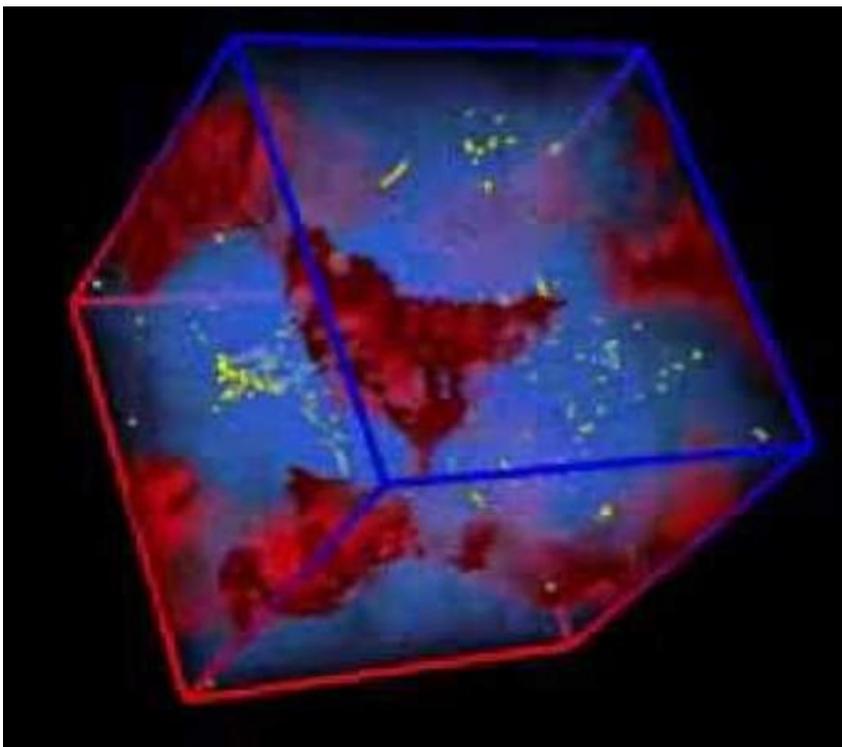




COLLÈGE
DE FRANCE
—1530—

Chaire Galaxies et Cosmologie

Théorie de la Ré-ionisation



Françoise Combes



Ré-ionisation: indices

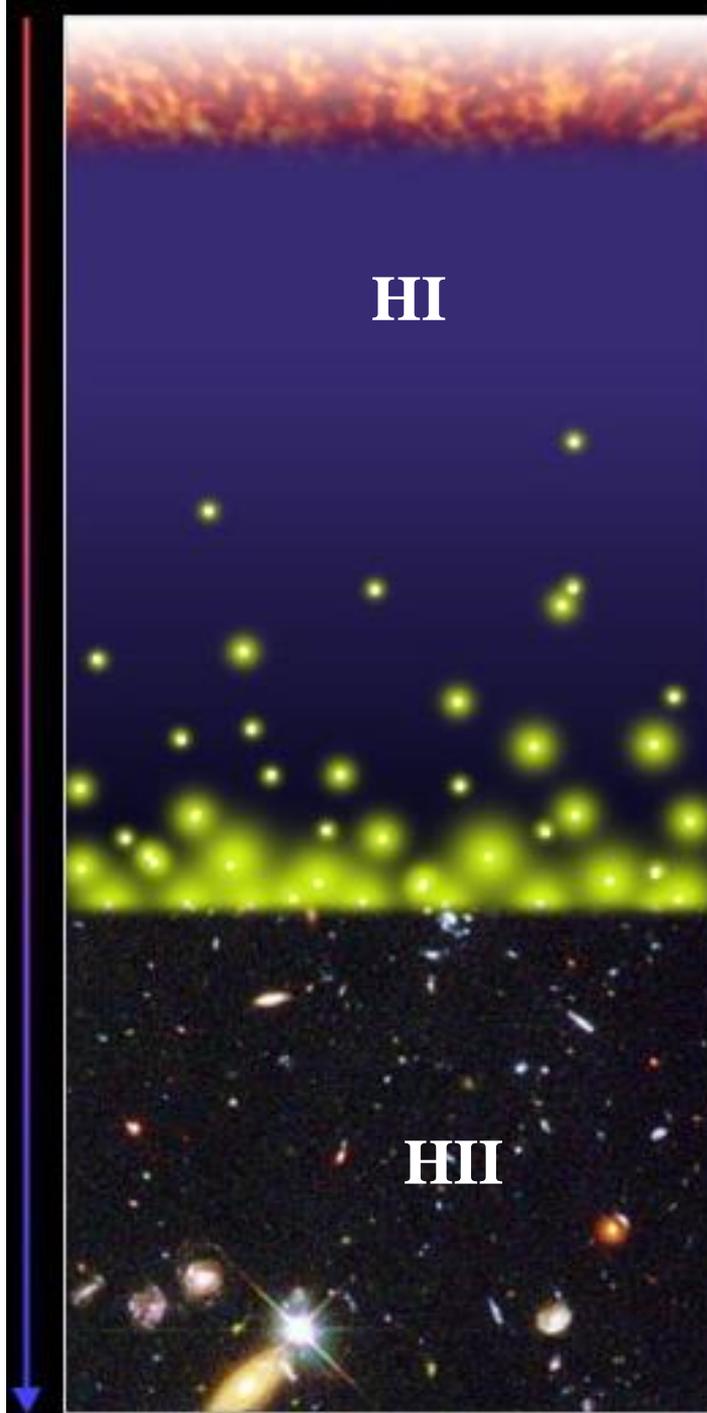
2001-19 QSO $z=6. -8.$
absorption continue

2002-06 WMAP

2013-18 Planck τ_e

→ Ré-ionisation

→ Premières étoiles et
premières galaxies



Big-Bang

Recombinaison $3 \cdot 10^5 \text{an}$

Age Sombre

1^{er} étoiles, QSO $0.5 \cdot 10^9 \text{an}$

Renaissance Cosmique

Fin de l'âge sombre
Fin reionisation 10^9an

Evolution des Galaxies

Système solaire $9 \cdot 10^9 \text{an}$

Aujourd'hui $13.7 \cdot 10^9 \text{an}$

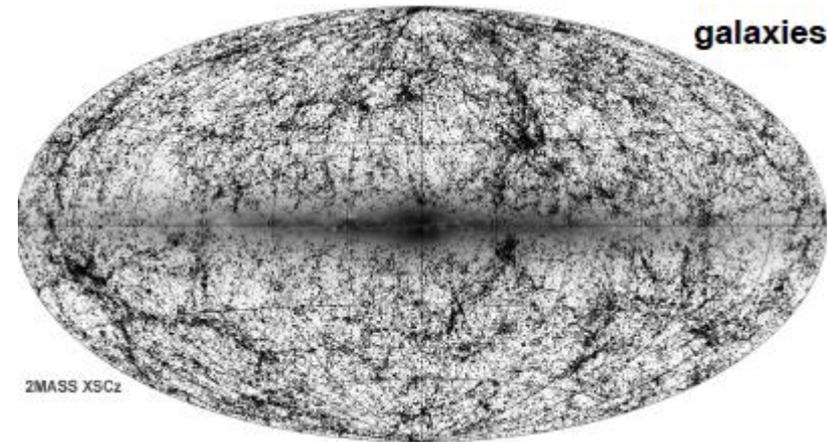
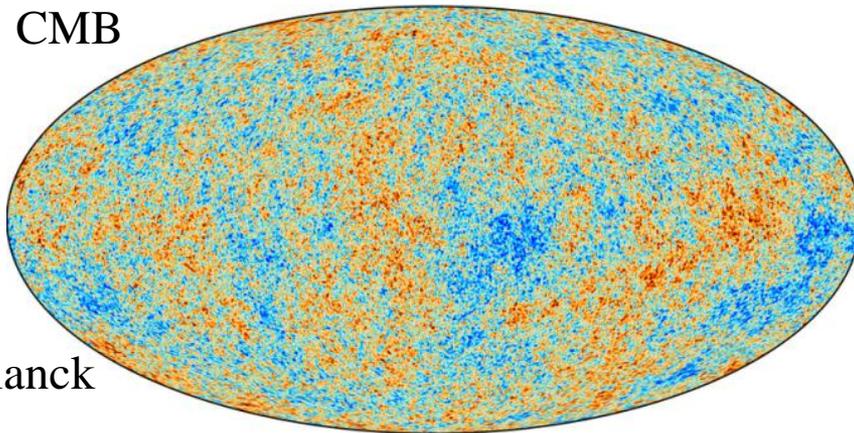
Recombinaison de l'Univers

Avant de pouvoir former des structures, les baryons (matière ordinaire) doivent d'abord se recombinaison en atomes

Univers quasi-homogène



Univers très complexe



380 000 ans après le Big-Bang

Fluctuations de 10^{-5}

$\delta\rho/\rho$ Linéaire

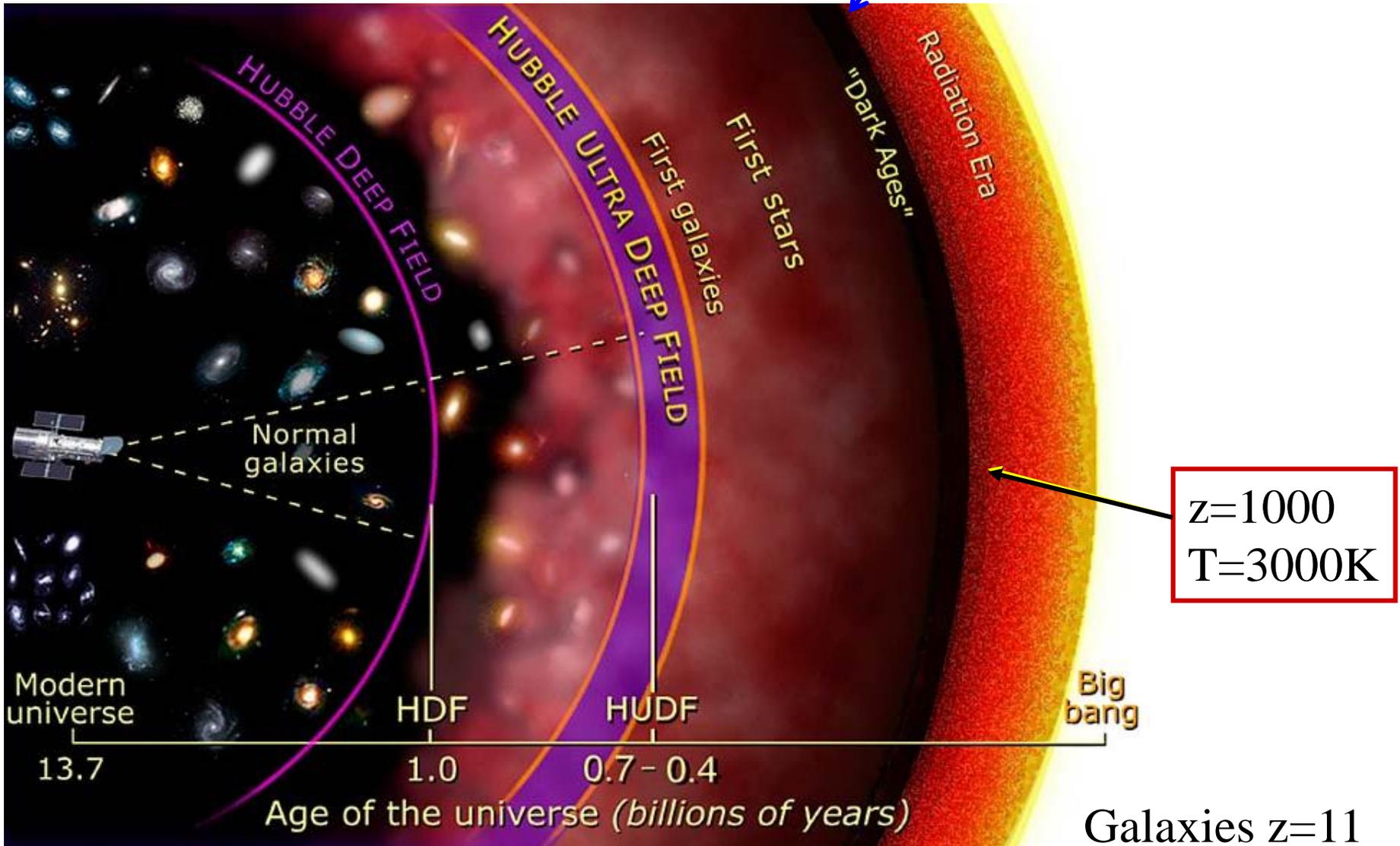
13.8 milliards d'années

Structures non-linéaires

très contrastées

Chronologie

L'âge sombre suit la recombinaison



Ordres de grandeur



Energie nucléaire par fusion $H \rightarrow He$ dans les étoiles:
0.7% de mc^2 , soit pour un proton de 1 GeV, **7 MeV**

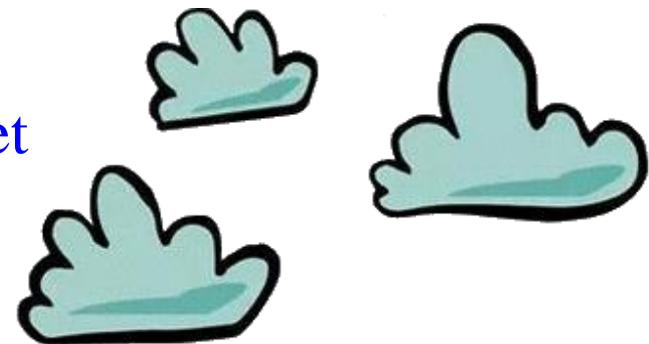
Energie libérée sur les disques d'accrétion autour des trous noirs
10% de mc^2 , soit **100 MeV**



Energie pour ioniser l'atome d'hydrogène **13.6 eV**

→ Il suffit de transformer 10^{-5} des baryons en étoiles (+trous noirs)
pour ré-ioniser tout l'Univers!

Pas aussi simple, les atomes se recombinent, et
les photons sont dégradés, et ils se protègent

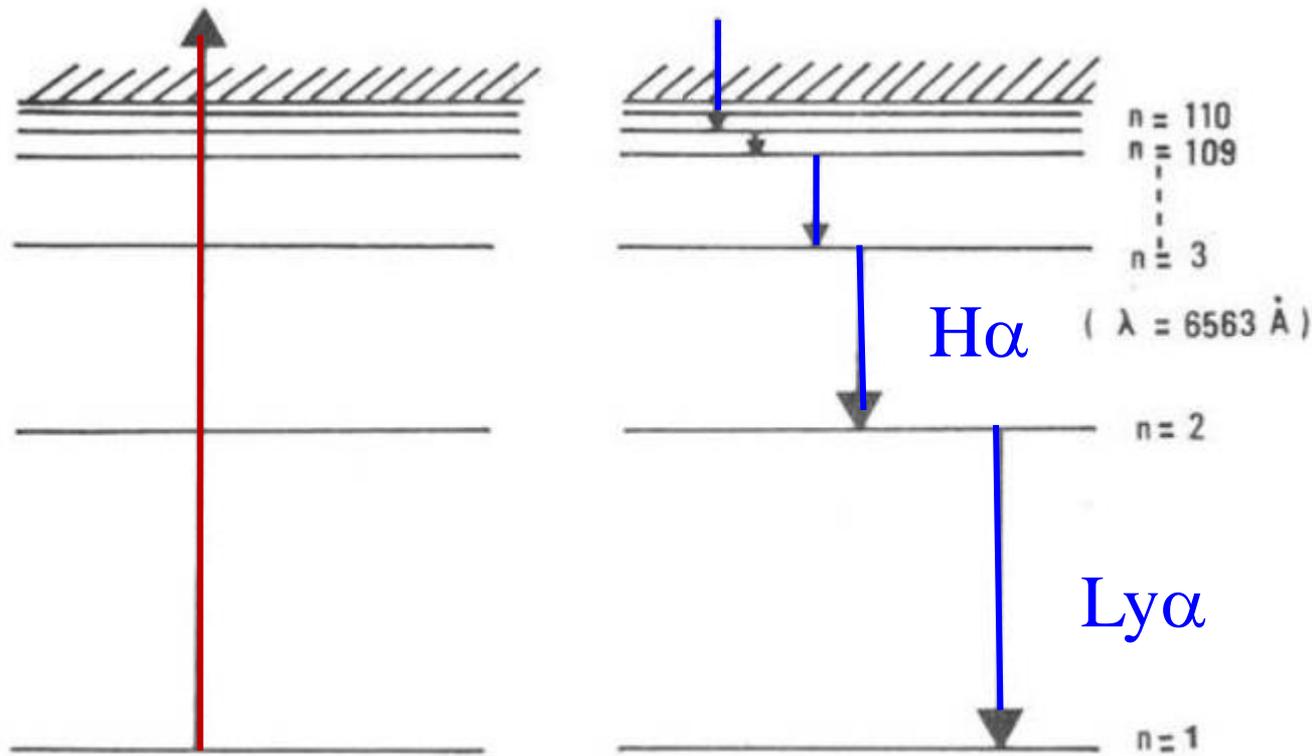


Raies de recombinaison

C'est une course contre la montre: les nuages se forment, se protègent, forment des étoiles, qui ionisent les environs

De plus en plus d'étoiles, EoR entre $z=30-20$ et $z=6$

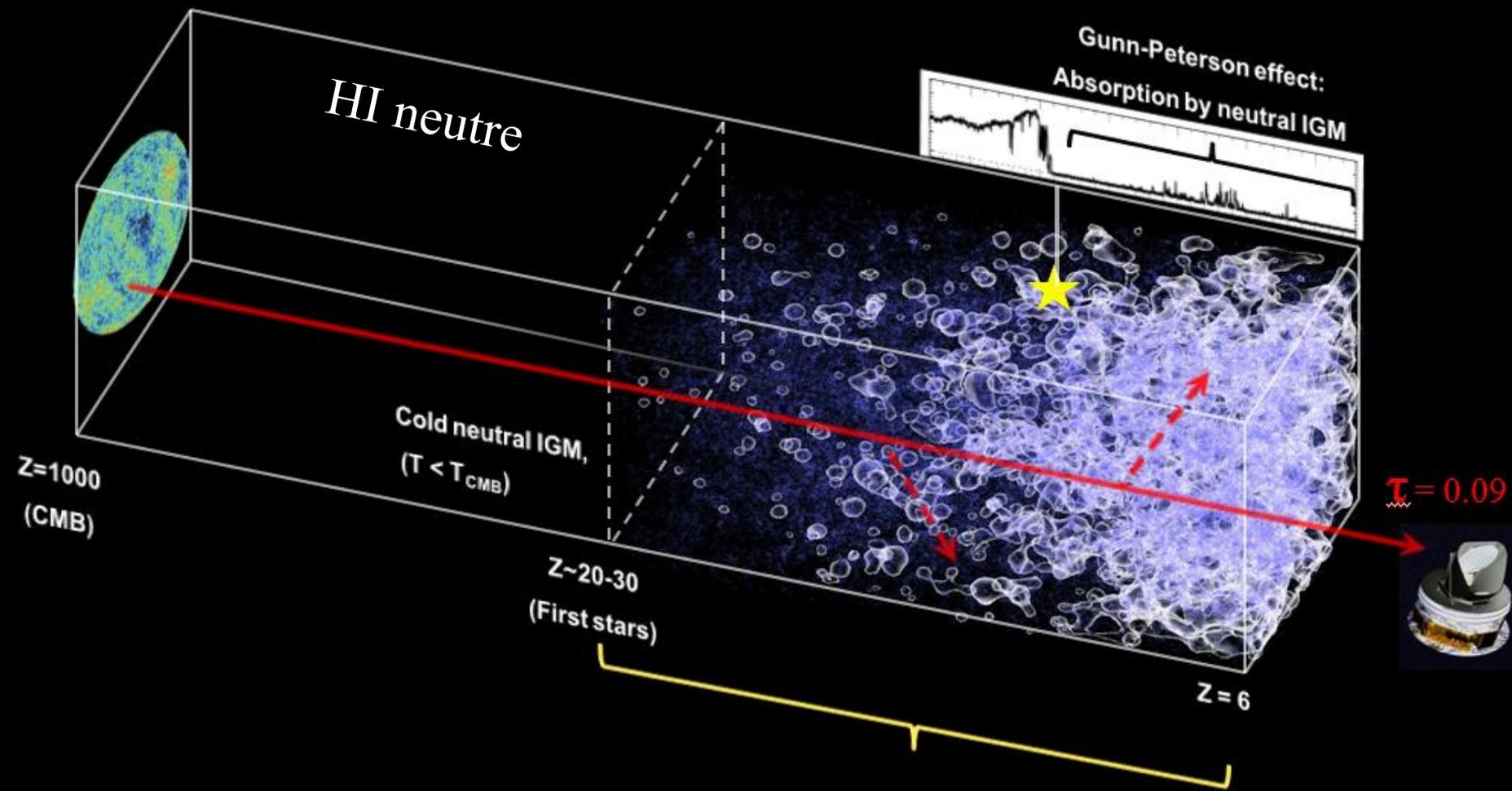
→ simulations, contraintes par les observations



Ionisation

Recombinaisons en cascade

Les traces de la ré-ionisation:

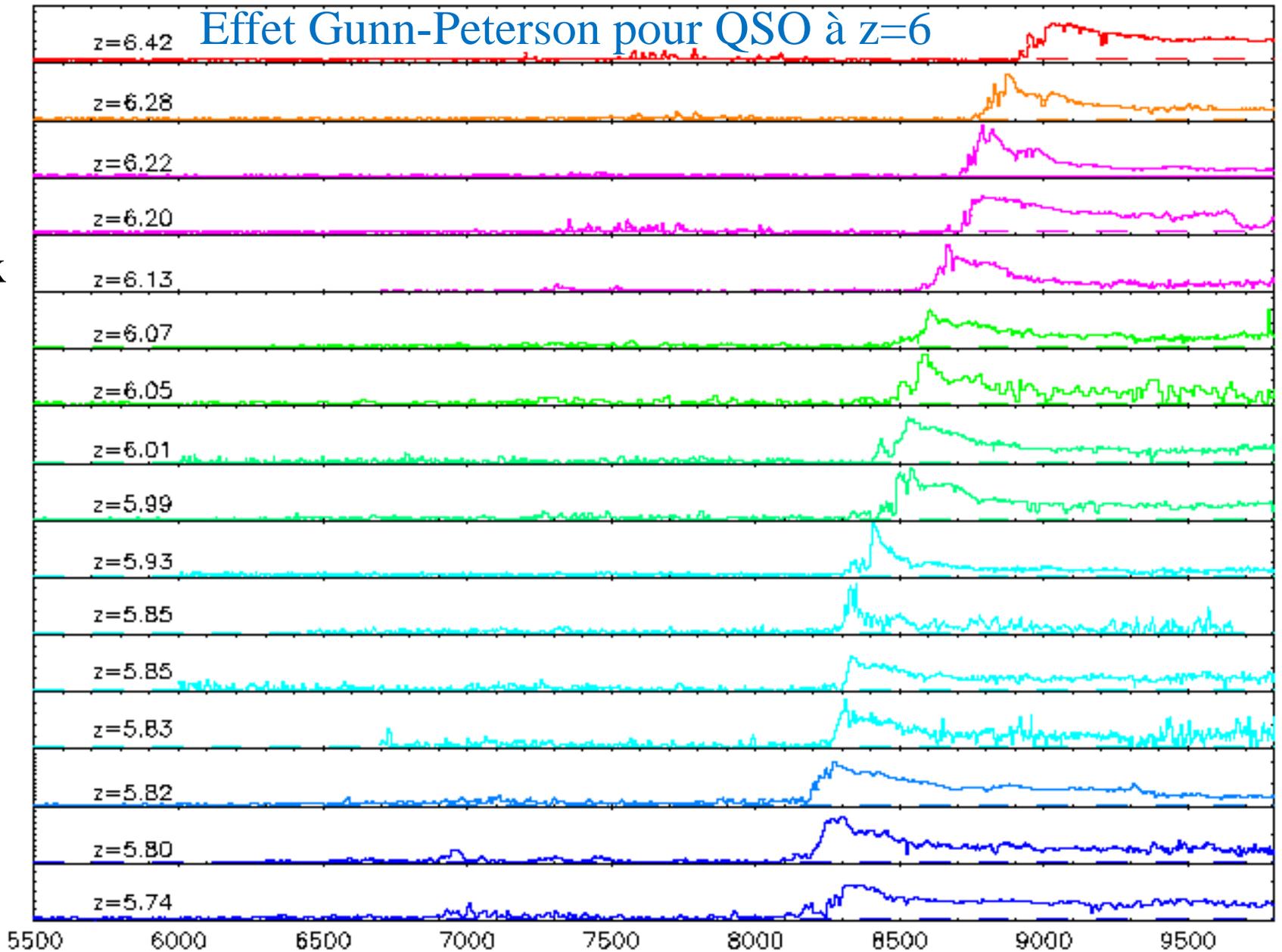


- 21 cm tomography** \Rightarrow
- Source nature
 - Luminosity fonction
 - Cosmological constraints
 - ...
- LOFAR (2013) SKA (2023)

Effet Gunn-Peterson pour QSO à $z=6$

Flux

f_{λ}

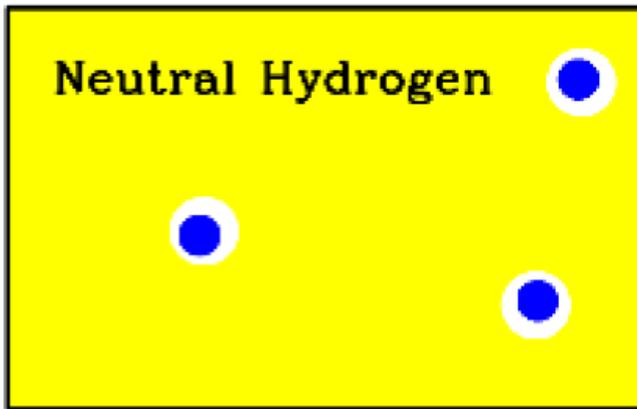


5500 6000 6500 7000 7500 8000 8500 9000 9500

Longueur d'onde

wavelength (\AA)

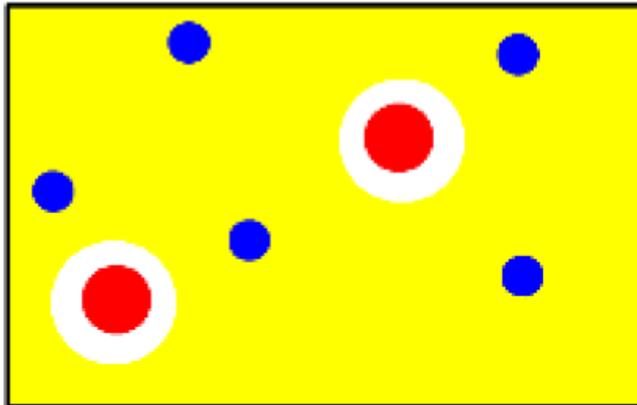
Fan et al 2006



Evolution de la ré-ionisation

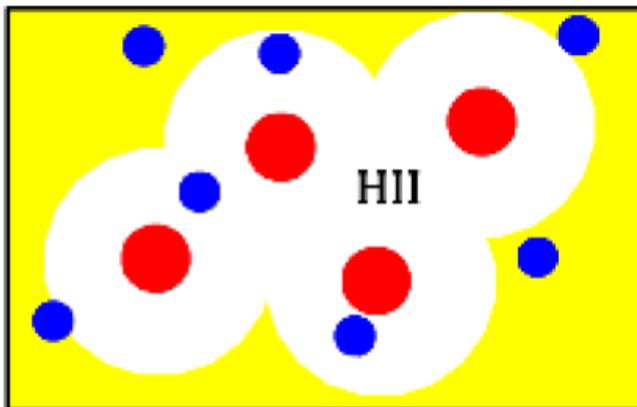
Le gaz neutre se refroidit par les raies de H_2

$z \sim 30$ il se forme les premières étoiles



H_2 se photodissocie, autour des premières galaxies

$z \sim 15$ Des halos plus grands $T_{\text{vir}} > 10^4 \text{K}$
 \rightarrow alors refroidissement efficace



$z \sim 9$ les régions HII se rejoignent

Le rayonnement UV cosmique croît

● $T_{\text{vir}} < 10^4 \text{K}$
 ● $T_{\text{vir}} > 10^4 \text{K}$

Recombinaisons
 $\propto n_e^2$ plus fort à grand z , +nuages

Régions HII

$\sigma=10^{17}\text{cm}^{-2}$ pour que HI absorbe un photon
 $L_{\text{pm}} = 1/(n\sigma) = 10^{14}\text{cm} = 3 \cdot 10^{-5}\text{pc}$ $n=10^3\text{cm}^{-3}$
Temps de parcours ~ 1 heure!

Les étoiles massives ($> 8M_{\odot}$) sont assez chaudes pour émettre des photons ionisants, taux dN_{γ}/dt

Rayon de Stromgren R_s

$$4/3 \pi R_s^3 (\alpha_B n_e^2) = dN_{\gamma}/dt$$

$L_{\text{pm}} \ll R_s \sim 1\text{pc}$

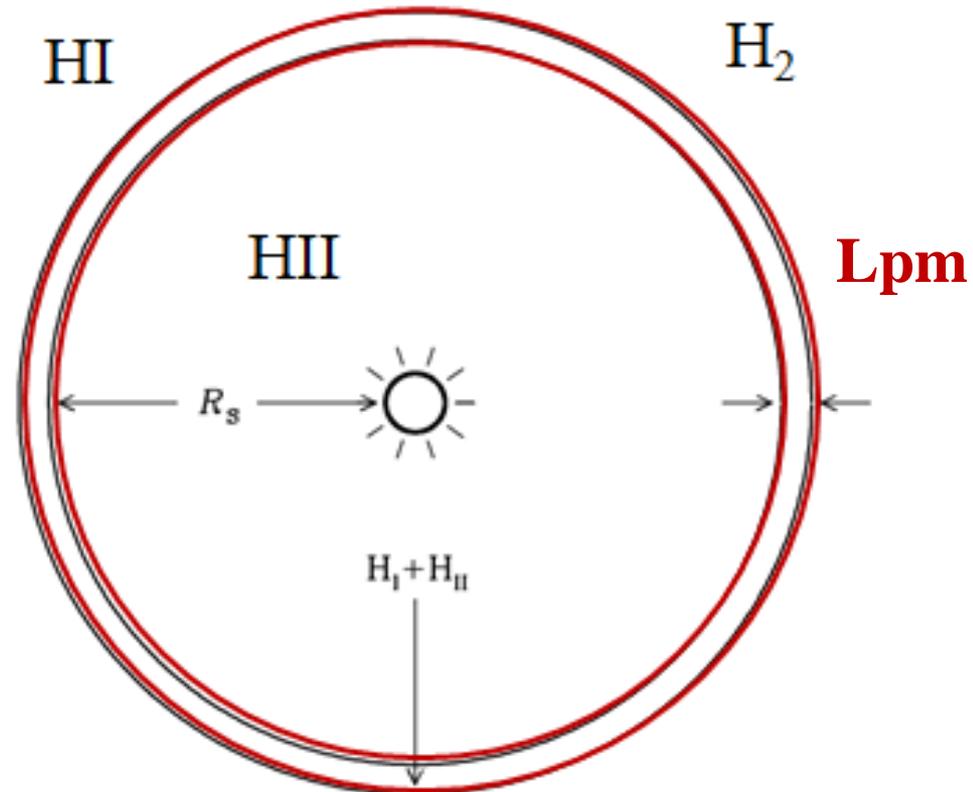
$T_{\text{HII}} > 100 T_{\text{H2}}$, $n_e = 2n_{\text{h2}}$

Région HII en surpression

→ **Onde de choc**

$$R_s(t) \propto t^{1/3}$$

$c_s = 10\text{km/s}$, Pression $c_s^2 \rho$



Taille de la région ionisée?

Supposant un état stationnaire,

$$dN_{\gamma}/dt = 4/3 \pi R_s^3 (\alpha_B n_e^2)$$

α_B est le taux de recombinaisons qui ne peuvent plus donner lieu à ionisation, i.e. recombinaisons vers le niveau $n \geq 2$

	n_H (p/cm ³)	dN_{γ}/dt (ph/s)	R_s (kpc)	t_c (an)
Etoile OB	100	10^{48}	10^{-3}	3
Amas d'étoiles	0.1	10^{50}	1	3000
Voie lactée à $z=0$	10^{-7}	10^{52}	10^4	$3 \cdot 10^7$
Réionisation	$4 \cdot 10^{-4}$	10^{53}	400	10^6

Le taux de recombinaison (nébuleuse typique) $n_e \alpha_B \sim 10^{-11}$ /s

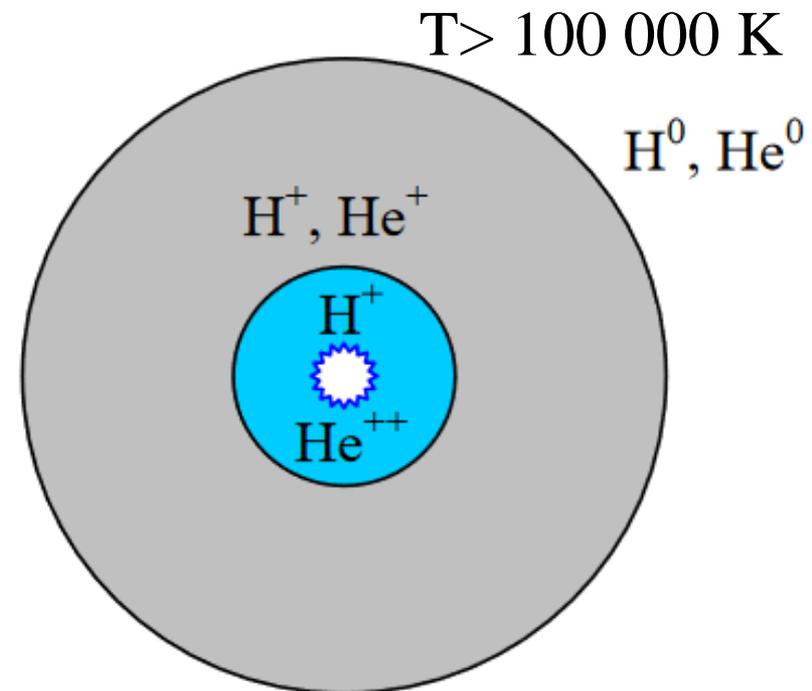
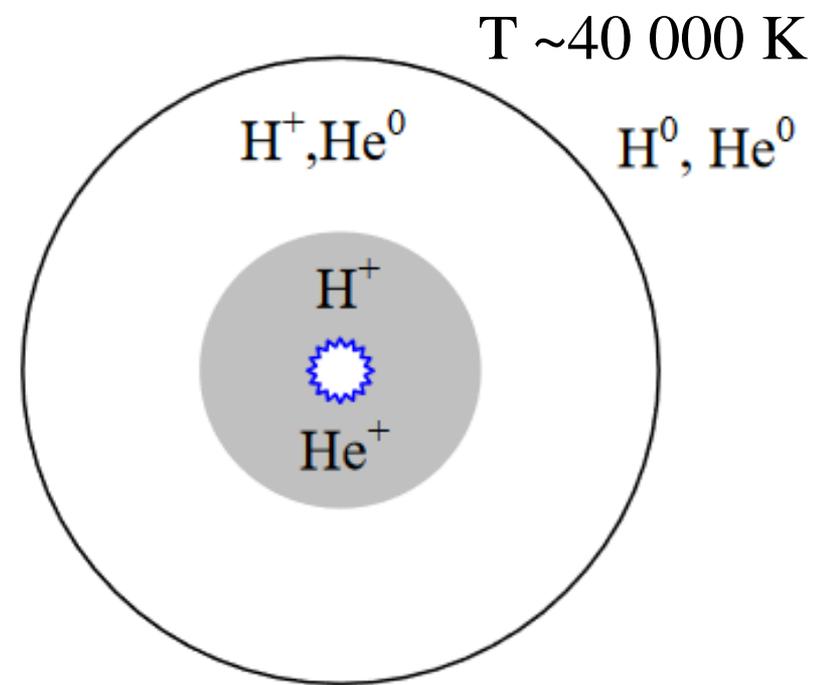


Hydrogène et Helium

Une fois atteints les niveaux $n > 2$, la cascade se produit rapidement avec $A_{ul} \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$. Dès la recombinaison, tout H est en bas ($n=1$)

En réalité, il y a des régions H^+ et He^+ , avec des rayons différents

Element/Ion	I.P.
$\text{H}^0 \rightarrow \text{H}^+$	$h\nu_1 = 13.6 \text{ eV}$
$\text{He}^0 \rightarrow \text{He}^+$	$h\nu_2 = 24.6 \text{ eV}$
$\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^{++}$	$h\nu_3 = 54.4 \text{ eV}$



Ré-ionisation de l'hélium, $z \sim 3$

$$N(\text{H})/N(\text{He}) = 13$$

Potentiel d'ionisation 24.6eV ($\gg 13.6$ eV) HeI \rightarrow HeII

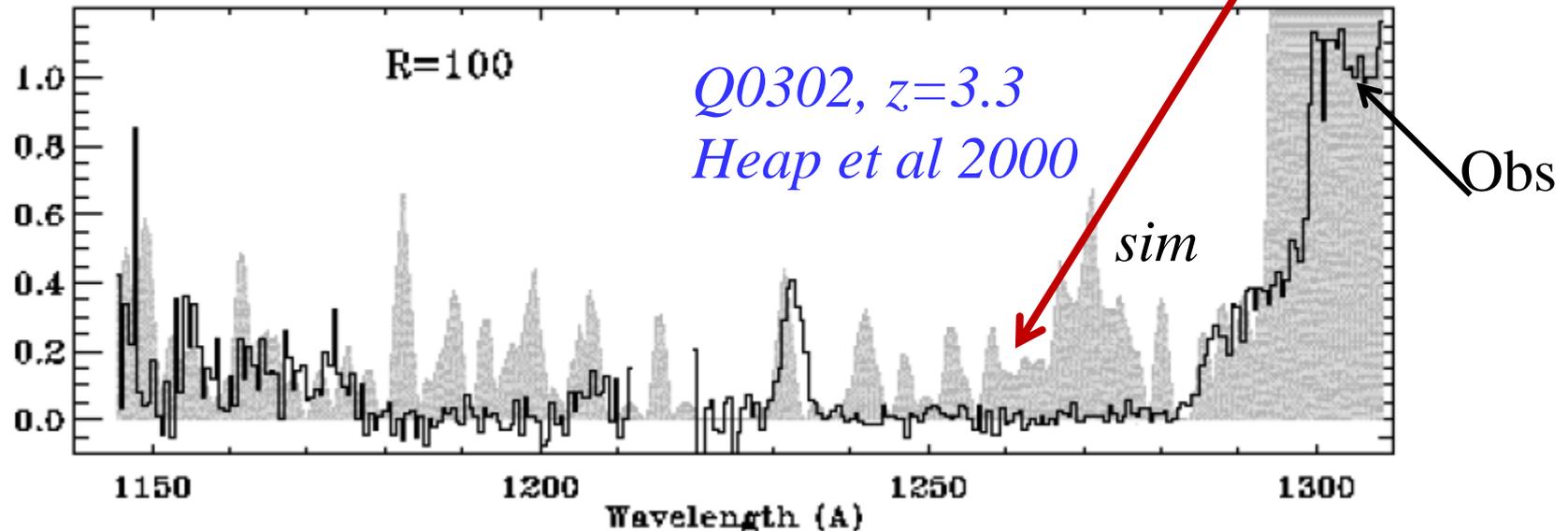
Ionisation de HeII \rightarrow HeIII, 54.4 eV, recombine 5 fois plus vite que H

La ré-ionisation de HeII se produit bien plus tard que celle de HI

\rightarrow Plus facile à observer! $N(\text{HeII})/N(\text{HI}) > 100$

\rightarrow Ly α de HeII à 304Å absorption $2.4 < z < 3.2$

Creux de
Gunn-Peterson



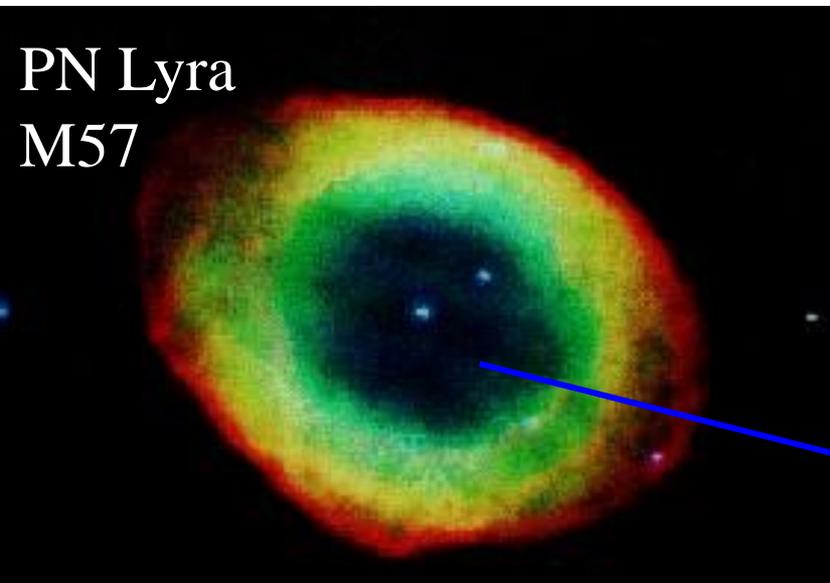
Les ions métalliques ont des zones d'ionisation très variées

Vert : [OIII] 4959Å & 5007Å

Rouge: H α (6563Å, Balmer)
[NII] 6583Å

Expansion à 20-30km/s

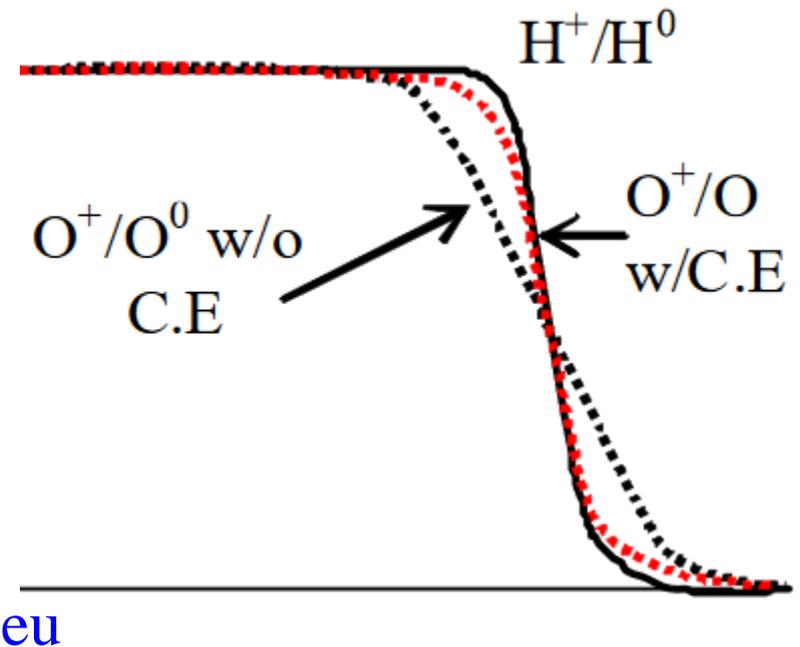
Visible en 50ans (0.01pc~1'')



Hélice



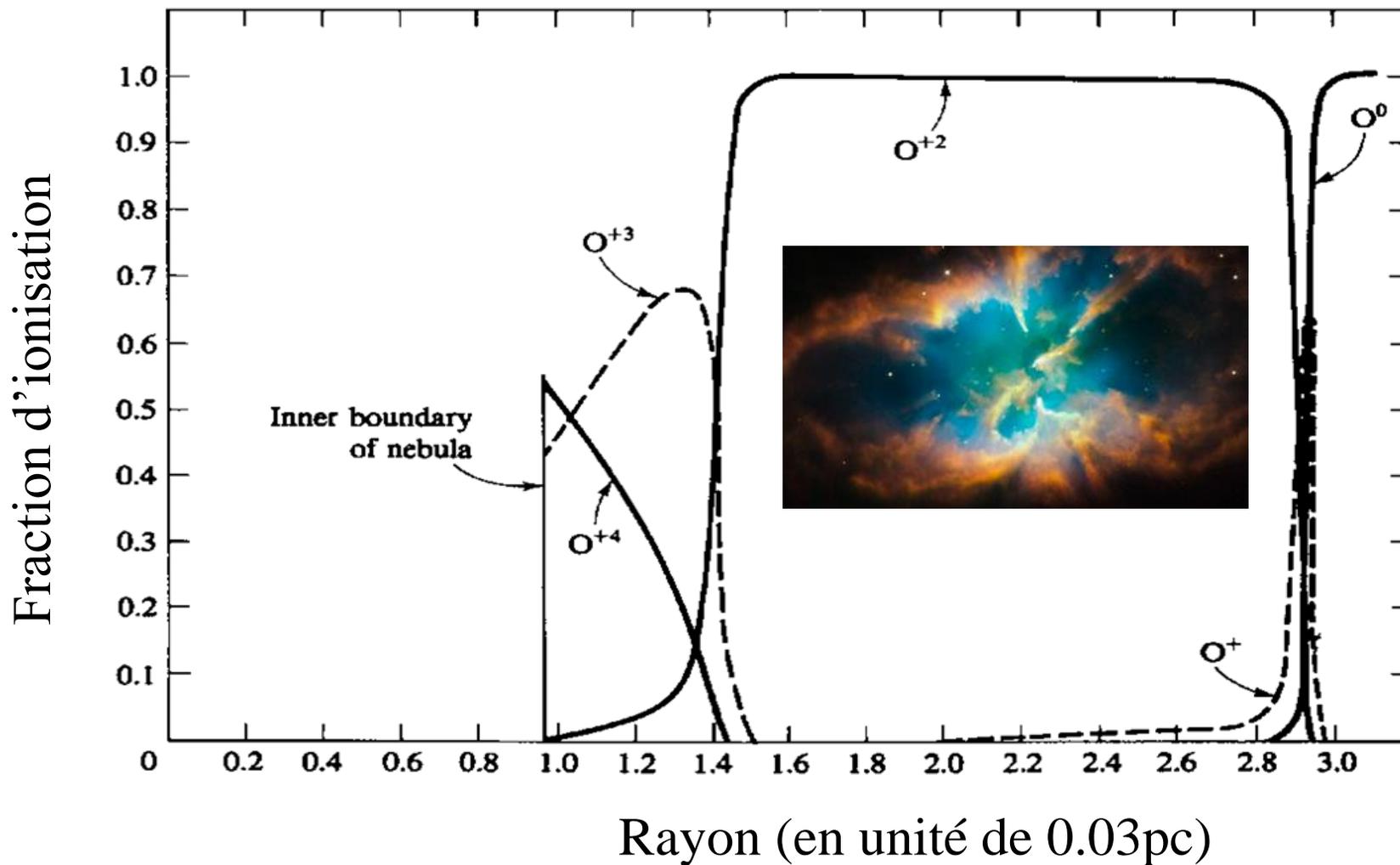
Potentiel d'ionisation de O⁺
voisin de H⁺ (13.6 eV)
Complication de l'échange de charge
O + H⁺ → O⁺ + H



Les variétés plus ionisées de l'oxygène s'échelonnent en rayon

Potentiel d'ionisation (eV) de O
 Nbre d'électrons dans la 2eme coquille

6	5	4	3	2	1
13.62	35.12	54.93	77.41	113.90	138.12



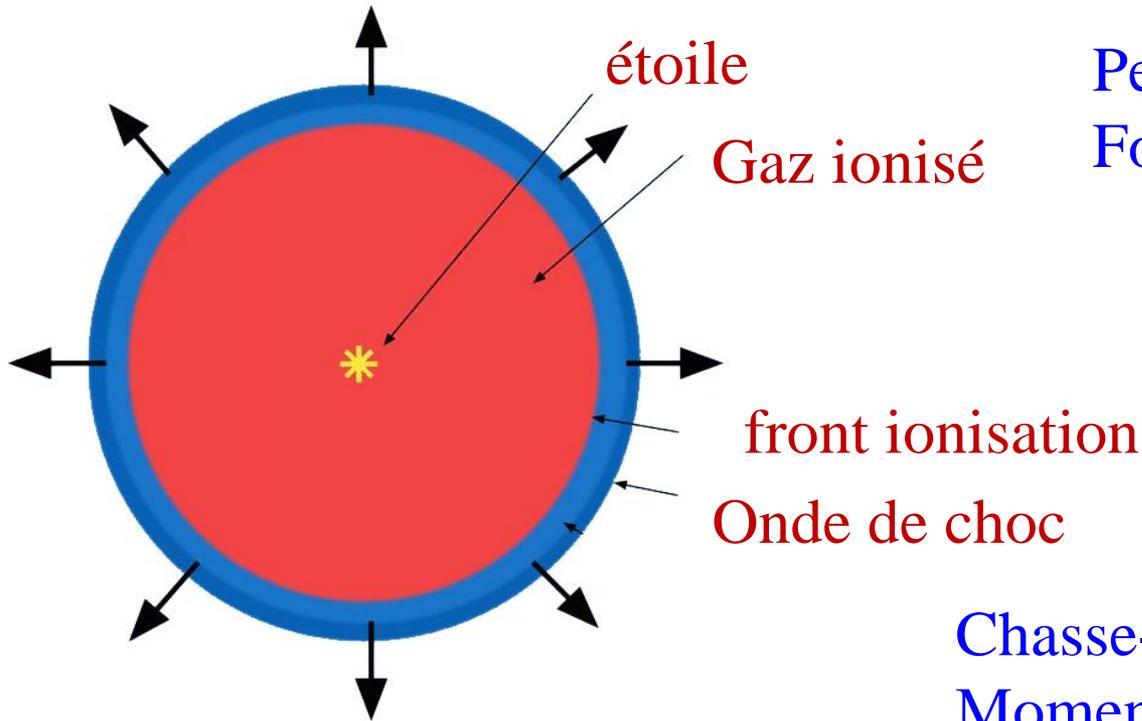
Les différentes phases

Première phase: front d'ionisation progresse $\rightarrow R_s$

2ème phase \rightarrow vers l'équilibre de pression

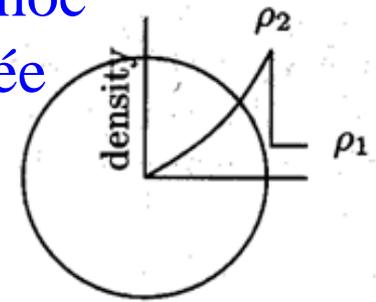
Onde de choc + front d'ionisation

n_H diminue, taux de recombinaison aussi



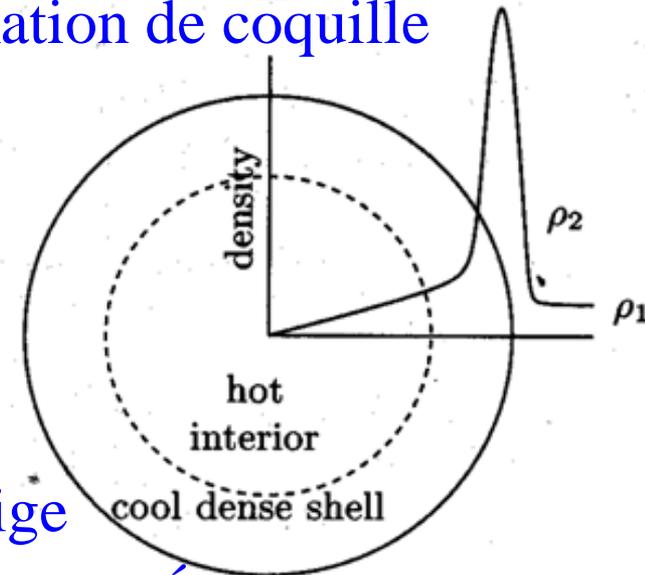
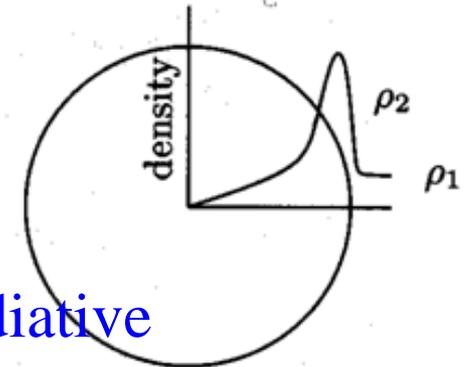
Onde de choc

E conservée



Perte radiative

Formation de coquille



Chasse-neige
Moment conservé

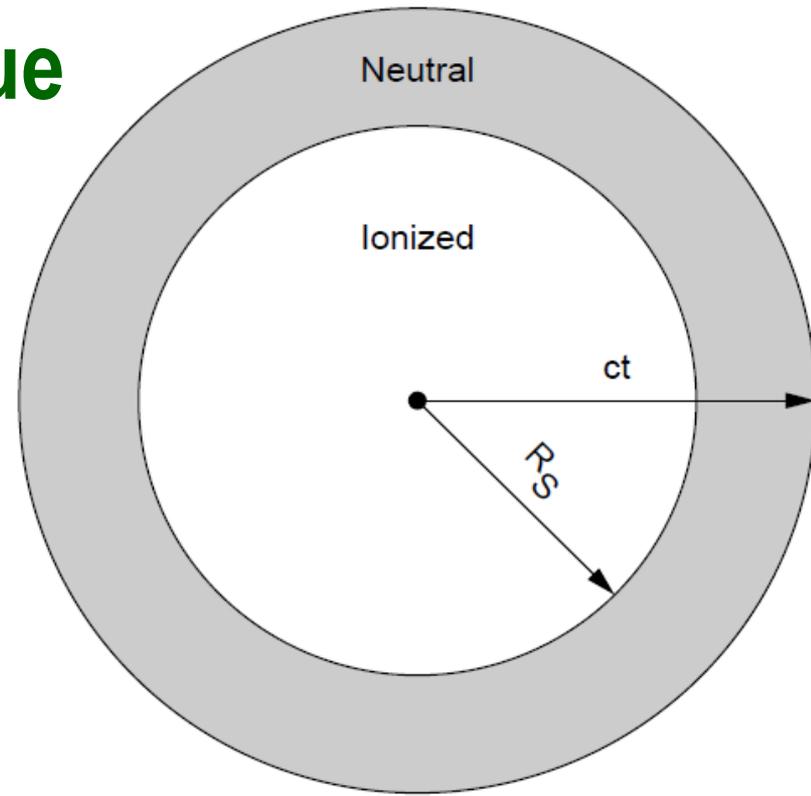
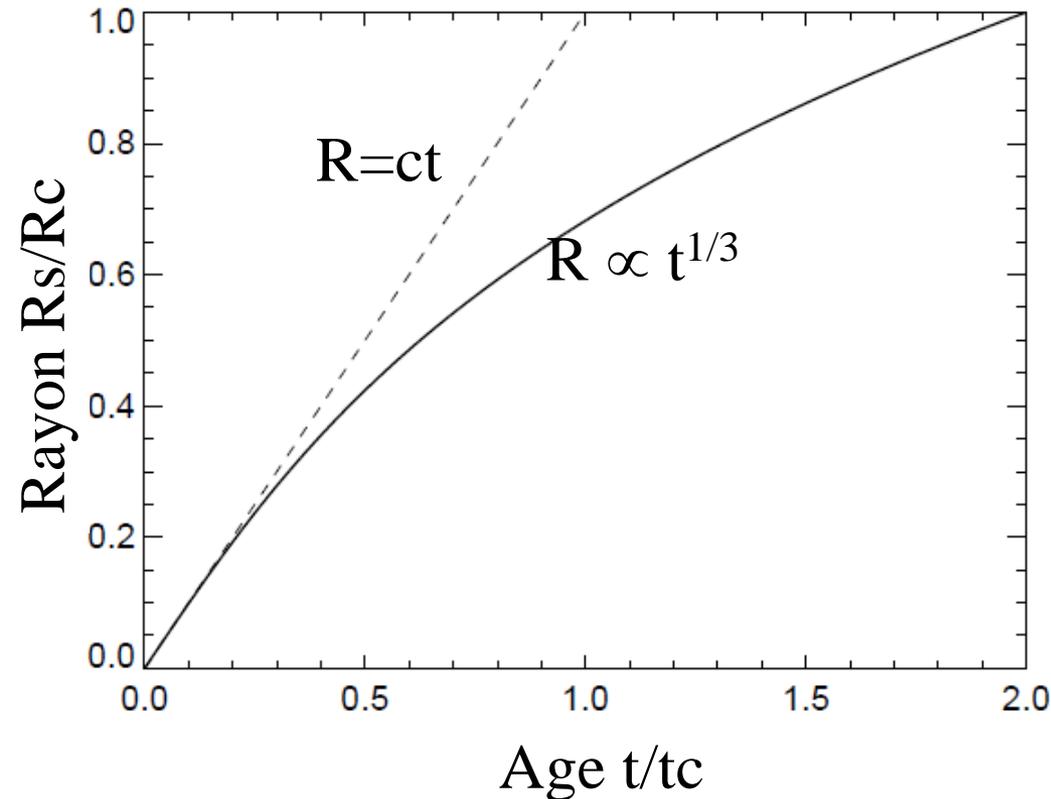
Expansion superluminique

Cas d'un quasar à $z \sim 6$

$L_{\text{pm}} \sim 1/(n_{\text{H}}\sigma) \sim 1 \text{ kpc}$

Expansion très rapide, quasi c

Jusqu'à $t = t_c = (3dN_{\gamma}/dt/(4\pi n_{\text{H}}c^3))^{1/2}$

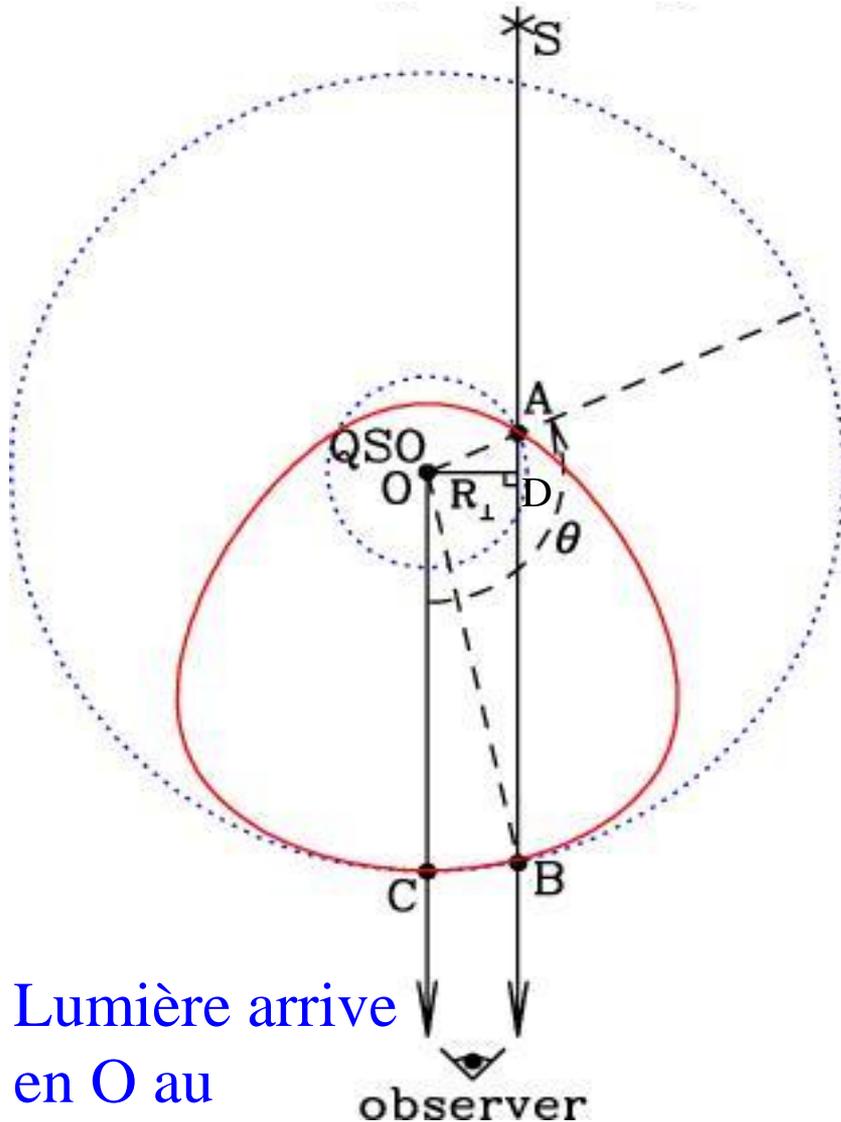


N_{ph} dans la zone grise

= nbre d'ions dans R_S

$$dN_{\gamma}/dt (t - R_S/c) = 4/3\pi R_S^3 n_{\text{H}}$$

Source d'arrière-plan



Lumière arrive
en O au
même moment

Forme des régions HII

Peut ne pas être une sphère

- Front d'ionisation en expansion relativiste
- Effet de retard

t_0 début de l'activité du quasar

Age du quasar $\tau_Q = t(z_Q) - t_0$

$OA + AD = c(\tau_Q - \tau)$

$r(\tau) (1 - \cos\theta) = c(\tau_Q - \tau) \quad 0 < \theta < \pi$

- Symétrie de rotation autour de OC
- r décroît pour θ croissant

Q. Yu, 2005

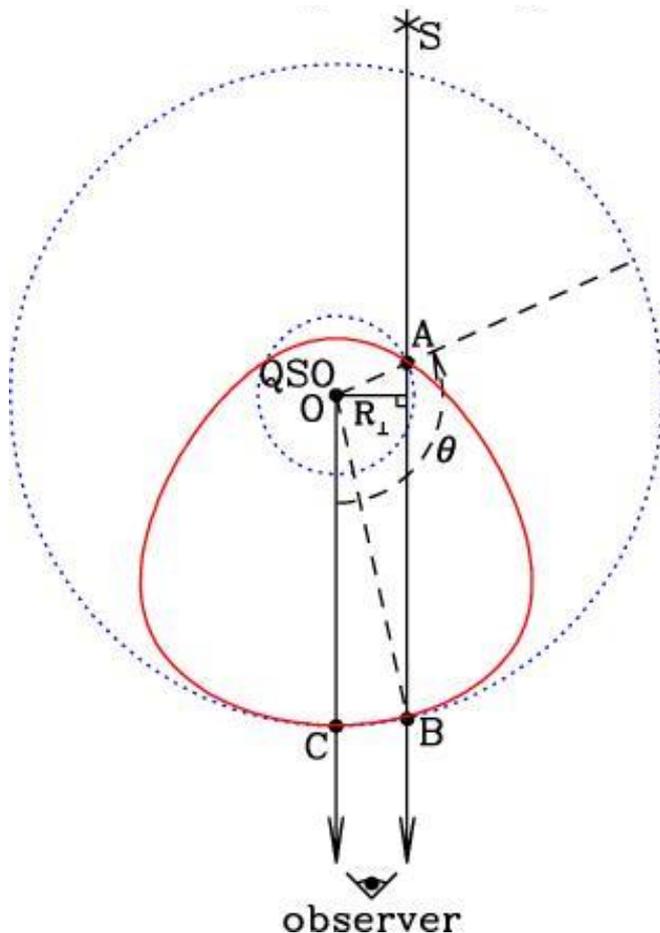
Plus de recombinaisons si le milieu est fragmenté, i.e. $C \gg 1$

$$C = \langle n_H^2 \rangle / \langle n_H \rangle^2$$

→ expansion relativiste réduite

La forme apparente de la sphère de Strömngren autour du quasar permet de déterminer

- Age, luminosité, évolution du quasar
- Environnement du quasar, histoire de la ré-ionisation
 - facteur C
 - Fraction de gaz neutre et ionisé



Evolution du front d'ionisation

$$4\pi/3 \frac{d}{dt} (x_{\text{HI}} \langle n_{\text{H}} \rangle r^3) = dN_{\gamma}/dt - 4\pi/3 \alpha_{\text{B}} C \langle n_{\text{H}} \rangle^2 r^3$$

Evolution = photons QSO - recombinaison

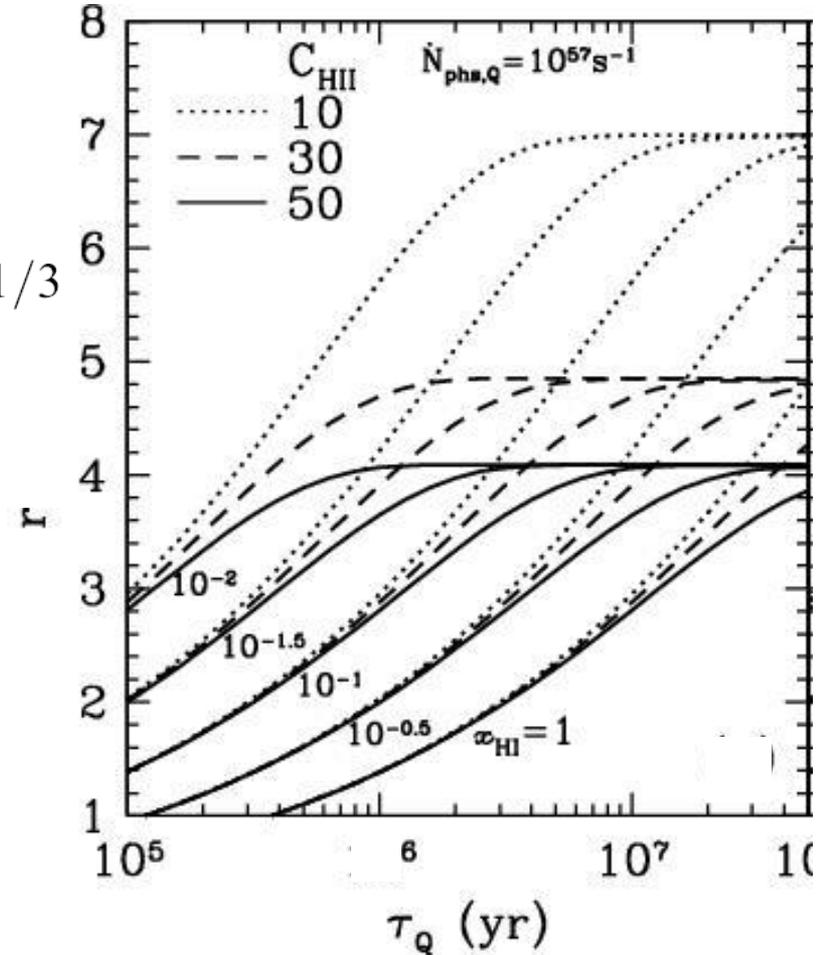
$$C = \langle n_{\text{H}}^2 \rangle / \langle n_{\text{H}} \rangle^2$$

$$r(\tau) \simeq \left(\frac{3\dot{N}_{\text{phs},i}\tau}{4\pi x_{\text{HI}} \langle n_{\text{H}} \rangle} \right)^{1/3} = r_{\text{S}} \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{rec}}} \right)^{1/3}$$

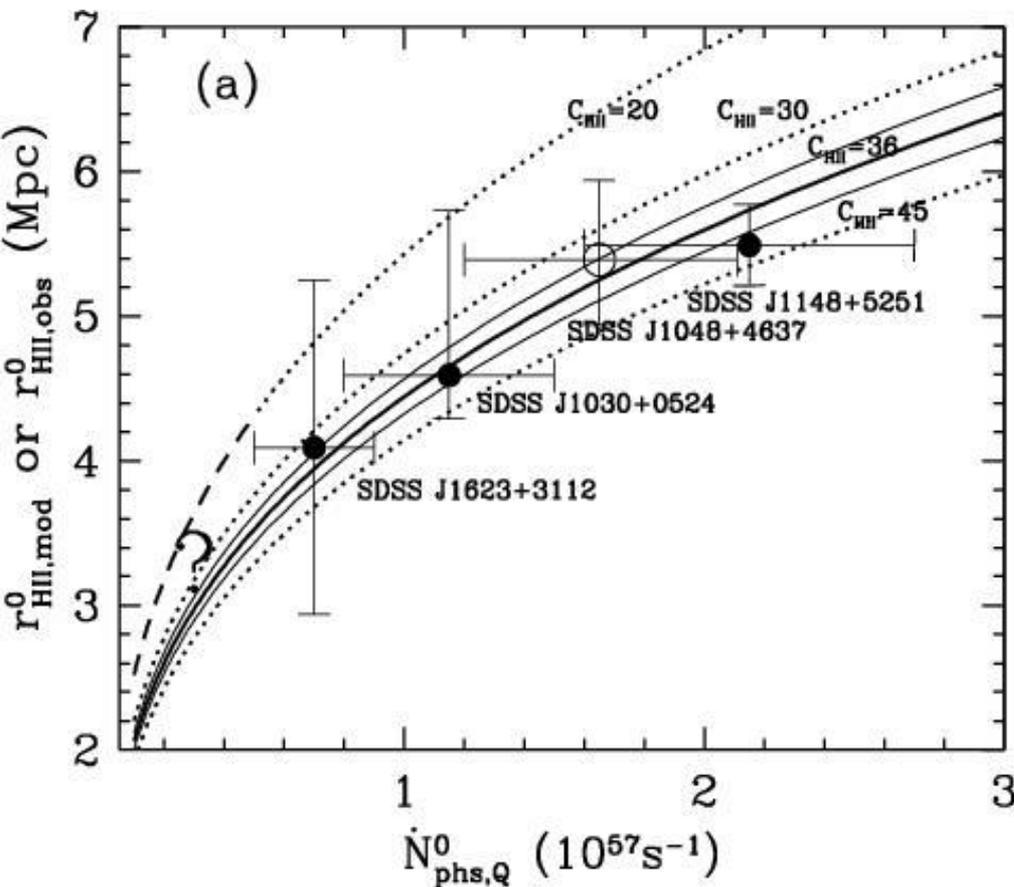
Puis, équilibre stationnaire,

Le rayon sature

Age QSO $> 4 \cdot 10^7$ yr

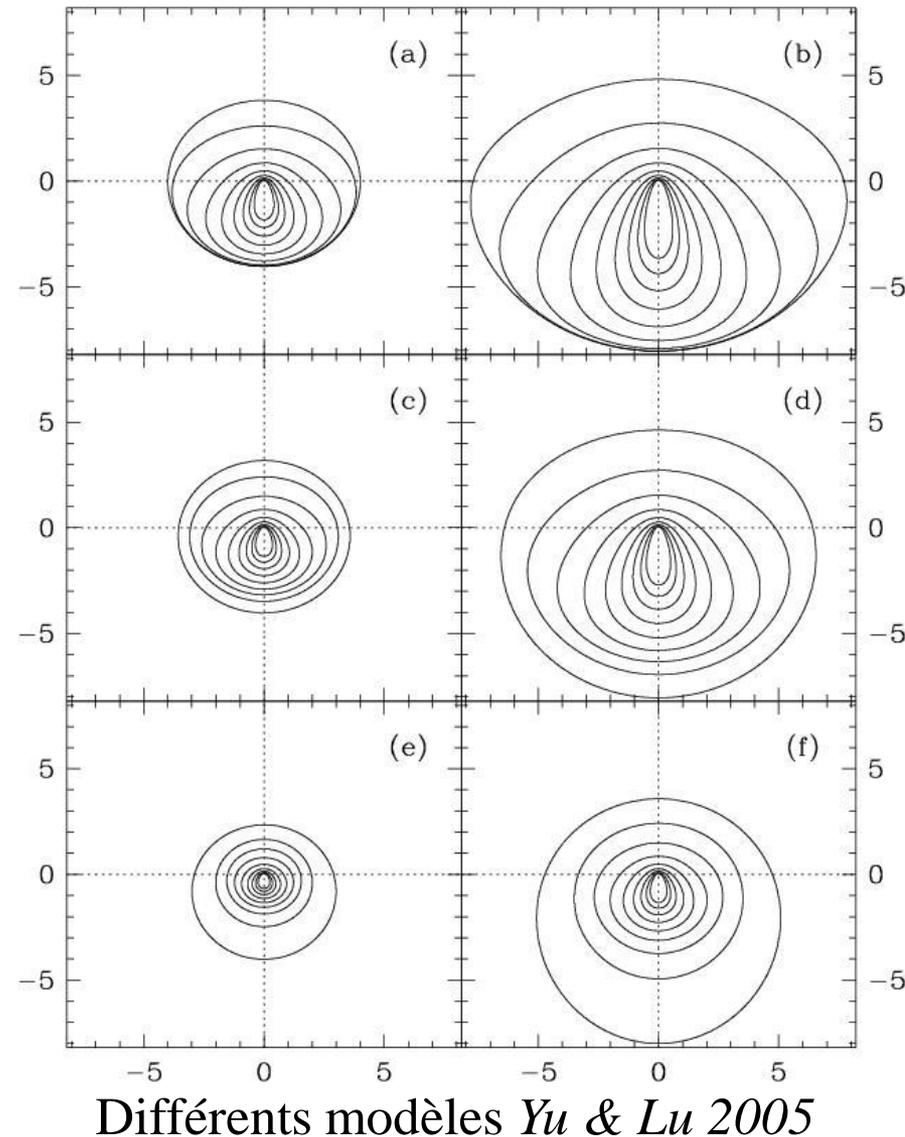


Propriétés du quasar et environnement



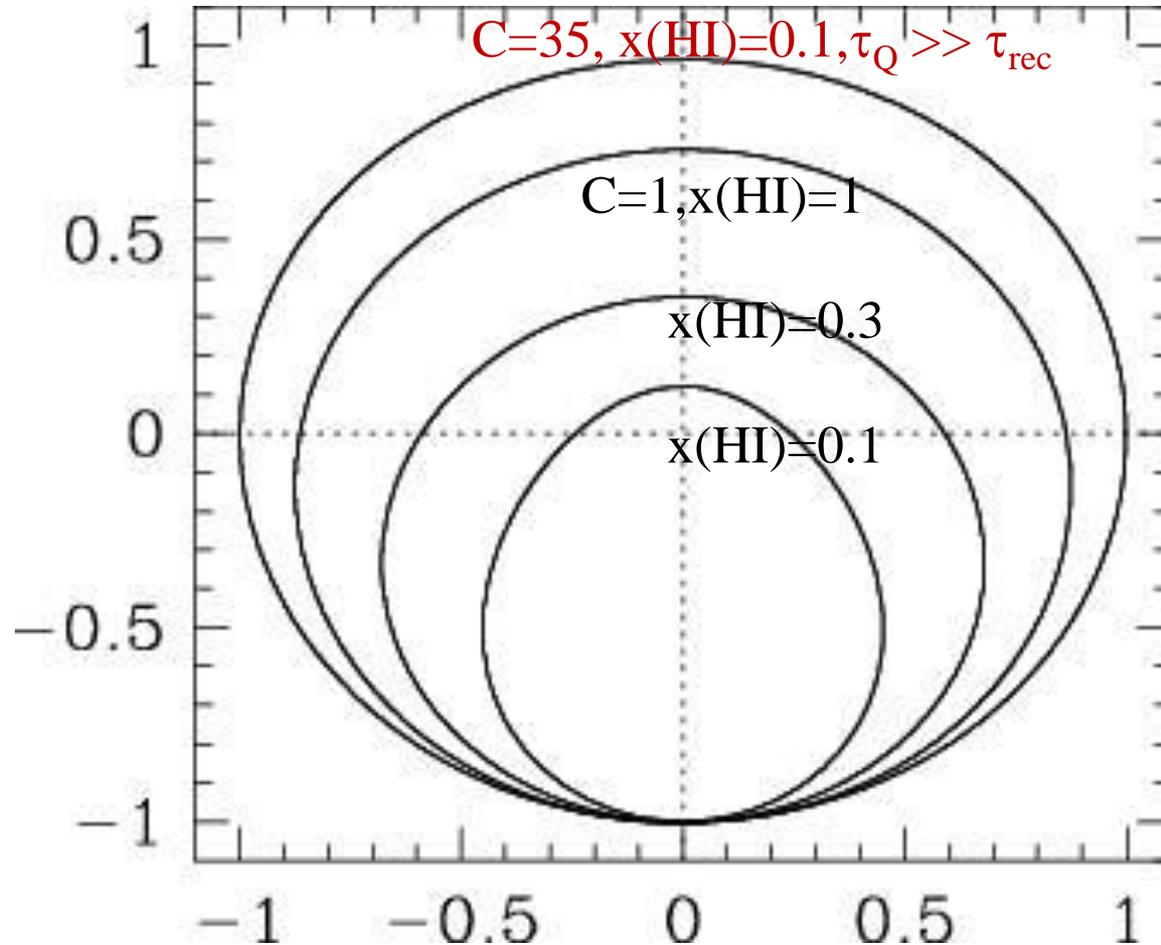
Les rayons de Strömgen observés sont compatibles avec les prédictions de r_S . $C \sim 35$

Evolution de forme



Propriétés intrinsèques du quasar et son environnement (xHI)

- Indice de ré-ionisation

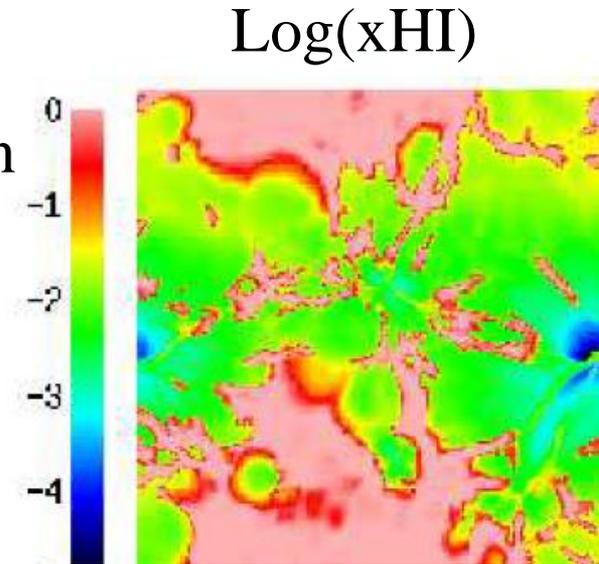


Limitée par la densité → échappement

Une région HII peut-être limitée **par l'ionisation**
Etat stationnaire entre recombinaison et ionisation
+expansion

Ou limitée **par la densité**: tout le gaz neutre
a été ionisé,
les photons ionisants peuvent s'échapper
dans le milieu ionisé autour

En fait, jamais à symétrie sphérique
Une région HII peut-être limitée par
l'ionisation ou la densité selon les directions



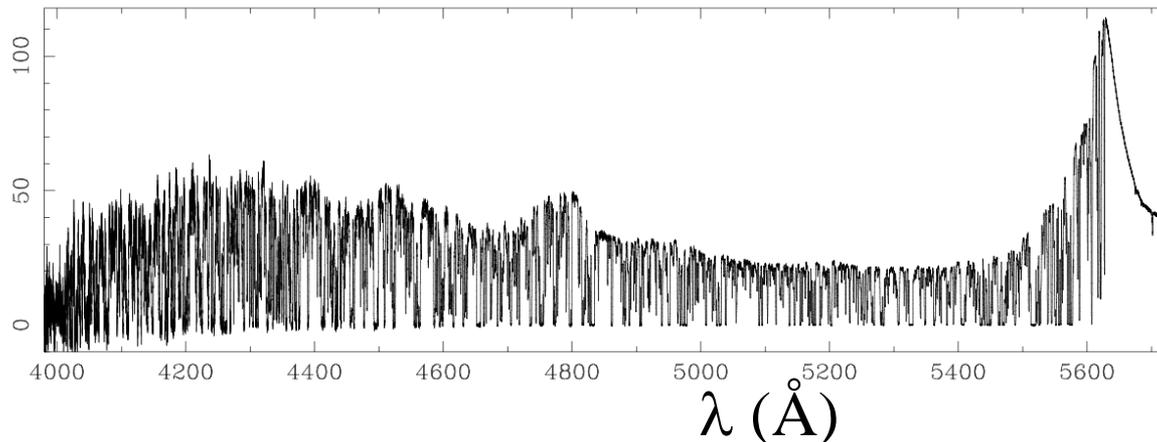
Processus de boule de neige

Le nombre de photons ionisants dans l'espace croît beaucoup, dès que les régions HII se rejoignent et se chevauchent, car il n'y a plus de matière à ioniser.

→ Changement de phase de **percolation** assez rapide

Il reste toujours des zones denses, autour des galaxies, où le gaz restera neutre (HI, H₂)

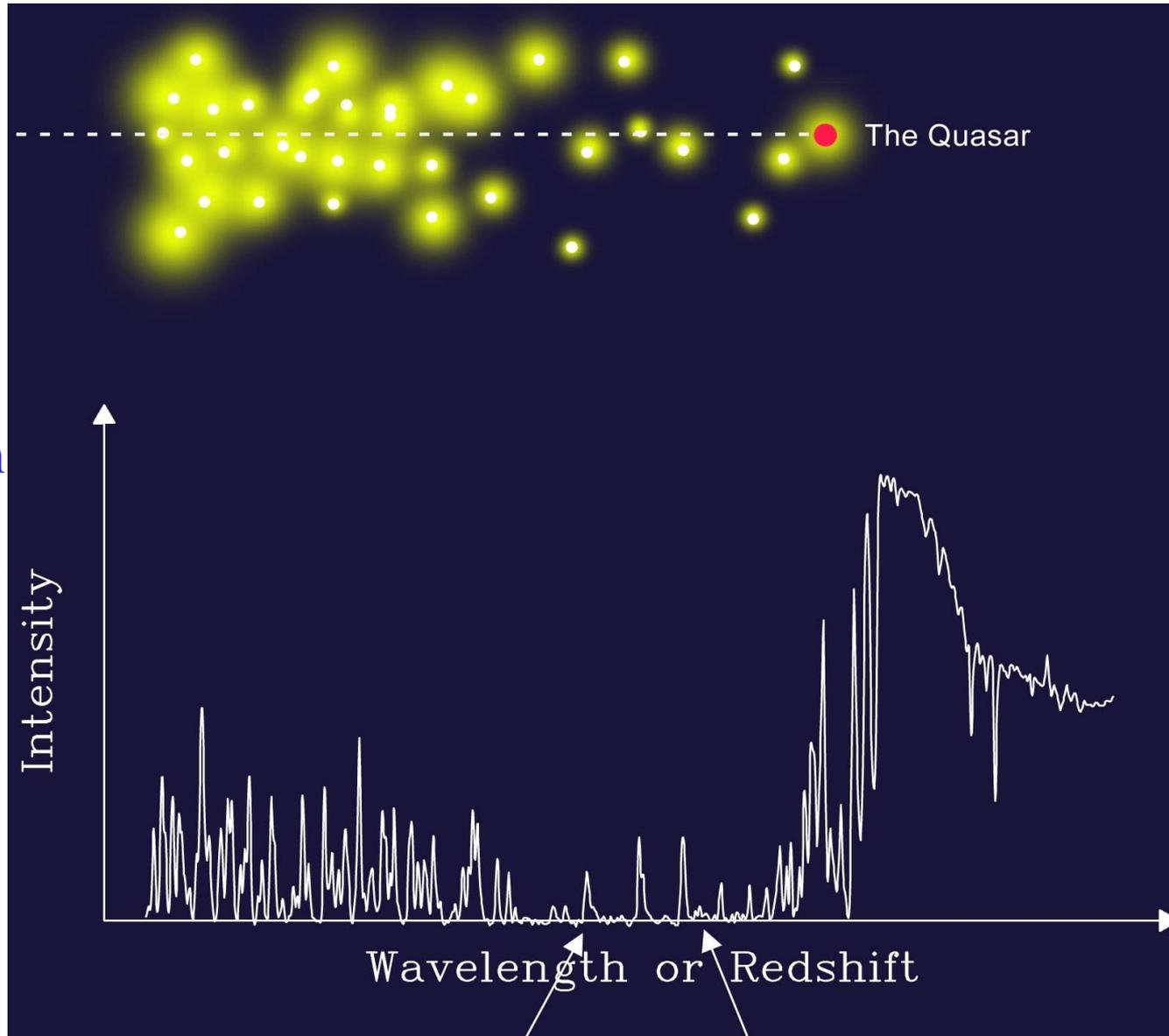
→ Forêt Ly α , raies saturées en absorption, jusqu'à $z=0$



QSO 1422+23
 $z=3.62$
Rauch 1998

Tombe à zéro durant l'âge sombre

Ligne de visée
devant un quasar



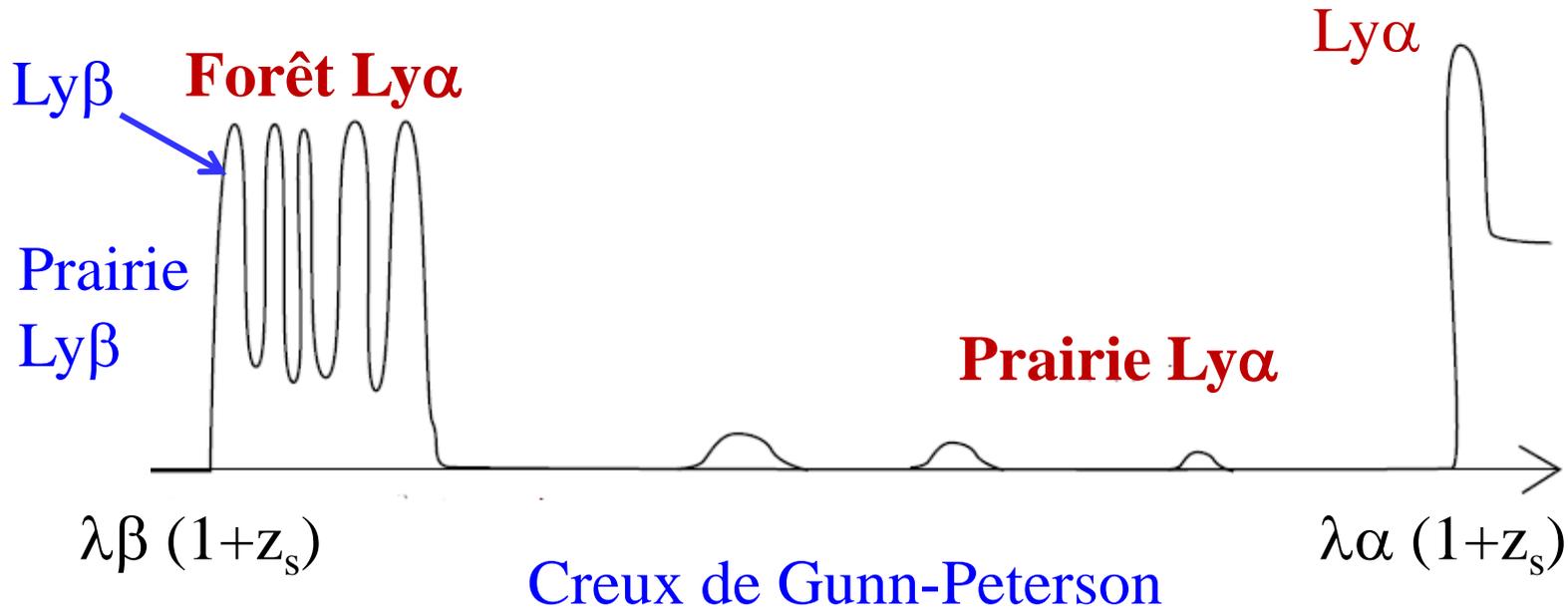
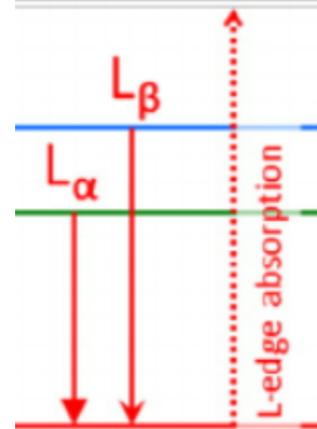
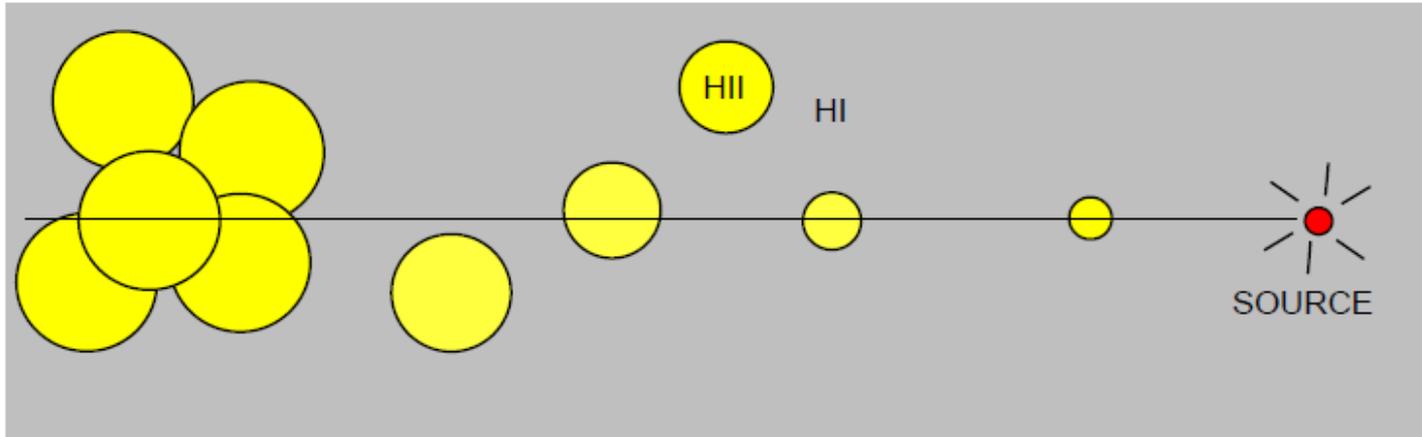
Spectre en absorption

Forêt Lyman-alpha

ou absorption
continue totale

Djorgovski et al 2001

La ré-ionisation très morcelée



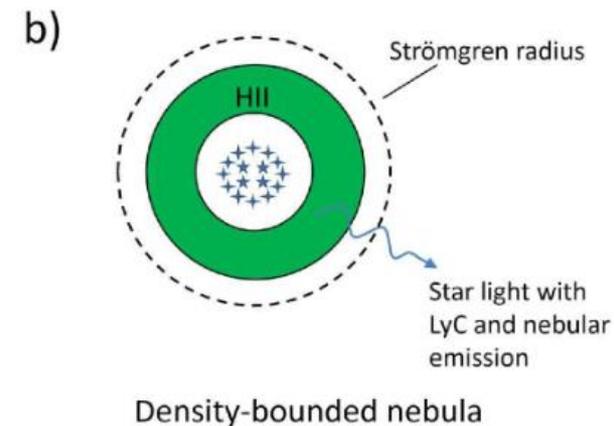
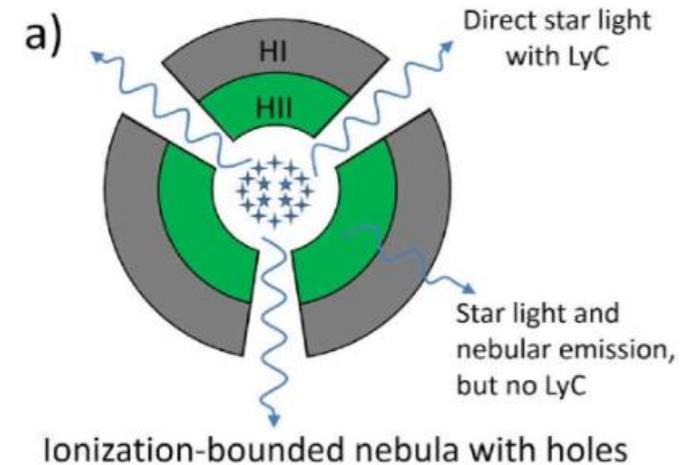
Fraction de rayons UV qui s'échappent

Pour savoir quand se fait la ré-ionisation et avec quels objets (**étoiles ou quasars**), il faut connaître la fraction d'UV ionisants ($h\nu > 13.6 \text{ eV}$ ou $\lambda < 912 \text{ \AA}$) qui peuvent s'échapper = f_{esc}

→ difficile dans les simulations,
 $3\% < f_{\text{esc}} < 80\%$
Galaxies primordiales non résolues!

→ Observations des analogues à $z=0$
Green Peas: galaxies compactes

→ Observations de f_{esc} à grand redshift?
très peu d'objets



Les galaxies compactes: « Green Peas »

Le nom provient des astronomes amateurs du Galaxy Zoo!

En Ly α tailles 2-5 plus grandes, par diffusion résonante

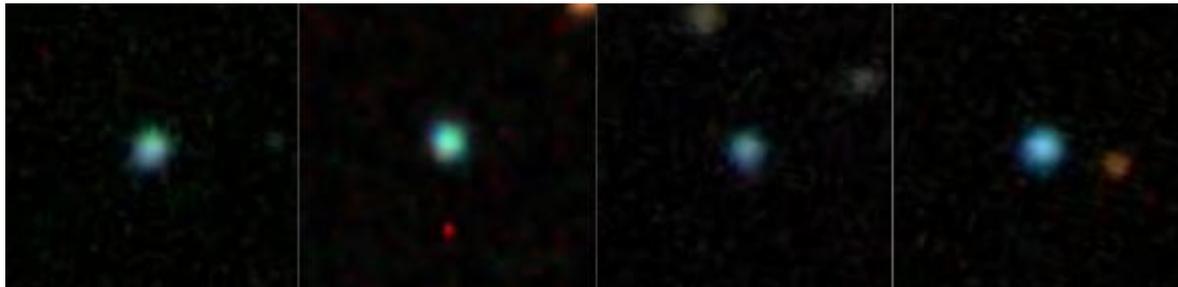
Faibles M*, Z, forts SFR et champ magnétique

Du rapport Ly α /H α , 5 à 60% des photons Ly α échappent

Pas de corrélation de fesc avec vitesse du gaz (raies métalliques)

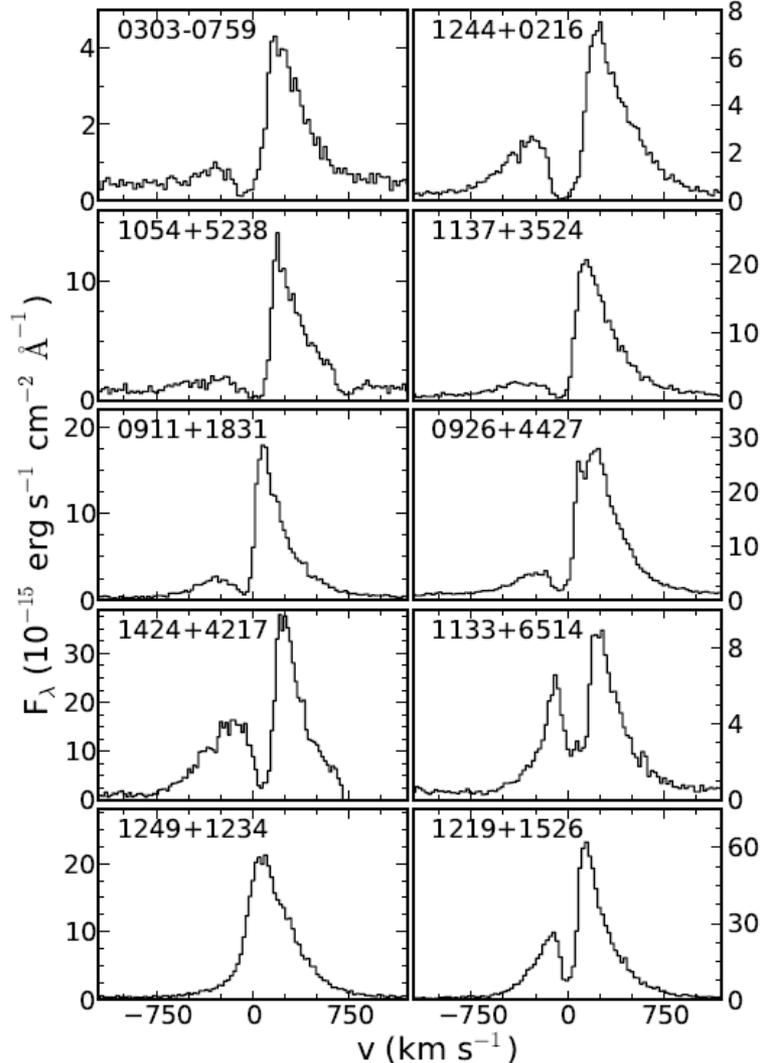
La couverture est quasi uniforme pour NHI > 10¹⁶ cm⁻²

Ly α fesc est corrélée à N(HI) (*Henry et al 2015*)



Fraction fesc des Green Peas

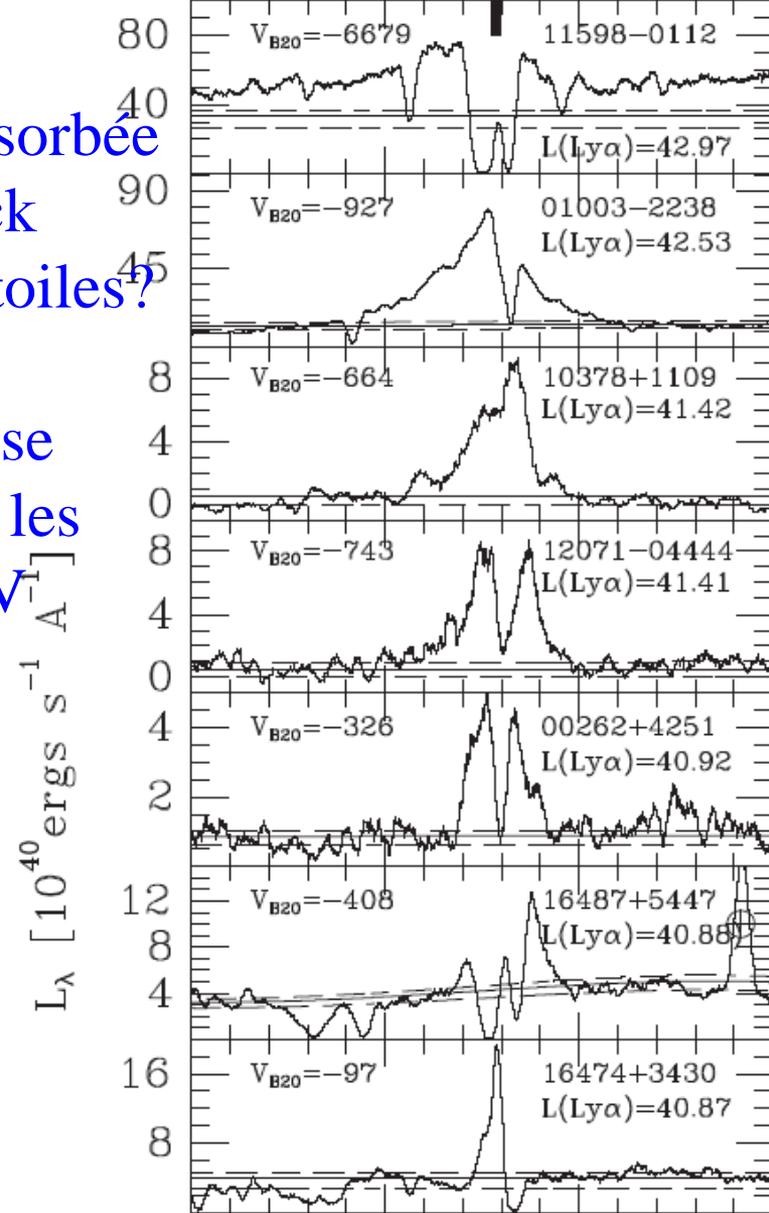
Henry et al 2015



Aile bleue absorbée
AGN feedback
ou vent des étoiles?

Le gaz dense se
refroidit dans les
ailes à haute V_{esc}

ULIRGs Martin et al 2015



Comment s'échappent les photons Ly α ?

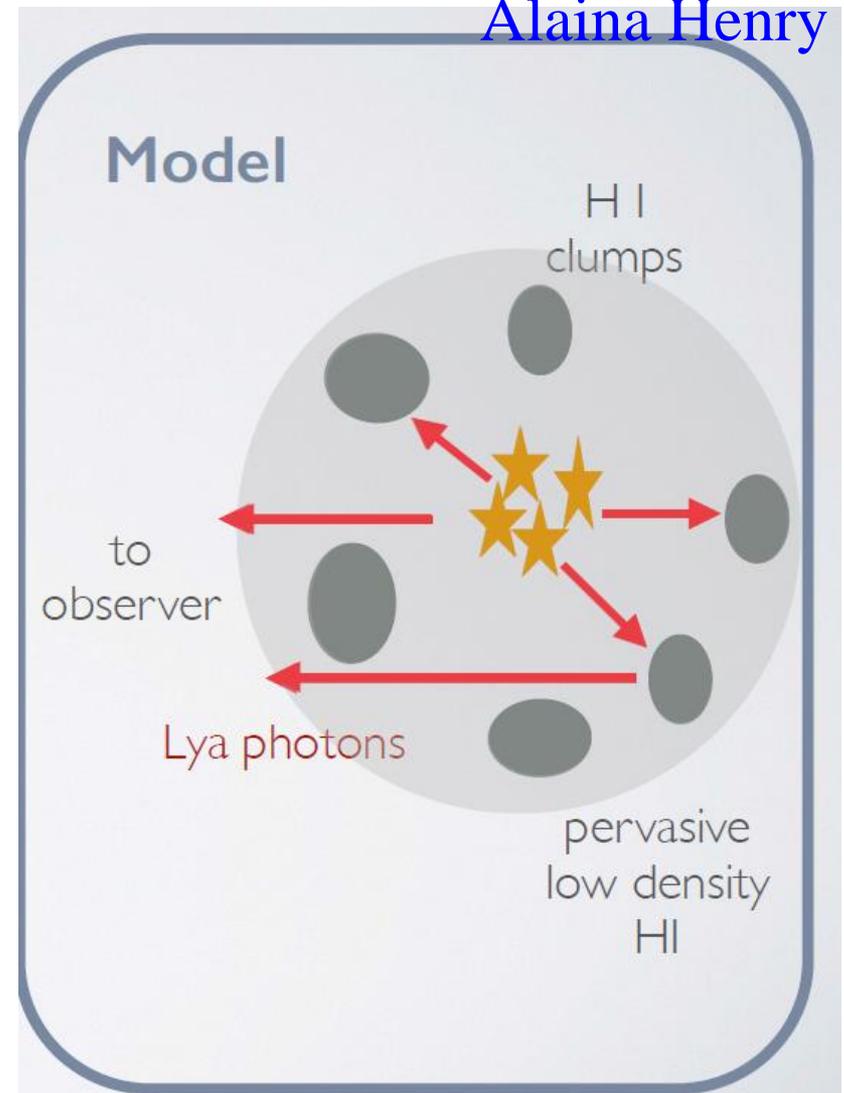
Alaina Henry

A travers un milieu diffus et homogène de HI

Plus qu'à travers les trous d'un milieu dense poreux

Ils montrent tous des outflows mais sans relation avec Ly α

Peut-on appliquer ces résultats à grand redshift?



Quasars ou étoiles?



Les quasars ont un rayonnement plus dur,
rayons X, UV plus haute énergie

AGN au centre de la galaxie

→ Créent un tunnel, qui permet ensuite d'échapper?

Les rayons-X durs très peu absorbés, précèdent le front d'ionisation
et **chauffent le gaz** + catalysent formation de H_2

→ Conséquences sur T_{HI} (absorption ou émission)

Pour les étoiles au début de l'Univers: très hautes masses, haute
température, UV? PopIII, étoiles supermassives

Batterie de Biermann: production de champ magnétique (10^{-19} G)
Mouvement ions/électrons, lors du passage de l'ionisation dans les
filaments

Batterie de Biermann, pendant la ré-ionisation

Découvert en 1950: plasma primitif en rotation, e^- , p^+
Simulations MHD (Xu et al 2008) 10^{-19} G

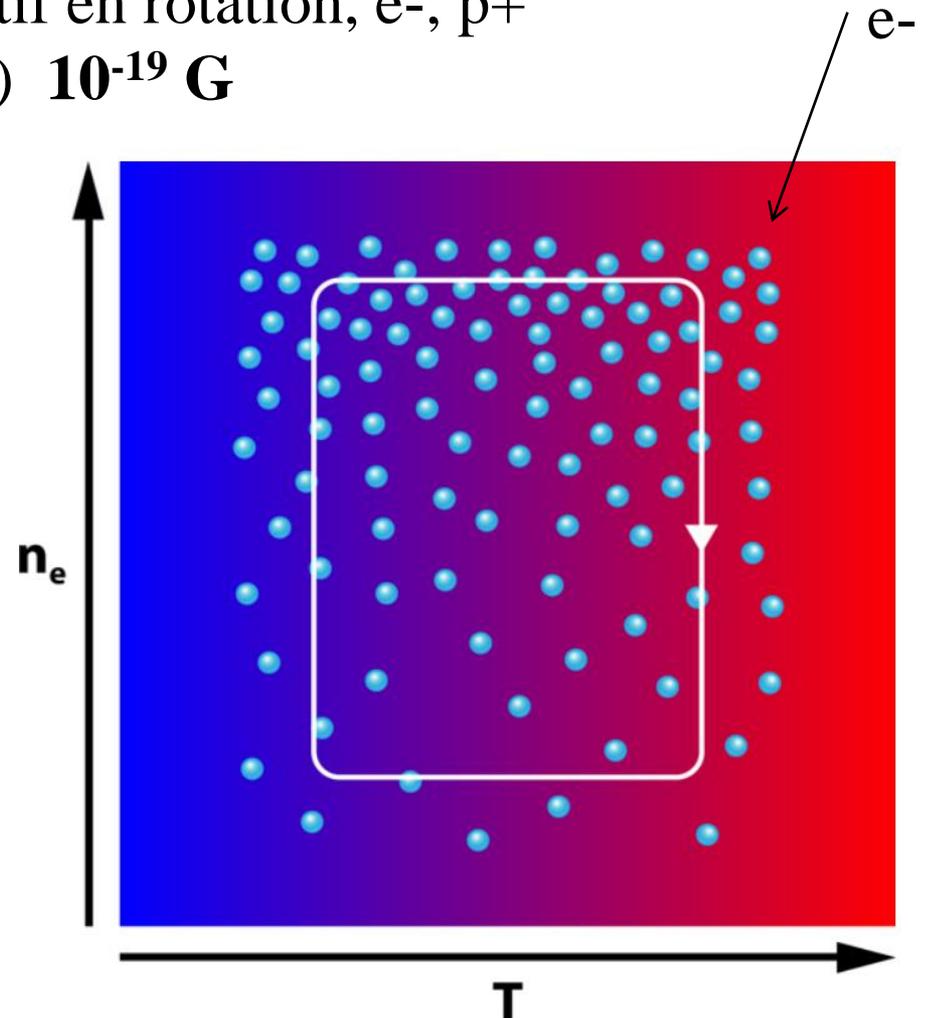
Requiert de forts gradients de
 n_e , T

Front d'ionisation durant la
Réionisation,

→ très forts gradients en sortant
des galaxies, jusque dans les
filaments cosmiques

→ Champ B à grande échelle

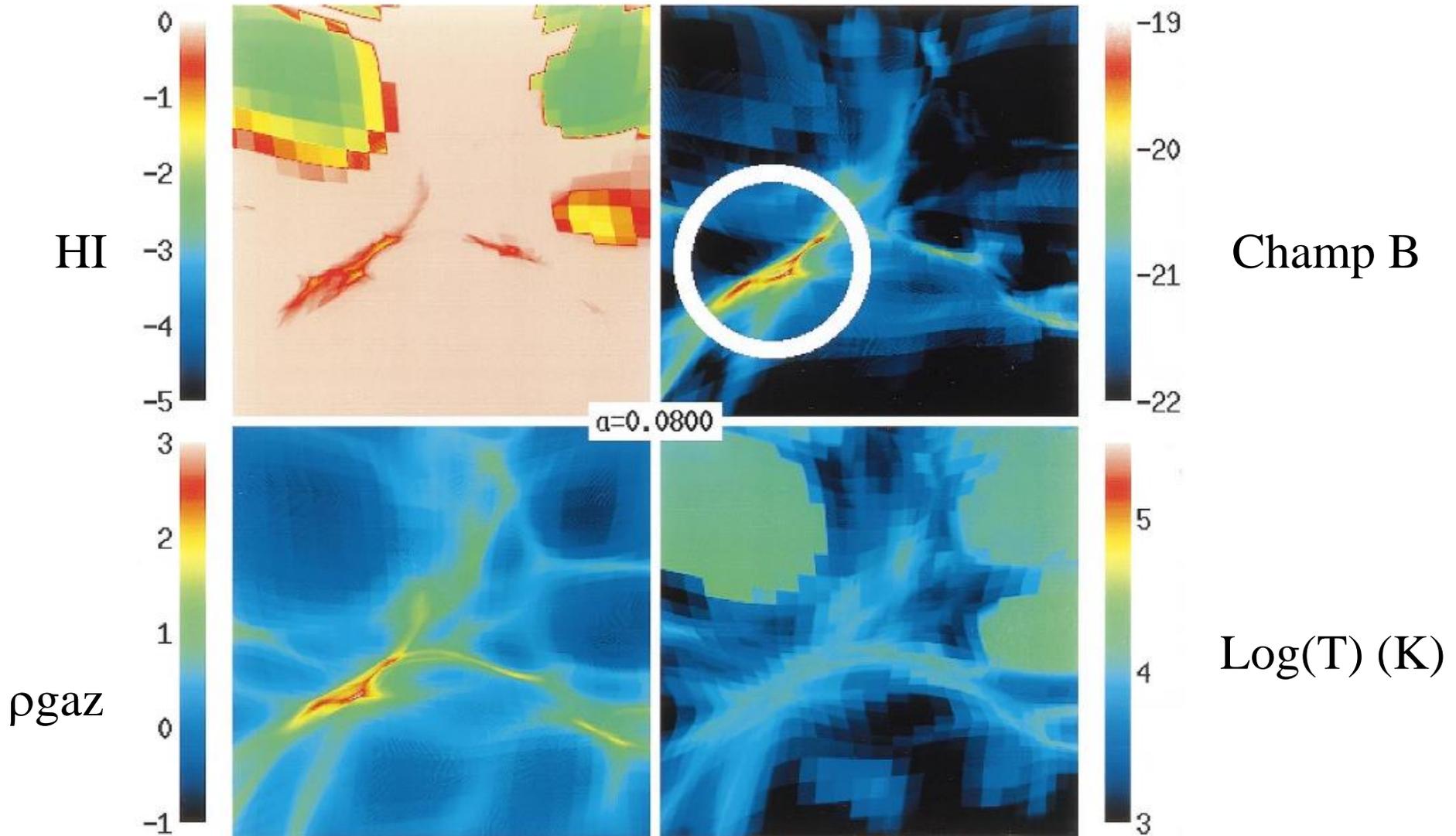
Plasma primordial $B \sim 10^{-25}$ G (Naoz & Narayan 2013)



Génération de champs magnétiques

$z=11.5$, Boîte de 1 Mpc,

Gnedin et al 2000



Evaporation des petits halos

La ré-ionisation augmente le flux UV intergalactique,
et la température: 10^4K pour H, et $2 \cdot 10^4\text{K}$ pour HeII

Le gaz des halos peu massifs ($T_{\text{viriel}} < 10^4\text{K}$) peut être évaporé

→ Solution du **problème des satellites manquants?**

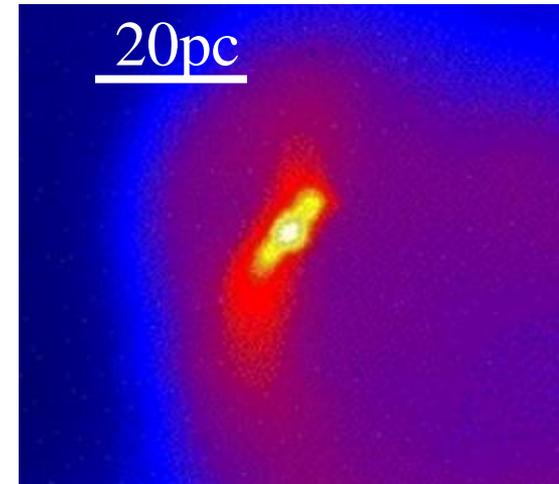
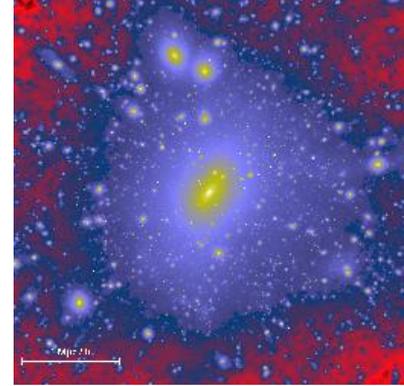
Halos $V_{\text{cir}} < 20\text{km/s}$, avec flux de gaz à cette vitesse

Le gaz restant piégé dans les mini-halos serait
à l'origine des systèmes Ly α saturés (DLA)

Formation d'étoiles → UV, destruction de H₂
provoque l'effondrement du gaz

directement en trou noir (mini-halo voisin)

→ Solution au manque de graine pour former les trous noirs à $z=6$
(*Bromm & Loeb 2003*)



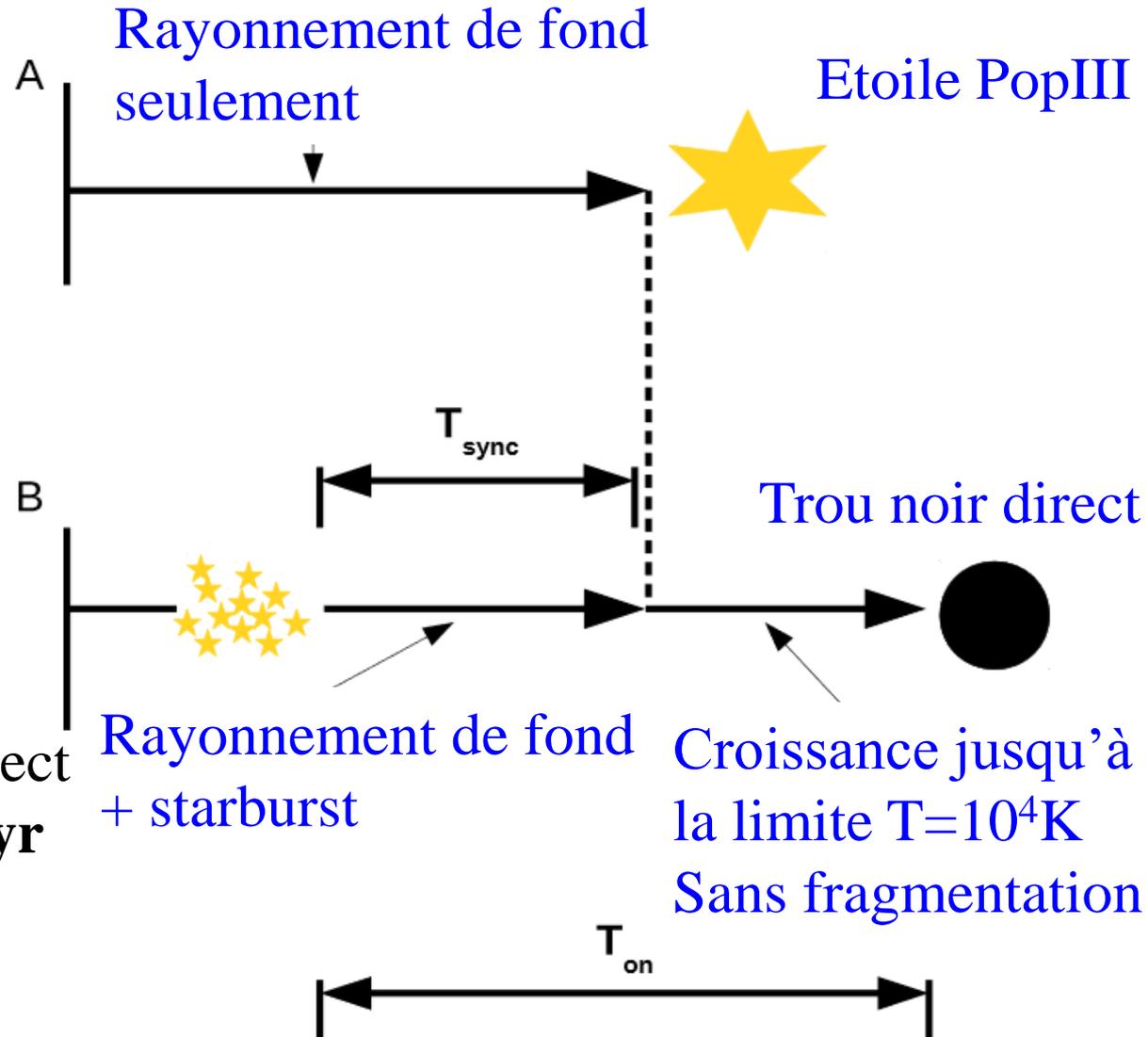
Formation de trou noir, effondrement direct

Regan et al 2017

Pour former des trous noirs
 10^4 - $10^5 M_{\odot}$
Eviter la fragmentation
Le refroidissement
→ Eviter H_2

Les rayons UV venant
des étoiles du halo voisin
photo-ionisent H_2

Sans les raies de H_2 , sans
métaux, effondrement direct
Temps de synchro: 3 Myr
Distance max 300pc!

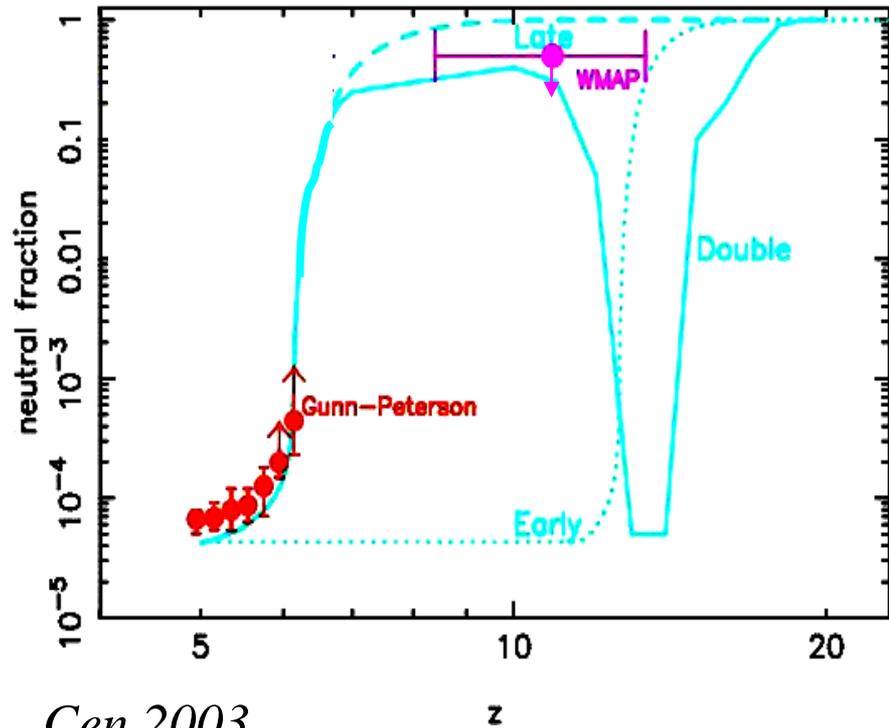


A quelle époque?

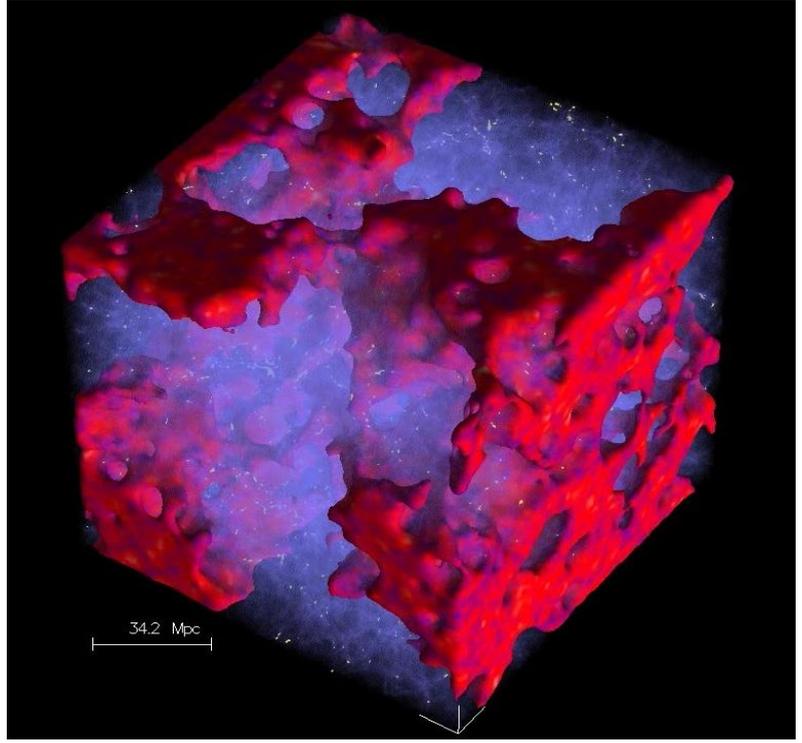
Contraintes à partir du CMB,
WMAP, Planck, et les QSO
Si $\tau_e = 0.09$ EoR entre $z=15$ et 6

$$\tau = \int dt c \sigma_T n_e = \int \frac{dz}{H(z)(1+z)} c \sigma_T n_e(z)$$

Semelin et al 2007



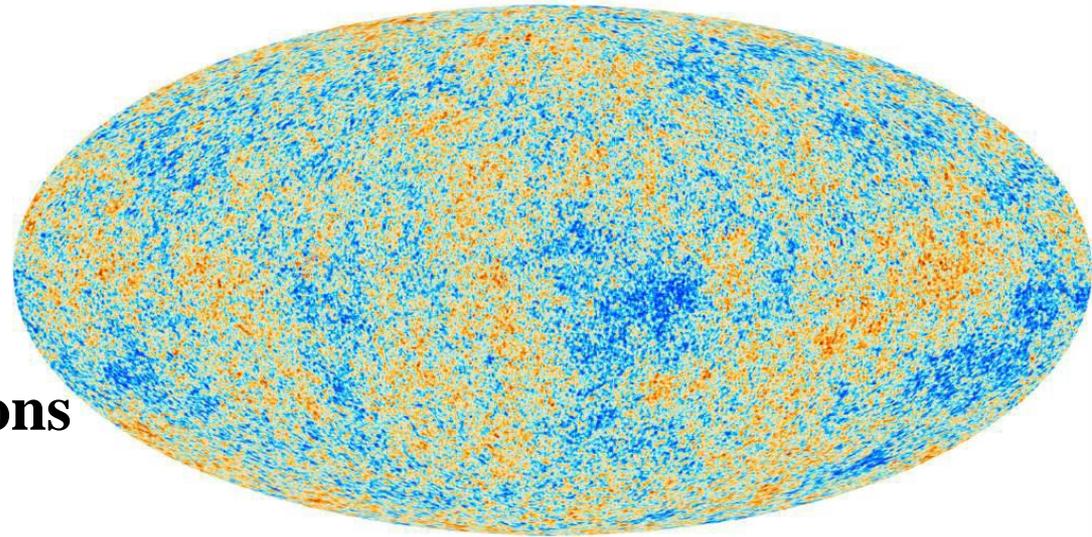
Cen 2003



Determination par le satellite Planck

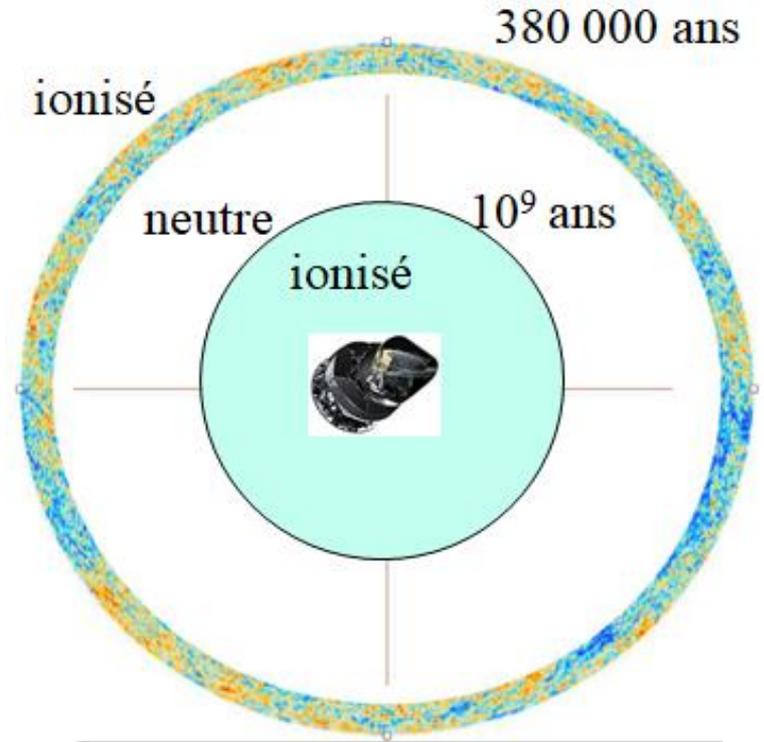
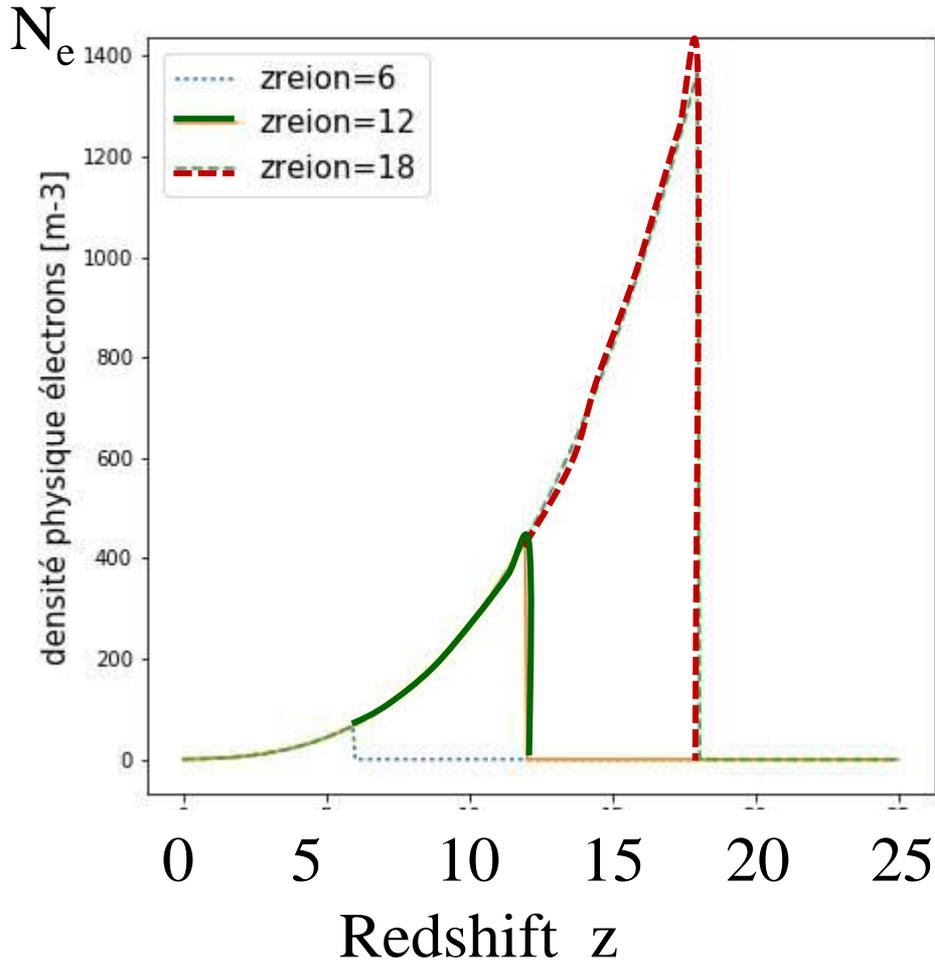
Rayonnement fossile
du Big-Bang et
Structure angulaire

compte le nombre de diffusions
**Thomson des photons sur
les électrons libérés lors de
la réionisation**



L'épaisseur optique décroît avec le temps, la densité de protons
et d'électrons décroissant comme $1/R(t)^3$

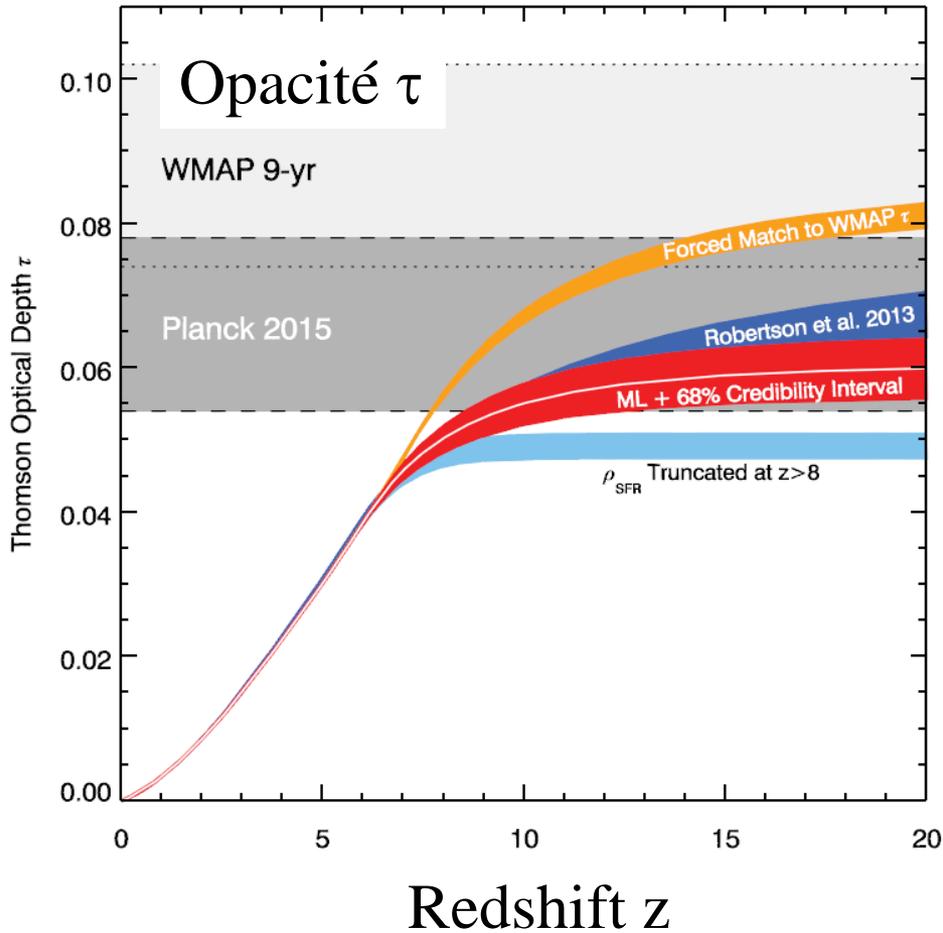
Période de la ré-ionisation



Pendant longtemps (< 2015) l'épaisseur optique était mesurée très grande: en 2003 une ré-ionisation en deux périodes était envisagée

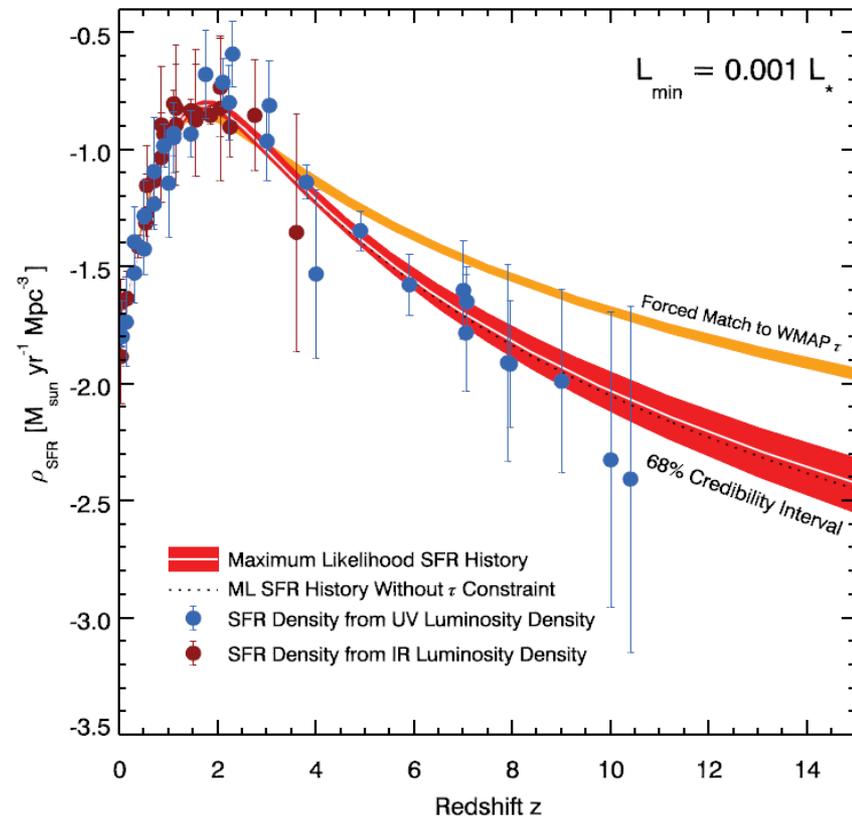
Wyithe & Loeb 2003, Cen 2003

Opacité τ mesurée par Planck



$$\tau = 0.066_{\pm 0.012}$$

Requiert moins de galaxies à $z > 8$



Robertson et al 2015

Plusieurs mesures dans le temps

Deux effets de la ré-ionisation

(1) amortir les perturbations scalaires $A_s e^{-2\tau}$, mais A_s et τ dégénérés

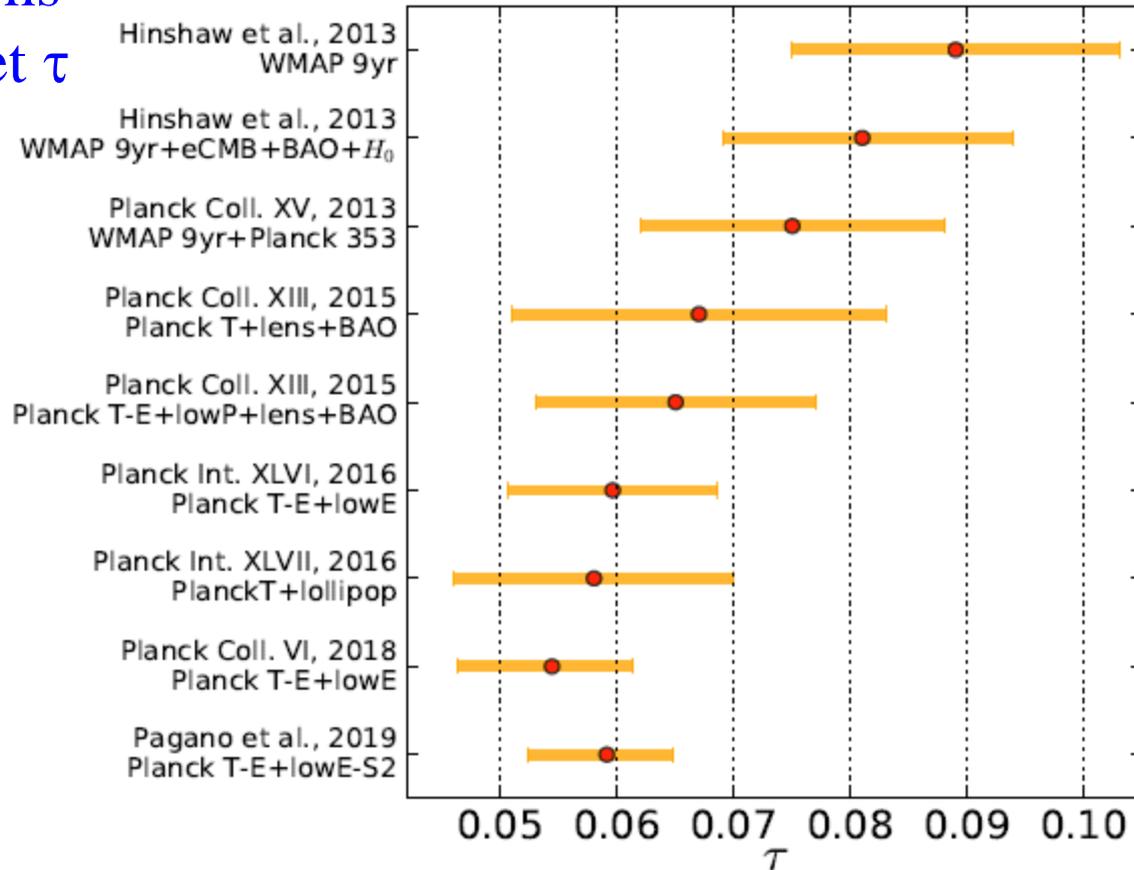
(2) La diffusion sur des e- produit une bosse de polarisation à grde échelle dépendant de $\langle z_{\text{re}} \rangle$ et

Δz_{re}

→ Permet de connaître

τ et z_{re}

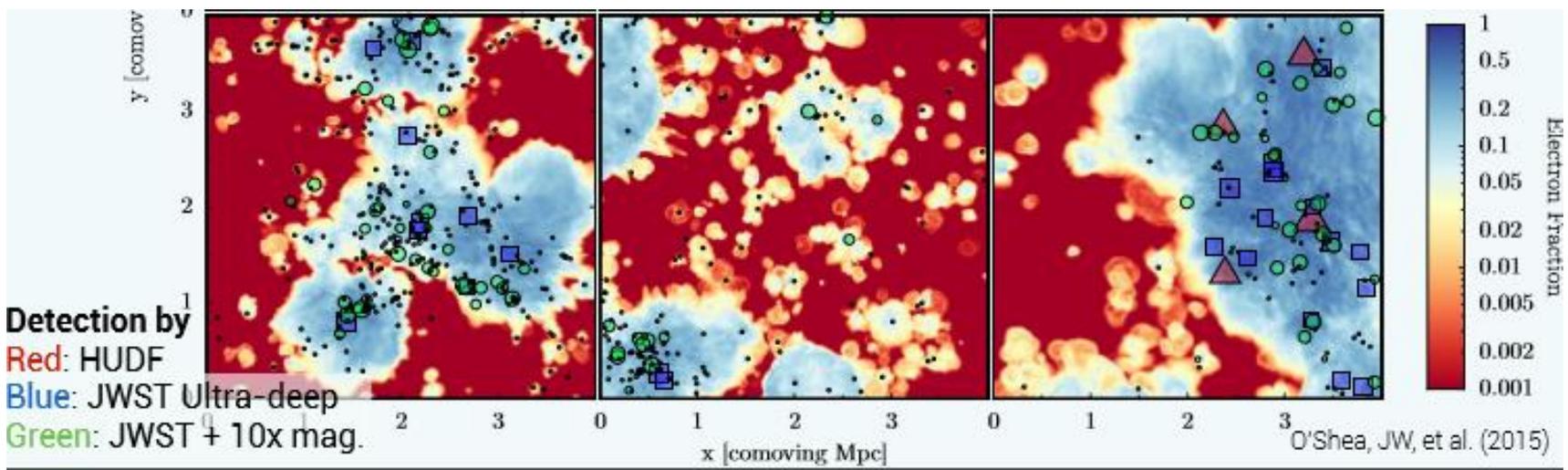
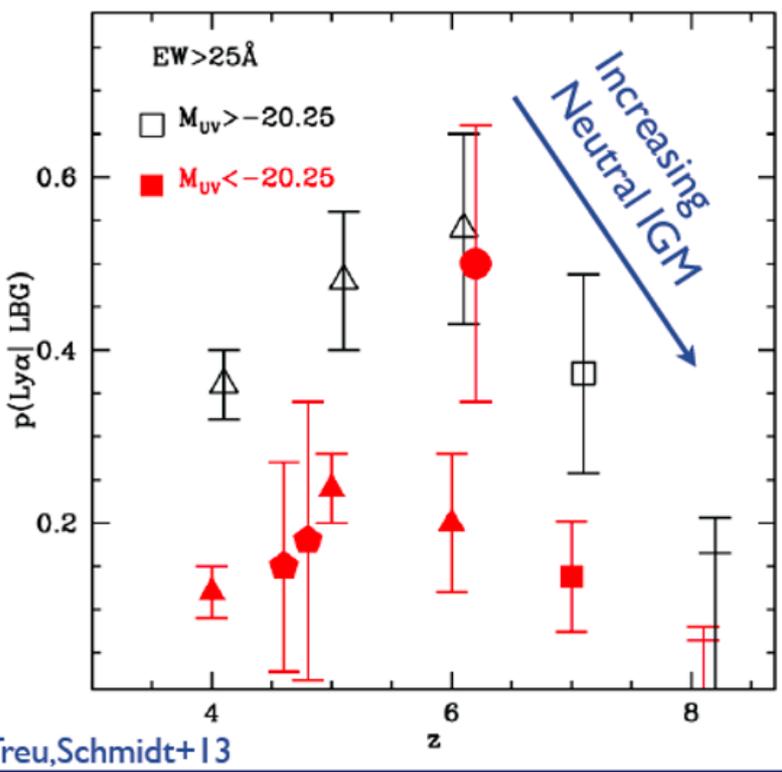
$$\tau = 0.0590 \pm 0.006 \quad \text{Pagano et al 2019}$$
$$z_{\text{re}} = 8.14 \pm 0.61$$



Diagnostic du Ly α

Moins de déclin pour les galaxies massives, avec une raie Ly- α décalée vers le rouge

Les vides sont réionisés en dernier



Obscuration progressive de l'émission Ly α

Durant l'âge sombre: gaz neutre dans l'espace

Absorbe le rayonnement Ly α des premières galaxies

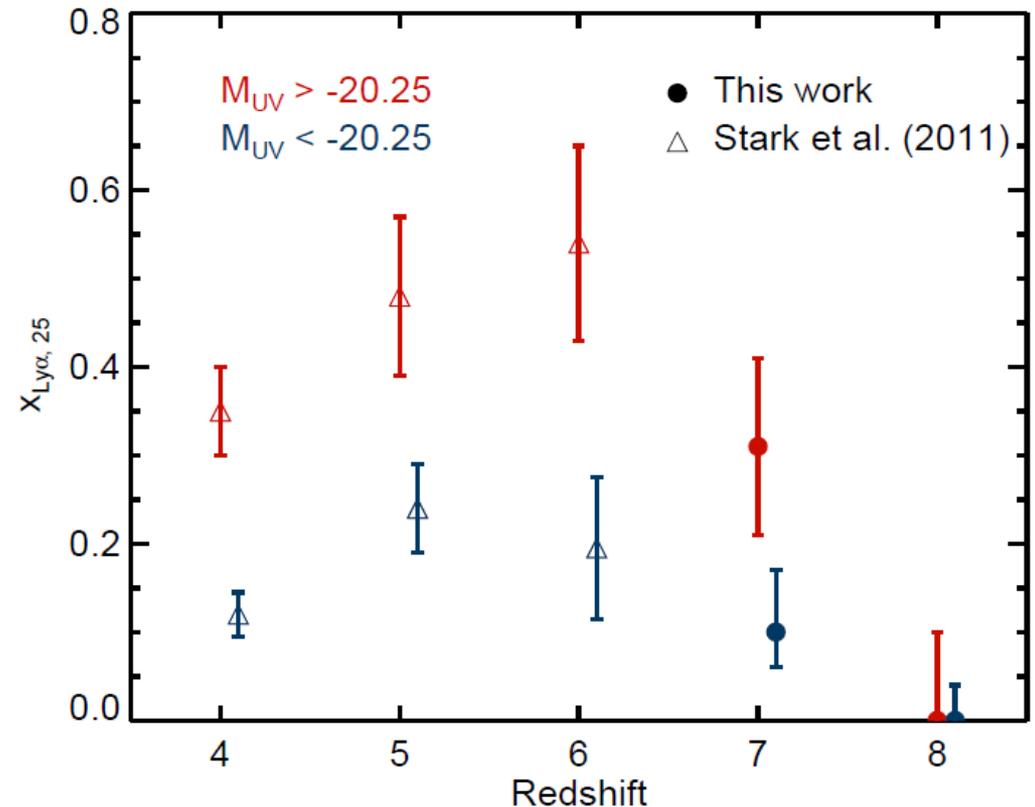
Puis, à la sortie de l'EoR: univers transparent

Grande statistique requise

Variance ré-ionisation
morcelée

→ Fraction Ly- α améliorée

Lyman- α décroît avec z

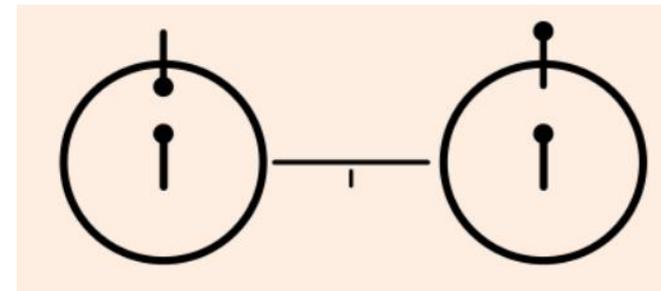
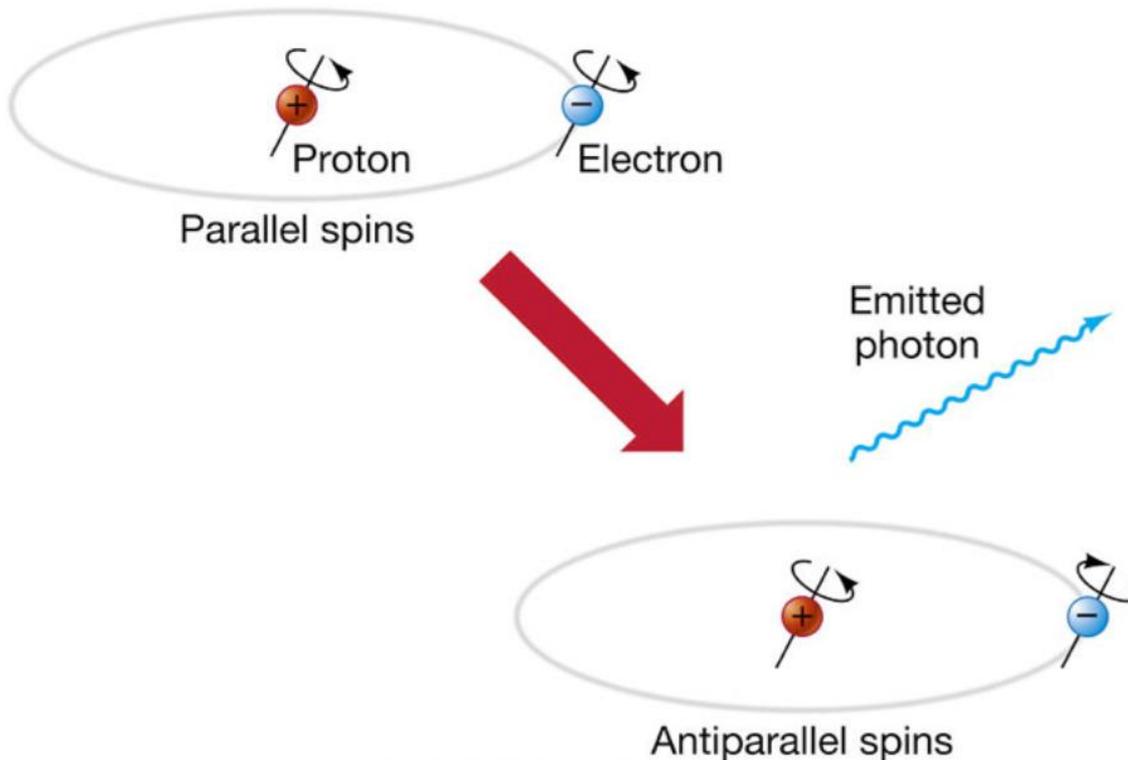


Schenker et al 2014

La raie à 21cm -- niveaux hyperfins

Raie du niveau fondamental -- Raie interdite $A = 10^{-15}/s$

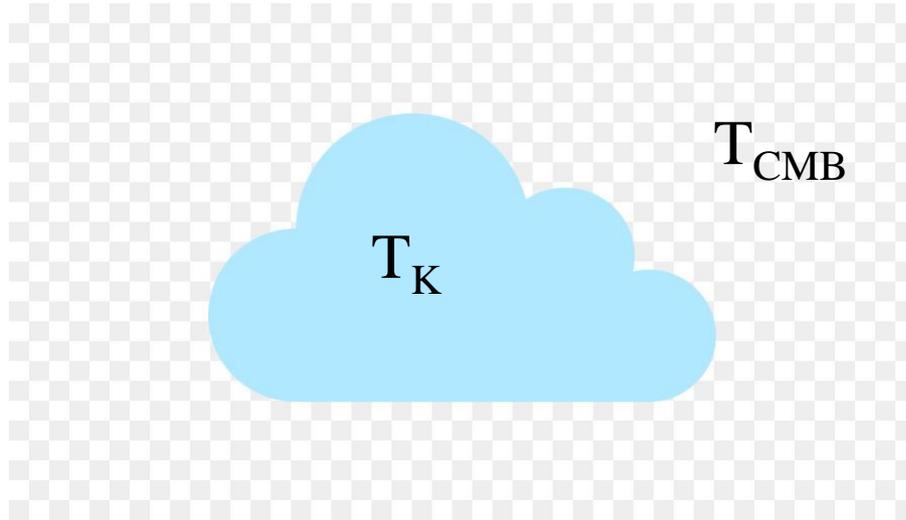
$F=I+J$ $F= 1 \rightarrow 0$ (temps de désexcitation 30 millions d'années)



Symbole SETI

Calcul du signal attendu

$$T_b = T_{\text{CMB}} e^{-\tau} + T_s (1 - e^{-\tau}) \quad \Rightarrow \quad \delta T_b = T_b - T_{\text{CMB}} \approx \frac{T_s - T_{\text{CMB}}}{1 + z} \tau$$



Opacité

$$\tau \ll 1$$

Température de spin

$T_s = T_{\text{ex}}$ reflète

la population des niveaux

$$\delta T_b(\nu) = \frac{T_s - T_\gamma(z)}{1 + z} (1 - e^{-\tau_{\nu 0}}) \approx \frac{T_s - T_\gamma(z)}{1 + z} \tau_{\nu 0}$$

$$\approx 9 x_{\text{HI}} (1 + \delta) (1 + z)^{1/2} \left[1 - \frac{T_\gamma(z)}{T_s} \right] \left[\frac{H(z)/(1 + z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \right] \text{ mK.}$$

Fraction HI / Densité cosmique / Température: Spin, CMB

Quelles températures T_K , T_S ?

Dans l'expansion, $T_{\text{CMB}} = 2,73 (1+z)$ K

$$R(t) = 1/(1+z)$$

Le gaz HI en expansion adiabatique,
gaz parfait $PV^\gamma = \text{cst}$, $PV \propto T$

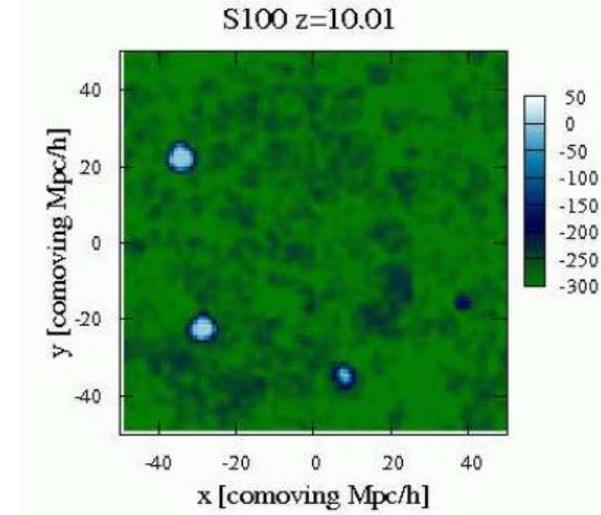
$\gamma=5/3$, $T \propto V^{(1-\gamma)} \propto V^{-2/3}$ soit $T \propto R^{-2}$, ou $T_K \propto (1+z)^2$

→ Le gaz devient plus froid que le fond

Au début, le gaz est encore assez dense, pour que l'équilibre des populations soit thermalisé, $T_S \sim T_K < T_{\text{CMB}} \rightarrow$ absorption

Mais avec l'expansion, collisions insuffisantes, $T_S = T_{\text{CMB}}$
C'est la situation la pire: ni émission, ni absorption

Heureusement, dès la formation des premières étoiles, des photons $\text{Ly}\alpha$ sont émis

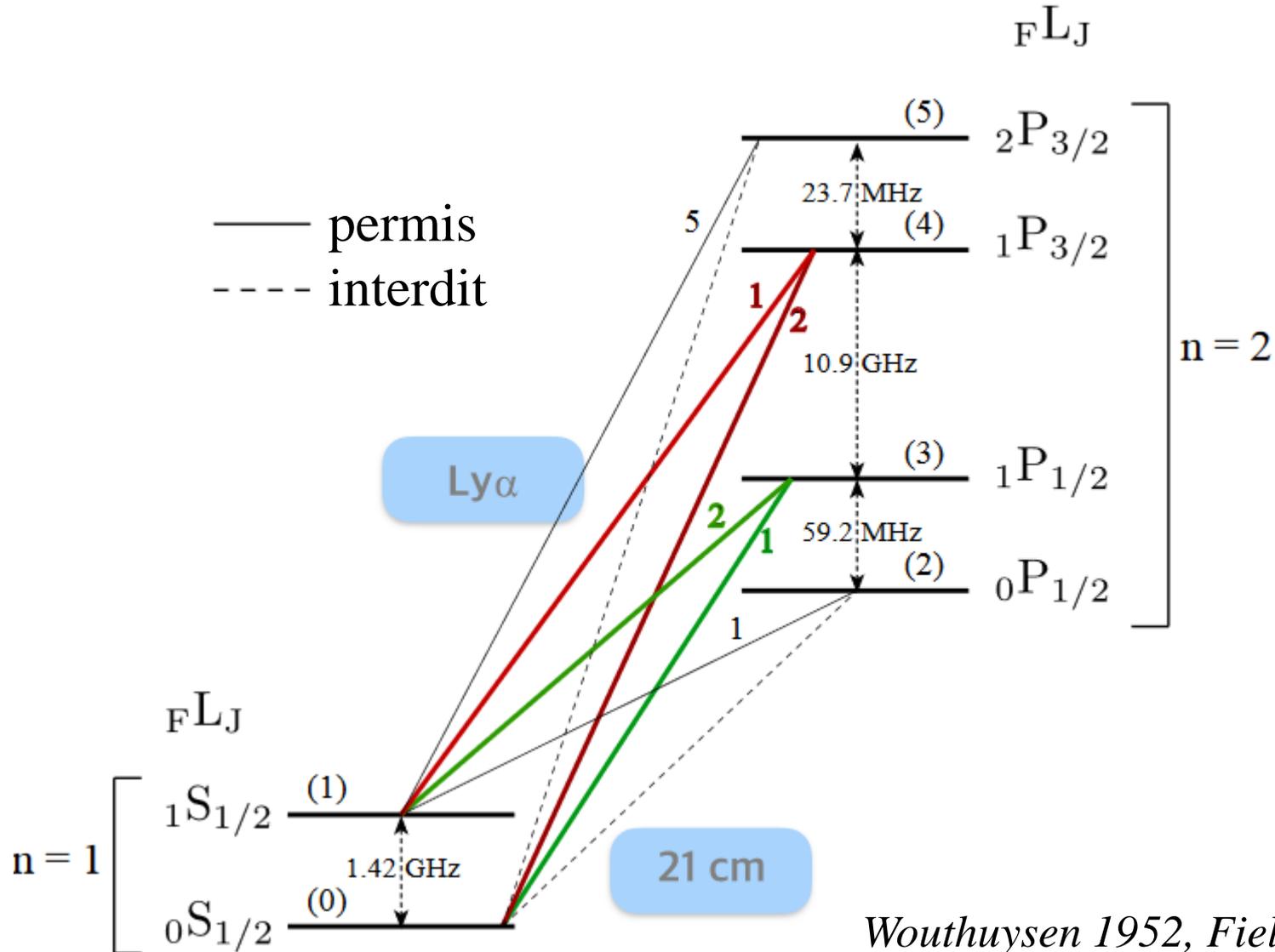


Baek+2009

Effet Wouthuysen-Field

Pompage Ly α de la raie 21cm

Les photons Ly α couplent le HI avec la température cinétique T_K



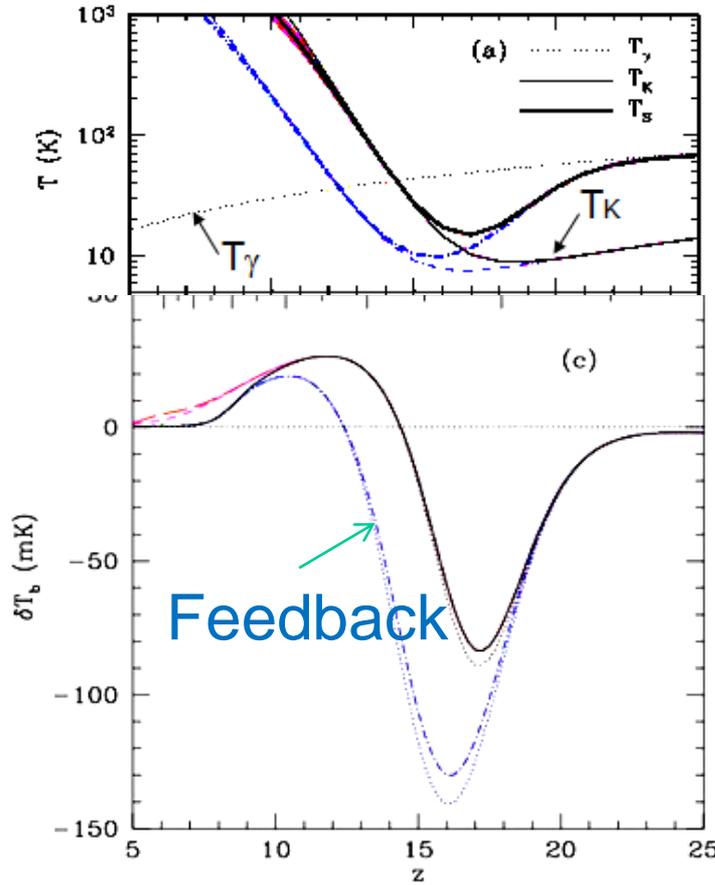
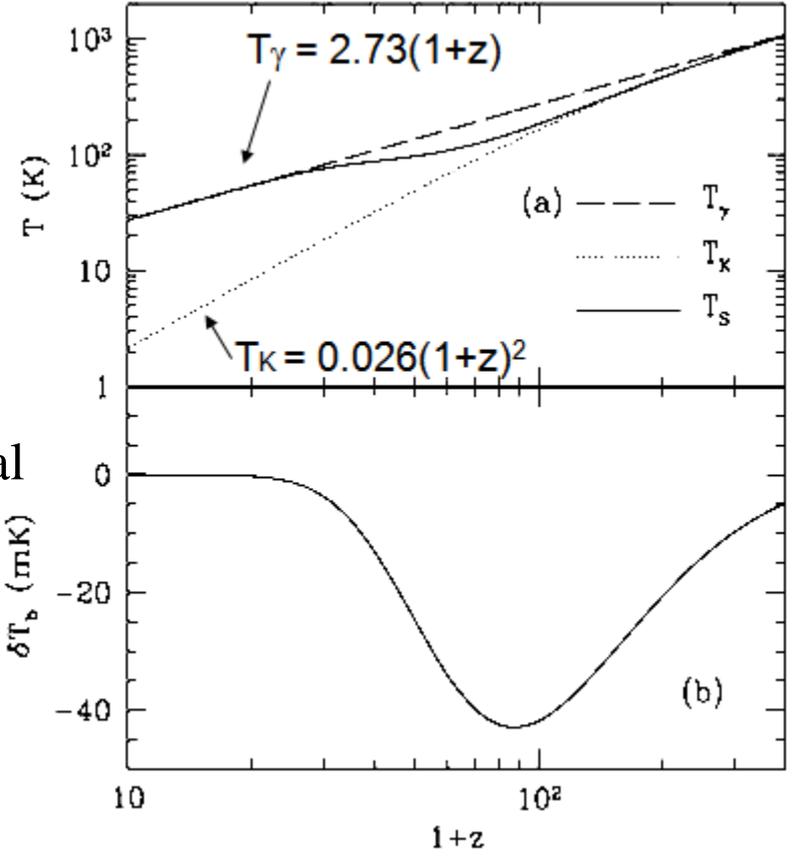
Wouthuysen 1952, Field 1958, 1959

Signal HI 21cm de l'âge sombre

• $z > 200$: $T_\gamma = T_K = T_s$ par collisions + diffusion Thomson \rightarrow pas de signal

• $z \sim 30$ à 200 : T_K découple de T_γ , mais les collisions maintiennent $T_s \sim T_K \rightarrow$ absorption

• $z \sim 20$ to 30 : Densité faible $T_s \sim T_\gamma \rightarrow$ pas de signal



Premières sources lumineuses

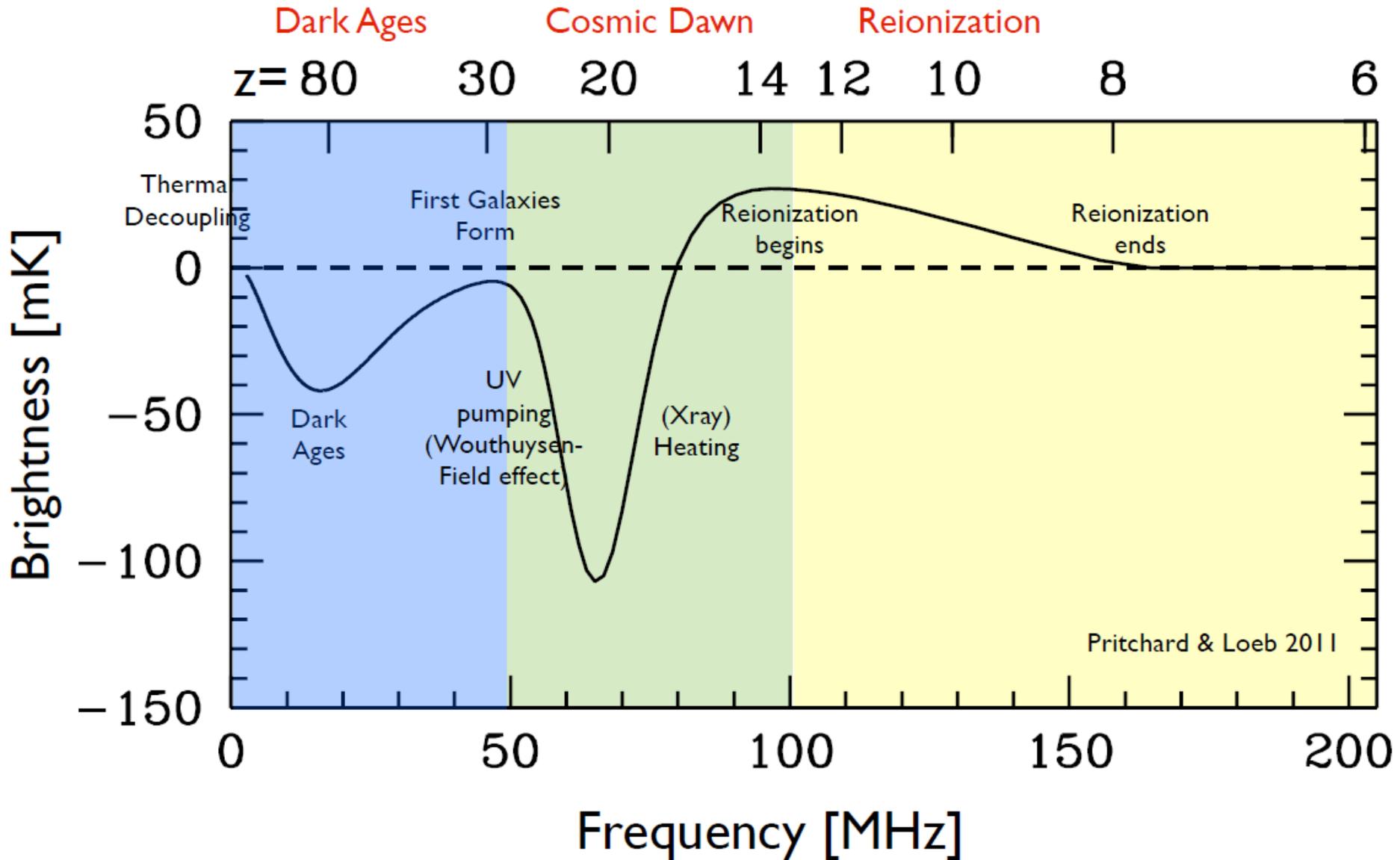
• $z \sim 15-20$: $T_s \sim T_K$ via Ly α , $T_K < T_\gamma \rightarrow$ abs

• $z \sim 6-15$: chauffage (X, Ly α , chocs), ionisé partiellement \rightarrow émission

• $z < 6$: IGM tout ionisé

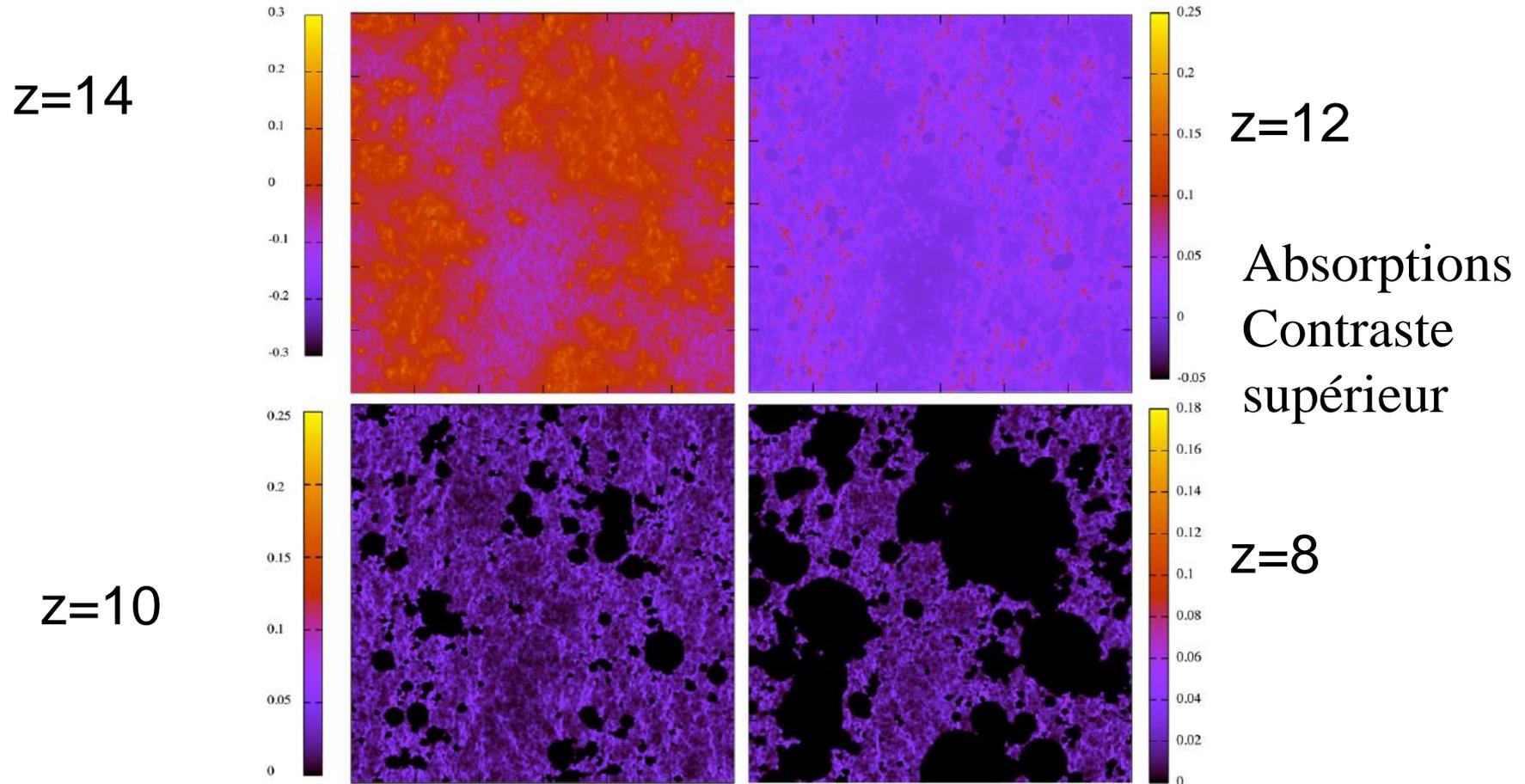
Brilliance T_b à 21cm

$$T_s = \frac{T_{CMB} + (\gamma_a + \gamma_c)T_k}{1 + \gamma_a + \gamma_c}$$



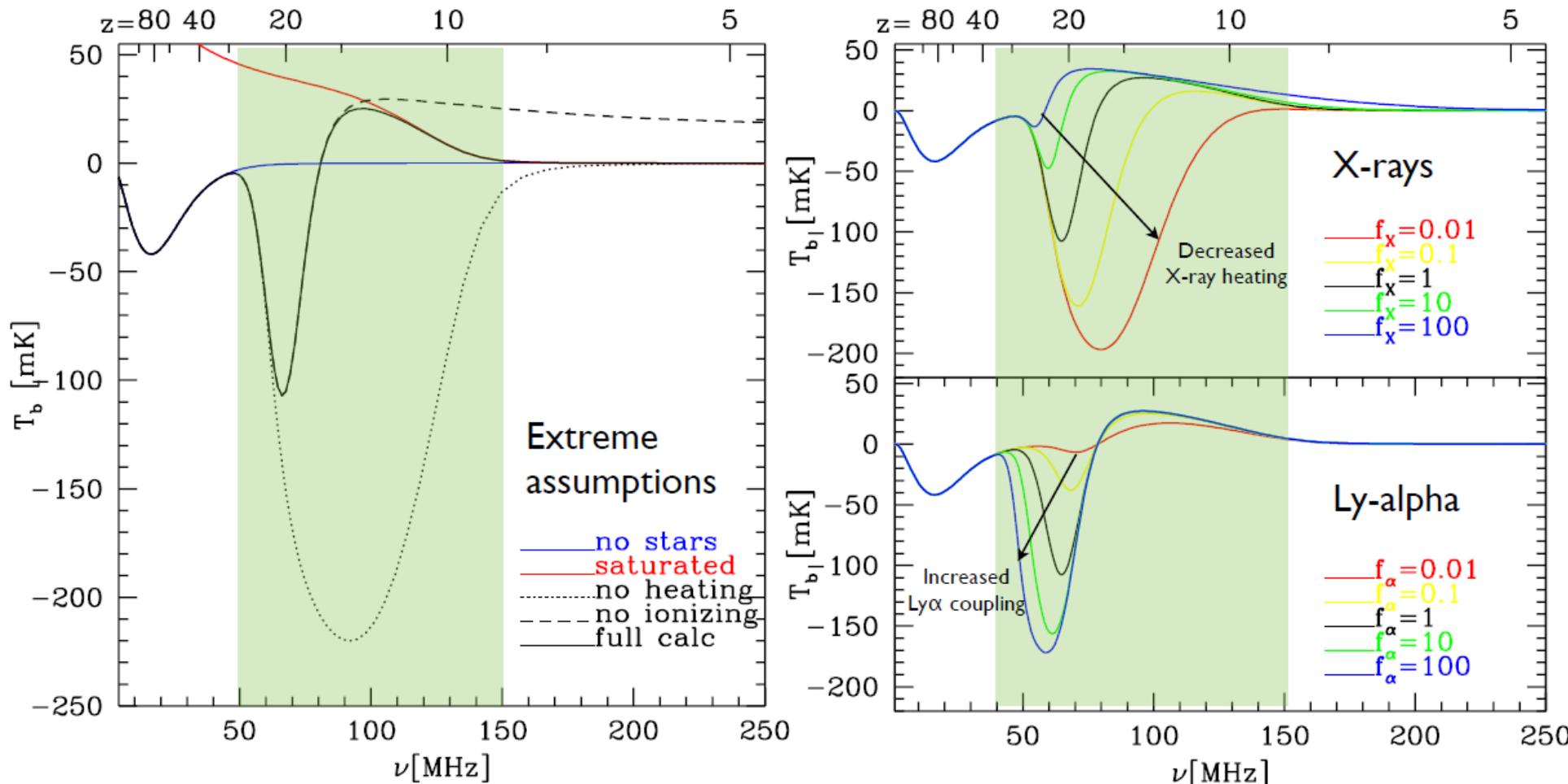
Modèles semi-analytiques

300x300Mpc, température de brillance à 21cm



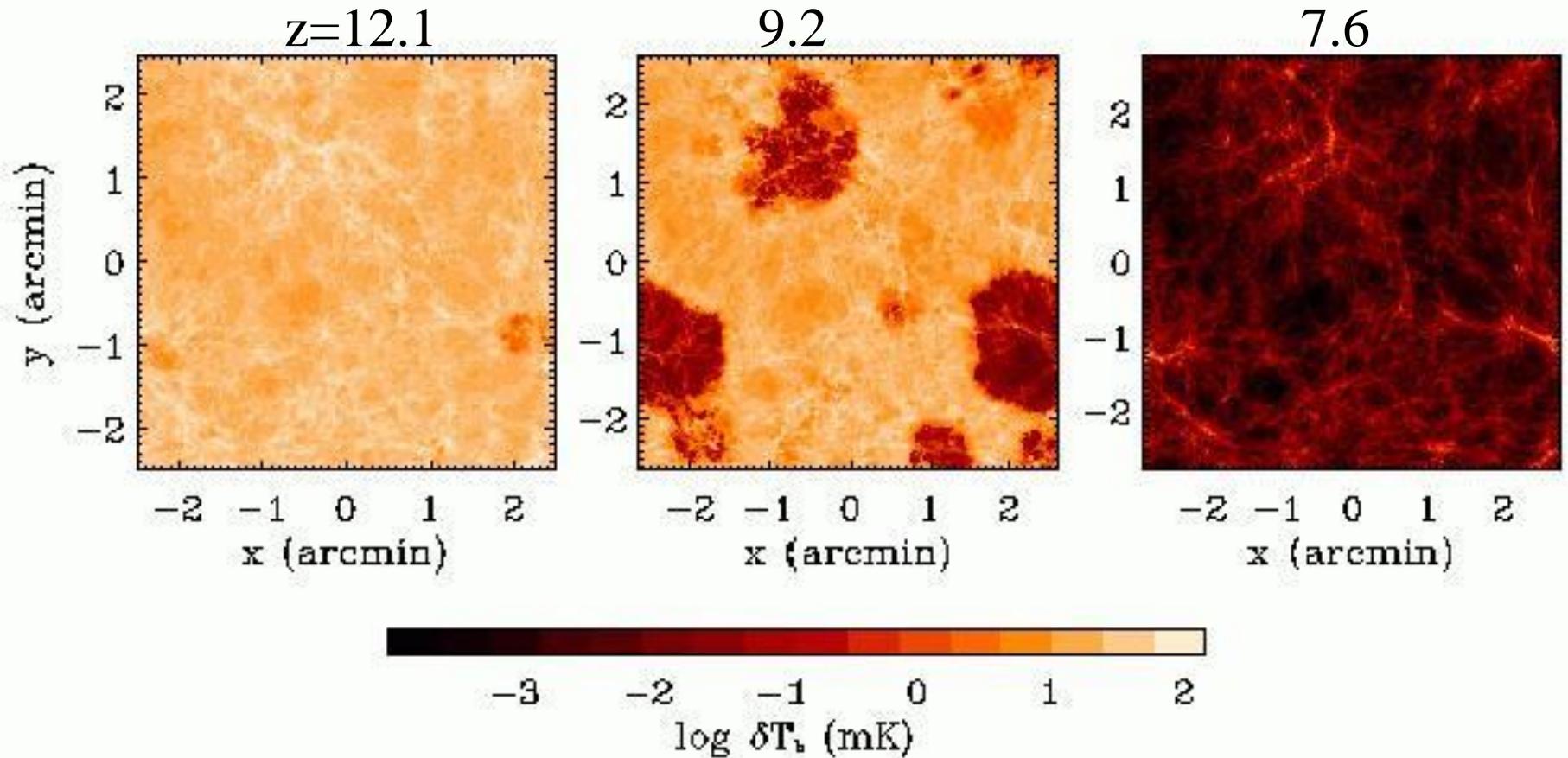
SIMFAST, *Santos et al 2010* 21cm-T comparable aux codes RT

Variations dues à SFR, couplage Ly α , chauffage des rayons X...



Pritchard & Loeb 2011

Tomographie à 21cm



Zaldarriaga et al 2004

Boîte $10/h$ Mpc, $\Delta\nu = 0.1$ MHz = 200km/s

Vitesse relative entre gaz et matière noire (DM)

Tseliakhovich & Hirata 2010

vbc = V(baryons-CDM)

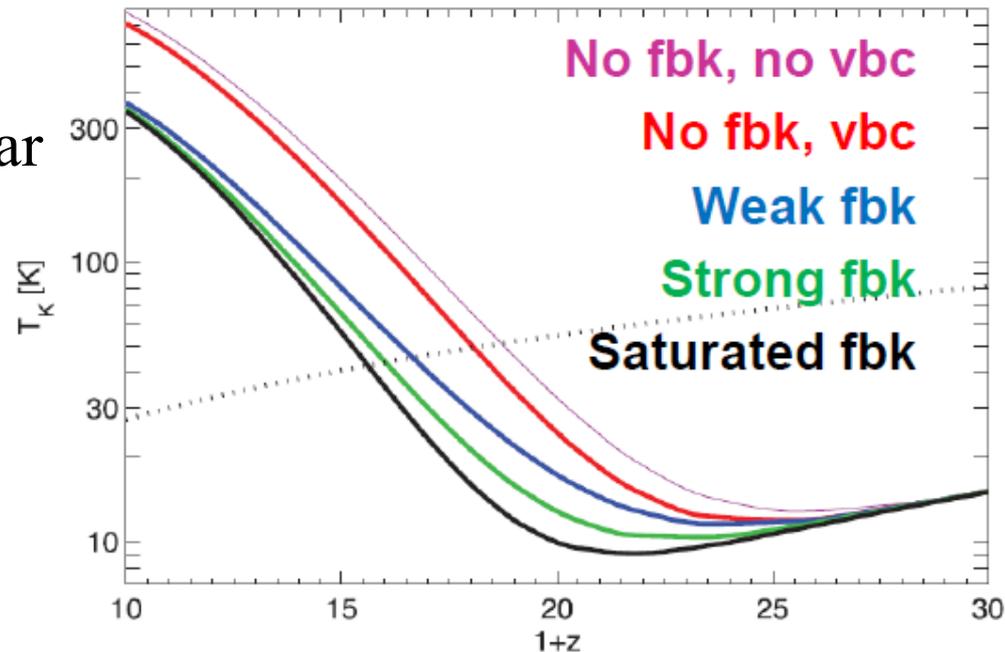
Mouvement relatif supersonique gaz - DM affecte halos 10^4 - $10^8 M_{\odot}$

- Limite abondance des halos
- Enlève le gaz

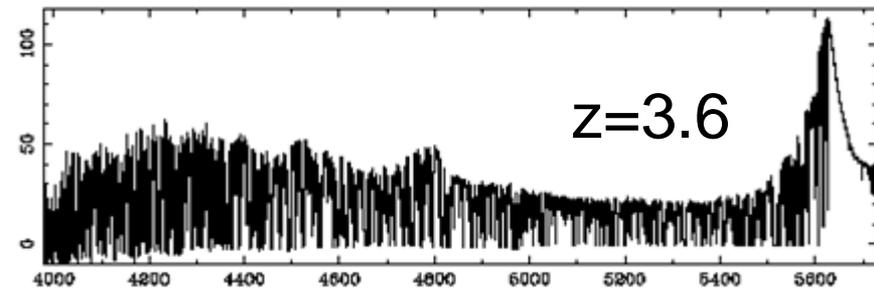
→ Retarde la formation d'étoiles par $\Delta z \sim 5$

Equivalent au feedback, ou à la matière noire tiède

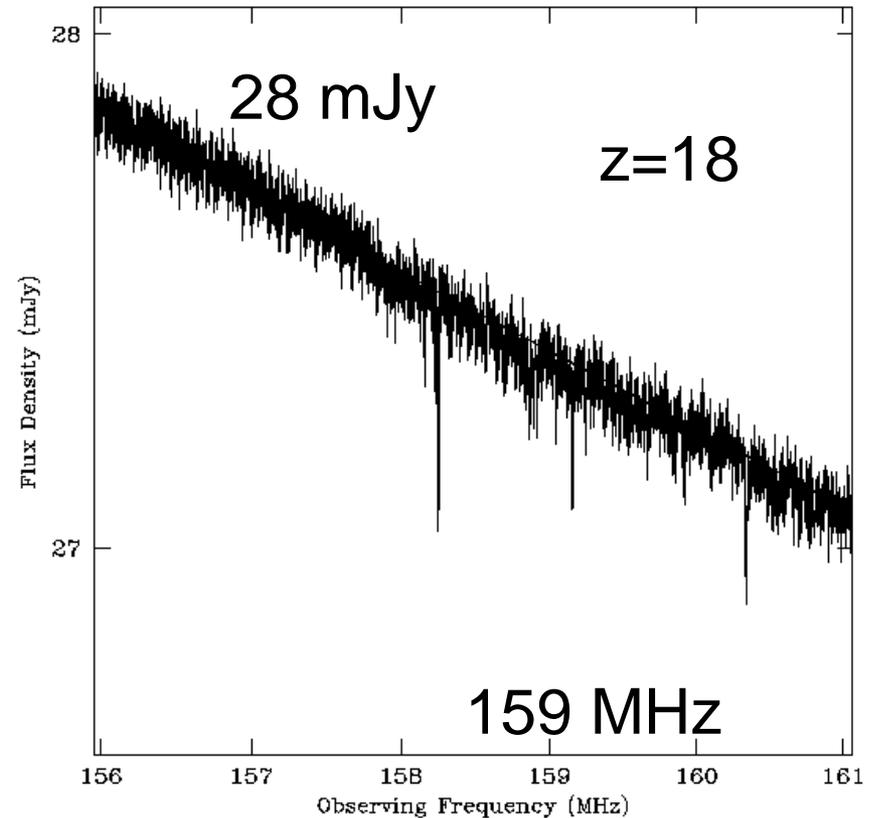
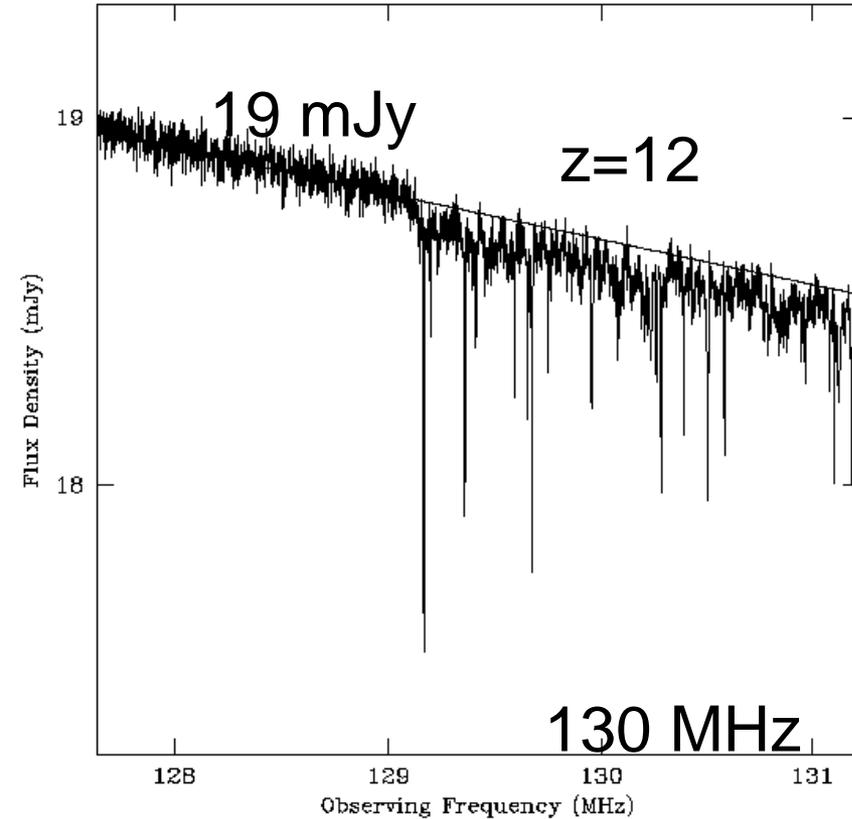
Fialkov et al 2013



Forêt de raies en absorption 21cm



Analogie avec la forêt Ly α



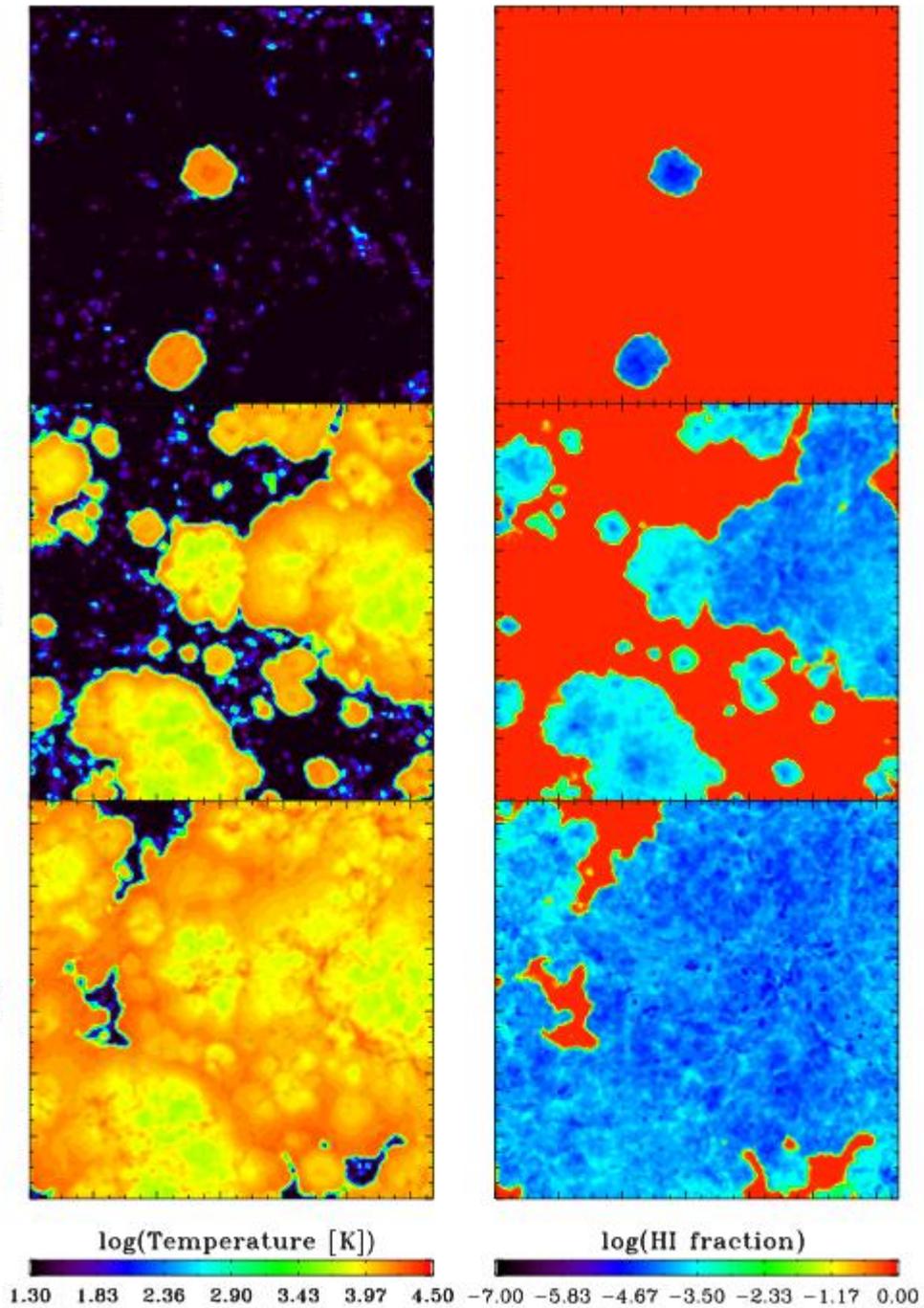
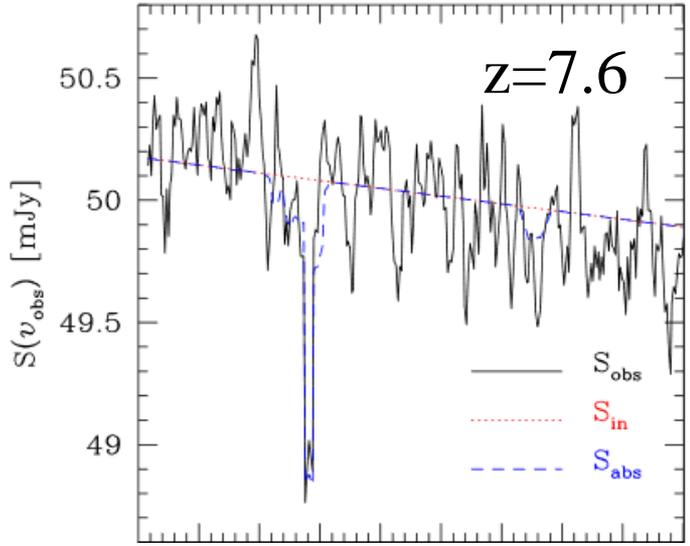
Carilli 2004

Fraction d'HI atomique

Simulation N-body
 Hydro Gadget 3
 Transfert Radiatif Crash
 Boîte de 35 Mpc · 2x 512³

L'absence d'absorption
 indiquerait le chauffage
 du gaz par les rayons-X

z=14
 z=9
 z=7

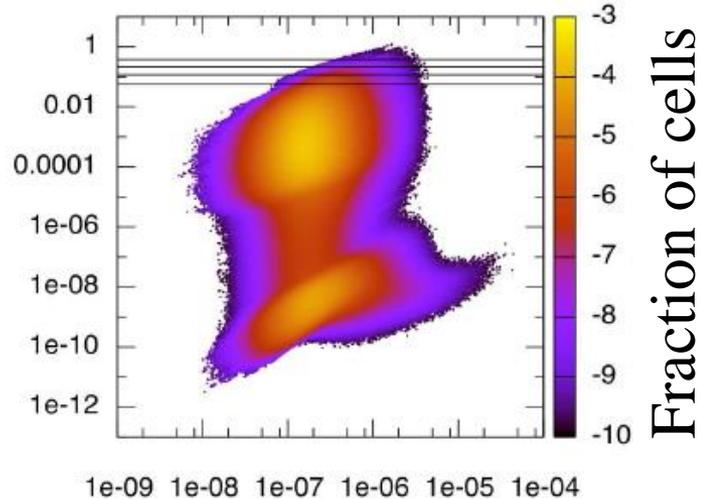


$S_{\text{in}} = 50 \text{ mJy}$

Ciardi et al 201.

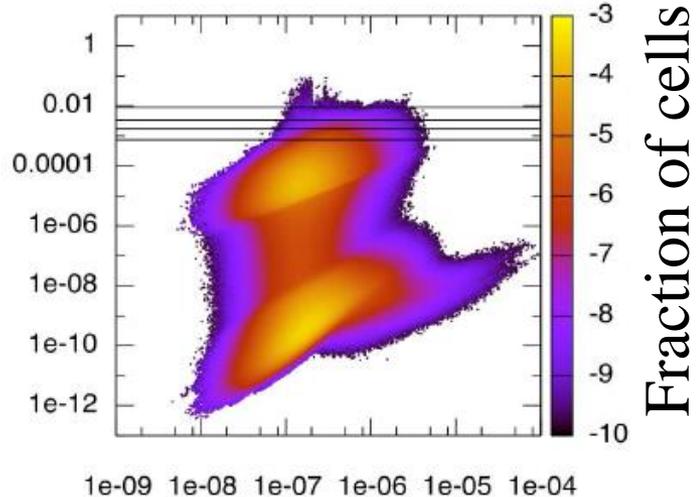
Densité-épaisseur optique

$\langle \tau_{21\text{cm}} \rangle$ $z=7.9$

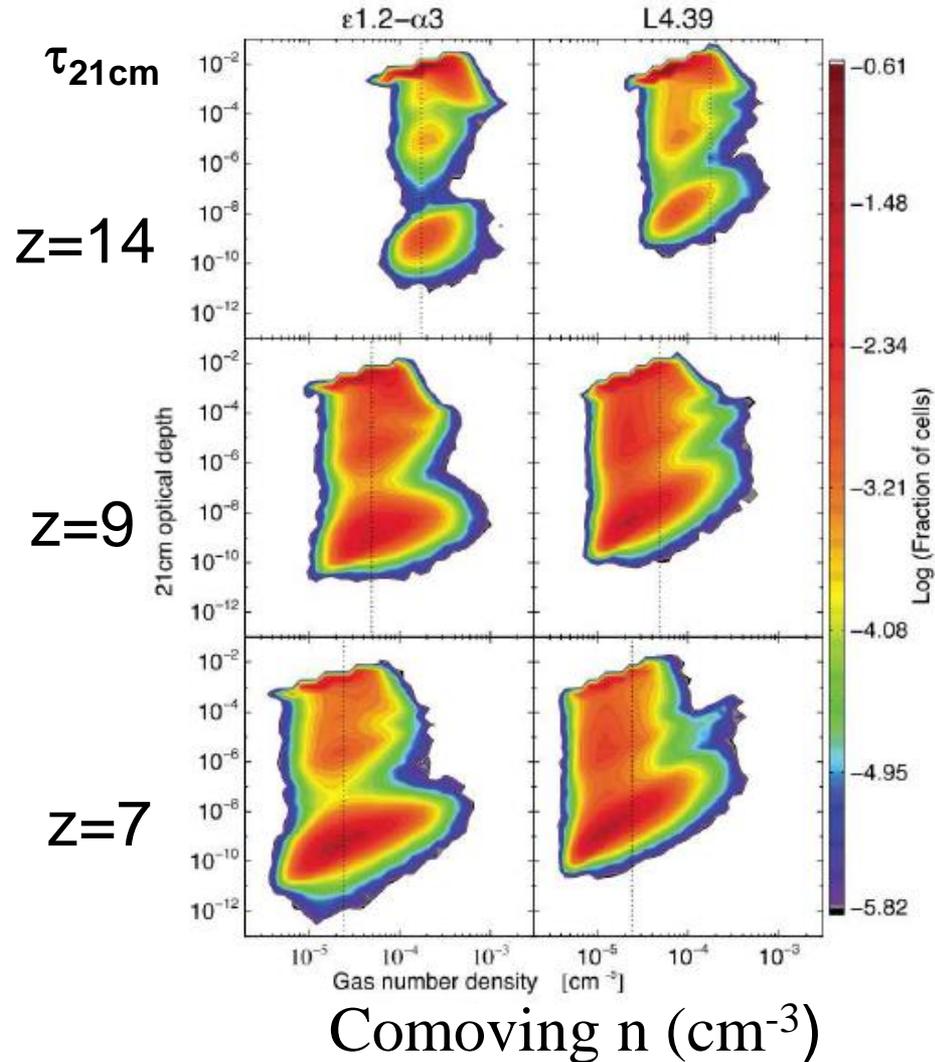


Comoving n (cm^{-3})

$\langle \tau_{21\text{cm}} \rangle$ $z=7$

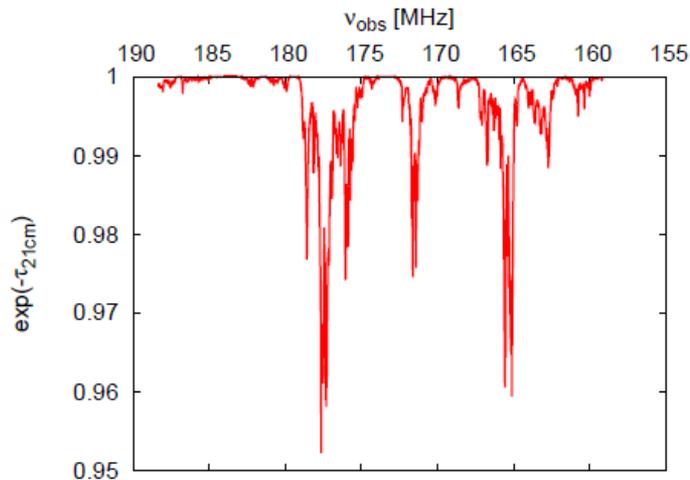


Comoving n (cm^{-3})

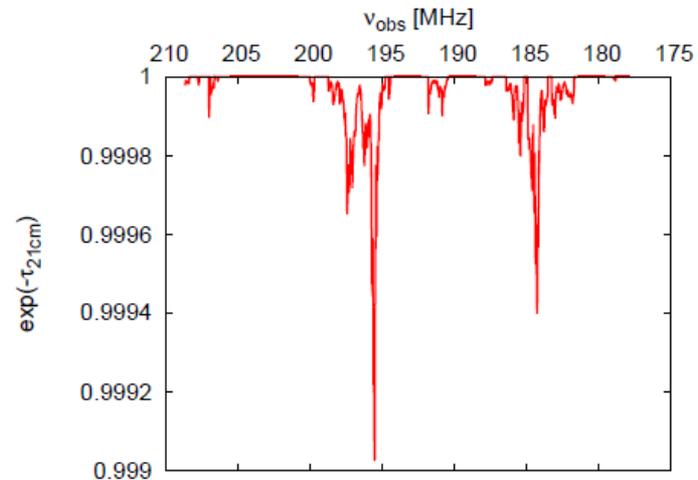


Ciardi et al 2013

Spectres attendus



$z=7.9$

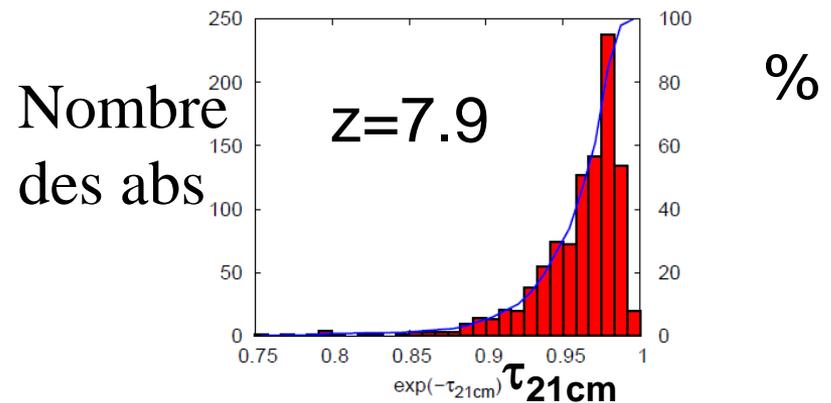


$z=7$

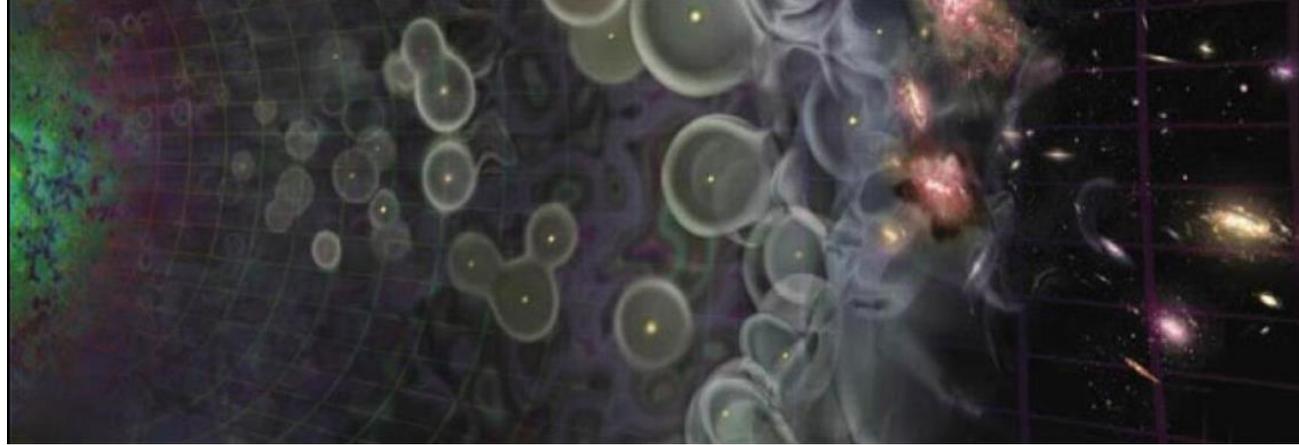
$\langle \tau_{21\text{cm}} \rangle \sim 0.05$ at $z=7.9$, and ~ 0.001 at $z=7$

→ Pas détectable à $z=7$
Mais à $z=7.9$ dans 10% des cas

Semelin 2015



Résumé



La ré-ionisation est une époque privilégiée pour tester l'histoire de l'Univers et les modèles cosmologiques:

Diagnostics optiques et IR (JWST)

Les signaux à 21cm (SKA) de plusieurs sortes:

- T_b vs redshift (âge sombre, aube cosmique, époque reionisation)
- Tomographie 21cm (coupes 2D)
- Spectres de puissance (k) à grande échelle
- Forêt de raies en absorption à 21cm (structure à petite échelle)
- Sphère de Strömngren autour des quasars brillants