



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea Magistrale in Astronomia

Chiara Fiorin 1181556

**EVOLUZIONE DELLA FRAZIONE DI IDROGENO NEUTRO
ALL'EPOCA DELLA REIONIZZAZIONE**

Relatore

Prof.ssa Giulia Rodighiero

Co-relatore

Dott. Andrea Grazian

Anno Accademico 2020/2021

Sommario

Riuscire a tracciare una quanto più completa e consistente storia evolutiva dell'Universo è una delle sfide più complesse e avvincenti che l'umanità si sia trovata ad affrontare. Nonostante negli ultimi decenni siano stati compiuti passi fondamentali nella comprensione dei processi fisici che hanno guidato le varie epoche cosmiche, la strada da percorrere è tuttora lunga e in salita. Gli interrogativi ancora aperti sono numerosi, ed è necessario uno sforzo collettivo e condiviso per riuscire a trovare i tasselli giusti per completare l'enorme puzzle che ci si pone innanzi.

Tra le tante questioni irrisolte, riuscire a ricostruire la cronistoria della nascita delle prime sorgenti luminose è forse una di quelle verso cui sono stati incanalati più sforzi nel periodo recente, ma ad oggi permangono più incertezze che evidenze. Per riuscire a far luce sulla transizione dell'Universo dalle *dark ages* all'era delle moderne galassie (*Cosmic Dawn*), un fondamentale contributo può arrivare dalla comprensione di quella fase che va sotto il nome di "Epoca della Reionizzazione" (EoR).

Con il disaccoppiamento della materia barionica dalla radiazione, causato dall'espansione dovuta all'inflazione subita dall'Universo in seguito al Big Bang, la materia si raffredda al punto da permettere la ricombinazione di protoni ed elettroni, i quali finalmente trovano le condizioni energetiche favorevoli per combinarsi in atomi di idrogeno o elio. Ci vorranno però qualche centinaio di milioni di anni affinché il gas si addensi sotto la spinta dell'auto-gravità formando le prime sorgenti, le quali hanno iniziato a ionizzare gli atomi di idrogeno nell'IGM circostante in un processo noto come "reionizzazione cosmica", che segna il secondo grande cambiamento nello stato di ionizzazione dell'idrogeno nell'Universo dopo la ricombinazione.

I protagonisti, la topologia e la cronologia dell'EoR sono quindi intrecciati con la nostra comprensione dell'Universo primordiale e delle più antiche popolazioni stellari. Una migliore comprensione dell'evoluzione temporale e spaziale di questo processo dunque è la chiave per comprendere la nascita delle *First Stars* e delle galassie primordiali. Lo scopo di questa tesi è quello di investigare l'EoR attraverso una quantità chiave: la frazione di idrogeno neutro dell'IGM (x_{HI}). Per fare questo, sono stati analizzati vari vincoli

osservativi provenienti da metodi indipendenti, quali la profondità ottica dello scattering Thomson degli elettroni della CMB (2.1), la funzione di luminosità delle Galassie Ly α Emitters (2.2), la frazione delle Ly α Emitters rispetto alle Lyman-Break Galaxies (2.3), la profondità ottica dell'effetto Gunn Peterson (2.4) e l'effetto Damping Wing della Ly α nei Quasar (2.5).

Si è cercato quindi di raccogliere un numero più possibile elevato di dati di letteratura a riguardo (3), che sono stati confrontati con i modelli evolutivi proposti da Robertson et al. 2015 (1), Madau 2017 (2), Finkelstein et al. 2019 (3) e Naidu et al. 2020 (4) (3.2). Seguendo un approccio simile a quest'ultimo, abbiamo ricavato alcuni modelli alternativi a partire dai dati sull'emissività ionizzante (\dot{N}_{ion}) raccolti da Wyithe & Bolton 2011 (5), Becker & Bolton 2013 (6) e D'Aloisio et al. 2018 (7). Abbiamo interpolato quindi i dati \dot{N}_{ion} per ricavare una funzione da utilizzare come input per risolvere l'equazione differenziale della reionizzazione (3.1) e ottenere da questa un modello evolutivo per x_{HI} . A tale scopo è stato sviluppato un software per risolvere in maniera numerica questa equazione, il cui buon funzionamento è stato testato attraverso i dati \dot{N}_{ion} utilizzati da Naidu et al. 2020 (4) per lo sviluppo del suo modello.

Ciò che abbiamo scoperto è che utilizzare i valori osservati di \dot{N}_{ion} porta a ottenere una funzione $x_{HI}(z)$ che non riproduce i dati della frazione di idrogeno neutro della letteratura. Anche provando a parametrizzare in modo differente alcuni fattori dell'equazione della reionizzazione non ha portato a ottenere un modello in accordo con i vincoli osservativi, in particolare per quanto riguarda i dati a redshift $z \lesssim 6$.

La tensione tra i dati osservativi di x_{HI} e la variazione dell'emissività ionizzante ci ha portati a sviluppare tre ipotesi:

1. la frazione di idrogeno neutro è stata stimata in modo errato, anche se i dati raccolti provengono da molti metodi indipendenti e sono tra loro concordi;
2. sono sbagliati i valori ricavati dagli osservabili di \dot{N}_{ion} , queste misure potrebbero essere sottostimate anche se provengono da due metodi indipendenti;
3. è sbagliata l'equazione della reionizzazione o il calcolo di alcuni parametri necessari alla sua risoluzione.

Quest'ultima ipotesi sembra la più plausibile: questa equazione assume delle semplici parametrizzazioni per il tempo di ricombinazione e il fattore di aggregazione, e queste potrebbero non essere valide all'epoca della reionizzazione. Per esempio, in questa equazione non si tiene conto dei Lyman Limit System (LLS) presenti a $z \sim 6$, né della percolazione dell'idrogeno tra le varie bolle ionizzate durante le fasi di sovrapposizione.

In futuro sarà perciò necessario sviluppare dei codici semi-analitici su grande scala che possano tener conto dell'evoluzione della topologia dell'idrogeno neutro e dei processi di trasporto radiativo, oltre che migliorare l'equazione della reionizzazione tenendo conto dei LLS, cercando al contempo parametrizzazioni più efficaci per i vari fattori che la compongono. L'utilizzo di questi codici unito ai nuovi vincoli osservativi che arriveranno dalle *facility* di frontiera come SKA e JWST permetteranno di risolvere questi e molti altri quesiti a cui ad oggi non possiamo dare risposta.

Indice

1	Introduzione	8
1.1	Breve storia cosmica dell'Universo	8
1.2	La reionizzazione dell'Universo, una sfida aperta	14
2	Metodi per la misurazione della frazione di idrogeno neutro	21
2.1	Profondità Ottica di Thomson	22
2.2	Funzione di luminosità di galassie Lyman-alpha Emitters	26
2.3	Frazione di Lyman-alpha Emitters nelle Lyman-break galaxies	31
2.4	L'effetto Gunn-Peterson nei quasar di alto redshift	35
2.5	L'effetto <i>Damping Wing</i> della Lyman-alpha nei quasar ad alto redshift	40
3	Evoluzione della frazione di idrogeno neutro durante l'Epoca della Reion-	
	izzazione	44
3.1	L'equazione della reionizzazione	48
3.2	Modelli evolutivi: approcci differenti a un problema comune	50
3.3	L'emissività ionizzante come tracciante della reionizzazione	52
3.4	Conclusioni	60
4	Prospettive Future	63
4.1	Studiare l'emissività ionizzante con un metodo Montecarlo	64
4.2	Un tracciante dell'idrogeno neutro: la riga 21 cm	66
4.3	La frontiera dell'astronomia osservativa: il James Webb Space Telescope	69
	Bibliografia essenziale	71
	Bibliografia	71

1. Introduzione

1.1 Breve storia cosmica dell'Universo

Evidenze osservative come l'espansione dell'Universo e il fondo cosmico a microonde hanno tenuto impegnati fisici e astronomi per lunghi anni prima di arrivare alla formulazione di una teoria completa e soddisfacente sull'origine e l'evoluzione dell'Universo. Attualmente l'ipotesi che sembra più plausibile prevede che l'Universo abbia avuto un inizio estremamente caldo e dimensioni incredibilmente ridotte, a cui è stato dato il nome di Big Bang [8].

Per descrivere l'Universo come oggi lo possiamo osservare, infatti, è stato necessario introdurre la teoria dell'inflazione (Guth, 1981 [9]), la quale presuppone che l'Universo abbia sperimentato una rapidissima espansione appena 10^{-35} secondi dopo il Big Bang, provocando un veloce abbassamento della temperatura, inizialmente così alta da permettere solo la presenza di plasma caldo e particelle elementari. Questa espansione inflazionistica ha costretto la materia a raffreddarsi e, secondo la teoria della grande unificazione, a passare attraverso una serie di transizioni di fase di rottura di simmetria delle quattro forze fondamentali (l'interazione gravitazionale, l'interazione elettromagnetica, l'interazione debole e l'interazione forte) che hanno portato alla formazione del plasma di quark e dei gluoni, condensatisi successivamente in nuclei atomici. Durante i primi minuti di vita dell'Universo si sono quindi formati i nuclei degli elementi più leggeri, nel processo che va sotto il nome di *nucleosintesi primordiale*: tra circa un secondo e alcuni minuti dopo il Big Bang si sono create infatti nel plasma cosmico le condizioni di densità e temperatura del gas barionico favorevoli alla sintesi per fusione nucleare di una parte dell'idrogeno primordiale presente in elementi più pesanti, come Elio, Deuterio e Litio. Nel seguito, il plasma di idrogeno ed elio con modeste tracce di altri elementi, si raffredda assieme ai fotoni [10].

Tutte le proprietà dell'Universo citate sono ben rappresentate dal modello Λ -CDM, che fornisce una parametrizzazione della teoria del Big Bang, confermato anche dai recenti risultati ottenuti dalla Planck Collaboration et al. 2018 [11]. Questo modello tiene conto della presenza dell'energia oscura Λ che fa tuttora espandere l'Universo in modo accelerato in opposizione alla forza di attrazione della gravità, e della materia oscura fredda che è

responsabile della formazione gerarchica delle strutture.

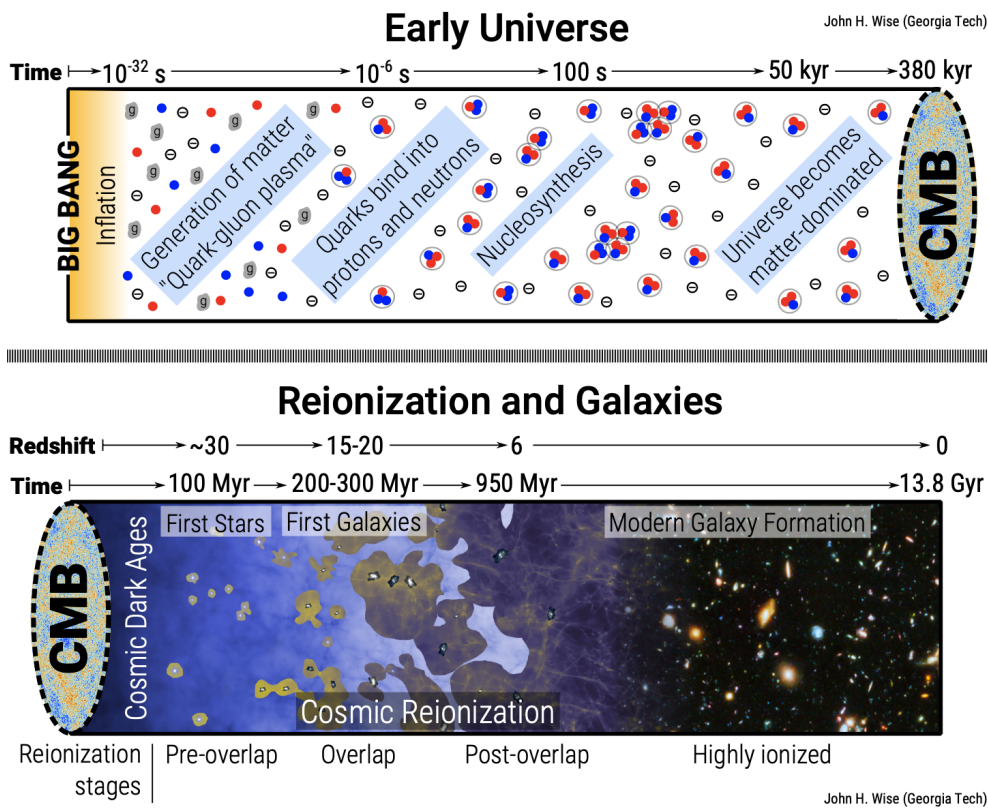


Figura 1. Evoluzione cosmica dell'Universo prima (sopra) e dopo (sotto) la ricombinazione assieme alle fasi della reionizzazione. L'immagine di survey delle galassie è presa dall'Hubble Ultra Deep Field (John H. Wise, 2019 [8])

Dobbiamo aspettare altri 380 000 anni ($z \sim 1100$) affinché con l'espansione e l'aumento del fattore di scala la densità dei fotoni e del gas diminuisca, la materia si raffreddi al punto da permettere la ricombinazione di protoni ed elettroni, i quali finalmente trovano le condizioni energetiche favorevoli per combinarsi in atomi di idrogeno o elio. Contemporaneamente, il passaggio dell'idrogeno dallo stato ionizzato allo stato neutro fa sì che la sua sezione d'urto diventi minima, permettendo alla radiazione di disperdersi: si verifica perciò il disaccoppiamento della materia dalla radiazione, l'Universo da opaco diventa trasparente e da questo momento in poi i fotoni sono liberi di propagarsi. Questa transizione prende il nome Ricombinazione o Disaccoppiamento. A questa distanza spaziotemporale si osserva il Fondo Cosmico a Microonde (CMB), il più preciso spettro di corpo nero osservato in natura che rappresenta una sorta di superficie di ultimo scattering della radiazione di fondo, un orizzonte oltre il quale risulta impossibile la visione diretta dell'Universo tramite la radiazione elettromagnetica. Da qui in avanti l'Universo entra nelle cosiddette *cosmic dark ages*, chiamate così perché precedenti alla formazione delle prime stelle e galassie. La Figura 1 riassume graficamente queste fasi evolutive.

Prima della Ricombinazione, dato il fortissimo accoppiamento, la materia barionica si trova vincolata a mantenere la stessa temperatura termodinamica della radiazione. Dopo il Disaccoppiamento però, le due componenti smettono di interagire tra loro ed evolvono in modo indipendente. La radiazione mantiene lo spettro di corpo nero e la sua temperatura decresce linearmente. La temperatura relativa alla componente materiale invece, diminuisce molto più velocemente rispetto alla radiazione. Già al tempo cosmico corrispondente a $z = 30$ (100 Myr) la temperatura della materia si è portata quasi allo zero assoluto. È da questo stato freddo, neutro, e senza stelle che l'intero Universo verrà gradualmente reionizzato dalle galassie nascenti e dei loro costituenti.

Circa 400 milioni di anni dopo il Big Bang, il gas primordiale, partendo da uno stato di grande omogeneità - testimoniato dalle fluttuazioni infinitesime di temperatura della CMB, raffreddandosi col trascorrere del tempo inizia a strutturarsi e ad addensarsi per effetto dell'auto-gravità. Proprio queste piccole disomogeneità nel campo di densità della materia oscura, presenti durante l'epoca di ricombinazione, hanno iniziato a crescere tramite instabilità gravitazionale dando origine a strutture altamente non lineari, cioè aloni collassati la cui buca di potenziale attira a sé anche la normale materia barionica. Tuttavia, si dovrebbe tenere presente che la maggior parte dei barioni ad alti redshift non vanno a finire all'interno di questi aloni - si trovano piuttosto come gas diffusi nel mezzo intergalattico (IGM). Negli aloni sufficientemente massivi, capaci perciò di creare buche di potenziale sufficientemente profonde, il gas è in grado di dissipare la sua energia, raffreddandosi tramite transizioni atomiche o molecolari e frammentandosi all'interno dell'alone. Ciò ha prodotto condizioni appropriate per la condensazione del gas e la formazione di stelle nelle galassie. Si veda per esempio Dayal e Ferrara, 2018 [12] o Wise 2019 [8]

Le *Dark Ages* che hanno seguito la Ricombinazione finiscono con la formazione delle prime strutture: tra i redshift $z \sim 30$ e $z \sim 10$, quindi tra 100 e 500 milioni di anni dopo il Big Bang, vi sono evidenze indirette che le prime condensazioni di gas abbiano portato alla formazione delle prime sorgenti, verosimilmente una popolazione di stelle molto massive, metal-free ed estremamente luminose che, evolvendo in meno di un milione di anni, hanno rilasciato nel mezzo diffuso primordiale una significativa quantità di elementi pesanti (Carbonio, Azoto, Silicio, ecc.). Questa prima generazione di stelle, nota come Popolazione III (Pop III), è intrinsecamente diversa dalle stelle odierne in quanto si sono formate in un ambiente neutro e incontaminato, da una miscela primordiale di idrogeno ed elio. Questa assenza di metalli ha portato la nebulosa a raffreddarsi molto più lentamente, permettendo al collasso di avvenire in tempi molto più lunghi e quindi alle protostelle di accrescere la loro massa in modo considerevole. È quindi questa l'epoca che vede accendersi le cosiddette *First Stars*, talora in gruppi che costituiscono delle protogalassie

di alto redshift, che andranno poi a ionizzare la materia circostante attraverso il rilascio di un'intensa radiazione ultravioletta. Purtroppo rimane veramente difficile rilevare sorgenti per tutti i redshift superiori a $z \sim 10$, quindi nei primi 500 milioni di anni dopo il Big Bang, anche se recentemente con le osservazioni più profonde sono state osservate galassie a $z \sim 11$, ma JWST prevede di osservarne anche a redshift maggiori (Coe et al. 2021 [13]).

Ogni stella di Popolazione III produce un'enorme quantità di radiazione ionizzante perché si ritiene che queste sorgenti abbiano masse caratteristiche fino a 100 masse solari, ma secondo alcuni modelli teorici si possono arrivare anche a 1000 o 10mila. Oltre alle galassie, forse anche una prima popolazione di buchi neri in accrescimento (quasar) e il decadimento o l'annichilazione di particelle di materia oscura hanno generato una certa quantità di luce UV. I fotoni UV con energie maggiori di 13.6 eV sono stati quindi in grado di ionizzare gli atomi di idrogeno nell'IGM circostante in un processo noto come "reionizzazione cosmica". Rapidamente, attorno a $z \sim 10$, queste prime sorgenti di luce ultravioletta hanno riscaldato la materia nell'Universo reionizzando l'idrogeno diffuso. La reionizzazione è quindi il secondo grande cambiamento nello stato di ionizzazione dell'idrogeno nell'Universo dopo la ricombinazione.

Come primo effetto si assiste alla formazione di bolle di plasma ionizzato attorno alle sorgenti più energetiche. Col passare del tempo queste crescono in numero e dimensioni fino a sovrapporsi, permettendo alla radiazione ionizzante di viaggiare indisturbata attraverso di esse. Reionizzata la maggior parte dell'Universo, la luce può perciò fuoriuscire dalle prime galassie e quasar rivelando il lontano Universo che vediamo oggi.

Le stelle di Popolazione III terminano la loro vita molto rapidamente e svaniscono con violente esplosioni di supernova, espellendo la maggior parte del loro gas dagli aloni di materia oscura. Pertanto, avendo perso la maggior parte del gas iniziale, questi aloni non possono più ospitare ulteriori episodi di formazione stellare. Si pensa quindi che la formazione delle prime galassie sia avvenuta più tardi (poche centinaia di milioni di anni dopo il Big Bang) in aloni di materia oscura più grandi con masse intorno a $10^8 M_{\odot}$. Questi oggetti sono chiamati galassie perché sono abbastanza massicci da trattenere gravitazionalmente una frazione sostanziale del gas un tempo abbastanza lungo da permettere la formazione stellare senza perdere o riscaldare eccessivamente il gas a causa delle esplosioni di supernova (Cimatti et al. 2019 [14]).

L'esplosione come Supernova delle stelle di Popolazione III, inoltre, potrebbe aver dato origine ai *seed* dei buchi neri supermassicci (SMBH) che si trovano a $z > 6$. Un'altra ipotesi a riguardo invece prevede che i SMBHs possano essersi originati anche dai *Primordial BHs*, buchi neri formati durante l'inflazione (José L. Bernal et al. 2018 [15]).

Dopo queste prime fasi, la formazione delle galassie procede seguendo un'ampia gamma di percorsi evolutivi a seconda delle condizioni locali, delle proprietà del gas e delle interazioni con altri sistemi, come fusione degli aloni che li ospitano. Sotto le $10^{5.5}M_{\odot}$ gli aloni non possono trattenere il gas (Figura 2), ma all'aumentare della massa dell'alone aumenta anche la capacità di ospitare gas freddo e far partire il processo di formazione stellare: dalle stelle di Pop III ($10^{5.5} - 10^7M_{\odot}$) alla prima generazione di galassie ($10^7 - 10^{9.5}M_{\odot}$) fino ad arrivare alle galassie più grandi e ai buchi neri super massicci ($> 10^{9.5}M_{\odot}$).

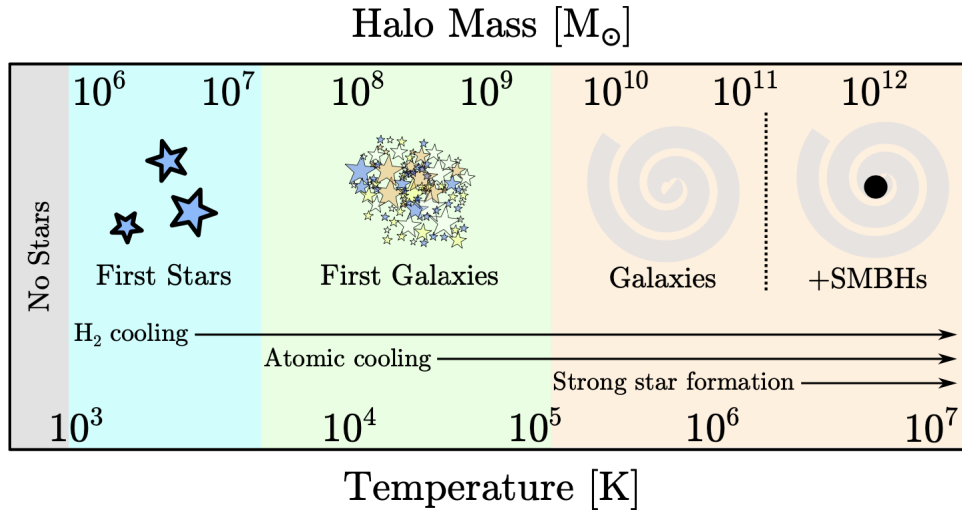


Figura 2. Gli aloni di materia oscura possono ospitare la formazione di vari tipi di galassie durante la reionizzazione, a seconda della loro massa. All'aumentare del tempo cosmico, aumenta la dimensione degli aloni e di conseguenza anche la temperatura viriale del gas ospitato (Wise 2019 [8])

L'evoluzione delle galassie è guidata attraverso i tempi cosmici dal cosiddetto ciclo bariónico. Si pensa che le galassie accumulino gas dall'ambiente circostante e lo convertano gradualmente in stelle. Il raffreddamento e la condensazione dell'idrogeno neutro e la sua conversione in idrogeno molecolare per alimentare la formazione di stelle sono quindi processi chiave che guidano l'evoluzione. In questo quadro, le galassie crescono principalmente attraverso l'accrescimento di gas dal mezzo intergalattico, mentre c'è un complesso equilibrio tra l'afflusso di gas, la conversione del quantitativo di gas disponibile in stelle e l'espulsione e il riscaldamento del gas dovuti all'esplosione di stelle.

Parallelamente, al centro delle galassie si formano i buchi neri supermassicci e, ogni volta che l'accrescimento di materiale freddo è sufficientemente efficiente, innescano la fase temporanea di un nucleo galattico attivo (AGN). Parte della massa stellare viene persa dalle stelle durante la loro evoluzione attraverso i venti, le nebulose planetarie, le novae e le supernove. Questa massa espulsa va a disperdere metalli, molecole e grani di polvere nel mezzo interstellare, mentre i venti e i jet degli AGN riscaldano il mezzo e eiettano flussi di

gas. Il gas nell'alone, così arricchito di metallo, alla fine si raffredda e va ad addensarsi in un disco di accrescimento dove formerà nuove stelle e alimenterà il buco nero centrale, ricominciando il ciclo.

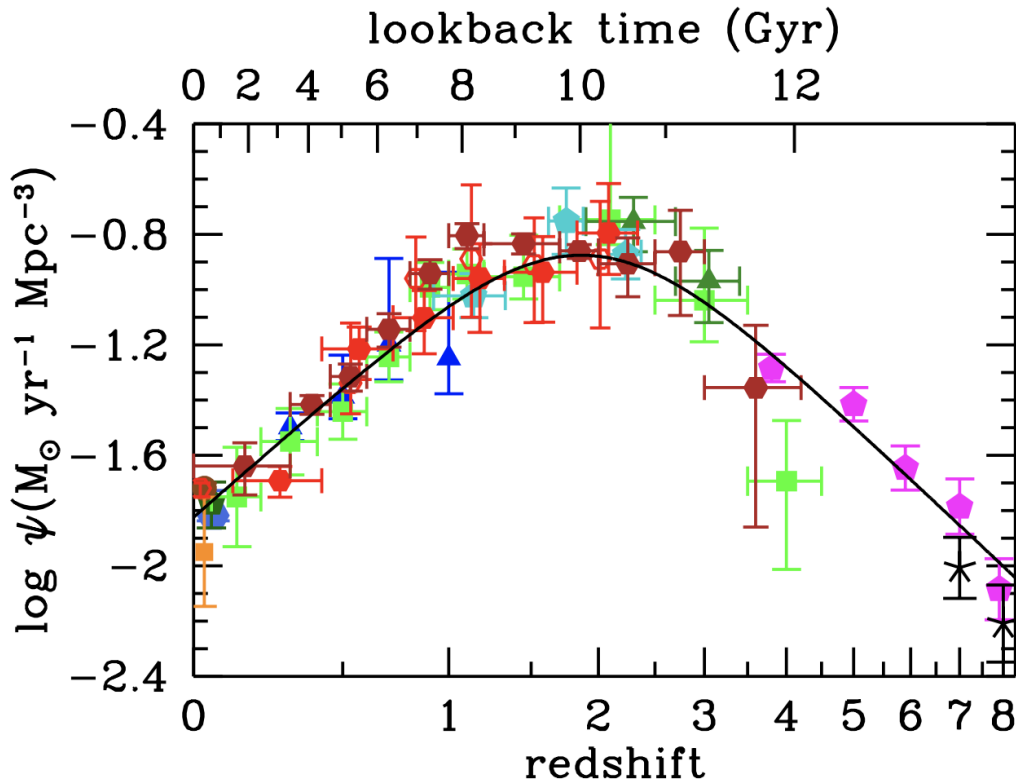


Figura 3. *Evolutione dello Star Formation Rate con il redshift, ottenuto da Madau e Dickinson (2014 [16])*

Come evidenziato fin qui, l'evoluzione delle galassie può perciò essere descritta prendendo in esame il tasso di produzione stellare, o *Star Formation Rate* (SFR) e andando a valutare come questo sia cambiato al diminuire del redshift. Questa valutazione può essere fatta esaminando il cosiddetto *Madau Plot* in Figura 3. Si può notare come la produzione di stelle all'interno delle galassie sia aumentata in modo costante da redshift $z \sim 8$ portando a un rapido accumulo di massa stellare e arricchimento chimico, e che abbia raggiunto un picco attorno a redshift $z \sim 2$, circa 4 miliardi di anni dopo il Big Bang. In questa fase le galassie hanno un tasso di formazione stellare maggiore di circa 100 volte quello attuale, e questo può essere spiegato con un aumento della frazione di gas, insieme a un possibile aumento dell'efficienza della formazione stellare per unità di massa (Scoville et al. 2016 [17]), e un ISM sostanzialmente più turbolento (Förster-Schreiber et al. 2011 [18]). Da allora il tasso di formazione stellare è andato gradualmente diminuendo, e questo può essere attribuito all'espansione dell'Universo e al lento esaurimento del gas nelle galassie locali (Tacconi et al. 2020 [19]).

1.2 La reionizzazione dell'Universo, una sfida aperta

Come abbiamo visto nella sezione precedente, l'Epoca della Reionizzazione (EoR) segna l'ultima grande transizione di fase dell'Universo, durante la quale vaste isole di idrogeno neutro del mezzo intergalattico (IGM) furono ionizzate dai fotoni ultravioletti (UV) ad alta energia provenienti dalle prime sorgenti di luce. I protagonisti, la topologia e la cronologia dell'EoR sono intrecciati con la nostra comprensione dell'Universo primordiale e delle più antiche popolazioni stellari.

Una migliore comprensione dell'evoluzione sia temporale che spaziale del processo di reionizzazione è la chiave per comprendere una varietà di processi fisici sconosciuti nell'Universo primordiale, compreso la nascita delle First Stars e galassie, gli effetti del riscaldamento della reionizzazione sulla formazione delle galassie e crescita e la fuga di fotoni ionizzanti dalle galassie. Gli sforzi odierni per ricostruire il progresso della reionizzazione dell'idrogeno implicano la soluzione per diversi importanti quesiti sul contributo sia delle stelle massicce nelle galassie primordiali che dei quasar [3].

Riuscire ad avere un'idea chiara di come sia avvenuta la reionizzazione infatti è importante per diversi motivi. Primo, è un evento importante nella nostra storia cosmica che ha avuto un impatto su quasi tutti i barioni dell'Universo; una migliore comprensione dell'EoR è quindi vitale per sviluppare un quadro completo della storia dell'Universo. In secondo luogo, misurazioni dettagliate delle proprietà dell'IGM durante la reionizzazione vincolano in modo deciso i modelli delle prime sorgenti luminose e della formazione della struttura ad alto redshift, affrontando una vasta gamma di domande aperte riguardanti la natura dell'Universo primordiale. Terzo, queste prime generazioni di sorgenti ionizzanti hanno influenzato la formazione delle successive popolazioni di galassie. Infine, le incertezze nella fisica della reionizzazione generano effetti di degenerazione che possono limitare la nostra capacità di estrarre parametri cosmologici dal fondo cosmico a microonde (CMB) e dall'insieme dei dati della foresta Ly α . La reionizzazione infatti si interpone lungo la linea di vista tra noi e la CMB, andando a intaccare le misurazioni del fondo cosmico. Costituisce perciò un foreground di misure della CMB.

Il processo della reionizzazione rimane uno dei principali e più complessi problemi della cosmologia osservativa. Sebbene alcuni aspetti della reionizzazione possano essere compresi studiando direttamente le popolazioni di galassie ad alto redshift, le misurazioni che hanno per oggetto l'IGM svolgono un importante ruolo complementare. Infatti la natura della reionizzazione è determinata fundamentalmente dall'interazione tra le sorgenti ionizzanti e il gas intergalattico circostante; le proprietà del gas intergalattico, incluso il suo stato di ionizzazione, temperatura e metallicità, dipendono generalmente dall'impatto

collettivo di tutte le sorgenti di luce ultravioletta (anche di bassa luminosità), mentre le survey di galassie rilevano tipicamente solo sorgenti luminose che si trovano al di sopra di un certo flusso limite (Becker et al. 2015 [20]).

In questo contesto, è passato mezzo secolo da quando Gunn & Peterson (1965) [21] hanno richiamato l'attenzione sulla mancanza di zone di intenso assorbimento di Ly α negli spettri dei quasar, allora scoperti da pochissimo tempo. L'assenza di un forte assorbimento ha rivelato che c'era pochissimo idrogeno neutro nello spazio intergalattico lungo la linea di vista dell'oggetto con il più alto redshift osservato all'epoca, il quasar 3C 9 a $z = 2.01$.

Per i quasar che si trovano in prossimità della reionizzazione, l'idrogeno neutro presente nell'IGM crea nello spettro delle zone di forte assorbimento oltre la riga di emissione Ly α . Le osservazioni di questo fenomeno, detto "effetto Gunn-Peterson", vincolano direttamente l'evoluzione della frazione di idrogeno neutro x_{HI} dell'IGM (Fan et al, 2006 [22]), definita come il rapporto tra il numero di atomi di idrogeno neutro rispetto al totale degli atomi di idrogeno:

$$x_{HI} = \frac{n_{HI}}{n_H}$$

Questo test è sensibile solo alla fine della reionizzazione, cioè quando l'IGM è già per lo più ionizzato, in quanto anche una minuscola frazione neutra, $x_{HI} \sim 10^{-4}$, dà luogo all'assorbimento completo, detto *Gunn-Peterson trough*. Di conseguenza osservare un assorbimento completo nello spettro di un quasar ad alto redshift non significa che questo si trovi in una zona in cui l'idrogeno è completamente neutro.

Il primo evidente *Gunn-Peterson trough* è stato scoperto nello spettro del quasar SDSS J1030 + 0524 a $z = 6.28$ (Fan et al. 2001 [23], Becker et al. 2001 [24]), che ha mostrato un assorbimento completo di Gunn-Peterson per lunghezze d'onda che corrispondono a $5.95 < z_{abs} < 6.15$. Come si può vedere in Figura 4 all'aumentare del redshift si assiste a un'evoluzione dello spettro dei quasar. In particolare, osservando come varia la profondità ottica dovuta all'effetto Gunn-Peterson con il redshift in Figura 5 si nota come da $z \gtrsim 6$ ci sia un'accelerazione improvvisa, e quindi possiamo ritenere che la reionizzazione sia sostanzialmente terminata a redshift $z \simeq 6$.

Per quanto riguarda invece l'inizio dell'epoca della reionizzazione, i dati a nostra disposizione indicano come limite temporale superiore circa $z \lesssim 9$, fissato grazie alla bassa profondità ottica ($\tau = 0.054$) dovuta alla diffusione di Thomson dei fotoni di fondo cosmico a microonde (CMB), ottenuta dalla Planck Collaboration [11]. Grazie a questa misura è stato anche possibile ottenere come redshift medio della reionizzazione $z \sim 7.8 \pm 0.7$ (Planck Collaboration 2018 [11]) o $z \sim 7$ (Efstathiou & Gratton 2019 [25]). Dai dati

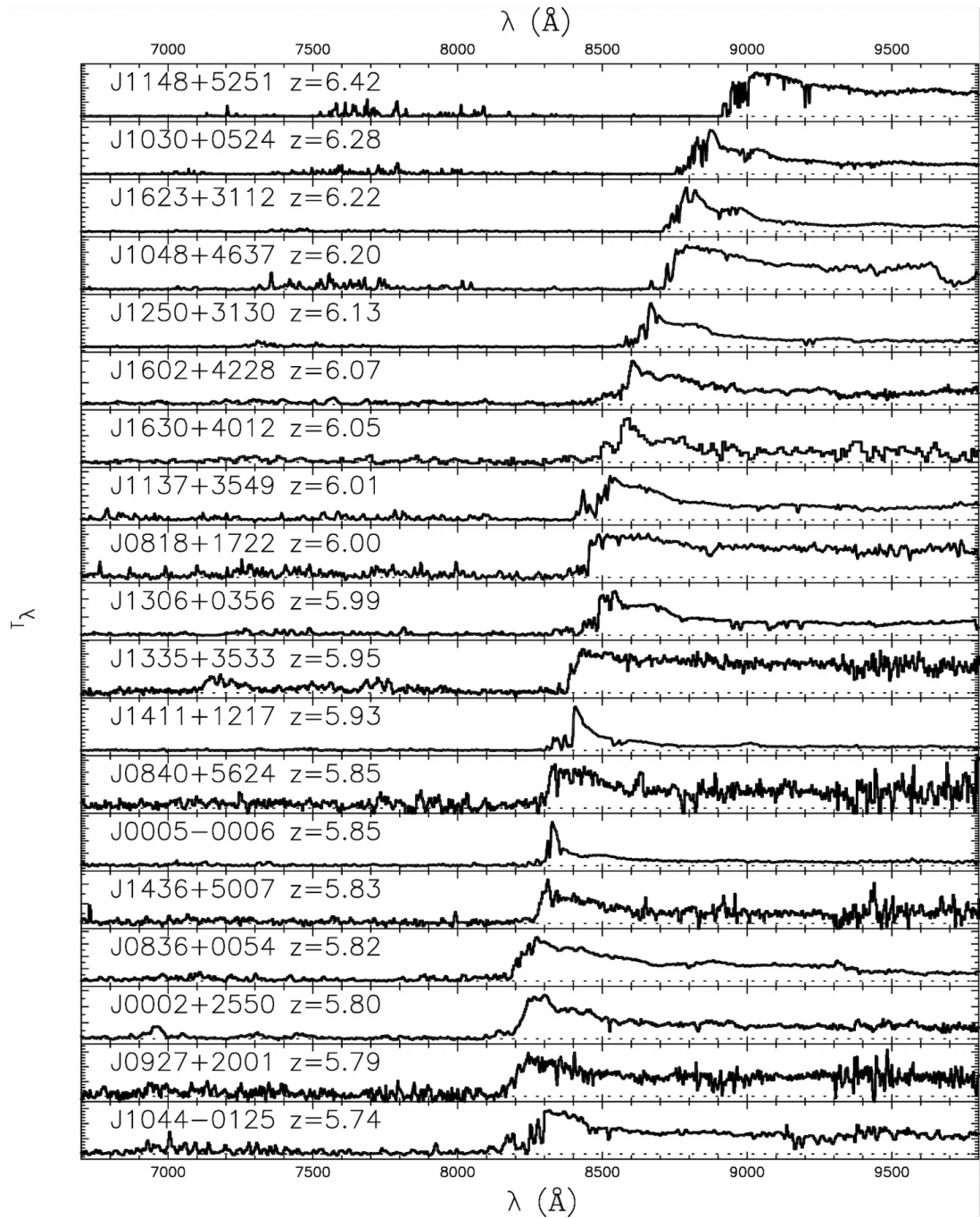


Figura 4. Spettri a risoluzione moderata di diciannove quasar ottenuti dalla SDSS a $5.74 < z < 6.42$ (Fan et al. 2006 [22]).

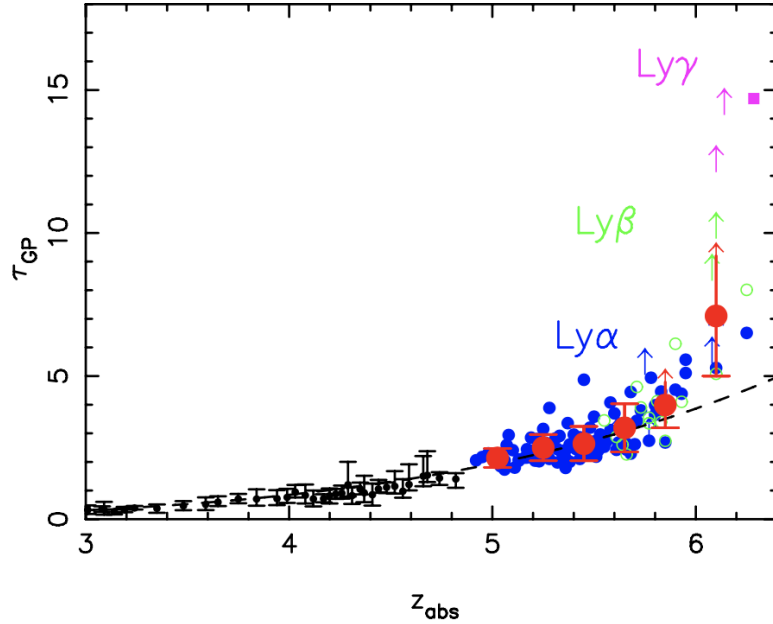


Figura 5. Evoluzione della profondità ottica dei risultati combinati della $Ly\alpha$ e $Ly\beta$. I grandi simboli rossi con le barre di errore rappresentano la media con deviazione standard della profondità ottica ad ogni redshift. Anche la varianza del campione aumenta rapidamente con il redshift (Fan et al. 2006 [22]).

di polarizzazione misurati da SPT si ricava che la durata non può essere più grande di $\Delta z_{re} \sim 2.8 - 4.0$ per cui se la reionizzazione termina a $z \sim 5.5 - 6.0$, deve essere iniziata a $z \sim 9.5 - 10.0$ e non oltre. Un risultato ancora più stringente è stato ottenuto da Reichardt et al. (2020) [26], in quanto le implicazioni sulla reionizzazione delle misure delle anisotropie della CMB dovute all'effetto cinematico di Sunyaev-Zel'dovich ne restringono la durata a $\Delta z_{re} \sim 1.1$ con un intervallo di confidenza del 68%, o a intervallo $\Delta z_{re} < 4.1$ se viene considerato un intervallo di confidenza del 95%.

Negli ultimi cinquant'anni, ci sono stati enormi progressi nello studio dell'IGM utilizzando linee di assorbimento dei quasar, e ora abbiamo vincoli dettagliati su molte delle proprietà dell'IGM e dell'EoR fino a $z = 7.642$, dove si trova l'attuale quasar con il redshift più alto, J03131-1806, scoperto da Wang et al. nel 2021 [27]. Sono attesi nel breve periodo nuove rilevazioni, che potrebbero portare presto a dover rivedere questo primato.

Esaminando le proprietà del background ultravioletto dedotto dalla foresta $Ly\alpha$ post-reionizzazione a $z > 6$, e confrontando queste misurazioni con il numero di fotoni ionizzanti attesi da quasar e galassie *star forming*, si possono valutare come questi dati abbiano implicazioni sulle fonti che riteniamo responsabili della reionizzazione dell'IGM.

Utilizzando i dati delle righe di assorbimento dei quasar è possibile dare vincoli diretti sulla storia della reionizzazione.

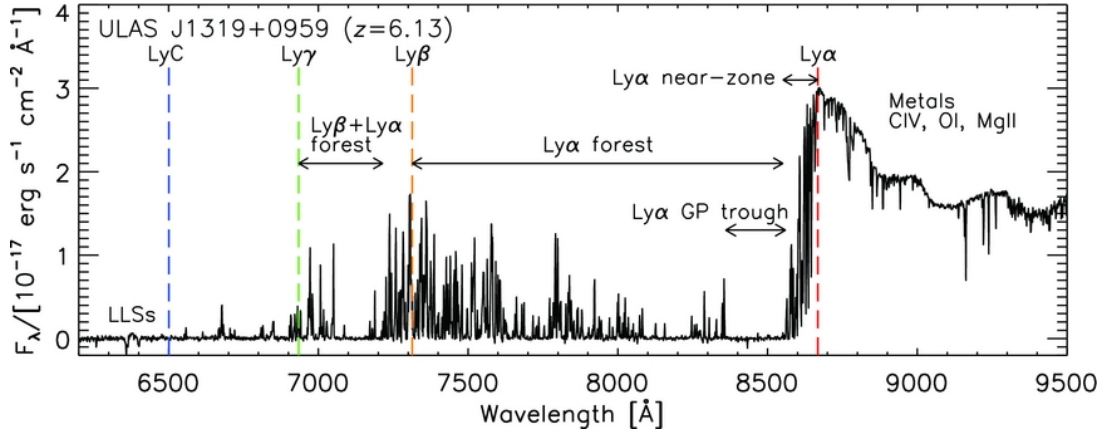


Figura 6. Uno spettro con alto S/N del quasar ULAS J1319+0959 a $z = 6.13$ da Becker et al. (2015) [20], ottenuto con lo spettrografo X-Shooter sul Very Large Telescope (VLT)

La Figura 6 fornisce come esempio lo spettro del quasar ULAS J1319+0959, un oggetto che si trova a $z \gtrsim 6$, nel sistema di riferimento dell'osservatore; questo illustra le caratteristiche spettrali chiave utilizzate per dedurre le proprietà IGM nei pressi dell'EoR. A destra della riga di emissione $\text{Ly}\alpha$ (linea rossa tratteggiata), si possono identificare una serie di linee di assorbimento dei metalli, mentre a sinistra si trova la $\text{Ly}\alpha$ near-zone, o zona di prossimità, dove il quasar contribuisce in modo significativo a ionizzare l'idrogeno nelle sue vicinanze. Successivamente, spostandosi verso lunghezze d'onda più corte, si trova la foresta di assorbimento $\text{Ly}\alpha$. Questo spettro mostra anche un assorbimento completo di Gunn-Peterson per lunghezze d'onda $\lambda \gtrsim 8400\text{\AA}$ che continua fino alla regione della zona di prossimità. Tra le linee tratteggiate in verde e arancione, che segnano le lunghezze d'onda delle transizioni $\text{Ly}\beta$ e $\text{Ly}\gamma$ si trova la foresta $\text{Ly}\beta$. A lunghezze d'onda ancora più corte le transizioni della serie di Lyman di ordine superiore si sovrappongono. Infine, sotto la linea contrassegnata con "LyC" c'è un assorbimento continuo da idrogeno neutro: i fotoni a queste lunghezze d'onda - con lunghezza d'onda nel sistema di riferimento a riposo $\lambda \leq 912\text{\AA}$ - sono abbastanza energetici da fotoionizzare gli atomi di idrogeno.

A causa della rapida diminuzione dell'emissività dei quasar a $z > 3$, le galassie *star forming* sono le candidate favorite alla guida della reionizzazione. Di queste, le galassie più luminose non sembrano così promettenti come effettive sorgenti della reionizzazione, infatti anche le ultime misurazioni hanno riportato che la frazione di fotoni ionizzanti in fuga da queste galassie è basso (Steidel et al. 2018 [28]). Questo, unito alla loro rarità osservativa, ha spinto la ricerca a spostare l'attenzione su sorgenti debolissime, lontane da limiti di rilevazione attuali a meno di lenti gravitazionali, che si pensa abbiano dominato la reionizzazione (Livermore et al. 2017 [29]).

I vincoli osservativi su quest'epoca derivano da una varietà di tecniche complementari e stanno migliorando continuamente in precisione e crescendo di numero. Le osservazioni attuali vincolano la fine della parte più consistente della reionizzazione a redshift $z \simeq 6$, anche se lungo alcune linee di vista l'idrogeno può rimanere neutro anche per $z < 5.5$ (McGreer et al. 2015 [30]). L'inizio della reionizzazione non è vincolata così bene e dipende in modo sensibile dalla natura delle sorgenti della reionizzazione. Se i fotoni ionizzanti sono stati in larga parte prodotti dai quasar, allora la reionizzazione non è iniziata prima di $z \simeq 10$ (Madau & Haardt 2015 [31]). Invece, se questi sono stati generati da stelle giovani e massive allora la reionizzazione dev'essere iniziata molto prima, anche se i vincoli dati dalla profondità ottica dello scattering elettronico del fondo cosmico a microonde (CMB) implicano che la fase centrale si trovi a $z \simeq 8$. La dicotomia apparente tra la netta diminuzione della densità numerica dei quasar brillanti a $z > 2$ (Hopkins et al. 2007 [32]) e il declino relativamente più modesto della densità di luminosità UV dalle galassie (Madau & Dickinson 2014 [16]) ha portato alla teoria predominante che la maggior parte del budget di fotoni ionizzanti provenga da stelle massicce.

Come evidenziato negli articoli di Finkelstein et al. (2019) [3], Naidu et al. (2020) [4] e Bouwens et al. (2015) [33], per identificare le sorgenti che hanno contribuito a reionizzare l'Universo è di fondamentale importanza studiare nel dettaglio come la frazione di idrogeno neutro sia evoluta con il redshift (si veda Figura 7). Obiettivo di questa tesi è perciò riuscire a fare una sintesi quanto più dettagliata delle varie misure della frazione di idrogeno neutro presenti in letteratura, ottenute attraverso vari metodi, per riuscire a costruire un modello evolutivo che in futuro possa servire per fissare dei vincoli sempre più stringenti alle probabili sorgenti della reionizzazione.

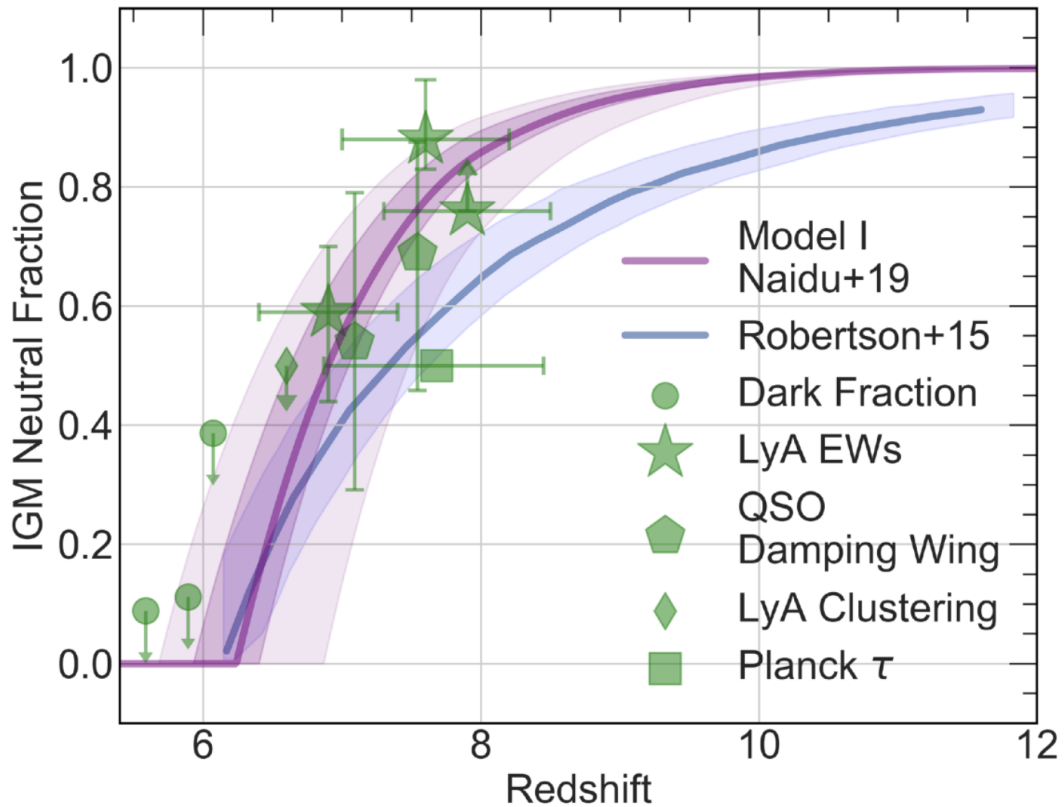


Figura 7. Evoluzione della frazione di idrogeno neutro nel mezzo intergalattico al variare del redshift. In viola sono rappresentate le modellizzazioni più probabili. In verde invece sono evidenziati i dati presenti in letteratura ottenuti con vari metodi. Rispetto a quanto calcolato da Robertson et al. 2015 [1], riga blu, o a quanto suggerito solo dalla profondità ottica di Thomson, quadrato verde, i nuovi vincoli suggeriscono che la reionizzazione si sia conclusa in epoche meno recenti, e che abbia avuto un'evoluzione più rapida. (Naidu et al. 2020 [4]).

2. Metodi per la misurazione della frazione di idrogeno neutro

Per fare dei passi avanti nella comprensione delle sorgenti che hanno contribuito alla reionizzazione dell'universo è necessario tracciare l'evoluzione della frazione di idrogeno neutro, e per riuscire in questo intento negli ultimi anni sono stati sviluppati numerosi metodi:

- Profondità ottica dello scattering Thomson degli elettroni della CMB (Planck Collaboration 2018 [11])
- Funzione di Luminosità delle Galassie Ly α Emitters (Ouchi et al. 2010 [34])
- Frazione delle Ly α Emitters nelle Lyman-Break Galaxies (Schenker et al. 2014 [35])
- Profondità ottica dell'effetto Gunn Peterson (Fan et al. 2006 [36])
- *Damping Wing* della Ly α nei Quasar (Schroeder et al. 2013 [37])
- Dimensione della *near-zone* dei Quasar (Bolton & Haehnelt 2007 [38])
- Ly α , Ly β *dark fraction* negli spettri dei Quasar (McGreer et al. 2015 [30])
- Clustering delle Galassie Ly α Emitters (McQueen et al. 2007 [39], Sobacchi & Mesinger 2015 [40])
- *Damping Wing* dei GRB (Totani et al. 2006 [41])
- *Damping Wing* "blu" della Ly α nei quasar a $z \sim 6$ (Mason & Gronke, 2020 [42])
- Anisotropie secondarie della CMB, effetti Sunyaev-Zel'dovich (Reichardt et al. 2020 [26])
- Riga 21 cm (Ghara et al. 2021 [43])

In questa tesi si darà spazio prevalentemente ai metodi che hanno derivato il maggior numero di vincoli, che qui sono citati nei primi cinque punti.

2.1 Profondità Ottica di Thomson

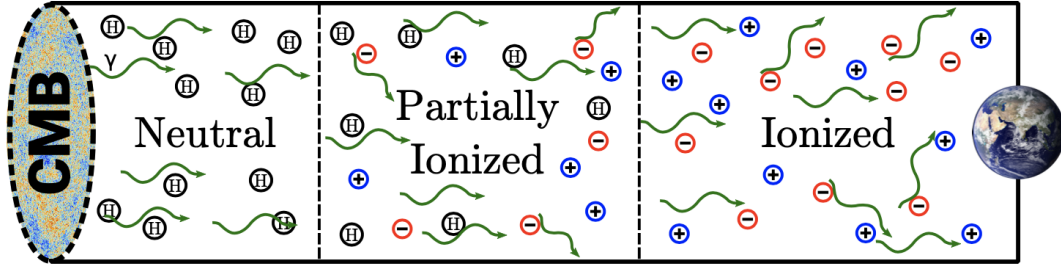


Figura 8. I fotoni della CMB possono subire lo scattering di Thomson da parte degli elettroni liberi mentre si propagano in direzione della Terra. Le misurazioni della CMB tengono conto solo dello scattering complessivo subito dai fotoni, che è correlato all'evoluzione della frazione di idrogeno neutro (Wise 2019 [8]).

Per fare luce sui processi che hanno contribuito alla reionizzazione dell'universo è possibile usare le tracce che questa transizione ha lasciato sulle anisotropie della radiazione cosmica di fondo a causa dello scattering di Thomson subito dai fotoni, che viaggiando dalla superficie di ultimo scattering fino alla Terra possono aver subito delle deviazioni a causa degli elettroni presenti nel mezzo intergalattico, come mostrato schematicamente in Figura 8. L'osservazione della CMB perciò viene influenzata dalla densità totale della colonna di elettroni liberi lungo la linea di vista, che viene parametrizzata tramite la profondità ottica dello scattering di Thomson τ_{es} (Wise 2019 [8]), uno dei parametri fondamentali del modello Λ CDM.

Perché proprio la profondità ottica? A scale più piccole della dimensione dell'orizzonte, (a multipoli $l \gtrsim 10$) gli elettroni liberi prodotti durante la reionizzazione possono deviare i fotoni e quindi rimuovere parzialmente le anisotropie primarie della CMB, e questo si traduce in uno smorzamento del *Power Spectrum* di un fattore $e^{-2\tau_{es}}$, dove τ_{es} rappresenta la profondità ottica totale integrata fino alla reionizzazione dello scattering di Thomson (cioè la probabilità che un dato fotone venga diffuso da un elettrone):

$$\tau_{es} = \int n_e \sigma_T dl$$

In questa formula n_e rappresenta la densità numerica di elettroni liberi, σ_T è la sezione d'urto di Thomson mentre dl indica che si sta integrando lungo tutta la linea di vista (per esempio, si veda Reichardt 2016 [44]). La quantità che possiamo così ottenere è una misura integrata, quindi ci dice poco riguardo all'evoluzione della frazione di idrogeno neutro, ma possiede un potere vincolante sui modelli della reionizzazione (Finkelstein et al. 2019 [3]).

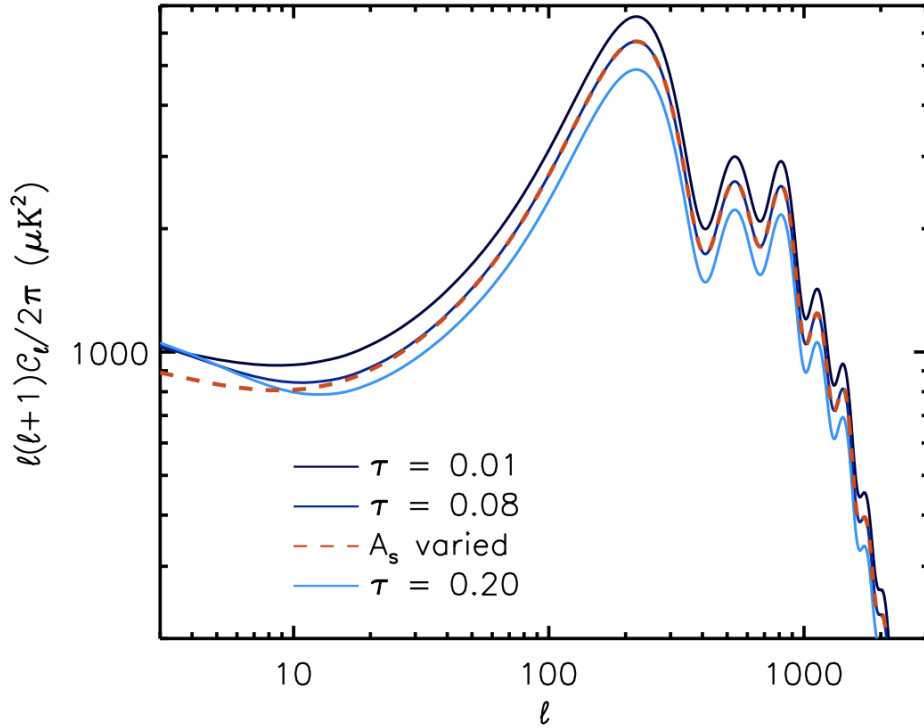


Figura 9. L'influenza della reionizzazione sul power spectrum angolare della temperatura della CMB in funzione del multipolo ℓ . L'impatto della profondità ottica è mostrato dalle linee nere, azzurre e blu. Le anisotropie sono ridotte di un fattore $e^{-2\tau_{es}}$ a tutte le scale inferiori alla dimensione dell'orizzonte all'EoR. La profondità ottica τ_{es} e l'ampiezza delle perturbazioni scalari A_s hanno quasi lo stesso identico effetto sul power spectrum della temperatura della CMB, che provoca la degenerazione rappresentata dalla linea rossa tratteggiata. [44]

In figura 9 viene mostrato come ad un aumento della profondità ottica corrisponda uno smorzamento del *Power Spectrum* sempre più importante. Sebbene l'entità di questa soppressione sia abbastanza importante rispetto alle incertezze delle misure, si ottiene una degenerazione con l'ampiezza A_s del *Power Spectrum* primordiale delle perturbazioni scalari.

Lo stesso non vale per la polarizzazione della CMB. In principio, dato che la CMB ha una perfetta natura di corpo nero, potremmo aspettarci che i suoi fotoni siano completamente non polarizzati e che la radiazione si propaghi in modo isotropo. Di contro, il processo stesso di disaccoppiamento dei fotoni dalla materia implica un certo grado di polarizzazione, dovuto allo scattering di Thomson della radiazione anisotropa a causa degli elettroni liberi presenti nel plasma primordiale. Questa polarizzazione intrinseca viene modificata dagli elettroni prodotti durante il processo di reionizzazione. In generale, la radiazione diffusa da un elettrone in un campo di radiazione quadrupolare - come quello prodotto dalla CMB - sarà polarizzata linearmente. Pertanto la reionizzazione porta a una polarizzazione lineare

poiché gli elettroni liberi dalla reionizzazione sono esposti al campo quadrupolare della CMB (Reichardt 2016 [44]). Questo si traduce in una variazione del *power spectrum* della polarizzazione della CMB a grandi scale angolari (multipoli $l \lesssim 30$), dove si osserva un picco detto *reionization bump*, che discrimina tra i modelli in cui è presente o no la ricombinazione. In questo modo viene eliminata la degenerazione tra τ e A_s [45].

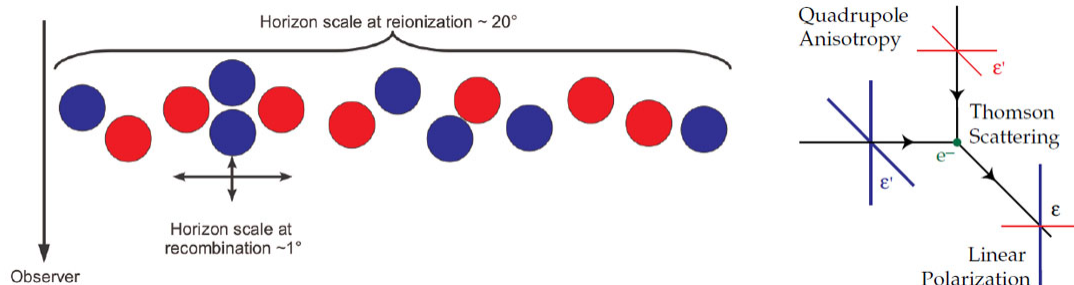


Figura 10. Anisotropie di quadrupolo causate dallo scattering Thomson: la radiazione diffusa da un elettrone in un campo di radiazione quadrupolare - come quello prodotto dalla CMB - viene polarizzata linearmente

La missione WMAP è stata la prima ad estrarre una misurazione di τ_{es} attraverso la correlazione tra il campo di temperatura e la polarizzazione E-mode (cioè, il *TE Power Spectrum*) su un'ampia porzione di cielo. Questa misura è molto impegnativa, poiché il livello atteso del *Power Spectrum* della polarizzazione a bassi multipoli ($l < 10$) è di poco superiore a $10^{-2} \mu K^2$, inferiore di oltre due ordini di grandezza rispetto al livello del *Power Spectrum* delle anisotropie della temperatura [46].

Come discusso da Komatsu et al. (2009) [47], le incertezze nel modellare l'emissione polarizzata di foreground sono paragonabili all'errore statistico della misurazione della profondità ottica. In particolare, al momento dell'analisi dei dati di WMAP erano disponibili pochissime informazioni sull'emissione di polveri polarizzate.

I primi risultati che furono rilasciati in seguito a questa missione indicavano una profondità ottica pari a $\tau = 0.17 \pm 0.04$, consistente con un redshift di reionizzazione istantanea compreso tra $11 < z_{re} < 30$ (Kogut, 2003 [48]). Questo risultato però contraddiceva altre misure indipendenti che stavano cercando di vincolare la reionizzazione, come per esempio l'effetto Gunn-Peterson di cui parleremo più avanti, che indicavano come limite inferiore $z \sim 6$. La causa di questa discrepanza si può ritrovare in vari fattori: in primis l'errore associato alla misura era molto grande, in più erano presenti errori sistematici nei dati, per esempio a causa della polarizzazione dovuta alla polvere interna alla Via Lattea, che contaminava il segnale.

Nuove analisi hanno evidenziato come il valore della profondità ottica fosse decisamente

più basso e consistente con una reionizzazione avvenuta in epoche più vicine alla nostra. Per esempio Bennett et al. (2013) [49], correggendo gli errori sistematici presenti nei dati di WMAP, ha ottenuto $\tau = 0.089 \pm 0.014$, che corrisponde a un redshift di reionizzazione istantanea di $z_{re} = 10.6 \pm 1.1$.

Grazie ai dati della nuova missione Planck si è riusciti ad ottenere dei vincoli ancora più stringenti per la profondità ottica: $\tau = 0.054 \pm 0.007$, che implicano per la reionizzazione un valore medio del redshift pari a $z_{re} = 7.68 \pm 0.79$, con una confidenza del 68%, mentre fissa il limite superiore a $z_{re} < 9.0$ (95% di confidenza) [11].

2.2 Funzione di luminosità di galassie Lyman-alpha Emitters

Negli ultimi vent'anni sono stati compiuti notevoli progressi osservativi nello studio delle galassie con un alto tasso di formazione stellare osservate oltre $z \sim 6$, sia grazie alle indagini del telescopio spaziale Hubble, che è riuscito a spingere il nostro sguardo fino a redshift $z > 8$, sia attraverso l'osservazione di particolari righe di emissione. L'analisi spettroscopica delle sorgenti scoperte con osservazioni ottiche o infrarosse ottenute con filtri larghi (*broad band*) risulta assai complessa, in quanto la maggior parte dei candidati è troppo debole per poter svolgere un'analisi dettagliata con la strumentazione attuale. Cercare galassie ad alto redshift attraverso le righe di emissione ottenute con filtri a banda intermedia o stretta permette invece di selezionare le sorgenti in base alle caratteristiche più evidenti, come la luminosità in una determinata banda dello spettro elettromagnetico, o la presenza di emissione ad una certa lunghezza d'onda, e questo permette di mettere in pratica efficienti strategie di *follow-up* (si veda Ouchi et al. 2008 [50], Khostovan et al. 2015 [51]).

Le Ly α emitters (LAEs) sono giovani galassie con un'intensa attività di formazione stellare che hanno una forte emissione della riga Ly α , visibile anche negli spettri dei quasar e dei nuclei galattici attivi. La transizione Ly α può avvenire in tutti gli elementi che presentano un unico elettrone di valenza, come l'idrogeno, e corrisponde a una transizione elettronica tra il livello fondamentale e il primo stato eccitato. La riga spettrale Ly α dell'idrogeno ha, a riposo, una lunghezza d'onda di laboratorio di 121.6nm ed è la riga di emissione intrinsecamente più intensa dello spettro elettromagnetico nella zona dell'ultravioletto. Le onde con questa frequenza non sarebbero rilevabili da Terra, ma va a cadere nell'ottico per le sorgenti che si trovano a $2 \lesssim z \lesssim 7$ la Ly α a causa del redshift cosmologico. Ci sono anche altre righe particolarmente intense come l'H α , H β , OIII, OII, ma a causa degli effetti di redshift diventano impossibili da osservare da Terra. Questo fa sì che la Ly α sia uno degli unici mezzi disponibili per confermare spettroscopicamente la presenza di galassie ad alto redshift, assieme ad altre deboli righe UV (Sobral et al. 2015 [52]).

Sono stati utilizzati diversi approcci per trovare e studiare le galassie LAE, incluse le *survey narrow band* (Ouchi et al. 2008 [50], Kashikawa et al. 2011 [53], Konno et al. 2014 [54]), osservazioni *Integral Field Unit* (IFU) (Karman et al. 2015 [55]) e la spettroscopia cieca (Cassata et al. 2011 [56]). Come spiegato nel paper di Cassata et al. 2010 [56], durante una survey spettroscopica ottenuta con uno spettrografo multislit, si ottengono gli spettri dell'intera sezione di cielo coperta da ogni slit, lunghe qualche decina di arcosecondi (tra 4" e 15") e incise su una lastra in metallo in corrispondenza dei target della survey. Se all'interno della slit, centrata sull'oggetto in esame, viene a trovarsi anche una LAE non ancora identificata, questa sarà immediatamente riconoscibile grazie allo spettro che

produrrà, e in particolare grazie al profilo della riga $\text{Ly}\alpha$, che a questi redshift cade nel range di lunghezze d'onda che sono state selezionate per la survey in questione. Per esempio, durante la VIMOS VLT Deep Survey, ottenuta grazie a VIMOS, sono state individuate casualmente 133 sorgenti $\text{Ly}\alpha$. Il vantaggio di questo metodo consiste nell'eliminazione del bias di selezione, in quanto è impossibile sapere a priori che LAE verranno selezionate dalle slit. Di contro l'area campionata del cielo risulta essere assai modesta. Questa idea è stata portata all'estremo da MUSE, che permette di ottenere gli spettri di tutti gli oggetti in emissione in 1 arcmin^2 di cielo.

La spettroscopia cieca e le indagini IFU possono essere molto efficienti nel sondare sorgenti di bassissima luminosità in ampio intervallo di redshift, ma gli attuali piccoli volumi sondati li rendono incapaci di raggiungere anche le sorgenti più luminose in quanto queste sorgenti sono molto più rare, e di conseguenza hanno densità numeriche diverse volte più piccole rispetto ai valori che questi studi possono raggiungere. Le *survey narrow band* invece possono essere molto competitive nel sondare in modo efficiente grandi volumi a un dato redshift, e possono essere utilizzati per studiare un intervallo di luminosità molto più ampio (Santos et al. 2016 [57]). Inoltre queste hanno il vantaggio, rispetto alla spettroscopia multislit, che l'*imaging narrow band* fornisce informazioni sull'estensione spaziale dell'emissione $\text{Ly}\alpha$, che potrebbe essere collegata alla frazione neutra dell'IGM (Dijkstra & Loeb, 2008 [58]).

A causa della loro natura risonante, i fotoni $\text{Ly}\alpha$ subiscono continui processi di scattering ad opera dall'idrogeno neutro, escono dalla galassia e vanno a formare un alone a bassa brillantezza superficiale (ma vengono anche facilmente assorbiti dalla polvere). L'osservabilità della $\text{Ly}\alpha$ dunque, in linea di principio, può essere utilizzata come test per valutare la frazione di idrogeno neutro del mezzo intergalattico (IGM) durante l'epoca di reionizzazione (Schmidt et al. 2016 [59]) ma questo studio è complicato, in quanto ogni componente delle sorgenti che emettono questa riga (le stelle della galassia, il mezzo interstellare, l'IGM...) evolve in modo indipendente andando a mescolare il proprio contributo con quello degli altri. Infatti, per riuscire a determinare il rapporto tra reionizzazione e osservazioni della $\text{Ly}\alpha$ - come la distribuzione delle larghezze equivalenti, la frazione delle galassie con una forte emissione in $\text{Ly}\alpha$, o l'evoluzione della densità numerica delle LAE - è necessario comprendere in modo accurato quali siano i contributi alle osservazioni dovuti alle varie proprietà intrinseche del mezzo interstellare (ISM), come l'*escape fraction* dei fotoni $\text{Ly}\alpha$ (Matthee et al. 2016 [60]), la sovradensità di galassie (Castellano et al. 2016 [61]), o i bias di selezione nei campioni di galassie UV (Stark et al. 2016 [62]). Pertanto, è importante avere una chiara comprensione della $\text{Ly}\alpha$ a $z \sim 6$ dove l'influenza dell'IGM è minima, ossia quando la reionizzazione è prossima al completamento e la frazione di idrogeno neutro diventa estremamente bassa (Fan et al. 2006 [22], Becker et al. 2015

[20]).

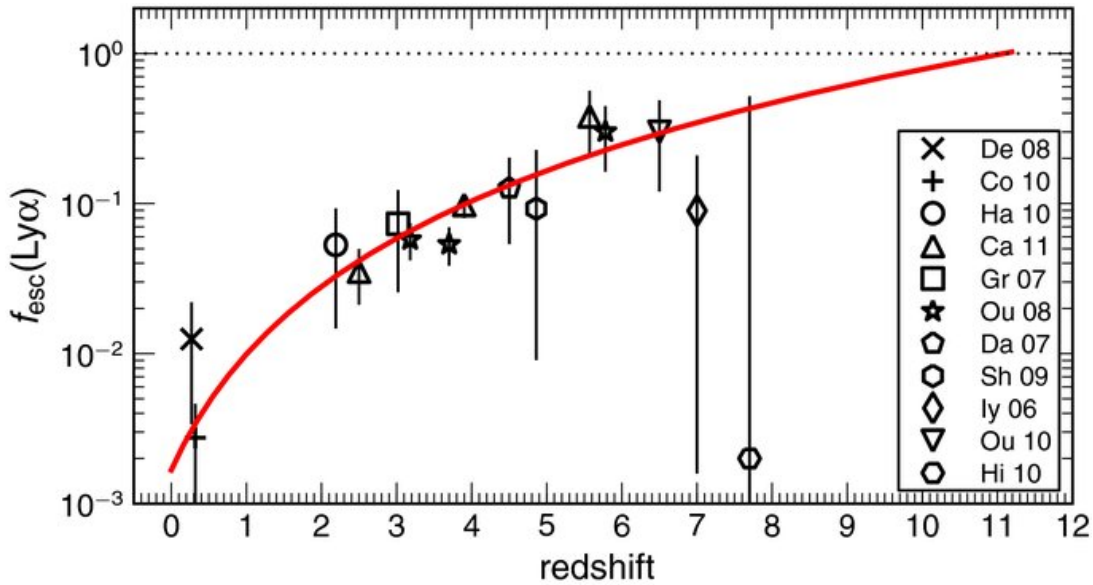


Figura 11. Evoluzione della escape fraction dei fotoni $Ly\alpha$ [45]

La frazione di LAE a basso redshift è abbastanza costante. Man mano che ci si sposta a redshift più alti invece si nota un aumento delle galassie che producono fotoni $Ly\alpha$. Infatti, come si può vedere dalla figura [11] l'escape fraction della $Ly\alpha$ aumenta da $z \sim 0.5$ a $z \sim 6$ e questo è riconducibile al fatto che l'universo è sempre meno polveroso man mano che si va verso redshift più alti per le galassie UV. A $z > 6$ si vede invece una brusca decrescita che può essere spiegato o con un crollo nella produzione (o *escape fraction*) dei fotoni $Ly\alpha$, o grazie al fatto che l'universo diventa neutro e sopprime la trasmissione di questa riga. Un'altra spiegazione potrebbe essere che a $z > 7$ l'universo ridiventi improvvisamente polveroso ma questo è implausibile in quanto ci vuole un tempo scala abbastanza lungo per formare polvere dalle supernove e dalle stelle di AGB (Hayes et al. 2011 [63])

A riprova di ciò, come si può osservare dalla figura [12], spostandosi a redshift $z = 6.6$ si osserva un deciso calo nella densità numerica delle LAE più deboli e lo stesso accade anche per $z > 7$. Questa decrescita può essere spiegata dal progressivo aumento dei processi di scattering dei fotoni da parte dell'idrogeno neutro nell'IGM man mano che ci si avvicina all'epoca della reionizzazione (Dijkstra 2014 [64]). Di contro, sembra non esserci evoluzione per le sorgenti più brillanti. Questo può essere verosimilmente spiegato attribuendo una reionizzazione preferenziale attorno a questo tipo di galassie (Santos et al. 2016 [57]). In più la riga prodotta da queste galassie è molto intensa, e questo la rende facilmente rilevabile, come illustrato da Matthee et al. 2015 [60] nel loro *toy-model*. Questo modello presuppone che la luminosità della $Ly\alpha$ sia proporzionale ai fotoni ionizzati e che le LAE siano osservabili solo nel caso in cui siano capaci di ionizzare l'IGM circostante o se fortemente raggruppate. Ci si aspetta quindi che il numero di fotoni

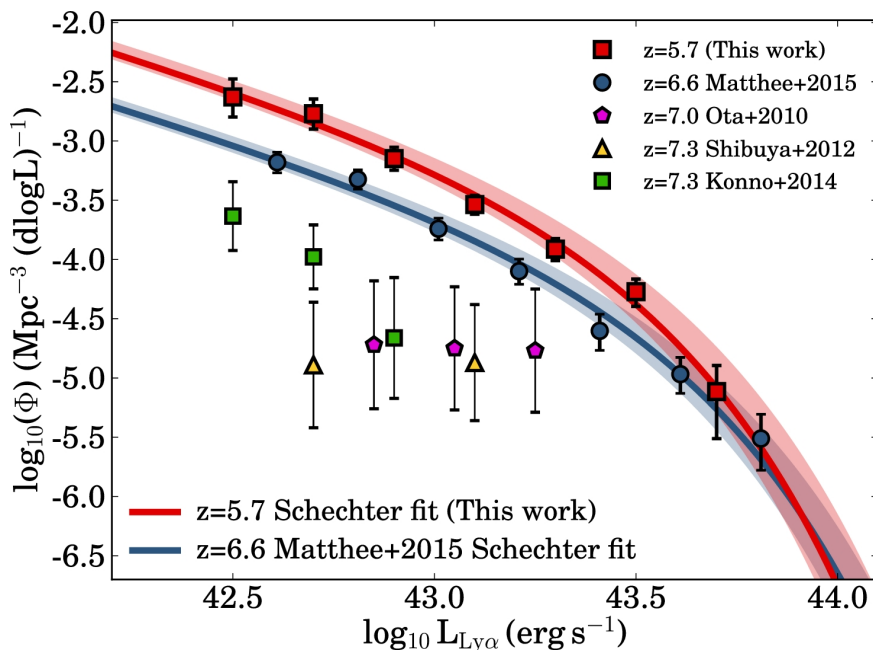


Figura 12. Evoluzione della funzione di luminosità della $Ly\alpha$ da $z = 5.7$ a $z = 6.6$. Le regioni colorate attorno alle funzioni di Schechter che meglio interpolano i dati mostrano l'incertezza di 1σ in L^* (Santos et al. 2016 [57])

ionizzanti che riescono a uscire dalla galassia sia maggiore per le LAE più luminose.

Questo modello può essere utilizzato anche per spiegare quanto ricavato da Santos et al. [57] riguardo l'estensione spaziale delle LAE. In particolare, risulta che a $z = 6.6$ le galassie con bassa luminosità centrale abbiano una luminosità totale maggiore che a $z = 5.7$, e di conseguenza, fissata la luminosità superficiale limite, queste saranno più estese a redshift più alti. Per le LAE più luminose, invece, la differenza al variare del redshift è minima, e questo si spiega attraverso il *toy-model*: le galassie più deboli sono circondate da una quantità maggiore di idrogeno neutro, perciò c'è più scattering risonante, che si traduce in una emissione più estesa.

La figura [12] presenta anche i risultati di molte *survey narrow band* a $z > 7$, che sono state comparate da Santos et al. 2016 [57] con i dati ottenuti per $z = 6.6$ e $z = 5.7$. Il trend già evidenziato per questi redshift, ossia il calo significativo della densità numerica delle sorgenti deboli, sembra procedere anche per $z \sim 7$ e oltre. Purtroppo mancano ancora i dati relativi alle sorgenti più brillanti per $z > 7$, perciò non è possibile sapere se anche a questi redshift continua a persistere la non evoluzione della funzione di luminosità delle LAE.

L'evoluzione della funzione di luminosità della $Ly\alpha$ e l'estensione differente delle LAE di diversa luminosità possono essere spiegate molto bene da uno scenario di reionizzazione

irregolare in cui l'IGM viene ionizzato a partire dalle regioni attorno alle LAE più luminose (Santos et al. 2016 [57]).

Come riportato da Dijkstra et al. 2011 [65], grazie ai dati sulla luminosità e l'osservabilità della $\text{Ly}\alpha$, infatti, è possibile porre dei vincoli alla frazione di idrogeno neutro e di conseguenza tracciare la storia della reionizzazione: la funzione di luminosità della $\text{Ly}\alpha$ diminuisce man mano che aumenta la quantità di idrogeno neutro, che assorbe i fotoni $\text{Ly}\alpha$ delle LAE e li disperde tramite processi di scattering. È possibile anche scartare l'ipotesi che questo declino sia dovuto alla variazione del numero o della luminosità delle sorgenti, in quanto il continuo ultravioletto, sensibile a questi parametri ma non all'idrogeno neutro, non evolve tra $z = 5.7$ e $z = 6.6$ (Ota et al. 2017 [66]). Di conseguenza, la diminuzione dell'osservabilità della $\text{Ly}\alpha$ è spiegabile con un aumento della quantità di idrogeno neutro del Mezzo Intergalattico, e attraverso il confronto con i modelli teorici (es Furlanetto et al. 2006 [67], McQuinn et al. 2007 [39]) è possibile ricavarne un valore quantitativo.

2.3 Frazione di Lyman-alpha Emitters nelle Lyman-break galaxies

I progressi osservativi portati avanti nello studio delle galassie con formazione stellare di elevata intensità a $z > 3$, circa 2 Gyr dopo il Big Bang, hanno evidenziato come questo sia un periodo di rapida evoluzione delle galassie e da recenti *survey multi-wavelength* sono emersi numerosi risultati chiave. In assenza di oscuramento da polveri, ci si aspetta che questo tipo di galassie giovani emettano copiosamente nel continuo ultravioletto. Tutti gli oggetti astrofisici brillanti nell'UV mostrano un calo intrinseco nel loro spettro a una lunghezza d'onda a riposo $\lambda_{rest} = 91.2nm$ (Lyman-break), che corrisponde all'energia di ionizzazione dell'atomo di idrogeno al livello fondamentale. In stelle molto giovani questo calo dovrebbe essere estremamente accentuato, di circa un ordine di grandezza in densità di flusso, a causa della combinazione dell'idrogeno presente nella fotosfera stellare e dell'assorbimento fotoelettrico nel gas interstellare, composto prevalentemente di idrogeno neutro presente in abbondanza nelle galassie giovani. Vengono chiamate *Lyman break galaxies* (o LBG) quelle galassie ad alto redshift selezionate fotometricamente grazie al Lyman-break. A seconda della banda fotometrica in cui queste galassie smettono di essere visibili possono essere classificate come *U-band dropout* (galassie a $z \sim 3$), *B-band dropout* (galassie a $z \sim 4$) e così via (Madau et al. 1996 [68], Steidel et al. 1996 [69], Im 2005 [70]). Queste galassie presentano un andamento piatto nel restframe UV, e questo significa che sono galassie giovani ad attiva formazione stellare.

A redshift molto alti ($z > 5$ circa), le nubi di idrogeno si presentano sempre più dense e questo produce anche un incremento di assorbimento $Ly\alpha$ (nell'idrogeno rappresenta la transizione dal primo al secondo livello ionizzato), che si traduce in un ispessimento della foresta $Ly\alpha$ che modifica l'emissione continua della sorgente tra $\lambda_{rest} = 121.6nm$ e $\lambda_{rest} = 91.2nm$. La foresta $Ly\alpha$ diventa così otticamente spessa che sopprime virtualmente tutta la luce della galassia a $\lambda_{rest} > 91.2nm$ rendendo il gap a $\lambda_{rest} = 91.2nm$ irrilevante, e la selezione Lyman-break diventa in effetti la selezione di oggetti con un netto calo a $\lambda_{rest} = 121.6nm$. Un lato estremamente positivo di questa tecnica sta nel fatto che può essere applicata usando imaging con filtri a larga banda, permettendo di studiare ampi campioni di galassie ad alto redshift.

Per le LBG a $z > 3$ è stato stabilito da varie *survey* indipendenti che la densità di formazione stellare, dedotta dalle luminosità UV a riposo, diminuisce monotonicamente con il redshift a causa di un corrispondente affievolimento della luminosità UV caratteristica (McLure et al. 2010 [71]). Invece, la densità di massa stellare nelle LBG, dedotta da Spitzer con la fotometria nel vicino infrarosso, aumenta di un ordine di grandezza da passando da $z \sim 6$ a $z \sim 4$ (Eyles et al. 2007 [72]). Poiché il tasso di variazione della massa stellare è governato dalla formazione stellare in corso, è utile mettere in relazione le due misure e tale

confronto indica che a questi redshift c'è un rapido duty-cycle dell'attività di formazione stellare, a differenza dei modi di formazione stellare più continui che caratterizzano galassie equivalenti a $z \sim 2 - 3$ (Stark et al. 2009 [73]). Al contrario, l'andamento della funzione di luminosità rispetto al redshift delle LAE, rilevate grazie a *survey narrow band*, non mostra un declino equivalente per $3 < z < 6$ (Ouchi et al. 2008 [50]), e questo suggerisce che la frazione di LAE sulle galassie a formazione stellare attiva aumenti con il redshift.

Inoltre, studi dettagliati sulla variazione del continuo ultravioletto per le LBG a $z > 3$ indicano che il contenuto di polvere dell'IGM decresce alle epoche più lontane (Bouwens et al. 2009 [74]) e inoltre evidenziano una dipendenza dalla luminosità a $z \simeq 3$ (Reddy & Steidel 2009 [75]). È plausibile che la combinazione di un contenuto ridotto di polvere e di una formazione stellare più veloce e intensa ad alto redshift, possa spiegare queste varie tendenze dipendenti dal redshift (Stark et al. 2010 [76]).

Comprendere l'evoluzione delle tendenze demografiche delle galassie in formazione stellare a $3 < z < 7$ è cruciale se vogliamo usare le galassie come traccianti della reionizzazione cosmica. Le LAE offrono un'importante prova a riguardo (Kashikawa et al. 2006 [77]). In linea di principio, il test è semplice da applicare. Le giovani galassie emettono abbondanti quantità di fotoni $\text{Ly}\alpha$, che subiscono scattering risonante da parte dell'idrogeno neutro. Quindi, ci si aspetta che all'aumentare della frazione di idrogeno neutro dell'IGM, la frazione di LAE rispetto al totale delle galassie in formazione stellare dovrebbe diminuire (Dayal et al. 2010 [78]). Effettivamente si osserva un declino della funzione di luminosità delle LAE tra $z = 5.7$ e $z = 7.0$ (Ota et al. 2008 [79]), quindi è presumibile che l'IGM evolva in questi redshift.

A prescindere dalla veridicità delle assunzioni fatte sull'evoluzione dell'idrogeno neutro, l'interpretazione del test sulle LAE non è così semplice e scontata. Lo stato di ionizzazione dell'IGM influenza effettivamente la funzione di luminosità della $\text{Ly}\alpha$, ma lo stesso effetto è dovuto anche all'evoluzione di una moltitudine di altre proprietà intrinseche alla popolazione campionata (Atek et al. 2008 [80]). L'evoluzione del contenuto di polvere (Bouwens et al. 2009 [74]), la densità di colonna, la cinematica e la distribuzione geometrica (generalmente descritta come "frazione di copertura") dell'idrogeno neutro (Steidel et al. 2010 [81]) possono svolgere un ruolo chiave. L'esistenza di questi fattori evidenzia l'importanza di comprendere come varia la prevalenza di LAE rispetto alle LBG prima e durante la reionizzazione.

L'applicazione del test della frazione di $\text{Ly}\alpha$ emitters su un ampio campione di LBG presenta molti vantaggi. In primo luogo, sono stati fatti in passato numerosi campionamenti di LBG a $4 < z < 8$ con HST (Bouwens et al. 2010 [82]); quindi l'unico investimento

di tempo richiesto è la spettroscopia di follow-up. Questa spettroscopia non solo fornisce un campione di LAE con redshift spettroscopico noto, ma migliora anche le stime dell'oscuramento della polvere nell'UV, fattore chiave nella regolazione della trasmissione dei fotoni Ly α . Migliorando la nostra comprensione di come queste proprietà cambiano nel tempo, possiamo iniziare a isolare l'effetto della reionizzazione sull'evoluzione nella frazione di LAE rispetto alle LBG. Inoltre, questo rapporto è insensibile alla diminuzione della densità numerica delle galassie che formano stelle, in contrasto con il test della funzione di luminosità Ly α , che richiede il confronto con la funzione di luminosità UV per tenere conto di questa degenerazione (Stark et al. 2010 [76]).

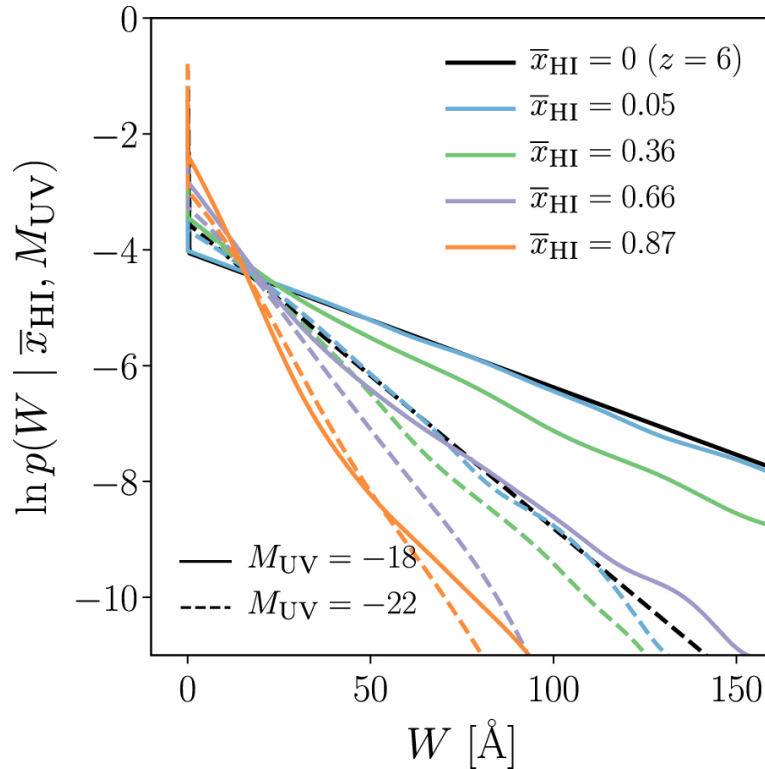


Figura 13. Osservazioni simulate della larghezza equivalente della Ly α per alcuni valori della frazione di idrogeno neutro per luminosità UV deboli (linee continue) e intense (linee tratteggiate). Le distribuzioni intrinseche, ottenute con un campione di 127 galassie da De Barros et al. 2017 [83], sono mostrate come linee nere (Mason et al. 2018 [84]).

Mason et al. 2018 [84], per ottenere dei livelli di fiducia della frazione idrogeno neutro - ossia per ricavarne un'inferenza bayesiana - dal (non) rilevamento della Ly α nelle LBG, hanno introdotto una struttura di modellazione flessibile che include simulazioni cosmologiche realistiche che tengano conto sia della struttura a larga scala dell'IGM durante la reionizzazione che delle proprietà del mezzo interstellare delle galassie a $z \sim 6 - 7$ dedotte dai modelli empirici ricavati dalle proprietà delle galassie realmente osservate. Quest'ultimo approccio è di particolare importanza, in quanto galassie che presentano un ISM con velocità intrinseche particolarmente alte hanno maggiori probabilità di trasmettere

fotoni $\text{Ly}\alpha$ attraverso l'IGM.

L'osservabile chiave della $\text{Ly}\alpha$ ad alto redshift è la larghezza equivalente (EW), che è una misura della luminosità della riga di emissione rispetto al continuo UV. Poiché i fotoni $\text{Ly}\alpha$ delle galassie ad alto redshift sono attenuati dal gas neutro dell'IGM, si osserva solo una frazione dell'EW realmente emessa. Tra $z \sim 6$ e $z \sim 7$ è ragionevole assumere che la distribuzione delle larghezze equivalenti cambi solo a causa della crescente neutralità dell'IGM dovuta alla reionizzazione. Questa semplificazione è accettabile in quanto il tempo tra $z \sim 6$ e $z \sim 7$ è breve ($< 200\text{Myr}$) e inoltre a questi redshift l'assorbimento dovuto alle polveri è trascurabile (Hayes et al. 2011 [63]).

In figura [13] Mason et al. mostrano come la distribuzione della EW evolva in modo significativo per le galassie deboli nell'UV all'aumentare di x_{HI} , mentre per le galassie brillanti nell'UV questa variazione è meno marcata. Da queste analisi è quindi possibile risalire alla frazione di idrogeno neutro presente nell'IGM e di conseguenza riuscire a ottenere dei vincoli per la storia della reionizzazione.

2.4 L'effetto Gunn-Peterson nei quasar di alto redshift

La natura della reionizzazione è determinata dall'interazione tra le sorgenti ionizzanti e il gas intergalattico circostante, quindi per mapparne l'evoluzione è di fondamentale importanza trovare dei candidati luminosi e ad alti redshift. Degli ottimi candidati a questo proposito sono i quasar, nuclei galattici attivi estremamente luminosi la cui emissione copre tutto lo spettro elettromagnetico. Tutti i quasar hanno spettri simili, caratterizzati da ampie righe di emissione sovrapposte al continuo, il che permette di studiare in modo affidabile la frazione di flusso osservata rispetto a quella intrinseca (Mortlock 2016 [85]). Nel 1965 Gunn & Peterson proposero per la prima volta di utilizzare l'assorbimento di risonanza $\text{Ly}\alpha$ nello spettro di quasar distanti come sonda per la densità dell'idrogeno neutro nell'IGM ad alto redshift (Gunn & Peterson, 1965 [21]). Per i quasar che si trovano in prossimità della reionizzazione, l'idrogeno neutro presente nell'IGM crea nello spettro delle zone di forte assorbimento nella parte blu della riga di emissione $\text{Ly}\alpha$.

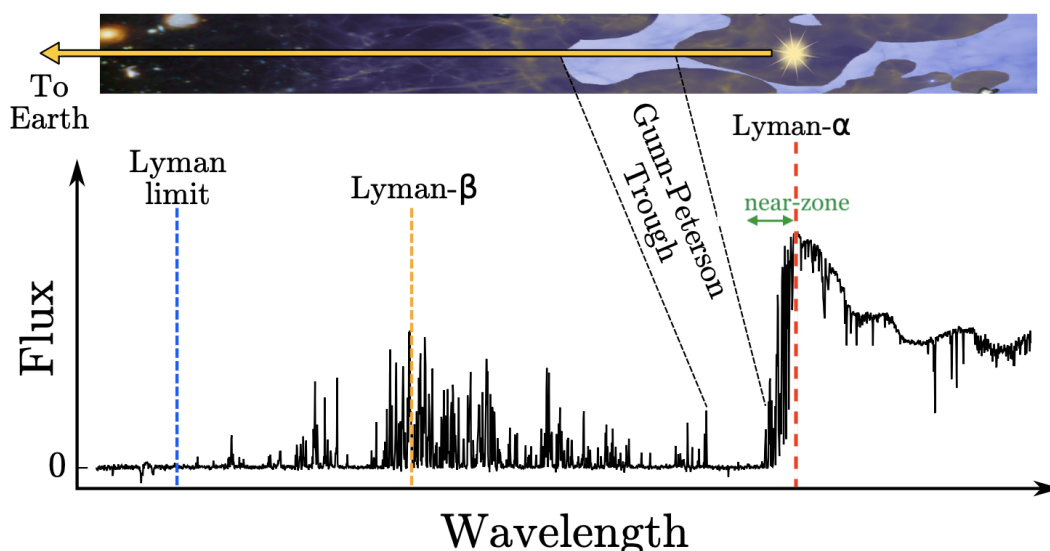


Figura 14. Uno spettro con alto S/N del quasar ULAS J1319+0959 a $z = 6.13$ da Becker et al. (2015) [20], ottenuto con lo spettrografo X-Shooter sul Very Large Telescope (VLT), che illustra numerose proprietà fondamentali utilizzate per sondare l'IGM.

Come si può osservare nella figura 14, che mostra lo spettro del quasar ULAS J1319+0959, appena a sinistra della $\text{Ly}\alpha$ si possono osservare due regioni caratteristiche degli spettri dei quasar ad alto redshift: la $\text{Ly}\alpha$ near-zone, dovuta al contributo significativo che il quasar dà alla ionizzazione dell'idrogeno all'IGM circostante, e, a lunghezze d'onda inferiori, una zona in cui è visibile un assorbimento completo di Gunn-Peterson.

Per comprendere l'effetto Gunn-Peterson si consideri un fotone emesso da un quasar distante a redshift z_q che passa attraverso un IGM uniforme con densità numerica di

atomi di idrogeno neutro n_{HI} . Viaggiando nell'Universo in espansione, se in un punto intermedio tra l'osservatore e il quasar il fotone ha lunghezza d'onda di 1216\AA nel sistema di riferimento a riposo dell'IGM, allora viene assorbito dall'idrogeno neutro e subisce un processo di scattering (Gunn & Peterson, 1965 [21]).

Un osservatore vedrà questa luce a redshift $z < z_q$ con frequenza $\nu = \nu_\alpha / (1 + z)$, dove ν_α è la frequenza della $\text{Ly}\alpha$ nel sistema di riferimento dell'IGM locale. La profondità ottica totale relativa alla probabilità di trasmissione del fotone a causa di questo effetto, lungo una particolare linea di vista dall'osservatore al quasar è, ad alti redshift e per un IGM uniforme:

$$\tau_{GP}^\alpha = 4.9 \times 10^5 \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.13} \right)^{-1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.02} \right) \left(\frac{1+z}{7} \right)^{3/2} \left(\frac{n_{HI}}{n_H} \right)$$

Anche una minuscola frazione di idrogeno neutro, $x_{HI} \sim 10^{-4}$, dà luogo all'assorbimento completo di Gunn-Peterson. Questo test quindi è sensibile solo alla fine della reionizzazione quando l'IGM è già per lo più ionizzato e satura a redshift più alti a causa dell'aumento della frazione di idrogeno neutro (Fan et al. 2006 [22]).

A $z < 5$ l'assorbimento dell'IGM è rilevabile sotto forma delle righe della foresta $\text{Ly}\alpha$, la cui densità numerica cresce significativamente con il redshift (Rauch 1998 [86]). Tuttavia, a $z > 5$, anche con uno spettro a risoluzione moderatamente alta, le linee della foresta $\text{Ly}\alpha$ si sovrappongono completamente, rendendo impossibile trovare una regione veramente "senza righe". Un quadro più accurato dell'evoluzione dell'IGM interpreta la foresta $\text{Ly}\alpha$ come un effetto Gunn-Peterson fluttuante: l'assorbimento deriva dal gas a bassa densità nell'IGM che è in un equilibrio termico approssimativo tra il riscaldamento della fotoionizzazione da parte del fondo UV e il raffreddamento adiabatico dovuto all'espansione, piuttosto che dovuto a singole nuvole di gas (Zhang et al. 1995 [87]).

La frazione di idrogeno neutro e quindi la profondità ottica dell'effetto Gunn-Peterson dipendono dalla densità locale dell'IGM. Studiando l'evoluzione del flusso medio trasmesso o della profondità ottica effettiva, si può tracciare l'evoluzione del fondo ionizzante UV e della frazione neutra dell'IGM. Ad alto redshift, l'IGM è altamente frammentato (Miralda-Escude et al. 2000 [88]), e questo deve essere preso in considerazione per stimare la ionizzazione dell'IGM dalle osservazioni.

Soprattutto per gli spettri a $z \gtrsim 6$, si osserva che a sinistra dell'emissione di $\text{Ly}\alpha$ mancano le caratteristiche righe della foresta $\text{Ly}\alpha$ (figura 15): ciò è attribuito ad un aumento della

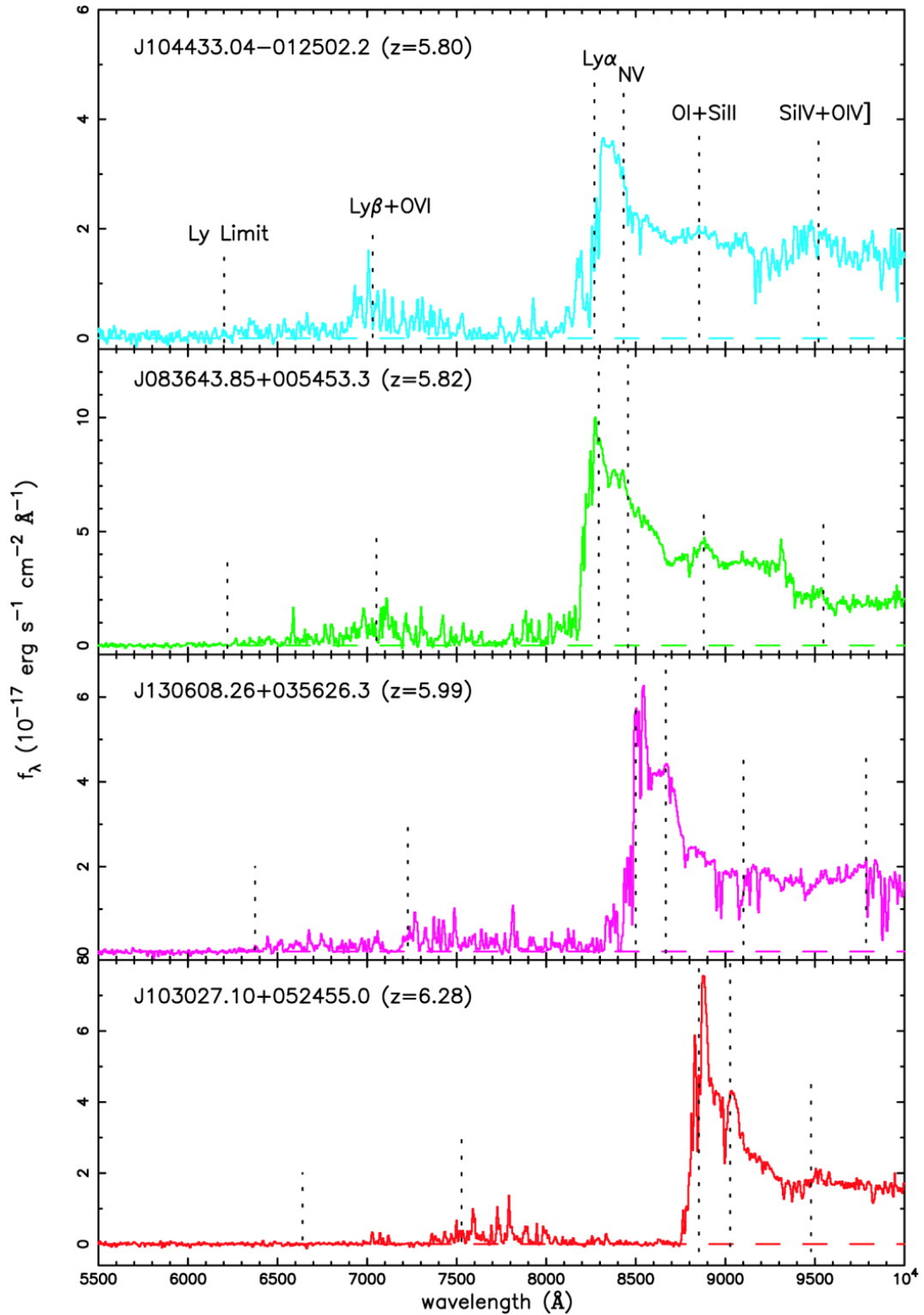


Figura 15. Spettri ottici di quasar a $z \gtrsim 5.8$ osservati con Keck/ESI. In ogni spettro sono evidenziate con delle linee tratteggiate le lunghezze d'onda delle righe di emissioni principali, oltre al limite di Lyman (Becker et al. 2001 [24])

profondità ottica τ_{GP}^α con il redshift, dovuto a una rispettiva diminuzione della frazione ionizzata di idrogeno [45].

In figura 16, Songaila (2004) [89] ha riassunto l'evoluzione del flusso trasmesso su un ampio intervallo di redshift ($2 < z < 6.3$) utilizzando osservazioni ad alto segnale-rumore, a risoluzione moderata ($R \geq 5000$) di 50 quasar. È evidente una forte evoluzione dell'assorbimento della $\text{Ly}\alpha$ a $z_{abs} > 5$ e a $z > 5.5$ il flusso trasmesso si avvicina rapidamente a zero. A $z_{abs} > 6$ iniziano ad apparire depressioni complete di assorbimento negli spettri dei quasar: a questi redshift la profondità ottica di Gunn-Peterson infatti diventa $\gg 1$, indicando un rapido aumento della frazione di idrogeno neutro (Fan et al. 2006 [22]).

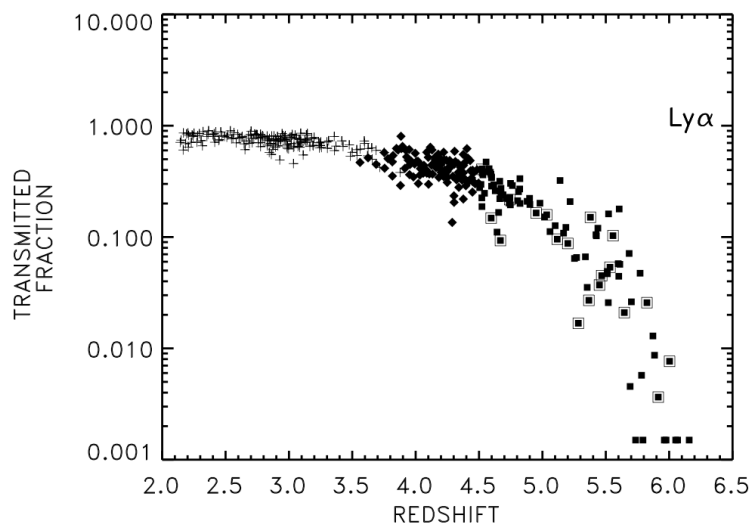


Figura 16. Flusso trasmesso a sinistra dell'emissione $\text{Ly}\alpha$ in funzione del redshift da $z \sim 2$ a $z \sim 6.3$ utilizzando i dati Keck/ESI e HIRES. I quadrati bianchi e neri sono dati di possibili quasar BAL. [22])

L'assorbimento GP nei quasar ad alti redshift implica un cambiamento qualitativo nella natura dell'assorbimento $\text{Ly}\alpha$ a $z \sim 6$, tra cui: (i) un forte aumento dell'indice della *power law* dell'evoluzione della profondità ottica di Gunn-Peterson con il redshift, (ii) una grande variazione della profondità ottica tra le diverse linee di vista e (iii) un drammatico aumento del numero e dell'ampiezza dei *dark gap* negli spettri (Becker et al. 2015 [20]).

I risultati ottenuti da questo metodo indicano che la frazione di idrogeno neutro in volume dell'IGM è probabilmente $10^{-3.5} \lesssim \langle f_{HI} \rangle_V \lesssim 10^{-0.5}$ a $z \sim 6$. Mentre la saturazione nella parte dello spettro dove si osserva l'effetto GP rimane una sfida, i risultati attuali sono coerenti con le condizioni previste alla fine della reionizzazione, durante il passaggio dalla fase di sovrapposizione e con la fase di reionizzazione post-sovrapposizione, come

suggerito dalle simulazioni numeriche (Gnedin & Fan 2006 [90]).

Anche le osservazioni più recenti di quasar a $z > 6$ (Bosman et al. 2018 [91], Eilers et al. 2018 [92], Kulkarni et al. 2019 [93], Eilers et al. 2019 [94]) confermano che si hanno forti variazioni spaziali in x_{HI} anche a $z < 6$.

I maggiori valori anomali nelle misurazioni dell'opacità dell'IGM provengono dal rilevamento di un lungo assorbimento Gunn-Peterson nella foresta $Ly\alpha$ di ULAS J0148 + 0600, che si estende fino a $z \sim 5.5$. Questi valori anomali sono stati oggetto di estesi sforzi di modellazione, che forniscono prove di ampie fluttuazioni spaziali nell'UVB (D'Aloisio et al. 2018 [7]), fluttuazioni residue nel campo della temperatura (Keating et al. 2018 [95]), tracce di sorgenti rare ma luminose di fotoni ionizzanti (Chardin et al. 2017 [96]), o "isole" di gas neutro residuo già a partire da $z \gtrsim 5.5$, a causa di un esteso e disomogeneo processo di reionizzazione.

Tutto ciò indica che il processo di reionizzazione è completo solo a $z \sim 5.2-5.5$, mentre da $z > 5.5$ si possono incontrare grandi regioni di idrogeno neutro che danno un assorbimento totale come quello mostrato in figura [14]

2.5 L'effetto *Damping Wing* della Lyman-alpha nei quasar ad alto redshift

Come si è visto nel paragrafo precedente, la scoperta e le osservazioni spettroscopiche dei quasar a $z > 6$ hanno permesso per la prima volta di guardare dentro l'IGM durante l'EoR. A questi redshift sono stati trovati numerosi quasar che presentano un assorbimento completo di Gunn-Peterson, il quale può fornire preziose informazioni riguardo la fine della reionizzazione. Come già evidenziato però, anche un valore minimo della frazione di idrogeno neutro come $x_{HI} \sim 10^{-4}$ è sufficiente per produrre un assorbimento completo di Gunn-Peterson, cioè a rendere il flusso non rilevabile alle lunghezze d'onda corrispondenti all'assorbimento risonante della Ly α . Di conseguenza, per riuscire a ottenere dei vincoli per le proprietà generali della reionizzazione, come la frazione di idrogeno neutro media rispetto al volume, x_{HI} , dobbiamo utilizzare altri dati che ci consentano di ottenere l'evoluzione temporale dell'idrogeno neutro nell'IGM anche per redshift più elevati (Mesinger 2010 [97]).

Una traccia inequivocabile lasciata dall'idrogeno neutro dell'IGM sullo spettro dei quasar ad alto redshift è la presenza di uno smorzamento della riga di emissione Ly α . Come visto nel paragrafo precedente, la parte blu di questa riga viene completamente assorbita se nell'IGM è presente anche solo una minima parte di idrogeno neutro, mentre a lunghezze d'onda più rosse della Ly α se ne osserva uno smorzamento, detto *damping wing* dell'effetto Gunn-Peterson. Consideriamo una sorgente che è osservata attraverso un IGM ideale a densità uniforme. Se i fotoni Ly α subissero processi di scattering risonante in una riga perfettamente sottile, ci aspetteremmo di vedere un calo improvviso del flusso alla lunghezza d'onda corrispondente alla Ly α al redshift della sorgente. In realtà la profondità ottica dello scattering della Ly α è allargato sia dalla distribuzione della velocità degli atomi che dalla larghezza naturale della riga. Quando l'IGM è quasi completamente neutro, l'effetto dominante è dovuto alla larghezza intrinseca della riga, che causa un'estensione dell'assorbimento di Gunn-Peterson anche nella parte rossa della Ly α (Miralda-Escudé 1998 [98]). Inoltre, spesso si osserva anche uno spostamento verso lunghezze d'onda maggiori del centro della Ly α , ben visibile in figura [17]

Per una sorgente situata ad un redshift molto alto che mostra un assorbimento completo di Gunn-Peterson, la presenza o l'assenza della *damping wing* con il profilo di assorbimento previsto può essere un test univoco per lo stato di ionizzazione dell'IGM nelle vicinanze del quasar (Miralda-Escudé 1998 [98]). Infatti, poiché la profondità e l'estensione della *damping wing* sono determinate dalla densità di idrogeno neutro davanti alla sorgente, il profilo di trasmissione osservato può essere utilizzato per misurare la frazione di idrogeno

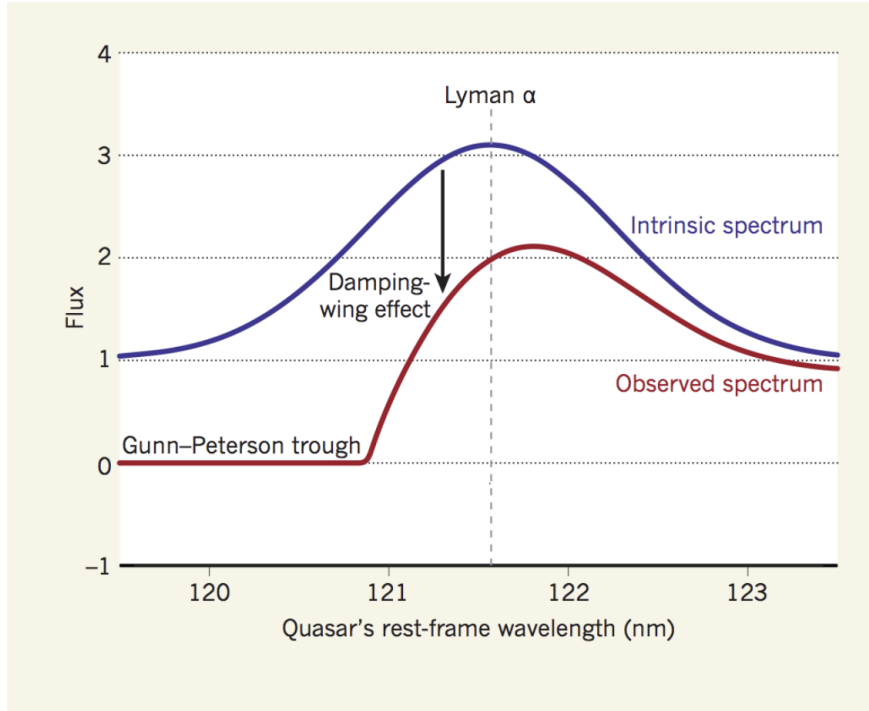


Figura 17. Spettro di emissione della riga $\text{Ly}\alpha$. La curva blu indica l'emissione intrinseca di un ipotetico quasar a redshift 7 immerso nell'IGM neutro, nel sistema di riferimento a riposo del quasar stesso. La curva rossa è quella che si osserva dopo l'assorbimento dei fotoni da parte dell'idrogeno neutro. L'effetto Gunn-Peterson è dovuto all'assorbimento da parte dell'IGM che si trova lungo la linea di vista del quasar, e sopprimere totalmente il flusso osservato a lunghezze d'onda inferiori a 121nm . L'effetto damping wing è dovuto all'assorbimento subito nella stessa regione, ma a differenza del GP richiede una frazione di idrogeno neutro davvero elevata (adattato da Willott, 2011 [99]).

neutro x_{HI} davanti alla sorgente. Anche solo la pura rilevazione di questo effetto fornisce un'evidenza diretta che $x_{HI} \gtrsim 10^{-1}$, a condizione, però, che sia stato provato che questo non derivi da una concentrazione discreta di idrogeno neutro, come ad esempio un *Lyman Limit System* (LLS) oppure una *Damped Lyman Alpha System* (DLAS) associata al quasar stesso. Il fatto che la *damping wing* sia molti ordini di grandezza più debole dell'assorbimento che produce l'effetto Gunn-Peterson la rende particolarmente utile per capire come varia l'IGM all'aumentare del redshift. Allo stesso tempo, anche l'assenza di uno smorzamento rilevabile fornisce importanti informazioni, poiché questo pone un limite massimo alla densità di idrogeno neutro che può essere presente lungo la linea di vista tra noi e la sorgente osservata. Questo tipo di vincolo inoltre vale anche in presenza di una concentrazione discreta di idrogeno neutro (Mortlock, 2016 [85]).

Il primo quasar con un chiaro effetto *damping wing* che è stato scoperto è ULAS J1120+0641 (Mortlock et al. 2011 [100]) a $z = 7.09$, ma i vincoli dedotti su x_{HI} variano tra le diverse analisi. Queste differenze sono in parte dovute ai diversi modelli fisici

utilizzati per descrivere la *near-zone* e la *damping wing*.

Come riportato da Davies et al. 2018 [101], un primo approccio per vincolare x_{HI} è quello di adattare lo spettro di trasmissione della $Ly\alpha$ con il modello analitico di Miralda-Escudé 1998 [98], come eseguito da Mortlock et al. 2011 [100]. Questa formula però non include l'assorbimento risonante della $Ly\alpha$ da parte dell'idrogeno neutro residuo all'interno della *near-zone* (Keating et al. 2015 [102]), e inoltre è valida sotto l'ipotesi che l'IGM al di fuori della *near-zone* sia ionizzato in modo uniforme, ma come evidenziato da Furlanetto et al. 2004 [103], è più realistico che la topologia della reionizzazione sia caratterizzata da bolle discrete di idrogeno ionizzato.

Un altro approccio è quello seguito da Greig et al. (2017) [104], che vincolano la frazione di idrogeno neutro attraverso la *damping wing* del quasar ULAS J1120+0641, utilizzando simulazioni semi-numeriche su grandi volumi che considerano solo le lunghezze d'onda a destra della $Ly\alpha$. Per ottenere dei dati precisi però è necessario conoscere sia la dimensione della *near-zone* che l'intensità dell'effetto *damping wing*, i quali sono sensibili al tempo di vita del quasar (Keating et al. 2015 [102]), che presenta ancora un'incertezza di svariati ordini di grandezza: $t_Q \simeq 0.01 Myr - 1 Gyr$ (Eilers et al. 2017 [105]).

Un'altra fonte di incertezza è la stima precisa del redshift sistemico del quasar, in quanto la riga $Ly\alpha$ è in parte assorbita dall'IGM. Per riuscire a misurare accuratamente la distanza dei quasar ad alto redshift sono state implementate numerose tecniche, e spesso indicatori diversi danno risultati che presentano differenze non trascurabili. In genere, le misure più precise (con incertezze su $\Delta z < 0.004$) si ottengono con righe di emissione a bassa ionizzazione come l' OI a $\lambda = 1305.5\text{\AA}$ o il $MgII$ a $\lambda 2798\text{\AA}$, oppure con la riga di emissione del $[CII]$ a $\lambda = 158\mu m$ nel caso in cui i quasar si trovino a $z \sim 6$ e vengano osservati nel millimetrico con ALMA (Mazzucchelli et al. 2017 [106]).

Un modello completo della *near-zone* e della *damping wing* degli spettri dei quasar richiede perciò una stima del loro continuo intrinseco e dell'incertezza nel modello del continuo, un modello per le fluttuazioni di densità su piccola scala nell'IGM, e una descrizione realistica sia della topologia irregolare della reionizzazione che circonda gli aloni di materia oscura che ospitano i quasar luminosi, sia del trasferimento radiativo lungo la linea di vista dei fotoni ionizzanti prodotti dal quasar. Seguendo questo approccio, Davies et al. 2018 [101] hanno calcolato la frazione di idrogeno neutro dai dati dei quasar ULAS J1342+0928 a $z = 7.54$ e ULAS J1120+0641 a $z = 7.09$ - di cui riportiamo lo spettro in figura 18 - rispettivamente $x_{HI}(z = 7.09) = 0.48_{-0.26}^{+0.26}$ e $x_{HI}(z = 7.54) = 0.60_{0.23}^{+0.20}$, con un intervallo di confidenza del 68%.

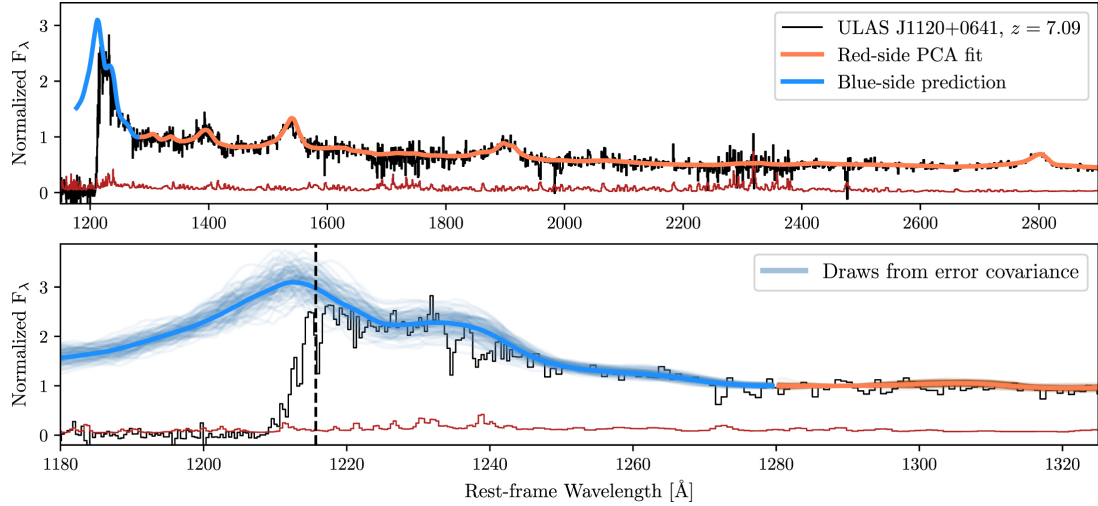


Figura 18. Spettro del quasar *ULAS J1120+0641* ottenuto con *VLT/FORS2 + Gemini/GNIRS* da *Mortlock et al. 2011 [100]*, in nero, con il relativo rumore in rosso. Le curve arancioni e blu mostrano rispettivamente la previsione ottenuta da *Davies et al. 2018 [101]* della $Ly\alpha$ realmente emessa dal quasar, senza effetti di smorzamento. Nel pannello in basso è riportato un allargamento della regione attorno alla $Ly\alpha$. La riga tratteggiata verticale indica la posizione della $Ly\alpha$ nel sistema di riferimento del quasar ($\lambda_{rest} = 1215.6\text{\AA}$). Questo quasar mostra un effetto damping wing tutto sommato modesto, e una zona di prossimità relativamente piccola.

Questi risultati sono una forte evidenza per un IGM sostanzialmente neutro a $z > 7$, consistente con i vincoli ottenuti da *Planck et al. 2018 [11]* dai dati della CMB.

3. Evoluzione della frazione di idrogeno neutro durante l'Epoca della Reionizzazione

Ricapitolando quanto discusso nel capitolo 2, dalla prima rilevazione dell'effetto Gunn-Peterson ad oggi ci sono state numerose misurazioni indipendenti che hanno evidenziato come la reionizzazione sia stato un processo avvenuto a redshift $z < 9$, e in un tempo non troppo prolungato ($\Delta z < 4$). I risultati della Planck Collaboration (Planck Collaboration et al. 2018 [11]) suggeriscono che il punto centrale si trovi a circa $z = 7.7 \pm 0.7$ (sez 2.1). Le osservazioni della $\text{Ly}\alpha$ emessa da sorgenti ad alto redshift hanno permesso di misurare la frazione di idrogeno neutro dell'IGM (Malhotra et al. 2004 [107], Ouchi et al. 2018 [108], Konno et al. 2014 e 2018 [54] [109] etc) grazie alla capacità di quest'ultimo di assorbire i fotoni $\text{Ly}\alpha$ (sez 2.2, 2.3). L'emissione smorzata di questa riga nei quasar e l'effetto Gunn-Peterson attualmente forniscono i vincoli più precisi alla storia temporale della reionizzazione, e le misurazioni di questi effetti indicano che dopo $z > 7$ l'IGM dovrebbe essere sostanzialmente neutro (Davies et al. 2018 [101], Mason et al. 2018 [84], Hoag et al. 2019 [110] etc) (sez 2.4, 2.5).

In tabella I sono riportati i risultati delle varie misurazioni indirette della frazione di idrogeno neutro ottenute con le tecniche discusse nel capitolo 2 mentre in tabella 2, per completezza, si trovano le misure provenienti da studi che utilizzano altre metodologie, come il *clustering* delle galassie $\text{Ly}\alpha$ emitters (il quale aumenta con il progredire della reionizzazione), l'effetto *damping wing* nei γ -Ray Burst (GRB) e la *dark fraction* della foresta $\text{Ly}\alpha$ (la frazione di pixel a trasmissione nulla nelle foreste $\text{Ly}\alpha$ e $\text{Ly}\beta$ dei quasar a $z \sim 6$ fornisce dei limiti superiori alla frazione di idrogeno neutro).

Nel grafico di figura 19 si possono osservare i vari dati di x_{HII} in funzione di z . Si può notare come tutti i vincoli indicano una chiara e rapida evoluzione tra $z \sim 8$ e $z \sim 6$, in cui il calo improvviso dell'idrogeno neutro evidenzia il passaggio da un mezzo intergalattico praticamente neutro a completamente ionizzato in un tempo relativamente ristretto: 0.287 Gyr assumendo $H_0 = 70 \text{ Km/s/Mpc}$, $\Omega_M = 0.3$ e $\Omega_\Lambda = 0.7$. Per l'intervallo $8 < z < 9.7$, i limiti strumentali attuali non permettono di rilevare sorgenti che possano fornirci dei vincoli alla frazione di idrogeno neutro. L'unico vincolo superiore a $z > 8$ deriva da un'analisi delle componenti principali (PCA) sviluppata da Dai et al. 2019 [111] con i dati ottenuti dalla Planck Collaboration et al. 2018 [11].

Redshift	x_{HI}	Metodo	Referenza
9.75	$0.76^{+0.22}_{-0.27}$	τ_{es} della CMB	Dai et al. 2019 [111]
~ 8	$\gtrsim 0.3$	Ly α LF	Tilvi et al. 2014 [112]
8	> 0.65	Ly α LF	Schenker et al. 2014 [35]
7.9 ± 0.6	> 0.76	LAE/LBG	Mason et al. 2019 [113]
7.7	$0.62^{+0.08}_{-0.08}$	Ly α LF	Faisst et al. 2014 [114]
7.64 ± 0.74	0.5	τ_{es} della CMB	Planck Collaboration et al. 2018 [11]
7.6 ± 0.6	$0.88^{+0.08}_{-0.10}$	LAE/LBG	Hoag et al. 2019 [110]
7.6	$0.49^{+0.19}_{-0.19}$	LAE/LBG	Jung et al. 2020 [115]
7.54	$0.60^{+0.20}_{-0.23}$	Ly α Damping Wing	Davies et al. 2018 [101]
7.54	$0.55^{+0.21}_{-0.18}$	Ly α Damping Wing	Banados et al. 2018 [116]
7.3	$0.69^{+0.11}_{-0.11}$	Ly α LF	Morales et al. 2021 [117]
7.3	$0.55^{+0.25}_{-0.25}$	Ly α LF	Konno et al. 2014 [54]
7.09	$0.48^{+0.26}_{-0.26}$	Ly α Damping Wing	Davies et al. 2018 [101]
7.0	$0.28^{+0.05}_{-0.05}$	Ly α LF	Morales et al. 2021 [117]
~ 7	$0.59^{+0.11}_{-0.15}$	LAE/LBG	Mason et al. 2018 [84]
6.9	$0.4 - 0.6$	Ly α LF	Zheng et al. 2017 [118]
6.9	< 0.33	Ly α LF	Wold et al. 2021 [119]
6.6	$0.08^{+0.08}_{-0.05}$	Ly α LF	Morales et al. 2021 [117]
6.6	$0.3^{+0.2}_{-0.2}$	Ly α LF	Konno et al. 2018 [109]
6.6	$0.15^{+0.15}_{-0.15}$	Ly α LF	Ouchi et al. 2018 [108]
6.5	$\lesssim 0.3$	Ly α LF	Malhotra et al. 2004 [107]
6.419	$\gtrsim 0.14$	Ly α Damping Wing	Schroeder et al. 2013 [37]
6.308	$\gtrsim 0.11$	Ly α Damping Wing	Schroeder et al. 2013 [37]
6.247	$\gtrsim 0.14$	Ly α Damping Wing	Schroeder et al. 2013 [37]
6.20	$0.000103^{+0.000055}_{-0.000011}$	Effetto Gunn-Peterson	Yang et al. 2020 [120]
6.10	$0.00043^{+0.00030}_{-0.00030}$	Effetto Gunn-Peterson	Fan et al. 2006 [36] Bouwens et al. 2015 [33]
6.00	$0.000114^{+0.000055}_{-0.000019}$	Effetto Gunn-Peterson	Yang et al. 2020 [120]
5.85	$0.0001200^{+0.0000408}_{-0.0000490}$	Effetto Gunn-Peterson	Fan et al. 2006 [36] Bouwens et al. 2015 [33]
5.80	$0.000088^{+0.000018}_{-0.000012}$	Effetto Gunn-Peterson	Yang et al. 2020 [120]
5.65	$0.0000860^{+0.0000365}_{-0.0000460}$	Effetto Gunn-Peterson	Fan et al. 2006 [36] Bouwens et al. 2015 [33]
5.60	$0.0000761^{+0.0000161}_{-0.0000075}$	Effetto Gunn-Peterson	Yang et al. 2020 [120]
5.45	$0.0000677^{+0.0000247}_{-0.0000301}$	Effetto Gunn-Peterson	Fan et al. 2006 [36] Bouwens et al. 2015 [33]
5.40	$0.0000571^{+0.0000059}_{-0.0000121}$	Effetto Gunn-Peterson	Yang et al. 2020 [120]
5.25	$0.0000670^{+0.0000207}_{-0.0000244}$	Effetto Gunn-Peterson	Fan et al. 2006 [36] Bouwens et al. 2015 [33]
5.03	$0.0000549^{+0.0000142}_{-0.0000165}$	Effetto Gunn-Peterson	Fan et al. 2006 [36] Bouwens et al. 2015 [33]

Tabella 1. Vincoli attuali sulla frazione di idrogeno neutro ottenuti con i cinque metodi descritti nel capitolo 2

Redshift	x_{HI}	Metodo	Referenza
7.0	$\lesssim 0.5$	Clustering delle LAE	Sobacchi & Mesinger 2015 [40]
6.6	< 0.5	Clustering delle LAE	Sobacchi & Mesinger 2015 [40]
6.3	≤ 0.5	Ly α Damping Wing dei GRB	Totani et al. 2006 [41]
6.07	$< 0.38^{+0.20}$	Ly α , Ly β dark fraction	McGreer et al. 2015 [30]
5.9	$\lesssim 0.11$	Ly α , Ly β dark fraction	Greig & Mesinger 2017 [121]
5.87	< 0.11	Ly α , Ly β dark fraction	McGreer et al. 2015 [30]
5.58	< 0.09	Ly α , Ly β dark fraction	McGreer et al. 2015 [30]

Tabella 2. Ulteriori vincoli alla reionizzazione

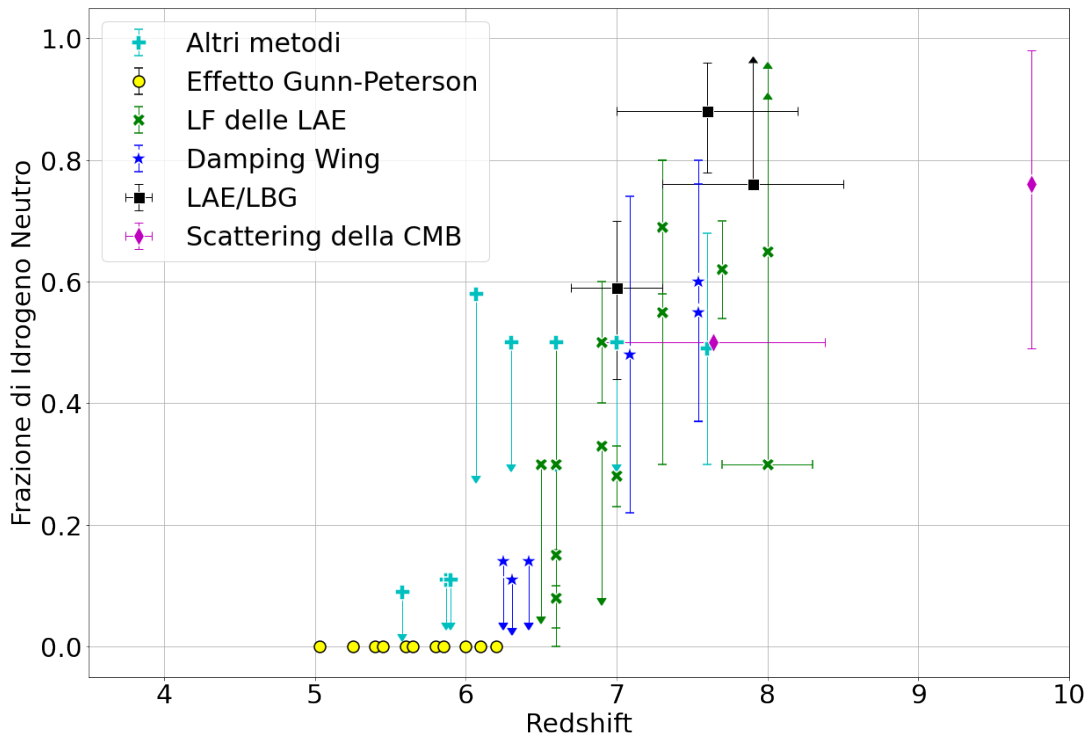


Figura 19. Evoluzione della frazione di idrogeno neutro in funzione del redshift. I pallini gialli riportano le misure di Fan et al. 2006 [36] e Yang et al. 2020 [120], le "x" verdi rappresentano i dati provenienti dall'evoluzione della funzione di luminosità delle galassie Lyman- α Emitters ottenuti da Malhotra et al. 2004 [107], Ouchi et al. 2018 [108], Konno et al. 2014 e 2018 [54] [109], Morales et al. 2021 [117], Wold et al. 2021 [119], Zheng et al. 2017 [118], Faisst et al. 2014 [114], Schenker et al. 2014 [35] e Tilvi et al. 2014 [112]. Le stelle blu riportano i valori ottenuti da Schroeder et al. 2013 [37], Davies et al. 2018 [101] e Banados et al. 2018 [116]. I quadrati neri indicano i dati ottenuti da Mason et al. 2018 e 2019 [84] [113], da Jung et al. [115] e da Hoag et al. 2019 [110] confrontando la frazione di galassie Lyman- α Emitters rispetto alle galassie Lyman-Break. I diamanti magenta riportano i vincoli ottenuti dalla profondità ottica dello scattering Thomson della CMB dalla Planck Collaboration et al. 2018 [11] e da Dai et al. 2019 [111]. Infine con le croci azzurre sono indicati i dati ottenuti con altri metodi: Clustering delle LAE (Sobacchi & Mesinger 2015 [40]), Damping Wing dei GRB (Totani et al. 2006 [41]) e Ly α , Ly β dark fraction (McGreer et al. 2015 [30]).

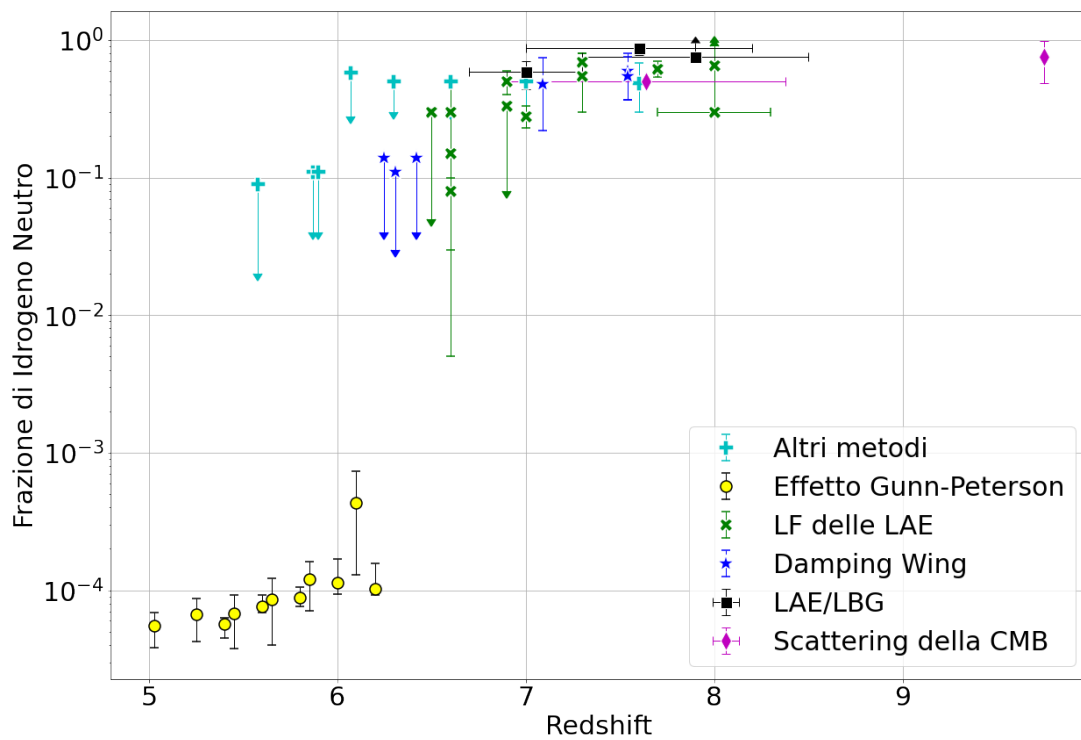


Figura 20. *Evoluzione della frazione di idrogeno neutro in funzione del redshift. Per mettere in evidenza i dati ottenuti da Fan et al. 2006 [36] e Yang et al. 2020 [120] (pallini gialli), è stato costruito lo stesso grafico di figura 19 utilizzando in ordinata la scala logaritmica.*

3.1 L'equazione della reionizzazione

Per creare un modello che descriva la reionizzazione e interpreti le evidenze osservative riportate nelle tabelle 1 e 2 in passato vari studi hanno fatto assunzioni a priori sulla natura delle sorgenti che devono aver guidato questo processo. Il dibattito si è sviluppato attorno a due figure chiave: le galassie primordiali e i quasar. Riuscire a determinarne le caratteristiche come la loro densità numerica, la propensione a trovarsi raggruppati in cluster, la quantità di fotoni ionizzanti prodotta, è perciò diventato di fondamentale importanza per simulare come sia avvenuta la reionizzazione dell'IGM.

Se si assume che la reionizzazione sia guidata dalle galassie, la frazione di idrogeno neutro può essere ricavata a partire dalla densità *comoving* di fotoni ionizzanti \dot{N}_{ion} , ossia il numero di fotoni ionizzanti prodotti per unità di tempo e di volume che escono dalla galassia, in funzione del redshift. Questa quantità, detta anche emissività ionizzante, dipende da tre fattori (ad esempio Bouwens et al. 2015 [33], 2016 [122]):

- ρ_{UV} : la densità di luminosità UV specifica non ionizzante, stimata tipicamente a $\lambda = 1500\text{\AA}$ per le galassie, e a $\lambda = 1450\text{\AA}$ per i quasar, nei rispettivi sistemi di riferimento. Si ricava integrando la funzione di luminosità moltiplicata per la luminosità stessa:

$$\rho_{UV} = \int L * \phi(L) dL$$

- ξ_{ion} : l'efficienza di produzione di fotoni ionizzanti del continuo di Lyman. È il rapporto tra il numero dei fotoni ionizzanti prodotti e la luminosità UV (a $\lambda = 1500\text{\AA}$ o $\lambda = 1450\text{\AA}$).
- f_{esc} : la frazione dei fotoni ionizzanti del continuo di Lyman che riescono a fuggire dalla galassia o dal quasar e raggiungere l'IGM circostante (*escape fraction*). Questa quantità dipende dalle proprietà intrinseca della galassia (o del quasar). Se indichiamo con $\tau_{ISM} = N_{HI}\sigma_{HI}$ lo spessore ottico del mezzo interstellare (ISM), dove N_{HI} è la densità di colonna dell'idrogeno neutro e σ_{HI} è la sezione d'urto di Thomson dell'elettrone, allora possiamo esprimere f_{esc} come:

$$f_{esc} = e^{-\tau_{ISM}}$$

Il prodotto delle prime due quantità fornisce l'emissività ionizzante intrinseca prodotta all'interno delle galassie $\dot{N}_{ion,intrinsic}$ che, moltiplicata per f_{esc} dà proprio \dot{N}_{ion} .

$$\dot{N}_{ion} = (\rho_{UV}\xi_{ion})f_{esc} \quad (3.1)$$

Questa quantità può quindi essere utilizzata per ottenere l'evoluzione della frazione di idrogeno ionizzato presente nell'IGM (indicata come x_{HII}) risolvendo un insieme di equazioni differenziali ordinarie (Mason et al. 2019 [113]):

$$\frac{dx_{HII}}{dt} = \frac{\dot{N}_{ion}}{\langle n_H \rangle} - \frac{x_{HII}}{t_{rec}} \quad (3.2)$$

Qui \dot{N}_{ion} rappresenta sempre la densità numerica di fotoni ionizzanti in $\text{Mpc}^{-3}\text{s}^{-1}$, mentre $\langle n_H \rangle$ indica la densità numerica media degli atomi di idrogeno, $x_{HII}(z)$ la frazione media di idrogeno ionizzato rispetto al volume in funzione del redshift, e infine $t_{rec}(z)$ è il tempo di ricombinazione dell'idrogeno ionizzato nell'IGM, che, come riportato Kuhlen & Faucher-Giguère 2012 [123] e da Naidu et al. 2020 [4] può essere descritto dall'equazione:

$$t_{rec}^{-1} = C_{HII}\alpha_B\left(1 + \frac{1 - X_P}{4X_P}\right)\langle n_H \rangle(1 + z)^3 \quad (3.3)$$

Oppure, sul modello di Mason et al. 2019 [113] da:

$$t_{rec}^{-1} = C_{HII}\alpha_B n_e(1 + z)^3 \quad (3.4)$$

Quest'ultima quantità quindi si può calcolare una volta fissati alcuni parametri, come il fattore di aggregazione (*clumpiness*) $C_{HII} = \frac{\langle n_H^2 \rangle}{\langle n_H \rangle^2}$ che modella le disomogeneità dell'IGM ($C_{HII} = 3$ per Naidu et al. 2020 [4]), il coefficiente di ricombinazione del "caso B", cioè quello che prevede un IGM opaco, $\alpha_B = 2.6 \times 10^{-13}$ per Robertson et al. 2015 [1] e Naidu et al. 2020 [4], la frazione primordiale di massa dell'idrogeno X_P o la densità numerica media degli elettroni liberi n_e .

Tornando all'equazione differenziale [3.2], si può osservare come la variazione della frazione di idrogeno neutro al rispetto al tempo sia quindi legata alla produzione di fotoni ionizzanti generati dalla sorgente (termine positivo) e dall'assorbimento dovuto alla ricombinazione (termine negativo). Da questa equazione, detta *equazione della reionizzazione*, si può poi ricavare facilmente la frazione di idrogeno neutro:

$$x_{HI} = 1 - x_{HII} \quad (3.5)$$

In Madau 2017 [2] viene introdotta una modifica all'equazione della reionizzazione [3.2] aggiungendo all'idea generale di un processo di reionizzazione graduale guidato da un tasso di produzione di fotoni UV in costante aumento, dei termini che tengano conto esplicitamente della presenza di *Lyman-Limit System* (LLS) otticamente spessi. Si tratta di regioni ad alta densità che tracciano strutture collassate e non lineari, di piccolo volume, e capaci di fare in modo che frazioni significative dell'idrogeno che contengono rimanga nello stato neutro. In questo modo si ottiene un andamento che collega in modo regolare il *pre-overlap* alle fasi successive della reionizzazione, in cui le varie isole di idrogeno ionizzato iniziano a sovrapporsi. Grazie a queste accortezze, rispetto all'equazione differenziale [3.2] il modello di Madau 2017 [2] riesce a spiegare meglio la fase finale dell'epoca della reionizzazione, in cui la frazione di idrogeno neutro assume valori dell'ordine di $x_{HI} = 10^{-4}$, come si vede in figura [20]

3.2 Modelli evolutivi: approcci differenti a un problema comune

Uno dei problemi che riguardano la stima dell'emissività ionizzante è valutare il valore di ξ_{ion} e di f_{esc} . Quest'ultimo dato non può essere misurato direttamente durante l'epoca della reionizzazione a causa dell'alta opacità dell'IGM rispetto ai fotoni ionizzanti, mentre la via più diretta per stimare ξ_{ion} richiede di misurare l'emissione $H\alpha$ corretta dalla polvere, e per fare questo si sta attendendo il lancio di JWST, che potrà fare spettroscopia nel vicino infrarosso, e in particolare a $4.6\mu m$. Per questo, nello sviluppo di un modello evolutivo di \dot{N}_{ion} , spesso questi parametri sono trattati come delle costanti (Bouwens et al. 2015 [33]; Robertson et al. 2015 [1]).

Tra le maggiori cause di incertezza vi è la scarsa conoscenza dei meccanismi che regolano le galassie ad alto redshift, ma anche il fatto che non ci sia un'idea condivisa su quali siano effettivamente state le sorgenti responsabili della ionizzazione dell'idrogeno. Ad oggi il basso numero di quasar osservati a $z < 6$ (Parsa, Dunlop & McLure 2018 [124]) fa presupporre che siano state le galassie a guidare la reionizzazione. Fissando $f_{esc} = 0.2$ e $\xi_{ion} = 1025.2Hz/erg$, Robertson et al. 2015 [1] ha calcolato che, nel caso in cui ci fossero tante deboli galassie a $z < 10$ non ancora rilevate a contribuire in modo significativo, allora queste avrebbero potuto reionizzare l'IGM a partire da $z \sim 6$.

Finkelstein et al. (2019) [3] hanno sviluppato un modello in cui f_{esc} varia in funzione della massa dell'alone della galassia, imponendo che le galassie meno massive abbiano un'*escape fraction* più alta. Spostando il carico della reionizzazione alle galassie con masse inferiori, il processo di reionizzazione diventa più esteso nel tempo mentre \dot{N}_{ion} rimane relativamente piatto, e viene richiesto un contributo dei quasar alla fine della reionizzazione per $z < 5$. In futuro, misure più accurate di questi dati saranno fondamentali per stabilire

con maggior sicurezza cos'abbia causato la reionizzazione.

Una via alternativa che si può percorrere è quella seguita, ad esempio, da Naidu et al. 2020 [4]: gli autori hanno provato a valutare l'evoluzione dell'emissività ionizzante utilizzando come vincoli alcuni osservabili - eventualmente coadiuvati da modelli empirici - per poter poi risolvere l'equazione della reionizzazione. Secondo questo approccio, è possibile ricavare un modello parametrico di \dot{N}_{ion} che interpoli al meglio la curva ricavata dai dati osservativi, e dunque che possa variare nel tempo, e questo permette di capire quanto le assunzioni sulle sorgenti siano valide rispetto agli attuali vincoli all'EoR. Ciò offre un vantaggio rispetto ai modelli precedenti, che escludono a priori un'evoluzione fisicamente possibile dei parametri che regolano la produzione di fotoni ionizzanti.

Naidu et al. 2020 [4] individuano come punto di partenza il modello empirico di evoluzione delle galassie di Tacchella et al. 2018 [125], ossia assumono una popolazione di oggetti (brillanti) capace di predire in modo accurato le osservazioni più recenti, come il tasso di formazione stellare a $z > 8$. Grazie a questo, possono fissare valori plausibili di ρ_{UV} e ξ_{ion} , lasciando come unico parametro libero f_{esc} , la frazione di fotoni ionizzanti che riescono a fuoriuscire dalle galassie. Per vincolare tale quantità, e di conseguenza anche la storia della reionizzazione, utilizzano un'equazione per \dot{N}_{ion} adeguatamente modificata, assumendo un modello per f_{esc} capace di adattarsi ai dati osservativi, come le misure di \dot{N}_{ion} ottenute con la foresta di Lyman da Becker & Bolton 2013 [6] e da Kuhlen & Faucher-Giguere 2012 [123].

Con l'evoluzione dell'emissività ionizzante e l'equazione della reionizzazione [3.2] ricavano l'andamento della frazione di idrogeno neutro già mostrata in figura 7. Grazie a questo studio, riescono inoltre a tratteggiare l'evoluzione di f_{esc} , un indicatore fondamentale per affermare che, a discapito dell'altissimo numero di galassie a bassa luminosità superficiale, ad aver contribuito a più dell'80% del budget della reionizzazione sono state una ristretta minoranza (< 5%) di galassie molto luminose ($M_{UV} < -18$) e con un alto tasso di formazione stellare.

In figura 21 sono riportate le curve ottenute da Robertson et al. 2015 [1], Madau 2017 [2], Naidu et al. 2020 [4], e Finkelstein et al. 2019 [3], più i dati delle tabelle 1 e 2.

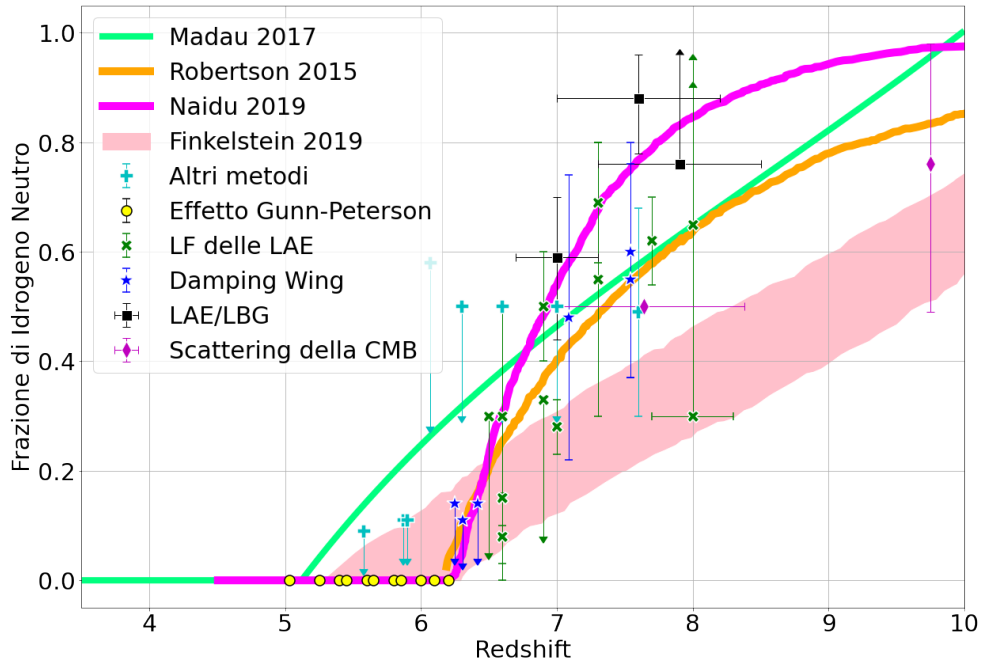


Figura 21. Vengono qui riportati i dati precedentemente descritti in figura 19 assieme ai vari modelli sviluppati da Finkelstein et al. 2019 [3] (rosa), Madau 2017 [2] (verde), Robertson et al. 2015 [1] (arancio) e da Naidu et al. 2020 [4] (magenta).

3.3 L'emissività ionizzante come tracciante della reionizzazione

Come si può osservare in figura 21 sia la fascia di attendibilità ricavata da Finkelstein et al. 2019 [3] che il modello evolutivo di Robertson et al. 2015 [1] sono molto discrepanti dai dati. Riproducono in modo abbastanza soddisfacente i vincoli a redshift $z \sim 6$ ma falliscono nel descrivere l'andamento a redshift più alti. Anche il modello di Madau non sembra interpolare quanto osservato, sovrastimando la frazione idrogeno neutro a redshift $z < 5$ e sottostimando invece ciò che accade tra $7 < z < 8$. Il modello di Naidu, che prevede un andamento costante fino a $z \sim 6.2$, una crescita rapida fino a $z \sim 7.5$ per poi rallentare e piegarsi a redshift più alti, sembra essere quello che riproduce meglio i dati. È quindi probabile che la reionizzazione sia stata guidata da oggetti relativamente luminosi e rari.

Utilizzando un approccio simile a quello sviluppato da Naidu et al. 2020 [4], abbiamo deciso di provare a ricavare un nuovo modello a partire da dati \dot{N}_{ion} raccolti da Boutsia et al. 2021 [126]. Abbiamo quindi sviluppato un programma che risolvesse l'equazione della reionizzazione a partire da una lista di valori di \dot{N}_{ion} associati a un dato redshift. Per controllare che il programma fosse corretto lo abbiamo testato inserendo in input i dati \dot{N}_{ion} di Naidu et al. 2020 [4]. Il risultato è visibile in figura 22

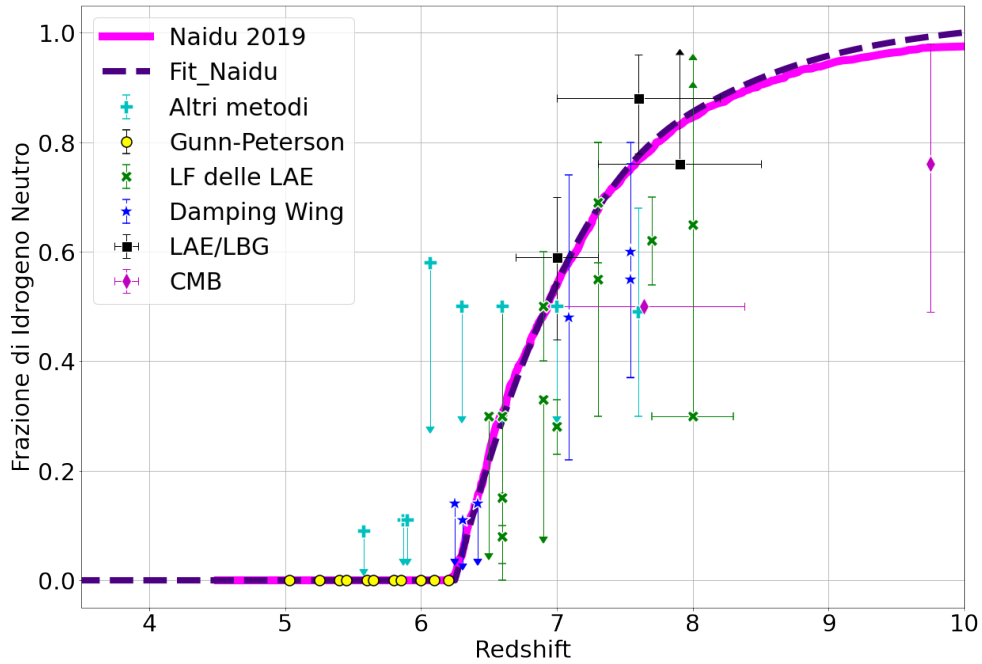


Figura 22. Per controllare che il nostro programma funzioni utilizziamo i dati sull'emissività ionizzante utilizzati da Naidu per risolvere l'equazione della reionizzazione e aggiungiamo al grafico che riporta il modello di Naidu et al. 2020 [4] (linea magenta) i nostri risultati (linea tratteggiata indaco)

Quanto ricavato è una sostanziale consistenza tra il programma sviluppato e il modello della letteratura, tranne che per i valori più alti del redshift. Questa discrepanza è dovuta al fatto che, mentre Naidu et al. 2020 [4] integra l'equazione per $z \leq 14$, il modello che abbiamo utilizzato arriva fino a $z \leq 10$.

I valori di \dot{N}_{ion} (figura 23) da cui siamo partiti sono stati ottenuti con misure empiriche del background ultravioletto (UVB), che forniscono un censimento dell'emissività ionizzante prodotta da tutte le sorgenti, una quantità che è sostanzialmente impossibile ottenere dalle sole osservazioni dirette (Becker & Bolton 2013 [6]). I metodi con cui sono stati ricavati i punti di figura 23 da Wyithe & Bolton 2011 [5], Becker & Bolton 2013 [6] e D'Aloisio et al. 2018 [7] sono del tutto indipendenti rispetto ai dati su x_{HI} di tabella I e si basano su:

- il *Lyman forest fitting*: partendo alla temperatura dell'IGM e dall'opacità media dell'IGM rispetto ai fotoni $Ly\alpha$ (una quantità che dipende dal flusso trasmesso del continuo nella foresta $Ly\alpha$), è possibile calcolare il tasso di fotoionizzazione dell'idrogeno. Il lavoro di Becker & Bolton 2013 [6], ad esempio, utilizza una composizione di spettri dei quasar tratti dalla *Sloan Digital Sky Survey* (York et al. 2000 [127]) per eseguire una misurazione differenziale del flusso medio trasmesso della $Ly\alpha$ in funzione del redshift, normalizzando i risultati con i dati

- ad alta risoluzione dei quasar a $z \leq 2.5$. Per determinare la temperatura dell'IGM invece viene utilizzata la curvatura della foresta $\text{Ly}\alpha$ ottenuta da un grande set di spettri di quasar ad alta risoluzione. Per tradurre i valori del tasso di ionizzazione in una stima dell'emissività ionizzante è necessario quantificare l'opacità dell'IGM ai fotoni ionizzanti. A tale scopo vengono utilizzati due set di dati: determinazioni dirette del libero cammino medio dei fotoni a λ_{912} e incidenza dei *Lyman Limit System* (LLS) a redshift $2.4 \leq z \leq 4.9$.
- il *proximity effect* dei quasar: dato che i quasar sono molto luminosi, a grandi distanze il loro output di fotoni ionizzanti domina su quello dell'UVB. Questo produce una regione di trasmissione più intensa nelle vicinanze del quasar, chiamata *proximity zone*. La dimensione di questa regione dipende sia dalla luminosità del quasar che dall'intensità dell'UVB. Di conseguenza, per i quasar di cui è nota la luminosità, è possibile stimare l'UVB misurando l'estensione della *proximity zone*. Questo incremento della trasmissione può essere tradotto in una misura del tasso di fotoionizzazione dell'idrogeno causato dall'UVB attraverso la riduzione del numero delle zone di assorbimento che altrimenti popolerebbero la foresta $\text{Ly}\alpha$, e il tasso di fotoionizzazione a sua volta è direttamente proporzionale all'emissività ionizzante (Calverley et al. 2011) [128].

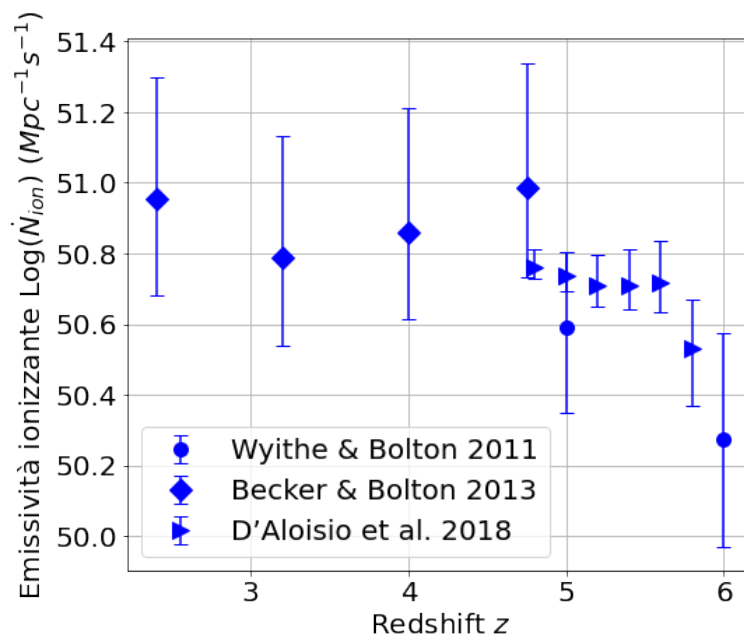


Figura 23. Dati osservativi di Wyithe & Bolton 2011 [5] (cerchi), Becker & Bolton 2013 [6] (diamanti) e D'Aloisio et al. 2018 [7] (triangoli).

Questi parametri non sono subordinati al tipo di sorgenti che generano il background ionizzante, e quindi i valori sull'emissività vengono ricavati in maniera agnostica rispetto alla natura delle sorgenti ionizzanti stesse. I dati utilizzati non esauriscono tutti i valori su

\dot{N}_{ion} presenti in letteratura, ma sono quelli principali che coprono l'intervallo di redshift che ci interessa.

Grazie a questi nuovi vincoli sull'emissività ionizzante abbiamo ricavato due diversi modelli di evoluzione di \dot{N}_{ion} , entrambi sono caratterizzati da un andamento costante tra $2 < z < 5$ e un successivo calo lineare in quanto, empiricamente, in figura 23 si vede che l'emissività ionizzante diminuisce a $z \sim 5.5 - 6.0$. Nel primo, che si può considerare come un limite superiore, la decrescita è molto marcata, mentre nel secondo si è cercato di interpolare i dati mantenendo la funzione più bassa possibile. Questi due andamenti sono riportati in figura 24, assieme all'evoluzione ricavata da Naidu et al. 2020.

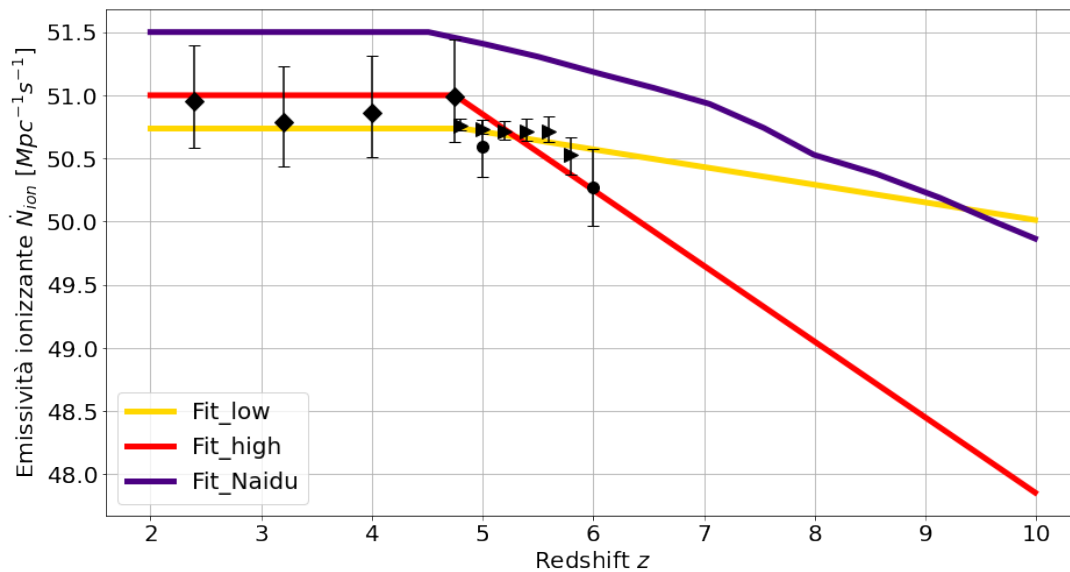


Figura 24. Modelli di evoluzione dell'emissività ionizzante ($\dot{N}_{ion}[s^{-1}Mpc^{-3}]$) ottenuti dai dati osservativi di Wyithe & Bolton 2011 [5] (cerchi), Becker & Bolton 2013 [6] (diamanti) e D'Aloisio et al. 2018 [7] (triangoli). Le tre curve rappresentano il fit lower limit (giallo), upper limit (rosso) e l'andamento ricavato da Naidu et al. 2020 [4] (indaco). Si può notare come il modello di Naidu non interpoli i dati osservati.

Una volta ottenuti i modelli evolutivi per \dot{N}_{ion} , abbiamo utilizzato questi valori come input per il programma che ci ha fornito l'evoluzione della frazione di idrogeno neutro con il redshift. Il primo risultato ottenuto è che la reionizzazione appare completata a $z \sim 4.5$, ossia in epoche molto più recenti rispetto a quanto solitamente riportato dalla letteratura, e dunque non è in accordo con i dati di tabella 1

Andando a inserire questi nuovi andamenti in figura 22 questa discrepanza appare ancora più evidente. In figura 25 si nota come la reionizzazione avvenga a redshift troppo bassi con questi fit per essere consistente con i vincoli della letteratura, sia per l'upper limit che per il lower limit. Di contro, come si evince da figura 24, il modello di evoluzione di \dot{N}_{ion} di Naidu et al. 2020 riproduce bene $x_{HI}(z)$ ma il loro \dot{N}_{ion} non è in accordo con i dati

derivati da Wyithe & Bolton 2011 [5], Becker & Bolton 2013 [6] e D'Aloisio et al. 2018 [7].

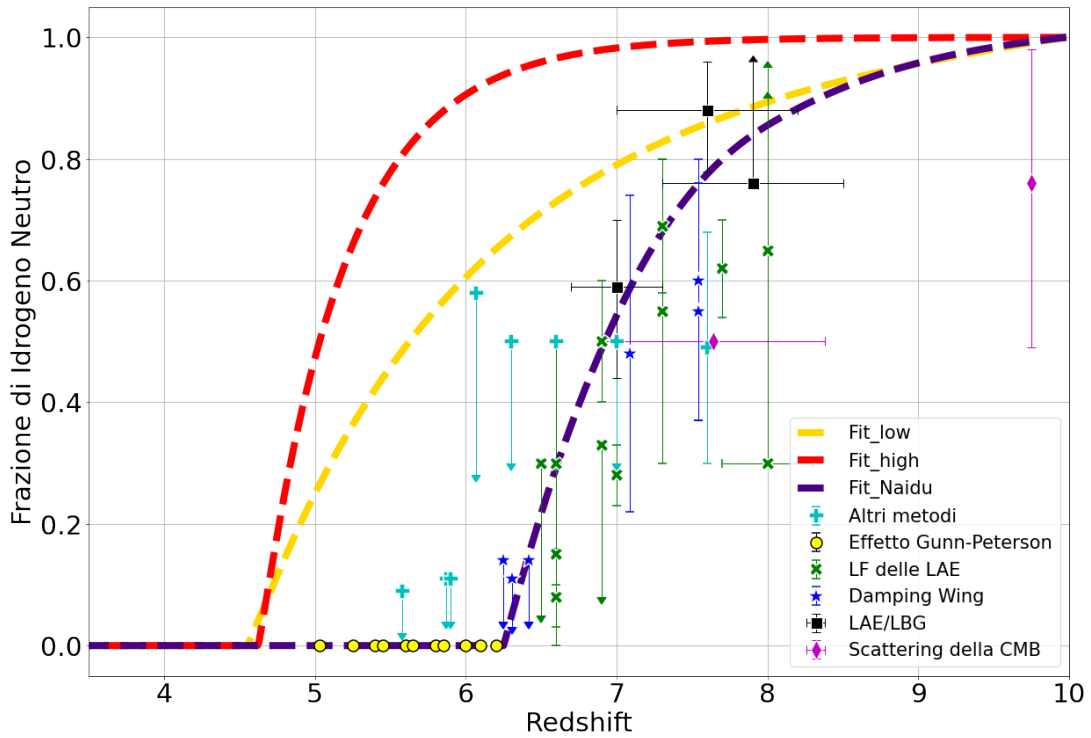


Figura 25. Confronto delle predizioni dei due modelli che interpolano i dati di \dot{N}_{ion} e del modello di Naidu et al. 2020 [4]. In rosso tratteggiato si ha la predizione del fit upper-limit, in giallo il fit lower limit, mentre in indaco è riportato quanto si ottiene dai dati di Naidu et al. 2020.

Per determinare quale tra i vari modelli interpoli meglio i dati di x_{HI} è stato calcolato il χ^2 tra i dati di tabella [1] ed i modelli, e i risultati sono riportati in tabella [3].

Modello	χ^2
Robertson et al. 2015 [1]	2032378.7
Madau et al. 2017 [31]	590746536.9
Naidu et al. 2020 [4]	223.96
Fit(low) \dot{N}_{ion}	7067629431.9
Fit(high) \dot{N}_{ion}	19647902323.7

Tabella 3. Valori del χ^2 calcolati per i 5 modelli

Come avevamo ragionevolmente previsto, il modello migliore risulta essere quello di Naidu et al. 2020 [4], mentre il valore peggiore è dato dal modello Fit(high), che riproduce i dati \dot{N}_{ion} derivati da Wyithe & Bolton 2011 [5], Becker & Bolton 2013 [6] e D'Aloisio et al. 2018 [7].

Tra le cause che possono aver provocato tale discrepanza, vi è sicuramente la difficoltà a modellare i valori della frazione di idrogeno neutro alla fine della reionizzazione ($z < 6$). Per questi redshift sarebbe importante tenere conto dei sistemi di assorbimento Lyman Limit System, come spiegato da Madau 2017 [2]. Senza questi vincoli, il valore di x_{HI} va direttamente a zero, invece di convergere attorno al valore osservato di $x_{HI} = 10^{-4}$. Questa semplificazione nell'equazione differenziale [3.2] fa sì che i modelli che abbiamo calcolato vadano a zero attorno a $z < 6$ e l'accordo con i dati del Gunn-Peterson non sia buono.

Modello	χ^2
Robertson et al. 2015 [1]	1691378.7
Madau et al. 2017 [31]	590746524.2
Naidu et al. 2020 [4]	47.33
Fit(low) \dot{N}_{ion}	7067629431.9
Fit(high) \dot{N}_{ion}	19647902323.7

Tabella 4. Valori del χ^2 calcolati per i 5 modelli

Per ovviare a questo problema abbiamo deciso di ricalcolare il χ^2 in questo modo: se x_{HI} del modello considerato è maggiore di quella osservata con l'effetto Gunn-Peterson, allora i punti corrispondenti sono stati inclusi nella stima del χ^2 . Viceversa, se x_{HI} del modello è inferiore a quella osservata o nulla, allora non è stato incrementato il valore di χ^2 . I risultati sono riportati in tabella [4].

Anche in questo caso il modello di Naidu et al. 2020 [4] si mostra come il migliore. Questo modo di procedere ha tenuto conto del fatto che, eliminando in toto i valori dell'effetto Gunn-Peterson dal calcolo del χ^2 , risultava che il modello migliore fosse quello ottenuto da Robertson et al. 2015 [1], ma da figura [21] si può notare come questo modello sia sistematicamente più alto rispetto ai dati dell'effetto Gunn-Peterson per $z \lesssim 6.2$. Di conseguenza, possiamo affermare che questo modello non riproduce in modo adeguato la fine dell'epoca della reionizzazione.

Per provare a ottenere un nostro modello che riproducesse i valori relativi all'evoluzione della frazione di idrogeno neutro, senza però allontanarsi troppo da quanto osservato rispetto all'emissività ionizzante, abbiamo provato a vedere l'effetto di una diversa parametrizzazione del tempo di ricombinazione. Abbiamo quindi sostituito la formula [3.3] con [3.4] e in questo modo il χ^2 è passato da $\chi_{t_{Naidu}}^2 = 47.33$ a $\chi_{t_{Mason}}^2 = 31.83$. Le due curve sono messe a confronto in figura [26]

Questa diminuzione significativa ha fornito un sostegno circa la bontà di questa scelta, e

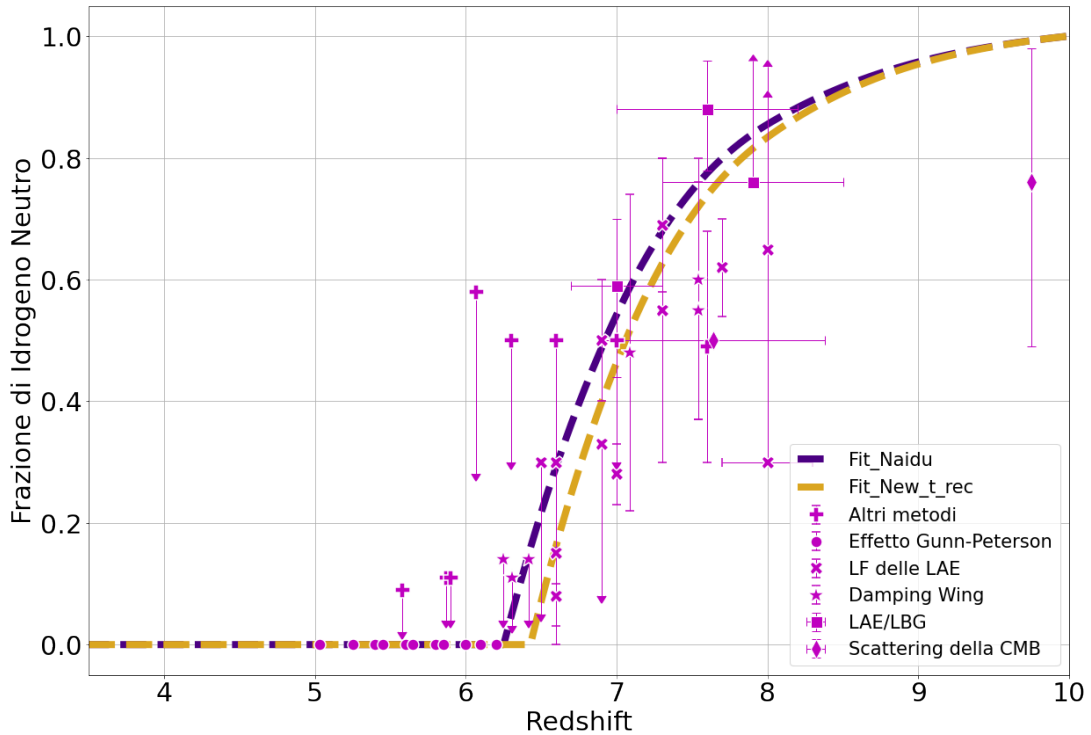


Figura 26. Confronto tra il modello di Naidu et al. 2020 [4] calcolato con il tempo di ricombinazione proposto da Kuhlen & Faucher-Giguère 2012 [123] (in indaco) e da Mason et al 2019 [113] (in oro).

quindi abbiamo deciso di procedere alla costruzione di altri due grafici. Partendo dalla stima di \dot{N}_{ion} di Naidu et al. 2020 [4], abbiamo deciso di abbassare questa curva di 0.25 e 0.50 in scala logaritmica, e il risultato è visibile in figura [27].

Utilizzando queste curve per valutare l'evoluzione della frazione di idrogeno neutro si trova che per i due nuovi fit la fine della reionizzazione avviene rispettivamente a $z \sim 5.8$ e a $z \sim 5.2$. Le due nuove storie evolutive sono state tracciate in figura [28] assieme al modello di Naidu et al. 2020 [4] (in oro) ricalcolato con il nuovo tempo di ricombinazione [3.4].

Anche per queste due nuove curve è stato calcolato il χ^2 , che risulta essere pari a $\chi^2_{Naidu_{0.25}} = 94357189.6$ per la curva celeste, mentre $\chi^2_{Naidu_{0.50}} = 2411240888.6$ per la curva verde acqua e quindi la discrepanza tra \dot{N}_{ion} e x_{HI} non è ancora stata risolta. Per capire quali dati danno il maggior contributo a questi risultati è stato deciso di andare ad analizzare i singoli valori riguardanti il modello verde, che riportiamo in tabella [6].

Anche con una veloce analisi si rende palese come i vincoli più stringenti siano quelli dovuti all'effetto Gunn-Peterson, è ciò è dovuto al fatto che questo effetto va ad escludere i modelli che prevedono che la reionizzazione si concluda in epoche troppo recenti, come i

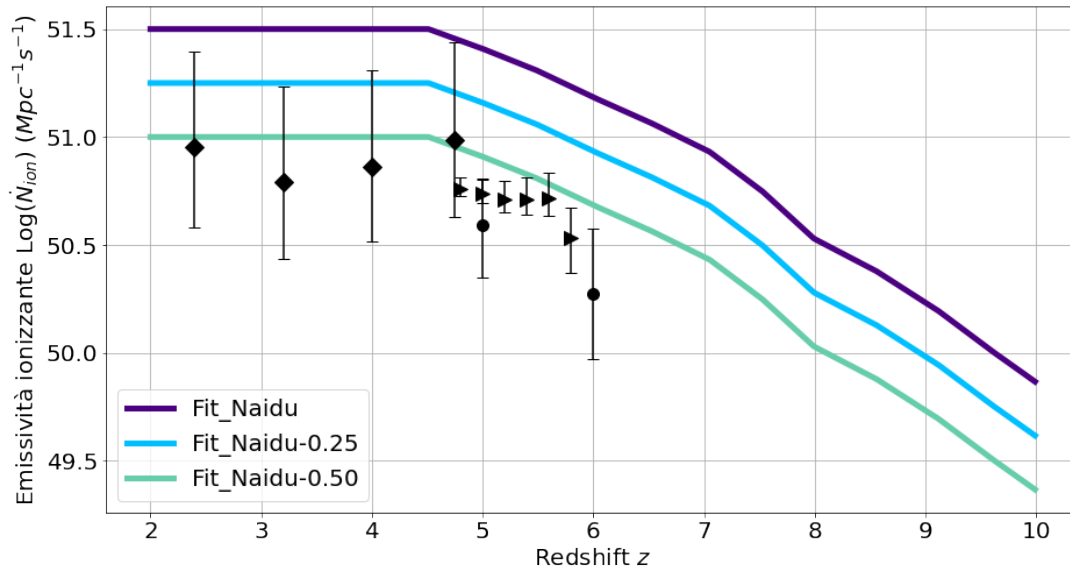


Figura 27. I due nuovi modelli evolutivi di \dot{N}_{ion} (in verde acqua quello abbassato di 0.50 dex, in celeste quello abbassato di 0.25 dex) a confronto con il modello di Naidu et al. 2020 [4] (in indaco) e con i dati osservativi di \dot{N}_{ion} .

due ultimi modelli proposti.

Come ultimo tentativo per riuscire a eliminare almeno in parte la discrepanza tra \dot{N}_{ion} e x_{HI} , abbiamo quindi calcolato il χ^2 provando ad escludere completamente i dati riguardanti l'effetto Gunn-Peterson. I valori ottenuti sono mostrati in tabella 5. Nonostante il netto miglioramento sperimentato dai due modelli che abbiamo sviluppato, quello proposto da Naidu et al. 2020 [4], modificato con il tempo di ricombinazione [3.4], rimane il modello con il miglior accordo rispetto ai valori degli osservabili di x_{HI} .

Modello	χ^2
Naidu et al. 2020, t_{Madau}	31.83
Naidu et al. 2020 - 0.25, t_{Madau}	155.96
Naidu et al. 2020 - 0.50, t_{Madau}	356.09

Tabella 5. Valori del χ^2 calcolati i modelli di figura 28

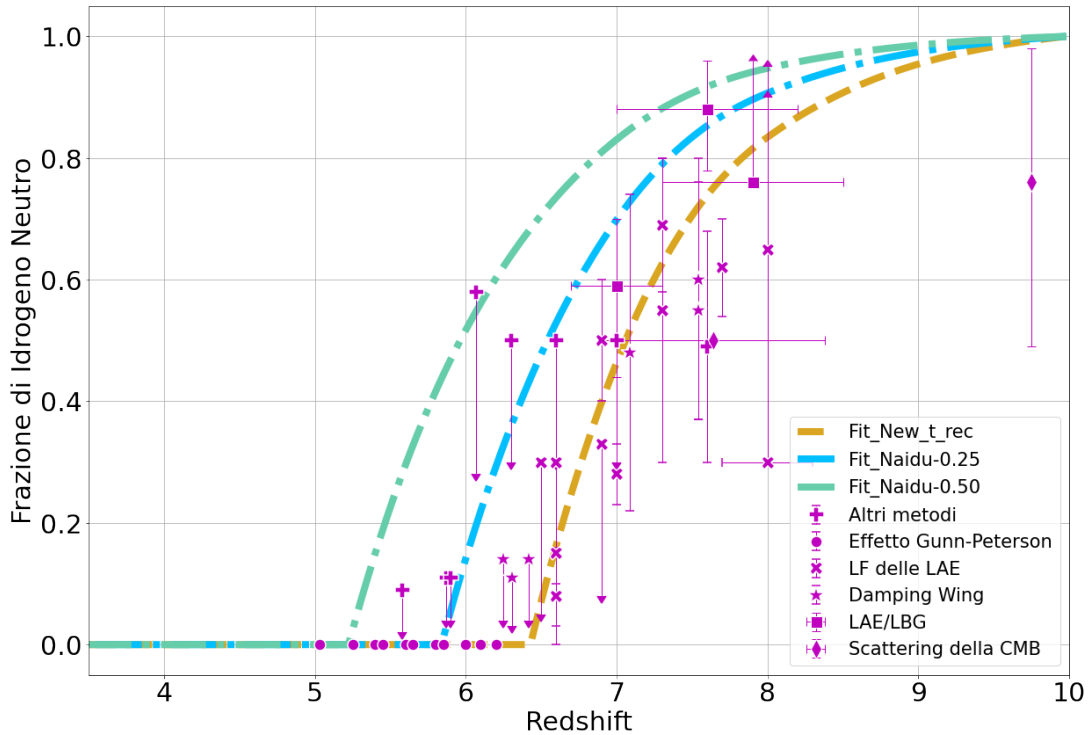


Figura 28. I due modelli evolutivi ricavati dai nuovi fit di \dot{N}_{ion} (in verde acqua quello abbassato di 0.50 dex, in celeste quello abbassato di 0.25 dex) a confronto con il modello di Naidu et al. 2020 [4] (in oro) ricalcolato con il nuovo tempo di ricombinazione.

3.4 Conclusioni

Il nostro approccio non sembra dare buoni risultati. Essere partiti da dati di letteratura di \dot{N}_{ion} , aver costruito un modello plausibile e da questo aver ricavato una storia evolutiva per x_{HI} , ci permette però di fare delle importanti considerazioni, che possono essere utili per capire come dovrà evolvere in futuro la ricerca sulla reionizzazione dell'IGM. Se avessimo seguito la stessa strada di Naidu et al. 2020 [4] o quella tracciata da Mason et al. 2019 [113] (si vedano a tal proposito le considerazioni di capitolo 4), non avremmo scoperto la tensione tra i dati osservativi che hanno permesso di ricavare i vincoli di tabella 1 e la variazione dell'emissività ionizzante.

Possiamo a questo punto sviluppare tre ipotesi:

1. sono sbagliati i valori ricavati dagli osservabili di x_{HI} ;
2. sono sbagliati i valori ricavati dagli osservabili di \dot{N}_{ion} ;
3. è sbagliata l'equazione della reionizzazione o il calcolo di alcuni parametri necessari alla sua risoluzione.

L'ipotesi 1 sembra improbabile, i dati che abbiamo raccolto provengono da molti metodi indipendenti e le stime che forniscono sono tra loro concordi. L'ipotesi 2 potrebbe essere verosimile, anche se questi dati provengono da due metodi indipendenti, ossia il fitting della foresta di Lyman e il *proximity effect*. Queste misure però sono molto delicate e potrebbero essere state sottostimate. L'ipotesi 3 forse è la più plausibile. L'equazione differenziale [3.2](#) assume delle semplici parametrizzazioni per il tempo di ricombinazione, e queste potrebbero non essere valide all'epoca della reionizzazione. Inoltre l'equazione della reionizzazione così formulata non tiene conto del *clustering* delle sorgenti ionizzanti e delle possibili sovradensità delle galassie o AGN, le quali avrebbero creato bolle di idrogeno ionizzato a redshift elevati.

Al momento non c'è ancora una spiegazione ben definita e univoca. Probabilmente l'equazione differenziale [3.2](#) che abbiamo utilizzato cerca di descrivere la reionizzazione in modo troppo semplicistico e le parametrizzazioni adottate per il tempo di ricombinazione e il fattore di aggregazione potrebbero non rispecchiare in modo accurato la fisica dell'universo a $z > 6$. Una spiegazione che possiamo avanzare riguarda la topologia dell'idrogeno neutro e ionizzato a questi redshift. Come spiegato in [2.5](#), la reionizzazione non è stato un processo spazialmente omogeneo, ma in un primo luogo ha riguardato solo le zone nei dintorni delle sorgenti più luminose. Queste bolle di idrogeno ionizzato, espandendosi, hanno iniziato a sovrapporsi, formando via via regioni sempre più vaste. Questo processo di percolazione è analiticamente molto complesso da modellare, andrebbero sviluppate delle simulazioni con codici idrodinamici che tengano conto del *radiative transfer*, ma questo esula dagli obiettivi della tesi.

Ad oggi, le simulazioni che vengono implementate riguardano zone di universo minime, in genere box di $40 - 50 \text{Mpc}^3$ *comoving*, che corrispondono a regioni molto piccole se consideriamo il volume proprio (Villasenor et al. 2021 [\[129\]](#)). Questo fa sì che non si riesca a tener conto delle sorgenti più luminose in quanto sono statisticamente molto rare, le quali però hanno contribuito in modo significativo alla reionizzazione dell'idrogeno (Naidu et al. 2020 [\[4\]](#)). Per compiere dei progressi importanti in questa direzione, sarà necessario sviluppare dei codici semi-analitici su grande scala che possano comprendere queste sorgenti, e migliorare l'equazione della reionizzazione tenendo conto dei LLS e cercando parametrizzazioni più efficaci per i vari fattori che la compongono.

Come sottolineato anche da Madau et al. 2017 [\[2\]](#) "modelli semplici, in cui il prodotto delle due incognite [f_{esc} e ξ_{ion}] non evolve con il redshift, non riescono a riprodurre l'evoluzione dell'idrogeno neutro dell'IGM osservata in queste epoche".

z	x_{HI} osservato	errore	x_{HI} modello	contributo a χ^2
Effetto Gunn-Peterson				
5.030000	0.000055	0.000015	0.000000	–
5.250000	0.000067	0.000023	0.024304	1150116.924131
5.400000	0.000057	0.000009	0.150047	277742152.994138
5.450000	0.000068	0.000027	0.188631	47360284.892576
5.600000	0.000076	0.000012	0.294975	624573377.912166
5.650000	0.000086	0.000041	0.327308	62774597.373014
5.800000	0.000088	0.000015	0.415995	768792828.587305
5.850000	0.000120	0.000045	0.442993	97289333.899795
6.000000	0.000114	0.000037	0.517117	191091848.211621
6.100000	0.000430	0.000300	0.561415	3496708.377492
6.200000	0.000103	0.000033	0.602204	336969283.328254
Funzione di luminosità delle LAE				
6.500000	0.300000	0.250000	0.706163	2.639495
6.600000	0.080000	0.080000	0.735476	67.132608
6.600000	0.300000	0.200000	0.735476	4.740982
6.600000	0.150000	0.150000	0.735476	15.234758
6.900000	0.500000	0.100000	0.809608	9.585717
6.900000	0.330000	0.250000	0.809608	3.680383
7.000000	0.280000	0.050000	0.830400	121.176105
7.300000	0.550000	0.250000	0.881474	1.758000
7.300000	0.690000	0.110000	0.881474	3.029942
7.700000	0.620000	0.080000	0.926545	14.682785
8.000000	0.650000	0.250000	0.947553	1.416602
Effetto Damping Wing nei quasar				
6.247000	0.140000	0.100000	0.621364	23.171156
6.308000	0.110000	0.080000	0.643318	44.441938
6.419000	0.140000	0.100000	0.680877	29.254757
7.090000	0.480000	0.260000	0.847605	1.999014
7.540000	0.550000	0.210000	0.911193	2.958291
7.540000	0.600000	0.230000	0.911193	1.830649
Frazione di LAE sulle LBG				
7.000000	0.590000	0.150000	0.830400	2.568542
7.600000	0.880000	0.100000	0.917356	0.139549
7.900000	0.760000	0.200000	0.941493	0.823490
Scattering Thomson della CMB				
7.640000	0.500000	0.740000	0.921176	0.323939
9.750000	0.760000	0.270000	0.997766	0.775481
Altri vincoli				
7.000000	0.500000	0.200000	0.830400	2.729106

Tabella 6. Contributi al χ^2 calcolati per il modello Naiuu-0.50 riferiti ad ogni dato osservativo

4. Prospettive Future

Molta strada rimane ancora da percorrere per fare definitivamente luce sull'epoca della reionizzazione. I dati che abbiamo raccolto in tabella [1](#) e [2](#) hanno incertezze molto ampie, e in futuro sarà quindi necessario aggiungere altre evidenze osservative per tracciare al meglio l'evoluzione dell'idrogeno neutro. Allo stesso modo è auspicabile che altri studi sviluppino dei vincoli all'emissività ionizzante del background, per avere dei dati indipendenti che ci permettano di valutare come questo parametro sia variato nel tempo, e di conseguenza di risolvere l'equazione della reionizzazione a partire da un modello di \dot{N}_{ion} più affidabile.

Anche gli altri fattori che compongono l'equazione [3.2](#) potrebbero produrre delle incertezze e per di più la loro formulazione non è univoca, quindi sarà necessario controllare l'effetto prodotto dall'assumere parametrizzazioni diverse per il tempo di ricombinazione, il clumping factor, la temperatura dell'IGM, il clustering delle sorgenti ionizzanti etc. Inoltre, come suggerito da Madau et al. 2017 [\[2\]](#), l'equazione della reionizzazione richiede di essere rivista e migliorata aggiungendo dei termini che tengano conto del fatto che alla fine della ricombinazione sono presenti i *Lyman Limit System*, e che è necessario trovare delle funzioni che descrivano l'evoluzione in funzione del redshift dei vari parametri che entrano in gioco nel calcolo dell'emissività ionizzante.

Per questo scopo, un notevole supporto può arrivare dallo sviluppo di simulazioni costruite con codici idrodinamici che tengano in considerazione anche meccanismi di *Radiative Transfer*. Confrontandone le predizioni con la storia evolutiva della frazione di idrogeno neutro potremo infatti valutare se l'equazione differenziale utilizzata in questo lavoro di tesi continui ad essere una buona approssimazione, oppure se, considerando la rapida evoluzione dell'IGM tracciata dai dati osservativi, sia necessario formulare un'equazione più dettagliata.

Un altro vincolo, che non abbiamo approfondito in questa tesi, ma che viene usato per stimare la durata del processo di reionizzazione, può essere ricavato grazie all'effetto cinetico di Sunyaev-Zeldovich (kSZ). Recenti misure ottenute con con il South Pole Telescope (SPT) indicano come la frazione di idrogeno neutro sia passata dall'essere pari a 0.90 ad assumere il valore di 0.10 in un intervallo pari a $\Delta z < 4.1$ con una confidenza del

95% (Reichardt et al. 2021 [130]). Andando quindi a confrontare questo dato con i modelli di $x_{HI}(z)$ che abbiamo a disposizione grazie alla soluzione dell'equazione differenziale 3.2 possiamo capire quanto le nostre previsioni siano concordi con questo osservabile.

4.1 Studiare l'emissività ionizzante con un metodo Montecarlo

Un approccio diverso che può essere seguito per valutare quale sia stata l'evoluzione dell'emissività ionizzante durante l'epoca della reionizzazione è quello sviluppato da Mason et al. 2019 [113].

L'idea principale consiste nell'estrarre delle storie evolutive casuali per il parametro \dot{N}_{ion} con un metodo Montecarlo (pannello di sinistra, figura 29), da queste ricavare poi la frazione di idrogeno neutro in funzione del redshift per effettuare un confronto con i dati della letteratura (pannello di destra, figura 29).

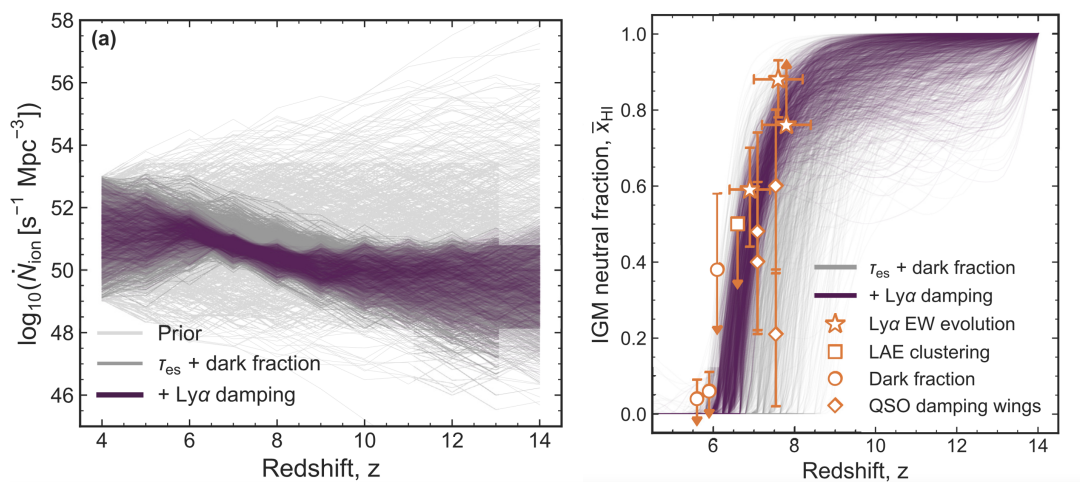


Figura 29. **Sinistra:** Evoluzione dell'emissività ionizzante in funzione del redshift. In grigio chiaro sono rappresentate tutte le storie evolutive ottenute, in grigio scuro quelle compatibili con i dati sullo scattering Thomson della CMB e sulla dark fraction, in viola quelle in accordo anche con l'effetto damping wing della Ly α . **Destra:** Evoluzione della frazione di idrogeno neutro in funzione del redshift. In grigio troviamo le evoluzioni compatibili con i dati sullo scattering Thomson della CMB e sulla dark fraction, in viola quelle in accordo anche con l'effetto damping wing della Ly α . In arancione invece sono raffigurati i dati osservativi

Grazie a questa procedura gli autori riescono a definire quali siano i modelli di $\dot{N}_{ion}(z)$ più plausibili e quindi ricavano una regione di confidenza per l'emissività ionizzante (pannello di sinistra, figura 29). Questa fascia di attendibilità ottenuta da Mason et al. 2019 [113] risulta essere compatibile con l'evoluzione di \dot{N}_{ion} ottenuta da Naidu et al. 2020 [4], infatti entrambi i lavori si ripropongono di riprodurre i dati osservativi della frazione di idrogeno neutro.

Partendo da una simulazione Montecarlo che fornisce storie evolutive casuali, questo metodo permette di ricavare i parametri della popolazione che ha prodotto i fotoni ionizzanti (si veda figura 30, pannello di sinistra) senza fare nessuna assunzione a priori sulla natura delle sorgenti ionizzanti (ad esempio galassie piuttosto che AGN, oggetti brillanti oppure oggetti deboli).

In figura 30 (pannello di destra) Mason et al. 2019 [113] confrontano i risultati ottenuti dalla simulazione con i modelli ricavati da Bouwens et al. 2015 [33] (tratteggio incrociato), Finkelstein et al. 2019 [3] (zona verde chiaro), e Naidu et al. 2020 [4] (in arancione tratteggiato).

In futuro si potrà ripetere la procedura suggerita da Mason et al. 2019 [113] partendo però dal modello più raffinato descritto da Madau et al. 2017 [2] e integrando tutti i dati di letteratura, come si è cercato di fare in questa tesi. Un approccio di questo tipo può portare a stabilire in maniera molto più accurata quale sia la storia evolutiva dell'emissività ionizzante che meglio descrive la variazione della frazione di idrogeno neutro, e di conseguenza può imporre vincoli importanti sulle proprietà intrinseche delle sorgenti che hanno guidato la reionizzazione, andando così a inserire un tassello fondamentale nella descrizione della storia cosmica dell'universo.

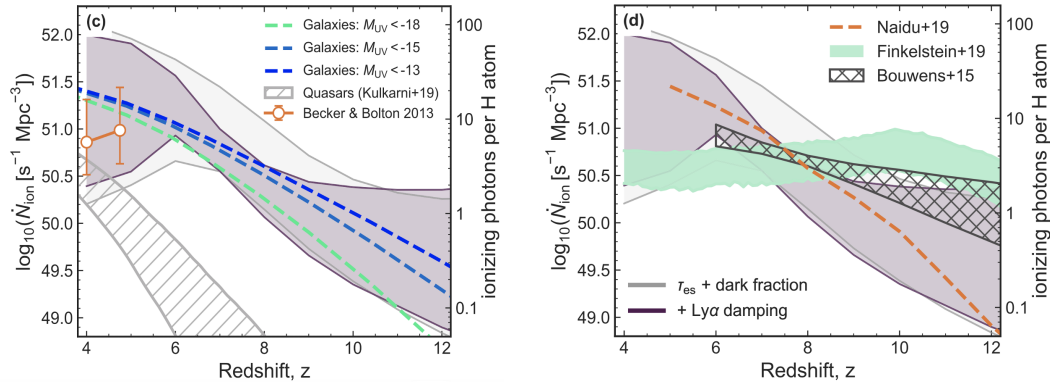


Figura 30. **Sinistra:** Le zone ombreggiate mostrano la regione di confidenza del 68% per $\log \dot{N}_{ion}(z)$. I punti circolari mostrano le misurazioni riportate da Becker & Bolton (2013) [6]. In tratteggiato sono riportati i valori consentiti di $\log \dot{N}_{ion}(z)$ dalla densità numerica delle galassie con f_{esc} e ξ_{ion} costanti, integrando la funzione di luminosità UV fino a $M_{UV} < -18, -15, -13$ (Mason, Trenti & Treu 2015 [131]) e dei quasar (f_{esc} costante e pendenza EUV, Kulkarni et al. 2019 [93], zona tratteggiata in grigio). **Destra:** In grigio troviamo le zone in cui $\dot{N}_{ion}(z)$ è compatibile con i dati sullo scattering Thomson della CMB e sulla dark fraction, in viola quelle in accordo anche con l'effetto damping wing della $Ly\alpha$. Qui sono messe a confronto con i modelli di Bouwens et al. 2015 [33] (tratteggio incrociato), Finkelstein et al. 2019 [3] (zona verde chiaro) e Naidu et al 2020 [4] (linea arancione tratteggiata).

4.2 Un tracciante dell'idrogeno neutro: la riga 21 cm

Attualmente, le aspettative più grandi per studiare la EoR nei più minimi dettagli risiedono nell'osservazione della 21 cm, una riga di emissione dell'idrogeno neutro. Questa potrebbe essere usata come prova della neutralità dell'IGM prima e durante il processo di reionizzazione. Lo stato fondamentale dell'idrogeno mostra una struttura iperfina in cui lo stato di tripletto con gli spin paralleli ha un'energia leggermente più alta dello stato di singoletto con gli spin antiparalleli, ed è proprio la transizione tra questi due stati a generare questa riga di emissione. Questa è una riga proibita per la quale la probabilità di transizione è di circa $2.85 * 10^{-15} s^{-1}$, che corrisponde a un tempo di vita del livello di circa $1.1 * 10^7$ anni (Wouthuysen 1952 [132]). Nonostante ciò, questa transizione può essere rilevata molto spesso, a causa della grande quantità di idrogeno nell'Universo.

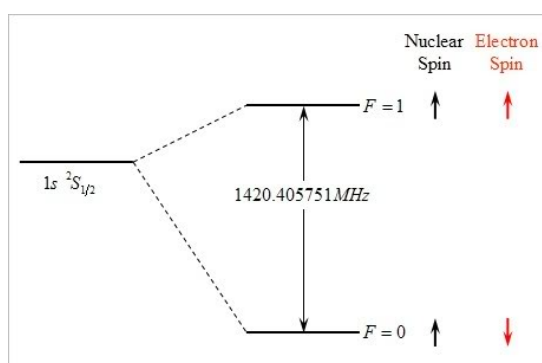


Figura 31. Livelli energetici dell'idrogeno tra cui avviene la transizione che genera la 21 cm

È determinante perciò riuscire a misurare l'intensità della radiazione che emerge dalle nubi di idrogeno neutro. Per fare questo è necessario ricorrere all'equazione del trasporto: la radiazione di fondo (CMB) passa attraverso certe nubi a temperatura T ed esce con temperatura T_b che può essere misurata. In generale l'equazione del trasporto radiativo è scritta in termini dell'intensità specifica I_ν che quantifica l'energia trasportata dalla radiazione per unità di superficie, di angolo solido, di frequenza e di tempo. Dato però che queste misure vengono rilevate da radiotelescopi, è più comodo esprimere I_ν in termini di Temperatura di brillantezza T_b . Ciò che viene misurato è infatti il differenziale della temperatura di brillantezza, $\delta T_b \equiv T_b - T_{CMB}$, quindi per osservare l'IGM con la 21 cm la sua temperatura deve differire da quella del fondo.

Ad alti redshift, prima che la ionizzazione diventi significativa ($x_{HI} \simeq 1$), la temperatura di brillantezza è proporzionale alle fluttuazioni della densità che successivamente daranno il via al collasso della materia oscura. A redshift inferiori ($z \leq 7$), le misure sono invece dominate dal contrasto tra le regioni neutre e quelle ionizzate.

Ad oggi, non è stato ancora possibile rilevare direttamente l'idrogeno neutro tramite

l'osservazione della riga 21 cm. Nei prossimi anni invece si prevede di poter aprire questo nuovo scenario cosmologico ed astrofisico, andando a studiare ciò che accadde nell'Universo tra $6 \lesssim z \lesssim 200$, indagando non solo l'epoca della reionizzazione, ma anche i cosiddetti anni oscuri ($30 \lesssim z \lesssim 200$).

Molte aspettative sono dunque riposte nei grandi array di radiotelescopi: questi strumenti misureranno la transizione 21 cm, la cui intensità del segnale dipende dalla presenza di idrogeno neutro, ma per sfruttare appieno la potenza scientifica di questi telescopi di nuova generazione abbiamo bisogno di modelli accurati che descrivano l'evoluzione dell'idrogeno ionizzato durante l'epoca della reionizzazione (Seiler et al. 2019 [133]). Tra questi strumenti, quello da cui ci si aspettano i risultati più importanti è lo Square Kilometers Array (SKA), che nel 2030 dovrebbe entrare a pieno regime. È un progetto globale di scienza e ingegneria che mira a costruire la più grande rete di radiotelescopi al mondo, distribuiti tra Africa e Australia. Sarà un network caratterizzato da oltre un 1 km quadrato di area di raccolta, un grande campo di vista, un'estensione di alcune migliaia di km, e tecnologie innovative per ricevitori, trasporto ed elaborazione del segnale e calcolo. Per ottenere questo risultato, SKA userà centinaia di parabole per captare i segnali ad alta frequenza (15 metri di diametro) e migliaia di radiotelescopi a bassa e media frequenza. I telescopi saranno organizzati in molteplici configurazioni a spirale, con le antenne che si estendono a grandi distanze dai nuclei centrali.

Questa schiera di radiotelescopi riuscirà a produrre delle misure con un Signal-to-Noise così alto da permettere la risoluzione del processo di reionizzazione, dando una spinta importante alla nostra conoscenza riguardo la formazione e l'evoluzione dei primi oggetti e favorendo lo studio dei problemi riguardanti l'EoR. In particolare, si potrà intraprendere lo studio tomografico dell'IGM durante il processo di reionizzazione, ricavando così la distribuzione 3D e l'evoluzione temporale del gas neutro nell'universo ad alti redshift, investigando sulla natura delle sorgenti che hanno guidato questi processi [134].

Grazie ai dati ad altissima risoluzione che fornirà, sarà possibile studiare direttamente l'idrogeno neutro durante l'EoR. SKA rivoluzionerà questo campo, sarà capace di rilevare e caratterizzare le strutture ionizzate permettendo l'imaging diretto dell'idrogeno neutro, su scale che andranno dall'arco-minuto ai gradi per $6 \lesssim z \lesssim 28$ con il programma SKA1-LOW, e forse anche a redshift maggiori con SKA2-LOW. Potrà inoltre lavorare in sinergia con le nuove facility di frontiera (ad esempio JWST) per produrre risultati sempre più accurati. Riuscirà a rilevare temperature di brillanza dell'ordine di 1mK e da esse potrà derivare lo stato, la storia termica e la chimica dell'IGM, studiare le prime stelle, i buchi neri e le galassie e vincolare la cosmologia, la fisica della materia oscura e della gravità durante i primi miliardi di anni dell'Universo (Gazagnes et al. 2021 [135]).

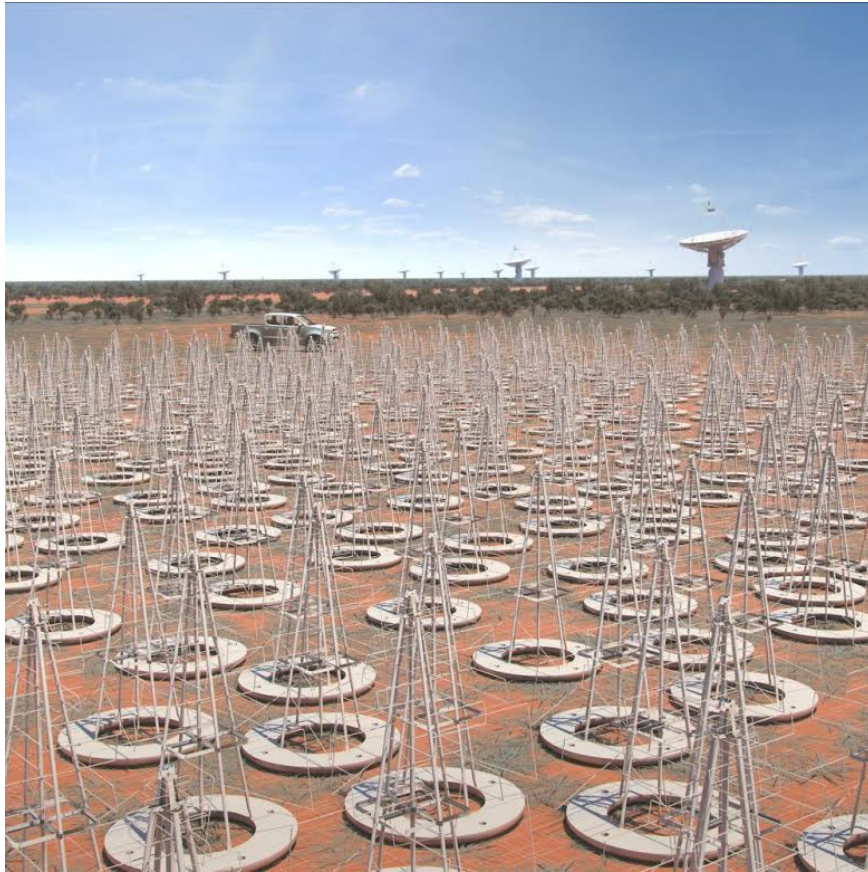


Figura 32. *Il radiotelescopio SKA si comporrà di una moltitudine di antenne diverse capaci di rilevare un ampio spettro di frequenze*

Infine SKA consentirà di utilizzare la cross-correlazione tra le mappe di intensità della riga 21 cm e la foresta di $\text{Ly}\alpha$ al fine di determinare vincoli sempre più accurati per la fine della reionizzazione dell'idrogeno. L'analisi della cross-correlazione sarà fondamentale per rimuovere la contaminazione del segnale dalle sorgenti che si trovano lungo la linea di vista, e potrebbe aiutare a trovare la connessione tra i traccianti della materia nell'Universo (come galassie, nuvole di idrogeno neutro etc) e la sua distribuzione spaziale (Heneka et al. 2021 [136]).

4.3 La frontiera dell'astronomia osservativa: il James Webb Space Telescope

Tra le varie domande fondamentali a cui la cosmologia moderna non ha ancora saputo trovare risposta, quella sulle sorgenti protagoniste della reionizzazione dell'universo potrebbe chiudersi in tempi non troppo lunghi. Questo infatti è uno degli obiettivi scientifici chiave del James Webb Space Telescope (JWST), il cui lancio è ad oggi previsto per il 31 ottobre 2021. Sono state completate tutte le implementazioni di test post-ambientali ed il telescopio è nelle fasi finali di integrazione e piegatura. Lo stivaggio finale, la chiusura, l'imballaggio e la spedizione sono imminenti [137].

Con la sensibilità e la risoluzione senza precedenti dello strumento fotometrico integrato Near-Infrared Camera (NIRCam) negli infrarossi, si prevede che JWST rileverà un numero molto alto di galassie deboli a $z \gtrsim 6$. Inoltre, JWST sarà in grado di fornire ulteriori vincoli sulla natura delle sorgenti che hanno reionizzato l'Universo, come ad esempio i primi buchi neri in accrescimento. Ad oggi sono state pianificate una serie di osservazioni il cui scopo è proprio studiare e porre vincoli alle popolazioni di galassie durante l'EoR, includendo sia le loro proprietà statistiche che il tasso di produzione di fotoni ionizzanti. Per fare alcuni esempi, con la JWST Advanced Deep Extragalactic Survey - JADES si pensa che verranno rilevate migliaia di galassie a $z \gtrsim 6$ di cui decine a $z \gtrsim 10$ (Williams et al. 2018 [138]) mentre con la Cosmic Evolution Early Release Science survey - CEERS si prospetta di scoprire dalle 20 alle 80 galassie a $z \sim 9 - 13$, e di vincolare la loro abbondanza nonché la natura fisica (Finkelstein et al. 2017 [139]).

JWST darà un sostanziale contributo per l'interpretazione dell'evoluzione della funzione di luminosità nel lontano UV delle LAE ad alti redshift ($z \geq 6$) fino a magnitudini $M_{UV} \sim -12$, permettendo di definire le proprietà fisiche di queste galassie. Le caratteristiche uniche dello spettrografo NIRSpec consentiranno infatti di misurare le numerose righe di emissione negli spettri delle LAE oltre $z \sim 6$, dando la possibilità di vincolare le proprietà di polvere e gas (stato di ionizzazione, metallicità) presenti in queste galassie. Questa sembra essere una strada promettente per separare gli effetti dell'evoluzione intrinseca delle sorgenti da quelli della frazione di idrogeno neutro sulla funzione di luminosità (Yung et al. 2020 [140]). Grazie alla sua strumentazione all'avanguardia sarà possibile ottenere dati anche dalle LAE più deboli, andando quindi a integrare la funzione di luminosità con i dati sulle sorgenti meno luminose e a definire le caratteristiche dei raggruppamenti di galassie su piccole scale.



Figura 33. **Sinistra:** Nel test finale di JWST è stato lanciato il comando per l'espansione completa dello specchio da 6.5 metri, esattamente come accadrà un domani nello spazio. **Destra:** Simulazione di un campo profondo che JWST potrà osservare con indicati i redshift per oggetti selezionati. JWST è in grado di rilevare circa 100 oggetti a $z > 5$ in una piccola frazione ($< 1\%$) del campo visivo della camera.

Bibliography

- [1] Brant E. Robertson et al. “Cosmic Reionization and Early Star-forming Galaxies: A Joint Analysis of New Constraints from Planck and the Hubble Space Telescope”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 802.2, L19 (Apr. 2015), p. L19. DOI: [10.1088/2041-8205/802/2/L19](https://doi.org/10.1088/2041-8205/802/2/L19), arXiv: [1502.02024 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1502.02024)
- [2] Piero Madau. “Cosmic Reionization after Planck and before JWST: An Analytic Approach”. In: *The Astrophysical Journal* 851.1, 50 (Dec. 2017), p. 50. DOI: [10.3847/1538-4357/aa9715](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9715), arXiv: [1710.07636 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1710.07636)
- [3] Steven L. Finkelstein et al. “Conditions for Reionizing the Universe with a Low Galaxy Ionizing Photon Escape Fraction”. In: *The Astrophysical Journal* 879.1, 36 (July 2019), p. 36. DOI: [10.3847/1538-4357/ab1ea8](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1ea8), arXiv: [1902.02792 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1902.02792)
- [4] Rohan P. Naidu et al. “Rapid Reionization by the Oligarchs: The Case for Massive, UV-bright, Star-forming Galaxies with High Escape Fractions”. In: *The Astrophysical Journal* 892.2, 109 (Apr. 2020), p. 109. DOI: [10.3847/1538-4357/ab7cc9](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab7cc9), arXiv: [1907.13130 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1907.13130)
- [5] J. Stuart B. Wyithe and James S. Bolton. “Near-zone sizes and the rest-frame extreme ultraviolet spectral index of the highest redshift quasars”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 412.3 (Apr. 2011), pp. 1926–1936. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.18030.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18030.x), arXiv: [1008.1107 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1008.1107)
- [6] George D. Becker and James S. Bolton. “New measurements of the ionizing ultraviolet background over $2 < z < 5$ and implications for hydrogen reionization”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 436.2 (Dec. 2013), pp. 1023–1039. DOI: [10.1093/mnras/stt1610](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1610), arXiv: [1307.2259 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1307.2259)
- [7] Anson D’Aloisio et al. “Large fluctuations in the high-redshift metagalactic ionizing background”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 473.1 (Jan. 2018), pp. 560–575. DOI: [10.1093/mnras/stx2341](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2341), arXiv: [1611.02711 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1611.02711)
- [8] John H. Wise. “Cosmic reionisation”. In: *Contemporary Physics* 60.2 (Apr. 2019), pp. 145–163. DOI: [10.1080/00107514.2019.1631548](https://doi.org/10.1080/00107514.2019.1631548)

- [9] Alan H. Guth. “Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems”. In: *Physical Review D* 23.2 (Jan. 1981), pp. 347–356. DOI: [10.1103/PhysRevD.23.347](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.347).
- [10] Brian D. Fields et al. “Big-Bang Nucleosynthesis after Planck”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2020.3, 010 (Mar. 2020), p. 010. DOI: [10.1088/1475-7516/2020/03/010](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/03/010), arXiv: [1912.01132](https://arxiv.org/abs/1912.01132) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [11] Planck Collaboration et al. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. In: *Astronomy & Astrophysics* 641, A6 (Sept. 2020), A6. DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910) arXiv: [1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [12] Pratika Dayal and Andrea Ferrara. “Early galaxy formation and its large-scale effects”. In: *Physics Reports* 780 (Dec. 2018), pp. 1–64. DOI: [10.1016/j.physrep.2018.10.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.10.002) arXiv: [1809.09136](https://arxiv.org/abs/1809.09136) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [13] Dan Coe et al. *Physical Properties of the Triply-Lensed $z = 11$ Galaxy*. JWST Proposal. Cycle 1. Mar. 2021.
- [14] Andrea Cimatti, Filippo Fraternali, and Carlo Nipoti. “Introduction to Galaxy Formation and Evolution. From Primordial Gas to Present-Day Galaxies”. In: *arXiv e-prints*, arXiv:1912.06216 (Dec. 2019), arXiv:1912.06216. arXiv: [1912.06216](https://arxiv.org/abs/1912.06216) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [15] José Luis Bernal et al. “Signatures of primordial black holes as seeds of super-massive black holes”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2018.5, 017 (May 2018), p. 017. DOI: [10.1088/1475-7516/2018/05/017](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2018/05/017), arXiv: [1712.01311](https://arxiv.org/abs/1712.01311) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [16] Piero Madau and Mark Dickinson. “Cosmic Star-Formation History”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 52 (Aug. 2014), pp. 415–486. DOI: [10.1146/annurev-astro-081811-125615](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125615) arXiv: [1403.0007](https://arxiv.org/abs/1403.0007) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [17] N. Scoville et al. “ISM Masses and the Star formation Law at $Z = 1$ to 6: ALMA Observations of Dust Continuum in 145 Galaxies in the COSMOS Survey Field”. In: *The Astrophysical Journal* 820.2, 83 (Apr. 2016), p. 83. DOI: [10.3847/0004-637X/820/2/83](https://doi.org/10.3847/0004-637X/820/2/83) arXiv: [1511.05149](https://arxiv.org/abs/1511.05149) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [18] N. M. Förster Schreiber et al. “Constraints on the Assembly and Dynamics of Galaxies. II. Properties of Kiloparsec-scale Clumps in Rest-frame Optical Emission of $z \sim 2$ Star-forming Galaxies”. In: *The Astrophysical Journal* 739.1, 45 (Sept. 2011), p. 45. DOI: [10.1088/0004-637X/739/1/45](https://doi.org/10.1088/0004-637X/739/1/45). arXiv: [1104.0248](https://arxiv.org/abs/1104.0248) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]

- [19] Linda J. Tacconi, Reinhard Genzel, and Amiel Sternberg. “The Evolution of the Star-Forming Interstellar Medium Across Cosmic Time”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 58 (Aug. 2020), pp. 157–203. DOI: [10.1146/annurev-astro-082812-141034](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-141034), arXiv: [2003.06245](https://arxiv.org/abs/2003.06245) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/abs/2003.06245)]
- [20] George D. Becker, James S. Bolton, and Adam Lidz. “Reionisation and High-Redshift Galaxies: The View from Quasar Absorption Lines”. In: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 32, e045 (Dec. 2015), e045. DOI: [10.1017/pasa.2015.45](https://doi.org/10.1017/pasa.2015.45), arXiv: [1510.03368](https://arxiv.org/abs/1510.03368) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/1510.03368)].
- [21] James E. Gunn and Bruce A. Peterson. “On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space.” In: *The Astrophysical Journal* 142 (Nov. 1965), pp. 1633–1636. DOI: [10.1086/148444](https://doi.org/10.1086/148444).
- [22] Xiaohui Fan, C. L. Carilli, and B. Keating. “Observational Constraints on Cosmic Reionization”. In: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 44.1 (Sept. 2006), pp. 415–462. DOI: [10.1146/annurev.astro.44.051905.092514](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092514), arXiv: [astro-ph/0602375](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602375) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602375)].
- [23] Xiaohui Fan et al. “A Survey of $z > 5.8$ Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. I. Discovery of Three New Quasars and the Spatial Density of Luminous Quasars at $z \sim 6$ ”. In: *The Astronomical Journal* 122.6 (Dec. 2001), pp. 2833–2849. DOI: [10.1086/324111](https://doi.org/10.1086/324111), arXiv: [astro-ph/0108063](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0108063) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0108063)].
- [24] Robert H. Becker et al. “Evidence for Reionization at $z \sim 6$: Detection of a Gunn-Peterson Trough in a $z = 6.28$ Quasar”. In: *The Astronomical Journal* 122.6 (Dec. 2001), pp. 2850–2857. DOI: [10.1086/324231](https://doi.org/10.1086/324231), arXiv: [astro-ph/0108097](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0108097) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0108097)].
- [25] George Efstathiou and Steven Gratton. “A Detailed Description of the CamSpec Likelihood Pipeline and a Reanalysis of the Planck High Frequency Maps”. In: *arXiv e-prints*, arXiv:1910.00483 (Oct. 2019), arXiv:1910.00483. arXiv: [1910.00483](https://arxiv.org/abs/1910.00483) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/1910.00483)].
- [26] RC. L. Reichardt et al. “An Improved Measurement of the Secondary Cosmic Microwave Background Anisotropies from the SPT-SZ + SPTpol Surveys”. In: *Submitted to The Astrophysical Journal* (2020).
- [27] Feige Wang et al. “A Luminous Quasar at Redshift 7.642”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 907.1, L1 (Jan. 2021), p. L1. DOI: [10.3847/2041-8213/abd8c6](https://doi.org/10.3847/2041-8213/abd8c6), arXiv: [2101.03179](https://arxiv.org/abs/2101.03179) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/abs/2101.03179)].

- [28] Charles C. Steidel et al. “The Keck Lyman Continuum Spectroscopic Survey (KLCS): The Emergent Ionizing Spectrum of Galaxies at $z \sim 3$ ”. In: *The Astrophysical Journal* 869.2, 123 (Dec. 2018), p. 123. DOI: [10.3847/1538-4357/aaed28](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaed28) arXiv: [1805.06071 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1805.06071).
- [29] R. C. Livermore, S. L. Finkelstein, and J. M. Lotz. “Directly Observing the Galaxies Likely Responsible for Reionization”. In: *The Astrophysical Journal* 835.2, 113 (Feb. 2017), p. 113. DOI: [10.3847/1538-4357/835/2/113](https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/2/113). arXiv: [1604.06799 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1604.06799).
- [30] Ian D. McGreer, Andrei Mesinger, and Valentina D’Odorico. “Model-independent evidence in favour of an end to reionization by $z \approx 6$ ”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 447.1 (Feb. 2015), pp. 499–505. DOI: [10.1093/mnras/stu2449](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2449) arXiv: [1411.5375 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1411.5375).
- [31] Piero Madau and Francesco Haardt. “Cosmic Reionization after Planck: Could Quasars Do It All?” In: *The Astrophysical Journal Letters* 813.1, L8 (Nov. 2015), p. L8. DOI: [10.1088/2041-8205/813/1/L8](https://doi.org/10.1088/2041-8205/813/1/L8). arXiv: [1507.07678 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1507.07678).
- [32] Philip F. Hopkins, Gordon T. Richards, and Lars Hernquist. “An Observational Determination of the Bolometric Quasar Luminosity Function”. In: *The Astrophysical Journal* 654.2 (Jan. 2007), pp. 731–753. DOI: [10.1086/509629](https://doi.org/10.1086/509629). arXiv: [astro-ph/0605678 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605678).
- [33] R. J. Bouwens et al. “Reionization After Planck: The Derived Growth of the Cosmic Ionizing Emissivity Now Matches the Growth of the Galaxy UV Luminosity Density”. In: *The Astrophysical Journal* 811.2, 140 (Oct. 2015), p. 140. DOI: [10.1088/0004-637X/811/2/140](https://doi.org/10.1088/0004-637X/811/2/140). arXiv: [1503.08228 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1503.08228).
- [34] Masami Ouchi et al. “Statistics of 207 Ly α Emitters at a Redshift Near 7: Constraints on Reionization and Galaxy Formation Models”. In: *The Astrophysical Journal* 723.1 (Nov. 2010), pp. 869–894. DOI: [10.1088/0004-637X/723/1/869](https://doi.org/10.1088/0004-637X/723/1/869). arXiv: [1007.2961 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1007.2961).
- [35] Matthew A. Schenker et al. “Line-emitting Galaxies beyond a Redshift of 7: An Improved Method for Estimating the Evolving Neutrality of the Intergalactic Medium”. In: *The Astrophysical Journal* 795.1, 20 (Nov. 2014), p. 20. DOI: [10.1088/0004-637X/795/1/20](https://doi.org/10.1088/0004-637X/795/1/20). arXiv: [1404.4632 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1404.4632).
- [36] Xiaohui Fan et al. “Constraining the Evolution of the Ionizing Background and the Epoch of Reionization with $z \sim 6$ Quasars. II. A Sample of 19 Quasars”. In: *The Astronomical Journal* 132.1 (July 2006), pp. 117–136. DOI: [10.1086/504836](https://doi.org/10.1086/504836) arXiv: [astro-ph/0512082 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512082).

- [37] Joshua Schroeder, Andrei Mesinger, and Zoltán Haiman. “Evidence of Gunn-Peterson damping wings in high- z quasar spectra: strengthening the case for incomplete reionization at $z \sim 6-7$ ”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 428.4 (Feb. 2013), pp. 3058–3071. DOI: [10.1093/mnras/sts253](https://doi.org/10.1093/mnras/sts253) arXiv: [1204.2838 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1204.2838).
- [38] James S. Bolton and Martin G. Haehnelt. “The nature and evolution of the highly ionized near-zones in the absorption spectra of $z \sim 6$ quasars”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 374.2 (Jan. 2007), pp. 493–514. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.11176.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.11176.x) arXiv: [astro-ph/0607331 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0607331).
- [39] Matthew McQuinn et al. “Studying reionization with Ly α emitters”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 381.1 (Oct. 2007), pp. 75–96. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.12085.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12085.x) arXiv: [0704.2239 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0704.2239).
- [40] Emanuele Sobacchi and Andrei Mesinger. “The clustering of Lyman α emitters at $z \approx 7$: implications for reionization and host halo masses”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 453.2 (Oct. 2015), pp. 1843–1854. DOI: [10.1093/mnras/stv1751](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1751) arXiv: [1505.02787 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1505.02787).
- [41] T. Totani et al. “Implications for the Cosmic Reionization from the Optical Afterglow Spectrum of the Gamma-Ray Burst 050904 at $z = 6.3$ ”. In: IAU Joint Discussion 26, 19 (Aug. 2006), p. 19.
- [42] Charlotte A. Mason and Max Gronke. “Measuring the properties of reionized bubbles with resolved Ly α spectra”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 499.1 (Nov. 2020), pp. 1395–1405. DOI: [10.1093/mnras/staa2910](https://doi.org/10.1093/mnras/staa2910) arXiv: [2004.13065 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2004.13065).
- [43] Raghunath Ghara et al. “Constraining the state of the intergalactic medium during the Epoch of Reionization using MWA 21-cm signal observations”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 503.3 (May 2021), pp. 4551–4562. DOI: [10.1093/mnras/stab776](https://doi.org/10.1093/mnras/stab776) arXiv: [2103.07483 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/2103.07483).
- [44] Christian L. Reichardt. “Observing the Epoch of Reionization with the Cosmic Microwave Background”. In: *Understanding the Epoch of Cosmic Reionization: Challenges and Progress*. Ed. by Andrei Mesinger. Vol. 423. 2016, p. 227. DOI: [10.1007/978-3-319-21957-8_8](https://doi.org/10.1007/978-3-319-21957-8_8).
- [45] Michael Romano. “The Lyman Continuum radiation escaping from $z = 4$ AGNs and their contribution to the intergalactic ionizing background”. In: *Sapienza, Università di Roma* (2018). Thesis Advisor Prof. Adriano Fontana, Co-Advisors Dr. Emanuele Giallongo and Dr. Andrea Grazian.

- [46] Planck Collaboration et al. “Planck intermediate results. XLVII. Planck constraints on reionization history”. In: *Astronomy & Astrophysics* 596, A108 (Dec. 2016), A108. DOI: [10.1051/0004-6361/201628897](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628897) arXiv: [1605.03507](https://arxiv.org/abs/1605.03507) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [47] E. Komatsu et al. “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 180.2 (Feb. 2009), pp. 330–376. DOI: [10.1088/0067-0049/180/2/330](https://doi.org/10.1088/0067-0049/180/2/330) arXiv: [0803.0547](https://arxiv.org/abs/0803.0547) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [48] A. Kogut. “WMAP polarization results”. In: *ew Astronomy Reviews* 47.11-12 (Dec. 2003), pp. 977–986. DOI: [10.1016/j.newar.2003.09.029](https://doi.org/10.1016/j.newar.2003.09.029) arXiv: [astro-ph/0306048](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306048) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [49] C. L. Bennett et al. “Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 208.2, 20 (Oct. 2013), p. 20. DOI: [10.1088/0067-0049/208/2/20](https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/20) arXiv: [1212.5225](https://arxiv.org/abs/1212.5225) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [50] Masami Ouchi et al. “The Subaru/XMM-Newton Deep Survey (SXDS). IV. Evolution of Ly α Emitters from $z = 3.1$ to 5.7 in the 1 deg^2 Field: Luminosity Functions and AGN”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 176.2 (June 2008), pp. 301–330. DOI: [10.1086/527673](https://doi.org/10.1086/527673) arXiv: [0707.3161](https://arxiv.org/abs/0707.3161) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [51] A. A. Khostovan et al. “Evolution of the H β , [OIII] and [OII] luminosity functions and the [OII] star formation history of the Universe up to $z \sim 5$ from HiZELS”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 452.4 (Aug. 2015), pp. 3948–3968. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stv1474>.
- [52] David Sobral et al. “Evidence for PopIII-like Stellar Populations in the Most Luminous Lyman- α Emitters at the Epoch of Reionization: Spectroscopic Confirmation”. In: *The Astrophysical Journal* 808.2, 139 (Aug. 2015), p. 139. DOI: [10.1088/0004-637X/808/2/139](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/2/139) arXiv: [1504.01734](https://arxiv.org/abs/1504.01734) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [53] Nobunari Kashikawa et al. “Completing the Census of Ly α Emitters at the Reionization Epoch”. In: *The Astrophysical Journal* 734.2, 119 (June 2011), p. 119. DOI: [10.1088/0004-637X/734/2/119](https://doi.org/10.1088/0004-637X/734/2/119) arXiv: [1104.2330](https://arxiv.org/abs/1104.2330) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
- [54] Akira Konno et al. “Accelerated Evolution of the Ly α Luminosity Function at $z > 7$ Revealed by the Subaru Ultra-deep Survey for Ly α Emitters at $z = 7.3$ ”. In: *The Astrophysical Journal* 797.1, 16 (Dec. 2014), p. 16. DOI: [10.1088/0004-637X/797/1/16](https://doi.org/10.1088/0004-637X/797/1/16) arXiv: [1404.6066](https://arxiv.org/abs/1404.6066) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].

- [55] W. Karman et al. “MUSE integral-field spectroscopy towards the Frontier Fields cluster Abell S1063. I. Data products and redshift identifications”. In: *Astronomy & Astrophysics* 574, A11 (Feb. 2015), A11. DOI: [10.1051/0004-6361/201424962](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424962), arXiv: [1409.3507 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1409.3507)
- [56] P. Cassata et al. “The VIMOS VLT Deep Survey: star formation rate density of Ly α emitters from a sample of 217 galaxies with spectroscopic redshifts $2 \leq z \leq 6.6$ ”. In: *Astronomy & Astrophysics* 525, A143 (Jan. 2011), A143. DOI: [10.1051/0004-6361/201014410](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014410) arXiv: [1003.3480 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1003.3480).
- [57] Sérgio Santos, David Sobral, and Jorryt Matthee. “The Ly α luminosity function at $z = 5.7 - 6.6$ and the steep drop of the faint end: implications for reionization”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 463.2 (Dec. 2016), pp. 1678–1691. DOI: [10.1093/mnras/stw2076](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2076) arXiv: [1606.07435 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1606.07435)
- [58] Mark Dijkstra and Abraham Loeb. “The polarization of scattered Ly α radiation around high-redshift galaxies”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 386.1 (May 2008), pp. 492–504. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.13066.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13066.x) arXiv: [0711.2312 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0711.2312)
- [59] K. B. Schmidt et al. “The Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS). III. A Census of Ly α Emission at $z \gtrsim 7$ from HST Spectroscopy”. In: *The Astrophysical Journal* 818.1, 38 (Feb. 2016), p. 38. DOI: [10.3847/0004-637X/818/1/38](https://doi.org/10.3847/0004-637X/818/1/38) arXiv: [1511.04205 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1511.04205).
- [60] Jorryt Matthee et al. “The CALYMHA survey: Ly α escape fraction and its dependence on galaxy properties at $z = 2.23$ ”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 458.1 (Feb. 2016), pp. 449–467. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/mnras/stw322](https://doi.org/10.1093/mnras/stw322), URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stw322>.
- [61] M. Castellano et al. “First Observational Support for Overlapping Reionized Bubbles Generated by a Galaxy Overdensity”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 818.1, L3 (Feb. 2016), p. L3. DOI: [10.3847/2041-8205/818/1/L3](https://doi.org/10.3847/2041-8205/818/1/L3) arXiv: [1601.03442 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1601.03442).
- [62] Daniel P. Stark et al. “Ly α and CIII] emission in $z = 7-9$ Galaxies: accelerated reionization around luminous star-forming systems?” In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 464.1 (Sept. 2016), pp. 469–479. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/mnras/stw2233](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2233), URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stw2233>

- [63] Matthew Hayes et al. “On the Redshift Evolution of the Ly α Escape Fraction and the Dust Content of Galaxies”. In: *The Astrophysical Journal* 730.1, 8 (Mar. 2011), p. 8. DOI: [10.1088/0004-637X/730/1/8](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/1/8) arXiv: [1010.4796](https://arxiv.org/abs/1010.4796) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [64] Mark Dijkstra. “Ly α Emitting Galaxies as a Probe of Reionisation”. In: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 31 (2014), e040. DOI: [10.1017/pasa.2014.33](https://doi.org/10.1017/pasa.2014.33)
- [65] Mark Dijkstra, Andrei Mesinger, and J. Stuart B. Wyithe. “The detectability of Ly α emission from galaxies during the epoch of reionization”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 414.3 (July 2011), pp. 2139–2147. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.18530.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18530.x) arXiv: [1101.5160](https://arxiv.org/abs/1101.5160) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [66] Kazuaki Ota et al. “A New Constraint on Reionization from the Evolution of the Ly α Luminosity Function at $z \sim 6-7$ Probed by a Deep Census of $z = 7.0$ Ly α Emitter Candidates to 0.3L * ”. In: *The Astrophysical Journal* 844.1, 85 (July 2017), p. 85. DOI: [10.3847/1538-4357/aa7a0a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7a0a) arXiv: [1703.02501](https://arxiv.org/abs/1703.02501) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [67] Steven R. Furlanetto, Matias Zaldarriaga, and Lars Hernquist. “The effects of reionization on Ly α galaxy surveys”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 365.3 (Jan. 2006), pp. 1012–1020. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09785.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09785.x) arXiv: [astro-ph/0507266](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0507266) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [68] Piero Madau et al. “High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 4$ ”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 283.4 (Dec. 1996), pp. 1388–1404. DOI: [10.1093/mnras/283.4.1388](https://doi.org/10.1093/mnras/283.4.1388) arXiv: [astro-ph/9607172](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9607172) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [69] Charles C. Steidel et al. “Spectroscopy of Lyman Break Galaxies in the Hubble Deep Field”. In: *The Astronomical Journal* 112 (Aug. 1996), p. 352. DOI: [10.1086/118019](https://doi.org/10.1086/118019) arXiv: [astro-ph/9604140](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9604140) [[astro-ph](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]
- [70] Myungshin Im. “Galaxy Evolution in Distant Universe”. In: *Journal of Korean Astronomical Society* 38.2 (June 2005), pp. 135–140. DOI: [10.5303/JKAS.2005.38.2.135](https://doi.org/10.5303/JKAS.2005.38.2.135)
- [71] R. J. McLure et al. “Galaxies at $z = 6-9$ from the WFC3/IR imaging of the Hubble Ultra Deep Field”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 403.2 (Apr. 2010), pp. 960–983. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.16176.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16176.x) arXiv: [0909.2437](https://arxiv.org/abs/0909.2437) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)]

- [72] Laurence P. Eyles et al. “The stellar mass density at $z \sim 6$ from Spitzer imaging of i'-drop galaxies”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 374.3 (Jan. 2007), pp. 910–930. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.11197.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.11197.x) arXiv: [astro-ph/0607306](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0607306) [astro-ph].
- [73] Daniel P. Stark et al. “The Evolutionary History of Lyman Break Galaxies Between Redshift 4 and 6: Observing Successive Generations of Massive Galaxies in Formation”. In: *The Astrophysical Journal* 697.2 (June 2009), pp. 1493–1511. DOI: [10.1088/0004-637X/697/2/1493](https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/1493) arXiv: [0902.2907](https://arxiv.org/abs/0902.2907) [astro-ph.CO].
- [74] R. J. Bouwens et al. “UV Continuum Slope and Dust Obscuration from $z \sim 6$ to $z \sim 2$: The Star Formation Rate Density at High Redshift”. In: *The Astrophysical Journal* 705.1 (Nov. 2009), pp. 936–961. DOI: [10.1088/0004-637X/705/1/936](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/1/936) arXiv: [0909.4074](https://arxiv.org/abs/0909.4074) [astro-ph.CO].
- [75] Naveen A. Reddy and Charles C. Steidel. “A Steep Faint-End Slope of the UV Luminosity Function at $z \sim 2$ -3: Implications for the Global Stellar Mass Density and Star Formation in Low-Mass Halos”. In: *The Astrophysical Journal* 692.1 (Feb. 2009), pp. 778–803. DOI: [10.1088/0004-637X/692/1/778](https://doi.org/10.1088/0004-637X/692/1/778) arXiv: [0810.2788](https://arxiv.org/abs/0810.2788) [astro-ph].
- [76] Daniel P. Stark et al. “Keck spectroscopy of faint $3 < z < 7$ Lyman break galaxies - I. New constraints on cosmic reionization from the luminosity and redshift-dependent fraction of Lyman α emission”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 408.3 (Nov. 2010), pp. 1628–1648. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.17227.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17227.x) arXiv: [1003.5244](https://arxiv.org/abs/1003.5244) [astro-ph.CO].
- [77] Nobunari Kashikawa et al. “The End of the Reionization Epoch Probed by Ly α Emitters at $z = 6.5$ in the Subaru Deep Field”. In: *The Astrophysical Journal* 648.1 (Sept. 2006), pp. 7–22. DOI: [10.1086/504966](https://doi.org/10.1086/504966) arXiv: [astro-ph/0604149](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0604149) [astro-ph].
- [78] Pratika Dayal, Andrea Ferrara, and Alexandro Saro. “The cool side of Lyman alpha emitters”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 402.3 (Mar. 2010), pp. 1449–1457. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.15995.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15995.x) arXiv: [0907.4989](https://arxiv.org/abs/0907.4989) [astro-ph.CO].
- [79] Kazuaki Ota et al. “Reionization and Galaxy Evolution Probed by $z = 7$ Ly α Emitters”. In: *The Astrophysical Journal* 677.1 (Apr. 2008), pp. 12–26. DOI: [10.1086/529006](https://doi.org/10.1086/529006) arXiv: [0707.1561](https://arxiv.org/abs/0707.1561) [astro-ph].

- [80] Hakim Atek et al. “On the detectability of Ly α emission in star forming galaxies. The role of dust”. In: *Astronomy & Astrophysics* 488.2 (Sept. 2008), pp. 491–509. DOI: [10.1051/0004-6361:200809527](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809527). arXiv: [0805.3501](https://arxiv.org/abs/0805.3501) [astro-ph].
- [81] Charles C. Steidel et al. “The Structure and Kinematics of the Circumgalactic Medium from Far-ultraviolet Spectra of $z \sim 2-3$ Galaxies”. In: *The Astrophysical Journal* 717.1 (July 2010), pp. 289–322. DOI: [10.1088/0004-637X/717/1/289](https://doi.org/10.1088/0004-637X/717/1/289). arXiv: [1003.0679](https://arxiv.org/abs/1003.0679) [astro-ph.CO].
- [82] R. J. Bouwens et al. “Very Blue UV-Continuum Slope β of Low Luminosity $z \sim 7$ Galaxies from WFC3/IR: Evidence for Extremely Low Metallicities?” In: *The Astrophysical Journal Letters* 708.2 (Jan. 2010), pp. L69–L73. DOI: [10.1088/2041-8205/708/2/L69](https://doi.org/10.1088/2041-8205/708/2/L69). arXiv: [0910.0001](https://arxiv.org/abs/0910.0001) [astro-ph.CO].
- [83] S. De Barros et al. “VLT/FORS2 view at z 6: Lyman- α emitter fraction and galaxy physical properties at the edge of the epoch of cosmic reionization”. In: *Astronomy & Astrophysics* 608, A123 (Dec. 2017), A123. DOI: [10.1051/0004-6361/201731476](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731476). arXiv: [1710.01784](https://arxiv.org/abs/1710.01784) [astro-ph.GA].
- [84] Charlotte A. Mason et al. “The Universe Is Reionizing at $z \sim 7$: Bayesian Inference of the IGM Neutral Fraction Using Ly α Emission from Galaxies”. In: *The Astrophysical Journal* 856.1, 2 (Mar. 2018), p. 2. DOI: [10.3847/1538-4357/aab0a7](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab0a7). arXiv: [1709.05356](https://arxiv.org/abs/1709.05356) [astro-ph.CO].
- [85] Daniel Mortlock. “Quasars as Probes of Cosmological Reionization”. In: *Understanding the Epoch of Cosmic Reionization: Challenges and Progress*. Ed. by Andrei Mesinger. Vol. 423. 2016, p. 187. DOI: [10.1007/978-3-319-21957-8_7](https://doi.org/10.1007/978-3-319-21957-8_7).
- [86] Michael Rauch. “The Lyman Alpha Forest in the Spectra of QSOs”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 36 (Jan. 1998), pp. 267–316. DOI: [10.1146/annurev.astro.36.1.267](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.36.1.267). arXiv: [astro-ph/9806286](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9806286) [astro-ph].
- [87] Yu Zhang, Peter Anninos, and Michael L. Norman. “A Multispecies Model for Hydrogen and Helium Absorbers in Lyman-Alpha Forest Clouds”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 453 (Nov. 1995), p. L57. DOI: [10.1086/309752](https://doi.org/10.1086/309752). arXiv: [astro-ph/9508133](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9508133) [astro-ph].
- [88] Jordi Miralda-Escudé, Martin Haehnelt, and Martin J. Rees. “Reionization of the Inhomogeneous Universe”. In: *The Astrophysical Journal* 530.1 (Feb. 2000), pp. 1–16. DOI: [10.1086/308330](https://doi.org/10.1086/308330). arXiv: [astro-ph/9812306](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812306) [astro-ph].

- [89] Antoinette Songaila. “The Evolution of the Intergalactic Medium Transmission to Redshift 6”. In: *The Astronomical Journal* 127.5 (May 2004), pp. 2598–2603. DOI: [10.1086/383561](https://doi.org/10.1086/383561). arXiv: [astro-ph/0402347](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402347) [astro-ph].
- [90] Nickolay Y. Gnedin and Xiaohui Fan. “Cosmic Reionization Redux”. In: *The Astrophysical Journal* 648.1 (Sept. 2006), pp. 1–6. DOI: [10.1086/505790](https://doi.org/10.1086/505790). arXiv: [astro-ph/0603794](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603794) [astro-ph].
- [91] Sarah E. I. Bosman et al. “New constraints on Lyman- α opacity with a sample of 62 quasars at $z > 5.7$ ”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 479.1 (Sept. 2018), pp. 1055–1076. DOI: [10.1093/mnras/sty1344](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1344). arXiv: [1802.08177](https://arxiv.org/abs/1802.08177) [astro-ph.GA].
- [92] Anna-Christina Eilers, Frederick B. Davies, and Joseph F. Hennawi. “The Opacity of the Intergalactic Medium Measured along Quasar Sightlines at $z \sim 6$ ”. In: *The Astrophysical Journal* 864.1, 53 (Sept. 2018), p. 53. DOI: [10.3847/1538-4357/aad4fd](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad4fd). arXiv: [1807.04229](https://arxiv.org/abs/1807.04229) [astro-ph.GA].
- [93] Girish Kulkarni, Gábor Worseck, and Joseph F. Hennawi. “Evolution of the AGN UV luminosity function from redshift 7.5”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 488.1 (Sept. 2019), pp. 1035–1065. DOI: [10.1093/mnras/stz1493](https://doi.org/10.1093/mnras/stz1493). arXiv: [1807.09774](https://arxiv.org/abs/1807.09774) [astro-ph.GA].
- [94] Anna-Christina Eilers et al. “Anomaly in the Opacity of the Post-reionization Intergalactic Medium in the Ly α and Ly β Forest”. In: *The Astrophysical Journal* 881.1, 23 (Aug. 2019), p. 23. DOI: [10.3847/1538-4357/ab2b3f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab2b3f). arXiv: [1906.05874](https://arxiv.org/abs/1906.05874) [astro-ph.GA].
- [95] Laura C. Keating, Ewald Puchwein, and Martin G. Haehnelt. “Spatial fluctuations of the intergalactic temperature-density relation after hydrogen reionization”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 477.4 (July 2018), pp. 5501–5516. DOI: [10.1093/mnras/sty968](https://doi.org/10.1093/mnras/sty968). arXiv: [1709.05351](https://arxiv.org/abs/1709.05351) [astro-ph.CO].
- [96] Jonathan Chardin, Ewald Puchwein, and Martin G. Haehnelt. “Large-scale opacity fluctuations in the Ly α forest: evidence for QSOs dominating the ionizing UV background at $z \sim 5.5-6$?” In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465.3 (Mar. 2017), pp. 3429–3445. DOI: [10.1093/mnras/stw2943](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2943). arXiv: [1606.08231](https://arxiv.org/abs/1606.08231) [astro-ph.CO].
- [97] Andrei Mesinger. “Was reionization complete by $z \sim 5-6$?” In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 407.2 (Sept. 2010), pp. 1328–1337. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16995.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16995.x). arXiv: [0910.4161](https://arxiv.org/abs/0910.4161) [astro-ph.CO].

- [98] Jordi Miralda-Escudé. “Reionization of the Intergalactic Medium and the Damping Wing of the Gunn-Peterson Trough”. In: *The Astrophysical Journal* 501.1 (July 1998), pp. 15–22. DOI: [10.1086/305799](https://doi.org/10.1086/305799). arXiv: [astro-ph/9708253](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9708253) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- [99] Chris Willott. “Cosmology: A monster in the early Universe”. In: *Nature* 474.7353 (June 2011), pp. 583–584. DOI: [10.1038/474583a](https://doi.org/10.1038/474583a). arXiv: [1106.6090](https://arxiv.org/abs/1106.6090) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO)].
- [100] Daniel J. Mortlock et al. “A luminous quasar at a redshift of $z = 7.085$ ”. In: *Nature* 474.7353 (June 2011), pp. 616–619. DOI: [10.1038/nature10159](https://doi.org/10.1038/nature10159). arXiv: [1106.6088](https://arxiv.org/abs/1106.6088) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO)].
- [101] Frederick B. Davies et al. “Quantitative Constraints on the Reionization History from the IGM Damping Wing Signature in Two Quasars at $z > 7$ ”. In: *The Astrophysical Journal* 864.2, 142 (Sept. 2018), p. 142. DOI: [10.3847/1538-4357/aad6dc](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad6dc). arXiv: [1802.06066](https://arxiv.org/abs/1802.06066) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO)].
- [102] Laura C. Keating et al. “Probing the end of reionization with the near zones of $z \gtrsim 6$ QSOs”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 454.1 (Nov. 2015), pp. 681–697. DOI: [10.1093/mnras/stv2020](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2020). arXiv: [1506.03396](https://arxiv.org/abs/1506.03396) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO)].
- [103] S. R. Furlanetto, L. Hernquist, and M. Zaldarriaga. “Constraining the topology of reionization through $\text{Ly}\alpha$ absorption”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 354.3 (Nov. 2004), pp. 695–707. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.08225.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08225.x). arXiv: [astro-ph/0406131](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406131) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- [104] Bradley Greig et al. “Are we witnessing the epoch of reionisation at $z = 7.1$ from the spectrum of J1120+0641?” In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 466.4 (Apr. 2017), pp. 4239–4249. DOI: [10.1093/mnras/stw3351](https://doi.org/10.1093/mnras/stw3351). arXiv: [1606.00441](https://arxiv.org/abs/1606.00441) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO)].
- [105] Anna-Christina Eilers et al. “Implications of $z \sim 6$ Quasar Proximity Zones for the Epoch of Reionization and Quasar Lifetimes”. In: *The Astrophysical Journal* 840.1, 24 (May 2017), p. 24. DOI: [10.3847/1538-4357/aa6c60](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6c60). arXiv: [1703.02539](https://arxiv.org/abs/1703.02539) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA)].
- [106] C. Mazzucchelli et al. “Physical Properties of 15 Quasars at $z \gtrsim 6.5$ ”. In: *The Astrophysical Journal* 849.2, 91 (Nov. 2017), p. 91. DOI: [10.3847/1538-4357/aa9185](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9185). arXiv: [1710.01251](https://arxiv.org/abs/1710.01251) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA)].
- [107] Sangeeta Malhotra and James E. Rhoads. “Luminosity Functions of $\text{Ly}\alpha$ Emitters at Redshifts $z=6.5$ and $z=5.7$: Evidence against Reionization at $z \leq 6.5$ ”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 617.1 (Dec. 2004), pp. L5–L8. DOI: [10.1086/427182](https://doi.org/10.1086/427182). arXiv: [astro-ph/0407408](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407408) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].

- [108] Masami Ouchi et al. “Systematic Identification of LAEs for Visible Exploration and Reionization Research Using Subaru HSC (SILVERRUSH). I. Program strategy and clustering properties of ~ 2000 Ly α emitters at $z = 6-7$ over the $0.3-0.5$ Gpc 2 survey area”. In: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 70, S13 (Jan. 2018), S13. DOI: [10.1093/pasj/psx074](https://doi.org/10.1093/pasj/psx074). arXiv: [1704.07455](https://arxiv.org/abs/1704.07455) [astro-ph.GA]
- [109] Akira Konno et al. “SILVERRUSH. IV. Ly α luminosity functions at $z = 5.7$ and 6.6 studied with ~ 1300 Ly α emitters on the $14-21$ deg 2 sky”. In: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 70.SP1 (2018), id. S16.
- [110] A. Hoag et al. “Constraining the Neutral Fraction of Hydrogen in the IGM at Redshift 7.5”. In: *The Astrophysical Journal* 878.1, 12 (June 2019), p. 12. DOI: [10.3847/1538-4357/ab1de7](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1de7). arXiv: [1901.09001](https://arxiv.org/abs/1901.09001) [astro-ph.GA]
- [111] Wei-Ming Dai et al. “Constraining the reionization history with CMB and spectroscopic observations”. In: *Physical Review D* 99.4, 043524 (Feb. 2019), p. 043524. DOI: [10.1103/PhysRevD.99.043524](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.043524). arXiv: [1805.02236](https://arxiv.org/abs/1805.02236) [astro-ph.CO]
- [112] V. Tilvi et al. “Rapid Decline of Ly α Emission toward the Reionization Era”. In: *The Astrophysical Journal* 794.1, 5 (Oct. 2014), p. 5. DOI: [10.1088/0004-637X/794/1/5](https://doi.org/10.1088/0004-637X/794/1/5). arXiv: [1405.4869](https://arxiv.org/abs/1405.4869) [astro-ph.CO]
- [113] Charlotte A. Mason et al. “Inferences on the timeline of reionization at $z \sim 8$ from the KMOS Lens-Amplified Spectroscopic Survey”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 485.3 (May 2019), pp. 3947–3969. DOI: [10.1093/mnras/stz632](https://doi.org/10.1093/mnras/stz632). arXiv: [1901.11045](https://arxiv.org/abs/1901.11045) [astro-ph.CO]
- [114] A. L. Faisst et al. “Spectroscopic Observation of Ly α Emitters at $z \sim 7.7$ and Implications on Re-ionization”. In: *The Astrophysical Journal* 788.1, 87 (June 2014), p. 87. DOI: [10.1088/0004-637X/788/1/87](https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/1/87). arXiv: [1402.3604](https://arxiv.org/abs/1402.3604) [astro-ph.CO]
- [115] Intae Jung et al. “Texas Spectroscopic Search for Ly α Emission at the End of Reionization. III. The Ly α Equivalent-width Distribution and Ionized Structures at $z > 7$ ”. In: *The Astrophysical Journal* 904.2, 144 (Dec. 2020), p. 144. DOI: [10.3847/1538-4357/abbd44](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abbd44). arXiv: [2009.10092](https://arxiv.org/abs/2009.10092) [astro-ph.GA]
- [116] Eduardo Bañados et al. “An 800-million-solar-mass black hole in a significantly neutral Universe at a redshift of 7.5”. In: *Nature* 553.7689 (Jan. 2018), pp. 473–476. DOI: [10.1038/nature25180](https://doi.org/10.1038/nature25180). arXiv: [1712.01860](https://arxiv.org/abs/1712.01860) [astro-ph.GA]
- [117] Alexa Morales et al. “The Evolution of the Lyman-Alpha Luminosity Function During Reionization”. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2101.01205 (Jan. 2021), arXiv:2101.01205. arXiv: [2101.01205](https://arxiv.org/abs/2101.01205) [astro-ph.GA]

- [118] Zhen-Ya Zheng et al. “First Results from the Lyman Alpha Galaxies in the Epoch of Reionization (LAGER) Survey: Cosmological Reionization at $z \sim 7$ ”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 842.2, L22 (June 2017), p. L22. DOI: [10.3847/2041-8213/aa794f](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa794f) arXiv: [1703.02985 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1703.02985).
- [119] Isak G. B. Wold et al. “LAGER Ly α Luminosity Function at $z \sim 7$, Implications for Reionization”. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2105.12191 (May 2021), arXiv:2105.12191. arXiv: [2105.12191 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2105.12191).
- [120] Jinyi Yang et al. “Measurements of the $z \sim 6$ Intergalactic Medium Optical Depth and Transmission Spikes Using a New $z > 6.3$ Quasar Sample”. In: *The Astrophysical Journal* 904.1, 26 (Nov. 2020), p. 26. DOI: [10.3847/1538-4357/abbc1b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abbc1b) arXiv: [2009.13544 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2009.13544).
- [121] Bradley Greig and Andrei Mesinger. “The Global History of Reionization”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465.4 (Mar. 2017), pp. 4838–4852. DOI: [10.1093/mnras/stw3026](https://doi.org/10.1093/mnras/stw3026) arXiv: [1605.05374 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1605.05374)
- [122] R. J. Bouwens et al. “The Bright End of the $z \sim 9$ and $z \sim 10$ UV Luminosity Functions Using All Five CANDELS Fields”. In: *The Astrophysical Journal* 830.2 (2016), p. 34.
- [123] Michael Kuhlen and Claude-André Faucher-Giguère. “Concordance models of reionization: implications for faint galaxies and escape fraction evolution”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 423.1 (June 2012), pp. 862–876. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.20924.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20924.x) arXiv: [1201.0757 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1201.0757)
- [124] Shaghayegh Parsa, James S. Dunlop, and Ross J. McLure. “No evidence for a significant AGN contribution to cosmic hydrogen reionization”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 474.3 (Mar. 2018), pp. 2904–2923. DOI: [10.1093/mnras/stx2887](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2887) arXiv: [1704.07750 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1704.07750)
- [125] Sandro Tacchella et al. “A Redshift-independent Efficiency Model: Star Formation and Stellar Masses in Dark Matter Halos at $z \gtrsim 4$ ”. In: *The Astrophysical Journal* 868.2, 92 (Dec. 2018), p. 92. DOI: [10.3847/1538-4357/aae8e0](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aae8e0) arXiv: [1806.03299 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1806.03299)
- [126] Konstantina Boutsia et al. “The Luminosity Function of Bright QSOs at $z \sim 4$ and Implications for the Cosmic Ionizing Background”. In: *The Astrophysical Journal* 912.2, 111 (May 2021), p. 111. DOI: [10.3847/1538-4357/abedb5](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abedb5) arXiv: [2103.10446 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2103.10446)

- [127] Donald G. York et al. “The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary”. In: *The Astronomical Journal* 120.3 (Sept. 2000), pp. 1579–1587. DOI: [10.1086/301513](https://doi.org/10.1086/301513) arXiv: [astro-ph/0006396](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0006396) [astro-ph].
- [128] Alexander P. Calverley et al. “Measurements of the ultraviolet background at $4.6 < z < 6.4$ using the quasar proximity effect”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 412.4 (Apr. 2011), pp. 2543–2562. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.18072.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18072.x) arXiv: [1011.5850](https://arxiv.org/abs/1011.5850) [astro-ph.CO].
- [129] Bruno Villasenor et al. “Effects of Photoionization and Photoheating on Ly α Forest Properties from Cholla Cosmological Simulations”. In: *The Astrophysical Journal* 912.2, 138 (May 2021), p. 138. DOI: [10.3847/1538-4357/abed5a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abed5a), arXiv: [2009.06652](https://arxiv.org/abs/2009.06652) [astro-ph.CO].
- [130] C. L. Reichardt et al. “An Improved Measurement of the Secondary Cosmic Microwave Background Anisotropies from the SPT-SZ + SPTpol Surveys”. In: *The Astrophysical Journal* 908.2, 199 (Feb. 2021), p. 199. DOI: [10.3847/1538-4357/abd407](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd407) arXiv: [2002.06197](https://arxiv.org/abs/2002.06197) [astro-ph.CO].
- [131] Charlotte A. Mason, Michele Trenti, and Tommaso Treu. “The Galaxy UV Luminosity Function before the Epoch of Reionization”. In: *The Astrophysical Journal* 813.1, 21 (Nov. 2015), p. 21. DOI: [10.1088/0004-637X/813/1/21](https://doi.org/10.1088/0004-637X/813/1/21), arXiv: [1508.01204](https://arxiv.org/abs/1508.01204) [astro-ph.GA].
- [132] S. A. Wouthuysen. “On the excitation mechanism of the 21 cm interstellar hydrogen emission line”. In: *Physica* 18.1 (Jan. 1952), pp. 75–76. DOI: [10.1016/S0031-8914\(52\)80143-0](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(52)80143-0).
- [133] Jacob Seiler et al. “The escape fraction of ionizing photons during the Epoch of Reionization: observability with the Square Kilometre Array”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 487.4 (Aug. 2019), pp. 5739–5752. DOI: [10.1093/mnras/stz1663](https://doi.org/10.1093/mnras/stz1663), arXiv: [1902.01611](https://arxiv.org/abs/1902.01611) [astro-ph.GA].
- [134] Michele Bianco et al. “Deep learning approach for identification of H II regions during reionization in 21-cm observations”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 505.3 (Aug. 2021), pp. 3982–3997. DOI: [10.1093/mnras/stab1518](https://doi.org/10.1093/mnras/stab1518), arXiv: [2102.06713](https://arxiv.org/abs/2102.06713) [astro-ph.IM].
- [135] Simon Gazagnes, Léon V. E. Koopmans, and Michael H. F. Wilkinson. “Inferring the properties of the sources of reionization using the morphological spectra of the ionized regions”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Apr. 2021). DOI: [10.1093/mnras/stab107](https://doi.org/10.1093/mnras/stab107), arXiv: [2011.08260](https://arxiv.org/abs/2011.08260) [astro-ph.CO].

- [136] Caroline Heneka and Asantha Cooray. “Optimal survey parameters: Ly α and H α intensity mapping for synergy with the 21cm signal during reionization”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (July 2021). DOI: [10.1093/mnras/stab1842](https://doi.org/10.1093/mnras/stab1842) arXiv: [2104.12739](https://arxiv.org/abs/2104.12739) [astro-ph.CO].
- [137] *NASA Statement on James Webb Space Telescope Launch Readiness*. URL: <https://www.nasa.gov/press-release/goddard/2021/nasa-statement-on-james-webb-space-telescope-launch-readiness> (visited on).
- [138] Christina C. Williams et al. “The JWST Extragalactic Mock Catalog: Modeling Galaxy Populations from the UV through the Near-IR over 13 Billion Years of Cosmic History”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 236.2, 33 (June 2018), p. 33. DOI: [10.3847/1538-4365/aabcbb](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aabcbb) arXiv: [1802.05272](https://arxiv.org/abs/1802.05272) [astro-ph.GA]
- [139] Steven L. Finkelstein et al. *The Cosmic Evolution Early Release Science (CEERS) Survey*. JWST Proposal ID 1345. Cycle 0 Early Release Science. Nov. 2017.
- [140] L. Y. Aaron Yung et al. “Semi-analytic forecasts for JWST - IV. Implications for cosmic reionization and LyC escape fraction”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 496.4 (Aug. 2020), pp. 4574–4592. DOI: [10.1093/mnras/staa1800](https://doi.org/10.1093/mnras/staa1800) arXiv: [2001.08751](https://arxiv.org/abs/2001.08751) [astro-ph.GA].