, il suo raggio spazia la zona in cui all'interno la somma di queste tre forze è orientata verso il secondo corpo.

La conseguenza di questo fenomeno è che più ci si muove verso il centro, più la crescita della massa viene ridotta. Oltre ad esso, si possono creare molte altre situazioni complesse, come eiezioni, fusioni, processi stocastici, che portano ad ottenere un ampio spettro di masse stellari. La funzione di massa iniziale (IMF) delle stelle di Pop III mostra valori che vanno da un regime substellare a molte masse solari. Sono state fatte numerose simulazioni per determinarla, dato che da questo parametro dipenderà poi tutta l'evoluzione stellare, alcune basate su modelli privi di *feedback* stellari, altri che ne tengono conto.

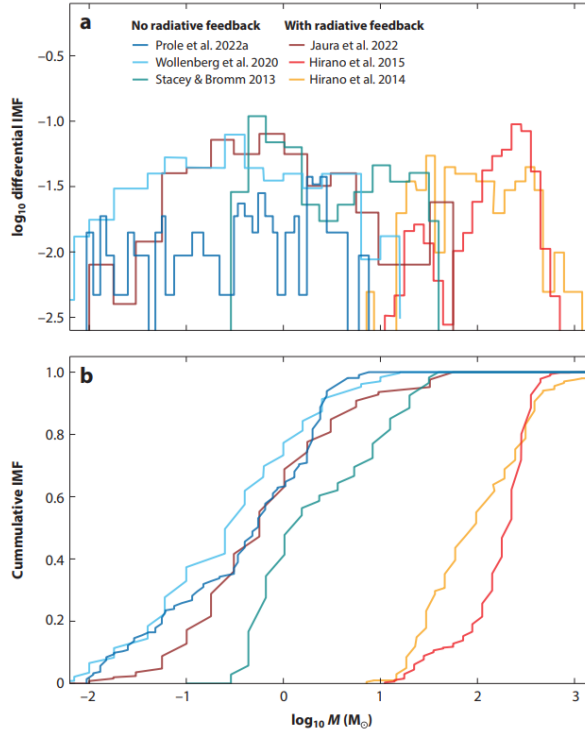


Figura 1.5: (a) Distribuzione differenziale normalizzata e (b) cumulativa della massa stellare iniziale proveniente da sei studi differenti della formazione di stelle di Pop III. I tre grafici di colore azzurro/blu rappresentano i modelli elaborati senza considerare i *feedback* stellari, mentre i tre giallo/rosso quelli con *feedback*. (Klessen & Glover 2023)

In Figura 1.5 sono presentati i risultati di queste simulazioni: i primi tre modelli sono quelli privi di *feedback*, di cui i primi due hanno un'alta risoluzione spaziale ma piccola copertura temporale, mentre il terzo è meno risolto ma copre un tempo maggiore. Dei modelli con *feedback*, il grafico rosso scuro ha circa la stessa copertura spaziale e temporale dei primi due, mentre gli altri due hanno una bassa risoluzione, ma riescono ad arrivare fino a che l'accrescimento della protostella si blocca. I tre modelli azzurro/blu e il modello rosso scuro sono in tre dimensioni, mentre il rosso e il giallo sono stati ottenuti in due, assumendo la simmetria assiale.

Se confrontiamo i modelli con e senza *feedback* notiamo che i primi predicono masse maggiori, dato che questi fenomeni riscaldano il gas del disco di accrescimento aumentando la sua pressione

termica e impedendogli di continuare a contrarsi e frammentare. Il risultato ottenuto da queste simulazioni dipende però molto anche dalla risoluzione e dalla copertura nel tempo. Le simulazioni ad alta risoluzione tendono a produrre masse minori, perché risolvono in maniera migliore la frammentazione del disco; però non riuscendo a coprire tutto il processo di accrescimento, non si sa se il gas rimasto andrebbe a produrre altre protostelle di piccola massa o continuerebbe ad accrescere il corpo già esistente. In maniera opposta viene analizzata la situazione da modelli ad ampia copertura temporale che, avendo una risoluzione minore, non riescono a individuare i frammenti minori e quindi tendono a produrre protostelle con masse superiori. Una cosa analoga avviene per le simulazioni in due dimensioni che riportano una frammentazione minore rispetto a quelle in tre.

Nonostante questi bias non facilmente risolvibili, tutte queste funzioni risultano essere logaritmicamente piatte, in netto contrasto con le IMF all'epoca presente, che mostrano un picco attorno a $0.2 - 0.3 M_{\odot}$ e poi una ripida discesa ².

Da ciò appare possibile che alcune di queste stelle primordiali con massa molto piccola, siano sopravvissute all'epoca attuale e siano quindi potenzialmente osservabili con gli strumenti a nostra disposizione. Invece le stelle con una massa molto elevata hanno di conseguenza un tempo di vita molto breve, ma avranno rilasciato una grande quantità di fotoni UV e LW nell'universo primordiale.

1.3 Percorsi di formazione alternativi

Durante lo scenario di formazione stellare possono entrare in gioco numerosi processi fisici che hanno spesso un forte impatto sulla nascita e dunque anche sulla successiva evoluzione di queste stelle. Nel percorso standard appena analizzato questi effetti non venivano presi in considerazione nelle simulazioni e nei modelli elaborati, cosa che invece avverrà in questa sezione.

Per prima cosa verranno discussi i processi che causano un aumento della frammentazione, che avviene quando sono presenti alti livelli di turbolenza nell'alone, che portano ad un aumento incontrollato delle fluttuazioni di densità.

- **Raffreddamento atomico dell'alone:** Gli aloni di raffreddamento atomico sono regioni con temperature viriali sufficientemente alte, cioè con $T_{vir} > 8000$ K, tanto da permettere il raffreddamento tramite idrogeno atomico. Generalmente, però le stelle di Pop III si formano a temperature inferiori, a meno che non siano influenzate da un campo di radiazione Lyman-Werner sufficientemente intenso. I suoi fotoni molto energetici possono sopprimere il raffreddamento molecolare da H_2 e quindi impedire la formazione stellare negli aloni con $T_{vir} < 8000$ K. Raggiunta questa temperatura viene poi innescato un raffreddamento quasi isotermico attraverso l'emissione di Lyman- α . In più la massa critica per il collasso si mantiene alta, con maggiori tassi di accrescimento rispetto a quelli in condizioni normali, dovuti alla pressione termica più elevata. Il gas caldo rimane parzialmente ionizzato, favorendo la formazione rapida di H_2 una volta che diventa abbastanza denso da schermarsi dalla radiazione LW. Questo porta a una transizione verso un raffreddamento più efficiente e un rapido calo della temperatura.

La combinazione di alte velocità di influsso e basse temperature genera una turbolenza trans- o supersonica associata al moto di accrescimento: flussi freddi trasportano rapidamente materiale denso verso il centro dell'alone, dove il gas può frammentarsi efficacemente e formare stelle. Questo processo è chiamato modalità di formazione stellare Pop III.2, e potrebbe produrre una funzione di massa iniziale diversa rispetto ad altre condizioni.

- **Velocità di flusso:** il gas di aloni in cui è presente un'elevata velocità relativa tra barioni e materia oscura è molto turbolento, causando un'elevata frammentazione del disco durante la formazione delle protostelle. In più questo fenomeno dà un ulteriore apporto di energia e quantità di moto nei mini aloni, provocando una riduzione della loro densità e ritardando il raffreddamento. Per queste ragioni, nelle simulazioni che prendono in considerazione questa velocità, si ricava un valore della massa critica innalzato. In media si tiene in considerazione come valore

²E. Salpeter 1995, G. Chabrier 2003

$v_{st}=0.8$ (in unità del valore quadratico medio), poiché è quello più probabile, ma la massa critica è stata stimata anche con $v_{st}=0$, vedi Figura 1.1, che appunto corrisponde al suo valore minimo.

In entrambi i casi dunque si prevede la formazione di stelle con masse inferiori, dovuto proprio alla frammentazione più pronunciata che questi due fenomeni causano all'interno degli aloni, ma per il momento i modelli elaborati non sono ancora così accurati e risolti.

Importante è anche l'azione di altri due processi fisici che però non aumentano la frammentazione nell'alone, ma al contrario la riducono, influenzando, anche in questo caso, la funzione di massa iniziale delle stelle:

- **Campi magnetici:** sono spesso trascurati nelle simulazioni di formazione delle stelle primordiali dato che di solito sono campi molto deboli. In realtà però possono essere rafforzati molto velocemente da processi dynamo su piccola scala, ovvero quando i moti turbolenti del gas li amplificano. Campi magnetici con questa intensità hanno vari effetti sull'evoluzione delle stelle: quelli con forti componenti poloidali possono rimuovere momento angolare dal gas di formazione riducendone la frammentazione; possono direzionare i getti protostellari, regolando il flusso di materia e influenzando la crescita della stella, o anche modificare la rotazione delle stelle, la quale è rilevante sia per la loro luminosità, sia per il tempo di vita.
- **Annichilazione della materia oscura:** questo processo avviene se si assume che la materia oscura sia costituita da Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs), le quali sono particelle massicce ma debolmente interagenti e per questo difficili da identificare. Ad alte densità queste particelle possono auto annichilire e, agendo in questo modo, riscaldare il gas. Tali densità sono raggiunte solo al centro dell'alone, verso cui collassa la materia barionica e dunque quella oscura si contrae. Questo processo potrebbe influenzare la dinamica del gas diminuendo la frammentazione, che è favorita dai processi di raffreddamento che ne facilitano il collasso e la formazione della protostella. In questo caso invece l'aumento della temperatura ha l'effetto contrario, tanto che in questo scenario il gas diventa meno denso e incline a frammentarsi.

Come nel caso precedente anche questi fenomeni non sono ancora del tutto chiari e gli studi a riguardo prematuri. Quindi, nonostante si ritenga che dovrebbero essere considerati nella modellizzazione dei processi di formazione, il loro impatto sulla molteplicità e sulla massa iniziale delle stelle di Pop III deve ancora essere delucidato.

1.4 Fasi finali dell'evoluzione

Le stelle di Pop III hanno tempi di vita molto variabili poiché strettamente legati alla loro massa, dato che con il suo aumento cresce anche la temperatura. Dunque i tassi di fusione nucleare saranno più rapidi, con la conseguenza di un tempo di vita più breve. Le stelle con masse che possono raggiungere o superare le $100\text{-}500 M_{\odot}$ rimangono accese per circa 2-3 milioni di anni o anche meno; quelle con masse intermedie hanno tempi di vita un po' più lunghi, tipicamente nell'ordine di 5-10 milioni di anni, ma esauriscono il loro combustibile nucleare molto più rapidamente rispetto alle stelle di Pop I o II. Ciò avviene a causa della mancanza di metalli, che normalmente regolano l'efficienza della fusione nucleare. Infine non è chiaro se si siano effettivamente formate quelle con $M < 1 M_{\odot}$, poiché la mancanza di metalli impedisce l'efficace raffreddamento del gas e favorisce la formazione di stelle massicce. Tuttavia, se esistessero, avrebbero tempi di vita estremamente lunghi, anche superiori all'età attuale dell'Universo.

Sapendo che il destino finale delle stelle di Pop III dipende dalla loro massa iniziale e da quella del loro nucleo di elio in questa fase, si andranno ad analizzare i processi nei vari range di massa. Sotto $M \sim 9 M_{\odot}$ le stelle terminano la loro vita come nane bianche, ma sopra questa massa la pressione di degenerazione non è sufficiente per supportarle. Nell'intervallo $10 M_{\odot} < M < 25 M_{\odot}$ le stelle collassano innescando un'esplosione di supernova dopo la quale rimane una stella di neutroni. Tra $25 M_{\odot} < M < 40 M_{\odot}$ avviene sempre un'esplosione, ma l'elevata massa della stella impedisce all'involucro di staccarsi completamente e quindi successivamente ricadrà sulla stella di neutroni formando

un buco nero. Nell'intervallo $40 M_{\odot} < M < 70\text{-}100 M_{\odot}$ non avviene nessuna esplosione, ma si forma direttamente un BH.

Stelle ancora più massicce hanno anche temperature centrali più elevate e vanno incontro al fenomeno dell'instabilità di coppia. Esso si verifica quando, grazie agli elevati valori di T , i fotoni gamma, prodotti dalle reazioni nucleari, sono molto energetici e hanno quindi un'elevata sezione d'urto con la materia barionica. Questa interazione tra i nuclei atomici e i fotoni produce una coppia elettrone-positrone e quando questo processo comincia a diventare significativo, allora la perdita di fotoni causa una diminuzione della pressione con conseguente contrazione del nucleo. La contrazione provoca un ulteriore aumento della temperatura, così da rendere la produzione di coppie ancora più probabile, andando incontro ad un runaway termonucleare che causa l'implosione della stella.

Per stelle tra le 100 e le 140 M_{\odot} questo processo causa un'instabilità pulsazionale che le porta a perdere grandi quantità di massa e poi evolvere come stelle poco massicce. Per quelle con $M > 140 M_{\odot}$ il flash iniziale distrugge tutta la stella ottenendo dunque una PISN (Pair Instability Supernova). Infine quelle più massicce di 260 M_{\odot} vanno sempre incontro all'instabilità di coppia, ma l'energia rilasciata non è sufficiente per distruggere la stella, che quindi collasserà in un buco nero.

Nei casi sopra descritti non si è tenuto conto della rotazione delle stelle di Pop III, che, grazie alla miscelazione che produce, tendono ad avere un core di He di dimensioni maggiori e di conseguenza l'instabilità di coppia può avvenire anche a masse minori. Si analizza la situazione non rotazionale perché attualmente non si hanno molte informazioni riguardo le proprietà rotazionali delle stelle primordiali, poiché sarebbero necessarie delle osservazioni ad alta risoluzione spaziale in un ampio intervallo temporale.

Ricollegandosi al percorso standard di formazione delle stelle di Pop III, esso dovrebbe terminare con la produzione di buchi neri con masse che si aggirano attorno a $M_{BH} < 10^2 M_{\odot}$. Ciò è in netto contrasto con l'individuazione di quasar super luminosi individuati a $z > 7$, che implicano la presenza di buchi neri super massicci con $M_{SMBH} \sim 10^9 M_{\odot}$. È necessario dunque che i buchi neri siano accresciuti da una grande quantità di gas che fluisce verso il centro fino al raggiungimento di questi valori di massa così elevati. Questo accrescimento non è fisicamente possibile, sia a livello di tempi-stiche sia perché il *feedback* delle stelle di Pop III è molto efficiente nell'eliminare il gas dai loro siti di nascita. Per queste ragioni potrebbe avvenire solo nel caso in cui la sua velocità superasse il limite di Eddington. Questo scenario potrebbe verificarsi solo se il disco di accrescimento fosse inefficiente dal punto di vista radiativo o l'entrata di massa non avvenisse più seguendo una simmetria sferica, ma in maniera filamentata. Il valore detto luminosità di Eddington è una luminosità teorica che stabilisce un limite per l'accrescimento. Una volta superato questo tetto massimo entrano in gioco degli effetti di pressione di radiazione che impediscono alla materia di proseguire nel proprio moto di caduta. La pressione è prodotta dall'interazione tra fotoni e materia, dunque questa forza che si oppone alla caduta del gas sarà espressa dall'integrale su tutte le frequenze dell'impulso trasferito alla materia. L'altra forza fondamentale presente è quella di gravità, la quale attrae il gas verso il buco nero. Quando la risultante di queste due forze è nulla, allora si è raggiunta quella luminosità per cui l'equilibrio tra radiazione e gravità causa il cessare dell'accrescimento.

Dato che dalle osservazioni le velocità di accrescimento richieste sono notevolmente superiori al limite di Eddington, allora è più probabile che i SMBHs si formino da aloni più massicci. Quest'ultimi però supererebbero la massa critica richiesta per l'inizio della formazione di stelle di Pop III. Risulta necessario prendere in considerazione i modelli in cui il collasso è ritardato da fattori esterni, i quali non vengono inclusi nel percorso di formazione standard. Questa condizione è raggiungibile se si è in una situazione che permette ad un'ampia quantità di gas di affluire all'interno dell'alone, da cui successivamente si possono ottenere due risultati differenti. Nel primo caso, se questa massa di gas cresce tutta insieme, senza frammentarsi, allora si formerà un singolo oggetto, una stella supermassiccia (SMS). Queste stelle possono raggiungere valori di massa di $10^5 M_{\odot}$, ma senza superare le $10^6 M_{\odot}$; sono anche molto luminose, ma avendo una bassa temperatura superficiale non creano ampie zone di HII attorno a loro. È più probabile che il gas si frammenti, piuttosto che si comporti come un'unica massa, quindi è più plausibile la formazione di un'ammasso altamente denso composto da più oggetti, che poi daranno vita a un SMBH collidendo tra di loro e fondendosi insieme. È ragionevole pensare che questi corpi celesti si accrescano l'uno con l'altro fino alla formazione di oggetti

con masse simili alle SMSs, tanto da superare il limite relativistico di instabilità e collassare in SMBHs.

1.5 Termine della formazione di stelle di Pop III

Le stelle di Pop III sono le prime ad essersi formate nell'universo, ma ancora non è chiaro se e quando la loro formazione sia terminata. Molte ricerche e simulazioni stanno cercando di rispondere a questa domanda, soprattutto perché avrebbe un impatto fondamentale nelle campagne di osservazione, che ricercano queste stelle a redshift bassi ($z \leq 5$), ovvero più accessibili.

Indicativamente, la densità del tasso di formazione stellare, ovvero per unità di volume, comincia a crescere partendo da $z \geq 30$, ovvero quando iniziano a formarsi le prime stelle, raggiunge il picco a $z \sim 15-20$, quando il collasso è stato avviato in molti più aloni, e poi, avvicinandosi all'epoca attuale, comincerà a calare e si passerà alla formazione di stelle di Pop II.

Per analizzare questo andamento si devono prendere in considerazione i processi fisici che regolano la loro nascita e sono principalmente 3: la radiazione Lyman-Werner (LW), la reionizzazione e l'arricchimento metallico.

Nei mini aloni può accadere che la forza della radiazione LW raggiunga un'intensità critica, tale da dissociare le molecole di H_2 ad un ritmo talmente elevato da sopprimere completamente la formazione di stelle primordiali. Anche i fotoni ionizzanti hanno lo stesso effetto, dato che il gas caldo ionizzato non permette ai mini aloni di collassare. Gli aloni massicci invece sono poco influenzati da questi feedback radiativi, ma rimane decisivo l'arricchimento metallico.

Quando viene raggiunto un valore soglia di metallicità Z_{th} compreso nel range $Z_{crit} \sim 10^{-6} - 10^{-3.5} Z_{\odot}$, allora avviene la transizione alla formazione di stelle di Pop II. Come si vede in Figura 1.6, in realtà la metallicità media \bar{Z} supera quella critica a $z \sim 20-10$, ma la frazione di volume riempito rimane sotto il 10%. Questa percentuale può essere raggiunta a $z \sim 4$ nel caso estremo in cui si ipotizzi che tutte le stelle Pop III terminino la loro vita come PISNe. Il motivo è dovuto al fatto che, essendo esplosioni più energetiche, il gas arricchito che proviene da questo tipo di supernovae si espande molto di più andando ad occupare un volume maggiore. Dato che le zone vicine ai siti di formazione sono rapidamente arricchite, mentre le altre rimangono povere di metalli, si utilizza come indicatore di arricchimento metallico, non \bar{Z} , ma la frazione di volume riempito dal gas arricchito $F(Z > Z_{th} = 10^{-4})$. Il contributo della Pop III alla metallicità media diminuisce nettamente andando a redshift bassi, ma il suo apporto all'incremento di F non è mai trascurabile, come si nota in Figura 1.6, perché la loro formazione tende ad avvenire in regioni a bassa densità dove le bolle delle SNe espandendosi possono raggiungere volumi maggiori.

Considerando anche il fatto che l'universo è in espansione, dalle simulazioni risulta che la maggior parte ($\geq 90\%$) del mezzo intergalattico sia occupato da gas senza metalli. Da questi dati sono stati elaborati dei modelli di miscelazione dei metalli, governati dal parametro della forza di miscelazione β_{mix} , che descrive il livello di mescolamento dei diversi elementi chimici nel IGM e dipende dalla dinamica dell'alone, dunque diventa necessario considerare più scenari di efficienza possibili. Grazie a questo parametro si può correlare direttamente la formazione stellare tardiva di Pop III con la frazione di riempimento del volume privo di metalli.

La risposta alla domanda iniziale rimane però incerta: nei casi più ottimistici la formazione di queste stelle primordiali si estenderebbe fino $z \geq 1.5$ per un valore di $\beta_{mix} \geq 0.15$; oppure a $z \sim 0$ nel caso di miscelazione dei metalli totalmente inefficiente, con un tasso di formazione non trascurabile pari a $\sim 10^{-7} M_{\odot} yr^{-1} Mpc^{-3}$. Nello scenario più pessimistico, ovvero nel caso di miscelazione completa su scala dell'alone, si avrà $\beta_{mix} \geq 0.18$ e il termine della formazione alla fine della reionizzazione a $z \sim 5$.

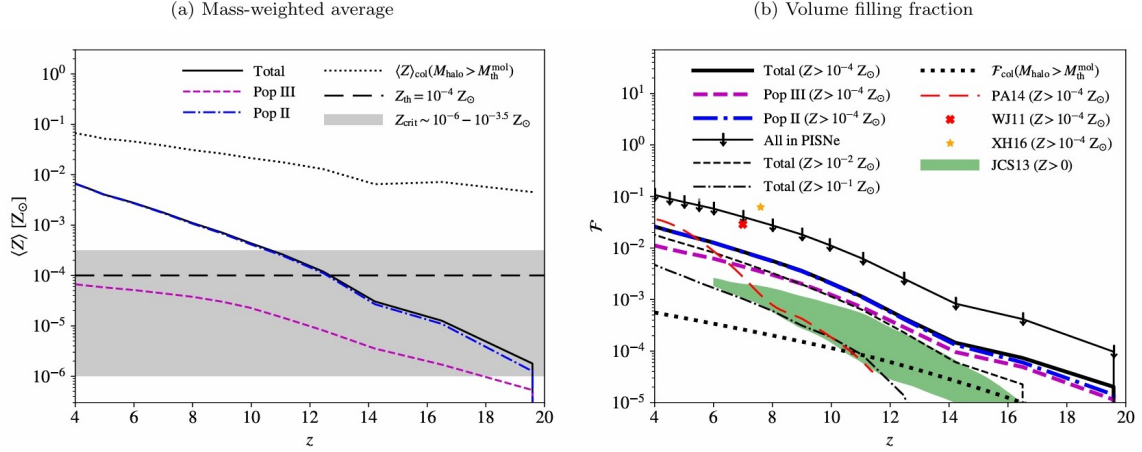


Figura 1.6: Arricchimento metallico totale (linea continua), delle SNe Pop III (linea tratteggiata), di quelle Pop II (linea tratto-punto). (a) Metallicità media ponderata per la massa del gas in funzione del redshift. La regione grigia individua la metallicità critica per la transizione da Pop III a Pop II, il valore che è stato considerato nella trattazione ($Z_{th} = 10^{-4} Z_{\odot}$) è rappresentato in questo grafico dalla linea tratteggiata orizzontale. La curva a puntini mostra la metallicità media nelle strutture arricchite di elementi pesanti che collasano, ovvero quelle con massa $M_{halo} > M_{th}^{mol}$, ovvero che supera il valore soglia della massa per la formazione stellare tramite raffreddamento molecolare. (b) Frazione di volume riempito di gas con differenti livelli di metallicità. Il limite superiore corrisponde al caso estremo in cui tutte le stelle primordiali terminassero la loro vita in PISNe. In questo grafico vengono mostrati anche i risultati di diversi modelli: Wise et al 2021 (WJ11); Johnson et al. 2013 (JCS13); Pallottini et al. 2014 (PA14); Xu et al. 2016 (XH16). Infine mostra anche la frazione di riempimento del volume da parte degli aloni con massa $M_{halo} > M_{th}^{mol}$ stimata come $F_{col} \sim f_{col}/200$, dove f_{col} è la frazione di massa totale dell’universo contenuta in queste strutture, mentre il fattore 200 riflette il fatto che la densità media di materia negli aloni è di gran lunga superiore rispetto a quella cosmica.

(Liu & Bromm 2020)

1.6 Sintesi e conclusioni

Alla luce di quanto detto, si nota che la formazione delle stelle di Pop III è influenzata da una serie di processi fisici complessi, che vanno ben oltre il semplice collasso e accrescimento del gas primordiale nei MH. La loro evoluzione è condizionata da diversi meccanismi: turbolenze, feedback stellari, campi magnetici, annichilazione della materia oscura ecc., tutti fenomeni che portano alla nascita di stelle con masse molto variabili. Nonostante ciò, in generale, si ipotizza abbiano masse molto elevate, poiché l’assenza di metalli rallenta il processo di raffreddamento e dunque la massa critica necessaria per il collasso delle nubi di gas risulta maggiore.

Il loro percorso di formazione non è univoco, ma può differenziarsi in molti modi, tanto che sono state sviluppate numerose simulazioni per riprodurre le possibili vie evolutive che le stelle primordiali possono intraprendere.

La loro evoluzione è anche strettamente legata all’arricchimento metallico dell’universo che segna la fine di un’era primordiale e l’inizio di un’epoca cosmologica, in cui la formazione stellare verrà diversificata.

Nonostante i numerosi modelli e simulazioni elaborati, il termine della nascita di stelle di Pop III è ancora molto incerto e in fase di studio; c’è infatti la possibilità che alcune di queste stelle possano ancora esistere nell’universo odierno rendendo così plausibile la loro osservazione.

Riuscire a rilevarle è una sfida ancora aperta, ma determinante per comprendere come si sono svolte le prime fasi dell’evoluzione cosmica. Per tale motivo sarà proprio questo l’argomento trattato nei successivi capitoli, in modo tale da comprendere le diverse implicazioni di una loro eventuale detezione.

Capitolo 2

Tecniche di rilevamento di stelle di Pop III

Le stelle di Pop III possono essere osservate in maniera diretta o tramite diversi fenomeni che le caratterizzano, anche se in entrambi i casi è piuttosto complesso studiarne le proprietà, poiché la maggior parte delle informazioni che si hanno a disposizione derivano da simulazioni e modelli. In questo capitolo verranno analizzate le tecniche per rilevare le stelle primordiali sia ad alto che a basso redshift, dato che, in base alla distanza spazio-temporale a cui si trovano, le indagini avvengono in maniera differente.

2.1 Tecniche ad alto redshift

2.1.1 Osservazioni con l'ausilio di lensing gravitazionale

A tali distanze il flusso di queste sorgenti dovrà essere molto elevato per poter essere rilevato dai telescopi spaziali, tanto che una stella di Pop III non è individuabile singolarmente, ma tali valori vengono raggiunti in ammassi composti da più stelle con $M \sim 10^5 M_{\odot}$. Come è stato visto trattando le teorie di formazione, queste grandezze sono difficilmente raggiungibili dal collasso dei mini aloni, poiché essi dovrebbero convertire circa il 100% della loro massa barionica in stelle.

Per questi motivi risulta necessario sfruttare il fenomeno di **lensing gravitazionale** che permette di incrementare la luminosità della sorgente e renderla osservabile. Bisogna però tener conto del fatto che l'ingrandimento deve coinvolgere una regione in cui sono presenti queste stelle primordiali, dunque, essendo di fronte ad un evento piuttosto raro, la probabilità di detezione rimane bassa.

La probabilità di ingrandimento $P(>\mu)$ viene calcolata attraverso un algoritmo di ray-tracing, il quale lavora tracciando all'inverso il percorso che potrebbe aver seguito un raggio di luce prima di colpire la lente gravitazionale. Se consideriamo ingrandimenti elevati, viene mappata un'area sempre più piccola nel piano della sorgente; ad esempio per $\mu > 1000$ e la sorgente a $z = 10$, l'ingrandimento coprirà un'area inferiore a 10 pc. Perciò per fare predizioni affidabili sono necessari modelli dettagliati di distribuzione spaziale delle stelle nella galassia.

A questo punto, si presenta un altro problema che riguarda l'abilità di distinguere le stelle primordiali dagli altri oggetti ad alto redshift. Infatti tutte le sorgenti cosmiche a queste epoche hanno uno spettro molto spostato verso il rosso, a causa dell'elevato redshift e in certi casi del forte assorbimento del mezzo intergalattico che le circonda. Per questo motivo un metodo più efficace per riconoscere le stelle di Pop III è facendo uso della spettroscopia, cercando le righe di ricombinazione dell'He. In particolare si esamina la riga HeII $\lambda 1640 \text{ \AA}$, che si origina dal gas che viene ionizzato dalle radiazioni molto energetiche emesse da queste sorgenti. Questa riga ovviamente può essere generata anche da altre sorgenti che ionizzano l'elio, come gli AGN (Active Galactic Nuclei), ma la sua larghezza equivalente sarà significativamente inferiore rispetto a quella prodotta da una galassia di Pop III.

Un'altra importante riga dell'HeII è la $\lambda 4686$ che prova la presenza di una popolazione di stelle altamente ionizzante, ma è ~ 8 volte più debole della HeII $\lambda 1640$, dunque per questo motivo presa meno in considerazione.

Spesso si cerca di osservare, insieme alle righe dell'elio ionizzato, anche la linea $\text{Ly}\alpha$, poiché anch'essa è largamente prodotta da stelle molto calde e prive di metalli ¹ ed è ancora più brillante delle righe HeII. In più ora grazie al JWST è possibile osservare le linee di emissione di Balmer, in particolare la linea $\text{H}\alpha$ fino a $z \sim 7$, mentre la $\text{H}\beta$ fino a $z \sim 10$. Queste righe sono facilmente individuabili ad alto redshift, dato che anch'esse generalmente sono più forti della HeII $\lambda 1640$. Infatti se consideramo il modello fiduciario di IMF di Vikaeus et al. (2022) ² e un'età di formazione pari a $\tau \approx 10$ Myr, si ottiene il rapporto tra i fotoni dell'idrogeno ionizzato e quelli dell'elio: $Q_H/Q_{\text{He}^+} = 24.6$. Anche nel caso più ottimistico, ovvero con la riga di HeII più forte possibile, si avrà $Q_H/Q_{\text{He}^+} = 10$. Dunque se le righe di Balmer risultano molto forti e con una grande larghezza equivalente e si è anche in assenza di righe metalliche, allora è probabile che si stia osservando una galassia di Pop III. Ad esempio la riga di emissione O[III] $\lambda 5007$ è un ottimo indicatore spettroscopico della presenza di metalli, allora se $\text{O[III]}/\text{H}\beta < 0.1$ vuol dire che la galassia non ha metalli o ne ha molto pochi.

Un'altra firma spettrale, identificabile in questo caso semplicemente con la fotometria, è il flusso continuo UV, pari a 1500 \AA nel *rest frame*. Questo indicatore permette semplicemente di individuare le galassie di Pop III rese sufficientemente luminose da superare la soglia per la loro detezione. Nonostante ciò, dato che questo segnale fotometrico è prodotto anche dalle stelle di Pop II, è necessario che siano presenti anche le firme spettrali elencate in precedenza. La probabilità di avere una galassia con queste condizioni lungo la linea di vista e con un ingrandimento sufficiente risulta però estremamente bassa.

In più questi indicatori non ci danno comunque una completa certezza di ciò che stiamo osservando, poiché non dipendono dalla luce diretta della stella, ma dalla sua interazione con il gas delle nebulose lungo la linea di vista.

Partendo da queste firme osservative, in particolare considerando la riga He $\lambda 1640 \text{ \AA}$ e il flusso 1500 \AA , si calcola il numero di galassie di Pop III presenti in un volume comovente precedentemente definito. In questo modo sarà poi più semplice individuare le regioni in cui la probabilità di detezione è maggiore. Il volume comovente V_c è una funzione del modello cosmologico utilizzato, del redshift z , del bin Δz e dell'area d'indagine A . Se si considera il modello di spazio-tempo piatto Friedmann-Lemaitre-Robinson-Walker, allora il volume comovente è dato da:

$$V_c = \frac{4\pi}{3} \frac{A}{41253} [D_c(z + \Delta z/2)^3 - D_c(z - \Delta z/2)^3] \quad (2.1)$$

con $D_c(z \pm \Delta z/2)$ è la distanza comovente a redshift $z \pm \Delta z/2$.

Si calcola poi l'ingrandimento necessario affinché il flusso intrinseco della galassia sia incrementato di un fattore sufficiente per superare la soglia limite per il rilevamento con il telescopio considerato.

Nel caso spettroscopico questo valore corrisponde a:

$$\mu_{min} = \frac{4\pi D_L(z)^2 F_{limit}}{L_{\text{He,II1640}}} \frac{\tau}{M_\star} \quad (2.2)$$

dove F_{limit} è il limite spettroscopico di rilevamento del telescopio, $D_L(z)$ è la distanza di luminosità della galassia, $L_{\text{He,II1640}}$ è la luminosità della linea di emissione dell'HeII $\lambda 1640$ per masse solari per anno, mentre M_\star è la massa stellare totale della galassia e τ è l'età della galassia dopo l'inizio della formazione stellare.

Per ottenere il minimo ingrandimento basta quindi fare il rapporto tra il limite di flusso rilevabile dal telescopio e il flusso della linea di emissione, scalato con la media del rate di formazione stellare $SFR^{-1} = \frac{\tau}{M_\star}$.

Invece nel caso fotometrico viene usata la scala di magnitudini AB e si aggiunge il fattore di correzione

¹Come è sostenuto da Schaerer (2002)

²massa caratteristica $m_c = 60 M_\odot$, ampiezza $\sigma = 1$, intervallo di massa $1-500 M_\odot$

K pari a $(1+z)$, dove z è il redshift dell'oggetto. In questo modo si ottiene la misura equivalente della quantità di luce nel suo sistema di riferimento. Quindi la formula dell'ingrandimento minimo è pari a:

$$\mu_{min} = \frac{c}{(1+z)\lambda_0^2} 4\pi D_L(z)^2 10^{-(m_{limit}+48.6-25)/2.5} \frac{\tau}{M_*} \frac{1}{L_{UV1500}} \quad (2.3)$$

con m_{limit} limite di rilevamento in magnitudini, λ_0 la lunghezza d'onda a riposo, ovvero pari a 1500 Å e L_{UV1500} la densità luminosa a 1500 Å normalizzata a $1 M_\odot yr^{-1}$ e c la velocità della luce. Avendo ora sia V_c sia l'ingrandimento minimo μ_{min} , si calcola la densità comovente delle galassie incontaminate di Pop III:

$$n_{min} = \frac{1}{P(> \mu_{min}, z) \times V_c(A, z, \Delta z)} \quad (2.4)$$

Ad esempio in Figura 2.1 questo valore di densità minima n_{min} viene mostrato in funzione della massa stellare M_* a $z = 10$, svelando che, per la maggior parte delle simulazioni elaborate, gli strumenti a nostra disposizione non sarebbero in grado di ottenere le informazioni cercate, poiché a questa distanza le densità predette sono troppo basse.

Secondo alcuni modelli ³ si ottiene una probabilità di ingrandimento $P(> \mu) \propto \mu^{-2}$ se si considera $\mu > 10$ e $z = 3-16$. Quindi da queste formule si nota che i flussi delle linee di emissione e del continuo UV previsti sono legati da una dipendenza quadratica inversa con la densità minima, ovvero se la riga di emissione avrà una variazione di ≈ 3 , allora la densità numerica richiesta cambierà di un fattore 9. Dato che la luminosità dipende dall'età di formazione stellare, ovvero aumenta velocemente man mano che essa prosegue, sarà più difficile osservare le galassie durante le fasi iniziali. Sempre secondo il medesimo modello, tra 1 e 2 Myr la luminosità dell'emissione di HeII $\lambda 1640$ aumenta del 22% mentre quella del continuo UV 1500 Å aumenta di un fattore di ~ 2.3 . Generalmente dopo $\tau = 2$ Myr, la galassia ha raggiunto una luminosità stabile che rimarrà costante per un lungo periodo. Infatti, se si considera un periodo di formazione di 10 Myr, allora inizialmente l'intensità luminosa cresce rapidamente e poi, terminato il burst a ~ 2 Myr, entrambi i flussi rimangono pressoché costanti. Ciò significa che a questo punto le variazioni effettive di luminosità con l'età sono trascurabili e quindi τ non influisce più in modo significativo sulla rilevabilità. Se però per la stessa massa totale vengono fatti i medesimi calcoli su un tempo di formazione minore, che implica un SFR maggiore, allora le galassie risultano più brillanti.

C'è invece una correlazione tra il numero di stelle massicce e la quantità di flusso fortemente ionizzato, ovvero la forza della linea di emissione dell'HeII è dipendente dalla funzione di massa iniziale delle stelle. Le IMF di Pop III che hanno soppresso la coda della distribuzione in cui si trovavano le stelle massicce, hanno un flusso di HeII e anche di continuo 1500 Å entrambi più bassi, influenzando quindi le rilevazioni.

³A. Vikaeus et al. 2022

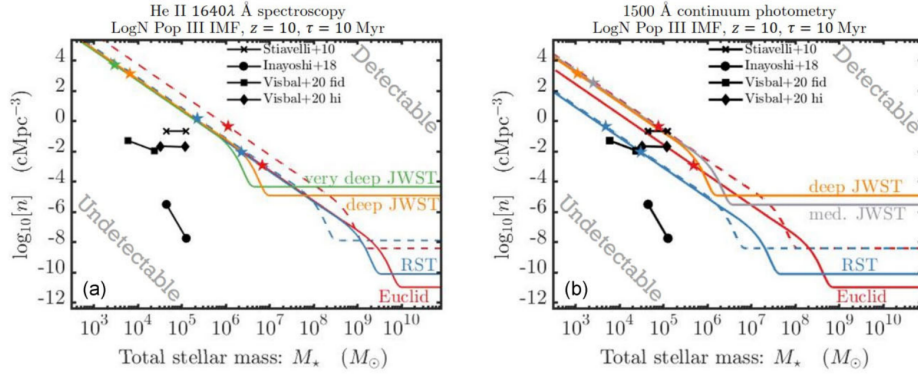


Figura 2.1: (a) Densità minima per le galassie di Pop III richiesta per il rilevamento spettroscopico della riga di emissione dell'HeII $\lambda 1640 \text{ \AA}$; (b) La densità minima richiesta per il rilevamento del continuo a 1500 \AA . Sono entrambi in funzione della massa stellare totale della galassia di Pop III a $z = 10$.

Il modello di popolazione stellare usato si basa su un IMF lognormale con il picco verso elevati valori di massa, con $m_c = 60 M_\odot$, $\sigma = 1$, un range di massa 1-500 M_\odot , uno SFR costante e lo spettro estratto a $\tau = 10 \text{ Myr}$. Le linee corrispondono a differenti telescopi (JWST, Roman Space Telescope (RST), Euclid) con i rispettivi parametri delle survey. I simboli neri sono il risultato di alcune simulazioni, indicate nella legenda, che predicono la densità degli aloni, mentre con il simbolo della stella sono indicate le masse minime per ogni telescopio, osservabili con un ingrandimento massimo pari a 1000. Il grafico viene diviso in due regioni dalle linee colorate: l'area rilevabile e quella non rilevabile.

(Vikaeus et al. 2022)

Ora, invece, vengono combinate le survey, svolte con differenti telescopi spaziali, con le densità predette dalle simulazioni del grafico 2.1. In questo modo è possibile stimare quante galassie di Pop III si possono osservare con questi strumenti. Dalla Figura 2.2 emerge che soltanto una combinazione di simulazione e survey predice il rilevamento di galassie di Pop III lungo tutto l'intervallo di redshift che indaga⁴, mentre a z compresi tra 8-13 un secondo accoppiamento⁵ appare favorevole. Queste due combinazioni sono quelle che nel grafico si trovano del tutto o parzialmente sopra la linea tratteggiata, la quale indica la posizione, lungo l'asse y del grafico, di un singolo rilevamento.

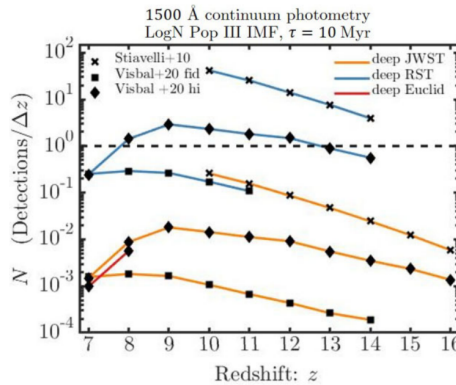


Figura 2.2: Mostra il numero di rilevamenti fotometrici N di galassie di Pop III che ci si aspetta per bin $\Delta z = 1$ in funzione del redshift, per differenti combinazioni di survey e simulazioni. Per la IMF è stata assunta una distribuzione lognormale con picco per elevati valori di massa, un'età di formazione stellare pari a 10 Myr e una efficienza di formazione pari a $\epsilon = 0.01$. Quest'ultimo valore fa riferimento alla frazione di massa barionica convertita in stelle durante un singolo episodio di formazione stellare. La linea tratteggiata nera indica la soglia di rilevamento di almeno una galassia Pop III. L'intervallo di redshift applicabile a ciascuna combinazione è limitato sia dalla massima magnificazione consentita ($\mu_{max} = 1000$), sia dal limite oltre il quale il continuo a 1500 \AA viene spostato al di fuori del filtro più rosso dell'indagine considerata.

(Vikaeus et al. 2022)

⁴il caso dell'indagine profonda del RST combinata con la simulazione di Stiavelli & Trenti 2010

⁵indagine profonda del RST con la simulazione ad alta efficienza di Visbal et al. 2020

2.1.2 Riga H $\lambda = 21$ cm

Oltre alle tracce individuabili tramite il *lensing*, un altro segnale che può indicare la presenza di stelle primordiali riguarda la famosa riga 21 cm, frequentemente utilizzata per determinare le proprietà dell'idrogeno neutro dall'epoca attuale fino ad alti redshift. Questa riga è prodotta dalla transizione iperfine tra i due livelli in cui si divide lo stato fondamentale a causa delle interazioni tra gli spin di protone ed elettrone, che possono essere paralleli o antiparalleli. Quando hanno entrambi il medesimo senso di rotazione l'atomo di H ha un'energia leggermente superiore, la differenza è di 5.9×10^{-6} eV, che corrisponde a $\lambda \approx 21$ cm. Normalmente questa transizione non è permessa, infatti si verifica circa una volta ogni 10^7 anni in ogni atomo, ma tenendo conto della grande quantità di idrogeno presente nel mezzo intergalattico, queste emissioni a lunghezze d'onda radio si verificano di continuo.

Le stelle di Pop III possono influenzare questo segnale attraverso le loro emissioni UV e di raggi X. Dato che la loro SFRD (Star Formation Rate Density) si appiattisce e diminuisce prima che la reionizzazione sia completa, gli aumenti dei fondi LW e X, rispetto al caso in cui si considera solo la Pop II, si verificano principalmente a redshift più elevati. Di conseguenza viene influenzato maggiormente il segnale a basse frequenze, mentre l'assorbimento sarà minore a frequenze più elevate. Dunque l'idrogeno neutro lungo la linea di vista può assorbire dalla radiazione cosmica di fondo (CMB), oppure emettere fotoni radio intensificandola. Questo effetto può essere quantificato attraverso la temperatura di luminosità a 21 cm:

$$T_{21} = \frac{T_s - T_{CMB}}{1 + z} (1 - e^{-\tau_{21}}) \quad (2.5)$$

dove τ_{21} è la profondità ottica della riga, T_{CMB} è la temperatura della CMB pari a $T_{CMB} = 2.7255 (1 + z)$ K, mentre T_s è la temperatura di spin, ovvero la temperatura effettiva che produrrebbe il rapporto osservato tra spin paralleli e antiparalleli se il gas atomico di idrogeno fosse in equilibrio termico. Dunque in questa condizione la frazione di occupazione relativa degli elettroni in entrambi gli stati iperfini è data da:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} e^{-\Delta E/T_s} \quad (2.6)$$

dove ΔE è la differenza di energia tra i due stati, mentre g_1/g_0 è il rapporto dei fattori di degenerazione statistica dei due livelli.

La temperatura di spin è accoppiata alla temperatura del gas o della CMB a seconda di quali processi fisici hanno dominato l'eccitazione della riga. Gli effetti che agiscono su di essa sono principalmente tre: (1) l'assorbimento dei fotoni della CMB, che in assenza di altre interazioni implicherebbe $T_s \approx T_{CMB}$, (2) collisioni nucleone-nucleone, che accoppierebbero la T_s alla temperatura cinetica del gas T_k , (3) l'eccitazione dovuta all'effetto Wouthuysen-Field. Quest'ultimo fenomeno accoppia la radiazione Lyman- α con la transizione iperfine 21 cm, infatti questa transizione risulterebbe proibita dalle regole di selezione, ma avviene grazie all'assorbimento e all'emissione di fotoni Lyman- α . L'effetto è che gli elettroni passano dal livello iperfine a più bassa energia fino allo stato $n = 2$ per poi ricadere sul livello iperfine più energetico. Il processo appena descritto accoppia invece la T_s con la temperatura di colore T_c .

Dunque da queste implicazioni e con l'ipotesi di equilibrio termico, si ottiene la formula per calcolare la temperatura di spin:

$$T_s^{-1} = \frac{x_{CMB} T_{CMB}^{-1} + x_c T_k^{-1} + x_\alpha T_c^{-1}}{x_{CMB} + x_c + x_\alpha} \quad (2.7)$$

pesata dai coefficienti x_c dell'accoppiamento collisionale, x_{CMB} di quello radiativo e x_α dell'accoppiamento tramite l'effetto Wouthuysen-Field (WF).

Dopo la nascita di stelle di Pop III, che producono fotoni Lyman- α , l'effetto Wouthuysen-Field comincia a diventare dominante. La T_s viene accoppiata con la temperatura di colore, che non si discosta molto da quella cinetica del gas, dando origine all'assorbimento della 21 cm ($T_{21} < 0$) e dunque cambiando la forma della riga e intensificandola. Successivamente i fotoni X provenienti dalle prime galassie aumenteranno la temperatura di spin tanto che la riga passerà dall'essere in assorbimento all'essere in emissione, fino al momento in cui il processo di reionizzazione esaurirà l'idrogeno neutro e non ci sarà più alcun segnale. Infatti se la temperatura di spin è inferiore rispetto a quella del fondo cosmico, allora si avrà assorbimento a 21 cm, mentre se è superiore ci sarà emissione. La tempistica

con cui avvengono questi passaggi fornisce informazioni su quando e quanto velocemente sia avvenuta la formazione delle stelle primordiali.

Per semplificare l'equazione 2.5, combinata con la 2.7, viene ignorato l'accoppiamento collisionale x_c e si considera il limite in cui $\tau_{21} \ll 1$ ottenendo:

$$T_{21} = T_0(z)(1 + \delta + \delta_v)x_{HI} \left(\frac{x_\alpha}{1 + x_\alpha} \right) \left(1 - \frac{T_{CMB}}{T_c} \right) \quad (2.8)$$

dove $T_0(z)$ è un termine di scala, che rappresenta la temperatura del segnale H 21 cm in funzione del redshift, δ rappresenta il contrasto di densità locale, δ_v il contrasto di velocità peculiare del gas e x_{HI} la frazione di idrogeno neutro. Dunque δ e δ_v rappresentano la variazione relativa della densità o velocità del gas rispetto al valore medio nell'universo.

Questa formula separa i contributi cosmologici δ e δ_v , da quelli astrofisici, come la reionizzazione, l'accoppiamento WF e la temperatura del mezzo intergalattico. Infatti gli ultimi due termini dell'equazione tracciano la formazione stellare tramite il fondo Ly α e dei raggi-X con x_α e T_c .

2.1.3 Supernove e lampi gamma

Dato che solitamente le stelle di Pop III risultano troppo deboli per i nostri strumenti, potenzialmente sarebbe più semplice individuarle tramite supernovae nate dall'esplosione di stelle massicce. Il picco della loro curva di luminosità raggiunge valori che superano le $10^{11} L_\odot$, ma dall'altro lato, essendo eventi molto violenti e rapidi, questa luminosità persiste per un periodo molto breve che può essere di settimane o mesi nel loro *rest frame*. Le più semplici da rilevare sono le PISNe che raggiungono una luminosità massima che è circa 10 volte superiore a quella delle CCSNe (Core Collapse Supernovae). Il numero di rilevazioni che si prevede rimane comunque molto piccolo: il suo valore, concorde con diversi studi ⁶, si aggira attorno alle $3-7 \times 10^{-4}$ Pop III PISNe per campo di vista della JWST NIRCAM per anno e dipende dallo SFR e dalla IMF.

Un altro fenomeno molto luminoso legato alla formazione di stelle primordiali sono i lampi gamma (GRBs). Questo fenomeno è tra i più luminosi ed energetici dell'universo, possono essere di due tipi: i lampi brevi o lunghi. Quest'ultimi hanno una durata che va dai secondi ai centinaia di secondi e sono generati dal collasso gravitazionale di stelle molto massicce a bassa metallicità, le quali esplodono in SNe espellendo una grande quantità di radiazione gamma e di materia verso l'esterno con una coppia di getti relativistici. Al momento gli strumenti a disposizione, come lo *Swift Observatory*, non riescono a spingersi oltre $z \sim 9$, ma ci sono buone prospettive future di raggiungere $z \sim 20$ con nuovi telescopi come il THESEUS (Transient High-Energy Sky and Early Universe Surveyor). Per questo risulta importante predire il numero di GRBs delle stelle di Pop III potenzialmente osservabili, anche se in questo caso le variabili che entrano in gioco sono molte di più. Ad esempio è da considerare il fattore di irradiazione, ovvero la probabilità che la radiazione del GRB sia diretta proprio verso la Terra, dunque l'intervallo rimane molto esteso andando da 100 a 0.1 osservazioni per anno.

2.1.4 Onde gravitazionali

Si possono ricavare informazioni sulle proprietà iniziali delle stelle di Pop III attraverso le onde gravitazionali emesse dalla fusione di buchi neri binari (BBHs), nati al termine dell'evoluzione di queste stesse stelle.

Esistono due modalità principali per dedurre le proprietà delle stelle primordiali da questi dati:

- (1) studiando le caratteristiche delle misurazioni per poter lavorare sul calcolo delle masse e del rispettivo spin, in modo da avere dei vincoli sullo spettro di massa e sulla molteplicità delle stelle primordiali.
- (2) Analizzando la frequenza di questi eventi in funzione del redshift per comprendere meglio la storia della formazione stellare.

Nonostante questi dati risultino essere molto utili, la loro interpretazione è impegnativa per diverse ragioni: come prima cosa bisogna essere in grado di collegare le onde gravitazionali rilevate, dovute

⁶Hummel et al. 2012, Johnson et al. 2013, Magg et al. 2016, Hartwig et al. 2018a

alla fusione binaria, con il sistema binario originale; per fare ciò è necessaria una buona comprensione dell'evoluzione del sistema. In secondo luogo c'è una grande incertezza attorno a questi dati, dovuta a tutti i contributi aggiuntivi causati dai processi dinamici delle stelle dell'ammasso. Infine bisogna considerare anche il fatto che il segnale proveniente dalle stelle di Pop III è molto più debole rispetto a quello delle binarie arricchite da elementi pesanti, dato che il loro numero è inferiore a tal punto che neanche l'elevata massa di queste stelle riesce a compensarlo.

Mettendo insieme diverse osservazioni si nota che la distribuzione di massa delle due componenti del sistema binario si estende oltre il valore $\sim 65 M_{\odot}$ raggiungendo quindi la *gap* dell'instabilità di coppia. Infatti si ritiene che le stelle con $M_{\star} < 50 M_{\odot}$ alla fine della loro evoluzione formino buchi neri, mentre le stelle con $50 M_{\odot} < M_{\star} < 130 M_{\odot}$ producano PISNe che esplodono senza lasciare nessun resto. Dunque questi dati rilevano che tra queste fusioni binarie ce ne sono alcune che provengono da sistemi di Pop III, poiché nel caso di stelle prive di metalli questo *gap* è traslato. Le stelle ricche di elementi pesanti vanno incontro a considerevoli perdite di massa dovute a forti venti o a instabilità pulsazionali, mentre le stelle primordiali non subiscono perdita di massa. Ciò permette loro di accumulare una massa maggiore prima di raggiungere il punto in cui la produzione di coppie diventa dominante, tanto che, in questo caso, il *gap* di instabilità di coppia copre un range di massa da $\sim 90 M_{\odot}$ a $\sim 260 M_{\odot}$. Dato che ci si aspetta che la maggior parte delle onde gravitazionali provengano dalle stelle arricchite da metalli, sorgono dei dubbi sulla frequenza di eventi di PISNe, in più per far combaciare le simulazioni teoriche con le osservazioni si sono ipotizzati ambienti ad alta densità in cui le collisioni stellari portano stelle massicce a terminare come BHs.

2.2 Tecniche a basso redshift

Osservando l'universo locale è possibile individuare altri corpi celesti che possono aiutare la ricerca in questo campo. Se si ipotizza che non tutte le stelle primordiali fossero molto massicce, allora quelle con massa ridotta potrebbero essere sopravvissute fino all'epoca attuale. Per questi motivi anche lo studio a basso redshift non è da trascurare, ma anzi può incorrere in importanti scoperte. In particolare i principali oggetti di ricerca sono due:

- **stelle EMP:** sono state analizzate e studiate molte stelle povere di metalli, dette EMP (Extremely Metal Poor), presenti nell'universo locale, poiché ci permettono di definire le caratteristiche che appartengono alle stelle di Pop III.

Definiamo ora l'indice di metallicità come:

$$[Fe/H] = \log_{10} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_{\star} - \log_{10} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_{\odot} \quad (2.9)$$

ovvero ottenuto tramite il confronto in scala logaritmica dell'abbondanza del ferro della stella considerata con quella solare. In questa equazione N_{Fe} e N_H rappresentano il numero di atomi di ferro e di idrogeno per unità di volume.

Le stelle EMP hanno un indice di metallicità pari a $[Fe/H] \leq -2.5$; basandosi sulle differenti abbondanze degli elementi pesanti presenti in esse, si ipotizzano le masse iniziali delle stelle primordiali e anche la loro evoluzione fino alle fasi finali. Ad esempio si è notato che la maggior parte di queste stelle EMP sono molto ricche di carbonio rispetto all'abbondanza del ferro, che invece dovrebbe essere molto presente dato che rappresenta il termine della nucleosintesi. Quest'ultime sono dette CEMP (Carbon-Enhanced Metal Poor) e per spiegare la loro elevata presenza alcuni studi ⁷ hanno ritenuto che le stelle primordiali terminassero la loro vita con esplosioni di SNe deboli. Dato che la loro energia era relativamente bassa, il materiale che si trovava nelle zone più interne non veniva espulso lontano dalla stella, ma ricadeva sui resti stellari, così che solo gli strati esterni, che contenevano carbonio e altri elementi più leggeri, andavano ad arricchire l'ambiente circostante. Secondo questi risultati le stelle primordiali al termine della loro vita dovevano esplodere in CCSNe e avere quindi una massa tra le 20-40 M_{\odot} . Dunque gli eventi

⁷Umeda & Nomoto 2002

di PISNe appaiono estremamente rari, conclusione che si combina bene anche con molte altre ricerche in questo campo.

- **Pop III survivors:** anche se in generale si ritiene che le stelle primordiali fossero molto massicce, non si è esclusa la formazione di stelle con una piccola massa, che potrebbero dunque essere osservabili all'epoca attuale. Come tutte le stelle vecchie anch'esse sarebbero localizzate nel bulge, dove la presenza di stelle con metallicità superiore porterebbe a una loro difficile rilevazione. Per questo motivo è meglio osservare regioni dove non ha avuto luogo una continua formazione stellare, ma dopo un inizio ad alto redshift si è fermata. Dunque il target più promettente è rappresentato dalle galassie satellite della Via Lattea con una piccola massa, dove è contenuta una grande frazione di stelle di Pop III in confronto a quelle di Pop II. Al momento non si ha la conferma di nessun rilevamento di queste stelle con piccola massa, ma anche il fatto non riuscire ad osservarle fornisce delle informazioni: potrebbe significare che stelle di Pop III con $M < 0.8 M_{\odot}$ non esistono, oppure che col passare del tempo la loro natura possa essere stata alterata. Studi recenti ⁸ hanno appreso come il mezzo interstellare possa aver inquinato la superficie delle stelle presenti nell'alone galattico, modificandone l'abbondanza superficiale. Nelle prime fasi della formazione dell'universo, quando il gas si trovava in mini aloni, l'esplosione di una stella massiccia come CCSN, li andava ad arricchire. La massa degli aloni era di $\sim 10^6 M_{\odot}$, di cui quella barionica di $\sim 2 \times 10^5 M_{\odot}$, mentre quella dei metalli espulsi era di $\sim 0.07 M_{\odot}$; con questi valori si ottiene:

$$[Fe/H] = \log \left(\frac{0.07}{2 \times 10^5} \right) - \log X_{Fe,\odot} \sim -3.5 \quad (2.10)$$

dove $X_{Fe,\odot}$ è l'abbondanza solare del ferro. Ci si riferisce a questo evento come *first pollution*, che pone un limite inferiore alla metallicità delle seguenti generazioni di stelle. Nonostante ciò in alcuni mini aloni la metallicità diminuisce per l'accrescimento del gas e/o per il *merging* con mini aloni incontaminati.

In questo scenario, le stelle con metallicità inferiore, pari a $[Fe/H] \simeq -4$, dovranno essere stelle che si sono formate prima della *first pollution*, i cui elementi pesanti presenti in superficie sono dovuti ad un inquinamento successivo alla loro formazione e/o ad un inquinamento del mezzo intergalattico, avvenuto ancora prima della nascita dell'alone.

Se infatti si andava cercando stelle di tipo MMP, ovvero Mega Metal Poor con $[Fe/H] < -6$, ora si ipotizza di doverle osservare come stelle Hyper Metal Poor (HMP) con il rapporto $[Fe/H] < -5$. A questo punto però non si ha la certezza che siano *Pop III survivors*, poiché potrebbero essere anche stelle di seconda generazione formatesi in un ambiente poco arricchito di metalli. È preferibile quindi cercare nell'universo locale stelle di Pop III che sono rimaste incontaminate e non hanno alcuna presenza di metalli in superficie. Il luogo migliore dove osservarle è fuori dall'alone galattico, dato che il potenziale gravitazionale dei mini aloni, essendo ridotto, permette la loro fuga verso l'esterno. Il rilascio di queste stelle dal MH può avvenire con due modalità differenti:

- se durante la fase di frammentazione del gas si forma un sistema binario composto da due stelle, una molto massiccia e l'altra di piccola massa. In seguito all'esplosione della prima stella come supernova, è possibile che la compagna venga espulsa dal mini alone.
- Una stella con massa ridotta potrebbe fuggire grazie al fenomeno di fionda gravitazionale fino a finire nello spazio intergalattico, dove è poco probabile che il gas ricco di metalli si accresca. Questo fenomeno si verifica in ammassi di stelle, in questo caso di Pop III, quando un incontro ravvicinato tra due corpi con grande differenza di massa provoca un'accelerazione del moto del minore, che viene scagliato fuori dall'ammasso.

Si nota dalla Figura 2.3 che la frequenza di fuga delle stelle di Pop III aumenta nell'alone esterno: a $r \simeq 100$ kpc il loro numero è comparabile con il numero di stelle HMP e dunque il loro rapporto è circa 1. Nonostante ciò sono state individuate 5 stelle HMP nel campione

⁸Komiya et al. 2009b, 2010

studiato, due dall'indagine HES (Hamburg/ESO objective-prism survey) e 3 successivamente, ma nessuna stella di Pop III espulsa. La possibile spiegazione è legata al fatto che è molto difficile che esse si trovino vicino ad altre stelle, ma potrebbero essere individuate con indagini su un volume maggiore.

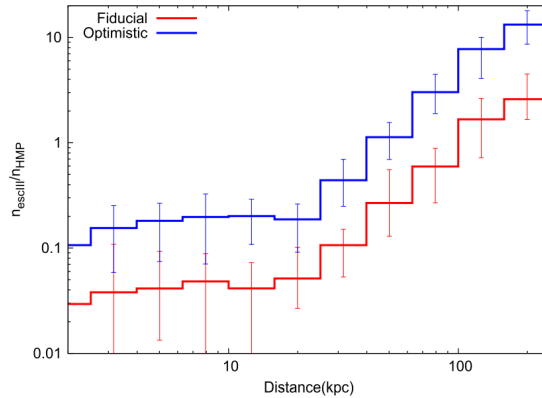


Figura 2.3: Predizioni sul rapporto tra il numero di stelle di Pop III scappate e quello delle stelle HMP rispetto alla distanza dal Centro Galattico. La linea rossa rappresenta il modello fiduciario, mentre quella blu il modello ottimistico. Il numero totale di stelle HMP deriva dal modello di Komiya et al. 2015, che ipotizza l'inquinamento delle stelle di Pop III che dunque ci appaiono come HMP. La distribuzione delle HMP è assunta pari a quella dell'alone stellare.

(Komiya et al. 2016)

Capitolo 3

Caratteristiche di detezione dei telescopi spaziali e possibili rilevamenti

3.1 Osservabilità e identificazione dei candidati di stelle di Pop III

Nonostante le osservazioni fatte fino ad oggi abbiano individuato potenziali impronte chimiche dell'arricchimento prodotto dalle stelle di Pop III, non si è ancora riusciti a confermarne con certezza la presenza. Tuttavia però grazie alle nuove generazioni di telescopi spaziali la loro ricerca risulta molto più efficace. In particolare il JWST ha una sensibilità senza precedenti e si sta spingendo a redshift elevati, individuando sistemi con metallicità molto basse, tanto che la rilevazione di stelle di Pop III risulterebbe essere alla sua portata.

Come è stato visto, le stelle primordiali cominciarono a formarsi nei mini aloni di materia oscura a $z \sim 10-30$, ma potrebbero continuare a nascere fino a circa $z \sim 3-6$. Nonostante ciò è più probabile che queste stelle siano ospitate in un alone che si trova ad alto redshift, per tale ragione in questo capitolo verranno discusse le prospettive di osservazione e identificazione delle stelle di Pop III a $z \gtrsim 6$ con l'ausilio del JWST. Sempre per questo motivo infatti a questi redshift si concentrano la maggior parte delle osservazioni e simulazioni per il loro rilevamento.

3.1.1 Caratteristiche del JWST

Per comprendere le indagini svolte da questo potente telescopio spaziale è prima necessario capire con quali strumenti scientifici è equipaggiato, i quali gli permettono di esplorare l'universo a diverse lunghezze d'onda che vanno dal vicino al medio infrarosso.

Qui di seguito sono elencati i principali strumenti:

1. NIRC*am* (Near Infrared Camera): è la fotocamera principale per l'osservazione nel vicino infrarosso ($0.6-5 \mu\text{m}$) e dispone di una risoluzione spaziale molto elevata e di un ampio campo visivo. Può però operare anche nella modalità a campo stretto per poter osservare gli oggetti considerati in maniera più dettagliata.
2. NIR*Spec* (Near Infrared Spectrograph): è uno spettrografo nel vicino infrarosso ($0.6-5 \mu\text{m}$) ed è equipaggiato con diverse modalità di spettroscopia: a bassa risoluzione, per osservare ampie aree e oggetti più distanti e ad alta risoluzione, per analizzare in dettaglio oggetti più vicini e complessi. Una delle caratteristiche più avanzate di NIR*Spec* è la sua capacità di eseguire spettroscopia a più oggetti contemporaneamente. Questo è possibile grazie a un sistema chiamato Microshutter Array (MSA), che contiene più di 2000 piccole fessure (shutter) indipendenti che possono essere selezionate per osservare diverse regioni del cielo contemporaneamente.
3. MIRI (Mid-Infrared Instrument): è un strumento che opera nel medio infrarosso ($5-28 \mu\text{m}$), comprende una fotocamera e uno spettrografo che può operare sia a bassa risoluzione ($R \sim$

100) che a media ($R \sim 1000$) ed è equipaggiato con un sistema di raffreddamento criogenico per lavorare efficacemente a temperature molto basse. In più una delle modalità avanzate di MIRI è la coronografia, che permette di bloccare la luce di una stella centrale per osservare meglio i pianeti che orbitano attorno ad essa.

4. FGS/NIRISS (Fine Guidance Sensor/Near Infrared Imager and Slitless Spectrograph): FGS è utilizzato principalmente per il controllo della stabilità del telescopio in modo tale da mantenerlo fermo e allineato durante le osservazioni, mentre NIRISS è un imager per il vicino infrarosso che, a differenza della NIRC*am*, ha un campo visivo più ampio, ma una bassa risoluzione e lavora alle lunghezze d'onda 0.8–5 μm . È anche uno spettrografo che può condurre osservazioni con e senza fessura (slitless spectroscopy), metodologia che consente di raccogliere spettroscopie su ampie aree del cielo.

3.1.2 Tassi di rilevamento previsti per le stelle Pop III altamente magnificate

Considerando le stelle di Pop III a $z \gtrsim 6$ si stimano le probabilità assolute di osservarle attraverso un'indagine del JWST che copre numerosi campi di *cluster-lens*, ovvero ammassi di galassie così massicci che si comportano come lenti gravitazionali. Quando si indagano queste aree di cielo potrebbero essere osservate sia le stelle, come sorgenti puntiformi, sia la galassia in cui si trovano che apparirebbe come un arco. Potrebbe però accadere che l'ingrandimento della stella sia sufficiente per renderla rilevabile, ma che la galassia ospite, subendo un ingrandimento molto inferiore, rimanga al di sotto della soglia di detezione. Ciò avviene perché la stella, essendo un punto singolo, può essere amplificata di un fattore estremamente alto se si trova esattamente sulla caustica, ovvero la regione di massimo ingrandimento prodotta dal *lensing* gravitazionale. La galassia, invece, non può essere amplificata uniformemente su tutta la sua area, quindi il suo ingrandimento complessivo è inferiore. Questo scenario non è stato ancora verificato, ma potrebbe diventare importante a redshift molto alti, dove una parte significativa dell'attività di formazione stellare cosmica potrebbe verificarsi in galassie troppo deboli per essere viste tramite macrolente, anche nelle indagini molto profonde del JWST.

Per rivelare la probabilità di ingrandimento della macrolente si utilizza una relazione da Windhorst et al. 2018 per le caustiche di fold, che sono un tipo particolare di caustiche gravitazionali e si verificano quando la massa che agisce come lente è allineata in modo tale da far convergere i raggi luminosi in regioni specifiche. Questa formula lega l'ingrandimento μ_{macro} alla distanza d_{arcsec} dalla caustica nel piano della sorgente in arcosecondi:

$$\mu_{macro} = \frac{B_0}{(d_{arcsec})^{1/2}} \quad (3.1)$$

dove B_0 è un fattore di scala che varia da cluster a cluster, con $B_0 \approx 10\text{--}20 \text{ arcsec}^{1/2}$ per alcuni dei modelli di *cluster-lens*¹.

Data una campagna di imaging con un insieme di i filtri JWST/NIRC*am* con limiti di detezione $m_{ABlimit,i}$, si può derivare l'ingrandimento della macrolente minimo $\mu_{detection}$ richiesto per portare la stella con massa M e età t al di sopra del limite di rilevamento in almeno un filtro:

$$\mu_{detection}(z) = 10^{\frac{\min(m_{M,t,i}(z) - m_{ABlimit,i})}{2.5}} \quad (3.2)$$

dove $m_{M,t,i}(z)$ è la magnitudine apparente intrinseca della stella. Dunque la distanza massima dalla caustica alla quale una tale stella può essere rilevata in questa indagine è pari a:

$$\max(d_{arcsec}(z)) = \left(\frac{B_0}{\mu_{detection}(z)} \right)^2 \quad (3.3)$$

Da questa relazione e assumendo la lunghezza del piano sorgente L_{arcsec} della caustica in arcosecondi, possiamo stimare l'area angolare θ^2 (in $arcsec^2$) in cui la stella considerata sarà ingrandita di un valore pari o superiore a $\mu_{detection}(z)$:

$$\theta^2(\mu \geq \mu_{detection}(z)) = \max(d_{arcsec}(z)) L_{arcsec} \quad (3.4)$$

¹da Windhorst et al. 2018

Adottando una certa profondità di immagine in redshift Δz , l'area angolare θ^2 può essere convertita nel volume comovente dipendente dal redshift $V_{z,\Delta(z)}$ all'interno del quale gli oggetti hanno $\mu > \mu_{detection}(z)$:

$$V_{z,\Delta(z)}(\mu \geq \mu_{detection}(z)) = V(z, \Delta z)_{arcsec^{-2}} \theta^2 (\mu \geq \mu_{detection}(z)) \quad (3.5)$$

dove $V(z, \Delta z)_{arcsec^{-2}}$ è il volume comovente a redshift z che corrisponde alla profondità $\Delta(z)$ per ogni $arcsec^2$. Tutti questi calcoli svolti tengono conto solo dell'effetto di *macrolensing* trascurando quello di *microlensing* che è solito alterare la distribuzione dell'ingrandimento.

Il numero di rilevamenti di stelle Pop III previsti in quella fetta Δz può essere derivato stimando il numero di stelle primordiali luminose all'interno del volume corrispondente. Poiché l'ingrandimento richiesto per la rilevazione cambia drasticamente in funzione dell'età delle stelle Pop III, sommiamo su j passaggi temporali, che rappresentano i diversi stati evolutivi della stella ognuno con una durata Δt_j , e su tutte le fette di redshift z per un singolo cluster:

$$N_{detection}(M) \approx \sum_z \sum_j \frac{SFRD(z) f(M) V_{z,\Delta(z)}(\mu \geq \mu_{detection}(z)) \Delta t_j}{M} \quad (3.6)$$

Qui, $N_{detection}(M)$ è il numero previsto di stelle magnificate con una massa iniziale M , $SFRD(z)$ è la densità di formazione stellare cosmica comovente delle stelle di Pop III a redshift z che si misura in $M_\odot yr^{-1} cMpc^{-3}$ (dove $cMpc$ significa *comoving Megaparsec*, un'unità di misura usata per descrivere le dimensioni dell'universo in espansione tenendo conto del movimento dovuto all'espansione stessa) e $f(M)$ è la frazione di massa dipendente dall'IMF nelle stelle Pop III con massa iniziale M .

Per i calcoli successivi si assumono come valori fiduciali $B_0 = 15$ e $L_{arcsec} = 100 arcsec$ per i cluster con lente forte e se $N_{detection} \ll 1$, allora può essere interpretato come la probabilità di rilevamento approssimativa ($P_{detection} \approx N_{detection}$) per il campo di cluster indagato.

Le indagini del JWST in queste aree, dove sono presenti cluster che agiscono da lenti, richiedono sia una SFRD relativamente alta, sia una IMF *top-heavy*, ovvero spostata verso stelle massicce. Si ricorda che questa analisi è limitata a $z \gtrsim 6$, poiché questo è il regime su cui si concentrano le simulazioni delle stelle Pop III e per il quale sono state pubblicate numerose previsioni del SFRD Pop III.

Secondo i calcoli eseguiti, risulta necessaria un SFRD di $\sim 10^{-4} M_\odot cMpc^{-3} yr^{-1}$ in un intervallo di redshift $z \approx 6-10$ per rendere realistici i rilevamenti nel caso di IMF's molto *top-heavy*, mentre SFRD ancora più alti sono necessari per IMF's meno estremi. Utilizzando il SFRD di Liu & Bromm (2020) come riferimento, che raggiunge un picco di $\sim 10^{-4} M_\odot cMpc^{-3} yr^{-1}$ a $z \approx 10$ e diminuisce di un fattore ~ 3 a $z = 6$, viene mostrata nella Figura 3.1a la frequenza di rilevamento prevista utilizzando il JWST/NIRCam con limiti di magnitudine di 28.5 AB per cinque IMF's differenti. I rilevamenti ottenibili tramite le indagini del JWST, che coprono decine di zone *cluster-lens*, sono realistici solo per $\log_{10} N(m \leq M) \gtrsim -2$, ovvero se questa condizione non è soddisfatta, le probabilità di rilevare una stella di Pop III diventano troppo basse per essere significative. Questo limite è rispettato nel caso di stelle massicce con $M \gtrsim 300 M_\odot$ e con le IMF più sbilanciate verso masse elevate, ovvero le linee viola, blu e verde. Il grafico viola, che corrisponde alla IMF più *top-heavy* considerata, produce una probabilità totale di rilevamento pari a $P_{detect} \approx N_{detection}(m \leq 500 M_\odot) \approx 10^{-1.4}$. Se si considerano $N_{clusters}$ campi *cluster-lens* si avrà la probabilità di rilevamento combinata:

$$P_{detect, N_{clusters}} = 1 - (1 - P_{detect})^{N_{clusters}} \quad (3.7)$$

pari a $\approx 33\%$ per un'indagine su 10 campi cluster, $\approx 70\%$ su 30 e $\approx 87\%$ per 50 campi.

Invece osservando il grafico 3.1b si nota che, sebbene il tasso di formazione stellare della Pop III ² raggiunga il picco a $z \approx 10$, in cui si è assunta la IMF con $dN/d\log M = \text{costante}$, la probabilità di detezione è maggiore a $z \approx 6-7$ con una successiva diminuzione verso $z = 10$. La causa principale è dovuta alla riduzione progressiva del picco della SED (Spectral Energy Distribution) all'aumentare del redshift, cosa che accade per le stelle con T_{eff} più basse, poiché il picco del loro spettro comincia a spostarsi fuori dall'intervallo di lunghezze d'onda della NIRCam.

²secondo Liu & Bromm (2020)

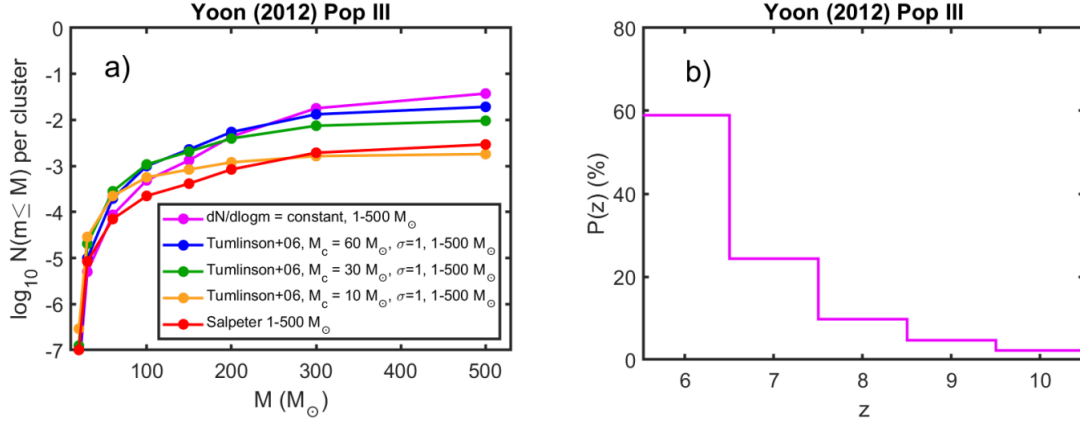


Figura 3.1: a) **Numero previsto di rilevamenti di stelle di Pop III magnificate** nel range di $z = 6-10$ in una singola area di *cluster-lens* osservato con JWST/NIRCam fino a 28.5 magnitudini AB. Le linee di differenti colori rappresentano cinque diversi modelli per la IMF nel range di massa 1-500 M_{\odot} . Vengono adottati i modelli di SFRD di Liu & Bromm (2020) per Pop III nell'intervallo $z = 6-10$ e le tracce stellari di Yoon et al. (2012) per stelle non rotanti della Pop III.

b) **Distribuzione di probabilità di redshift per le stelle che superano la soglia di rilevamento**, nel caso di una IMF con $dN/d\log M = \text{costante}$, nel range di massa 1-500 M_{\odot} , anche se la distribuzione è simile per tutte le IMF considerate nel grafico a.

(Zackrisson et al. 2024)

• Impatto dell'evoluzione del SFRD Pop III

Il tasso di formazione stellare volumetrica delle stelle Pop III a redshift elevati pari a $z = 6-10$ è poco vincolato, con simulazioni che propongono scenari molto diversi, alcuni più bassi e altri più alti rispetto al modello di Liu & Bromm (2020) considerato in Figura 3.1a. Per stimare i limiti della IMF Pop III e del SFRD(z) che renderebbero rilevabili queste stelle, queste funzioni vengono trattate come indipendenti. In realtà in maniera intuitiva appaiono legate, dato che la IMF potrebbe avere un'impatto sul SFRD(z) attraverso feedback e arricchimento chimico.

Mantenendo fissa l'IMF e variando il SFRD si ha una situazione in cui le stime di probabilità di rilevamento P_{detect} scalano con esso. Ad esempio adottando in questo intervallo di redshift un SFRD costante pari a $3 \times 10^{-4} M_{\odot} cMpc^{-3} yr^{-1}$ ³, si avrà una distribuzione lungo z simile a quella in Figura 3.1b, però la P_{detect} sarà più alta di un fattore ≈ 6 . D'altro canto se il SFRD tra $z = 6-10$ è molto basso, ad esempio pari a $10^{-5} M_{\odot} cMpc^{-3} yr^{-1}$ ⁴, allora anche con gli IMF più favorevoli, $P_{detect, clusters}$ rimarrebbe limitato a circa 30% per 50 campi cluster.

Dunque se fossero disponibili vincoli più forti sull'IMF delle Pop III potrebbe diventare possibile usare il numero di rilevamenti JWST a $z \gtrsim 6$ per stabilire limiti superiori sul SFRD Pop III a questi redshift. Tali vincoli potrebbero provenire dallo studio delle stelle di seconda generazione nell'universo locale⁵ dato che l'abbondanza relativa di metalli in esse dipende dalla quantità di stelle Pop III che si sono formate e dal tipo di elementi che hanno prodotto. Dunque analizzando queste quantità, si possono stimare il numero e la massa tipica delle stelle Pop III.

³simile al valore di Venditti et al. (2023)

⁴come nella simulazione di Xu et al. (2016)

⁵ad esempio Koutsouridou et al. 2023a

• **Impatto degli ultimi stadi dell’evoluzione stellare**

Anche l’evoluzione post-sequenza principale delle stelle ha un impatto pronunciato sulle loro prospettive di rilevamento tramite il *lensing* gravitazionale. Le stelle con temperature $T_{eff} < 15.000$ K presentano probabilità maggiori, poiché emettono una porzione significativa della loro radiazione nel vicino infrarosso, rilevabile dal JWST/NIRCam. Se si escludono queste stelle dal calcolo, la probabilità di rilevamento si abbassa di oltre un ordine di grandezza, mostrando quanto sia cruciale il loro contributo.

Alcuni modelli evolutivi ⁶ prevedono che stelle massicce $100\text{--}500 M_{\odot}$ raggiungano temperature inferiori a 15.000 K durante l’evoluzione e ciò favorisce il loro rilevamento. Al contrario, altri modelli ⁷ ipotizzano stelle che rimangono sempre calde con temperature $T_{eff} > 30.000$ K, rendendo il loro rilevamento molto più difficile. Quest’ultime infatti sono $1\text{--}1.5$ magnitudini meno luminose nei filtri JWST/NIRCam rispetto a quelle dei modelli precedenti, richiedendo quindi ingrandimenti gravitazionali $2.5\text{--}4$ volte più alti per essere individuate. Le configurazioni di lenti che producono tali ingrandimenti sono statisticamente meno comuni, tanto che in questo caso la probabilità è 16 volte inferiore.

In Figura 3.2, vengono esplorate le magnitudini massime raggiunte con i filtri a banda larga JWST/NIRCam a $z = 6$ in funzione dell’età per quattro set di modelli tra 100 e $120 M_{\odot}$ e sono mostrati anche gli effetti della rotazione ⁸. Infatti anche la rotazione stellare ha un impatto significativo sulle probabilità di rilevamento delle stelle di Pop III poiché influisce profondamente sulle loro caratteristiche osservabili. Come primo effetto le stelle rotanti tendono a mescolare il materiale al loro interno in modo più efficiente, portando a una combustione più lenta estendendo la loro durata di vita. In questo caso si farà riferimento alla velocità di rotazione frazionaria v_k rispetto alla velocità critica, che corrisponde alla velocità di rotazione alla quale la forza centrifuga all’equatore eguaglia la forza gravitazionale. Per una stella è data da:

$$v_{crit} = \sqrt{\frac{GM}{R_{eq}}} \quad (3.8)$$

dove G è la costante di gravitazione universale, M è la massa della stella e R_{eq} è il raggio equatoriale e il valore di v_k è dunque definito come $v_k = v_{rot}/v_{crit}$, dove v_{rot} è la velocità rotazionale reale.

Considerando stelle con alte velocità di rotazione, ovvero con $v_k \geq 0.3$, la loro durata di vita si può estendere fino a 1 milione di anni e possono evolvere verso temperature effettive T_{eff} molto elevate, raggiungendo i 250.000 K, e risultando così significativamente più deboli nei filtri infrarossi del JWST. Una situazione di questo tipo viene mostrata in Fig. 3.2 tramite il modello indicato con la linea nera, che considera stelle rotanti con $v_k = 0.6$ e per questo motivo evolve in direzione opposta rispetto agli altri. Infatti, aumentando T_{eff} con l’età, anche se il loro flusso UV viene fortemente spostato verso il rosso, per queste stelle molto calde il massimo risulterà comunque molto più basso nelle bande del JWST/NIRCam, rispetto a quello di stelle a temperature inferiori.

Questo innalzamento della temperatura è la conseguenza di una serie di effetti fisici che modificano la struttura interna delle stelle: per prima cosa la miscelazione interna, oltre ad allungare la vita della stella, aumenta anche la sua luminosità e dunque la T_{eff} . In più la forza centrifuga può influire sulla perdita di massa stellare, principalmente all’equatore, e di conseguenza porta a una maggiore concentrazione di massa e di energia nelle regioni polari, contribuendo ulteriormente a un innalzamento della temperatura globale.

Quindi, concludendo, la probabilità di rilevare stelle di Popolazione III dipende fortemente dalla loro evoluzione verso basse temperature, influenzata dal modello evolutivo adottato, dalla massa iniziale e dalla presenza di rotazione. Infatti le stelle che rimangono calde sono meno luminose nel vicino infrarosso e richiedono magnificazioni gravitazionali molto alte, riducendo drasticamente le loro possibilità di essere osservate.

⁶come quelli di Yoon et al. (2012) e Volpato et al. (2023)

⁷come quelli di Windhorst et al. (2018) e Murphy et al. (2021)

⁸nei modelli di Yoon et al. (2012) e Murphy et al. (2021)

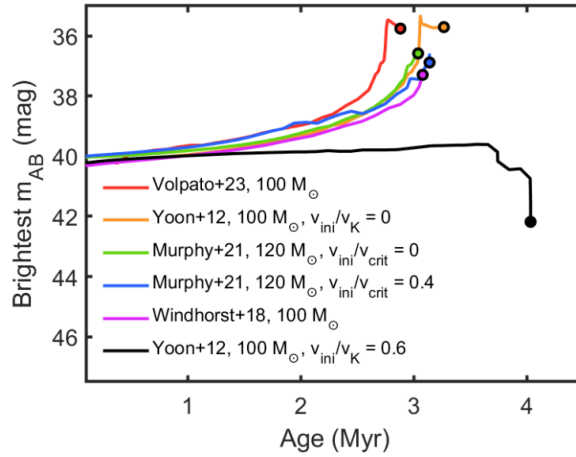


Figura 3.2: Picchi di luminosità nei filtri a banda larga del JWST/NIRCam a $z = 6$ in funzione dell’età delle stelle con massa compresa tra 100 e 120 M_{\odot} , basati su più modelli evolutivi stellari indicati nella legenda. I cerchi indicano i punti finali di ogni traccia evolutiva. (Zackrisson et al. 2024)

• Impatto della soglia di rilevamento dell’indagine

L’uso di esposizioni JWST più profonde rispetto a quelle considerate in Fig. 3.1 con profondità di 28.5 AB mag, aumenta la probabilità di detezione di stelle di Pop III *lensed* per campo-cluster. Ad esempio aumentando la profondità a 30.0 AB mag, le due IMF’s più sbilanciate verso stelle massicce permettono di ottenere una probabilità P_{detect} superiore del 10% per campo-cluster per stelle con masse $M_{\star} > 300 M_{\odot}$. Nonostante ciò le stelle rilevate con luminosità pari a circa 29-30 AB mag risulterebbero estremamente difficili da caratterizzare tramite SED fotometrici e ancora più difficili da studiare spettroscopicamente. Ciò è dovuto al fatto che queste magnitudini sono associate ad oggetti estremamente deboli e quindi significa che il flusso di fotoni proveniente da tali stelle è molto basso, portando a un segnale osservato che può essere difficile da distinguere dal rumore strumentale o di fondo. In più aumenta il tempo d’esposizione necessario per rilevare questi segnali e dunque anche il rischio di contaminazione da altre sorgenti o da effetti strumentali. Stelle con magnitudini così elevate richiederebbero filtri estremamente sensibili e condizioni di osservazione ideali per produrre una SED utilizzabile. Mentre, per quanto riguarda la spettroscopia, il flusso di fotoni risulta inferiore a quello richiesto per ottenere spettri dettagliati con i telescopi attuali, nemmeno con strumenti avanzati come il JWST. Un confronto con il programma PEARLS (Prime Extragalactic Areas for Reionization and Lensing Science) mostra che, utilizzando 7 filtri JWST/NIRCam, esso ha raggiunto profondità di 28.5–29.0 AB mag con esposizioni di 3–4 ore per campo, mentre per raggiungere una profondità maggiore, come 30.0–30.5 AB mag, sarebbero necessarie esposizioni dell’ordine di circa 60 ore.

Sebbene siano necessarie indagini che coprano più filtri per una caratterizzazione fotometrica del SED, alcuni filtri risultano più efficienti di altri nel rilevare stelle di Pop III ad alto redshift. Per stelle con $T_{eff} < 6000$ K ⁹ il filtro F444W è quello che garantisce la maggior parte delle rilevazioni nell’intervallo di redshift $z = 6-10$. La denominazione di questi filtri ha un significato specifico: F sta per “Filter”, 444 specifica la lunghezza d’onda centrale del filtro, che in questo caso è 4,44 μm , ovvero nel NIR, W invece sta per “Wide” indicando che il filtro è a banda larga e consente il passaggio di un’ampia gamma di lunghezze d’onda intorno al valore centrale. Altri filtri rilevanti sono F356W a $z = 6$ e F150W a $z = 10$, perché all’aumentare del redshift le stelle con T_{eff} più elevate, dunque più spostate verso il blu, contribuiscono di più al tasso di rilevamento. Infatti un numero crescente di stelle con temperatura più bassa esce dal range di lunghezze d’onda della NIRCam.

⁹stelle che seguono le tracce evolutive di Yoon et al.(2012) e Volpato et al. (2023)

Alla luce delle analisi condotte, si può concludere affermando che le osservazioni delle stelle di Pop III attraverso il JWST sono fondamentali per studiare le prime fasi della formazione stellare nell'universo, anche se presentano alcune sfide e bias significativi. Infatti queste rilevazioni si concentreranno in zone in cui la luminosità stellare è amplificata da *lensing* gravitazionale e sarà più probabile individuare le stelle primordiali durante gli stadi tardivi della loro evoluzione, ovvero quando raggiungono temperature superficiali T_{eff} più basse. In più al redshift considerato, ovvero pari a $z \geq 6$, queste stelle dovranno soddisfare alcune condizioni specifiche: il SFRD deve essere sufficientemente alto, la IMF fortemente orientata verso stelle massicce, superiori a $100 M_{\odot}$, e l'evoluzione deve portare queste stelle a temperature inferiori ai 15000 K, in modo tale da renderle brillanti all'interno delle bande della NIRCcam.

Tuttavia, la verifica della vera natura delle stelle di Pop III attraverso l'analisi spettrale è complessa. Per il JWST risulta difficile distinguere le stelle primordiali autentiche da quelle a bassissima metallicità a causa delle sue limitazioni intrinseche e delle caratteristiche spettrali delle due tipologie di stelle. Questo telescopio è progettato per rilevare firme spettrali di stelle lontane, ma ha dei limiti nella precisione con cui può misurare la metallicità. Potrebbe non essere in grado di differenziare inequivocabilmente una stella di Pop III da una a bassa metallicità, dato che in questo caso le linee spettrali associate a elementi pesanti diventano estremamente deboli e potrebbero essere al di sotto della soglia di rilevamento del telescopio. Per questo motivo il limite di sensibilità del JWST consente solo di fissare un tetto massimo corrispondente a $Z/Z_{\odot} < 0.1$.

Si prospetta che per risolvere questo problema sia necessario lo sviluppo di nuovi telescopi come l'ELT (Extremely Large Telescope), che potrebbe migliorare la precisione spettroscopica tanto da rilevare firme chimiche più deboli e separare meglio le due popolazioni stellari.

3.2 Osservazione galassia GN-z11

Viene riportato ora lo studio di una galassia ad altro redshift $z = 10.6$, dove risulta probabile la presenza di stelle di Pop III. Lo scopo di questa sezione è quello di mostrare un esempio del lavoro che sta svolgendo il JWST nell'ambito della ricerca di questi oggetti celesti, fondamentali per gli studi cosmologici dell'universo primordiale.

3.2.1 Introduzione

La GN-z11 rappresenta una delle galassie più luminose e lontane conosciute, dunque appare perfetta per esplorare la formazione delle prime strutture cosmiche e l'evoluzione delle galassie nell'universo primordiale. È stata osservata prima dall'Hubble Space Telescope (HST) e ora è diventata un oggetto d'interesse per il progetto osservativo del James Webb denominato JADES (JWST Advanced Deep Extragalactic Survey). L'obiettivo principale è quello di cercare prove della presenza di stelle di Pop III attorno a questa galassia, poiché, secondo i modelli teorici, la loro formazione avverrebbe in regioni isolate di gas a bassa metallicità nelle vicinanze di galassie evolute. Infatti le stelle di Pop III potrebbero aver continuato la loro formazione in epoche successive come conseguenza dell'arricchimento metallico eterogeneo nell'Universo e della riaccrescimento di gas primordiale.

Le osservazioni analizzate qui di seguito sono state condotte utilizzando lo strumento NIRSpec del JWST in due modalità: Integral Field Unit (IFU) che permette di acquisire spettri tridimensionali combinando immagini spaziali e informazioni spettrali; Micro-Shutter Array (MSA) che consente di selezionare regioni specifiche del campo per osservazioni dettagliate e i cui dati 2D sono poi stati riellaborati per analizzare emissioni estese. Sebbene il JWST abbia un'eccellente precisione di puntamento, le osservazioni sono state affette da problemi di guida, poiché la stella guida si è scoperta essere una binaria. Per questo motivo, come mostrato in Figura 3.3, GN-z11 si trova vicino al bordo del campo visivo (FoV) e ciò ha limitato la zona osservata attorno alla galassia, infatti l'analisi si è concentrata nell'area a nord-est. Nonostante ciò, le osservazioni hanno permesso di rilevare l'emissione HeII $\lambda 1640$ in un *clump* distante circa 2.4 kpc da GN-z11, un alone di emissione Ly α esteso fino a circa 2 kpc dalla galassia ed emissioni di CIII con una geometria a imbuto, che probabilmente tracciano il cono di ionizzazione dell'AGN di GN-z11. Tutti questi indicatori verranno analizzati in maniera più dettagliata nel paragrafo sottostante.

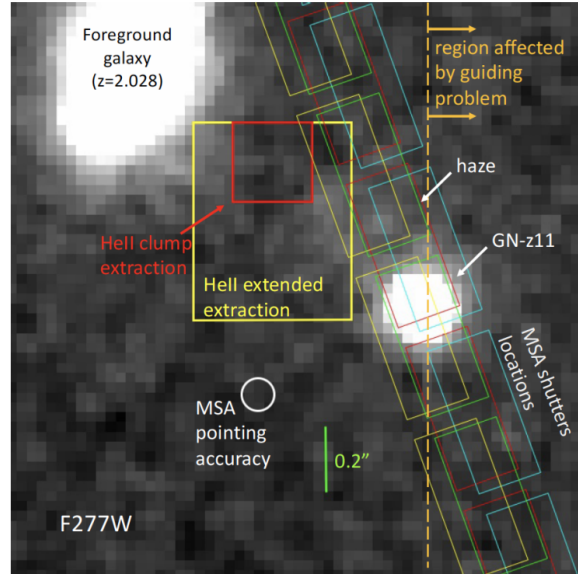


Figura 3.3: Immagine della NIRCам in banda F277W di circa 1.7 arcsec^2 attorno a GN-z11 che illustra: la posizione dei micro-shutter dell’MSA durante le prime osservazioni di febbraio 2023, la regione di estrazione del *clump* di HeII (quadrato rosso) e l’emissione estesa di HeII (rettangolo giallo). I colori diversi dei rettangoli indicano configurazioni diverse dei micro-shutter, mentre il cerchio bianco indica l’incertezza assoluta nell’acquisizione del target dell’MSA. Il nord è in alto e l’est è a sinistra, mentre la linea tratteggiata verticale arancione segna il confine oltre il quale sono disponibili meno posizioni di dithering dalle osservazioni NIRSpecIFU a causa del problema di guida.
(Maiolino et al. 2024)

3.2.2 Risultati

- **Rilevamento HeII:** le osservazioni condotte con NIRSpec MSA hanno portato alla detezione della linea di emissione HeII $\lambda 1640$ nello spettro 2D, lungo gli shutter. Questa emissione è stata rilevata a una lunghezza d’onda di $1.905 \mu\text{m}$, pienamente coerente con il redshift di GN-z11 $z = 10.6$. Lo spettro estratto conferma la presenza dell’emissione con una significatività integrata di 3.7σ ; questo valore indica a quante deviazioni standard σ sopra il livello di rumore si trova il segnale totale, ovvero rappresenta il rapporto tra il flusso del segnale e l’incertezza associata al rumore di fondo in questo intervallo. In tale contesto un valore di 3.7σ indica che l’emissione ha una probabilità $< 0.3\%$ di essere dovuta al caso, dunque è stata rilevata con una confidenza moderata, anche se necessiterà di ulteriori conferme. Oltre che tramite MSA, questa emissione viene individuata anche con IFU grating, come mostrato nel pannello di sinistra della Figura 3.5. Il segnale proveniente dalla zona più in prossimità di GN-z11 potrebbe derivare dall’AGN della galassia, anche se solitamente questo scenario è sempre accompagnato da emissioni di CIV e di CIII] ¹⁰. Pertanto, il rilevamento di un’emissione estesa di HeII senza la presenza di righe metalliche, suggerisce che sia principalmente dovuto al gas dell’alone con metallicità molto bassa. Un’ulteriore emissione di HeII di notevole importanza è quella osservata nel *clump* nord-est a circa 2,4 kpc dalla galassia. Questa detezione avviene tramite NIRSpec-IFU con 5.5σ e attraverso due diverse aperture (che sono quelle corrispondenti ai riquadri rosso e giallo nella Fig. 3.3) per inglobare tutte le regioni in cui l’emissione HeII si è estesa. In tal caso è improbabile che questo segnale sia dovuto alla fotoionizzazione dell’AGN e ciò è dimostrabile semplicemente osservando il budget di fotoni ionizzanti. Dato che la linea HeII $\lambda 1640$ agisce come un “contatore” di fotoni con energia superiore a 54 eV, di conseguenza, conoscendo la luminosità dell’AGN ¹¹, la distanza e la dimensione della nube, è possibile stimare il numero di fotoni che ionizzano l’elio della nube e la luminosità dell’HeII risultante. In questa analisi sono state considerate delle ipotesi conservative per approcciarsi in maniera più cautelativa a tali fenomeni ancora incerti. Le due principali sono: la prima che la distanza proiettata dalla galassia al *clump* sia pari a quella effettiva, nonostante potrebbe essere maggiore riducendo così il flusso di fotoni ionizzanti; la seconda che il gas assorba tutta la radiazione

¹⁰Guo et al. 2020; Fossati et al. 2021

¹¹Maiolino et al. 2024

che lo raggiunge.

Il risultato di questo calcolo è mostrato nella Figura 3.4, dove l'area blu rappresenta la luminosità HeII prevista per fotoionizzazione da parte del AGN di GN-z11. La luminosità osservata nel *clump* di HeII, pari a $2.8 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, è rappresentata con il cerchio giallo che risulta chiaramente incompatibile con la fotoionizzazione del AGN, superando di oltre un ordine di grandezza il valore atteso, nonostante l'approccio conservativo.

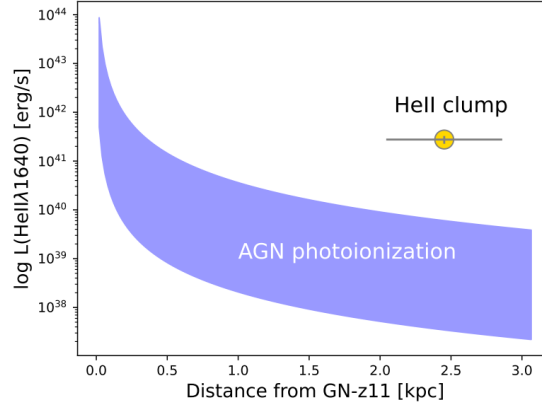


Figura 3.4: Luminosità dell'emissione di HeII $\lambda 1640$ in funzione della distanza da GN-z11. Nel grafico appaiono i valori della luminosità del *clump* di HeII e quella nel caso di fotoionizzazione da parte del AGN. In questo calcolo è stato utilizzato il limite superiore per la dimensione del *clump* e assunto una vasta gamma di spettri ionizzanti dell'AGN che alimentano la fotoionizzazione.

(Maiolino et al. 2024)

- **Alone Lyman- α :** in questa zona viene individuata anche una forte emissione Ly α , ottenuta eliminando il fondo e il continuo al redshift di GN-z11 e la cui mappa è mostrata nel pannello centrale della figura 3.5. Questa emissione si estende in modo evidente principalmente verso sud-ovest e potrebbe rappresentare un filamento in accrescimento, ovvero un canale di gas che trasporta materia verso la galassia, alimentando la sua crescita. Se illuminato dalla radiazione di una sorgente vicina, come un AGN o un ammasso di stelle, viene messo in evidenza dall'emissione di idrogeno ionizzato, come sembra avvenire nel caso in analisi. Tuttavia anche questa emissione è influenzata dal problema di guida del telescopio, quindi ulteriori osservazioni saranno necessarie per confermarla. A bassa luminosità superficiale, Ly α si estende anche a nord-est della galassia, raggiungendo un picco a circa 0.4 arcsec (1.5 kpc).

- **Estensione dell'emissione CIII] $\lambda 1909$:** si individua inoltre il doppietto CIII] che è una delle linee metalliche più luminose nello spettro di GN-z11 e l'unica risolta chiaramente nelle osservazioni IFU. La mappa, mostrata nel pannello destro della Figura 3.5, evidenzia un'allungamento della sua emissione nella direzione da nord-est a sud-ovest, con una geometria a imbuto che si estende maggiormente verso sud-ovest. La spiegazione più plausibile dell'estensione CIII] è che sia stata causata dal cono di ionizzazione dell'AGN di GN-z11 nonostante l'assenza della linea di CIV, caratteristica di questo processo. La sua assenza potrebbe però essere dovuta all'auto-assorbimento¹², che avviene quando i fotoni emessi da una regione di gas ionizzato vengono riassorbiti dallo stesso gas prima di poter raggiungere l'osservatore. In questa situazione il fenomeno è piuttosto pronunciato perché la transizione considerata è altamente probabile, dunque quando il gas è otticamente spesso è facile che assorba una frazione della sua stessa radiazione. Anche in questo caso l'estensione cade nella regione influenzata dai problemi di guida quindi saranno necessarie ulteriori osservazioni.

¹²Maiolino et al. 2024

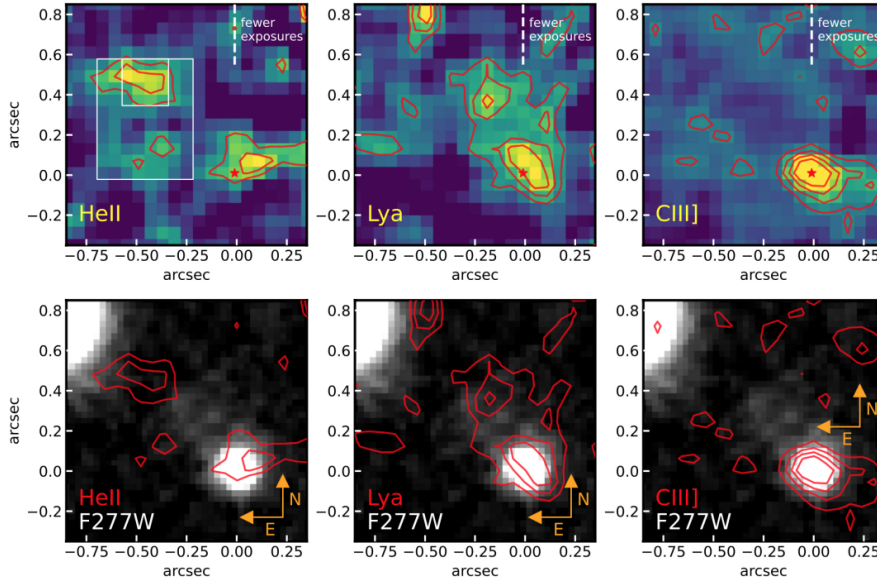


Figura 3.5: Mappe delle linee di emissione ottenute con NIRSpec-IFU. Pannelli superiori: mappe delle linee HeII λ 1640, Ly α e CIII] λ 1909 dove la stella rossa indica la posizione del continuo di GN-z11 e i contorni sono tracciati in corrispondenza di 2, 3 e 4 σ per le mappe di HeII e Ly α e a 2, 4, 6 e 8 σ per la mappa di CIII]. I due riquadri bianchi indicano le aperture di estrazione degli spettri dell’HeII e sono gli stessi di quelli in rosso e giallo nella Fig. 3.3. Il segmento tratteggiato verticale indica la regione oltre la quale ci sono meno esposizioni a causa del problema di guida già discusso.

Pannelli inferiori: sovrapposizione dei contorni dalle mappe delle linee di emissione su quella del flusso F277W di NIRCam.

(Maiolino et al. 2024)

3.2.3 Compatibilità con la presenza di stelle di Pop III

Una grandezza importante da analizzare per capire la provenienza dell’emissione più rilevante, ovvero quella dell’elio HeII λ 1640, è la larghezza equivalente della riga (EW) che, nella Figura 3.6 viene confrontata con vari rapporti di linee, in particolare HeII/H γ , CIV λ 1550/HeII, CIII] λ 1909/HeII e OIII] λ 1665/HeII. Questi grafici evidenziano che l’alta EW(HeII λ 1640) osservata nel *clump* di HeII è incompatibile con i modelli di stelle di Pop II per quasi due ordini di grandezza, ma è invece coerente con i modelli di stelle di Pop III. Si nota che questa coerenza è supportata dal rapporto HeII/H γ e, dato che H γ non è stata rilevata dalle osservazioni, tale valore rappresenta un limite inferiore. Per capire meglio questa affermazione bisogna considerare che per ottenere il rapporto HeII/H γ è stato considerato il più alto valore della riga dell’idrogeno compatibile con la non-rilevazione, ovvero quello del rumore di fondo. Per questo motivo H γ dovrà essere minore o uguale a questa quantità e dunque il rapporto potrà solo aumentare. Dato che le stelle di Pop III producono molti fotoni ad alta energia, rispetto a quelle di Pop II che ne generano meno, questo rapporto elevato tra le due righe di emissione ci dà un’ulteriore conferma dell’idea iniziale. È richiesta però una IMF delle stelle di Pop III con un limite superiore molto elevato, intorno a 500 M_{\odot} , il quale implica che una frazione significativa della massa totale delle stelle sia concentrata verso quelle molto massicce. Questo vincolo è necessario perché vengano prodotti così tanti fotoni ad alta energia tali da giustificare la grande EW. Invece i limiti derivanti dalle linee metalliche non forniscono vincoli stringenti sulla metallicità, dato che queste righe non sono abbastanza intense da dare informazioni chiare sulla presenza o meno di elementi pesanti nel gas. Da questi dati dunque non è possibile determinare se sia completamente privo di metalli (pristino) o leggermente arricchito, tuttavia il rapporto CIV/HeII suggerisce che, se c’è arricchimento, è comunque molto basso, al massimo pari a $10^{-4} Z_{\odot}$.

A questo punto utilizzando i modelli di Pop III con IMF che includono masse superiori elevate (1–500 M_{\odot} e 50–500 M_{\odot}) è stato dedotto un rapporto tra la luminosità di HeII e quella bolometrica pari a $\sim 10^{-2}$. Questo implica una luminosità bolometrica di $2.7 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ per le stelle Pop III nel *clump*, che corrisponde a una massa stellare totale di $2 \times 10^5 M_{\odot}$, in linea con quanto previsto da recenti

simulazioni per aloni massivi ospitanti stelle di Pop II e III ¹³.

Oltre all'emissione estesa di HeII, il *clump* stesso appare risolto, con un'estensione di circa 1 kpc, dimensione molto più grande di quella prevista per un singolo sub-alone di Pop III, suggerendo che potrebbe trattarsi di un ammasso di sub-aloni, i quali infatti, secondo recenti simulazioni, tendono a raggrupparsi in regioni di pochi kiloparsec.

Infine è stata considerata l'ipotesi che il *clump* di HeII sia ionizzato da un buco nero di collasso diretto (DCBH) in una nube di gas primordiale o a bassa metallicità. Questo è un tipo di buco nero che si forma in maniera differente: a causa di un processo di accrescimento molto rapido e instabile, il gas non forma una stella che poi esplose in una supernova, ma si condensa direttamente in un SMBH. Questo processo richiede condizioni particolari, come un ambiente molto caldo e denso, e per questo potrebbe avvenire in regioni a bassa metallicità. Infatti la presenza di metalli avrebbe un effetto raffreddante, facilitando la frammentazione del gas e la formazione di stelle. I modelli DCBH raggiungono valori di EW(HeII) più alti rispetto alle stelle di Pop II, ma non tanto quanto quelli delle stelle di Pop III con limiti di massa superiore elevati. Sebbene meno favorito, lo scenario DCBH non può essere del tutto escluso, poiché differisce solo di un fattore di 2–4 rispetto ai valori osservati.

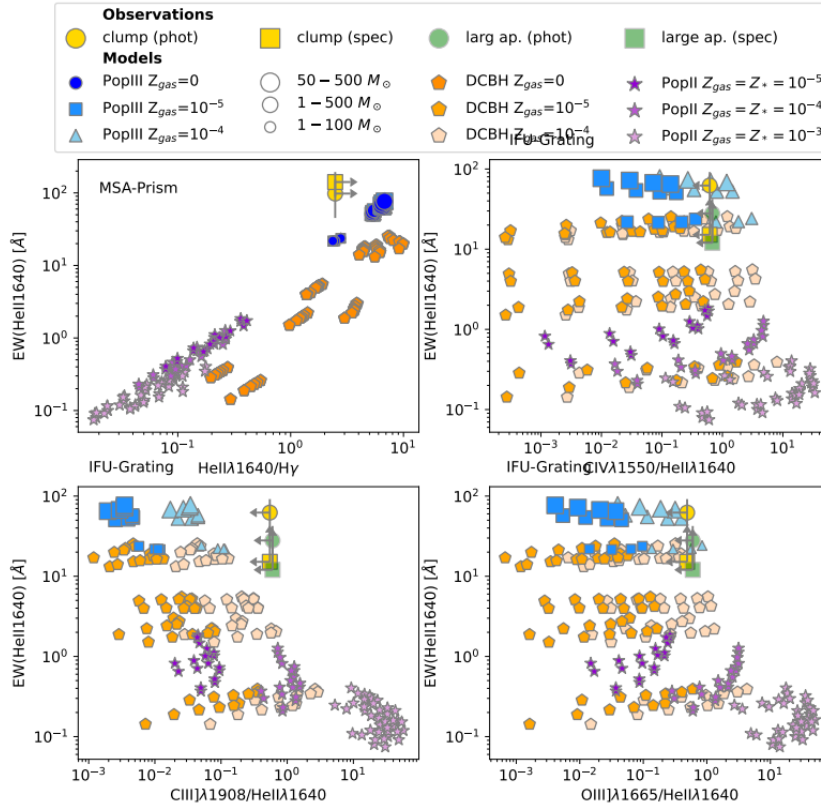


Figura 3.6: Diagrammi diagnostici che mostrano l'EW di HeIIλ1640 rispetto a vari rapporti di linee: HeII/Hγ, CIVλ1550/HeII, CIII]1909/HeII e OIII]λ1665/HeII. Il diagramma in alto a sinistra è stato ottenuto solo dalle misure del MSA, mentre gli altri sono stati ottenuti da IFU+grating. I vincoli osservativi sul *clump* di HeII nell'alone di GN-z11 sono rappresentati con simboli gialli, mentre quelli per l'emissione di HeII ottenuti dall'estrazione con apertura più grande sono mostrati con simboli verdi (corrispondono rispettivamente alle estrazioni rappresentate dal quadrato rosso e dal rettangolo giallo nella Figura 3.3). Se sono cerchi indicano le EW per le quali il continuo è stato dedotto dalla fotometria, mentre se sono quadrati rappresentano le EW per le quali i vincoli sul continuo sono stati ricavati direttamente dagli spettri. Le stelle viola rappresentano modelli di Pop II con diverse metallicità, codificate con differenti tonalità di viola, in cui gas e stelle si assumono avere la stessa Z . I cerchi blu indicano modelli di stelle Pop III in un gas primordiale, i quadrati azzurri chiari quelli in un gas debolmente arricchito, i triangoli azzurri chiari quelli di stelle di Pop III in un gas più arricchito. I marcatori Pop III hanno dimensioni diverse in base all'intervallo di masse stellari assunto per l'IMF, come indicato nella legenda. I pentagoni arancioni mostrano le previsioni per buchi neri di collasso diretto (DCBH) in accrescimento immersi in gas con diverse metallicità.

(Maiolino et al. 2024)

¹³Yajima et al. 2023; Venditti et al. 2023)

3.2.4 Conclusioni

In sintesi, le osservazioni rivelano una struttura complessa attorno a GN-z11 caratterizzata da emissioni di HeII, un alone esteso di Ly α e un'emissione CIII] che traccia il cono di ionizzazione dell'AGN. Sebbene l'AGN possa spiegare parte delle emissioni, i calcoli del bilancio fotonico e l'elevata larghezza equivalente della linea HeII supportano l'ipotesi che nel *clump* siano presenti stelle di Pop III, rappresentando una delle evidenze piÙ solide di queste stelle primordiali. Inoltre, il confronto con le simulazioni rafforza l'idea che queste stelle possano formarsi in ambienti arricchiti in modo eterogeneo o in gas quasi primordiale, confermando il ruolo cruciale di GN-z11 nella formazione delle prime strutture galattiche. Anche se queste scoperte appaiono fortemente significative, le incertezze e le limitazioni tecniche richiedono ulteriori osservazioni per confermare pienamente la natura di queste strutture. Nonostante ciò i risultati dimostrano l'enorme potenziale del JWST nell'esplorazione dell'Universo primordiale e aprono la strada a studi futuri che potrebbero definitivamente confermare la presenza delle stelle di Pop III e il loro contributo alla formazione delle galassie nell'epoca della reionizzazione.

Capitolo 4

Conclusioni

Ripercorrendo la trattazione di questa tesi, per prima cosa sono state analizzate e discusse le diverse teorie di formazione delle stelle di Pop III, le quali sarebbero nate in seguito al collasso di aloni di materia oscura. L'ambiente di formazione risulta fondamentale per stabilire i diversi step di questo processo, dato che le influenze esterne possono essere numerose. Infatti i feedback stellari, le turbolenze e le instabilità gravitazionali hanno determinato la scala temporale e le caratteristiche strutturali delle stelle primordiali. Su questi aspetti hanno una grande influenza anche i meccanismi di raffreddamento del gas, dominati dalle molecole di idrogeno, data l'assenza di metalli a favorirli. Per questa ragione la massa caratteristica di queste stelle è generalmente molto più elevata rispetto a quella di stelle di generazioni successive, aggirandosi attorno a valori superiori alle $100 M_{\odot}$, anche se il range possibile rimane comunque piuttosto ampio.

Non è stata comunque trascurata neanche l'indagine a basso redshift, dato che, anche nell'universo locale, potrebbero essere sopravvissute stelle primordiali con massa ridotta o stelle a bassa metallicità, utili per ricavare informazioni sulle stelle di Pop III. Successivamente la trattazione si è concentrata sugli strumenti teorici e osservativi necessari per rilevare e caratterizzare le stelle di Pop III. Partendo dalle osservazioni ad alto redshift è stata messa in evidenza l'importanza del *lensing* gravitazionale, che permette di individuare queste sorgenti con una maggiore probabilità, dato che il loro flusso è debole a causa dell'elevata distanza. È stato mostrato anche il grande potenziale della spettroscopia che permette di ottenere molte informazioni su ciò che si sta osservando. Le righe di emissione dell'HeII sono state poste al centro di questa analisi, seguite da altri indicatori come la riga H 21 cm oppure fenomeni molto violenti come le supernovae, i lampi gamma o le fusioni di BHs.

Per concludere è stato preso in considerazione il JWST e le sue possibilità di rilevare galassie di Pop III a $z \gtrsim 6$ magnificate da grandi cluster che agiscono come lenti gravitazionali. Si dimostra che in presenza di un SFRD elevato e una IMF *top-heavy* a livello ipotetico questo obiettivo è raggiungibile, con una probabilità sempre maggiore all'aumentare dei campi cluster analizzati. Come ultima cosa viene anche mostrato un esempio di uno studio fatto dal JWST in una galassia molto lontana, ovvero la GN-z11 a $z = 10.6$. Nonostante gli errori e le difficoltà tecniche, ha condotto a importanti risultati, confermando nuovamente le grandi potenzialità di questo strumento. Infatti l'ipotesi della presenza di stelle di Pop III combacerebbe meglio con le firme osservative individuate, in particolare con le emissioni dell'HeII, rispetto al caso in cui dovessero provenire da un AGN o da un DCBH.

Le prospettive future nello studio delle stelle di Pop III sono quindi molto promettenti, con la possibilità di rispondere a domande importanti su una fase ancora poco conosciuta dell'Universo. In questo modo si raggiungerà una maggiore comprensione sulla sua origine e sui processi che hanno dato forma ai primi sistemi cosmologici, che hanno poi influenzato le formazioni successive e dunque tutte le strutture galattiche presenti all'epoca attuale.

Bibliografia

- [1] A. Vikaeus et al. «Conditions for detecting lensed Population III galaxies in blind surveys with the *James Webb Space Telescope*, the *Roman Space Telescope*, and *Euclid*». In: MNRAS 512 (2022), pp. 3030–3044.
- [2] Anna T. P. Schauer et al. «The Ultimately Large Telescope: What Kind of Facility Do We Need to Detect Population III Stars?» In: The Astrophysical Journal 904 (2020), 145 (6pp).
- [3] E. Zackrisson et al. «The detection and characterization of highly magnified stars with JWST: prospects of finding Population III». In: MNRAS 533 (2024), pp. 2727–2746.
- [4] J. Mirocha et al. «Unique signatures of Population III stars in the global 21-cm signal». In: MNRAS 478 (2018), pp. 5591–5606.
- [5] J. Scholtz et al. «GN-z11: The environment of an active galactic nucleus at $z = 10.603$. New insights into the most distant Ly α detection». In: Astronomy & Astrophysics 687, A283 (2024), (9pp).
- [6] R. Maiolino et al. «JWST-JADES. Possible Population III signatures at $z=10.6$ in the halo of GN-z11». In: Astronomy & Astrophysics 687 A67 (2024), (14pp).
- [7] Y. Komiya et al. «Formation history of metal-poor halo stars with the hierarchical model and the effect of interstellar matter accretion on the most metal-poor stars». In: The Astrophysical Journal 717 (2010), pp. 542–561.
- [8] Y. Komiya et al. «Population III stars around the Milky Way». In: The Astrophysical Journal 820 (2016), 59 (11pp).
- [9] M. de Bressan et al. «Limits on Pop III star formation with the most iron-poor stars». In: MNRAS 465 (2016), pp. 926–940.
- [10] B. Liu & V. Bromm. «When did Population III star formation end?» In: MNRAS 497 (2020), pp. 2839–2854.
- [11] Ralf S. Klessen & Simon C. O. Glover. «The First Stars: Formation, Properties, and Impact». In: Annual Review of Astronomy and Astrophysics 61 (2023), pp. 65–130.
- [12] Fulvio Melia. «The Anomalous 21-cm Absorption at High Redshifts». In: The European Physical Journal C 81 230 (2021).
- [13] James A. A. Trussler. «On the observability and identification of Population III galaxies with JWST». In: MNRAS 525 (2023), pp. 5328–5352.