

Unidad IV.

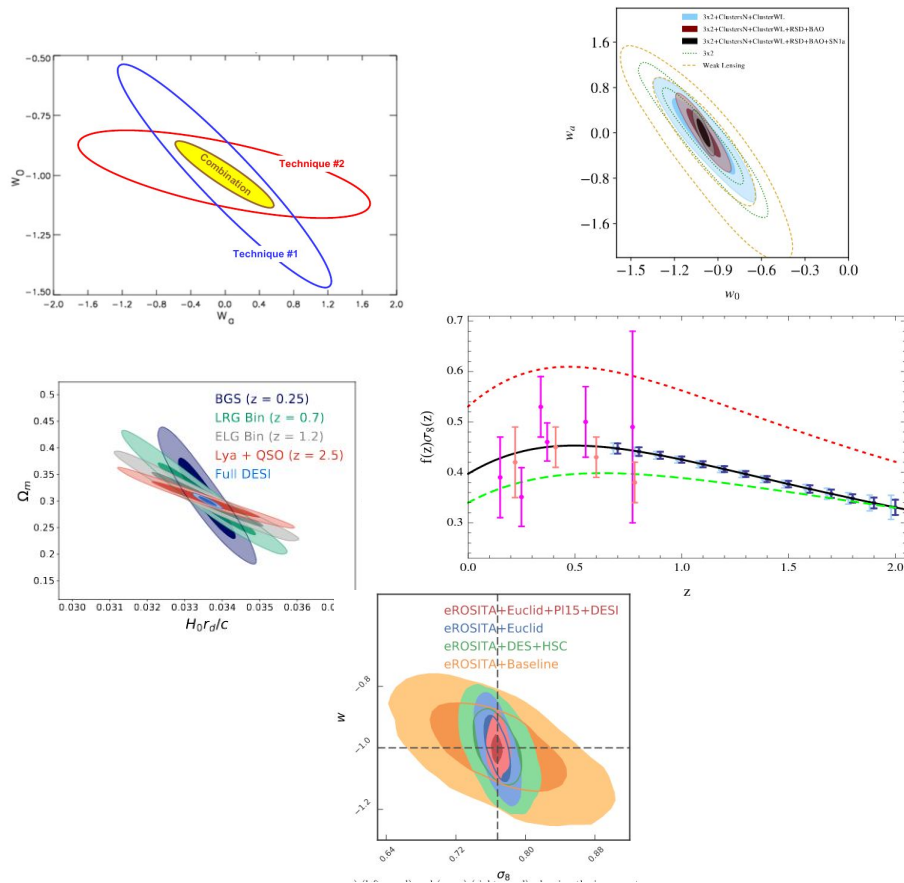
Reionización

Recordatorio...

Experimentos de energía oscura en los 2020s

El potencial de un experimento de acotar los parámetros de energía oscura se mide a través de la figura de mérito. Un experimento se beneficia particularmente de la posibilidad de combinar mediciones distintas, ya sea como parte del mismo experimento o con otros.

Los principales experimentos ópticos-infrarrojos son Euclid, LSST y WFIRST, además de los experimentos exclusivamente espectroscópicos DESI, PFS y HETDEX (que buscan principalmente medir BAO a distintos redshifts). El satélite eROSITA busca medir la abundancia de cúmulos de galaxias usando su emisión en rayos X.



Sigamos!

El fin de la Era Oscura*

Luego de la recombinación a $z \sim 1100$, el contenido del Universo era principalmente gas químicamente neutral, y las condiciones estaban establecidas para la formación de las primeras fuentes luminosas.

Para que la gravedad de un halo (de materia oscura) sea capaz de retener el gas que cae, venciendo la presión del gas, debe tener una masa mayor que la **masa de Jeans**,

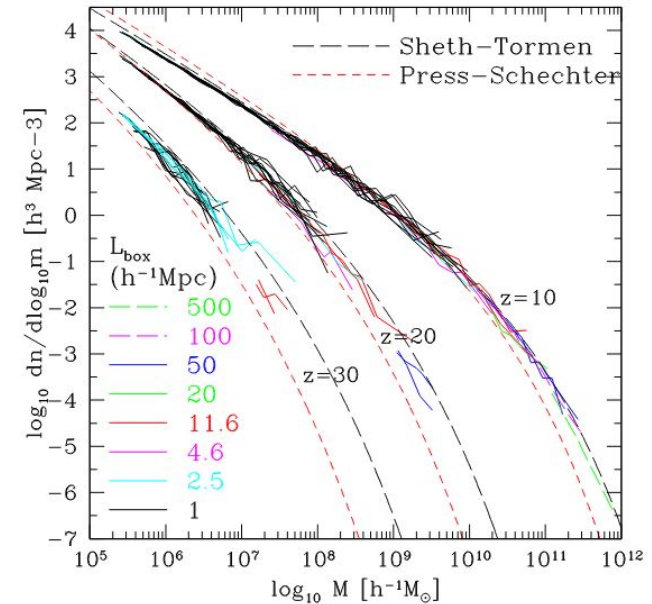
$$M_J \propto c_s^3 \bar{\rho}^{-1/2}$$
$$M_J \approx 5.7 \times 10^3 \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.15} \right)^{-1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.022} \right)^{-3/5} \left(\frac{1+z}{10} \right)^{3/2}$$

donde la última igualdad es válida para $z \lesssim 140$.

Para que este gas atrapado por los halos pueda colapsar en sí mismo y formar estrellas, necesita enfriarse lo suficiente.

Las trazas de hidrógeno molecular generadas primordialmente son esenciales para facilitar la formación de las primeras estrellas, ya que el hidrógeno atómico no logra enfriarse lo suficiente dentro de los halos a $z \gtrsim 10$. A $z \sim 20$, el H_2 puede enfriarse eficientemente en halos de masa $M \gtrsim 10^5 M_{\text{sun}}$ (“minihalos”), de manera que es aquí donde se formaron las primeras estrellas del Universo.

Estas estrellas, llamadas **de Población III** o **Pop III**, no contenían elementos pesados (en astronomía, “metales”). Por esto, la opacidad del plasma estelar sería mucho menor, al mismo tiempo que la temperatura y luminosidad serían más altas, que las estrellas actuales de la misma masa, y por lo tanto su vida sería también más corta. Su alta temperatura también las haría fuentes ionizantes más eficientes que las estrellas actuales con metalicidades normales, destruyendo con esto el H_2 que quedaba.



Dayal & Ferrara (2018)

Luego de fusionar H y He en elementos más pesados, estas estrellas Pop III produjeron supernovas, que son las responsables de esparcir estos elementos pesados (“metales”) en el medio intergaláctico (**IGM**), enriqueciéndolo por primera vez. (La energía cinética producto de estas supernovas es suficiente para escapar los halos, de manera que las generaciones siguientes de estrellas se formaron en halos distintos a los originales.)

Habiendo consumido todo el H_2 , la siguiente generación de estrellas sólo puede formarse en halos con temperaturas $>10^4$ K, que abundan recién a $z \sim 10$ (con masas $M \sim 10^7 M_{\text{sun}}$). A esta temperatura la formación estelar es por fin eficiente, y se forman las primeras proto-galaxias.

Reionización

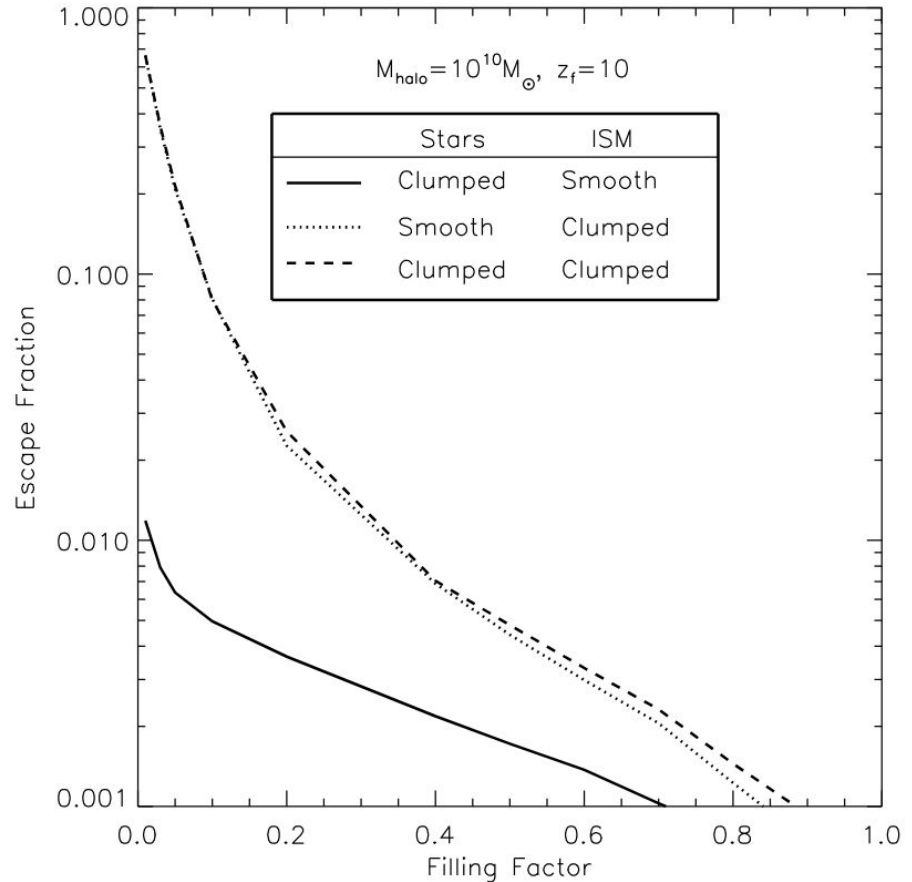
Las estrellas Pop III producen emisión de continuo de la serie de Lyman (LyC, a $\lambda < 91.2$ nm), que tiene suficiente energía para ionizar el hidrógeno. Sin embargo, estos fotones (con energías > 13.6 eV) son fácilmente absorbidos por átomos de hidrógeno neutro y por lo tanto no escapan fácilmente a las primeras galaxias, que además eran mucho más densas que las actuales.

La **fracción de escape** de fotones LyC, f_{esc} , corresponde a la fracción de estos fotones que logran escapar una galaxia hacia el IGM, y es un valor crítico en cualquier hipótesis acerca de la reionización.

El valor de f_{esc} depende de muchos factores, incluyendo la historia de formación estelar, la función inicial de masa estelar (IMF, que determinan la cantidad y la tasa de producción de fotones ionizantes), la densidad del medio interestelar y la aglomeración de nubes de gas y polvo dentro de la galaxia (que determinan el grado de absorción de estos fotones dentro de la galaxia), y es por lo tanto muy difícil de determinar. Determinaciones recientes sugieren valores de f_{esc} de 5-20%.

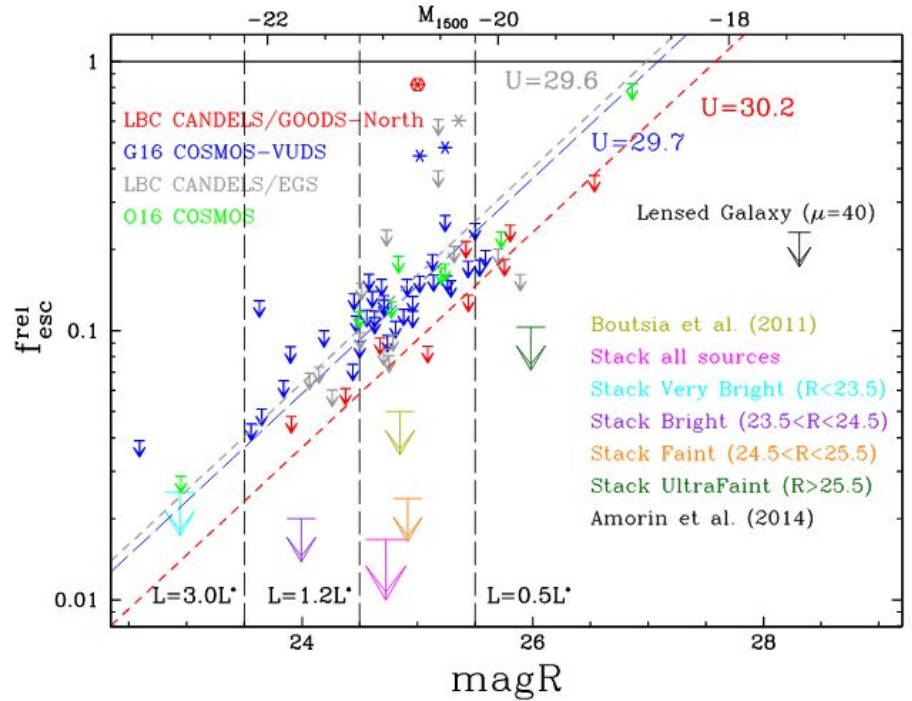
Cálculo de la dependencia de la fracción de escape según la configuración de la galaxia, definida por: la aglomeración de las estrellas, la aglomeración del medio interestelar, y el factor de llenado de estas aglomeraciones.

Si el ISM es homogéneo, prácticamente ningún fotón logra escapar. Por el contrario, si está aglomerado, la radiación logra escapar entre concentraciones de HI.



Barkana & Loeb (2001)

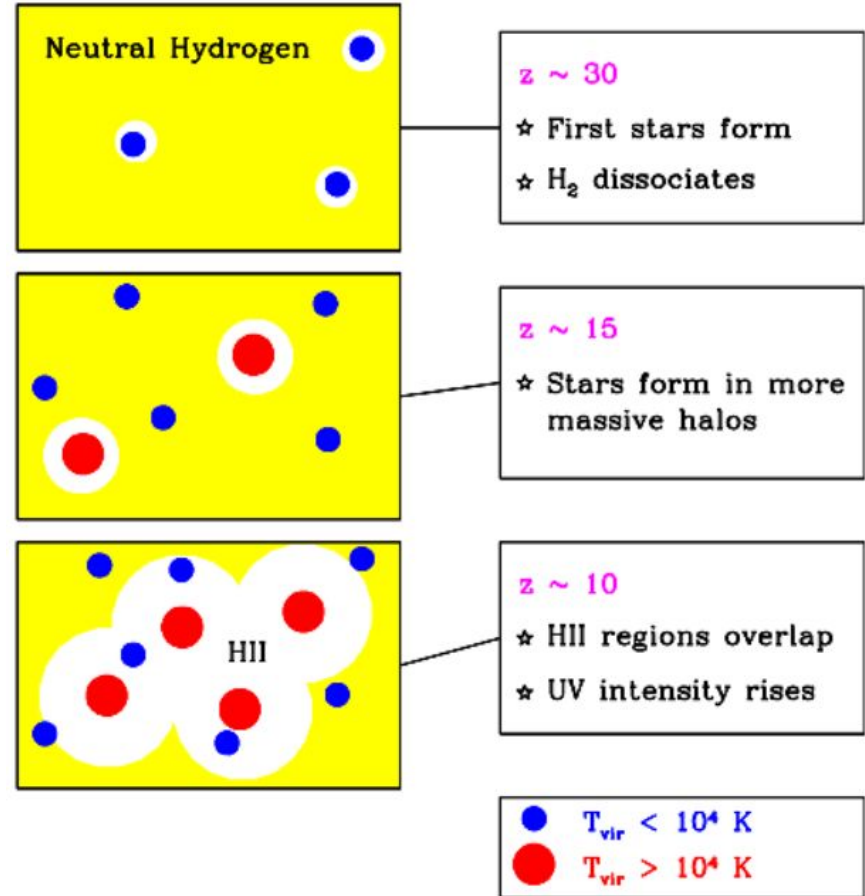
Compilación de fracciones de escape LyC a $z \sim 3.3$ como función de la magnitud (\sim luminosidad) de las galaxias observadas. La mayoría de las galaxias tienen $f_{\text{esc}} < 0.1$.

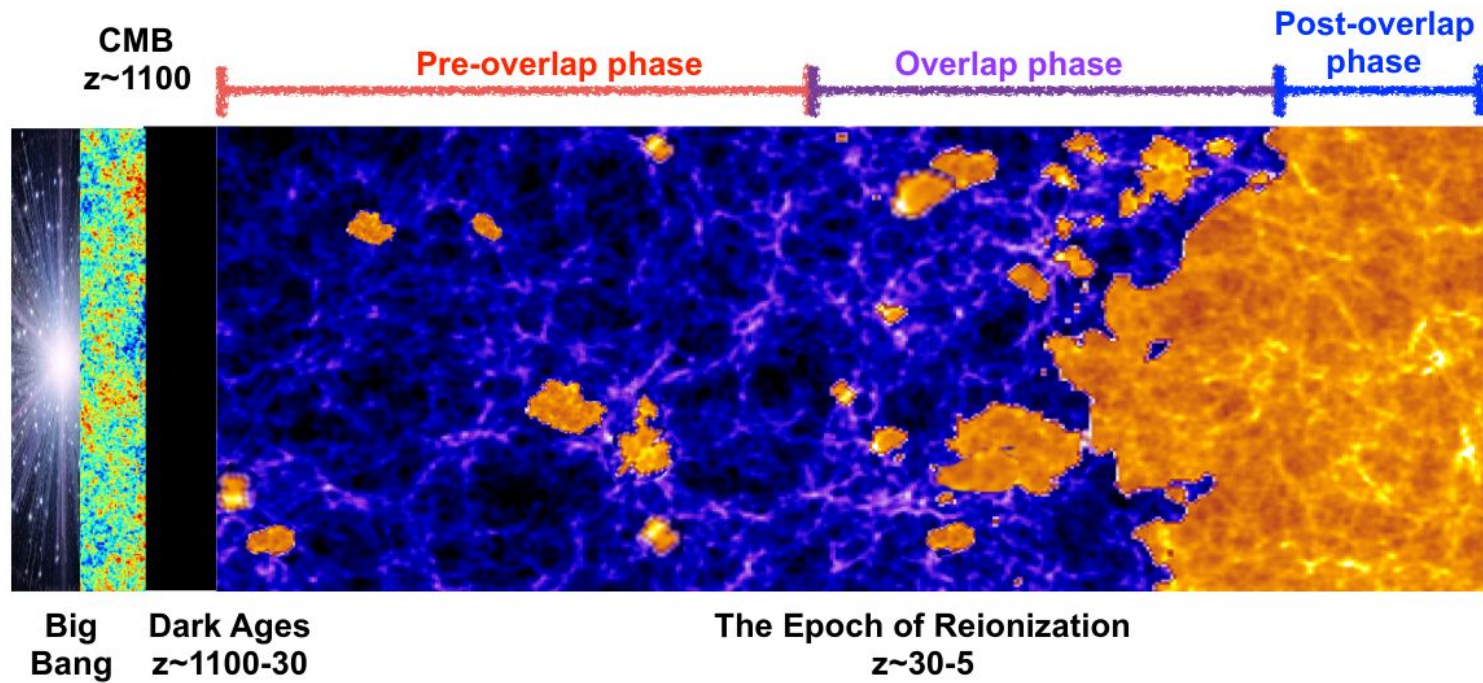


Grazian et al. (2017)

El escape de estos fotones ioniza el medio circundante, produciendo burbujas de HII alrededor de cada galaxia. Con el tiempo, estas burbujas se expanden hasta que se traslapan, y eventualmente todo el Universo está ionizado.

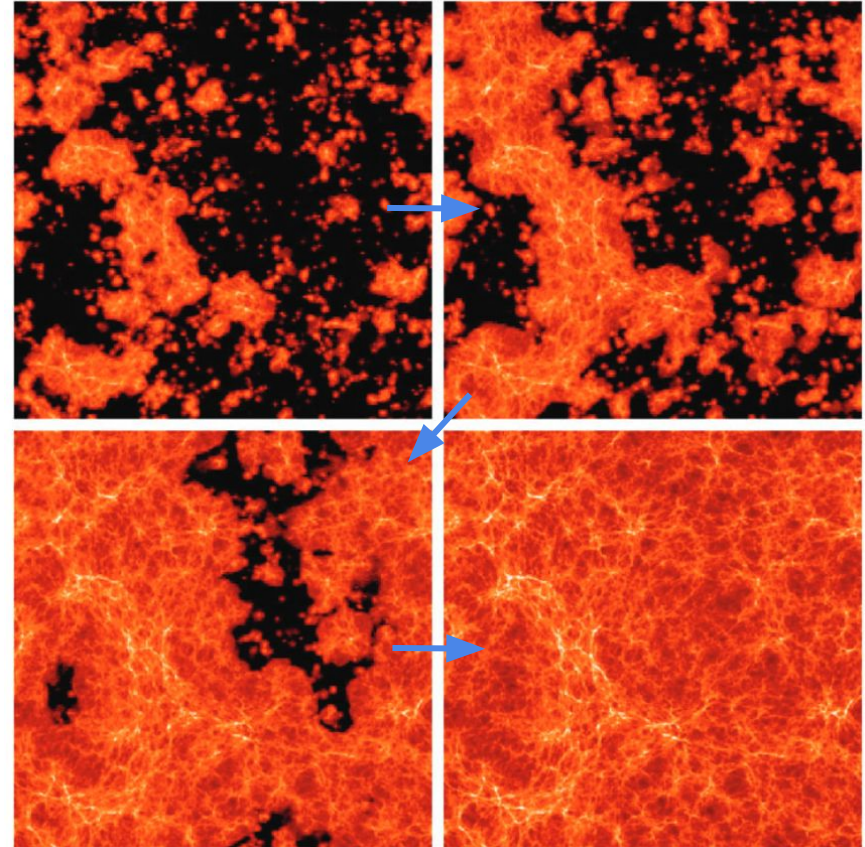
Esta descripción es consistente, aunque no está comprobada. Es posible que parte importante del flujo ionizante haya sido producido por los núcleos activos de galaxias masivas, aunque este escenario está más bien desfavorecido en la actualidad.





La densidad de HII en una simulación en la época de reionización.

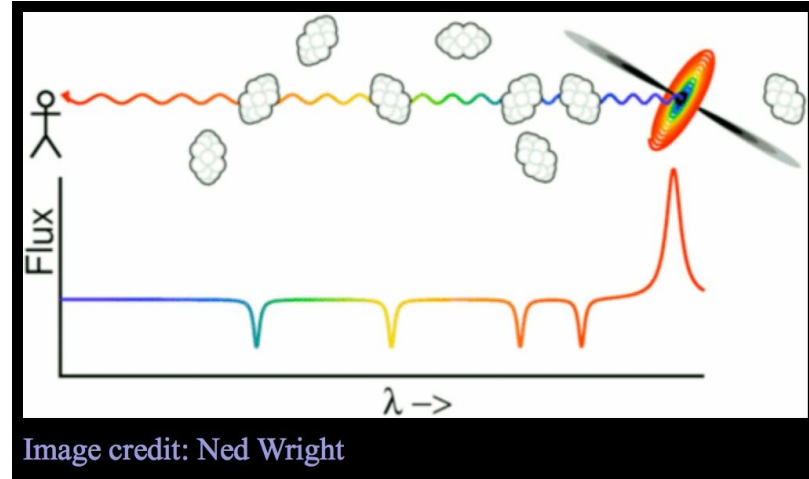
	Redshift	$F_{\text{HI},V}$
Arriba-Izquierda	9	0.67
Arriba-Derecha	8	0.46
Abajo-Izquierda	7	0.12
Abajo-Derecha	6	1.5×10^{-4}



Pruebas observacionales

Los fotones con energías iguales a 13.6 eV son absorbidos fácilmente por átomos de HI - una concentración de HI/HII de $\sim 10^{-4}$ es suficiente para absorber prácticamente todo el flujo hacia el azul de Ly α . De esta manera, el hecho de que podamos observar fotones en estas longitudes de onda en absoluto indica que el IGM debe estar altamente ionizado.

A medida que viajan hacia nosotros, estos fotones se van corriendo al rojo, de manera que tienen una energía en el marco del observador, de 13.6 eV, y son absorbidos por el medio intergaláctico a corrimientos al rojo progresivamente menores. Esto da origen al **bosque de Lyman- α** .

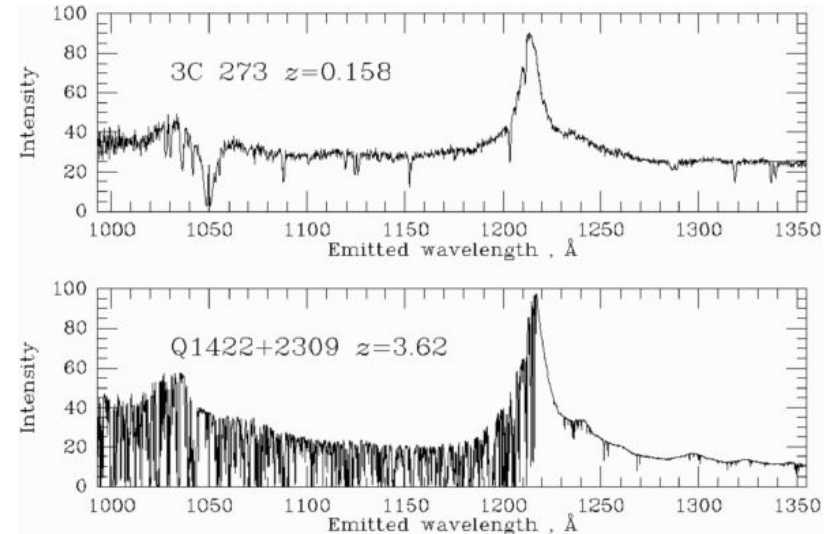


[Crédito: Ned Wright.](#)

Pruebas observacionales

El bosque de Ly α permite estudiar la composición del medio intergaláctico entre el cuásar y nosotros, entregando información importante sobre la evolución del gas post-reionización.

Para nuestros propósitos, el bosque de Ly α es una excelente introducción al **efecto Gunn-Peterson** (1965).



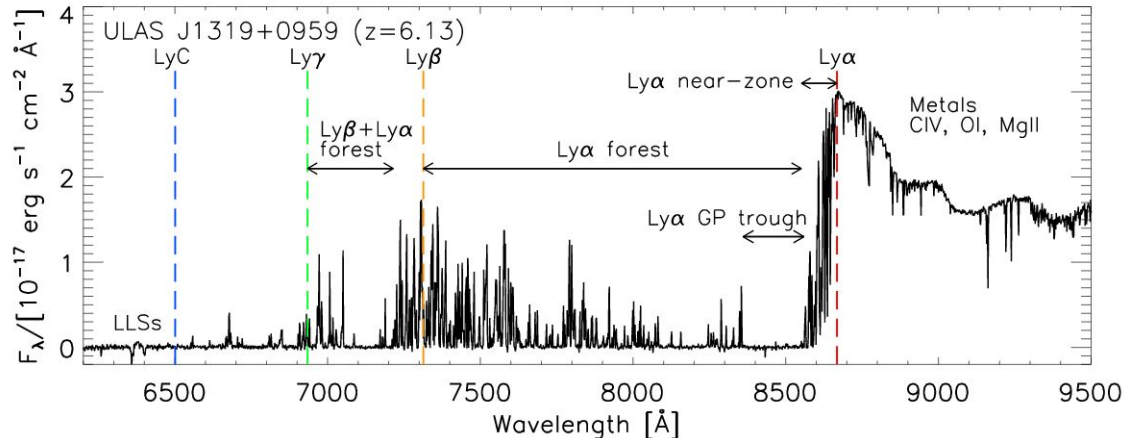
La luz del quásar lejano Q1422 atraviesa numerosas nubes de HI que absorben la luz a corrimientos al rojo cada vez menores, mientras que la luz del quásar cercano 3C 273 apenas encuentra algunas nubes en su camino a nosotros. [Crédito: Bill Keel/Ned Wright.](#)

La fácil absorción de fotones con $E=13.6$ eV por parte de átomos de HI es el **efecto Gunn-Peterson**: si observamos una galaxia a redshift z dentro de una nube de HI con un tamaño dR , la nube absorberá todos los fotones emitidos con longitudes de onda

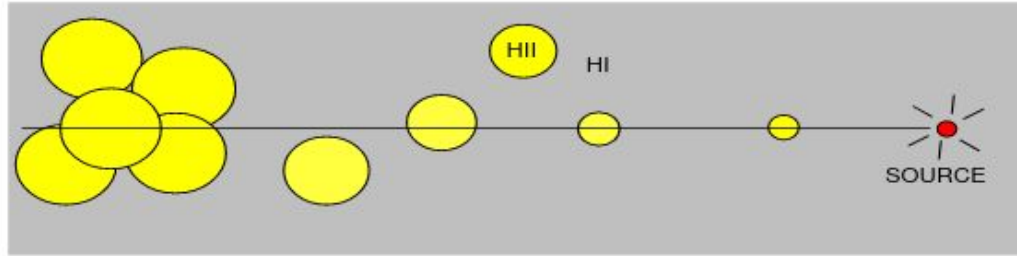
$$d\lambda = \lambda_{\text{em}} dz = -\lambda_{\text{em}} \left[\frac{H(z)(1+z)}{c} \right] dR$$

donde $\lambda_{\text{em}}=121.6$ nm. Para el objeto del gráfico, esto implica una nube de aproximadamente 10 Mpc.

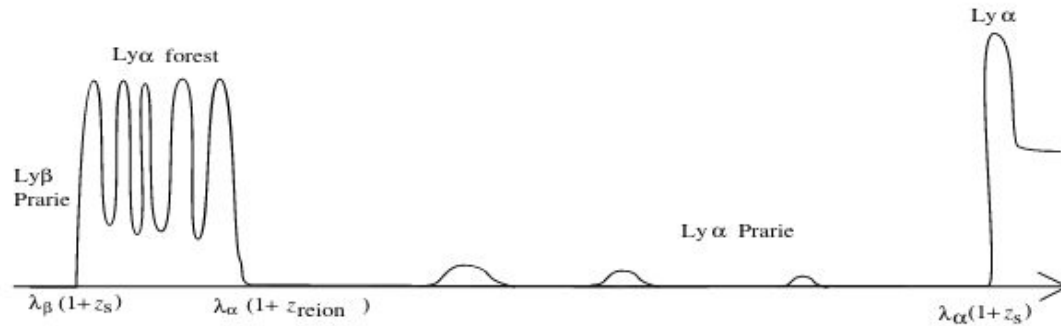
La **depresión de Gunn-Peterson** se va haciendo cada vez más ancha a medida que el Universo es más neutro. La observación (ya repetida) del efecto Gunn-Peterson a $z\sim 6$ indica posiblemente que estamos viendo la época de reionización.



DETERMINING THE REIONIZATION REDSHIFT

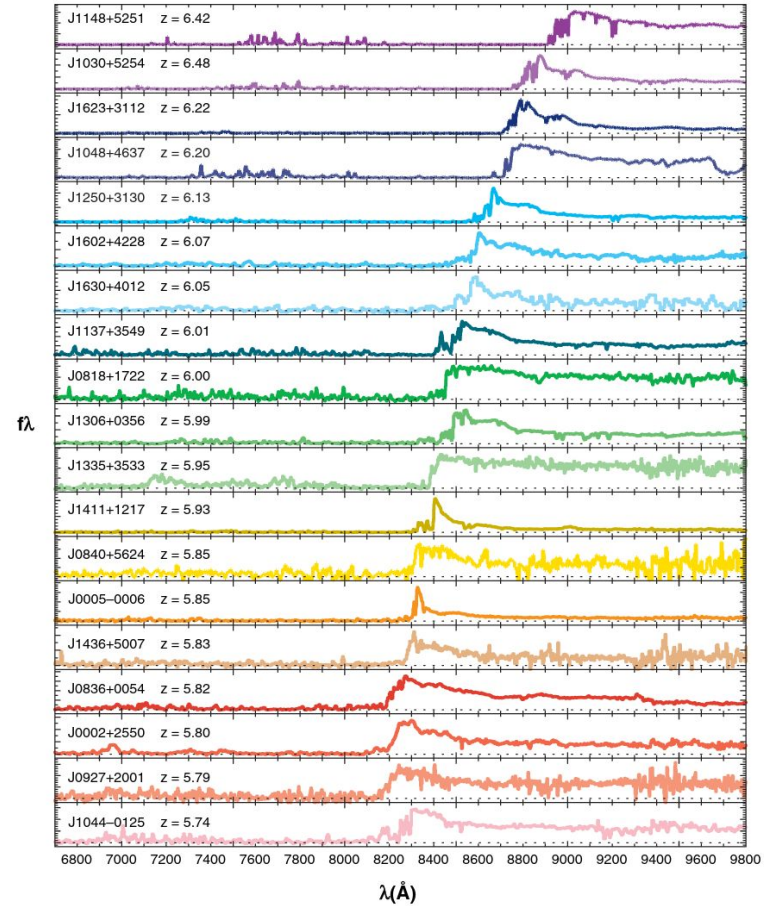
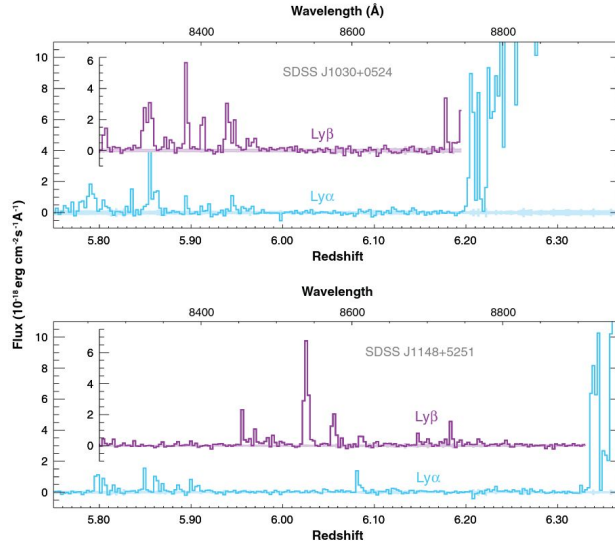


Spectrum



$$1 < \frac{1+z_s}{1+z_{\text{reion}}} < \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda_{\beta}} = 1.18$$

Aunque hay una gran variación individual, se nota la tendencia a tener depresiones de Gunn-Peterson más profundas y más anchas, lo que indica una mayor prevalencia de HI a mayor redshift. En el acercamiento de abajo se ve que, por un espacio dz , prácticamente ningún fotón ($\text{Ly}\alpha$ o $\text{Ly}\beta$) es capaz de escapar el medio circumgaláctico.



Fan et al. (2006)

A la derecha se muestra la profundidad óptica de Gunn-Peterson,

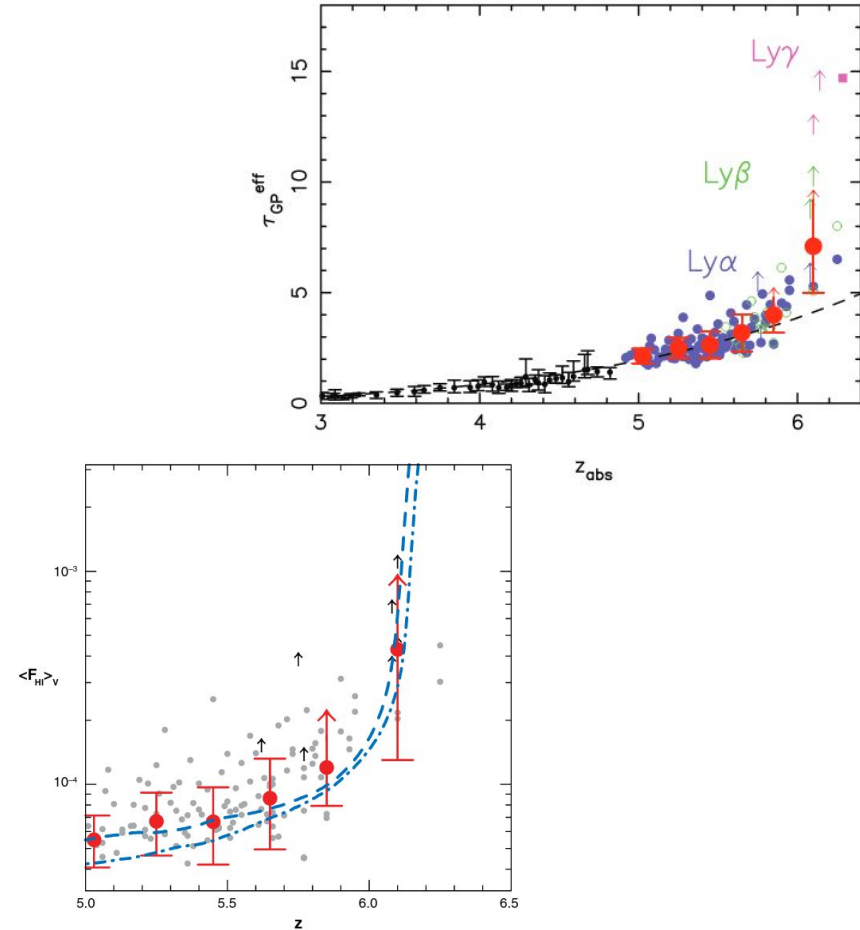
$$\tau_{\text{GP}} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{\alpha} \lambda_{\alpha} H^{-1}(z) n_{\text{HI}}$$

obtenida a partir de los espectros anteriores, donde f_{α} es la fuerza del oscilador (i.e., probabilidad de absorción) de Ly α y $\lambda_{\alpha}=1216 \text{ \AA}$, y n_{HI} es la densidad de hidrógeno neutro en el IGM.

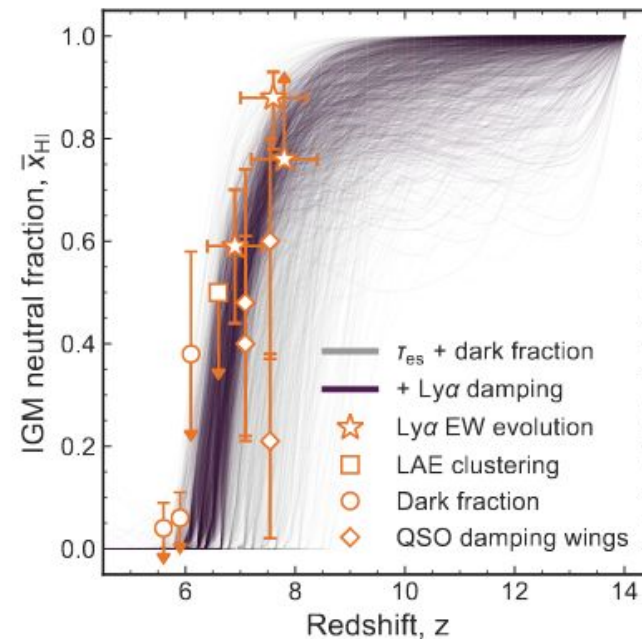
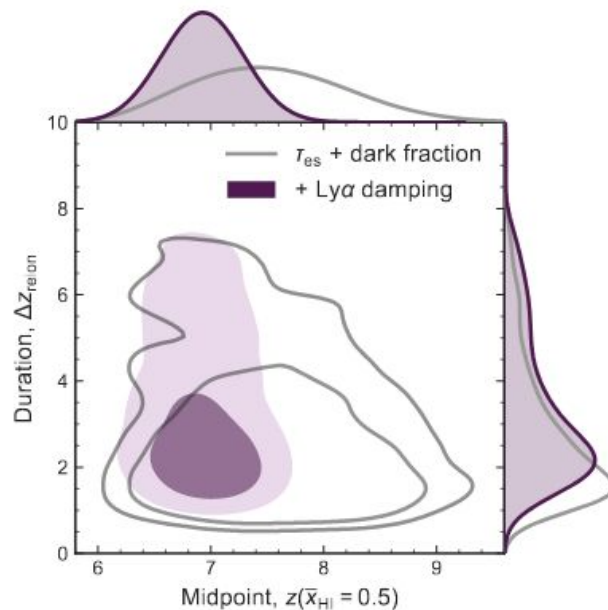
Tanto la profundidad óptica como su dispersión aumentan dramáticamente a $z > 6$.

Abajo se muestra la misma información, pero en términos de la fracción de HI, comparado con resultados de simulaciones numéricas de formación estelar temprana.

Fan et al. (2006)



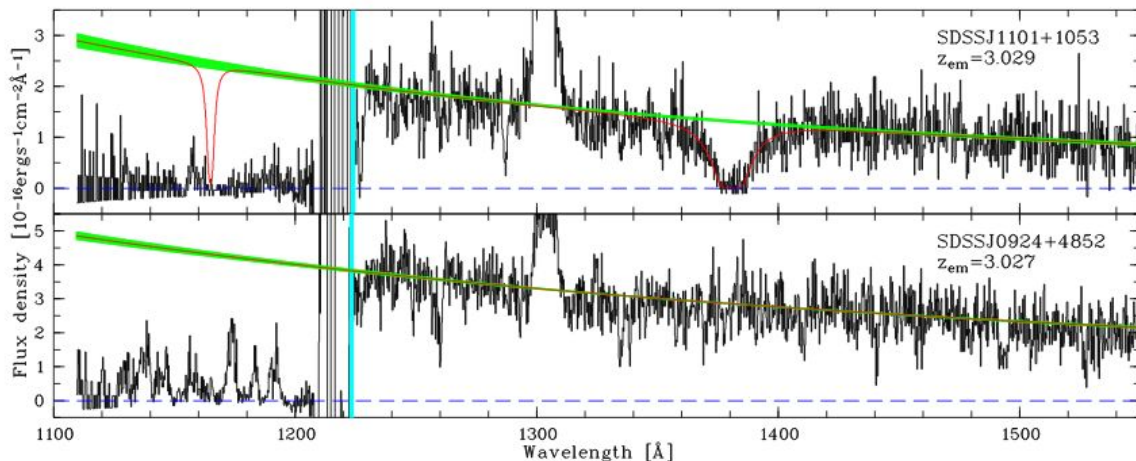
La combinación de distintas observaciones recientes de las propiedades de la emisión Ly α a alto redshift sugieren que la reionización se completó antes de $z=6$, pero no antes de $z=8$.



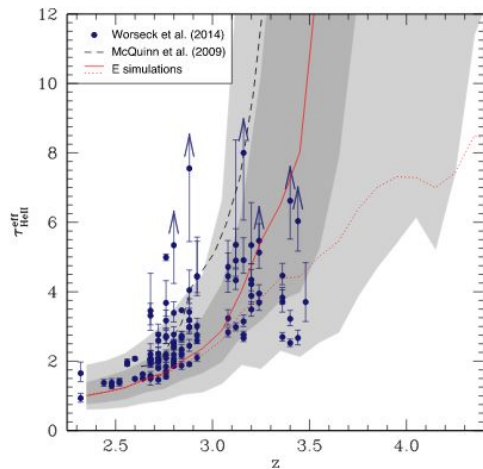
Reionización de He

La nucleosíntesis primordial produjo aproximadamente un 25% de He, que también fue ionizado por fuentes energéticas una vez terminada la época oscura. La liberación de un electrón de un átomo de helio requiere una energía de 24.6 eV, y una ionización adicional requiere 4 veces la energía requerida por el hidrógeno. Por este motivo, la reionización de He ocurre después de la de H. La línea Ly α de He se produce a $\lambda_{\alpha}=303.8 \text{ \AA}$.

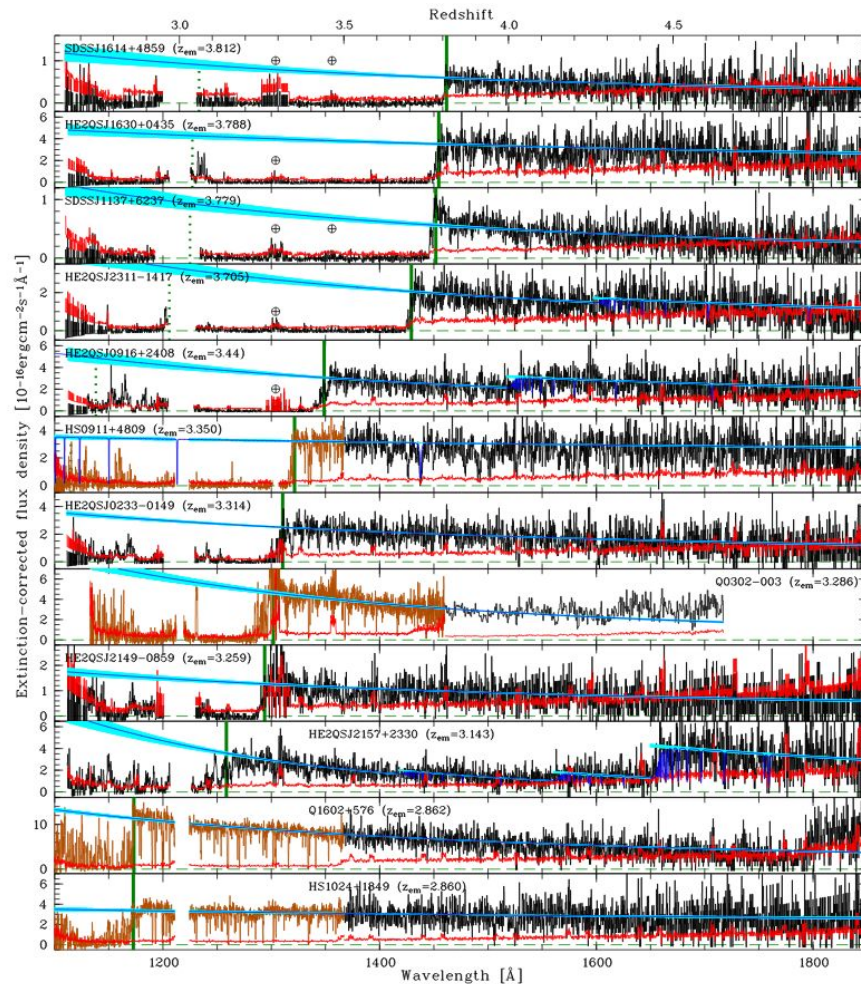
Espectros UV de dos cuásares a $z=3$. La absorción de Ly α de He en el IGM se observa claramente a la izquierda de la línea celeste. La banda verde muestra el continuo del cuásar, y la línea roja es un absorbente a $z=1$.



La absorción de Ly α de He a $z=3-4$ tomados con el espectrógrafo COS en HST, muestra el mismo comportamiento que la absorción de Ly α de H a $z\sim 6$.



Compostella et al. (2014)



Worseck et al. (2019)

Referencias

- Barkana, R., & Loeb, A., 2001. *In the beginning: the first sources of light and the reionization of the universe*. [PhR, 349, 125](#)
- Becker, G., et al., 2015. *Evidence of patchy hydrogen reionization from an extreme Ly α trough below redshift six*. [MNRAS, 447, 3402](#)
- Compostella, M., et al., 2014. *AGN-driven helium reionization and the incidence of extended He III regions at redshift $z > 3$* . [MNRAS, 445, 4186](#)
- Dayal, P., & Ferrara, A., 2018. *Early galaxy formation and its large-scale effects*. [PhR, 780, 1](#)
- Fan, X., et al., 2006. *Observational Constraints on Cosmic Reionization*. [ARA&A, 44, 415](#)
- Grazian, A., 2017. *Lyman continuum escape fraction of faint galaxies at $z \sim 3.3$ in the CANDELS/GOODS-North, EGS, and COSMOS fields with LBC*. [A&A, 602, A18](#)
- Mason, C., et al., 2019. *Model-independent constraints on the hydrogen-ionizing emissivity at $z > 6$* . [MNRAS, 489, 2669](#)
- Schneider, P., 2015. *Extragalactic Astronomy and Cosmology*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- Trac, H., & Cen, R., 2007. *Radiative Transfer Simulations of Cosmic Reionization. I. Methodology and Initial Results*. [ApJ, 671, 1](#)
- Worseck, G., et al., 2011. *The End of Helium Reionization at $z \sim 2.7$ Inferred from Cosmic Variance in HST/COS He II Ly α Absorption Spectra*. [ApJL, 733, 24](#)
- Worseck, G., et al., 2019. *The Evolution of the He II-ionizing Background at Redshifts $2.3 < z < 3.8$ Inferred from a Statistical Sample of 24 HST/COS He II Ly α Absorption Spectra*. [ApJ, 875, 111](#)